

MÔ HÌNH HOÀN LƯU BIỂN VÀ ĐẠI DƯƠNG

Đinh Văn Ưu



NXB Đại học Quốc gia Hà Nội 2006

Từ khoá: Hoàn lưu, đại dương, nhiệt động lực học, chính áp, tà áp, địa thế vị, dòng địa chuyển, mô hình hai chiều, mô hình 3D

Tài liệu trong Thư viện điện tử Đại học Khoa học Tự nhiên có thể được sử dụng cho mục đích học tập và nghiên cứu cá nhân. Nghiêm cấm mọi hình thức sao chép, in ấn phục vụ các mục đích khác nếu không được sự chấp thuận của nhà xuất bản và tác giả.

ĐINH VĂN ƯU

**MÔ HÌNH HOÀN LƯU
BIỂN VÀ ĐẠI DƯƠNG**

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

MỤC LỤC

Chương 1. TỔNG QUAN VỀ CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU BIỂN.....	4
1.1 Mở đầu	4
1.2 Các mô hình chẩn đoán	5
1.3 Các mô hình dự báo biển.....	7
Chương 2. CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU ĐẠI DƯƠNG	17
2.1. Hệ các phương trình thủy nhiệt động lực học biển	17
2.2. Mô hình hoàn lưu địa chuyển.....	21
2.2.1. Xác định dòng chảy địa chuyển từ quan trắc mực biển (Altimetry)	23
2.2.2. Xác định dòng chảy địa chuyển từ số liệu thủy văn biển.....	23
2.2.3. Các mặt địa thế vị trong lòng đại dương.....	24
2.2.4. Các phương trình dòng chảy địa chuyển trong lòng đại dương	25
2.2.5. Dòng chính áp và tà áp	28
2.2.6. Dòng chảy địa chuyển trong đại dương	28
2.3. Mô hình hoàn lưu gió và hoàn lưu gradient	29
2.4. Mô hình hoàn lưu tích phân	31
Chương 3. CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU BIỂN VEN	35
3.1. Những khái niệm chung.....	35
3.1.1 Mở đầu.....	35
3.1.2 Khái niệm chung về hoàn lưu dư	36
3.2 Mô hình 3 chiều (3D) hoàn lưu biển ven	39
3.2.1. Các khái niệm cơ bản về mô hình 3 chiều địa- thủy động lực tổng quát	39
3.2.2. Hệ các phương trình nguyên thủy	40
3.2.3. Mô hình 3D thủy nhiệt động lực quy mô <i>thời tiết biển</i>	42
3.2.4. Sơ đồ khép kín rói đối với mô hình thời tiết biển	46
3.2.5. Các điều kiện biên.....	49
3.2.6. Mô hình 3D triều và nước dâng	51
3.3. Mô hình tích phân theo độ sâu và mô hình nhiều lớp.....	54
3.4. Mô hình dựa trên hiệu ứng phân lớp	55
3.5. Các mô hình giải tích	56
Chương 4. MÔ HÌNH HAI CHIỀU NƯỚC NÔNG VEN BỜ	66
4.1. Hệ phương trình chung.....	66
4.2. Phương trình vận chuyển theo hướng ngang.....	68
4.3. Điều kiện ban đầu và điều kiện biên.....	69
4.4. Phương trình đối với vận tốc trung bình theo độ sâu	75
4.4.1. Những khái niệm chung.....	75
4.4.2. Hiệu ứng của sự phân lớp	77
4.4.3. Các thông lượng trao đổi trên mặt biển	78

4.4.4. Phương trình trung bình theo độ sâu.....	79
4.5. Hệ các phương trình đối với quá trình quy mô vừa.....	79
4.5.1. Các đặc điểm hệ phương trình hai chiều triều và nước dâng.....	80
4.5.2. Những hướng phát triển của mô hình triều và nước dâng.	82
TÀI LIỆU THAM KHẢO	84

Chương 1

TỔNG QUAN VỀ CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU BIỂN

1.1 Mở đầu

Chương này giới thiệu tổng quan về các mô hình biển, trong đó chú trọng các mô hình biển ven, kể cả các mô tả về biến động của các trường nhiệt độ và độ muối. Khá nhiều các mô hình loại này đã và sẽ được sử dụng như một bộ phận của hệ thống dự báo biển. Trong tương lai, các mô hình phức tạp của khí quyển, đại dương, lục địa sẽ được kết hợp nhằm đưa ra một mô hình toàn diện. Bản thân mô hình đó có thể tự nó cũng như kết hợp để trở thành một bộ phận của mô hình khí hậu toàn cầu. Xu thế tất yếu là các mô hình vật lý ngày càng bao quát thêm các quá trình sinh học, nhằm mục đích hiểu rõ hơn về sinh thái biển và nhu cầu quản lý các bãi cá.

Mục tiêu gián tiếp của các nghiên cứu triển khai mô hình số là tìm hiểu các mối tương quan khác nhau giữa những tác động gây ảnh hưởng tới biển. Những tác động này bao gồm các dòng động lượng, nhiệt và ẩm trao đổi qua mặt biển, cũng như lưu lượng sông gây ảnh hưởng đến hoàn lưu đại dương quy mô lớn. Mỗi khi mô hình đã được khẳng định, có thể thông qua so sánh với các quan trắc và với lời giải giải tích, mô hình có thể sử dụng như công cụ kết nối với các vấn đề môi trường. Ví dụ, mô hình có thể sử dụng để dự báo diễn biến của vết dầu loang, hay cung cấp các thông tin về vị trí tối ưu cho việc đổ chất thải ra biển. Những vấn đề như vậy đòi hỏi các kiến thức về hoàn lưu trong môi trường biển, thường chỉ được cung cấp bởi các mô hình phân giải cao. Nhiều ứng dụng trong các biển ven (ví dụ vết dầu loang) có quy mô thời gian từ một vài ngày đến hàng tuần. ở đây cũng cần đến các kiến thức kể cả dự báo các biến động có thể xảy ra trong các biển ven với quy mô năm và thập kỷ. Ví dụ, người ta biết rõ rằng các bãi cá cod tại các bãi ngầm gần Newfoundland có sự biến động với chu kỳ nhiều năm (Mayer et al., 1993). Các kiến thức về điều kiện trong tương lai trên thêm lục địa có thể cho phép các nhà khoa học phần nào giải thích được hiện tượng suy giảm của nghề cá gần đây. Các nghiên cứu theo hướng này yêu cầu kết hợp với hệ thống dự báo khí hậu toàn cầu.

Các mô hình biển ven hiện đang ở nhiều mức độ khác nhau. Trước hết là các mô hình chẩn đoán. Người ta sử dụng các trường nhiệt độ và độ muối có sẵn, được rút ra từ số liệu quan trắc, để tìm cách tái hiện trường hoàn lưu. Các mô hình chẩn đoán là công cụ cơ bản cung cấp kết quả phân tích đảm bảo đối với hoàn lưu thêm lục địa theo quy mô lớn hơn bán kính biến dạng nội Rossby. Tiếp đến là các mô hình dự báo, trong đó các trường nhiệt độ và độ muối được đánh giá như một bộ phận trong thủ tục giải quyết vấn đề. Chính các mô hình dạng này sẽ tạo nên cơ sở cho hệ thống dự báo biển. Hoàn lưu chẩn đoán thường được sử dụng như điều

kiện ban đầu và điều kiện biên ngang đối với mô hình dự báo. Cả hai nhóm mô hình trên đều có những tính phức tạp khác nhau. Các mô hình dự báo có thể biến đổi từ hai chiều, tích phân theo độ sâu đến hoàn lưu ba chiều đầy đủ.

Chúng ta sẽ bắt đầu tổng quan này từ các mô hình chẩn đoán. Sau đó sẽ dần dần chuyển sang các mô hình dự báo. Chúng ta sẽ lần lượt mô tả các cách thiết lập mô hình khác nhau, các tác động và một số ví dụ sử dụng các mô hình trong dải thềm lục địa. Ở đây sẽ không đề cập đến các mô hình triều, vì chúng sẽ được đề cập đến trong một chuyên khảo khác. Mặt khác chúng ta sẽ tập trung đến các mô hình ba chiều đầy đủ, trong đó bao gồm các biến động nhiệt độ và độ muối, mặc dù cũng sẽ dành một sự chú ý nhất định đến mô hình hai chiều, tích phân theo độ sâu.

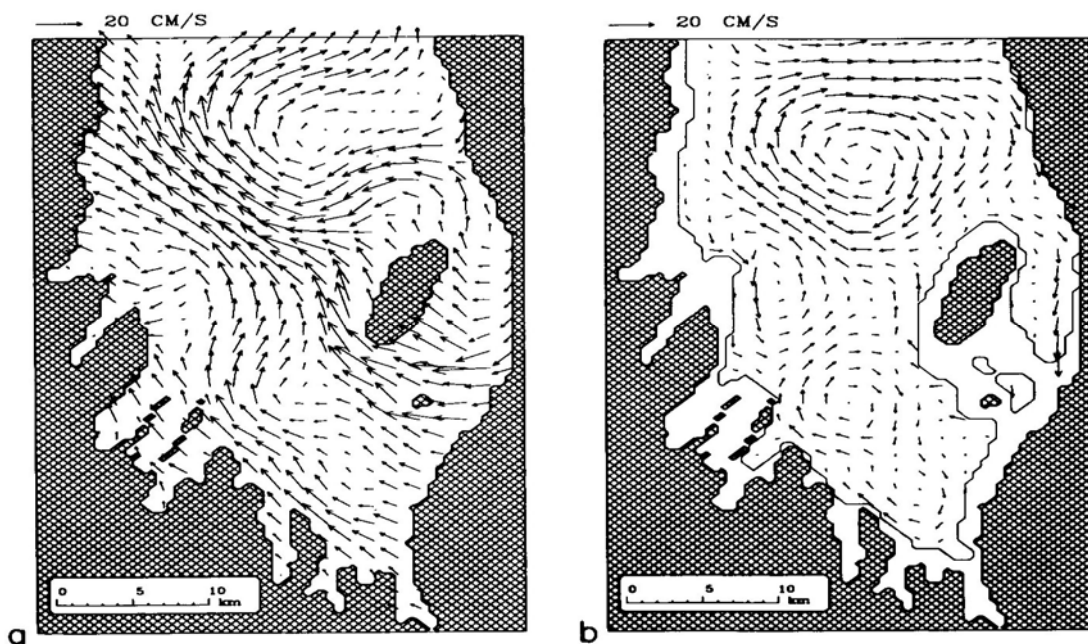
1.2 Các mô hình chẩn đoán

Lịch sử của các mô hình chẩn đoán bắt đầu khi xuất hiện bộ môn Vật lý biển (có nghĩa là từ thời Sandstrom và Helland-Hansen, 1903). Tại điểm xuất phát, người ta cho rằng các dòng chảy đều là địa chuyển và thủy tĩnh. Các phương trình gió nhiệt có thể sử dụng để tính toán các trường vận tốc nếu như biết được giá trị tại một mực quy chiếu nào đó. Thông thường người ta chọn mực quy chiếu có vận tốc bằng 0 và vận tốc tính được là giá trị tương đối so với độ sâu đó. Vấn đề nảy sinh khi độ sâu của biển trở nên nhỏ hơn độ sâu quy chiếu này, điều thường xuyên xảy ra đối với các vùng biển ven bờ. Trong trường hợp mặt cắt thủy văn hai chiều, Helland-Hansen (1934) giải quyết bằng cách ngoại suy các đường đẳng thể ngang phía dưới đáy biển xuất phát từ điểm cắt với đáy dốc. Điều này đảm bảo rằng vận tốc địa chuyển trên đáy sẽ bằng 0 nếu mực quy chiếu nằm dưới đáy biển (chúng ta cho rằng vận tốc dòng địa chuyển trên đáy bị triệt tiêu do ma sát đáy). Phương pháp của Montgomery (1941) và Csanady (1979) hoàn toàn tương đương với phương pháp Helland-Hansen (1934), vì các phương pháp đó đều lấy điểm xuất phát cho rằng vận tốc dòng chảy địa chuyển trên đáy bị triệt tiêu. Mực nước mặt biển được tính theo phương pháp đó thường được xem là mực biển tĩnh (steric) (Csanady, 1979). Gần đây, Sheng và Thompson (1996) đã đưa ra một bổ sung mới cho phương pháp Helland-Hansen. Thay bằng việc chỉ sử dụng các mặt cắt thẳng đứng, phương pháp của họ được ứng dụng cho cả vùng thềm lục địa 3 chiều. Bước đầu tiên cần tiến hành là tìm kiếm mối tương quan hàm tốt nhất thể hiện mối liên hệ giữa mật độ đáy và độ sâu biển. Mật độ dưới đáy biển được thay bằng tương quan hàm này. Tuy điều này không đảm bảo rằng vận tốc dòng địa chuyển trên đáy phải bằng 0, mực nước mặt biển tính được theo phương pháp này được mở rộng thành trường hai chiều.

Đáng tiếc là giả thiết về mực không có chuyển động thường không được xác minh. Tại nhiều miền đại dương khác nhau dòng chảy quan trắc được có hướng và vận tốc hầu như không đổi trong toàn lớp nước từ mặt đến đáy; Lazier và Wright (1993) đã đưa ra ví dụ đối với dòng chảy Labrador. Như vậy vấn đề chủ yếu trong mô hình chẩn đoán chính là việc xác định vận tốc tại mực quy chiếu phục vụ tính toán dòng địa chuyển. Yêu cầu tính toán không chỉ dừng lại ở phạm vi cục bộ mà yêu cầu giải bài toán elliptic đối với toàn miền (nếu ma sát được cho triệt tiêu thì bài toán trở nên hyperbolic, tương tự như mô hình Mellor và ctv, 1982). Bài toán với hiệu ứng JEBAR (ảnh hưởng tương hỗ của hiệu ứng tà áp và địa hình, Sarkisyan và Ivanov,

1971; Huthnace, 1984) có thể tạo nên nhiễu loạn do tác động của mật độ đưa vào và địa hình đáy. Để vượt qua trở ngại này, Mellor và ctv (1982) đã yêu cầu biến đổi tọa độ nhằm thay việc giải các hàm dòng thể tích vận chuyển bằng biến mới bao gồm hàm dòng thể tích vận chuyển lẫn thể năng của cột nước. Nếu mô hình triển khai với giá trị không đổi trong không gian của tham số Coriolis (trên mặt phẳng f , Gill, 1982) thì sẽ không cần thiết phải tính toán biến động của thành phần JEBAR. Một cách tiếp cận khác được Rattray (1982) đưa ra, theo đó vấn đề dẫn đến các thành phần của áp suất đáy, khác với hàm dòng khối lượng vận chuyển. Gần đây, deYoung, Greatbatch và Forward (1993) đã mở rộng phương pháp Mellor và ctv (1982) nhằm kể đến ma sát đáy, xáo trộn thẳng đứng của động lượng và cho phép tồn tại các khu vực đường bao khép kín của fH trong miền tính (ở đây f là tham số Coriolis và H là độ sâu biển).

Mellor và ctv (1982) đã ứng dụng phương pháp này đối với Bắc Đại Tây Dương và tiến hành tính toán theo số liệu trường trung bình năm của Levitus (1982). Các trường tổng hợp thu được có rất nhiều điểm phù hợp với thực tế (ví dụ dòng Gulf Stream tách ra tại mũi Hatteras, đạt giá trị vận chuyển cực đại tại phía nam Newfoundland vào khoảng 90 Sv và đạt đến phía bắc thông qua xoáy hoàn lưu được mô tả khá kỹ trong bài của Hogg và ctv (1986). Từ đây phương pháp này được Greatbatch và ctv (1991) sử dụng tính được sự suy giảm đến khoảng 30 Sv vào cuối những năm 1950 và đầu những năm 1970.



Hình 1.1. Vận tốc tại độ sâu 2 mét (a) và 50 mét trên vịnh Conception, Newfoundland theo kết quả chẩn đoán của mô hình de Young, Greatbatch và Forward (1993), số liệu nhiệt muối theo kết quả quan trắc CTD.

Một ví dụ khác được Kantha, Mellor và Blumberg (1982) đưa ra khi áp dụng mô hình để chẩn đoán hoàn lưu tại Nam Đại Tây Dương (bight). Một ví dụ áp dụng để tính hoàn lưu vùng vịnh ven bờ được dẫn ra trên hình 1.1. Trên hình này dẫn ra trường vận tốc tại 2 mét và 50 mét chẩn đoán theo số liệu mặt cắt CTD tại vịnh Conception, Newfoundland vào ngày 17 tháng 4 năm 1989. Số liệu từ trạm phao đo dòng chảy được sử dụng để xác định phân bố theo mặt cắt ngang của lưu lượng nước tại cửa vịnh, các tính toán đưa ra trên mô hình của de Young và ctv

Mô hình chẩn đoán tương tự đã được de Young và ctv (1994a) sử dụng nhằm cung cấp trường vận tốc phục vụ việc xác định thời gian lưu lại của cá *cod* bột trong vịnh Conception. Mô hình cũng đã được áp dụng cho thêm lục địa Newfoundland. Các trường nhiệt, muối đầu vào được lấy theo kết quả phân tích lịch sử cho từng mùa dựa trên cơ sở dữ liệu tập hợp được từ năm 1910 (de Young và ctv, 1994b). Các trường vận tốc tính toán cũng đã được Davidson và de Young (1995) sử dụng để nghiên cứu quá trình vận chuyển và lưu lại của trứng cá và cá *cod* con trên vùng thêm lục địa Newfoundland.

Một mô hình chẩn đoán khác đã được sử dụng trong nghề cá là của Lynch và ctv (1992). Trong đó phương pháp phân tử hữu hạn đã được sử dụng trong khi giải đối với áp suất trên mặt (mặt biển) nhằm xác định thành phần tà áp của dòng chảy. Werner và ctv (1993) đã mô tả một ứng dụng khác của mô hình đối với nghề cá tại vùng bờ biển Georges. Mô hình này cũng được sử dụng để nghiên cứu thủy văn và hoàn lưu trên thêm lục địa Scotland (Loder và ctv, 1995).

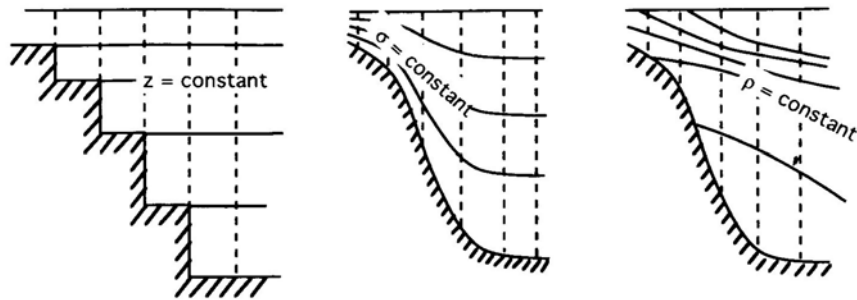
Yêu cầu quan trọng nhất đối với mô hình chẩn đoán đó là các trường nhiệt độ và độ muối. Thông thường, như trong các mô hình của Mellor và ctv (1982) hay của de Young và ctv (1993), các trường nhiệt độ và độ muối cần được dẫn ra trên một kích thước tương ứng. Mặt khác, do các trường này được dẫn ra theo cách độc lập so với các trường động lực (v.d. Levitus, 1982), nên các trường cần thiết này lại không được tương thích động lực so với các trường vận tốc tính toán. Các nghiên cứu tiếp cần theo hướng đưa các thông tin động lực học vào trong thủ tục phân tích nhằm thu được các trường nhiệt độ và độ muối mang tính tổng hợp. Các phương pháp phức tạp tương tự như kỹ thuật xử lý bổ trợ (phó) làm xuất hiện các khó khăn trong thực tế đã được Tziperman và ctv (1992) phản ánh trong bài viết của mình. (Có thể đi sâu hơn về phương pháp phân tích biến thể đảo – VIM do Brasseur (1992), Brankart và ctv (1996) phát triển sau này). Có thể nói rằng yêu cầu đặt ra ở đây là phải xây dựng một phương pháp đơn giản đưa được các thông tin động lực vào phân tích. Các ví dụ về thông tin ảnh hưởng địa hình đáy đối với các trường phân tích đã được Reynaud và ctv (1995), de Young và ctv (1994b) trình bày. Các mô hình chẩn đoán vẫn còn là một phương tiện quan trọng để có thể rút ra được những thông tin từ các trường nhiệt độ và độ muối, đồng thời chúng lại cung cấp các điều kiện ban đầu cho mô hình dự báo sẽ được trình bày trong mục tiếp theo.

1.3 Các mô hình dự báo biển

Những bàn luận tiếp theo chỉ tập trung cho các mô hình số 3 chiều đại dương cho phép mô tả sự biến động của các trường nhiệt độ và độ muối. Chúng ta sẽ xác định các đặc trưng của mô hình và mô tả các mô hình đó trên phương diện phân tích các đặc trưng đó. Các đặc trưng này có thể tập hợp theo mô hình tọa độ thẳng đứng, tham số hoá xáo trộn thẳng đứng và xáo trộn ngang cùng xử lý điều kiện trên mặt biển.

Toạ độ thẳng đứng

Hình 1.2 cho ta sơ đồ các hệ toạ độ thẳng đứng khác nhau. Hệ thứ nhất được gọi là hệ toạ độ z với trục toạ độ đều tuyến tính theo hướng thẳng đứng. Ưu điểm của hệ toạ độ này gắn trực tiếp với các trường nhiệt độ, độ muối và mật độ của nước biển. Tính đơn giản vẫn luôn được xem là một ưu điểm.



lưới z (z -C) lưới toạ độ sigma (σ -C) lưới đẳng thể (ρ -C)

Hình 1.2. Các sơ đồ lưới toạ độ thẳng đứng

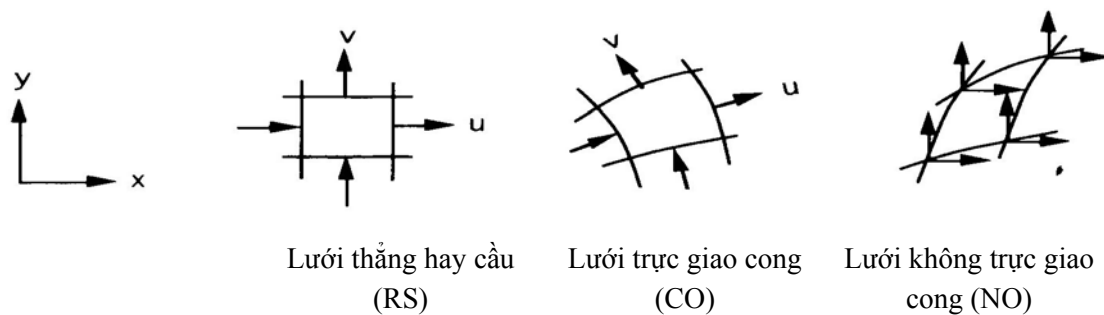
Hệ thứ hai được gọi là hệ toạ độ sigma, (x^*, y^*, s) với $x^*=x$, $y^*=y$ và $s = \frac{z - h(x, y)}{H(x, y) - h(x, y)}$, trong đó $H(x, y)$ là độ sâu địa hình và $h(x, y)$ là mực biển ($h=0$ tương ứng cho mặt biển cố định). Các phương trình biến đổi thu được thường không phức tạp lắm. Hệ toạ độ sigma có ưu điểm trước hết gắn với dòng trên thềm lục địa và khi địa hình có sự biến đổi khá lớn (tại nhiều nơi). Hệ toạ độ này cũng cho phép thể hiện bằng sơ đồ số lớp biên đáy biển. Tuy nhiên cũng có những sai số nhất định xuất hiện khi đánh giá các gradient ngang, đặc biệt quan trọng đối với lực gradient áp suất trong hệ toạ độ sigma. Các quan điểm khác nhau về vấn đề này cũng như tính chất nghiêm trọng của chúng đã được thể hiện trong các bài báo của Haney (1991) và Mellor và ctv (1994).

Hệ thứ ba đó là toạ độ đẳng thể tích, thay cho các toạ độ (x, y, z) người ta sử dụng các toạ độ x, y và mật độ thể tích ρ (hoặc sigma-t tương ứng). Tính ưu việt của hệ toạ độ này là khả năng cho phép nâng cao mức chi tiết tại những nơi có gradient mật độ lớn. Tương tự mức chi tiết tại lớp xáo trộn mạnh sẽ trở nên thô hơn. Vấn đề phức tạp xuất hiện ở đây gắn liền với yêu cầu tương thích các mặt đẳng thể tích với mặt biển và đáy biển.

Toạ độ ngang

Hình 1.3 cho ta thấy tính đa dạng của các hệ toạ độ ngang. Trước hết đó là hệ toạ độ trực giao đề các hoặc cầu (cả hai hệ toạ độ này đều thể hiện qua các mặt có hai toạ độ ngang không đổi). Hệ thứ hai đó là hệ toạ độ cong trực giao tổng quát, trong đó có cả hệ toạ độ đề-các và toạ độ cầu. Tính chất tự do hơn của hệ toạ độ cong có thể cho phép đưa các đường toạ độ gần với đường bờ hơn, tăng độ phân giải và giảm được số lượng các điểm đất và tránh được tính kỳ dị của toạ độ cầu gần với các địa cực. Tính tự do của chúng có thể đạt được qua lưới không

Một đặc điểm khác cho phép phân biệt các mô hình đó là cách thức xử lý các biến mô hình theo hướng ngang. Điều này đã được phân loại thành sơ đồ Arakawa A, B, C (Arakawa và Lamb, 1981). Trong từng sơ đồ lưới, nhiệt độ và độ muối được cho trên cùng nút lưới với áp suất, sự khác nhau chỉ xảy ra đối với các thành phần vận tốc ngang. Tính ưu việt của sơ đồ A và B được thể hiện qua việc cho cả hai thành phần của vận tốc ngang trên cùng một điểm nút lưới cho phép xử lý các thành phần lực Coriolis theo hướng tiến. Sơ đồ C có ưu điểm cho phép sai phân tiến đối với vận chuyển vô hướng. Đối với các phương trình nước nông không quay, sơ đồ A gặp bất lợi tương ứng sơ đồ C độc lập $l\sigma^2$ (Mesinger và Arakawa, 1976). Đối với quy mô lưới, các dạng sóng khác nhau như sóng trọng lực, sóng Kelvin, sóng địa hình, v.v.. có thể phụ thuộc vào sơ đồ lưới, điều này đã được đề cập trong các bài báo Mesinger và Arakawa (1976), Hsich, Davey và Wajowicz (1983), Wajowicz (1986) và Foreman (1987). Dietrich (1993) đã mô tả phương pháp xử lý các thành phần lực Coriolis trên sơ đồ C cho phép loại trừ hầu hết các nhược điểm đối với sơ đồ này đối với trường hợp $\mathcal{R}e$ phân giải thô. Tác giả đã yêu cầu sử dụng các kỹ thuật nội suy nhằm loại trừ các phát sinh gắn liền với sơ đồ A (Dietrich và Ko, 1994).



Hình 1.3. Sơ đồ các dạng lưới tính.

Trong lưới RS và NO hướng vận tốc được cố định. Dựa vào hình dáng lưới vị trí gắn các biến cũng biến đổi. RS và CO thể hiện sơ đồ Arakawa C trong đó vận tốc được thể hiện như trên hình; mật độ và các tính chất vô hướng khác được gán cho điểm trung tâm. Lưới NO theo sơ đồ A hoặc B, trong đó các thành phần vận tốc cùng ở tại một điểm; đối với sơ đồ A mật độ cũng gắn tại điểm vận tốc; đối với sơ đồ B, mật độ gắn tại điểm trung tâm ô lưới.

Xáo trộn thẳng đứng

Xáo trộn là một đặc điểm quan trọng của các quá trình đại dương đối với các biển ven khi độ sâu nhỏ có thể dẫn đến ma sát trượt lớn (gắn liền với triều) cùng với xáo trộn mạnh theo phương thẳng đứng. Chúng ta sẽ trao đổi về một số phép tham số hoá được sử dụng đối với xáo trộn thẳng đứng. Thông thường người ta chú ý đến lớp mặt biển hay lớp xáo trộn có thể đồng thời xác định hai loại mô hình: mô hình cục bộ và mô hình tích phân. Các mô hình cục bộ mô tả nhót và khuấy tán xoáy rối (chúng ta tạm thời không chú ý đến các mô hình giải đồng thời các thành phần ứng suất Reynolds và tens- thông lượng) và đầu ra là phân bố nhiệt độ, độ muối và vận tốc. Từ các thông tin đó, nếu như nhót và khuấy tán rối phụ thuộc vào số Richardson có thể xác định được giới hạn dưới của miền xáo trộn mạnh và độ dày lớp xáo trộn được xác

định theo phương pháp chẩn đoán. Các mô hình tích phân xem lớp xáo trộn là hiển nhiên và chấp nhận tính đồng nhất tổng thể, mô hình được giải đối với các đặc trưng lớp xáo trộn theo các quy luật bảo toàn dạng tích phân (Niiler và Kraus, 1977). Bảng 1a cho ta các đặc điểm của cách tham số hoá nêu trên.

