

TRƯỜNG ĐẠI HỌC THỦY LỢI

SÓNG GIÓ

VŨ THANH CA

HÀ NỘI – 11/2010

Giới thiệu về tác giả

Giáo trình Sóng gió được PGS. TS. Vũ Thanh Ca biên soạn bằng Tiếng Anh cùng với GS. J.A. Battjes tại Đại học Công nghệ Delft năm 2002 trong khuôn khổ dự án Nâng cao Năng lực ngành Kỹ thuật Bờ biển tại trường Đại học Thủy lợi. Từ năm 2006 giáo trình được dịch ra Tiếng Việt và được dùng làm tài liệu giảng dạy cho ngành Kỹ thuật Bờ biển tại trường Đại học Thủy lợi.

PGS. TS. Vũ Thanh Ca tốt nghiệp Đại học Quốc gia Hà Nội chuyên ngành Hải dương học năm 1980. Sau khi tốt nghiệp đại học, ông có thời gian phục vụ trong quân đội sau đó về công tác tại Trung tâm Khí tượng Thủy văn Biển. Năm 1990 ông sang học và nhận bằng Thạc sĩ Kỹ thuật Bờ biển tại Học viện công nghệ Châu Á. Từ năm 1990 đến 1994, ông làm nghiên cứu sinh ngành Kỹ thuật Môi trường tại Đại học Saitama (Nhật Bản). Sau khi nhận bằng Tiến sĩ, TS. Vũ Thanh Ca đã ở lại giảng dạy và trở thành Phó giáo sư tại Đại học Saitama năm 1996. Năm 2002 ông trở về công tác tại Trung tâm Khí tượng Thủy văn Biển, sau đó là Viện Khoa học Khí tượng, Thủy văn và Môi trường. Từ năm 2008 ông đảm nhận chức vụ Viện trưởng Viện Nghiên cứu, Quản lý Biển và Hải đảo thuộc Tổng cục Biển và Hải đảo.

PGS. TS. Vũ Thanh Ca hoạt động rộng và có nhiều bài viết xuất bản trong các lĩnh vực động lực học sông, cửa sông và ven biển; vận chuyển bùn cát; cấu trúc rối, truyền nhiệt, quan trắc và mô hình hoá lớp biên khí quyển. PGS. TS. Vũ Thanh Ca tham gia giảng dạy môn học Sóng Gió cho ngành Kỹ thuật Bờ biển tại Đại học Thủy lợi.

Địa chỉ liên hệ: PGS. TS. Vũ Thanh Ca
Viện Nghiên cứu Quản lý Biển và Hải đảo
28 Phạm Văn Đồng, Dịch Vọng, Cầu Giấy, Hà Nội
Điện thoại: (04) 3761 8216
E-mail: ca_vuthanh@yahoo.com

LỜI GIỚI THIỆU CHO LẦN XUẤT BẢN THỨ NHẤT

Giáo trình Sóng Gió được biên soạn và dùng cho sinh viên năm thứ ba ngành Kỹ thuật Bờ biển, Trường đại học Thủy lợi. Giáo trình này cũng có thể được dùng để giảng dạy cho các chương trình sau đại học của các ngành liên quan. Ngoài ra, cuốn sách này cũng có thể được dùng làm tài liệu tham khảo cho các nghiên cứu sóng gió phục vụ cho khai thác và bảo vệ các nguồn lợi biển.

Giáo trình này được biên soạn với sự tài trợ của Chính phủ Hà Lan trong khuôn khổ Dự án HWRU/CE. Tác giả xin chân thành cảm ơn GS. J.A. Battjes về những góp ý cho nội dung của giáo trình. Tác giả cũng xin gửi lời cảm ơn đến nhiều người khác như GS.TS. Lê Kim Truyền - Hiệu trưởng Trường đại học Thủy lợi, PGS.TS. Vũ Minh Cát, GS. K. d'Angremond, TS. Van de Graaf, ông K. Pilarczyk, TS. J. van Dijk, cô Van der Varst và nhiều đồng nghiệp khác tại Trường đại học Thủy lợi đã giúp đỡ và hỗ trợ nhiệt tình cho việc biên soạn và chỉnh lý cuốn giáo trình này.