Bảng 1a Các phép tham số hoá đối với xáo trộn thẳng đứng

Phép tham số hoá	ký hiệu
Độ nhớt không đổi	CVD
Số Richardson làm biến đổi nhớt	RND
Khép kín rối	TC
Mô hình lớp xáo trộn tích phân	BML

Nếu chúng ta cho rằng khuếch tán động lượng và nhiệt độ có tính tương đương (như số liệu phòng thí nghiệm yêu cầu) sẽ thu được: $\frac{dT}{dV} \gg \frac{Q}{c_p t}$ trong đó dT biến đổi của nhiệt độ theo

độ sâu qua lớp nước trên mặt biển; dV biến đổi của vận tốc; c_p là nhiệt dung, t và Q là ứng suất gió và thông lượng nhiệt qua mặt biển. Như vậy đối với các giá trị thường gặp, $Q = 50 \text{ W m}^{-2}$ và

$t = 1 \text{ dyn cm}^{-2}$, ta thu được $\frac{dT}{dV} \gg 0,1 \frac{^\circ\text{C}}{\text{ms}^{-1}}$. Từ số liệu quan trắc hay từ kết quả mô hình hoá, có

thể thấy rằng $dV \gg 10 \text{ cm s}^{-1}$, do đó $dT \gg 0,01 \text{ }^\circ\text{C}$. Như vậy biến đổi của nhiệt độ trong lớp nước mặt thường nhỏ nếu đem so sánh với biến đổi quy mô đại dương do đó người ta nói đến “xáo trộn mạnh” trong khi c_p biến đổi vận tốc l'i không bị xáo trộn ẽ mœc tương ứng. Một số đặc trưng khác, như dyoxit các bon, cũng tương tự như vận tốc thể hiện sự biến đổi đáng kể trong lớp nước mặt biển. Các mô hình cục bộ [Munk và Anderson, 1948; Panacowski và Philander, 1982] cũng như mô hình với khép kín rối [Mellor và Yamada 1974, 1982] đã cho phép tính toán sự biến đổi đó. Cùng với sự phát triển của các phương tiện tính toán, độ phân giải theo độ sâu càng ngày càng được tăng lên có thể vượt quá 25 tầng và như vậy lớp mặt đã có thể chia chi tiết đến 5 tầng.

Xáo trộn ngang

Nếu tiến hành phân tích bậc đại lượng các phương trình thủy động lực cơ bản, một số hạng thức có thể bỏ qua do giá trị của biến đổi trong không gian theo hướng ngang không đáng kể so với hướng thẳng đứng. Điều này dẫn đến xấp xỉ thủy động lực tương ứng loại bỏ các hạng thức xáo trộn rối ngang. Nếu như độ phân giải không gian theo chiều ngang đáp ứng thì những thành phần này có thể bỏ qua được [Oey và ctv 1985a,b,c]. Như vậy chúng ta sẽ đưa thêm một phương án khuếch tán/nhớt bằng 0 (ND) vào bảng 1b. Tuy nhiên, đối với phần nhiều các ứng dụng hiện nay với độ phân giải không đáp ứng xáo trộn ngang lại trở nên cần thiết nhằm hạn chế các nhiễu số trị nếu như chúng ta không muốn để mô hình trở nên hỗn loạn. Như vậy chúng

ta cần kể đến một phương pháp dập tắt nhiễu trong bảng 1b, nghĩa là sử dụng một hệ số khuếch tán/rối ngang không đổi (CHD, đồng nghĩa với Laplace làm tròn) hoặc phụ thuộc vào gradient vận tốc, cách đề xuất của Smagorinsky được xem như một công cụ hỗ trợ vật lý hữu hiệu (Smagorinsky, 1963). Hằng số thực nghiệm trong công thức khuếch tán của Smagorinsky được cho là không thứ nguyên và tỷ lệ với diện tích ô lưới do đó sẽ mất đi khi độ phân giải đáp ứng yêu cầu đặt ra. Toán tử làm tròn biharmonic [Holland, 1978] sẽ loại bỏ một cách chọn lọc các quy mô nhỏ. Một cách tiếp cận khác đó là lọc các trường tính toán sau từng bước tính bằng bộ lọc, ví dụ bộ lọc Shapiro [Robinson và Walstad, 1987].

Bảng 1b Danh mục các phép tham số hoá đối với xáo trộn rối ngang

Phép tham số hoá	ký hiệu
Khuếch tán/ nhớt triệt tiêu	ND
Khuếch tán/ nhớt không đổi	NHD
Khuếch tán/ nhớt theo Smagorinsky	Smag
Toán tử làm tròn biharmonic	BiH
Bộ lọc	FLT

Xử lý đối với mặt biển

Các mô hình cũng được phân biệt theo cách thức xử lý đối với mặt biển.

Các mô hình sử dụng xấp xỉ “bề mặt cứng” (Gill, 1982) cho vận tốc theo phương thẳng đứng bằng 0 trên độ cao mực biển trung bình. Độ cao mực biển có thể được xác định bằng cách chẩn đoán từ mặt áp suất, đến lượt mình mặt áp suất lại được chẩn đoán theo các phương trình động lượng ngang. Phép xấp xỉ “bề mặt cứng” thường được xem là thoả mãn đối với quy mô thời gian một vài ngày hoặc lớn hơn và quy mô không gian nhỏ hơn bán kính biến dạng chính áp. Điều này có ưu thế loại trừ các sóng trọng lực và sóng Kelvin và do đó cho phép sử dụng bước thời gian lớn hơn so với thông thường. Điều này sẽ không chấp nhận được đối với các ứng dụng có sóng triều và nước dâng, khi sóng tà áp Kelvin có một vai trò áp đảo. Phép xấp xỉ bề mặt cứng cũng không thuận lợi trong khi kết hợp số liệu đo triều hay độ cao mực biển với các mô hình (Killworth và ctv., 1991). Phương pháp đúng đắn nhất để xác định độ cao mực biển đó là sử dụng điều kiện biên động học trên mặt biển (Gill, 1982) và tính mực biển theo hướng dự báo. Các mô hình tính toán mực biển theo kiểu này được gọi là mô hình “mặt tự do”.

Các mô hình đại dương cụ thể

Bảng 2 dẫn ra liệt kê các mô hình đại dương hiện có. Chúng ta chú trọng các mô hình ba chiều với đầy đủ thành phần thủy nhiệt động học. Có thể có những cách hiểu khác nhau, các mô hình này được nhiều người sử dụng song với một số quá trình đặc trưng nhất định. Phần lớn các ký hiệu đã được dẫn ra trong bảng 1a,b và các hình 2 và 3. Từ “mặt”, “tự do” gắn liền với mặt tự do, từ “cứng” gắn liền với xấp xỉ bề mặt cứng. A, B, C trong phần lưới ngang là các lưới

theo Arakawa A, B, C. CPN trong DieCAST gắn với việc sử dụng tham số hoá số Peclet không đổi trong xáo trộn thẳng đứng (xem Dietrich và ctv .., 1987).

Mô hình số đại dương đầu tiên được ký hiệu bằng BCS đó là mô hình Brayn-Cox (Brayn, 1969, Cox, 1984), được Semtner (1974a) chứng minh bằng thí nghiệm số trị vì vậy vẫn được gọi là mô hình Brayn-Cox-Semtner. Gần đây Dukowicz và Smith (1994) đã mở rộng thí nghiệm số đối với mô hình bằng cách thay thế hàm dòng của dòng trung bình theo phương thẳng đứng bằng thủ tục tính toán mặt áp suất. Đây chắc chắn là mô hình đơn giản nhất với ưu thế sử dụng hệ tọa độ thông thường z và các tọa độ cầu. Mô hình này được các nhà mô hình hoá đại dương quy mô lớn sử dụng nhiều (Brayn và Holland, 1989, Semtner và Chervin, 1992).

Mô hình đại dương Princeton được Blumberg và Mellor (1980, 1987) và Mellor (1992) mô tả, tuy ban đầu được xây dựng cho cửa sông và ven đại dương song hiện nay đã được sử dụng nhiều cho đại dương (ví dụ Ezer và Mellor, 1984). Đối với khu vực cửa sông hệ tọa độ sigma được sử dụng kết hợp với bề mặt tự do và mô hình khép kín rôi (Mellor và Yamada, 1982) cho lớp biên đáy với chuyển đổi năng lượng triều vào rôi và xáo trộn; các so sánh với số liệu quan trắc dòng chảy, mực nước và xâm nhập mặn vào cửa sông cho kết quả thích hợp (xem Oey, Mellor và Hires, 1985a,b,c; Galperin và Mellor, 1990a,b). Lưới ngang của mô hình là lưới cong trục giao với việc mở rộng hệ tọa độ cầu hoặc tọa độ khác trong một số trường hợp riêng. Hệ thống dự báo bờ đông Bắc Mỹ bao gồm mô hình POM hiện nay đang được phát triển kết hợp với Trung tâm Khí tượng Quốc gia thuộc NOAA và Cục đại dương quốc gia cùng với Đại học Princeton.

Các phiên bản GFDL, MOM (Modular Ocean Model) của mô hình BCS có cả phương án sử dụng sơ đồ khuếch tán thẳng đứng TC (Mellor và Yamada, 1982).

Bảng 2. Liệt kê các mô hình ba chiều hệ các phương trình nguyên thủy được đề cập đến trong bài.

Tác giả	Ký hiệu viết tắt	Lưới thẳng đứng	Lưới ngang	Khuếch tán rôi		Bề mặt
				thẳng đứng	ngang	
Brayn-Cox-Semtner	BCS	z -C	RS/B	RND ¹	CHD	Cứng
Blumberg-Mellor	POM	s -C	CO/C	TC hay CVD	Smag hoặc CHD	Tự do
Haidvogel	SPEM	s -C/Spect	CO/C	BLM, CVD	BiH, CHD	Cứng
Bleck- Boudra	MIAMI	r -C	CO/B	BML	Smag	Tự do
Dietrich	DieCAST	z -C	RS/C.A	CPN hoặc TC	CHD	Cứng tự do
Backhaus	HB	z -C	RS/C	TC	CHD	Tự do
James	POL	s -C	RS/B	CVD hoặc TC	CHD	Tự do
Nihoul- Beckers	GHER	s -C	RS/C	TC	CHD	Tự do
Greatbatch-Goulding	GG	s -C	RS/B	CVD hoặc RND	CHD	Cứng

Những biến đổi trong các mô hình sử dụng tọa độ sigma được bàn luận trong mô hình phương trình nguyên thủy phổ (SPEM) (Haidvogel và ctv., 1991; Hedstrom, 1990). ở đây cũng

có một số điểm tương tự như POM ngoại trừ đặc điểm mặt cứng và khác nhau về biên trong toạ độ sigma được phát triển vào các chuỗi đa thức Cherbusev. Điều này đã được ứng dụng trong nhiều nghiên cứu các quá trình. Phát triển gần đây nhất đã được ứng dụng cho hệ toạ độ hybrid, tương tự các toạ độ sigma chuẩn hoá gần đáy và toạ độ z trong các lớp mặt (Song và Haidvogel, 1994).

Một trong các mô hình đẳng thể (isopycnal) dễ hiểu nhất là mô hình Bleck và Boudra (Bleck và Boudra 1986; Bleck và ctv., 1992) được phát triển tại đại học Miami. Mô hình Miami là mô hình ẩn. Ưu điểm của toạ độ đẳng thể là việc tự động tăng độ phân giải tại các khu vực có gradient mật độ lớn. Nhược điểm của mô hình này đó là mức độ hội tụ; ví dụ các kết quả sẽ kém chính xác tại các khu vực hội tụ tại đó nước lớp đáy được hình thành trên thềm lục địa trong mùa đông. Chương trình sẽ rất phức tạp khi kết nối độ dày các lớp đẳng thể gần mặt và gần đáy. Oberhuber (1993a,b) cũng đã phát triển mô hình đẳng thể.

Cách thức tránh gặp vấn đề liên quan đến hiện tượng các lớp đẳng thể cắt bề mặt biển được đề xuất cho rằng lớp mặt được xem là xáo trộn từng phần, với nhiệt độ và độ muối cho phép biến đổi trong toàn lớp. Mô hình dạng này đã được ứng dụng để tính toán hoàn lưu tại Baie des Chaleurs nằm phía đông Canada (Gan, Ingram, Greatbath and Chen (1995); Gan, Ingram, Greatbath, 1996a). Các ví dụ khác được dẫn ra trong các công trình của McCreary and Kundu (1988), McCreary et al. (1991) và McCreary and Yu (1992).

DieCAST là phiên bản mới nhất của mô hình SOMS (Dietrich et al., 1987). Trong mô hình sử dụng toạ độ z theo chiều thẳng đứng nhưng có phương án đưa mô hình con của lớp biên sát đáy. Mô hình có cả hướng sử dụng sơ đồ lưới A và C (Dietrich and Ko, 1994). Trong phương án sơ đồ lưới C, việc xử lý đối với thành phần Coriolis đặc biệt được quan tâm (Dietrich, 1993) nhằm loại trừ sự phân tán số liên quan tới hai thành phần vận tốc ngang được lấy tại hai điểm lưới khác nhau. Mô hình này đưa ra thành phần chính áp bằng cách giải đối với mặt áp. Ví dụ áp dụng mô hình này cho vịnh Mexico được Dietrich và Lin (1994) dẫn ra; một số ví dụ khác cũng được Dietrich đưa ra trong chuyên khảo (Moors, 1999). HB là mô hình được phát triển tại Institut für Meereskunde thuộc Đại học Hamburg, Đức do Jan Backhaus và các cộng tác viên. Mô hình cơ sở được mô tả trong các bài báo của Backhaus (1985) và Backhaus và Hainbucher (1987). Pohlman (1995) đã ứng dụng mô hình này cho Bắc hải. Một ứng dụng của mô hình này đối với vùng nước xung quanh Đảo Vancouver được dẫn ra trong bài của Stronach et al. (1993).

POL là Phòng thí nghiệm Hải dương học Proudman, Anh Quốc, và mô hình mang tên POL đã được James (1987) phát triển. Trong mô hình đã sử dụng sơ đồ lưới Arakawa B đối với các biên mô hình và toạ độ sigma chuẩn theo hướng thẳng đứng, đồng thời kết hợp sơ đồ ghép bình lưu (James, 1986) cho phép tránh được các phân tán số liên quan đến phép sai phân leap-frog theo thời gian và trung tâm theo không gian (xem thêm James, 1996 bàn về các sơ đồ bình lưu đối với các mô hình thềm lục địa). Thí dụ về ứng dụng của mô hình này đối với dòng chảy ven bờ Nauy đọc James (1991) dẫn ra. Một phiên bản khẳng định của mô hình hiện được sử dụng trong nghiên cứu Bắc hải với độ phân giải cao (Souza and James, 1996; Proctor and

James, 1996). Các kết quả cho thấy có sự hình thành sóng nội triều gần bãi cạn Dogger. Mô hình cũng được sử dụng để nghiên cứu vệt lan từ cửa sông Rhine.

GHER là mô hình được phát triển tại Phòng thí nghiệm Địa-Thủy động lực và Môi trường thuộc ĐH Liege, Bỉ (Nihoul et al., 1989; Beckers, 1991). Mô hình sử dụng sơ đồ lưới Arakawa C theo hướng ngang và sơ đồ bình lưu ghép của James (1986). Đặc điểm duy nhất của mô hình là cố gắng tham số hoá xáo trộn quy mô vừa thông qua lý thuyết khép kín rối k-e. Như được mô tả trong bài báo của Nihoul et al. (1989), mô hình được xây dựng nhằm mô phỏng hoàn lưu quy mô thời gian dài (mùa) trên các biển ven. Beckers (1991) đã mở rộng tham số hoá bao gồm cả xáo trộn đối lưu và ứng dụng mô hình nhằm mô tả hoàn lưu trong tháng 2 ở phía tây Địa Trung Hải. Nihoul et al. đã mô tả kết quả ứng dụng mô hình cho biển Bering, Đinh Văn Ưu, 2000 đã phát triển và ứng dụng mô hình GHER cho Biển Đông.

GG là mô hình quy mô thời gian lớn, phân tầng mật độ trên thềm lục địa của Greatbatch và Goulding (1992). Mô hình này đã khẳng định kết quả các mô hình lý tưởng hoàn lưu trong vùng thềm lục địa (Greatbatch, Pal and Ren, 1995). Mô hình giải các phương trình ma sát địa chuyển hành tinh (các số hạng liên quan đến đạo hàm cục bộ theo thời gian và bình lưu phi tuyến trong phương trình động lượng được loại bỏ, nhưng xáo trộn thẳng đứng của động lượng lại được giữ lại), có khả năng thích ứng đối với các biến động quy mô dài (lớn hơn nhiều tuần lễ) trên thềm lục địa. Mô hình này là một khả năng lựa chọn tính toán rẻ tiền đối với các mô hình có các phương trình dự báo động lượng. Toạ độ độ sâu chuẩn được sử dụng (mặc dầu điều này không phải là đặc trưng bắt buộc của mô hình).

Các mô hình biển ven có thể bao gồm cả mô hình băng, tuy không thông dụng, song cũng có sự phát triển đáng kể.

Các lực tác động trong mô hình và điều kiện biên

Một cách lý tưởng, mô hình biển ven cần được chạy trong mod kết hợp đồng thời với một mô hình khí quyển. Mô hình khí quyển sẽ cung cấp các thông lượng trên mặt, bao gồm động lượng (ứng suất gió trên mặt biển), nhiệt và nước ngọt, cần thiết cho mô hình biển. Việc mô hình hoá kết hợp đại dương-khí quyển vẫn chưa đạt được kết quả đáng kể, trước hết do yêu cầu tính toán rất lớn, tuy nhiên cũng đã thu được những tiến bộ trong lĩnh vực mô hình hoá khí hậu toàn cầu (Manabe and Stouffer, 1988,1994). Do chưa có một mô hình kết hợp đại dương-khí quyển đầy đủ, nên các thông lượng sử dụng cho các mô hình biển thường được lấy từ các quan trắc (xem ví dụ Galperin and Mellor, 1990a,b; Gan et al., 1995,1996a).

Trên các biên bờ, điều kiện biên không trượt được áp dụng cùng với các thông lượng nhiệt và độ muối bằng 0. Mô hình trong các vùng biển ven thường bị phức tạp hoá do yêu cầu cung cấp các điều kiện biên tại mép của miền tính, trong khi đây không phải là biên của đới bờ (đó là vấn đề điều kiện biên hờ). Một cách giải quyết vấn đề yặt ra là lồng một mô hình biển ven có phân giải cao vào trong mô hình khí hậu toàn cầu phân giải thô. Một ví dụ tới hạn đó là mô hình biển đới mực nước mùa do gió tại vùng thềm Newfoundland/Labrador được dẫn ra trong công trình Greatbatch et al. (1990). Trong bài báo đó, mô hình chính áp $(1/4)^\circ \times (1/4)^\circ$

biên Labrador và thềm lục địa Newfoundland được lồng vào trong mô hình $1^\circ \times 1^\circ$ cho toàn vùng bắc Đại Tây Dương. Các tác giả đã tách được ảnh hưởng của tác động gió trên bắc Đại Tây Dương từ tác động cục bộ gần và kiểm tra các phân tích thực nghiệm đối với mực nước tại Nain, Labrador do Thompson tiến hành.

Thông thường, các điều kiện biên hờ lại phụ thuộc và dòng chảy đi vào hoặc đi ra khỏi miền tính của mô hình (Blumberg and Mellor, 1987). Tại nơi dòng đi vào miền mô hình, nhiệt độ và độ muối được lấy theo khí hậu (Levitus, 1982); tại nơi dòng đi ra khỏi miền, các đặc trưng mô hình được xem đơn giản như bình lưu. Thành phần pháp tuyến của vận tốc ngang cũng có thể được xác định tại những nơi có dòng đi vào. Thông thường cấu trúc thẳng đứng của dòng vận tốc đó cần lựa chọn sao cho có sự tương ứng với dòng chảy nhiệt (địa chuyển) do trường nhiệt độ và độ muối gây nên. Thành phần trung bình theo phương thẳng đứng của vận tốc pháp tuyến cần cố định theo hoàn lưu chẩn đoán; ví dụ, sử dụng các kết quả chẩn đoán hoàn lưu bắc Đại Tây Dương của Mellor et al. Một cách lựa chọn khác thể hiện trung bình vận tốc theo độ sâu đó là cho các giá trị mực nước trên biên. Đôi khi, đối với bài toán triều, điều kiện phát tán được sử dụng. Điều kiện trượt tự do được áp dụng đối với thành phần tiếp tuyến của vận tốc trên biên.

Việc xử lý các điều kiện biên hờ là một trong những vấn đề khó khi triển khai mô hình biển ven khu vực, đặc biệt khi không có đủ các số liệu trên biên. Roed and Cooper (1986) đã có một tổng quan rất tốt về xử lý biên hờ. Nhiều vấn đề nảy sinh từ đây. Ví dụ, Greatbatch and Otterson (1991) đã dẫn ra các thí dụ với sóng ven (trong trường hợp này là sóng tà áp Kelvin) lan truyền các ảnh hưởng không mong muốn ra khỏi biên hờ và gây tác động lên lời giải phía trong miền tính. Điều này xảy ra thậm chí trong trường hợp có cảm giác rằng các điều kiện biên sử dụng là hợp lý (ví dụ điều kiện phát xạ). Một cách lý tưởng, số liệu quan trắc đầy đủ theo thời gian trên biên là cần thiết đối với mô hình.

Triển khai các mô hình dự báo theo mod chẩn đoán: các điều kiện ban đầu.

Một cách tạo khởi đầu cho mô hình dự báo đó là lấy nhiệt độ và độ muối từ dữ liệu khí hậu. Một số mô hình sử dụng các công cụ chẩn đoán thông qua triển khai mô hình với nhiệt độ và độ muối được lấy cố định từ khí hậu. Tính toán chẩn đoán thu được có thể sử dụng làm điều kiện ban đầu cho tính toán dự báo. Ví dụ trước đây về mô hình dự báo sử dụng mod chẩn đoán được Holland và Hirsman (1972) dẫn ra. Các tác giả đã mô tả việc tính toán sử dụng mô hình Brayn (1969) trong đó trường nhiệt độ và độ muối được giữ không đổi theo các giá trị thu được từ phân tích tổng hợp các số liệu thủy văn bắc Đại Tây Dương (số liệu trước của cơ sở dữ liệu Levitus, 1982). Blumberg and Mellor (1983) đã mô tả các tính toán loại này đối với bắc Đại tây dương và cho thấy các kết quả thu được khá phù hợp khi so sánh với kết quả của Kantha et al. (1982) khi sử dụng mô hình chẩn đoán của Mellor et al. (1982). Mới đây, Ezer and Mellor (1994) và Ezer, Mellor and Greatbatch (1995) đã cho thấy rằng mô hình POM triển khai theo mod chẩn đoán có thể dẫn đến các kết quả của Mellor et al. (1982) và Greatbatch et al. (1991) đối với hoàn lưu bắc Đại Tây Dương. Họ cũng đã cho thấy rằng khi triển khai dự báo ngắn (30 ngày) với mô hình lấy hoàn lưu chẩn đoán làm điều kiện ban đầu cho phép thu được các thông

tin bổ sung khi lấy các trường nhiệt độ và độ muối. Ví dụ, trong tính toán chẩn đoán các dòng ngược gắn kết với hoàn lưu nhiệt muối tại Bắc Đại Tây Dương ít nhận được sự tập trung. Chạy mô hình dự báo 30 ngày dẫn đến các hoàn lưu khá gần với thực tế vận chuyển nhiệt theo hướng về cực tương ứng với hiểu biết của chúng ta về thông lượng nhiệt trên mặt (Isemer and Hasse, 1987). Các triển khai với thời gian ngắn cho phép thu được các thông tin bổ sung có thể lấy trực tiếp từ hoàn lưu chẩn đoán trên thủy vực gần bờ.

1.4 Kết luận

Các mô hình biển ven có một vai trò quan trọng trong quản lý môi trường biển trong tất cả các mức độ, bao gồm kiểm soát ô nhiễm, quản lý bãi cá và công trình xa bờ, sơ đồ dự báo biển là cần thiết đối với cả việc đánh giá trạng thái hiện tại của biển cũng như dự đoán xu thế tương lai của nó.

Một bộ phận quan trọng của bất kỳ hệ thống dự báo biển ven nào đó là sơ đồ phân tích số liệu được sử dụng nhằm tổng hợp các loại số liệu hiện có (có nghĩa là tính toán trạng thái hiện tại-nowcast) và cung cấp số liệu ban đầu cho mô hình dự báo.

Chương 2

CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU ĐẠI DƯƠNG

2.1. Hệ các phương trình thủy nhiệt động lực học biển

Khi xây dựng các mô hình hoàn lưu đại dương, người ta cần quan tâm tới quy mô lớn, như vậy hệ các phương trình thủy nhiệt động lực học biển được thể hiện trong dạng tọa độ cầu.

Các phương trình chuyển động

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - uv \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a} - 2\Omega w \cos \varphi - \\ - 2\Omega v \sin \varphi = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{1}{\rho_0} F_\lambda \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \frac{\partial v}{\partial z} - u^2 \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a} + 2\Omega u \sin \varphi = \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{a \partial \varphi} + \frac{1}{\rho_0} F_\varphi \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial w}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + w \frac{\partial w}{\partial z} + 2\Omega u \cos \varphi = \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + g \frac{\rho}{\rho_0} + \frac{1}{\rho_0} F_z \end{aligned} \quad (2.3)$$

Phương trình liên tục:

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

Phương trình khuếch tán nhiệt

$$\frac{\partial s}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial s}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial s}{\partial \varphi} + w \frac{\partial s}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \operatorname{div} J_s \quad (2.5)$$

Phương trình khuếch tán muối

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial T}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \varphi} + w \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{1}{c_p \rho_0} \operatorname{div} J_q \quad (2.6)$$

trong đó, các lực tác động

$$F_{\lambda} = \frac{\partial R_{\lambda\lambda}}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{1}{a \cos^2 \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (R_{\lambda\varphi} \cos^2 \varphi) + \frac{\partial R_{\lambda z}}{\partial z} \quad (2.7)$$

$$F_{\varphi} = \frac{\partial R_{\varphi\lambda}}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (R_{\varphi\varphi} \cos \varphi) + \frac{\partial R_{\varphi z}}{\partial z} + \frac{R_{\lambda\lambda}}{a} \operatorname{tg} \varphi \quad (2.8)$$

$$F_z = \frac{\partial R_{z\lambda}}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (R_{z\varphi} \cos \varphi) + \frac{\partial R_{zz}}{\partial z} \quad (2.9)$$

Với các thành phần ứng suất rôi

$$R_{\lambda\varphi} = R_{\varphi\lambda} = \rho_0 A_L \left(\frac{\partial v}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\frac{u}{\cos \varphi} \right) \right) \quad (2.10)$$

$$R_{\lambda z} = R_{z\lambda} = \rho_0 A_H \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right) \quad (2.11)$$

$$R_{\varphi z} = R_{z\varphi} = \rho_0 A_H \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{a \partial \varphi} \right) \quad (2.12)$$

$$R_{\lambda\lambda} = -\frac{2}{3} \rho_0 E_t + \rho_0 \frac{1}{2} A_L \left(-\frac{v}{a} \operatorname{tg} \varphi + \frac{\partial u}{a \cos \varphi \partial \lambda} \right) + \rho_0 (A_L - A) \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.13)$$

$$R_{\varphi\varphi} = -\frac{2}{3} \rho_0 E_t + \rho_0 \frac{1}{2} A_L \left(\frac{\partial v}{a \partial \varphi} \right) + \rho_0 (A_L - A) \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.14)$$

$$R_{zz} = -\frac{2}{3} \rho_0 E_t + \rho_0 (A) \frac{\partial w}{\partial z} \quad (2.15)$$

và động năng rôi

$$E_t = \frac{1}{2} v'^2 \quad (2.16)$$

Với phép xấp xỉ thủy tĩnh phổ biến trong vật lý biển, khi

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g \quad (2.17)$$

có thể thể hiện áp suất p trong dạng các thành phần

$$p(\lambda, \varphi, z, t) = p_a - g\rho_0\zeta + g\int_0^z \rho dz \quad (2.18)$$

trong đó p_a là áp suất khí quyển, ζ là mực biển. Như vậy gradient áp suất theo phương ngang có thể viết:

$$\nabla_h p = -g\rho_0\nabla_h\zeta + g\int_0^z \nabla_h \rho dz \quad (2.19)$$

Phương trình chuyển động có thể biến đổi về dạng:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \varphi} + w \frac{\partial u}{\partial z} - uv \frac{tg \varphi}{a} - 2\Omega v \sin \varphi = \\ = g \frac{\partial \zeta}{a \cos \varphi \partial \lambda} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{a \cos \varphi \partial \lambda} dz + \frac{1}{\rho_0} F_\lambda \end{aligned} \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{v}{a} \frac{\partial v}{\partial \varphi} + w \frac{\partial v}{\partial z} - u^2 \frac{tg \varphi}{a} + 2\Omega u \sin \varphi = \\ = g \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{a \partial \varphi} dz + \frac{1}{\rho_0} F_\varphi \end{aligned} \quad (2.21)$$

Trong số các điều kiện biên, có thể phân biệt điều kiện động lực, động học và nhiệt muối.

Điều kiện biên động lực thể hiện tính liên tục của các thành phần tenxơ ứng suất trên mặt phân cách đại dương- khí quyển khi $z = -\zeta(\varphi, \lambda, t)$ trên mặt tự do của đại dương, dẫn đến các mối tương quan:

$$p = p_a, \quad (2.22)$$

trong đó p_a là áp suất khí quyển, và

$$\rho_0 A_H \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_\lambda, \quad \rho_0 A_H \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_\varphi, \quad (2.23)$$

trong đó $\tau_\varphi, \tau_\lambda$ - ứng suất tiếp tuyến của gió trên mặt biển.

Liên quan tới giá trị nhỏ của mực biển so với độ sâu của nước, các điều kiện biên nêu trên thông thường được cho trên bề mặt yên tĩnh của biển $z = 0$.

Các điều kiện động học có nghĩa không thấm thấu đối với chất lỏng qua mặt tự do trên biển $z = -\zeta(\varphi, \lambda, t)$ và các phần biên cứng.

Khi $z = -\zeta(\varphi, \lambda, t)$

$$w = -\frac{d\zeta}{dt} = -\left(\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial\zeta}{\partial\varphi} + \frac{u}{u \sin\varphi} \frac{\partial\zeta}{\partial\lambda}\right), \quad (2.24)$$

Khi $z = H(\varphi, \lambda)$ các điều kiện động học có thể có hai dạng:

$$\text{a. } w = \left(\frac{v}{a} \frac{\partial H}{\partial\varphi} + \frac{u}{u \sin\varphi} \frac{\partial H}{\partial\lambda}\right), \quad (2.25)$$

là điều kiện trượt không ma sát,

$$\text{b. } u = v = 0, w = 0 \quad (2.26)$$

là điều kiện dính và không thấm.

Việc lựa chọn các điều kiện a hoặc b phụ thuộc vào việc chọn hay không chọn ma sát đáy. Các điều kiện trượt không chú ý đến lớp biên đáy.

Trên các đoạn biên cứng dọc bờ:

$$u = v = 0 - \text{điều kiện dính và không thấm.} \quad (2.27)$$

Trên các phần biên lỏng có thể cho phân bố vận tốc:

$$\vec{v}_L = \vec{v}_L(\varphi, \lambda, z). \quad (2.28)$$

Các điều kiện nhiệt muối thể hiện ảnh hưởng của thông lượng nhiệt và muối đi qua các mặt biên. Có thể chấp nhận điều kiện đối với mặt tự do $z = -\zeta(\varphi, \lambda, t)$ trong dạng:

$$\gamma T + \delta \frac{\partial T}{\partial z} = G_T \quad (2.30)$$

$$\gamma S + \delta \frac{\partial S}{\partial z} = G_S, \quad (2.31)$$

nếu như $\delta = 0$ thì có nghĩa là điều kiện biên đối với các biến và nếu $\gamma = 0$ – cho điều kiện đối với gradient. Khi cả δ và γ đều khác 0 thì đây là điều kiện biên loại 3.

Trên các bờ ngang cứng và đáy người ta thường cho điều kiện không có các thông lượng nhiệt và muối theo hướng pháp tuyến:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial S}{\partial n} = 0. \quad (2.32)$$

Trên các biên lỏng cần xác định giá trị các thông lượng nhiệt và muối hoặc các gradient tương ứng:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = G_{Tn} \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial S}{\partial n} = G_{Sn}, \quad (2.34)$$

Các điều kiện ban đầu cần cho là giá trị tất cả các biến vào thời điểm $t = 0$. Trong trường hợp bài toán dừng thì không yêu cầu điều kiện ban đầu.

Việc giải mô hình hoàn lưu biển và đại dương như trên thường rất khó thực hiện, do đó thông thường các nhà nghiên cứu đều tiến hành các phép đơn giản hoá khác nhau. Phương hướng đơn giản hoá được lấy cơ sở từ cách lựa chọn các quy mô không gian và thời gian khác nhau của các quá trình thuỷ nhiệt động lực trong biển và đại dương. Ngoài ra việc đơn giản hoá có thể tiến hành thông qua việc giảm số lượng các biến, ví dụ chỉ giới hạn các biến động lực học, qua việc đơn giản hoá địa hình đáy các thuỷ vực và qua chuyển đổi từ hệ toạ độ cầu sang hệ toạ độ Đề các.

Việc viết hệ các phương trình trong hệ toạ độ Đề các thường đơn giản hơn so với hệ toạ độ cầu. Do đó các hệ phương trình trong hệ toạ độ Đề các thường được sử dụng rộng rãi hơn trong hải dương học. Tuy nhiên việc sử dụng hệ toạ độ này thường cho kết quả phù hợp chỉ trong phạm vi không gian ngang của thuỷ vực nhỏ hơn nhiều so với bán kính quả đất $L \ll a$. Đối với một phần đại dương người ta có thể sử dụng phép xấp xỉ mặt phẳng β , trong đó bên cạnh việc sử dụng hệ toạ độ Đề các với biến đổi tham số Coriolis theo toạ độ trong dạng tuyến tính: $f(y) = f_0 + \beta y$, trong đó f_0 giá trị tham số f tại biên miền tính ($y = 0$) và $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$.

Trong số các mô hình hoàn lưu đại dương, bên cạnh việc triển khai mô hình hệ các phương trình nguyên thuỷ đầy đủ, chúng ta quan tâm đến các mô hình được thiết lập trên cơ sở lý thuyết hoàn lưu xuất phát từ mục tiêu nghiên cứu cơ chế các quá trình có vai trò quyết định đối với hình thành dòng chảy đó là dòng chảy địa chuyển và dòng chảy gió.

Trong phần tiếp theo chúng tôi sẽ trình bày sơ lược các mô hình hoàn lưu đại chuyển và hoàn lưu gió. Những cơ sở của lý thuyết đã được trình bày trong giáo trình Lý thuyết hoàn lưu biển và đại dương.

2.2. Mô hình hoàn lưu địa chuyển

Trên các vùng khơi của đại dương thông thường các lực ma sát và gia tốc chất lỏng thường nhỏ hơn nhiều so với gradient của áp suất theo phương ngang và thềm phần này được cân bằng với lực Coriolis. Trong trường hợp đó các phương trình chuyển động chuyển về dạng sau:

$$-2\Omega v \sin \varphi = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{a \cos \varphi \partial \lambda} \quad (2.35)$$

$$+ 2\Omega u \sin \varphi = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{a \partial \varphi} \quad (2.36)$$

và phương trình thủy tĩnh

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g \quad (2.37)$$

Có thể viết các phương trình này trong hệ tọa độ Đề các:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho f v, \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho f u, \quad (2.39)$$

trong đó $f = 2\Omega \sin \varphi$ là tham số Coriolis và bỏ qua chỉ số 0 đối với mật độ. Đây chính là các phương trình địa chuyển. Các phương trình này có thể viết dưới dạng:

$$u = -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.40)$$

$$p = p_0 + \int_{-h}^{\zeta} g(\varphi, z) \rho(z) dz \quad (2.41)$$

trong đó p_0 là áp suất khí quyển tại $z = 0$, và ζ là độ cao của mặt biển.

Cho rằng mặt biển có thể nằm trên hoặc nằm dưới mặt $z = 0$; và gradient áp suất trên mặt biển được cân bằng với dòng chảy mặt u_s .

Thay (2.41) vào (2.40) ta có:

$$u = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 g(\varphi, z) \rho(z) dz - \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y}$$

$$u = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 g(\varphi, z) \rho(z) dz - u_s \quad (2.42)$$

trong đó chúng ta đã sử dụng phép xấp xỉ Boussinesq, đảm bảo độ chính xác đầy đủ đối với ρ chỉ trong trường hợp tính toán áp suất.

Bằng cách tương tự ta có thể thu được phương trình đối với v .

$$v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 g(\varphi, z) \rho(z) dz + \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x}$$

$$v = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 g(\varphi, z) \rho(z) dz + v_s \quad (2.43)$$

Nếu như đại dương đồng nhất và mật độ cũng như trọng trường không đổi, thành phần đầu trong vế phải phương trình (2.41) bằng zero; và các gradient ngang của áp suất trong đại dương sẽ không đổi và bằng giá trị tại $z = 0$. Đây chính là dòng chảy chính áp được mô tả trong mục 10.4.

Vì đại dương luôn có phân tầng nên gradient ngang của áp suất bao gồm hai thành phần, một thành phần do độ nghiêng của mặt biển và thành phần khác do sự khác nhau của mật độ. Các phương trình này bao gồm cả dòng chảy chính áp như được mô tả trong mục 10.4. Hạng thức đầu trong vế phải của (2.41) xuất hiện do biến đổi của mật độ $\rho(z)$, và được gọi là vận tốc tương đối.

Trước khi trình bày các lời giải khác nhau của mô hình, cần thiết lập các điều kiện biên :

- có vận tốc (u_0, v_0) dòng chảy trên mặt biển, hay
- vận tốc dòng chảy trên một độ sâu nào đó.

2.2.1. Xác định dòng chảy địa chuyển từ quan trắc mực biển (Altimetry)

Xấp xỉ địa chuyển được ứng dụng tại $z = 0$ dẫn đến một mối tương quan rất đơn giản giữa độ dốc mặt biển và dòng chảy trên mặt. Xem xét một bề mặt nằm ngay dưới mặt biển, ví dụ tại 2 mét thấp hơn, tại $z = -r$. Mặt mực là mặt có thể trong lực không đổi, và không cần một lực nào có thể di chuyển không ma sát trên mặt mực đó (hình 10.1). Giá trị áp suất trên mặt mực là:

$$p = \rho g(\zeta + r) \quad (2.44)$$

cho rằng ρ và g là các giá trị không đổi trên một lớp mỏng của mặt biển. Thay biểu thức này vào (2.42), cho ta hai thành phần (u_s, v_s) của dòng chảy địa chuyển trên mặt.

$$u_s = -\frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y}; \quad v_s = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (2.45)$$

trong đó g là gia tốc trọng trường, f là tham số Coriolis và ζ là độ cao của mặt biển so với mặt mực.

2.2.2. Xác định dòng chảy địa chuyển từ số liệu thủy văn biển

Các phương trình địa chuyển được sử dụng rộng rãi trong hải dương học để tính toán dòng chảy trong lớp sâu. ý tưởng cơ bản đó là sử dụng số liệu thủy văn biển của nhiệt độ, độ

muối hay độ dẫn điện và áp suất để tính toán trường mật độ dựa vào phương trình trạng thái của nước biển. Mật độ được sử dụng trong công thức (2.41) nhằm xác định trường áp suất bên trong, theo đó có thể tính dòng chảy địa chuyển bằng công thức (2.42). Tuy nhiên, thông thường hằng số tích phân của phương trình (2.41) không được biết trước, nên từ đây chỉ mới thu được vận tốc tương đối.

Tại đây, chúng ta có thể đặt ra câu hỏi, vì sao lại không tiến hành đo đạc áp suất như trong khí tượng vẫn tiến hành, các kết quả quan trắc được sử dụng để tính gió. Và có cần thiết tiến hành quan trắc áp suất để tính toán mật độ từ phương trình trạng thái? Câu trả lời ở đây là chỉ với rất ít những biến đổi theo độ sâu có thể dẫn đến biến đổi lớn của áp suất vì nước thường rất nặng. Các sai số áp suất do sai số xác định độ sâu của máy đo áp suất thường lớn hơn nhiều so với tín hiệu áp suất do dòng chảy gây nên. Ví dụ, sử dụng (2.40), chúng ta có thể thấy rằng gradient áp suất do dòng chảy vận tốc 10 cm/s trên vĩ tuyến 30° vào khoảng $7,5 \cdot 10^{-3}$ Pa/m, tương đương 750 Pa trên 100 km. Từ phương trình thủy tĩnh (10.5), 750 Pa sẽ tương đương với biến đổi độ sâu khoảng 7,4 cm. Như vậy chúng ta cần xác định độ sâu của máy đo áp suất với độ chính xác khoảng 7,4 cm. Điều này hoàn toàn không thể thực hiện được.

Với giả thiết tính dòng chảy địa chuyển rất đơn giản, dòng chảy địa chuyển lại rất khó xác định từ số liệu thủy văn biển, những khó khăn chủ yếu liên quan đến các chi tiết trong tính toán. Chi tiết đầu tiên đó là sự cần thiết phải xác định những biến đổi của áp suất do ảnh hưởng của trọng lực gây nên.

2.2.3. Các mặt địa thế vị trong lòng đại dương

Tính toán các gradient áp suất trong lòng đại dương có thể tiến hành đối các mặt có địa thế vị không đổi theo các tương tự như khi chúng ta xác định các gradient áp suất trên mặt so với địa cầu geoid trong quá trình tính toán dòng chảy địa chuyển. Nhiều năm trước đây vào năm 1910, Vilhelm Bjerknes đã nhận thấy rằng một bề mặt như thế sẽ không nằm trên một độ cao nhất định trong khí quyển, bởi vì *g không phải cố định*; và công thức (10.4) có thể bao gồm các biến đổi của trọng trường theo cả hai hướng ngang và thẳng đứng.

Địa thế vị Φ được tính theo biểu thức:

$$\Phi = \int_0^z g dz \quad (2.46)$$

Do $\Phi/9.8$ trong thứ nguyên SI gần như có giá trị tương ứng độ cao mét, giới khoa học khí tượng đã chấp nhận đề nghị của Bjerknes thay thế độ cao bằng mét bằng mét động lực $D = \Phi/10$ trong thiết lập tạo độ tự nhiên theo phương thẳng đứng. Sau này người ta sử dụng mét địa thế vị (gpm) $Z = \Phi/9,8$. Mét địa thế vị được tính tương đương công cần thiết để đưa một đơn vị khối lượng từ mặt biển đến độ cao z chống lại lực trọng trường. Harald Sverdrup, là sinh viên của Bjerknes, đã đưa khái niệm này vào trong hải dương học, và độ sâu trong đại dương thường được đưa về mét địa thế vị. Sự khác biệt giữa các độ sâu theo khoảng cách không đổi và địa thế vị không đổi có thể trở nên đáng kể. Ví dụ, độ sâu hình học tại mặt 1000 mét động lực là

1017.40 m trên Bắc cực và 1022.78 m trên xích đạo, như vậy độ chênh lệch lên đến 5.38 m. Trọng trường có thể được thể hiện qua tích của hạng thức biến đổi theo vĩ tuyến với hạng thức biến đổi theo độ cao:

$$g = g(\varphi, z) = g_\varphi \left(\frac{a}{a+z} \right)^2 \quad (2.47)$$

$$g_\varphi = 9,806160 [1 - 2,64 \times 10^{-3} \cos 2\varphi + 5,9 \times 10^{-6} \cos^2 \varphi] \quad (2.48)$$

$$a = 6378134,9 \quad (2.49)$$

trong đó a là bán kính xích đạo của quả đất và φ là vĩ độ. Tại đây z tính từ mặt geoid với hướng âm đi xuống.

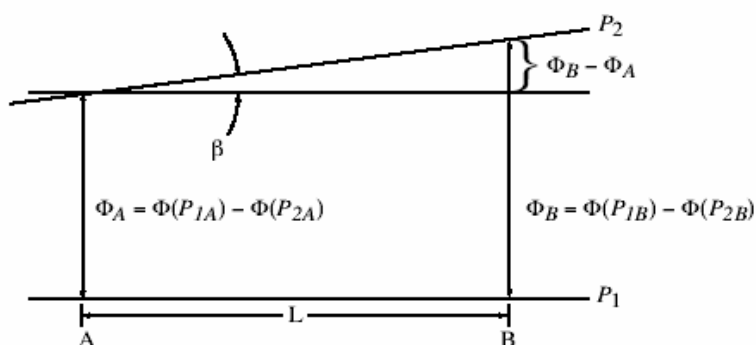
Cần nhớ rằng độ sâu tính bằng mét địa thế vị, độ sâu bằng mét và áp suất bằng decibar đều có giá trị số gần như nhau. Tại độ sâu 1 mét áp suất vào khoảng 1.007 decibar và độ sâu 1,00 mét địa thế vị.

2.2.4. Các phương trình dòng chảy địa chuyển trong lòng đại dương

Muốn tính toán dòng chảy địa chuyển, chúng ta cần tính gradient ngang của áp suất trong lòng đại dương. Điều này có thể được tiến hành theo hai cách tiếp cận sau đây:

1. Tính độ dốc của mặt đẳng áp. Cách tiếp cận này được sử dụng trong khi khai thác số liệu quan trắc mực biển (altimetry) để tính dòng chảy địa chuyển trên mặt. Mặt biển là một trong các mặt đẳng áp.

2. Tính toán biến đổi áp suất trên mặt đẳng địa thế vị. Mặt kiểu này được gọi là mặt địa thế vị.



Hình 10.1. Sơ đồ sử dụng để tính dòng địa chuyển theo số liệu quan trắc thủy văn biển.

Các nhà hải dương học thường hay tính độ dốc của các mặt đẳng áp. Các bước chủ yếu bao gồm:

1. Tính chênh lệch địa thế vị ($\Phi_A - \Phi_B$) giữa hai mặt đẳng áp (P_1, P_2) trên hai trạm thủy văn A và B (hình 10.1). Điều này hoàn toàn tương tự như khi xác định Φ của lớp mặt.

2. Tính độ dốc của mặt đẳng áp trên cùng so với lớp dưới.

3. Tính dòng chảy địa chuyển tại mặt trên cùng so với dòng chảy lớp dưới đó. Đó chính là độ trượt (shear) của dòng.

4. Tích phân độ trượt của dòng từ một độ sâu nào đó có vận tốc biết trước nhằm đưa ra dòng chảy như một hàm của độ sâu. Ví dụ, từ mặt biển đi xuống, sử dụng bề mặt địa chuyển thu được từ viễn thám mực biển, hoặc từ dưới đi lên từ độ sâu không có dòng chảy.

Để tính toán dòng chảy địa chuyển, các nhà hải dương học đã sử dụng công thức biến đổi của phương trình tĩnh học. Gradient theo phương thẳng đứng của áp suất (10.6) được viết qua dạng

$$\frac{\delta p}{\rho} = \alpha \delta p = -g \delta z \quad (2.50)$$

$$\alpha \delta p = \delta \Phi \quad (2.51)$$

trong đó $\alpha = \alpha(S, t, p)$ là thể tích riêng; và (2.51) thu được từ (2.46).

Lấy đạo hàm (2.51) theo khoảng cách ngang x cho phép viết cân bằng địa chuyển về dạng các hạng thức của độ dốc của các mặt đẳng áp.

$$\alpha \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -2\Omega v \sin \varphi \quad (2.52)$$

$$\frac{\partial \Phi(p = p_0)}{\partial x} = -2\Omega v \sin \varphi \quad (2.53)$$

trong đó Φ là địa thế vị trên mặt đẳng áp.

Bây giờ chúng ta hãy xem xét cách đánh giá đạo hàm của Φ theo x từ số liệu thủy văn. Cho rằng hai mặt đẳng áp (P_1, P_2) trong đại dương như chỉ ra trên hình 10.7.

Hiệu địa thế vị giữa hai mặt đẳng áp tại trạm A sẽ là:

$$\Phi(P_{1A}) - \Phi(P_{2A}) = \int_{P_{1A}}^{P_{2A}} \alpha(S, t, p) dp \quad (2.54)$$

Dị thường thể tích riêng có thể viết trong dạng tổng của hai phần:

$$\alpha(S, t, p) = \alpha(35, 0, p) + \delta \quad (2.55)$$

trong đó $\alpha(35, 0, p)$ là thể tích riêng của nước biển với độ muối bằng 35 psu, nhiệt độ 0°C , và áp suất p . Hạng thức thứ hai δ là dị thường thể tích riêng. Sử dụng (2.46) trong (2.45) ta thu được:

$$\Phi(P_{1A}) - \Phi(P_{2A}) = \int_{P_{1A}}^{P_{2A}} \alpha(35, 0, p) dp + \int_{P_{1A}}^{P_{2A}} \delta dp$$

$$\Phi(P_{1A}) - \Phi(P_{2A}) = (\Phi_1 - \Phi_2)_{std} + \Delta\Phi_A$$

trong đó $(\Phi_1 - \Phi_2)_{std}$ là khoảng cách địa thế vị chuẩn giữa hai mặt đẳng áp P_1 và P_2 ; như vậy

$$\Delta\Phi_A = \int_{P_{1A}}^{P_{2A}} \delta dp \quad (2.56)$$

là dị thường của khoảng cách địa thế vị giữa hai mặt đó. Đại lượng này được gọi là dị thường địa thế vị. Khoảng cách hình học giữa Φ_2 và Φ_1 có giá trị số tương đương $(\Phi_2 - \Phi_1)/g$ trong đó $g = 9,8\text{m/s}^2$ là giá trị gần đúng của gia tốc trọng trường. Dị thường địa thế vị thường rất nhỏ chỉ vào khoảng 0.1% của khoảng cách địa thế vị chuẩn.

Bây giờ cho rằng dị thường địa thế vị giữa hai mặt P_1 và P_2 tính cho các trạm thủy văn A và B là khoảng cách bằng L mét (hình 10.1). Để đơn giản hoá chúng ta cho rằng mặt đẳng áp thấp là mặt mực. Trong trường hợp đó, các mặt đẳng áp và địa thế vị trùng nhau và sẽ không có vận tốc địa chuyển tại độ sâu đó. Độ dốc của mặt trên sẽ là

$$\frac{\Delta\Phi_B - \Delta\Phi_A}{L} = \text{độ dốc của mặt đẳng áp } P_2$$

do khoảng cách địa thế vị chuẩn đều như nhau cho các trạm A và B .

Vận tốc dòng chảy địa chuyển tại lớp trên cùng được tính từ công thức(2.53) :

$$V = \frac{\Delta\Phi_B - \Delta\Phi_A}{2\Omega L \sin \varphi} \quad (2.57)$$

trong đó V là vận tốc tại mặt địa thế vị trên cùng. Vận tốc V vuông góc với mặt phẳng của hai trạm thủy văn và hướng đi vào đối với mặt phẳng trên hình 10.8 với dòng chảy ở Bắc Bán cầu. Một quy tắc được đưa ra cho rằng dòng chảy sẽ theo hướng mà nước ấm và nhẹ nằm phía phải theo hướng xuôi dòng ở phía Bắc bán cầu.

Chú ý rằng chúng ta phải tính độ dốc của các mặt đẳng áp thông qua mật độ ρ thay bằng thể tích riêng α . Chúng ta có thể sử dụng α vì đây là đại lượng rất phổ biến trong hải dương học và bảng dị thường thể tích riêng và các phần mềm tính các dị thường đó rất dễ sử dụng. Thực tế thông dụng rút ra từ các phương pháp số đã được phát triển trước đây trên các máy tính điện

2.2.5. Dòng chính áp và tà áp

Nừu đại dương đồng nhất có mật độ không đổi, thì các mặt đẳng áp phải song song với mặt biển và vận tốc dòng chảy địa chuyển không phụ thuộc vào độ sâu. Trong trường hợp đó vận tốc tương đối sẽ bằng 0 và số liệu thủy văn không thể sử dụng để xác định dòng chảy địa chuyển được. Nừu mật độ biến thiên theo độ sâu, nhưng không biến thiên theo hướng ngang, các mặt đẳng áp vẫn luôn song song với mặt biển và các mực đồng mật độ, hay các đường đẳng tích. Trong trường hợp đó, vận tốc tương đối cũng bằng 0. Cả hai trường hợp này đều ví dụ dòng chính áp. Dòng chảy chính áp xuất hiện khi các mực áp suất không đổi trong đại dương luôn song song với mặt đồng mật độ. Chú ý rằng một số tác giả gọi gọi dòng trung bình theo độ sâu là thành phần tà áp của dòng. Wunsch cho rằng dòng tà áp này có nhiều nghĩa không xác định vì thế không nên sử dụng.

Dòng tà áp xuất hiện khi các mực áp suất không đổi tạo thành một góc nghiêng với các mặt đẳng mật độ. Trong trường hợp đó, mật độ biến đổi theo độ sâu và vị trí ngang.

Dòng tà áp sẽ biến đổi theo độ sâu và dòng chảy tương đối có thể tính toán từ các số liệu hải dương. Cho rằng các mặt đẳng mật độ không thể nghiêng so với mặt trên cùng của chất lỏng.

Nhìn chung, sự biến thiên của dòng theo hướng thẳng đứng có thể được phân thành thành phần chính áp không phụ thuộc vào độ sâu và thành phần tà áp phụ thuộc vào độ sâu.

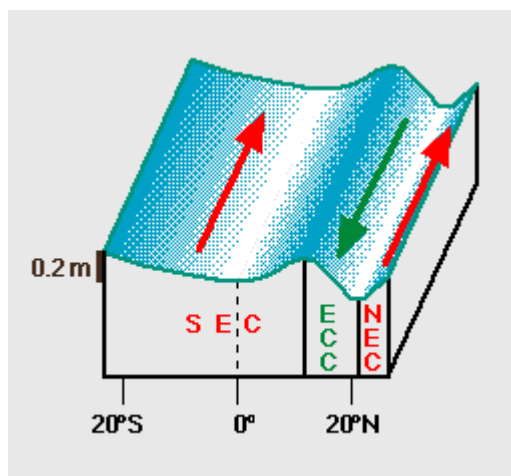
2.2.6. Dòng chảy địa chuyển trong đại dương

Trong lòng đại dương, nghĩa là sâu hơn 100 m và khoảng 100 km cách xa bờ, lực ma sát được xem là không đáng kể. Trong trường hợp đó, hoàn lưu được xác định dựa trên sự cân bằng giữa gradient áp suất và lực Coriolis. Cân bằng này được gọi là cân bằng địa chuyển và dòng chảy là dòng địa chuyển. Trong dòng chảy địa chuyển các phần tử nước chuyển dịch dòng theo các đường đẳng áp với áp suất cao nằm phía trái ở phía nam bán cầu và phía phải ở bắc bán cầu. Do áp suất tại bất cứ độ sâu nào cũng đều được xác định bởi trọng lượng của khối nước nằm trên đó, áp suất cao và áp suất thấp tương ứng với mực biển cao hay thấp. Như vậy dòng chảy địa chuyển phụ thuộc vào góc nghiêng của mặt biển.

Lực Coriolis và lực gradient áp suất tác động lên tất cả các phần tử nước. Như vậy dòng chảy địa chuyển là một phần của dòng chảy đại dương tại mọi điểm và mọi độ sâu. Dưới 100 mét sâu và ngoài 100 kilômét cách bờ tất cả dòng chảy đều là dòng địa chuyển; chỉ trong lớp nước mặt và gần các biên dòng chảy bị biến đổi do các lực khác tác động vào.

Hình 10.2 cho ta ví dụ về dòng chảy địa chuyển trong hệ thống dòng chảy xích đạo. Cần chú ý rằng biến thiên của mực biển chỉ vào khoảng 0,2 – 0,4 m. Với những biến thiên nhỏ như

vậy khó có thể được kiểm tra trên vùng biển khơi. Tuy nhiên nó có thể được kiểm tra tại các eo biển nông, trên đó có thể kiểm tra độ chênh lệch mực nước theo kết quả đo mực nước và dòng chảy tại hai bờ và hai đầu eo biển.



Hình 10.2 Sơ đồ địa hình mặt biển ngang hệ thống dòng xích đạo. NEC: Dòng bắc xích đạo, ECC: Dòng ngược xích đạo, SEC: Dòng nam xích đạo.

Các độ dốc mặt biển tăng về phía bắc qua dòng NEC, tạo ra áp suất cao về phía phải của dòng chảy (dòng này ở phía bắc bán cầu); độ dốc giảm về phía bắc khi đi qua ECC, lại tạo ra áp suất cao về phía phải của dòng chảy (theo hướng dòng chảy). Dòng SEC theo cùng hướng như NEC nhưng lại nằm ở phía khác của xích đạo, như vậy dòng SEC chảy cả ở phía bắc bán cầu; độ dốc tăng về phía nam khi qua SEC ở nam bán cầu, dẫn đến áp suất cao về phía bên trái của dòng chảy. Biến đổi này của mực biển đã được kiểm tra thông qua số liệu quan trắc mực biển từ các vệ tinh.

2.3. Mô hình hoàn lưu gió và hoàn lưu gradient

Việc đơn giản bài toán hoàn lưu để nghiên cứu dòng chảy do gió được Ecmán giải quyết đối với điều kiện biển đồng nhất và dòng chảy thu được gọi là dòng chảy trôi. Một trong những giả thiết chủ yếu sử dụng trong mô hình đó là phân bố đồng nhất của mật độ theo độ sâu cũng như mặt rộng. Như vậy trong giả thiết này đã loại trừ các tác động của quá trình nhiệt- muối trao đổi giữa đại dương và khí quyển, cũng như biến đổi của mật độ do áp suất.

Hoàn lưu gió trong đại dương thường được thiết lập tương đối nhanh, thông thường chỉ vào khoảng 106 s. Vận chuyển của dòng chảy trôi khi đại dương có bờ cũng như do bất đồng nhất của gió dẫn đến sự lệch của mặt biển so với trạng thái tĩnh. Từ nguyên này, đã xuất hiện gradient áp suất theo phương ngang trong đại dương đồng nhất:

$$\frac{\partial p}{a \partial \varphi} = g \rho_0 \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial p}{a \sin \varphi \partial \lambda} = g \rho_0 \frac{\partial \zeta}{a \sin \varphi \partial \lambda} \quad (2.59)$$

Các nghiên cứu đều cho thấy, đối với các dòng chảy quy mô đại dương, thành phần Coriolis và thành phần chứa gradient áp suất có cùng chung một bậc đại lượng. Như vậy nếu kể đến cả lớp trên và lớp dưới đại dương, phép xấp xỉ tựa thủy tĩnh dẫn đến hệ phương trình sau đây của mô hình:

$$-fv = g \frac{\partial \zeta}{a \cos \varphi \partial \lambda} + A_H \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.60)$$

$$+fu = g \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} + A_H \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2.61)$$

$$\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (v \cos \varphi) + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

Các điều kiện biên của mô hình sẽ là:

$$A_H \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_\lambda, A_H \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_\varphi, w = 0 \text{ khi } z = 0 \quad (2.62)$$

$$\text{và } u = v = w = 0 \text{ khi } z = H \quad (2.63)$$

Với việc dẫn hệ các phương trình về vận tốc phức V , các phương trình và điều kiện biên có thể viết lại trong dạng sau:

$$ifV = g\zeta + A_H \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \quad (2.64)$$

$$\text{khi } z = 0 \quad A_H \frac{\partial V}{\partial z} = -\tau, \quad (2.65)$$

$$\text{khi } z = H \quad V = 0. \quad (2.66)$$

Với giả thiết cho rằng trong đại dương đồng nhất.

Để có thể giải mô hình vừa thu được chúng ta sử dụng khái niệm về dòng toàn phần:

$$S_\lambda = \int_0^H u dz \text{ và } S_\varphi = \int_0^H v dz \quad (2.67)$$

và hàm dòng toàn phần ψ

$$S_\varphi = \frac{\partial \psi}{a \cos \varphi \partial \lambda}, \quad S_\lambda = \frac{\partial \psi}{a \partial \varphi}, \quad (2.68)$$

Phương trình đối với dòng toàn phần có thể viết trong dạng hệ các phương trình mô hình 2D:

$$-fS_{\varphi} = gH \frac{\partial \zeta}{a \cos \varphi \partial \lambda} + \tau_{\lambda} - \tau_{\lambda b} \quad (2.69)$$

$$+fS_{\lambda} = gH \frac{\partial \zeta}{a \partial \varphi} + \tau_{\varphi} - \tau_{\varphi b} \quad (2.70)$$

trong đó mực biển không phụ thuộc vào độ sâu, ta có:

$$V = \frac{\tau}{\mu A_H} \frac{sh\mu(H-z)}{ch\mu H} + \frac{g\zeta}{if} \left(1 - \frac{ch\mu z}{ch\mu H}\right) \quad (2.71)$$

$$\text{với } \mu = \left(f/2A_H\right)^{1/2} (1+i)$$

Trong biểu thức thu được ta nhận thấy thành phần đầu được gây nên do gió và được xem là dòng chảy trôi và thành phần thứ do gradient áp suất và được xem là phân chuyển động do gradient.

Trong trường hợp biển sâu:

$$h \ll H \quad \frac{sh\mu(H-z)}{ch\mu H} \approx e^{-\mu z} \quad \text{và} \quad \frac{ch\mu z}{ch\mu H} \approx e^{-\mu(H-z)}, \quad \text{từ đó:}$$

$$V = \frac{\tau}{\mu A_H} e^{-\mu z} + \frac{g\zeta}{if} - \frac{g\zeta}{if} e^{-\mu(H-z)} \quad (2.71)$$

Với biểu thức này có thể nhận thấy trong toàn lớp nước sâu cách xa mặt và đáy có thể thấy rằng:

$$V = \frac{g\zeta}{if} \quad (2.72)$$

cho thấy giá trị và hướng của vận tốc dòng chảy không biến đổi theo độ sâu.

Đối với lớp nước mặt vận tốc dòng chảy sẽ là:

$$V = \frac{\tau}{\mu A_H} e^{-\mu z} + \frac{g\zeta}{if} \quad (2.73)$$

đây là quy luật phân bố vận tốc trong lớp Ecman.

Đối với lớp sát đáy:

$$V = + \frac{g\zeta}{if} (1 - e^{-\mu(H-z)}) \quad (2.72)$$

lớp này được gọi là lớp Ecman đáy.

2.4. Mô hình hoàn lưu tích phân

Từ hệ phương trình đầy đủ thủy nhiệt động lực học biển, triển khai lấy tích phân từ mặt đến đáy, sau khi tiến hành một số biến đổi ta thu được các phương trình đối với các dòng toàn phần $M_x = S_x$ và $M_y = S_y$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x}{\partial t} + \frac{1}{H} \left(M_x \frac{\partial M_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) - fM_y = \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H pdz + \frac{1}{\rho_0} (\tau_{xb} + \tau_x) + A_L \nabla^2 M_x \end{aligned} \quad (2.73)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_y}{\partial t} + \frac{1}{H} \left(M_x \frac{\partial M_y}{\partial x} + M_y \frac{\partial M_y}{\partial y} \right) + fM_x = \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^H pdz + \frac{1}{\rho_0} (\tau_{yb} + \tau_y) + A_L \nabla^2 M_y \end{aligned} \quad (2.73)$$

trong đó:

$$(\tau_{\lambda b}, \tau_{\phi b}) = -A_H \left(\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} \right)_H \quad (2.74)$$

là ứng suất đáy.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}. \quad (2.75)$$

Các điều kiện biên có thể sử dụng một trong hai phương án sau đối với dòng toàn phần trên biên cứng:

a. điều kiện dính và không thấm

$$(M_\tau)_L = 0; (M_n)_L = 0; \quad (2.76)$$

b. điều kiện trượt và không thấm

$$\left(\frac{\partial M_\tau}{\partial n} \right)_L = 0; (M_n)_L = 0; \quad (2.77)$$

trong đó M_τ và M_n là thành phần của dòng toàn phần theo các hướng tiếp tuyến và pháp tuyến trên đường biên L.

Điều kiện ban đầu có thể cho:

$$M = M_0(x, y) \text{ khi } t = 0. \quad (2.78)$$

Trong trường hợp đơn giản hoá cho rằng $H = \text{const}$ và điều kiện trượt trên đáy

$$(\tau_{\lambda b}, \tau_{\phi b}) = 0, \quad (2.79)$$

ta có thể thu được hệ các phương trình trong dạng đơn giản hơn:

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_x}{\partial t} + \frac{1}{H} \left(M_x \frac{\partial M_x}{\partial x} + M_y \frac{\partial M_x}{\partial y} \right) - fM_y = \\ = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^H pdz + \frac{\tau_x}{\rho_0} + A_L \nabla^2 M_x \end{aligned} \quad (2.80)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_y}{\partial t} + \frac{1}{H} \left(M_x \frac{\partial M_y}{\partial x} + M_y \frac{\partial M_y}{\partial y} \right) + fM_u = \\ & = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^H p dz + \frac{\tau_y}{\rho_0} + A_L \nabla^2 M_y \end{aligned} \quad (2.81)$$

Tiến hành lấy đạo hàm chéo hai phương trình này đối với x và y nhằm loại bỏ hạng thức chứa áp suất, ta thu được phương trình vận chuyển xoáy:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (rot_z M) + \frac{1}{H} \left(M_x \frac{\partial}{\partial x} (rot_z M) + M_y \frac{\partial}{\partial y} (rot_z M) \right) - \\ & - \frac{\partial f}{\partial y} M_y = \frac{1}{\rho_0} rot_z \tau + A_L rot_z (\nabla^2 M) \end{aligned} \quad (2.82)$$

với

$$rot_z M = \frac{\partial M_y}{\partial x} - \frac{\partial M_x}{\partial y} = \nabla^2 \psi \quad (2.83)$$

$$rot_z \tau = \frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \quad (2.84)$$

Có thể viết phương trình đối với hàm dòng

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi) + \frac{1}{H} J(\psi, \nabla^2 \psi) + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} = -A_L \nabla^2 (\nabla^2 \psi) \\ & = \frac{1}{\rho_0} rot_z \tau \end{aligned} \quad (2.85)$$

trong đó:

$$J(\psi, \nabla^2 \psi) = \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial (\nabla^2 \psi)}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial (\nabla^2 \psi)}{\partial x} \quad (2.86)$$

là toán tử Jacobian.

Điều kiện biên đối với mô hình này cũng bao gồm điều kiện đối với dòng toàn phần hoặc hàm dòng toàn phần:

$$\psi_L = 0 \quad \text{trên biên cứng,} \quad (2.87)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial n} = 0 \quad \text{trên biên lỏng} \quad (2.89)$$

$$\psi = \psi(x, y) \quad \text{khi } t = 0, \quad (2.90)$$

$$\text{hoặc } \psi = 0 \quad \text{khi } t = 0. \quad (2.91)$$

Từ phương trình này chúng ta có thể thu được các mô hình hoàn lưu đại dương khác nhau.

Khoi nghiên cứu quá trình dừng ta có

$$\frac{1}{H} J(\psi, \nabla^2 \psi) + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} - A_L \nabla^2 (\nabla^2 \psi) = \frac{1}{\rho_0} rot_z \tau \quad (2.92)$$

Phương trình này được gọi là phương trình Munk-Grovz-Carrier.

Đối với trường hợp hoàn lưu trong lòng đại dương các thành phần quán tính và tản mát rối nhỏ hơn nhiều so với thành phần do hiệu ứng δ , ta thu được phương trình Sverdrup:

$$\frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \text{rot}_z \tau \quad (2.93)$$

Như đã phân tích trong giáo trình lý thuyết hoàn lưu, lời giải của mô hình Sverdrup đã giúp chúng ta mô tả được bức tranh hoàn lưu chung đại dương được thể hiện trong dạng các đường cong khép kín.

Khi có tính đến trao đổi rối ngang ta thu được phương trình Stommel:

$$r \nabla^2 \psi + \frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \text{rot}_z \tau \quad (2.94)$$

trong đó trao đổi rối ngang được lấy tỷ lệ với laplacian của dòng toàn phần

Mô hình theo phương trình Stommel dẫn đến lời giải đối với hiện tượng cường hoá dòng chảy tại các biên bờ tây các đại dương.

hoặc phương trình Munk với khái niệm rối thông thường:

$$\frac{\partial f}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x} - A_L \nabla^2 (\nabla^2 \psi) = \frac{1}{\rho_0} \text{rot}_z \tau \quad (2.95)$$

Mô hình của Munk giúp chúng ta mô phỏng được hiện tượng hoàn lưu theo nhiều xoáy quy mô lớn phân bố từ bắc đến nam các đại dương.

Trong các mô hình trên chỉ có một ngoại lực duy nhất đó là ứng suất gió trên mặt biển, các tác động quan trọng khác đặc biệt ảnh hưởng của hiệu ứng áp đã bị bỏ qua do các giả thiết đồng nhất độ sâu, không có ma sát đáy cũng như một số phép gần đúng khác khi biến đổi đạo hàm.

Như vậy ta có thể nói các mô hình này là mô hình dòng chảy gió toàn phần trong đại dương đồng nhất. Tuy nhiên các mô hình này đã dẫn đến việc giải thích những đặc trưng quan trọng nhất của hoàn lưu đại dương như đã phân tích trong giáo trình lý thuyết hoàn lưu. Những đặc trưng quan trọng đó là:

- tồn tại dòng chảy theo vòng khép kín,
- phân tách các vòng hoàn lưu với nhau tại các vĩ độ mà tại đó $\text{rot}_z \tau = 0$, và
- hiện tượng cường hoá dòng chảy dọc bờ tây các đại dương.

Chương 3

CÁC MÔ HÌNH HOÀN LƯU BIỂN VEN

3.1. Những khái niệm chung

3.1.1 Mở đầu

Hoàn lưu biển là một trong những đặc trưng quan trọng nhất của vật lý – thủy văn cũng như môi trường biển. Qua việc xác định các quy mô không gian và thời gian của các thành phần hoàn lưu, chúng ta có thể thiết lập các mô hình tương ứng đối với hoàn lưu biển.

Trước hết cần khẳng định rằng, đối với từng vùng biển khác nhau, đối với các quy mô quá trình khác nhau, chúng ta cần áp dụng một loại mô hình tương ứng.

Về tổng thể, mô hình hệ các phương trình đầy đủ thủy-nhiệt động lực học biển có thể đảm bảo ứng dụng cho các điều kiện khác nhau của hoàn lưu. Hệ các phương trình đầy đủ thủy nhiệt động lực học biển được xây dựng từ hệ các phương trình cơ học chất lỏng ứng dụng cho các thủy vực tự nhiên bao gồm các giới hạn biên bờ, bờ và đáy của các thủy vực và mặt phân cách đại dương- khí quyển. Hệ các phương trình này dưới xuất phát từ hệ các phương trình thủy nhiệt động lực địa vật lý đã được thiết lập lại thông qua hai phép xấp xỉ phổ biến là xấp xỉ thủy tĩnh và xấp xỉ Bousinesq. Tuy nhiên, xuất phát từ tính đa phổ của dòng chảy, cần xác định rõ quy mô quá trình cần nghiên cứu.

Thông thường chúng ta quan tâm tới các phổ dòng chảy chủ yếu sau đây.

- các dòng chảy quy mô nhỏ với chu kỳ trung bình cỡ phút đến hàng giây, đó là các dòng chảy quỹ đạo sóng, dòng triều, ... Chúng có ý nghĩa quan trọng đối với các quá trình vận chuyển trầm tích, bồi tụ, xói lở, ...

- các dòng chảy có quy mô trung bình, cỡ từ một đến dăm ba ngày – quy mô synop, đây là bài toán dòng chảy dư có ý nghĩa đối với nhiều bài toán môi trường,

- các dòng chảy quy mô từ tháng trở lên hình thành nên hoàn lưu chung của biển đều có tính ổn định lớn đối với một thủy vực. Sự biến đổi của chúng trong chu kỳ nhiều năm phản ánh những biến đổi của cả hệ thống.

Khi vai trò của địa hình đáy trở nên quan trọng, đặc biệt đối với các vùng biển có độ sâu không đáng kể, các mô hình cần đảm bảo khả năng mô tả sự biến động cho toàn bộ tầng nước. Những mô hình dạng này thường được đồng nhất cho các mô hình đại dương (biển) ven bờ. Đối

với phần lớn đại dương thì sự biến động của lớp hoạt động được quan tâm trước hết do mức độ biến đổi tương đối của chúng so với các tầng sâu.

Xuất phát từ các nhận định trên, trong giáo trình này tập trung phân tích và lí giải các khai niệm liên quan tới hoàn lưu trung bình – hoàn lưu dư cùng các mô hình hoàn lưu biển ven bờ.

Tuy nhiên trong số các mô hình hoàn lưu, mô hình hoàn lưu địa chuyển luôn được quan tâm vì vậy chúng tôi sẽ dành một số thời gian đi sâu giới thiệu và yêu cầu sinh viên sử dụng mô hình này.

3.1.2 Khái niệm chung về hoàn lưu dư

Đối với vùng biển nông, các quá trình quy mô vừa như triều và nước dâng có thể có vận tốc đạt tới khoảng xấp xỉ 1 m/s. Tuy nhiên thời kỳ áp đảo của các quá trình này không phải thường xuyên, trong những trường hợp còn lại, gió vẫn đóng một vai trò đáng kể trong hình thành chế độ hoàn lưu biển. Đối với các quá trình sinh thái và môi trường thì tác động của dòng dư lại đóng một vai trò quan trọng, người ta thường nói đến hiện tượng các khối nước chuyển động theo dòng dư.

Theo các quan điểm cổ điển thì dòng dư được xem như hiệu giữa dòng thực đo và dòng triều. Tuy nhiên phải chú ý tới tính không ổn định của dòng do gió tạo nên, vì vậy việc nghiên cứu một dòng tương đối ổn định là một vấn đề cần được quan tâm.

Trong thực tế do dòng dư ổn định nhỏ hơn dòng triều tới vài bậc, vì vậy lấy trung bình từ số liệu đo nhiều khi chỉ cho ta đại lượng nhỏ hơn sai số đo đạc của máy.

Mặt khác, dựa vào chu kỳ lấy trung bình có thể thu được các đại lượng đặc trưng cho nhiều quá trình khác biệt nhau.

Đối với khu vực bán nhật triều với trạng thái synop ổn định trong vài ba ngày thì khi lấy trung bình ngày ta hy vọng thu được dòng dư đặc trưng cho tác động của điều kiện khí tượng. Nếu lấy trung bình tháng, ta thu được bức tranh mang tính khí hậu, và dòng dư sẽ đặc trưng cho tác động của hoàn lưu chung đại dương và biển khơi cùng với ảnh hưởng trung bình của các tương tác phi tuyến của những chuyển động quy mô vừa (triều, nước dâng,...).

Vai trò của dòng dư và cấu trúc của chúng (front, ...) đối với quần xã sinh vật biển, đối với dòng trầm tích trung bình hay hiện tượng lắng đọng ô nhiễm đã được tất cả các giới khoa học công nhận.

Trên quan điểm đó chỉ có một hướng nghiên cứu có triển vọng hơn cả là mô hình tính toán nhằm đưa ra được bức tranh tương đối chính xác về lưu dư, trong khi kết quả đo đạc còn chưa thể đáp ứng được

Dựa vào các nghiên cứu khác nhau về việc xác định lưu dư cũng như vận tốc dòng, chúng ta có thể điểm lại một số quan điểm cơ bản về vấn đề quan trọng này.

Trước hết chúng ta mô tả một số ký hiệu sẽ sử dụng sau này:

$\langle \dots \rangle$ trung bình theo thời gian

$(\dots)_E$ biến theo Euler,

$(\dots)_L$ biến theo Lagrange,

$\overline{(\dots)}$ trung bình theo toàn cột nước.

a. Giá trị trung bình Euler của vận tốc trung bình theo độ sâu toàn cột nước.

Biểu thức toán học của giá trị này được xác định như sau:

$$\langle \bar{u} \rangle_E(t) = \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \left\{ \frac{1}{H(\tau)} \int_{-h}^{\zeta(\tau)} u(x_3, \tau) dx_3 \right\} d\tau \quad (3.1)$$

trong đó sự phụ thuộc của vận tốc theo tọa độ ngang được thể hiện trong dạng ẩn.

b. Vận tốc lưu dư Euler trung bình theo toàn cột nước

Công thức để xác định như sau

$$\overline{\langle u \rangle_E}(t) = \frac{1}{H_0} \int_{-h}^{\zeta_0(t)} \left\{ \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} u(x_3, \tau) d\tau \right\} dx_3 \quad (3.2)$$

Theo định nghĩa này thì vận tốc này rất khó xác định đối với trường hợp hạt nước nằm giữa đỉnh triều cao và thấp.

c. Vận tốc dòng Euler

Do phương trình liên tục áp dụng đối với lưu dư trước hết cần thỏa mãn đối với dòng toàn phần. Theo quan điểm đó có thể đưa ra định nghĩa vận tốc lưu dư từ dòng dư toàn phần.

$$\bar{u}_{0,E}(t) = \frac{U_0}{H_0} = \frac{\langle H \bar{u} \rangle_E}{\langle H \rangle_E} = \frac{1}{H_0(t)} \frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} \int_{-h}^{\zeta(t)} u(x_3, \tau) dx_3 d\tau \quad (3.3)$$

trong đó U_0 là dòng toàn phần (lưu lượng) dư theo Euler.

Tuy nhiên dòng toàn phần trung bình và lưu lượng qua một mặt cắt nào đó có thể phân tích thành hai số hạng

$$U_0 = \langle H \bar{u} \rangle_E = H_0 \bar{u}_0 + \langle \zeta_1 \bar{u}_1 \rangle_E \quad (3.4)$$

Như vậy dòng toàn phần trung bình bao gồm phần do vận tốc trung bình và phần do dao động quy mô vừa của mặt nước và vận tốc khi giữa chúng có tương quan khác 0. Như vậy hoàn toàn dễ hiểu việc giá trị trung bình theo Euler của vận tốc trung bình theo độ sâu không thỏa mãn phương trình liên tục.

Chúng ta có thể dẫn ra ví dụ cho trường hợp sóng nhật triều đơn M_2 và dòng dư không đổi:

$$\begin{aligned}\bar{u} &= \langle \bar{u} \rangle_E + u_{M_2} \cos(\omega t - \psi_u) \\ H &= h + \zeta = h + \zeta_0 + \zeta_{M_2} \cos(\omega t - \psi_\zeta)\end{aligned}\quad (3.5)$$

Như vậy dựa vào công thức (3.4) ta có

$$U_0 = (h + \zeta_0) \langle \bar{u} \rangle_E + \frac{1}{2} u_{M_2} \zeta_{M_2} \cos(\psi_u - \psi_\zeta) \quad (3.6)$$

Trong công thức này, dòng toàn phần liên quan tới nhiều quy mô vừa phụ thuộc vào chênh lệch pha giữa mực nước và vận tốc. Giá trị của thành phần này nhiều khi có thể so sánh được với thành phần đầu.

d. Trung bình trường vận tốc Lagrange

Đối với các biến Lagrange thì vị trí ban đầu của phần tử nước X^0 tại thời điểm t^0 là quan trọng nhất và định nghĩa về vận tốc lưu dư Lagrange có thể viết như sau

$$\langle \bar{u} \rangle_L(X^0, t^0) = \frac{1}{T} \int_{t^0}^{t^0+T} \bar{u}(X^0, \tau) d\tau \quad (3.7)$$

Nếu ký hiệu $X(X^0, t)$ là vị trí của phần tử X^0 vào thời điểm t , ta có thể thu được phương trình quỹ đạo bằng cách tích phân từ trường vận tốc Lagrange

Và vận tốc lưu dư từ công thức (3.7) sẽ là

$$X(X^0, t) = X^0 + \int_{t^0}^t \bar{u}(X^0, \tau) d\tau \quad (3.8)$$

$$\langle \bar{u} \rangle_L(X^0, t^0) = \frac{1}{T} \int_{t^0}^{t^0+T} \bar{u}(X^0, \tau) d\tau = \frac{X(X^0, t^0 + T) - X(X^0, t^0)}{T} \quad (3.9)$$

Như vậy vận tốc lưu dư Lagrange là vận tốc trung bình của các phần tử chất lỏng, vận tốc này có sự biến động lớn phụ thuộc vào các nhiễu động. Để đơn giản hoá bài toán và phục vụ tính toán thực tế người ta đưa ra một phép xấp xỉ bậc nhất như sau:

$$\langle \bar{u} \rangle_L^{(1)} = \frac{\langle U \rangle_L^{(1)}}{H_0} = \frac{\langle U \rangle_E + U_S}{H_0} \quad (3.10)$$

Trong đó $\langle U \rangle_E = \langle H \bar{u} \rangle_E$ là dòng dư Euler,

$$\vec{U}_S = \frac{\partial}{\partial x_2} \left(H_0 \left\langle \bar{u}_{M2}(t) \int_t^t \bar{v}_{M2}(\tau) d\tau \right\rangle_E \right) \vec{e}_1 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(H_0 \left\langle \bar{v}_{M2}(t) \int_t^t \bar{u}_{M2}(\tau) d\tau \right\rangle_E \right) \vec{e}_2$$

là dòng Stokes. Biểu thức này đã được Longuet- Higgins phát triển trong lý thuyết sóng Stokes.

Như vậy vận tốc lưu dư Lagrange có thể lấy gần đúng như sau:

$$\langle \bar{u} \rangle_L \sim \langle \bar{u} \rangle_E + \vec{U}_S \sim \langle \bar{u} \rangle_E + \left\langle \int \bar{u} d\tau \cdot \nabla \bar{u} \right\rangle_E \quad (3.11)$$

Đại lượng này hoàn toàn có thể xác định thông qua trường vận tốc Euler.

3.2 Mô hình 3 chiều (3D) hoàn lưu biển ven

3.2.1. Các khái niệm cơ bản về mô hình 3 chiều địa- thủy động lực tổng quát

Trong khi thiết lập mô hình 3 chiều người ta sử dụng hệ các phương trình đầy đủ mô tả các quá trình chuyển hoá, lan truyền nhiệt- chất và thủy động lực biển. Có thể phân biệt hai hướng chính tùy thuộc vào cách chọn các phương trình: trong dạng các phương trình nguyên thủy (cơ bản) hoặc các phương trình dẫn suất của chúng. Trong các phương trình nguyên thủy, người ta sử dụng các biến trực tiếp như vận tốc, nhiệt độ, áp suất, v.v... Các phương trình dẫn suất có thể là phương trình biến đổi xoáy, phương trình đường dòng, v.v..

Do ý nghĩa vật lý của các biến trực tiếp thường rất rõ ràng và khả năng đơn giản hơn khi cho các điều kiện biên ở trên biên cứng nên việc sử dụng hệ phương trình nguyên thủy có nhiều thuận lợi hơn so với các phương trình dẫn suất (ví dụ các phương trình chuyển động viết cho vận tốc và xoáy).

Cũng như trong nhiều bài toán địa- thủy động lực biển, mô hình toán học 3 chiều nhiệt- thủy động lực biển được xây dựng trên cơ sở hai phép xấp xỉ phổ biến: xấp xỉ Boussinesq và xấp xỉ thủy tĩnh. Trong phép xấp xỉ Boussinesq giả thiết rằng sự biến đổi của mật độ nước biển là không đáng kể, ngoại trừ trường hợp khi sự biến đổi đó được mô phỏng bằng các biểu thức chứa gradient mật độ trong một số thành phần của phương trình chuyển động. Trên cơ sở này phương trình liên tục được lấy xấp xỉ như trường hợp chất lỏng không nén. Giả thiết thủy tĩnh công nhận sự cân bằng giữa trọng lực và lực do gradient áp suất theo phương thẳng đứng gây nên.

Trong hệ phương trình đầy đủ nhiệt- thủy động lực, bức xạ mặt trời được xét đến thông qua thông lượng qua mặt phân cách và không có các nguồn khối của nhiệt năng.

Độ cong của mặt cầu quả đất được xét gần đúng trên mặt phẳng β lấy tọa độ trung tâm biển (λ_0 và ϕ_0) làm gốc, hướng của gia tốc trọng trường vuông góc với mặt phẳng đó và hệ tọa độ đề các có dạng sau:

$$x = R(\phi - \phi_0)\cos \lambda \quad (3.12)$$

$$y = R(\lambda - \lambda_0) \quad (3.13)$$

$$z = r - R \quad (3.14)$$

trong đó r là khoảng cách đến tâm trái đất, R - bán kính trái đất. Việc sử dụng hệ tọa độ như trên không gây ảnh hưởng đáng kể đối với kết quả khi kích thước biển bị giới hạn trong một vài ngàn kilômét.

Bên cạnh các phép xấp xỉ nêu trên cần sử dụng các phương pháp khép kín hệ các phương trình nguyên thủy bằng cách tham số hoá các thành phần năng lượng rối, đặc biệt đối với các quá trình có kích thước đặc trưng nhỏ. Để xây dựng mô hình toán, cần xác định quy mô quá trình trên cơ sở đáp ứng đối tượng và mục tiêu bài toán cũng như sự biến động của quy mô thời gian của hệ thống biển.

Trong phần sau đây chúng ta đi sâu nghiên cứu các quá trình "thời tiết biển" trong đó chủ yếu là chu kỳ mùa. Như đã trình bày ở phần trên các quá trình này gắn liền với phổ của hầu hết các hiện tượng tự nhiên đặc trưng của hệ thống biển.

3.2.2. Hệ các phương trình nguyên thủy

Hệ các phương trình thủy nhiệt động lực học nguyên thủy là cơ sở cho tất cả các mô hình môi trường nước và không khí. Trong quá trình phát triển của phương pháp mô hình hoá toán học và việc tìm kiếm khả năng triển khai giải bằng phương pháp số các nhà khoa học đã đề xuất và ứng dụng nhiều phép xấp xỉ và đơn giản hoá khác nhau. Trong số đó người ta chú trọng các biến đổi khác nhau của hệ phương trình nhằm dẫn chúng về dạng 1 chiều (1D) và hai chiều (2D) cho phép có lời giải giải tích hoặc triển khai bằng phương pháp số trên các máy tính nhỏ và vừa. Để làm được việc này người ta đã đề xuất và phát triển những phép tham số hoá tương ứng kèm theo những sai số tất nhiên của từng phương pháp.

Ngày nay khi phương tiện tính toán phát triển vượt bậc, việc nâng cao độ chính xác của mô hình và tốc độ xử lý đáp ứng yêu cầu dự báo đã bắt buộc các nhà nghiên cứu trở lại với hệ các phương trình nguyên thủy. Mô hình sử dụng hệ các phương trình nguyên thủy chỉ được triển khai đầy đủ khi sử dụng phương pháp 3 chiều (3D) và 4 chiều (4D). Tuy nhiên số lượng các phương trình của mô hình phụ thuộc vào số biến cần nghiên cứu cùng các phương trình khép kín hệ.

Các mô hình thủy nhiệt động lực sử dụng hệ các phương trình nguyên thủy đã được phát triển trong 10 năm gần đây, trong đó có mô hình của Blumbert, Mellor (ĐH Princeton) và của Phòng nghiên cứu địa thủy động lực (GHER) của GS J.C.J. Nihoul (1989). Theo GS Nihoul, khái niệm về “thời tiết biển” bao gồm hoàn lưu chung toàn biển và các quá trình quy mô trung bình. Sử dụng hệ các phương trình thủy nhiệt động lực lấy trung bình theo thời gian ta có thể tách riêng các quá trình để nghiên cứu: đối với các quá trình quy mô trung bình cần loại trừ rối vi mô, đối với hoàn lưu chung cần loại trừ các quá trình quy mô trung bình.

Hệ các phương trình thủy nhiệt động lực học nguyên thủy là cơ sở cho tất cả các mô hình môi trường nước và không khí.

Trong quá trình phát triển của phương pháp mô hình hoá toán học và việc tìm kiếm khả năng triển khai giải bằng phương pháp số các nhà khoa học đã đề xuất và ứng dụng nhiều phép xấp xỉ và đơn giản hoá khác nhau. Trong số đó người ta chú trọng các biến đổi khác nhau của hệ phương trình nhằm dẫn chúng về dạng 1 chiều (1D) và hai chiều (2D) cho phép có các nghiệm giải tích hoặc triển khai bằng phương pháp số trên các máy tính nhỏ và vừa. Để làm được việc này người ta đã đề xuất và phát triển những phép tham số hoá tương ứng kèm theo những sai số tất nhiên của từng phương pháp.

Trong trường hợp áp dụng phép xấp xỉ Boussinesq, các phương trình cơ học chất lỏng địa vật lý được đơn giản hoá về dạng sau:

- $$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0$$
- $$\frac{\partial v_j}{\partial t} + \nabla \cdot (v_j \vec{v}) = \psi^j + \nabla \cdot (\nu \nabla v_j) \quad j = 1, 2, 3$$

hay trong dạng tường minh

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_j}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (v_j v_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (v_j v_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (v_j v_3) \\ & = \psi^j + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\nu \frac{\partial v_j}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\nu \frac{\partial v_j}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\nu \frac{\partial v_j}{\partial x_3} \right) \end{aligned}$$

trong đó ψ^j là thành phần j của $-2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \vec{b} - \nabla q$; $b = -\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g$

- $$\frac{\partial b}{\partial t} + \nabla \cdot (b \vec{v}) = \psi^b + \nabla \cdot (\kappa \nabla b) \quad j = 1, 2, 3$$

hay trong dạng tường minh

$$\begin{aligned} & \frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (b v_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (b v_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (b v_3) \\ & = \psi^b + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\kappa \frac{\partial b}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\kappa \frac{\partial b}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\kappa \frac{\partial b}{\partial x_3} \right) \end{aligned}$$

$$\bullet \quad \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho^* \vec{v}) = \psi^* + \nabla \cdot (\kappa^* \nabla \rho^*) \quad j = 1, 2, 3$$

hay trong dạng tường minh

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho^*}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_1} (\rho^* v_1) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\rho^* v_2) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\rho^* v_3) \\ & = \psi^* + \frac{\partial}{\partial x_1} (\kappa^* \frac{\partial \rho^*}{\partial x_1}) + \frac{\partial}{\partial x_2} (\kappa^* \frac{\partial \rho^*}{\partial x_2}) + \frac{\partial}{\partial x_3} (\kappa^* \frac{\partial \rho^*}{\partial x_3}) \end{aligned}$$

$$\rho^* = \rho^s, \rho^h, \rho^t, \xi \dots \quad \xi = \rho c_p \theta \quad \text{với } \theta \text{ là nhiệt độ thể vị}$$

ρ^* ở đây thể hiện nồng độ trong một đơn vị thể tích hay một đơn vị khối lượng (δ^*), ψ^* là tốc độ nguồn sản sinh hoặc phân huỷ tương ứng.

$$\psi^* = S^* + I^* - \nabla \cdot (\rho^* \vec{m}^*).$$

Nếu như ψ^b không đáng kể hoặc có thể thể hiện qua hàm chỉ phụ thuộc vào độ nổi b , với phương trình

$$\frac{\partial q}{\partial x_3} = -b$$

Các phương trình trên sẽ hình thành một hệ năm phương trình cho năm biến: v_1, v_2, v_3, b và q với

$$q = \frac{p}{\rho_0} + g x_3$$

Ngày nay khi phương tiện tính toán phát triển vượt bậc, việc nâng cao độ chính xác của mô hình và tốc độ xử lý nhằm đáp ứng yêu cầu dự báo đã bắt buộc các nhà nghiên cứu quay trở lại với hệ các phương trình nguyên thủy. Mô hình sử dụng hệ các phương trình nguyên thủy chỉ được triển khai đầy đủ khi áp dụng phương pháp 3 chiều (3D) và 4 chiều (4D). Tuy nhiên số lượng các phương trình của từng mô hình lại phụ thuộc vào số biến cần nghiên cứu cũng như các sơ đồ (phương trình) khép kín hệ.

Trong bảng tóm tắt dẫn ra các phương trình cơ bản: liên tục, chuyển động, độ nổi, năng lượng nhiệt riêng và khuếch tán vật chất.

Mỗi khi trường vận tốc đã được xác định, ta có thể thay chúng vào phương trình khuếch tán 4. Lời giải của phương trình này cho ta phân bố không gian- thời gian của hợp phần * cần quan tâm.

3.2.3. Mô hình 3D thủy nhiệt động lực quy mô thời tiết biển

Mô hình thủy nhiệt động lực quy mô thời tiết biển do Phòng nghiên cứu địa- thủy động lực (GHER), Đại học Liège dưới sự chỉ đạo của giáo sư J.C.J. Nihoul (1989) đã phát triển và

ứng dụng trong 10 năm gần đây. Như đã trình bày ở phần trên, khái niệm về “thời tiết biển” bao gồm các hiện tượng và quá trình từ quy mô hoàn lưu chung toàn biển đến quy mô trung bình. Sử dụng hệ các phương trình nhiệt- thủy động lực lấy trung bình theo thời gian ta có thể tách riêng các quá trình để nghiên cứu: đối với các quá trình quy mô trung bình cần loại trừ rối vi mô, đối với hoàn lưu chung cần loại trừ các quá trình quy mô trung bình và nhỏ hơn.

Hệ các phương trình cơ bản của mô hình gồm các phương trình chuyển động và liên tục đã được biến đổi theo giả thiết Bousinesq và tựa thủy tĩnh. Kết hợp với phương trình trạng thái, thay bằng phương trình đối với độ nổi b , người ta sử dụng các phương trình truyền nhiệt và khuếch tán muối. Trong các phương trình này đối với quy mô tương đối lớn, chấp nhận điều kiện đồng nhất ngang, ta có thể bỏ qua các thành phần rối ngang.

Các biến của hệ phương trình sẽ bao gồm: vector vận tốc \vec{v} , nhiệt độ T , độ muối S , áp suất giả định q , động năng rối k và tản mát năng lượng rối ε .

Trên cơ sở này, cùng với phương trình cân bằng năng lượng rối và sơ đồ tham số hoá năng lượng rối quy mô vừa và dưới lưới theo GHER, hệ các phương trình cơ bản có dạng sau:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{u} + \vec{f} \vec{e}_3 \times \vec{u} = -\nabla_h q + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{v} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \right) \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\lambda}^T \frac{\partial T}{\partial x_3} \right) \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\lambda}^S \frac{\partial S}{\partial x_3} \right) \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla k = \tilde{v} \left\| \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \right\|^2 - \tilde{\lambda}^b \frac{\partial k}{\partial x_3} + \pi^0 - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\lambda}^k \frac{\partial k}{\partial x_3} \right) \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \varepsilon = \\ = \frac{\varepsilon}{k} (\gamma_1 \tilde{v} \left\| \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \right\|^2 - \gamma_2 \tilde{\lambda}^b \frac{\partial k}{\partial x_3} + \gamma_1 \pi^0 - \gamma_3 \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\lambda}^\varepsilon \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_3} \right) \end{aligned} \quad (3.20)$$

trong đó:

$$\nabla \equiv \bar{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \bar{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \bar{e}_3 \frac{\partial}{\partial x_3}; \nabla_h \equiv \bar{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \bar{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2}$$

$$\vec{v} \equiv \vec{u} + u_3 \bar{e}_3;$$

$$b = - \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} g = b(T, S);$$

$$q \equiv \frac{p}{\rho_0} + g x_3 + \xi; \frac{\partial q}{\partial x_3} = -b;$$

Bên cạnh các tham số đã nêu, $f = 2\Omega \cos \lambda$ - tần số Coriolis, $\tilde{\lambda}^y$ - các hệ số khuếch tán rối, \tilde{v} - nhớt rối, γ_i - các hệ số phi thứ nguyên $O(1)$, ξ - thế của lực tạo triều, ρ - mật độ nước biển (ρ_0 là giá trị quy chiếu của mật độ).

Thành phần π^0 biểu thị vai trò nguồn bổ sung năng lượng rối do các quá trình quy mô vừa hoặc dưới lưới sẽ được đề cập kỹ trong phần tiếp theo.

Để nghiên cứu các đặc trưng cơ bản của cấu trúc nhiệt muối và hoàn lưu biển tiến tới thiết lập mô hình dự báo chúng, việc xác định các biến động qui mô hoàn lưu chung của biển hay biến động mùa được quan tâm chú ý đầu tiên. Quy mô thời gian của các quá trình này sẽ vào cỡ tháng, mùa và năm. Theo các qui tắc thông thường trong việc xác lập phương trình chuyển động trung bình chúng ta sẽ thu được hệ các phương trình đối với các đặc trưng thống kê qui mô nêu trên, như vậy các biến động qui mô vừa và nhỏ hơn đã bị loại bỏ. Trong thực tế các hiện tượng quy mô vừa như triều, dao động quán tính, bão v.v.. có thể gây những ảnh hưởng đáng kể lên qui mô tháng và mùa. Việc tham số hoá các ảnh hưởng này đã được giáo sư J.C.J. Nihoul nghiên cứu trên cơ sở phân tích bậc đại lượng kết hợp các kết quả đo đặc năng lượng rối biển của nhiều nhà nghiên cứu trong đó có các công trình của Kitaigorotski (1979) và Monin và Ozmidov (1985).

Để đánh giá vai trò của thành phần này, cần xem xét mức độ tác động của nó được thể hiện qua hai quá trình cơ bản là bình lưu- đối lưu (do vận tốc trung bình) và khuếch tán rối.

Đối với quá trình bình lưu- đối lưu, nếu lấy L_l và u_l là các đại lượng đặc trưng cho kích thước ngang và vận tốc đối với chuyển động qui mô vừa thì vận tốc thẳng đứng tương ứng đối với chuyển động rối có thể đánh giá theo công thức:

$$u_v \sim u_l H / L_l,$$

trong đó H là độ sâu.

Nếu lấy biểu thức tính vận tốc động lực $u_* = C^{1/2} u_l$, với các đại lượng đặc trưng: $H \sim 50$ m và $C \sim 3 \cdot 10^{-3}$ ta có:

$$u_v/u_* \sim H/(L_1 C^{1/2}) \sim 10^{-2}.$$

Chúng ta đều biết, vận tốc động lực u_* đặc trưng cho cường độ xáo trộn động lực rối theo phương thẳng đứng, như vậy từ biểu thức trên cho thấy ảnh hưởng của đối lưu thẳng đứng qui mô vừa thường nhỏ hơn so với xáo trộn rối do đó chỉ cần chú ý tới ảnh hưởng của rối ngang.

Đối với quá trình khuếch tán rối, chúng ta lần lượt xem xét các thông lượng tương ứng. Cho rằng kích thước vận tốc qui mô lớn là u_0 và qui mô vừa là u_1 thì các thành phần cơ bản trong phương trình chuyển động sẽ là:

$$\nabla(u_0 u_1), \nabla(u_1 u_1)_o \text{ và } 2\vec{\Omega} \times \vec{u}_0$$

Để đánh giá bậc đại lượng của các thành phần này chúng ta xem xét một số trường hợp cụ thể sau đây:

- Biển xáo trộn mạnh và triều áp đảo với các bậc đại lượng tương ứng:

$$u_1 \sim 1 \text{ m/s}, u_0 \sim 10^{-1} \text{ m/s}, \text{ ta có:}$$

$$\nabla(u_0 u_1) \sim 10^{-7}, \nabla(u_1 u_1)_o \sim 10^{-5} \text{ và } 2\vec{\Omega} \times \vec{u}_0 \sim 10^{-5},$$

Như vậy, trong trường hợp này, ảnh hưởng của các quá trình qui mô vừa là đáng kể.

- Trường hợp biển phân tầng mạnh và triều yếu với $u_1 \sim u_0 \sim 3 \cdot 10^{-1} \text{ m/s}$ thì:

$$\nabla(u_0 u_1) \sim 10^{-6}, \nabla(u_1 u_1)_o \sim 10^{-7} \text{ và } 2\vec{\Omega} \times \vec{u}_0 \sim 3 \cdot 10^{-5},$$

như vậy ảnh hưởng của qui mô vừa là nhỏ và có thể bỏ qua.

Có thể rút ra kết luận rằng vai trò của chuyển động qui mô vừa lên các quá trình quy mô lớn phụ thuộc vào điều kiện động lực của biển.

Quá trình tương tác biển- khí cùng các biến động qui mô vừa tác động lên các yếu tố vật lý thủy văn biển thông qua các thông lượng rối và năng lượng. Đối với nguồn năng lượng trung bình ta có thể viết:

$$Q_0^k = -\langle \vec{v}' \vec{v}' \rangle_0 : \nabla \vec{u}_0 - \left[\langle \vec{v}' \vec{v}' \rangle_1 : \nabla \vec{u}_1 \right]_0 + \langle b' u'_3 \rangle_0 - \varepsilon_0 \quad (3.21)$$

Số hạng thứ hai thể hiện vai trò truyền động năng qui mô vừa vào nguồn năng lượng rối trong lớp nước trên cùng của biển. Đại lượng này có thể được xác định theo nhiều cách khác nhau phụ thuộc vào vai trò tương đối của các quá trình động lực. Theo Kitaigorotski (1979) thì nguồn năng lượng này giảm rất nhanh theo độ sâu và thông lượng cho toàn lớp nước trên cùng có thể xác định bằng $\beta \tau_w^{3/2}$ trong đó τ_w là ứng suất gió (trên một đơn vị khối lượng nước biển) và $\beta \sim 10$.

Hệ số β có thể được xem là hàm của độ dày lớp nước và độ phân tầng hay số Richardson R_f .

Đối với nhiều mô hình 3 chiều hiện hành, hai phương trình đối với động năng rối k và tản mát năng lượng rối ε thường được thay thế bằng các phép tham số hoá chủ yếu thông qua các biểu thức liên kết giữa các hệ số trao đổi rối, động năng rối hoặc quãng đường xáo trộn. Khác với hướng này cũng như với hướng giải quyết của Blumberg và Mellor (1987), trong mô hình GHER các tác giả đã giữ lại phương trình đầy đủ đối với động năng rối sau khi đã được bổ sung thêm nguồn năng lượng từ các quá trình quy mô vừa và dưới lưới, còn phương trình đối với tản mát năng lượng rối được tham số hoá bằng một loạt các quan hệ đã được kiểm nghiệm rộng rãi trong cơ học chất lỏng biên- khí quyển. Những mối quan hệ đó bao gồm sự kết hợp giữa nguồn năng lượng do hiệu ứng phân lớp và nguồn năng lượng do sự phân tầng mật độ (độ nổi). Các thành phần này được tính theo các tần số Brunt-Vaisalia (N) và Prandtl (M) tương ứng:

$$N^2 = \frac{\partial b}{\partial x_3}; M^2 = \nabla \bar{v}; \quad \nabla \bar{v} \approx \left\| \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_3} \right\|^2 \quad (3.22)$$

Hơn nữa, trong quá trình khép kín hệ các phương trình, ảnh hưởng của dòng năng lượng quy mô vừa cũng được tính đến khi xác định tần số Prandtl và hệ số rối, quãng đường xáo trộn rối cũng không lấy bằng một giá trị cố định mà được tính theo quy luật lớp biên đáy và rối biển.

3.2.4. Sơ đồ khép kín rối đối với mô hình thời tiết biển

Trong các phương trình khép kín rối đối với mật độ động năng rối k và tản mát ε , các thành phần Q^y ($y: k$ hay ε) thể hiện các nguồn phát sinh và tiêu huỷ là khó xác định nhất.

Tuy nhiên, đối với mật độ động năng rối k ta có thể viết biểu thức sau đây đối với Q^k :

$$Q^k = -\langle \bar{v}'\bar{v}' \rangle : \langle \nabla \bar{u} \rangle + \langle b'u'_3 \rangle - \varepsilon \quad (3.23)$$

trong đó, hai thành phần đầu của biểu thức này có thể xác định bằng các công thức kinh điển đã được kiểm nghiệm trong lý thuyết về quy luật trao đổi ứng suất rối và lực nổi Archimede, riêng thành phần cuối ε sẽ phải tính từ phương trình (3.20) hoặc tham số hoá nó.

Trong phương trình (3.20), đại lượng Q^e hiện tại chỉ có thể xác định thông qua các thành phần trong Q^k bằng một loạt các hệ số γ_i :

$$Q_k^e = \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \left[-\gamma_1 \langle \bar{v}'\bar{v}' \rangle : \nabla \langle \bar{v} \rangle + \gamma_2 \langle b'u'_3 \rangle - \gamma_3 \varepsilon \right] \quad (3.24)$$

Điều này làm cho mô hình thu được mang nhiều tính thực nghiệm hơn, nhiều khi chủ quan.

Một số tác giả như Blumbert and Mellor (1987), Mellor and Yamada (1982) đã thay phương trình (3.20) đối với ε bằng phương trình tương tự đối với tổ hợp khác nhau của ε , k và γ cũng đã không làm giảm số phép tham số hoá cũng như tính thực nghiệm của hệ.

Để có thể tính toán hệ số rối cũng như tản mát năng lượng rối liên quan chúng ta cần đi sâu nghiên cứu cơ chế chuyển hoá năng lượng rối giữa quy mô lớn và các quy mô nhỏ hơn.

Từ quan điểm cho rằng các quá trình rối quy mô nhỏ (mesialscale, $f = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$), rối nhót xoáy (eddy viscosity) và rối quy mô vừa (mesoscale -10^{-4} s^{-1}) hay còn gọi là rối blinuri đóng vai trò chủ yếu trong chuyển hoá năng lượng rối nhận từ chuyển động trung bình và vĩ mô rối tản mát chúng thành nhiệt, giáo sư J. Nihoul (1989) đã đưa ra một dạng nhót xoáy trung bình của nhiều động quy mô nhỏ và vi mô làm ngưỡng cho quá trình chuyển hoá năng lượng đó.

Xuất phát từ giả thiết cho rằng quá trình tản mát nhiệt được đặc trưng bởi:

$$\begin{aligned} \text{Kích thước dài} \quad l_m &\sim \varepsilon^{1/4} \nu^{3/4} \\ \text{Quy mô thời gian} \quad t_m &\sim \varepsilon^{-1/2} \nu^{1/2} = (l_m u_m^{-1}) \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} \text{Quy mô vận tốc} \quad u_m &\sim l_m t_m^{-1} \sim \varepsilon^{1/4} \nu^{1/4} \\ \text{và số Reynolds} \quad R_m &= u_m l_m / \nu \sim 1 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Từ các kết quả thực nghiệm nghiên cứu phổ năng lượng các quá trình biên và khí quyển dễ dàng thấy rằng phổ năng lượng rối giảm rất nhanh từ đỉnh tại kích thước đặc trưng l_m , có thể cho rằng tại đây mật độ động năng rối của xoáy ($u_m^2/2$) là phần chủ yếu của động năng rối k , hay:

$$u_m \sim \alpha k^{1/2} \quad (3.27)$$

Từ (3.25), (3.26), (3.27) ta có:

$$\tilde{\nu} \sim \alpha \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.28)$$

$$\text{hay:} \quad \tilde{\nu} = \frac{1}{2} \alpha_k^{1/4} \sqrt{k} l_m;$$

Kích thước dài l_m có thể xác định thông qua quy luật rối lớp biên và ảnh hưởng phân tầng:

$$l_m = (1 - R_f) l_n(x_3) \quad (3.29)$$

trong đó $l_n(x_3)$ hàm mô tả phân bố của quãng đường xáo trộn tương ứng hệ số rối theo khoảng cách từ đáy trong lớp biên cũng như toàn bộ tầng nước, trong chương mô hình số sẽ đi sâu hơn phân tích mối tương quan này.

Như vậy đối với tản mát năng lượng rối:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_k k^2}{16\tilde{\nu}} \quad (3.30)$$

với
$$\alpha = \frac{(\alpha_k)^{1/4}}{2}$$

Từ công thức này ta có thể rút ra công thức tính hệ số nhớt rối:

$$\tilde{\nu} = \frac{\alpha_k k^2}{16\varepsilon}; \quad \alpha_k \approx 1 \quad (3.31)$$

Công thức này đã được Kolmogorov rút ra khi áp dụng lý thuyết đồng dạng và thứ nguyên nghiên cứu rối.

Như vậy có thể sử dụng các mối tương quan thực nghiệm đối với ε thông qua động năng rối k và hệ số nhớt rối (hoặc l_m) để khép kín hệ phương trình của mô hình.

Về vai trò của các quá trình quy mô vừa trong sự hình thành hoàn lưu và cấu trúc cỡ "thời tiết biển" chúng ta sẽ có dịp đề cập khi ứng dụng mô hình trong vùng nước nông. Như đã trình bày trên đây, đối tượng nghiên cứu ở đây là các đặc trưng tựa dòng qui mô tháng và mùa, vì vậy những chuyển động có kích thước nhỏ hơn đều được xem là nhiễu động và cần được đưa vào trong sơ đồ tham số hoá quy mô vừa như đã trình bày ở phần trên.

Trong trường hợp đối lưu thẳng đứng, như đã phân tích trên đây, ảnh hưởng của quy mô vừa và nhỏ gây nên xáo trộn thẳng đứng có thể bỏ qua khi so sánh với xáo trộn rối. Tuy nhiên có thể điều này sẽ làm giảm ảnh hưởng của các thành phần ngang của trường. Nhìn chung mức độ chính xác phụ thuộc vào tương quan giữa hai quá trình trên.

Như vậy các biểu thức (3.29) và (3.30) cho ta khép kín hệ phương trình và cho phép giải các biến vận tốc, nhiệt độ và độ muối (hoặc độ nổi b) và động năng rối.

Số Richardson động lực trong trường hợp này được bổ sung bởi các nguồn năng lượng qui mô vừa, có thể viết trong dạng sau:

$$R_f \equiv \frac{\tilde{\lambda}^b N^2}{\tilde{\nu} M^2 + \pi^0} \quad (3.32)$$

với N và M là các tần số Brunt- Vaisailia và Prandtl tương ứng,

và

$$\pi^0 = \left[\langle -\bar{v}'\bar{v}' \rangle_1 : \nabla u_1 \right]_0 \sim \beta \left[\tau^{3/2} \right]_0 D^{-1} \quad (3.33)$$

là phân năng lượng bổ sung do các quá trình quy mô vừa và nhỏ, D - là kích thước đặc trưng cho độ dày của lớp xáo trộn trên của biển.

Các hệ số khuếch tán rối có thể được xác định phụ thuộc vào hệ số nhớt rối $\tilde{\nu}$ và mức độ phân tầng thông qua số Richardson thông lượng R_f :

$$\begin{aligned}\tilde{\lambda}^b &= \Psi^b \tilde{\nu}; \\ \Psi^b &\sim \gamma \sqrt{1 - R_f}; \\ \gamma &\sim 1.1 - 1.4\end{aligned}$$

Bên cạnh số Richardson thông lượng R_f , các công thức trên có thể biến đổi sử dụng số Richardson thông thường R_i :

$$\begin{aligned}\tilde{R}_i &\equiv \frac{\gamma N^2}{2\tilde{M}^2} \\ 1 - R_f &= \left(\tilde{R}_i + \sqrt{\tilde{R}_i^2 + 1} \right)^{-2} \\ \tilde{M}^2 &\equiv M^2 + \frac{\pi^0}{\tilde{\nu}}\end{aligned}$$

3.2.5. Các điều kiện biên

a. Điều kiện biên trên mặt tiếp giáp biển- khí quyển

Trên mặt phân cách biển- khí quyển, cần đảm bảo tính liên tục của các thông lượng trao đổi từ hai môi trường có kể đến sự khác biệt về mật độ của nước và không khí. Thông thường các thông lượng này đều do quá trình trao đổi rối quyết định:

- Đối với ứng suất rối:

$$\tilde{\nu} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} = \vec{\tau}_0, \quad (3.34)$$

- Động năng rối:

$$-\lambda^k \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_3} = \beta \tau^{3/2} D^{-1} \quad (3.35)$$

- Thông lượng rối nhiệt và muối:

$$-\tilde{\lambda}^y \frac{\partial y}{\partial x_3} = F^y \quad (3.36)$$

b. Điều kiện biên trên đáy:

- Đối với vận tốc (ứng suất rôi) :

$$\tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_3} = \tilde{\tau}_b \quad (3.37)$$

trong đó:

$$\tilde{\tau}_b = \rho_0 C_D \|\bar{v}_b\| \bar{v}_b \quad (3.38)$$

với C_D - hệ số ma sát đáy, đại lượng này có thể tính theo qui luật phân bố logarit trong lớp biên:

$$C_D = \{ \kappa / (\ln(z_b/z_0)) \}^2, \quad (3.39)$$

ở đây z_b là khoảng cách tính từ đáy nơi có vận tốc $\bar{v} = \bar{v}_b$, z_0 tham số nhám, $z_0 \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ cm. Việc tính toán hệ số ma sát đáy sẽ được đề cập chi tiết hơn trong phần mô hình số đặc biệt khi vận tốc \bar{v}_b được xác định tại các khoảng cách khác nhau có thể nằm trong hoặc ngoài lớp biên logarit. Khi có hiệu ứng biến đổi hướng vận tốc trong lớp biên ta có thể đưa thêm hệ số hiệu chỉnh R vào công thức (3.38) và chuyển về trong dạng sau:

$$\tilde{\tau}_b = R \rho_0 C_D \|\bar{v}_b\| \bar{v}_b \quad (3.40)$$

Tại những nơi mà lớp biên đáy không xác định thì có thể lấy gần đúng $C_D \sim 0,026$.

- Đối với động năng rôi:

Giá trị động năng rôi tại lớp biên đáy được xác định theo quy luật rôi lớp biên, trong bài toán này lớp biên đáy được mô phỏng theo định luật logarit. Như vậy động năng rôi có thể tính theo ứng suất rôi đáy, theo Blumberg and Mellor (1987) thì mối tương quan này có thể viết:

$$k_b = (B_1)^{1/3} \|\tilde{\tau}_b\|, \quad B_1 = 16,6 \quad (3.41)$$

- Đối với các thông lượng nhiệt và muối:

Không có trao đổi qua đáy, các thông lượng cho bằng 0.

c. Điều kiện biên lỏng

Điều kiện biên lỏng được xây dựng theo nguyên lý đảm bảo sự liên kết giữa trong và ngoài miền tính. Sử dụng phương pháp thể tích hữu hạn cho phép dễ dàng hơn việc triển khai đối với cả hai điều kiện giữ nguyên giá trị hoặc thông lượng qua biên. Việc xây dựng các điều

kiện biên cần đảm bảo không những tính liên tục của thông lượng mà có khả năng thể hiện miền ngoài như một hệ tích cực áp đặt lên hệ trong hoặc như hệ thụ động chịu tác động của hệ trong.

d. Điều kiện biên cứng

Tương tự như ở đây, đối với các biến vô hướng, các thông lượng theo hướng pháp tuyến của các biên vô hướng đều bị triệt tiêu và cho bằng 0, còn đối với vận tốc thì áp dụng luật ma sát biên:

$$v \frac{\partial}{\partial n} \left(\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{u}) \right) = C_D^C \|\vec{u}\| \vec{u} \quad (3.42)$$

với C_D^C là hệ số ma sát.

Tại các cửa sông thì điều kiện biên riêng được áp dụng không tuân thủ điều kiện biên cứng. Điều này sẽ được trình bày kỹ trong phần mô hình số.

3.2.6. Mô hình 3D triều và nước dâng

Các hiện tượng quy mô vừa trong biển và các hồ lớn được đặc trưng bởi các quy mô thời gian từ một vài giờ đến một vài ngày. Chúng bao gồm các dao động sóng nội, triều, dòng chảy gió, nước dâng và các dao động nhiệt ngày đêm.

Đối với những vùng biển xáo trộn mạnh người ta quan tâm chủ yếu đến triều và nước dâng. Hệ các phương trình cơ bản như đã trình bày trên chủ yếu sử dụng hai phép xấp xỉ Boussinesq và thuỷ tĩnh. Trong từng trường hợp cụ thể cần chú ý đến bậc đại lượng của các thành phần liên quan đến chuyển động ngang và chuyển động thẳng đứng, lực Coriolis và khuếch tán rối ngang.

Phép xấp xỉ Boussinesq cho rằng mật độ nước biển không đổi trong khi trọng lượng riêng của nó lại biến đổi; một sự biến đổi nhỏ của mật độ khi nhân với gia tốc trọng trường có thể lớn đáng kể so với gia tốc đặc trưng của chất lỏng.

Sự biến đổi của trọng lượng riêng làm xuất hiện trong phương trình thuỷ động lực học như một lực theo phương thẳng đứng, lực nổi, mức độ tác động của nó được xem xét thông qua một biến bổ sung bằng phương trình bổ sung. Trong phép xấp xỉ Boussinesq mối tương quan giữa độ nổi, nhiệt độ, độ muối cho phép ghép 3 phương trình riêng rẽ này vào một phương trình đối với độ nổi. Tuy nhiên điều này có thể thực hiện được khi một trong 3 biến nêu trên (thường là nhiệt độ) đóng vai chủ yếu trong biến đổi mật độ; trong trường hợp chung điều này dẫn đến yêu cầu xấp xỉ bổ sung đối với các hệ số khuếch tán rối và khả năng thể hiện nguồn khối của độ nổi.

Hệ các phương trình đối với quy mô vừa, trong trường hợp đơn giản nhất với một phương trình cho độ nổi, gồm 5 phương trình phi tuyến đạo hàm riêng. Đối với các điều kiện thực tế, khi các biên rất phức tạp (bờ, đáy, ...) và các điều kiện biên không thật thích ứng (đối

với các biên hồ). Các phương trình đối với hệ số khuếch tán rồi là những hàm không gian-thời gian chưa biết trước (ngoài ra còn có thể phụ thuộc vào các trường vận tốc và độ nổi), vì vậy vấn đề quan trọng đầu tiên lại là vấn đề tham số hoá chúng.

Việc giải các phương trình 3 chiều phụ thuộc vào thời gian của hoàn lưu quy mô vừa rất khó thực hiện, nếu như không tiến hành một số phép đơn giản hoá chúng. Bằng việc giải trực tiếp người ta đã chấp nhận một số điều kiện nguy hiểm như hệ số rối không đổi, ứng suất đáy triệt tiêu, độ sâu không đổi (khi tính đến độ nổi), độ nổi bằng 0 (khi xem độ sâu biến đổi) và gió trên mặt biển không đổi.

Hướng đơn giản hoá thường gặp đối với bài toán 3D là tìm cách giảm kích thước đưa chúng về các bài toán 2D và 1D.

Khi tập trung sự quan tâm đến cấu trúc thẳng đứng của dòng chảy và mật độ, cho rằng giá trị số Rossby của dòng quy mô vừa nhỏ [$O(10^{-1})$], một số tác giả bỏ qua các thành phần bình lưu phi tuyến. Vì các thành phần khuếch tán ngang cũng bị bỏ qua, các phương trình còn lại trong dạng Ekman không chứa các thành phần có đạo hàm theo phương ngang, ngoại trừ đối với gradient áp suất xuất hiện như một tác động liên quan chủ yếu đến áp suất khí quyển và độ nghiêng mực biển.

Một số tác giả thử tìm nghiệm giải tích của phương trình Ekman, thể hiện lực tác động thông qua biến đổi tích phân.

Một số tác giả khác tìm cách loại trừ các gradient ngang của áp suất, cho rằng không có dòng chảy ngang mà chỉ có chênh lệch so với dòng địa chuyển (liên quan đến gradient áp suất) hoặc dòng chảy trung bình theo độ sâu. Các mô hình loại này thường là mô hình nệm nhiệt ngày đêm.

Theo một hướng khác, bằng cách lấy đạo hàm theo toạ độ thẳng đứng x_3 , từ phương trình Ekman ta thu được 3 phương trình đối với ứng suất $\omega = \frac{du}{dx_3}$ (trong đó u là vận tốc ngang) và độ nổi.

Nhiều tác giả quan tâm chủ yếu đến các thành phần hoàn lưu chung của biển ven và hồ chỉ chú trọng đến phân bố ngang của mực biển và dòng chảy trung bình theo độ sâu. Khi cột nước bị xáo trộn đều và lực nổi bị bỏ qua thì tích phân có thể lấy từ đáy đến mặt. Đối với trường hợp phức tạp hơn, người ta xử lý riêng cho một số tầng theo các đặc trưng trung bình theo từng tầng đó. Các mô hình tích phân theo độ sâu được ứng dụng rộng rãi trong những năm gần đây.

Có hai loại mô hình, mô hình một chiều cục bộ và mô hình hai chiều tích phân theo độ sâu. Các mô hình một chiều của Ekman không thể ứng dụng được cho một số khu vực (ví dụ gần các điểm rốn triều hay sát bờ) nơi mà các thành phần bình lưu phi tuyến không thể bỏ qua được. Người ta còn cho thấy rằng các thành phần này cần phải giữ lại khi chúng ta sử dụng mô hình quy mô vừa để tính hoàn lưu dư quy mô lớn trên các biển có triều mạnh.

Các mô hình trung bình theo độ sâu chỉ cho phép thể hiện một cách rất thô sự phân tầng và không cho ta thông tin nào về phân bố thẳng đứng của dòng chảy theo phương ngang rất cần thiết cho các lĩnh vực vận chuyển trầm tích, kĩ thuật biển, xử lí số liệu đo dòng chảy, ...

Tuy nhiên các phương trình Ekman cũng như trung bình theo độ sâu chưa hình thành nên một hệ khép kín. Trong tất cả các bước, mô hình Ekman không thể triển khai được nếu như không biết mực mặt biển, dòng chảy địa chuyển hay trung bình, ứng suất đáy, ... nhằm mục đích cụ thể hoá các nghiệm giải tích, hay thiết lập điều kiện biên trước hết đối với đáy. Về phương diện khác, mô hình 2D tích phân theo độ sâu yêu cầu tham số hoá ứng suất đáy (xuất hiện khi tích phân phương trình) và các công thức thực nghiệm đối với vận tốc trung bình không phải khi nào cũng thoả mãn, ví dụ đối với trường hợp triều phân lớp khi gió yếu.

Tron thực tế hai mô hình này có thể bổ trợ cho nhau và nên tiến hành tính toán đồng thời (song song), sau đây giới thiệu cho ta ví dụ về vấn đề này.

Các phương trình cơ bản của mô hình 3 chiều thủy động lực quy mô vừa.

Trên cơ sở sử dụng phép xấp xỉ Boussinesq ta có thể viết các phương trình cơ bản về dạng sau đây

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u}\bar{u}) + f\bar{e}_3 \times \bar{u} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\bar{u}v_3) = \\ = -\nabla q + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x_3} \right) \end{aligned} \quad (3.43)$$

$$\nabla \cdot \bar{u} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0 \quad (3.44)$$

Trong đó \bar{e}_3 theo hướng thẳng đứng với gốc đặt tại mực biển quy chiếu và

$$\bar{u} = u_1 \bar{e}_1 + u_2 \bar{e}_2$$

$$\frac{\partial q}{\partial x_3} = -b \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{u}b) + \frac{\partial}{\partial x_3} (v_3 b) = \\ = Q + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\lambda} \frac{\partial b}{\partial x_3} \right) \end{aligned} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \cdot \nabla \zeta = v_3 \text{ khi } x_3 = \zeta \quad (3.47)$$

$$u = 0, \quad \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla h = -v_3 \right) \quad \text{khi } x_3 = -h \quad (3.48)$$

là vận tốc ngang, v_3 là thành phần thẳng đứng của vận tốc dòng chảy 3D;

đồng thời toán tử

$$\nabla = \vec{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \vec{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \vec{e}_3 \frac{\partial}{\partial x_3}$$

trở thành

$$\nabla = \vec{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \vec{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2}$$

và hàm q được viết trong dạng

$$q = \frac{p}{\rho_0} + gx_3$$

với p là áp suất,

ρ_0 là mật độ quy chiếu không đổi và g là gia tốc trọng trường; b là độ nổi:

$$b = -g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$$

Q_b là hàm nguồn sản sinh độ nổi,

ζ là độ cao mặt biển,

h là độ sâu,

$h + \zeta = H$ là độ cao toàn cột nước;

\tilde{v} , $\tilde{\lambda}$ là các hệ số nhớt rối và khuếch tán rối đối với độ nổi theo phương thẳng đứng.

3.3. Mô hình tích phân theo độ sâu và mô hình nhiều lớp

Do những khó khăn gặp phải đối với bài toán 3D, trong những trường hợp biển nông xáo trộn tốt thì có thể không chú ý tới biến đổi theo phương thẳng đứng. Có thể tích phân các phương trình theo độ sâu cho toàn biển và chỉ chú trọng tính toán mực nước và vận tốc trung bình trong toàn lớp nước. Tuy tích phân cho toàn lớp nhưng cũng cần đưa thành phần ma sát đáy vào phương trình, thông thường số hạng này có dạng

$$\tau_b = \left[\tilde{\nu} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \right]_{x_3=-h} \quad (3.49)$$

chúng ta cũng có thể sử dụng tham số hoá để thể hiện số hạng này thông qua vận tốc trung bình \bar{u} tuy rằng theo đúng cơ chế vật lý thì cần tìm mối liên quan với vận tốc sát đáy. Mô hình hai chiều tích phân theo độ sâu có thể cho ta một số khái niệm về biến đổi theo độ sâu, nếu như tiến hành tính toán ho nhiều tầng. Mô hình nhiều lớp cho ta vận tốc trung bình theo các lớp và từ đó cho ta phân bố tương đối của vận tốc theo độ sâu. Tuy nhiên theo hướng này bên cạnh ứng suất trên đáy cần xác định ứng suất giữa các lớp thông qua các hệ số ma sát tại các lớp biên.

Trong hướng giải quyết này chúng ta không thể tăng quá mức số lớp (tương tự như số điểm nút lưới trong mô hình 3D) nên phân bố thẳng đứng nhiều khi trở nên rất thô. Do số lớp hạn chế vì vậy điều nên làm là dựa theo phân bố thẳng đứng của cấu trúc mật độ (lực nổi), song do sự biến động theo thời gian của cấu trúc này nên việc này gần như rất khó thực hiện.

3.4. Mô hình dựa trên hiệu ứng phân lớp

Lấy đạo hàm phương trình (3.43) theo x_3 và bỏ qua các thành phần phi tuyến, ta có

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + f \vec{e}_3 \times \vec{\omega} = \nabla b + \frac{\partial^2}{\partial x_3^2} (\tilde{\nu} \vec{\omega}) \quad (3.50)$$

trong đó

$$\vec{\omega} = \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \quad \text{được gọi là véc tơ phân lớp.}$$

Hai phương trình (3.50) và (3.46) tạo nên hệ khép kín đối với ω và b .

Đối với những khu vực nằm xa bờ và cửa sông, có thể cho rằng gradien ngang của độ nổi b bằng 0, ta có thể giải riêng phương trình (3.50) cho ω và phương trình (3.46) cho b , hệ số khuếch tán rồi được xem là hàm của $\vec{\omega}$.

Trường vận tốc u có thể thu được từ $\vec{\omega}$ kèm theo các hằng số tích phân là hàm của x_1 , x_2 và t và cũng là hàm của hoàn lưu chung trên vùng nghiên cứu.

Kết quả hoàn toàn tương tự thu được khi cho rằng vận tốc địa chuyển \vec{u}_g không phụ thuộc vào độ sâu và là nghiệm của phương trình

$$\frac{\partial \vec{u}_g}{\partial t} + f\vec{e}_3 \times \vec{u}_g = -\nabla q \quad \left(= \nabla \left(\frac{p}{\rho_0} + g\zeta \right) \right) \quad (3.51)$$

Số hạng ∇q có thể loại trừ bằng cách tính hiệu $\vec{u} - \vec{u}_g$. Có thể nói vận tốc địa chuyển đóng vai trò như hằng số tích phân vừa nói ở trên.

Hướng nghiên cứu này đã được nhiều nhà khoa học như Niiler, Phillips và Kitaigorodskii sử dụng trong mô hình nêm nhiệt (thermocline). Điều khó khăn nhất ở đây là việc xác định các điều kiện biên, trong đó có ứng suất đáy mà chúng ta đã có dịp đề cập ở phần trên.

3.5. Các mô hình giải tích

Bằng cách chấp nhận điều kiện tựa đồng nhất ngang và bỏ qua các thành phần bình lưu phi tuyến cùng với các giả thiết khác nhau liên quan tới hệ số nhớt rối ta có thể thu được nghiệm giải tích của phương trình (3.43) phụ thuộc vào lực q . Phương trình (3.43) với các điều kiện nêu trên sẽ có dạng đơn giản:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + f\vec{e}_3 \times \vec{u} = -\nabla q + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{\nu} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3} \right) \quad (3.52)$$

Phương trình này thông thường được gọi là phương trình Ekman.

Những lời giải của Welander, Jelesnianski, v.v.. đều cho thấy những giả thiết đưa ra (hệ số nhớt rối không đổi, ứng suất đáy phụ thuộc vào vận tốc trung bình) nhiều khi xa rời thực tế.

Các mô hình đa mode (multi-mode)

Các mô hình đa mode dựa trên nguyên lý phân tách vận tốc hay ứng suất nhớt ra nhiều thành phần, có thể trên cơ sở các giá trị riêng, và lời giải cuối cùng là tổ hợp của các lời giải riêng đó.

Diễn hình của hướng nghiên cứu này là việc sử dụng đồng thời các mô hình 1D và 2D để hiệu chỉnh và lựa chọn điều kiện biên và đặc biệt là ứng suất đáy. Bằng cách đưa thêm các thành phần phi tuyến vào trong quá trình lặp, hướng nghiên cứu này đã phát triển trở thành một hướng mới đó là mô hình 3D (2D+1D) sẽ trình bày trong phần tiếp theo.

Mô hình triều và nước dâng ba chiều (2D+1D) đối với biển nông xáo trộn mạnh.

Trong trường hợp này, ảnh hưởng của độ nổi không cần kể đến. Các phương trình cơ bản ở đây sẽ là (3.43) và (3.44).

Bằng cách thay biến từ (x_1, x_2, x_3, t) sang (x_1, x_2, ξ, t) với

$$\xi = \frac{x_3 + h}{H}$$

ta có thể viết về trái phương trình (3.43) trong dạng

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + A + B + S \quad (3.53)$$

trong đó

$$A = \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \quad (3.54)$$

$$B = H^{-1} \frac{\partial \vec{u}}{\partial \xi} (1 - \xi) (\vec{u} \cdot \nabla h + v_3) \quad (3.55)$$

$$S = H^{-1} \frac{\partial \vec{u}}{\partial \xi} \xi [(\vec{u}_s - \vec{u}) \cdot \nabla \xi - (v_{3s} - v_3)] \quad (3.56)$$

và trên mặt biển thoả mãn điều kiện

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{u}_s \cdot \nabla \zeta = v_3 \quad \leftarrow \quad x_3 = \zeta \quad (3.57)$$

Xem xét giá trị các thành phần A , B , S theo các phân bố vận tốc khác nhau cho thấy rằng B bị loại bỏ trên mặt và rất lớn tại đáy, còn S tồn tại trên toàn cột nước nhưng giá trị thường nhỏ.

So sánh giữa A và S cho thấy khi độ sâu rất nhỏ thì $S \ll A$. Tuy nhiên đối với sự lan truyền sóng dài thì thành phần A cũng không đáng kể so với đạo hàm vận tốc theo thời gian. Thành phần B tại đáy do biến thiên dòng chảy sát đáy liên quan tới địa hình, tuy nhiên đối với những vùng tương đối xa bờ, hoặc lưới tính khá thô, thì B không vượt quá 10% so với đạo hàm vận tốc.

Cho rằng hệ số nhớt rối là một tích của hai thành phần, theo x_1 , x_2 , t và theo độ sâu

$$\tilde{\nu} H^{-2} = \sigma(t, x_2, x_3) \lambda(\xi) \quad (3.58)$$

Phương trình (3.43) bây giờ có thể viết

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - f u_2 = -\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta \right) + \sigma \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial u_1}{\partial \xi} \right) \quad (3.59)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + f u_1 = -\frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta \right) + \sigma \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial u_2}{\partial \xi} \right) \quad (3.60)$$

Hệ phương trình này có thể áp dụng cho những vùng biển nơi các thành phần bình lưu phi tuyến không đáng kể. Tuy nhiên đối với những khu vực đặc biệt trên các kết quả thu được có thể sử dụng làm điều kiện biên cho các mô hình có tính đến tính chất phi tuyến này. Kết hợp mô hình sử dụng hệ phương trình (3.59), (3.60) và mô hình 2D tích phân theo độ sâu, ta có được một mô hình 3D mà tại mỗi điểm nút bên cạnh mực nước, vận tốc trung bình theo phương thẳng đứng còn có phân bố vận tốc theo độ sâu.

- *Biến đổi cục bộ theo độ sâu của vận tốc ngang*

Giả sử

$$u = u_1 + i u_2 \quad (3.61)$$

$$\tau = \tilde{v} \frac{\partial u}{\partial x_3} = \sigma H \lambda \frac{\partial u}{\partial \xi}$$

$$\Phi = -\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{p_a}{\rho} + g\zeta \right) - i \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{p_a}{\rho} + g\zeta \right)$$

Hai phương trình chuyển động nước nông ven bờ (3.59) và (3.60) có thể viết dưới dạng chung:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + ifu = \Phi + \sigma \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \quad (3.62)$$

Lực tác động Φ là một hàm của t , x_1 và x_2 . Tuy các mối liên hệ không thể hiện trong dạng trực tiếp, nhưng u là một hàm của ξ , t , x_1 và x_2 . Như vậy tại mỗi điểm bất kỳ (x_1 , x_2), phương trình (3.62) cho ta mô hình phân bố cục bộ theo độ sâu của vận tốc ngang như là một hàm của thời gian.

Nếu ký hiệu τ_s và τ_b là các giá trị tương ứng của τ trên mặt và đáy, thì vận tốc trung bình theo độ sâu \bar{u} được tính theo phương trình sau:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + if\bar{u} = \Phi + (\tau_s - \tau_b)H^{-1} \quad (3.63)$$

và phương trình đối với chênh lệch vận tốc $\hat{u} = u - \bar{u}$ sẽ có dạng sau:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} + if\hat{u} = \sigma \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\tilde{v} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \xi} \right) - \left(\frac{\tau_s - \tau_b}{\sigma} \right) H^{-1} \right] \quad (3.64)$$

Sự biến đổi của hệ số nhớt rồi theo độ sâu nhìn chung rất phức tạp, nó phụ thuộc chủ yếu vào điều kiện cụ thể. Tuy nhiên trong nhiều trường hợp có thể sử dụng biểu thức tổng quát sau đây:

$$\tilde{\nu} = \kappa |\tau_b|^{1/2} (x_3 + h) \quad (3.65)$$

trong đó κ là một hằng số mà theo nhiều kết quả đo đạc có thể lấy bằng hằng số Karman được sử dụng trong nghiên cứu lớp biên khí quyển và biển.

Kết hợp hai phương trình (3.64) và (3.65) chúng ta nhận thấy rằng σH có thể lấy tỷ lệ với $\kappa(\tau_b)^{1/2}$. Sẽ không ảnh hưởng tới tính tổng quát nếu chúng ta chọn hệ số tỷ lệ bằng 1 (các hàm σ và λ sẽ được xác định như các hàm thứ cấp). Như vậy:

$$\sigma H = \kappa |\tau_b|^{1/2} \quad (3.66)$$

và

$$\lambda(\xi) \sim \xi \quad (3.67)$$

đối với các giá trị ξ nhỏ.

Tiến hành thay các biến mới trên cơ sở các định nghĩa sau đây

$$\hat{u} = w e^{-ift} + \frac{\tau_s}{\sigma H} s(\xi) + \frac{\tau_b}{\sigma H} b(\xi) \quad (3.68)$$

$$y = \int_0^t \sigma(v) dv \quad (3.69)$$

trong đó

$$s(\xi) = \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{\eta}{\lambda(\eta)} d\eta \quad (3.70)$$

$$b(\xi) = \int_{\xi_0}^{\xi} \frac{1-\eta}{\lambda(\eta)} d\eta \quad (3.71)$$

Phương trình (3.55) bây giờ có thể viết

$$\frac{\partial w}{\partial y} + \theta_s s(\xi) + \theta_b b(\xi) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\lambda \frac{\partial w}{\partial \xi} \right) \quad (3.72)$$

trong đó

$$\theta_a = \frac{e^{ift}}{\sigma} \left(\frac{\partial}{\partial t} + if \right) \left(\frac{\tau_a}{\sigma H} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(e^{ift} \frac{\tau_a}{\sigma H} \right), \quad a = s, b \quad (3.73)$$

với các điều kiện biên như sau:

$$\lambda \frac{\partial w}{\partial \xi} = 0 \Big|_{\xi=0} \Big|_{\xi=1} \quad (3.74)$$

Nếu như chúng ta có được biểu thức của hệ số nhớt rồi thì các đại lượng s và b sẽ là những hàm của ξ . Phương trình vừa thu được đối với w (40) cho phép chúng ta xác định phân bố thẳng đứng của vận tốc như một hàm của σ , H , θ_s và θ_b phụ thuộc vào t (hay y) tại mỗi điểm cho trước (x_1, x_2) .

- *Hàm phân bố vận tốc ngang theo độ sâu*

Sử dụng các tích phân biến đổi Laplace:

$$W(a, \xi) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha y} w(y, \xi) dy \quad (3.75)$$

$$\Theta(a) = \int_0^{\infty} e^{-\alpha y} \theta_a(y) dy \quad (3.76)$$

Phương trình (3.55) bây giờ có thể biến đổi về dạng sau:

$$aW + \Theta_s s(\xi) + \Theta_b b(\xi) - w_0(\xi) = \frac{d}{d\xi} \left(\lambda \frac{dW}{d\xi} \right) \quad (3.77)$$

với các điều kiện biên

$$\lambda \frac{dW}{d\xi} = 0 \Big|_{\xi=0} \Big|_{\xi=1} \quad (3.78)$$

Tìm nghiệm của phương trình trên trong dạng chuỗi của các hàm trực giao $f_n(\xi)$ trong khoảng $(0,1)$. Các hàm chuỗi này sẽ thoả mãn hệ các phương trình sau đây

$$\frac{d}{d\xi} \left(\lambda \frac{df_n}{d\xi} \right) = -\alpha_n f_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.79)$$

$$\lambda \frac{df_n}{d\xi} = 0 \Big|_{\xi=0} \Big|_{\xi=1} \quad (3.80)$$

α_n là các giá trị riêng với $\alpha_0 = 0$.

Chúng ta tìm nghiệm của phương trình (3.77) trong dạng sau:

$$W = \sum_0^{\infty} c_n f_n(\xi) \quad (3.81)$$

$$w_0 = \sum_0^{\infty} \omega_n f_n(\xi) \quad (3.82)$$

$$s_n = \int_0^1 s f_n d\xi \quad (3.83)$$

$$b_n = \int_0^1 b f_n d\xi \quad (3.84)$$

Các hệ số ω_n, s_n, b_n sẽ được xác định nếu như các hàm $\lambda(\xi), s(\xi)$ và $b(\xi)$ cho trước. Các hệ số c_n được xác định từ phương trình cơ sở (3.77). Ta có:

$$c_n = \frac{\omega_n - s_n \Theta_s - b_n \Theta_b}{a + \alpha_n} \quad (3.85)$$

Như vậy ta có biểu thức sau đối với hàm vận tốc

$$w = L^{-1}W = \sum \left(\omega_n e^{-\alpha_n y} - s_n R_n^s - b_n R_n^b \right) f_n(\xi) \quad (3.86)$$

trong đó

$$R_n^a = \int_0^y \theta_a(y') e^{-\alpha_n(y-y')} dy' \quad a = s, b \quad (3.87)$$

Từ các phương trình (3.79) và (3.80) dễ dàng thấy rằng

$$\int_0^1 f_n(\xi) d\xi = 0 \quad n > 0 \quad (3.88)$$

và như vậy f_0 là một hằng số sao cho các chuỗi (3.81), (3.82), (3.83) và (3.84) cho ta giá trị trung bình theo độ sâu của các hàm tương ứng.

Kết hợp các biểu thức (3.68), (3.73) và (3.87) ta thu được

$$\begin{aligned} \hat{u} &= \frac{\tau_s}{\sigma H} [s(\xi) - \bar{s}] + \frac{\tau_b}{\sigma H} [b(\xi) - \bar{b}] + \\ &+ \sum \left(\omega_n e^{-\alpha_n y} - s_n R_n^s - b_n R_n^b \right) f_n(\xi) e^{-ift} \end{aligned} \quad (3.89)$$

trong đó \bar{s} và \bar{b} là giá trị trung bình theo độ sâu của s và b , và điều kiện triệt tiêu của độ lệch vận tốc đã được sử dụng để loại trừ ω_0 ra khỏi biểu thức thu được.

Bằng cách tiến hành lấy tích phân theo từng phần và sử dụng phương trình (3.73) ta có thể viết

$$R_n^a = \sum_{p=0}^{\infty} \left[\frac{d^p \theta_a}{dy^p} \frac{e^{\alpha_n y}}{\alpha_n^p + 1} \right] e^{-\alpha_n y} =$$

$$\sum_{q=1}^{\infty} \left\{ \alpha_n^{-q} \left[\frac{d^q}{dy^q} \left(\frac{e^{ift} \tau_a}{\sigma H} \right) \right]_y - \alpha_n^{-q} e^{-\alpha_n y} \left[\frac{d^q}{dy^q} \left(\frac{e^{ift} \tau_a}{\sigma H} \right) \right]_0 \right\} \quad (3.90)$$

$a = s, p \quad n = 1, 2, \dots$

Sử dụng công thức (3.34) và các giá trị đặc trưng cho vùng biển nông có thể thấy rằng giá trị σ vào khoảng 10^{-4} s^{-1} đối với trường hợp dòng yếu và triều thuận nghịch, và khoảng 10^{-2} s^{-1} trong trường hợp triều mạnh và gió cũng mạnh. Khoảng thời gian biến đổi của trường vận tốc và ứng suất gió có thể được đặc trưng bởi “tần số”

$$\omega \sim 10^{-4} \text{ s}^{-1} \sim f$$

Như vậy

$$\frac{d}{dy} = \frac{1}{\sigma} \frac{d}{dt} \sim \frac{\omega}{\sigma} \leq 1 \quad (3.91)$$

Trong các công thức trên các thành phần liên quan tới hàm mũ sẽ có giá trị nhỏ dần khi n tăng. Cuối cùng ta có thể thu được phần chênh lệch vận tốc trong dạng sau đây.

$$\hat{u} = \frac{\tau_s}{\sigma H} [s(\xi) - \bar{s}] + \frac{\tau_b}{\sigma H} [b(\xi) - \bar{b}] -$$

$$- \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{e^{ift}}{\sigma H} \left(\frac{s_1 \tau_s + b_1 \tau_b}{\alpha_1} \right) \right] f_1(\xi) e^{-ift} \quad (3.92)$$

Như vậy hiệu ứng Ekman về biến đổi hướng dòng chảy và gió chỉ chứa trong số hạng thứ 3 và các số hạng bậc cao, mặt khác nó sẽ trở nên đáng kể chỉ khi σ nhỏ, nghĩa là trong trường hợp dòng chảy yếu và gió yếu, điều này hầu như luôn thoả mãn đối với biển.

Để thoả mãn điều kiện vận tốc bằng 0 tại đáy ta có thể đưa ra biểu thức sau:

$$\hat{u} = \bar{u} |_{\xi} = \xi_0 \quad (3.93)$$

Như vậy ta đã thu được biểu thức tương quan giữa ứng suất mặt, ứng suất đáy và vận tốc trung bình theo độ sâu. Như vậy ứng suất đáy có thể biểu thị qua hàm của vận tốc trung bình và ứng suất gió trên mặt và có thể sử dụng trong khi giải bài toán hoàn lưu hai chiều. Các mô

σ . Các kết quả vừa nêu có thể thay vào biểu thức (3.92) để tính phân bố của dòng chảy theo độ sâu tại các điểm.

- *Mô hình giải tích*

Cho rằng hệ số nhớt rối có thể biểu diễn qua dạng đơn giản sau

$$\lambda = \xi \left(1 - \frac{\xi}{2}\right) \quad (3.94)$$

cho phép thể hiện nghiệm của hệ phương trình (3.79) và (3.80) trong dạng giải tích.

Các hàm riêng và giá trị riêng của các phương trình (3.79) và (3.80) được thể hiện qua dạng sau:

$$f_n = (4n+1)^{1/2} p_{2n}(\xi - 1) \quad (3.95)$$

$$\alpha_n = n(2n+1) \quad (3.96)$$

trong đó p_{2n} là đa thức Legendre.

Phương trình (3.60) sẽ có dạng

$$\begin{aligned} \hat{u} = & \frac{\tau_s}{\sigma H} [4 \ln 2 - 2 - 2 \ln(2 - \xi)] + \\ & \frac{\tau_b}{\sigma H} [2 - 2 \ln 2 - \ln(2 - \xi) + \ln \xi] + \\ & \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{ift} \frac{\tau_s + 2\tau_b}{\sigma H} \right) \left(\frac{5\xi^2}{12} - \frac{5\xi}{6} + \frac{5}{18} \right) e^{-ift} \end{aligned} \quad (3.97)$$

trong đó ξ biến đổi từ 0 đến 1, ngoại trừ đối với $\ln \xi$ cần lấy giới hạn dưới là ξ_0 .

Tại $\xi = \xi_0 \sim 0$ phương trình (3.93) sẽ cho ta:

$$\begin{aligned} \bar{u} = & \frac{\tau_s}{\sigma H} [2 - 2 \ln 2] + \frac{\tau_b}{\sigma H} [-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2] + \\ & + \frac{-5}{18} \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{ift} \frac{\tau_s + 2\tau_b}{\sigma H} \right) e^{-ift} \end{aligned} \quad (3.98)$$

Như vậy:

$$u = \frac{\tau_s}{\sigma H} 2 \ln \frac{2}{2-\xi} + \frac{\tau_b}{\sigma H} \left[\ln \frac{\xi}{2} + \ln \frac{2-\xi}{2} \right] + \quad (3.99)$$

$$- \sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{ift} \frac{\tau_s + 2\tau_b}{\sigma H} \right) \frac{5}{12} \xi(2-\xi) e^{-ift}$$

Biểu thức (3.99) cho ta thấy rằng phân bố thẳng đứng của vận tốc u là kết quả của 3 thành phần liên quan tới ứng suất gió trên mặt, ứng suất đáy và tác động tổng hợp của lực Coriolis và các ứng suất nêu trên.

Cho rằng $\ln \xi_0 = -10$ xem đây là giá trị đặc trưng, ta có

$$\frac{\frac{\tau_s}{\sigma H} 2 \ln \frac{2}{2-\xi}}{\frac{\tau_b}{\sigma H} \left[\ln \frac{\xi}{2} + \ln \frac{2-\xi}{2} \right]} \sim 0,1 \frac{\tau_s}{\tau_b}$$

$$\frac{\sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{ift} \frac{\tau_s}{\sigma H} \right) \frac{5}{12} \xi(2-\xi)}{\frac{\tau_s}{\sigma H} 2 \ln \frac{2}{2-\xi}} \sim 0,3 \frac{\omega}{\sigma}$$

$$\frac{\sigma^{-1} \frac{\partial}{\partial t} \left(e^{ift} \frac{\tau_b}{\sigma H} \right) \frac{5}{12} \xi(2-\xi)}{\frac{\tau_b}{\sigma H} \left[\ln \frac{\xi}{2} + \ln \frac{2-\xi}{2} \right]} \leq 0,1 \frac{\omega}{\sigma}$$

trong đó ω là tần số đặc trưng cho biến động theo thời gian.

Trong trường hợp gió mạnh và dòng chảy mạnh, các đại lượng ứng suất τ_s và τ_b lớn gần như nhau ($>10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$), σ có thể lớn hơn một bậc so với ω , ứng suất đáy đóng một vai trò chủ yếu, ảnh hưởng trực tiếp của ứng suất gió không vượt quá 10% và không có hiện tượng biến đổi hướng dòng theo Ekman. Điều này cũng có thể xem tương tự trường hợp triều mạnh và gió yếu.

Trong trường hợp gió mạnh nhưng dòng dư không lớn lắm, ảnh hưởng của ma sát gió và đáy như nhau. Hiện tượng biến đổi hướng Ekman sẽ tồn tại khi tỷ lệ ω/σ vẫn còn nhỏ hơn 1.

Trường hợp gió yếu và dòng yếu, các giá trị ứng suất nhỏ, nhưng vai trò của ứng suất đáy lớn hơn, ω và σ có giá trị tương đương nhau, ứng suất gió và lực Coriolis chỉ gây ảnh hưởng chung nhỏ hơn 10%.

Như vậy đối với các vùng biển nông ven bờ nơi mà triều có thể gây ra dòng triều lớn hơn khoảng 1m/s thì trong khoảng thời gian triều mạnh lực Coriolis có thể bỏ qua và như vậy phương trình (3.98) có thể viết

$$\bar{u} = \frac{\tau_s}{\sigma H} [2 - 2 \ln 2] + \frac{\tau_b}{\sigma H} [-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2] \quad (3.100)$$

Mặt khác hệ số trong số hạng đầu có thể lấy vào khoảng 10% số hạng thứ hai, vì vậy phương trình (3.75) có thể viết

$$(\sigma H)^2 = \kappa^2 |\tau_b| \sim \frac{\sigma H |\bar{u} \kappa^2|}{-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2} \quad (3.101)$$

hay

$$\sigma H \sim \frac{|\bar{u} \kappa^2|}{-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2} \quad (3.102)$$

Kết hợp với công thức (3.100) ta có

$$\tau_b \sim -m \tau_s + D \bar{u} \quad (3.103)$$

trong đó

$$m = \frac{2 - 2 \ln 2}{-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2} \sim 0,07 \quad (3.104)$$

$$D = \frac{\kappa^2}{(-\ln \xi_0 + \ln 2 - 2)^2} \sim 2,11 \cdot 10^{-3} \quad (3.105)$$

(cho rằng $\ln \xi_0 \sim -10$)

Công thức (3.103) cùng các hệ số m và D hoàn toàn tương ứng công thức thực nghiệm đã được dẫn ở phần trước.

Chương 4

MÔ HÌNH HAI CHIỀU NƯỚC NÔNG VEN BỜ

4.1. Hệ phương trình chung

Như đã trình bày ở các phần trên, hệ phương trình 3D áp dụng cho vùng biển nông xáo trộn mạnh sẽ là

$$\nabla \cdot (\vec{v}) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{v}\vec{v}) + f\vec{e}_3 \times \vec{v} = -\nabla q + \nabla \cdot R \quad (4.2)$$

trong đó R là tenxơ ứng suất Reynolds hình thành do kết quả tương tác phi tuyến giữa các nhiễu động 3D của rối vi mô.

Trong trường hợp có thể chấp nhận điều kiện đồng nhất ngang, ta có thể viết

$$\nabla \cdot R = \frac{\partial \tau}{\partial x_3} = \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{v} \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_3} \right) \quad (4.3)$$

Thông thường dòng dư được xác định theo khoảng thời gian T có độ lớn tối thiểu một đến hai chu kỳ triều, ta lấy ký hiệu ${}_0$ cho các đại lượng đó

$$v = v_0 + v_I \quad (4.4)$$

với

$$(v)_0 = v_0 \quad (4.5)$$

$$(v_I)_0 = 0 \quad (4.6)$$

Nếu cho T vào khoảng 1 ngày ($\sim 10^5$ giây) thì phép lấy trung bình đã loại bỏ triều và làm trơn các nhiễu động dòng chảy do trường gió gây nên với chu kỳ nhỏ hơn T . Tuy nhiên sự biến động của trường gió cũng có chu kỳ tương đương 10^5 giây và như vậy không trùng với rãnh thấp trong phổ năng lượng dòng chảy. Như đã trình bày ở chương trước chúng ta không thể thu được phương trình cho v_0 bằng cách lấy trung bình phương trình (4.2). Vì trong trường hợp

đó có sự phụ thuộc rất mạnh vào thời gian và v_0 không đặc trưng cho trạng thái tựa dừng mà các nhà sinh thái học và môi trường cần.

Trong thực tiễn thì giá trị trung bình ngày của dòng dư chỉ có thể thu được khi tác động của gió yếu hoặc không đáng kể.

Trong trường hợp này “dòng dư triều” được lấy từ kết quả xâm nhập của dòng ngoài và tương tác phi tuyến của triều.

Nếu chu kỳ lấy trung bình từ 10^6 (2 tuần) đến 10^7 (4 tháng) ta sẽ thu được dòng dư khí hậu, các kết quả này có thể sử dụng trong các mô hình sinh thái, môi trường.

Tuy nhiên ta vẫn có thể thu được loại dòng dư thứ ba, với chu kỳ lấy trung bình lớn hơn 10^5 s, nhưng điều kiện synop phải tương đối ổn định. Loại dòng dư này được gọi là dòng dư gió.

Từ phương trình (4.2), đạo hàm theo thời gian với T bằng một số lần chu kỳ triều sẽ là:

$$\frac{v(t+T) - v(t)}{T} \leq 0(10^{-5} v_0) \quad (4.7)$$

Giá trị trung bình của gia tốc Coriolis sẽ là

$$2\vec{\Omega} \times \vec{v}_0 \sim 0(10^{-4} v_0) \quad (4.8)$$

Như vậy ta có thể bỏ qua số hạng đạo hàm theo thời gian trong phương trình đối với v_0 . Phương trình đối với dòng dư là phương trình dừng

$$\nabla \cdot \vec{v}_0 = 0 \quad (4.9)$$

$$\nabla \cdot (\vec{v}_0 \vec{v}_0) + f\vec{e}_3 \times \vec{v}_0 = -\nabla q_0 + \frac{\partial \tau_0}{\partial x_3} + \nabla \cdot N \quad (4.10)$$

trong đó

$$N = (-v_l v_l)_0 \quad (4.11)$$

Vì v_0 thường nhỏ hơn v_l từ 1 đến 2 bậc nên số hạng đầu vế trái của phương trình (4.10) là không đáng kể. Ten xơ N cũng có nghĩa tương tự như R , nhưng lại đặc trưng cho chuyển động quy mô vừa, người ta thường gọi là ten xơ Reynolds quy mô vừa. Như vậy số hạng cuối của phương trình (4.10) là số hạng bổ sung do tương tác phi tuyến của các chuyển động quy mô vừa (triều, nước dâng,...).

Vai trò của số hạng này đã được chú ý đến trong nhiều công trình nghiên cứu dưới cái tên là ứng suất triều.

Ten xơ N có thể tính được bằng cách giải hệ các phương trình (4.2), (4.3) cho chuyển động quy mô vừa và lấy trung bình $v_i v_i$.

4.2. Phương trình vận chuyển theo hướng ngang

Như đã trình bày trên đây, vận tốc chuyển động có thể tách riêng thành hai phần theo hướng ngang và hướng thẳng đứng, cũng như trung bình theo độ sâu và phần dư:

$$\vec{v} = \vec{u} + v_3 \vec{e}_3 \quad (4.12)$$

$$\vec{u} = \vec{u}_0 + \vec{u}_1 \quad (4.13)$$

Hệ các phương trình thủy động lực cơ bản sẽ có dạng

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} \vec{u}) + f \vec{e}_3 \times \vec{u} + \frac{\partial}{\partial x_3} (\vec{u} v_3) = -\nabla q + \frac{\partial}{\partial x_3} (\vec{v} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_3}) \quad (4.14)$$

$$\nabla \cdot \vec{u} + \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0 \quad (4.15)$$

Ta có thể rút ra biểu thức dòng toàn phần (lưu lượng) dư

$$U_0 = \int_{-h}^{\zeta_0} u_0 dx_3 = H_0 \bar{u}_0 \quad (4.16)$$

trong đó \bar{u}_0 là vận tốc trung bình theo độ sâu, $H_0 = h + \zeta_0$, h là độ sâu và ζ_0 là mực nước dư ($H_0 \sim h$ vì $\zeta_0 \ll h$).

Hệ phương trình đối với lưu lượng dư thu được từ các phương trình (4.10), (4.11) sau khi biến đổi có dạng

$$\nabla \cdot \vec{U}_0 = 0 \quad (4.17)$$

$$f \vec{e}_3 \times \vec{U}_0 = -H_0 \nabla q_0 - K \vec{U}_0 + \theta \quad (4.18)$$

trong đó

$$K = \frac{D \|u_1\|_0}{H_0} \quad (4.19)$$

và $\theta = \tau_0^s + \tau_0^n - \tau_0^f$

(i) τ_0^s ứng suất gió dư

(ii) τ_0^n ứng suất Reynolds quy mô vừa

$$\tau_0^n = \int_{-h}^{\xi_0} \nabla \cdot (-\vec{v}_1 \vec{u}_1)_0 dx_3 \quad (4.20)$$

(iii) τ_0^f ma sát nhớt quy mô vừa

$$\tau_0^f = (D\|\vec{u}_1\|\vec{u}_1) \quad (4.21)$$

Ma sát nhớt quy mô vừa là một phần của ma sát đáy đối với dòng dư (một phần khác là $K\vec{U}_0$) đây là kết quả của tương tác phi tuyến các chuyển động quy mô vừa.

Hệ phương trình trên có thể biến đổi về phương trình cho hàm dòng và giải với các điều kiện biên tương ứng.

4.3. Điều kiện ban đầu và điều kiện biên

Để giải hệ các phương trình nêu trên yêu cầu nhất thiết là phải có các điều kiện ban đầu và các điều kiện biên.

Đối với các bài toán không dừng ta sử dụng hệ phương trình tiến triển trong khi giải theo các phương pháp giả tích hoặc phương pháp số đều yêu cầu cung cấp các điều kiện ban đầu.

Các điều kiện biên là đòi hỏi thường xuyên của tất cả các bài toán liên quan tới việc giải hệ các phương trình thủy nhiệt động lực cho các vùng biển bất kỳ. Những điều kiện biên được chia thành hai loại chính: điều kiện biên hờ và điều kiện biên cứng. Các biên cứng đối với các vùng biển đó là đáy biển và bờ biển. Trong số các biên hờ có biên biển hờ nơi tiếp giáp giữa miền tính là nước với vùng nước nằm ngoài như sông hoặc các biển và đại dương khác. Một loại biên hờ khác là biên mặt biển tự do hay mặt phân cách giữa nước và không khí.

- *Điều kiện ban đầu*

Các điều kiện ban đầu có thể được thiết lập trên cơ sở lý thuyết hoặc thực nghiệm. Nhìn chung các điều kiện lý thuyết phục vụ cho việc nghiên cứu tính đúng đắn của mô hình. Phụ thuộc vào tính chất các biến, các điều kiện ban đầu có thể cho dạng các giá trị hoặc trường các giá trị riêng biệt cho từng biến. Ta có thể cho giá trị các biến tại thời điểm ban đầu theo một quy luật vật lý tự nhiên nhất định. Ví dụ có thể cho trường ban đầu là đồng nhất theo không gian bao gồm trên mặt rộng, hoặc phương thẳng đứng để nghiên cứu diễn biến của trường do sai số tính toán hay khi có các lực tác động khác nhau. Các trường này có thể cho theo một quy luật vật lý phổ biến, ví dụ cho độ muối tăng từ mặt xuống sâu, từ cửa sông ra biển khơi, v.v...

Sử dụng các phương pháp thực nghiệm, các điều kiện ban đầu sẽ là các trường thực tế, tuy chúng có thể được xây dựng trên cơ sở thực nghiệm kết hợp lý thuyết. Chúng ta đều biết, trong thực tế nghiên cứu biển, chúng ta gần như không có một trường tức thời nào đó của bất cứ một yếu tố thủy nhiệt động lực hoặc môi trường biển nào đầy đủ cho không gian 3 chiều. Vì vậy để có được các trường ban đầu cần áp dụng phương pháp phân tích, nội ngoại suy số liệu. Nguyên lý của các phương pháp này dựa trên quy luật phân bố theo không gian và thời gian của các yếu tố quan trắc được, kết hợp các phương pháp toán học đánh giá chất lượng số liệu, xác định các sai số ngẫu nhiên và sai số hệ thống, tái tạo lại bức tranh phân bố theo không gian của các yếu tố trong thời đoạn có quan trắc. Các kết quả thu của phương pháp phân tích số liệu thường được dẫn về trong dạng các mảng trên lưới không gian và thời gian đều phục vụ các yêu cầu thực tế cũng như điều kiện ban đầu cho mô hình.

Trong giai đoạn hiện nay trong thực tiễn khí tượng, hải văn phương pháp phân tích khách quan được sử dụng rộng rãi. Những phương pháp phân tích số liệu nhiều chiều (3 hoặc 4 chiều) cũng được phát triển từ cơ sở phân tích khách quan.

Trong khi sử dụng phương pháp số để giải các bài toán hải dương học, bên cạnh các điều kiện ban đầu thu được từ phân tích, người ta sử dụng mô hình tính toán như một công cụ để kiểm tra tính đúng đắn của các trường phân tích. Phương pháp nghịch đảo này cho phép cung cấp các điều kiện ban đầu chính xác hơn đáp ứng yêu cầu ngày càng cao cho các mô hình dự báo.

- *Điều kiện biên*

Trong quá trình thiết lập các điều kiện biên cho các mô hình biển nông ven bờ cần tập trung giải quyết hai vấn đề chủ yếu sau đây:

- (i) tính thích ứng của các số liệu tại điều kiện biên hở
- (ii) cần chọn các điều kiện biên thích hợp tại đáy và bờ
- (iii) điều kiện bảo toàn và liên tục trên mặt phân cách đại dương- khí quyển.

Việc xác định các điều kiện biên tại đáy và trên mặt biển là khó khăn lớn nhất mà các nhà nghiên cứu hay gặp và có nhiều hướng giải quyết khác nhau phụ thuộc chủ yếu vào các bài toán cụ thể và yêu cầu chính xác của chúng.

Mục tiêu của chúng ta là tính toán các đặc trưng trung bình (lấy theo một chu kỳ T cho trước mà chúng ta đặc biệt quan tâm) vì vậy cần thiết phải đưa ra một sơ đồ tham số hoá cho phép tính đến các quá trình có quy mô nhỏ hơn chu kỳ lấy trung bình. Ví dụ, trong trường hợp nghiên cứu chế độ dòng chảy có chu kỳ vừa thì các quá trình quy mô nhỏ liên quan tới các thành phần phát xạ và tán xạ do các nhiễu động rối gây nên cần được đưa vào mô hình bằng sơ đồ tham số hoá.

Thông thường, việc mô tả hệ phương trình thông qua các tham biến khác nhau có thể làm đơn giản hoá bài toán, bao gồm cả điều kiện biên vì căn cứ theo các giả thiết khi thiết lập

bài toán, các biên thực tế cũng đã được xấp xỉ bằng các giả thiết tương ứng có thể xem đây như một dạng làm tròn.

Nếu cho rằng mặt biển và đáy biển được mô tả bằng các biểu thức:

$$x_3 = \zeta, \quad x_3 = -h,$$

ta có các điều kiện liên tục đối với vận tốc như sau

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \zeta = v_3 \quad \text{khi } x_3 = \zeta \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla h = v_3 \quad \text{khi } x_3 = -h \quad (4.23)$$

Các phương trình (4.22) và (4.23) cho ta điều kiện biên trên và dưới được gắn liền với chất lỏng chuyển động theo vận tốc trung bình:

$$\vec{v} = \vec{u} + v_3 \vec{e}_3$$

Điều này có nghĩa là các biên cũng được xem như một lớp chất lỏng luôn chuyển động cùng với toàn bộ hệ, đảm bảo sự liên tục động học.

Tuy nhiên giả thiết nêu trên lại khác với các biên trong thực tế, khi các vật liệu trên mặt chuyển động với vận tốc biến đổi thực chứ không phải với vận tốc chất lỏng sát đó. Mặt khác, với các quy mô thời gian khác nhau thì biên cũng có thể xác định khác nhau, ta có thể thấy rõ qua bài toán triều và bài toán dòng chảy dư.

Nhìn chung có thể nói rằng đối với mỗi bài toán đều có các quan điểm riêng về biên trên mặt và đáy biển. Đây là một vấn đề vô cùng phức tạp, đòi hỏi nhiều thủ thuật tinh vi cũng như hiểu biết sâu về cấu trúc các lớp biên và các quá trình xảy ra trong đó.

Có thể nêu lên một số vấn đề mà ta thường gặp như việc xác định các đặc trưng (vị trí, vận tốc, ...) của lớp biên khí quyển trên mặt biển trong điều kiện có sóng. Ta có thể cho rằng sóng gây ảnh hưởng tức thời tới gió, trong khi chính các đặc trưng của sóng như vận tốc, độ cao, ... lại chịu tác động của ứng suất gió trước đó. Thông thường để tính toán các thông lượng phục vụ cho điều kiện biên bảo toàn, người ta sử dụng các công thức tính toán khí hậu căn cứ vào số liệu khí tượng trên mặt biển, các đặc trưng mặt biển và các hệ số trao đổi động lượng, nhiệt và ẩm. Các hệ số này có thể định nghĩa như sau:

$$C_u = \frac{\tau}{\rho v^2}, C_\theta = \frac{H}{\rho C_p v (\theta - \theta_0)}, C_q = \frac{E}{\rho v (q - q_0)},$$

trong đó θ_0 và q_0 là nhiệt độ và độ ẩm tại một độ cao đặc trưng cho mặt biển. Các đại lượng ứng suất, thông lượng nhiệt và ẩm chủ yếu là các thông lượng rối.

Một đặc trưng quan trọng của dòng khí trên mặt sóng là ảnh hưởng của nhiễu động sóng lên dòng khí. Các nhiễu động của sóng dẫn tới việc các nhiễu động vận tốc được tạo nên bởi hai thành phần: nguồn gốc rối thuần túy và nguồn gốc sóng (u', v', w' và u'_s, v'_s và w'_s). Kết quả nghiên cứu cho thấy rằng các loại nhiễu động trên thường độc lập với nhau: $\overline{u'_s u'} \approx 0$, $\overline{v'_s v'} \approx 0$, $\overline{u'_s w'} \approx 0$, ... nhưng giữa chúng lại có mối tương quan nhất định: $\overline{u'_s w'_s} \neq 0$, $\overline{v'_s w'_s} \neq 0$.

Như vậy trong lớp biên khí quyển trên mặt sóng xuất hiện các ứng suất sóng $\tau_{sx} = \overline{\rho u'_s w'_s}$ và $\tau_{sy} = \overline{\rho v'_s w'_s}$. Chúng giảm rất nhanh khi khoảng cách tính từ mặt sóng tăng lên, vì vậy ảnh hưởng của các thành phần này lên phân bố thẳng đứng của vận tốc trung bình chỉ giới hạn trong một lớp mỏng h_s vào khoảng $0,1\lambda$ (λ - bước sóng), sự biến đổi của vận tốc trung bình trong lớp khí quyển nằm trên đó có dạng tương tự như đối với lớp khí quyển sát mặt trên nền cứng. Đối với trường hợp phân tầng phiếm định phân bố của vận tốc trung bình ở phần này sẽ tuân theo quy luật logarit.

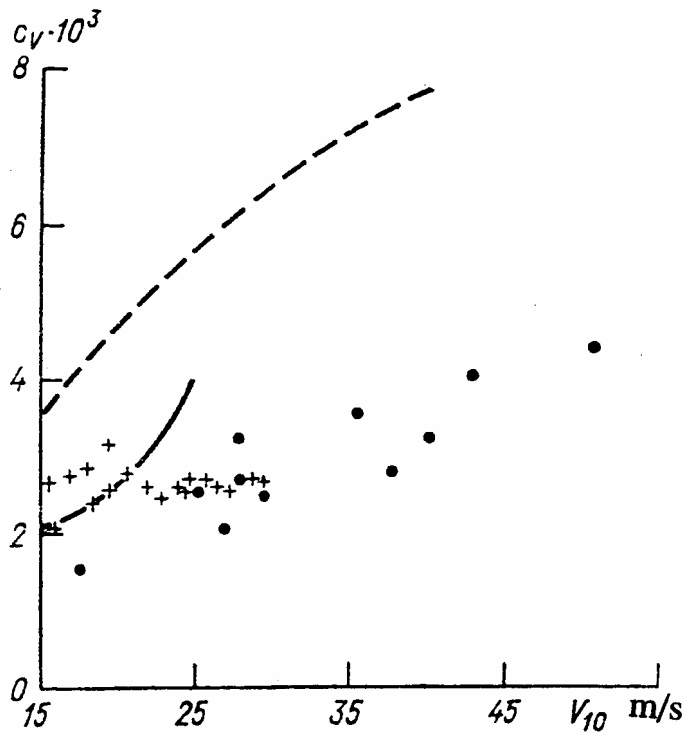
Để tính toán ứng suất gió trên mặt biển có sóng $\tau = \tau_t + \tau_s$ cũng như phân bố thẳng đứng của vận tốc gió có thể viết biểu thức ứng suất gió về dạng sau $\tau = \tau_t (1 + \gamma)$ trong đó $\gamma = f(v*/c_0)$ là một hàm của tỷ số giữa vận tốc (động lực) gió và vận tốc truyền sóng.

Và các quá trình tương tác giữa vận tốc gió, sóng và các bọt khí trong nước và các hạt nước trong không khí cũng vô cùng phức tạp.

Trong điều kiện gió lớn, đặc biệt khi gió bão với vận tốc lớn hơn 15 m/s, các quá trình trao đổi động lượng và nhiệt- chất bị biến đổi mạnh. Nguyên nhân của sự biến đổi này chủ yếu do sự xuất hiện của các hạt nước từ sóng và mặt biển bắn vào khí quyển. Những tác động trực tiếp của sự hiện diện các hạt nước lên các dòng động lượng có thể thông qua các cơ chế vật lý sau:

- (i). Khối lượng hạt nước trong khí quyển cũng chuyển động cùng một vận tốc của dòng khí, chúng sẽ truyền động lượng cho nước biển khi rơi xuống lớp mặt. Đồng thời sự hiện diện của các bọt khí trong lớp nước trên cùng sẽ góp phần tăng cường dòng động lượng cho biển.
- (ii). trong điều kiện sóng lớn, độ ẩm khí quyển lớp sát mặt tăng làm thay đổi điều kiện ổn định mật độ của dòng khí và gián tiếp tác động lên dòng động lượng.

Trị số thực của hệ số ma sát C_u trong điều kiện gió bão rất khó xác định bằng số liệu quan trắc vận tốc, tuy nhiên các kết quả nghiên cứu khác nhau đều cho thấy giá trị lớn của nó. Trên hình 2.1 đưa ra các số liệu biến đổi hệ số này với các điều kiện gió khác nhau trong đó có gió bão. Trong các tính toán thông thường có thể lấy C_{ub} vào khoảng từ $2 \cdot 10^{-3}$ đến $4 \cdot 10^{-3}$.



Hình 4.1. Hệ số trở kháng mặt biển trong gió bão theo nhiều tác giả khác nhau

Đối với các thông lượng nhiệt và ẩm (hơi nước), ảnh hưởng của sóng và gió lớn được thể hiện thông qua quá trình bốc hơi từ các hạt nước trong lớp sát mặt vào không khí. Các kết quả nghiên cứu cho thấy rằng trên bề mặt hạt nước, sức trương của hơi nước phụ thuộc vào bán kính và độ mặn của bản thân hạt nước, và chỉ các hạt có đường kính lớn mới gây tác động mạnh lên sự bốc hơi. Thông thường khi vận tốc gió trong khoảng từ 20 m/s đến 25 m/s lượng nhiệt do bốc hơi từ các hạt nước cũng có đại lượng cỡ thông lượng nhiệt tổng cộng (nhiệt rối và nhiệt hoá hơi) trao đổi qua mặt phân cách biển - khí quyển, hay nói cách khác, thông lượng nhiệt tăng lên hai lần.

Khi gió lớn với vận tốc trên 25 m/s thì mức độ gia tăng còn lớn hơn có thể đạt tới giá trị từ 5 đến 6 lần. Đối với thông lượng ẩm, hệ số C_q cũng có sự gia tăng tương tự như C_θ .

Vấn đề tương tự cũng xảy ra đối với lớp biên đáy khi sự biến đổi của nồng độ các chất lơ lửng không cho phép ta xác định chính xác vị trí mặt phân cách giữa nước và đáy và từ đó xác định các quá trình cần đưa vào trong mô hình. Hiện tượng tương tự cũng xảy ra tại lớp biên giữa biển và đất liền, do sự biến động và tương tác giữa cát và nước biển cũng như sự biến đổi của mực nước biển dưới tác động của sóng và thủy triều.

Bên cạnh các khó khăn nêu trên chúng ta còn phải quan tâm giải quyết những hiện tượng đặc biệt song cũng đã trở thành phổ biến đó là các màng mỏng các chất tập trung trên mặt biển (váng dầu, váng mỡ, ...), chúng không những biến đổi vị trí của mặt phân cách không khí - nước mà còn ảnh hưởng trực tiếp đến các quá trình trao đổi năng lượng và vật chất giữa biển và

Vai trò của sóng đối với các quá trình trao đổi trên biên rất phức tạp không những đối với mặt biển mà đối với cả lớp biên đáy. Điều quan trọng ở đây là làm sao có thể xác định được sự hiện diện của các lớp biên cùng các quá trình liên quan như lắng đọng, tách khỏi đáy và truyền tải theo dòng. Như vậy mức độ hiểu biết và tham số hoá các điều kiện biên là yếu tố quyết định cho sự thành công của mô hình.

Hiện nay trong các mô hình thủy động lực, các nhiễu động rối vi mô đã được tham số hoá theo nhiều phương pháp khác nhau và đã được áp dụng, tuy nhiên các điều kiện biên đã thiết lập được có lẽ chỉ mới đáp ứng tốt cho các quá trình quy mô lớn và vừa, còn đối với các quá trình quy mô nhỏ cần phải hoàn thiện thêm.

Trên mặt biển, nhìn chung các thông lượng được tính toán theo số liệu gió, nhiệt độ và độ ẩm đo được trên độ cao 10 mét, cho rằng các thông lượng phụ thuộc vào các đặc trưng tương ứng. Theo cách biểu diễn của Krauss thì

- đối với dòng động lượng (chia cho mật độ nước biển)

$$\tau_s = C_u V \|V\| = C^* V \|V\| \quad (4.24)$$

- đối với thông lượng nhiệt (chia cho nhiệt dung và mật độ nước biển)

$$h_s = C_\theta (g_0 - g) \|V\| = C^* (g_0 - g) \|V\| \quad (4.25)$$

- đối với thông lượng ẩm

$$e_s = C_q (q_0 - q) \|V\| = C^* (q_0 - q) \|V\| \quad (4.26)$$

Trong đó hệ số ma sát C^* được xem như một tham số kiểm tra, g_0 và q_0 là giá trị nhiệt độ và độ ẩm trên mặt biển. Các đại lượng này có thể xác định được thông qua tham số hoá lớp biên khí quyển.

$$C_u = \frac{\tau}{\rho v^2}, C_\theta = \frac{H}{\rho C_p v (\theta - \theta_0)}, C_q = \frac{E}{\rho v (q - q_0)},$$

Theo các tác giả khác nhau thì các thông lượng trên xác định theo số liệu khí tượng lớp biên có độ chính xác không cao, Krauss cho rằng sai số có thể vào khoảng 30% nhưng theo Hidy thì sai số có thể đạt tới 50%.

Trên các biên cứng nhìn chung có thể cho vận tốc bị triệt tiêu, không chú ý tới sự biến dạng của đáy. Tuy nhiên trong các mô hình, đặc biệt mô hình hai chiều thì ứng suất tính theo

$$\tau_b = D\bar{u}\|\bar{u}\| - m\tau_s \quad (4.27)$$

trong đó số hạng thứ hai cho phép hiệu chỉnh giá trị ứng suất theo ứng suất trên mặt τ_s .

Hệ số ma sát đáy D có thể tính theo qui luật phân bố logarit trong lớp biên:

$$D = \{\kappa / (\ln(z_b/z_0))\}^2, \quad (4.28)$$

ở đây z_b là khoảng cách tính từ đáy nơi có vận tốc $\bar{u} = \bar{v}_b$, z_0 tham số nhám, $z_0 \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ cm. Việc tính toán hệ số ma sát đáy sẽ được đề cập chi tiết hơn trong phần mô hình số đặc biệt khi vận tốc \bar{v}_b được xác định tại các khoảng cách khác nhau có thể nằm trong hoặc ngoài lớp biên logarit. Khi có hiệu ứng biến đổi hướng vận tốc trong lớp biên ta có thể đưa thêm hệ số hiệu chỉnh R vào công thức (4.26) và chuyển về trong dạng sau:

$$\bar{v}_b = R.C_D \|\bar{v}_b\| \bar{v}_b \quad (4.29)$$

Tại những nơi mà lớp biên đáy không xác định thì có thể lấy gần đúng $C_D \sim 0,026$.

4.4. Phương trình đối với vận tốc trung bình theo độ sâu

4.4.1. Những khái niệm chung

Chuyển động trung bình theo độ sâu được thể hiện qua vận tốc \bar{u} hay là tốc độ dòng tổng cộng \bar{U} (dòng toàn phần) được xác định theo công thức sau:

$$\bar{U} = U_1 \bar{e}_1 + U_2 \bar{e}_2 = H \bar{u} = \int_{-h}^{\zeta} \bar{u} dx_3 \quad (4.30)$$

trong đó H là độ sâu tổng cộng của cột nước, có nghĩa là:

$$H = h + \zeta \quad (4.31)$$

Nếu các đại lượng lệch khỏi giá trị trung bình theo độ sâu được ký hiệu bằng \hat{u} trên đầu, ta có

$$\bar{u} = \bar{\bar{u}} + \hat{u} \quad (4.32)$$

với

$$\int_{-h}^{\zeta} \hat{u} dx_3 = 0 \quad (4.33)$$

Tích phân theo x_3 của các đạo hàm riêng tuân thủ các công thức sau về quy tắc đạo hàm theo tham số

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial f}{\partial \eta} dx_3 = \frac{\partial}{\partial \eta} \int_{-h}^{\zeta} f dx_3 - f(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} - f(-h) \frac{\partial h}{\partial \eta} \quad (4.34)$$

trong đó η được thay cho các biến t, x_1 và x_2 , còn f là một hàm bất kỳ của các biến t, x_1, x_2 , và x_3 . Giá trị của f tại $x_3 = \zeta$ và $x_3 = -h$ tương ứng đối với mặt và đáy.

Tích phân phương trình (4.15) theo độ sâu, ta có

$$\int_{-h}^{\zeta} (\nabla \cdot \bar{u}) dx_3 + v_3(\zeta) - v_3(-h) = 0 \quad (4.35)$$

Tiến hành biến đổi tích phân trong công thức (4.35) theo điều kiện (4.34) và loại trừ $v_3(\zeta)$ và $v_3(-h)$ dựa trên cơ sở các phương trình (4.22), (4.23), ta có thể viết (4.35) về dạng sau

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla \cdot \bar{U} = 0 \quad (4.36)$$

trong đó H xác định theo phương trình (4.31) và

$$\frac{\partial H}{\partial t} \sim \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (4.37)$$

(bỏ qua sự biến đổi chậm của địa hình đáy).

Phương trình (4.36) có thể viết cho vận tốc trung bình \bar{u}

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla H + H \nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (4.38)$$

Trong đó ∇ chỉ còn lại hai số hạng

$$\bar{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \bar{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2}$$

và các hàm H, U và \bar{u} không còn phụ thuộc vào x_3 .

Tuy rằng div của vận tốc \bar{v} theo phương trình cơ bản luôn bằng 0, nhưng div của vận tốc trung bình \bar{u} lại không triệt tiêu.

Tuy nhiên nếu mực nước ζ tại mọi điểm đều nhỏ hơn h và nếu h biến đổi theo thời gian chậm hơn so với vận tốc trung bình \bar{u} và mực nước ζ thì phương trình 4.38 lại có dạng

$$\nabla \cdot \bar{u} = 0 \quad (4.39)$$

Nếu ta chọn L là kích thước đặc trưng cho biến động của h và l là độ dài đặc trưng cho biến động của ζ và \bar{u} , thì bậc đại lượng của hai số hạng đầu phương trình (4.38) sẽ là

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} &\sim \frac{\partial \zeta}{\partial t} \sim 0\left(\frac{\zeta \bar{u}}{l}\right) \\ \bar{u} \cdot \nabla H &\sim \bar{u} \cdot \nabla \zeta + \bar{u} \cdot \nabla h \sim 0\left(\frac{\zeta \bar{u}}{l}\right) + 0\left(\frac{h \bar{u}}{L}\right) \end{aligned} \quad (4.40)$$

trong khi số hạng thứ 3 lại là tổng của hai thành phần, bậc đại lượng của mỗi phần sẽ là

$$H \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \sim 0\left(\frac{h \bar{u}}{l}\right) \quad (4.41)$$

Nếu như chúng ta có trường hợp $l \ll L$ và $\zeta \ll h$ thì vai trò của hai số hạng đầu sẽ là không đáng kể so với số hạng thứ 3 vì vậy ta có được phương trình (4.39). Các đại lượng \bar{e}_1 và \bar{e}_2 là các vectơ đơn vị theo các hướng x và y .

4.4.2. Hiệu ứng của sự phân lớp

Việc tích phân phương trình liên tục (4.12) có thể tiến hành một cách đơn giản vì độ lệch vận tốc xuất hiện trong các số hạng chỉ ở dạng phụ thuộc tuyến tính và chúng sẽ biến mất khi ta lấy tích phân dựa theo tính chất đã dẫn trong công thức (4.33). Tuy nhiên điều này hoàn toàn không đơn giản đối với phương trình chuyển động, vì

$$H^{-1} \int_{-h}^{\zeta} u_i u_j dx_3 = \bar{u}_i \bar{u}_j + H^{-1} \int_{-h}^{\zeta} \hat{u}_i \hat{u}_j dx_3 \quad (4.42)$$

Như vậy trung bình của tích sẽ bao gồm hai thành phần. Thành phần thứ nhất là tích các đại lượng trung bình, thành phần thứ hai là trung bình của tích các giá trị độ lệch. Như vậy tương tự như trong trường hợp lấy trung bình theo thời gian, trung bình theo độ sâu cũng làm xuất hiện thành phần tương tác phi tuyến liên quan tới tích các độ lệch.

Các thành phần tương tác phi tuyến này về nguyên lý có thể được thể hiện thông qua trường trung bình. Thông thường có thể chấp nhận quan điểm cho rằng các quá trình khuếch tán do các nhiễu động gây nên và ảnh hưởng của nó lên dòng trung bình cũng có những nét tương tự như khuếch tán phân tử, tuy nhiên vai trò tương đối của chúng hoàn toàn khác nhau. Trong trường hợp đó số hạng trung bình tích các nhiễu động trong công thức (4.42) hoàn toàn có vai trò tương tự; sự bất đồng nhất của trường vận tốc đóng vai trò khuếch tán động lượng cũng như các tính chất khác của môi trường như nhiệt độ, dinh dưỡng, chất ô nhiễm, v.v...

Hiệu ứng này được gọi là hiệu ứng (do) phân lớp (shear effect) vì các nhiễu động sẽ bị triệt tiêu nếu như trường vận tốc đồng nhất theo phương thẳng đứng, và số hạng thứ hai trong

4.42 sẽ chỉ có nghĩa nếu như tồn tại gradien thẳng đứng hay là có sự phân lớp của vận tốc.

Hiệu ứng phân lớp đóng một vai trò hết sức quan trọng trong quá trình khuếch tán các hợp phần bền vững vì vậy cần phải thiết lập các mối quan hệ giữa chúng và các đặc trưng trung bình theo độ sâu.

Trong các mô hình thủy động lực thông thường người ta chọn các phép gần đúng khá thô, bằng cách đưa ảnh hưởng này vào các thành phần khuếch tán ngang, nhằm đưa một phần nhỏ ảnh hưởng ba chiều vào mô hình, và cho thêm một phần vào trong các hệ số khuếch tán.

Kết quả của dạng mô hình này phụ thuộc vào quy mô không gian và tính phức tạp của địa hình miền tính. Điều này thông thường bị lẫn với sai số của việc triển khai tính toán trên các kích thước lưới khác nhau.

Cần phải nói rằng việc đưa hiệu ứng phân lớp vào có thể làm thay đổi đáng kể giá trị của hệ số khuếch tán.

Ví dụ, nếu đưa hiệu ứng phân lớp trong dạng

$$H^{-1} \int_{-h}^{\zeta} \hat{u}_i \hat{u}_j dx_3 = -a \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (4.43)$$

từ việc so sánh bậc đại lượng hai vế ta có thể thu được: $a \sim \frac{l \hat{u}^2}{\bar{u}}$ trong đó bên cạnh các đặc trưng vận tốc nhiễu động và vận tốc trung bình còn có l là độ dài đặc trưng cho biến động ngang.

Tỷ lệ giữa bình phương độ lệch vận tốc và vận tốc trung bình phụ thuộc vào phân bố thẳng đứng của vận tốc u . Đại lượng này sẽ rất nhỏ khi có sự đồng nhất theo phương thẳng đứng. Nhưng điều này hầu như không thể có được vì vận tốc bao giờ cũng đạt giá trị cực đại trên mặt và bị triệt tiêu tại đáy. Như vậy tỷ lệ này phụ thuộc chặt chẽ vào giá trị vận tốc trung bình.

Trong trường hợp nêu trên hệ số a có thể có giá trị lớn hơn hệ số nhớt rồi từ một đến hai bậc. Hệ số nhớt rồi có thể tính theo công thức sau: $\tilde{\nu} \sim l v_l$ trong đó vận tốc đặc trưng: $v_l \sim \varepsilon^{1/3} l^{1/3}$ gắn liền với các xoáy có quy mô l và và thông thường vận tốc này có giá trị nhỏ hơn nhiều so với \bar{u} .

4.4.3. Các thông lượng trao đổi trên mặt biển

Chúng ta có thể viết tích phân số hạng cuối của phương trình (4.11) trong dạng sau đây:

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_3} (\tilde{\nu} \frac{\partial u}{\partial x_3}) dx_3 = \left[\tilde{\nu} \frac{\partial u}{\partial x_3} \right]_{x_3=\zeta} - \left[\tilde{\nu} \frac{\partial u}{\partial x_3} \right]_{x_3=-h} = \tau_s - \tau_b \quad (4.44)$$

Nếu kể đến các phương trình (4.24) và (4.27) thì phương trình (4.44) có thể biến đổi về dạng

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\tilde{v} \frac{\partial u}{\partial x_3} \right) dx_3 = CV \|V\| - D\bar{u} \|\bar{u}\| \quad (4.45)$$

trong đó $C = C^*(1 + m)$ với các hệ số C^* và m đã được lý giải trong phần 4.3.

4.4.4. Phương trình trung bình theo độ sâu

Tích phân phương trình (4.11) theo độ sâu và kết hợp các phương trình (4.34), (4.36), (4.45) chúng ta thu được phương trình sau:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (H^{-1} \bar{U} \bar{U}) + f \bar{e}_3 \times \bar{U} = \\ = -H \nabla \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta \right) + a \nabla^2 \bar{U} - \frac{D}{H^2} \bar{U} \|\bar{U}\| + C \bar{V} \|\bar{V}\| \end{aligned} \quad (4.46)$$

và đối với vận tốc trung bình

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} + f \bar{e}_3 \times \bar{u} = \\ = -\nabla \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta \right) + a \nabla^2 \bar{u} - \frac{D}{H} \bar{u} \|\bar{u}\| + \frac{C}{H} \bar{V} \|\bar{V}\| \end{aligned} \quad (4.47)$$

Trong các phương trình trên bên cạnh các hệ số đã dẫn, a là hệ số rối ngang và V là vận tốc gió trên mặt biển.

4.5. Hệ các phương trình đối với quá trình quy mô vừa

Các phương trình (4.36) và (4.46) mô tả biến đổi của tốc độ dòng tổng cộng cho cả hai trường hợp quy mô lớn và quy mô vừa. Tuy nhiên tại các vùng biển nông thông thường các quá trình quy mô vừa lại lớn hơn quá trình quy mô lớn tới nhiều lần. Trong nhiều trường hợp, ví dụ như đối với Bắc Hải, khi cho điều kiện biên theo biến trình quy mô vừa thì ngay cả dòng chảy thường kỳ (dòng dư) cũng trở nên không đáng kể, nhiều khi không vượt quá sai số tính toán.

Sử dụng các phương trình (4.36) và (4.46) với điều kiện biên quy mô vừa sẽ cho phép mô tả các chuyển động quy mô vừa trong biển, có thể bỏ qua ảnh hưởng của các quá trình vĩ mô.

Các phương trình trên được sử dụng rộng rãi trong nghiên cứu, tính toán triều và nước dâng, vấn đề quan trọng ở đây là việc cung cấp các điều kiện biên hồ (biên thông với các thủy vực khác như biển, đại dương). Thông thường việc có được đồng bộ các số liệu trên biên hồ được xem như rất hiếm vì các quan trắc chỉ tiến hành trên các trạm ven bờ và hải đảo.

Trong nhiều trường hợp chúng ta cũng rất khó có được điều kiện biên trên mặt phân cách biển - khí. Việc thiếu số liệu quan trắc trường khí tượng không cho phép thiết lập các điều kiện biên tương đối chính xác, đồng thời các hệ số ($C, D, v.v..$) cũng chưa nhận được sự thống nhất qua các kết quả nghiên cứu.

Đối với mô hình nước dâng, các điều kiện biên hờ có thể lấy khác nhau phụ thuộc vào nguồn gốc trong hay ngoài vùng tính toán. Nếu nguồn sóng nằm trong vùng thì tại biên hờ với biển khơi có thể cho biến động mực nước tại biên bằng 0. Sai số trong trường hợp này có thể do hiệu ứng phản xạ sóng qua biên hờ. Khi sóng đi từ ngoài vào, tương tự như đối với triều, thì việc cho diễn biến mực nước trên biên hờ là không thể thiếu được. Như đã trình bày ở trên do không có đủ số liệu quan trắc, sai số gặp phải ở đây nhiều khi phụ thuộc vào điều kiện biên hờ.

Tuy nhiên, hiện nay có thể nói rằng các mô hình triều và nước dâng đã đạt được nhiều kết quả phù hợp với số liệu khảo sát hơn cả.

4.5.1. Các đặc điểm hệ phương trình hai chiều triều và nước dâng

Để phân tích đầy đủ các khía cạnh khác nhau của mô hình hai chiều triều và nước dâng, chúng ta viết hệ phương trình cơ bản trong dạng đầy đủ

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \nabla \cdot (H^{-1} \vec{U} \vec{U}) + f \vec{e}_3 \times \vec{U} = \\ = -H \nabla \left(\frac{p_a}{\rho} + g \zeta \right) + a \nabla^2 \vec{U} - \tau_b + \tau_s \end{aligned} \quad (4.48)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (4.49)$$

trong đó các thành phần ứng suất được tính trên một đơn vị khối lượng nước biển. Chúng ta lần lượt xem xét các đặc điểm cụ thể của các phương trình, điều kiện biên và kỹ thuật số triển khai mô hình. Bậc đại lượng của các số hạng của phương trình:

(i). Như đã trình bày trên đây thành phần bình lưu thông thường được xem không đáng kể. Tuy nhiên theo đánh giá của Brettschneider thì đối với vận tốc lớn, thành phần bình lưu có thể trở nên đáng kể vượt cả thành phần do gia tốc Coriolis. Theo Brettschneider (1967) có thể thấy rằng khi vận tốc vào khoảng 1 m/s thì thành phần này không thể bỏ qua được (xem bảng sau).

Vận tốc \vec{U} (m/s)	0,2	1
Kích thước lưới (m)	$5 \cdot 10^4$	10^4
Tỷ lệ bình lưu/Coriolis	$5 \cdot 10^{-2}$	1.3

Trong thời gian sau này một số tác giả đã giữ lại thành phần bình lưu trong mô hình triều và nước dâng.

(ii). Thành phần Coriolis $f \times \vec{U}$ luôn được đánh giá là quan trọng nhất, tuy nhiên theo Heaps thì nó tác động mạnh lên biến đổi mực nước hơn lên dòng nước vận chuyển. Khi triển khai mô hình người ta không chỉ chú ý tới thành phần lực Coriolis mà sự biến đổi của f theo vĩ tuyến cũng cần được tính đến. Điều này trong các mô hình hiện đại đã được đưa vào trực tiếp khi sử dụng hệ tọa độ cầu.

(iii). Lực tạo triều ξ thông thường được xem bằng 0, đặc biệt đối với các vùng biển khi sóng bên ngoài xâm nhập vào có tính quyết định.

(iv). Thành phần khuếch tán $a\nabla^2 U$ cũng được xem là không đáng kể trong các mô hình toán học. Tuy nhiên nhiều tác giả vẫn giữ lại phần này với hệ số a được lấy một cách khá cao nhằm đảm bảo độ ổn định của mô hình số (trong trường hợp giữ phần bình lưu thì yêu cầu này không còn có ý nghĩa nữa).

(v). Ma sát đáy là một yếu tố không kém phần quan trọng, hiện nay các tác giả đều đi đến thống nhất sử dụng công thức dạng sau đây

$$\tau_b = \Gamma \vec{U} \|\vec{U}\| - m \tau_s \quad (4.50)$$

trong đó Γ là hàm của H và m là một hằng số cần xác định.

Trong trường hợp cho rằng ứng suất đáy tỷ lệ với bình phương của vận tốc trung bình theo độ sâu thì Γ có dạng sau

$$\Gamma = D H^2 \quad (4.51)$$

trong đó D là một hằng số, theo Hansen thì $D = 3 \cdot 10^{-3}$, còn theo Banks $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$.

Tồn tại một giả thiết phức tạp khi cho rằng ứng suất đáy phụ thuộc vào bình phương vận tốc quy chiếu tại một độ cao tương đối nào đó kể từ đáy. Bằng cách sử dụng các quy luật phân bố vận tốc theo độ sâu rút ra từ thực nghiệm có thể rút ra biểu thức cho rằng vận tốc quy chiếu là một hàm của U . Kết quả cuối cùng đối với Γ cũng có dạng như (2.37), nhưng D không phải là một hằng số. Theo Leenderste thì

$$D = \frac{\alpha}{[19,4 \ln(0,9H)]^2} \quad (4.52)$$

còn theo Runday (1976)

$$D = \frac{\alpha}{\left[1,23 + \ln \frac{0,14H}{Z_0}\right]^2} \quad (4.53)$$

với z_0 là độ nhám và α là hằng số. Theo công thức của Roday thì α có giá trị như sau

$$\alpha \sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ đối với } H \sim 10 \text{ m}$$

$$\alpha \sim 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ đối với } H \sim 80 \text{ m}$$

Công thức của Hansen và Banks có khả năng cho giá trị gần đúng đối với vùng nước nông, nhưng kém chính xác đối với biển sâu hơn.

- **Ứng suất gió trên mặt biển**

ứng suất gió trên mặt biển là hàm của bình phương vận tốc gió trên một độ cao quy chuẩn, thông thường người ta chọn độ cao 2 mét hoặc 10 mét.

$$\tau_s = C^* \vec{V} \|\vec{V}\| \quad (4.54)$$

trong đó C^* là hệ số ma sát chia cho mật độ.

Theo Roll thì giá trị của C^* biến đổi trong khoảng từ 1×10^{-6} đến 3×10^{-6} . Nhiều nhà nghiên cứu cho rằng C^* là một hàm của vận tốc gió, ví dụ theo Sheppard thì

$$C^* = (0,98 + 0,14V)10^{-6} \quad (4.55)$$

Vận tốc gió V sử dụng trong các công thức (4.54) và (4.55) thường lấy từ trường gió địa chuyển hoặc gió theo quan trắc trên một độ cao xác định. Chấp nhận điều kiện hệ số C^* không đổi, Dun- Christensen đưa ra công thức tính V từ gió địa chuyển như sau:

$$V = a \sqrt{f_1 V_g + f_2} + b \quad (4.56)$$

trong đó a và b là các hằng số thực nghiệm và f_1, f_2 là các hàm của hiệu nhiệt độ giữa biển và khí quyển.

4.5.2. Những hướng phát triển của mô hình triều và nước dâng.

Sau khi xem xét các khía cạnh của mô hình triều và nước dâng, chúng ta thấy rằng đối với mô hình các quá trình quy mô vừa, vai trò của cấu trúc thẳng đứng cần phải được xem xét và đánh giá cụ thể bằng cách so sánh chúng với mô hình 3 chiều đầy đủ. Tuy nhiên việc giải mô hình 3 chiều sẽ không thể được, nếu như không tiến hành một số phép xấp xỉ hoặc đơn giản hoá. Việc đơn giản hoá bằng các tham số nhiều khi không đưa lại kết quả mong muốn, so với sự phức tạp của phương pháp giải. Trên quan điểm đó, trong thực tế người ta vẫn tìm cách giảm mô hình xuống 2D và 1D.

Tuy nhiên hai loại mô hình này lại có rất nhiều hạn chế. Mô hình 1D của Ekman hoàn toàn không thể áp dụng cho các vùng nơi mà các thành phần bình lưu không thể bỏ qua được như tại các vùng rốn triều và ven bờ.

Mô hình 2D trung bình theo độ sâu, gần như bỏ qua ảnh hưởng của phân tầng mật độ, không cho ta thông tin về phân bố theo độ sâu của vận tốc ngang, điều mà rất nhiều bài toán thực tiễn như vận chuyển trầm tích, công trình bờ, v.v... yêu cầu.

Tuy nhiên khi giải từng mô hình chúng ta đã phải nghiên cứu các quá trình chi tiết nhằm thiết lập các điều kiện biên, vai trò của các yếu tố khí tượng, của đáy, vì vậy việc triển khai song song hai mô hình có thể đưa đến một số kết quả tốt khi có sự phân tích và kết nối phù hợp.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- Nihoul J.C.J., *Systemes physiques Modeles mathematiques*, Ele, Liege, 1980
- Nihoul J.C.J., *Modeles mathematiques et Dynamiques de l'environnement*, Ele, Liege, 1977
- Mooers C.N.K., (editor), *Coastal Ocean Prediction*, AGU, Washington, 1999
- Stewart R., 2002. *Introduction to Physical Oceanography*, Texas A&M University.**
- Tomeczak M. and J.S. Godfrey. 1994. *Regional Oceanography: An Introduction*. London: Pergamon.
- Đinh Văn Ưu, Nguyễn Minh Huân, *Vật lý ý biển*, NXB Đại học Quốc gia Hà Nội, 2003, 188 trg.