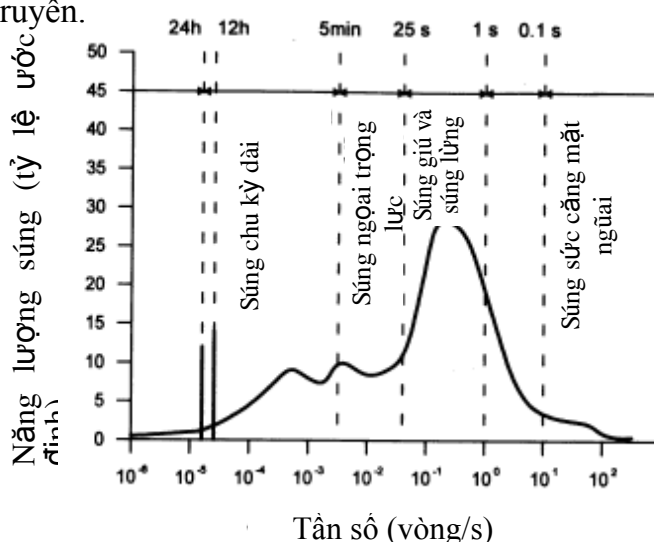
CHƯƠNG I GIỚI THIỆU CHUNG

1.1 Mục đích và nội dung của giáo trình

Giáo trình này có mục đích trình bày một cách tương đối chi tiết những vấn đề liên quan tới việc tạo ra, lan truyền, biến dạng và tiêu tán của sóng gió. Nội dung của giáo trình này nằm trung gian giữa một giáo trình lý thuyết cơ sở và một giáo trình thực hành dành cho kỹ sư. Lý thuyết toán học tuyến tính về sóng tiến hành sin và phương pháp thống kê mô tả sóng gió được trình bày chi tiết bởi vì chúng cung cấp cơ sở để hiểu về các quá trình sóng. Các quá trình sóng khác được trình bày khá sơ lược vì chúng quá phức tạp (như mô hình số trị về sự lan truyền và biến dạng của sóng trong vùng ven bờ), hoặc là vì những lý thuyết toán học về chúng không tồn tại (thí dụ hiện tượng sóng vỡ). Sinh viên học giáo trình này cần có những kiến thức cơ bản về giải tích và cơ học chất lỏng. Tuy nhiên, để giúp đỡ sinh viên có thể hiểu được những phương trình cơ bản của động lực học sóng, những phương trình cơ bản và cần thiết của cơ học chất lỏng sẽ được rút ra và phân tích trong Chương 2.

1.2 Sóng đại dương

Rất khó tìm thấy một mặt nước thoáng trong tự nhiên mà không có sóng. Các sóng này là sự thể hiện của các lực tác động lên mặt nước, chống lại những lực có xu hướng giữ cho mặt nước nằm ngang là trọng lực và sức căng mặt ngoài. Các lực này có thể là những lực gây nên bởi một cơn gió giật, hay lực gây nên bởi một hòn đá rơi xuống mặt nước. Các lực này sẽ tạo ra sóng, và trọng lực và sức căng mặt ngoài sẽ làm cho sóng lan truyền.



Hình 1. 1: Sơ đồ phân bố năng lượng sóng theo tần số (Massel, 1996)

Nói chung, các sóng trong đại dương có thể được phân chia thành 5 loại: sóng âm, sóng sức căng mặt ngoài, sóng trọng lực, sóng nội và sóng có quy mô hành tinh. Sóng âm gây ra do tính nén được của nước biển. Sóng trọng lực là do lực trọng trường

tác động lên các hạt nước đã bị dịch chuyển khỏi vị trí cân bằng trên bề mặt biển hay là trên một bề mặt đẳng địa thế bên trong một chất lỏng phân tầng (sóng mặt hay sóng nội). Tại bề mặt tiếp xúc giữa khí và nước, sự kết hợp của rối do gió và lực căng mặt ngoài tạo ra sóng sức căng mặt ngoài với tần số lớn. Mặt khác, sóng có quy mô hành tinh hay sóng Rossby được tạo ra bởi những biến đổi của độ xoáy thế trong tình trạng cân bằng, gây ra bởi những thay đổi của độ sâu hoặc vĩ độ. Tất cả những dạng sóng trên có thể xảy ra đồng thời, tạo ra những dạng dao động phức tạp.

Bảng 1.1: Chu kỳ và cơ chế thành tạo của các loại sóng khác nhau

Dạng sóng	Cơ chế vật lý thành tạo	Chu kỳ
Sóng sức căng mặt ngoài	Sức căng mặt ngoài	$< 10^{-1}$ s
Sóng gió	Ứng suất cắt của gió, trọng lực	< 15 s
Sóng lừng	Sóng gió	< 30 s
Sóng đập	Nhóm sóng	1 - 5 min
Seiche	Thay đổi về trường gió	2 - 40 min
Cộng hưởng cảng	Sóng đập, seich	2 - 40 min
Tsunami	Động đất, đất đá lở	10 min - 2 h
Nước dâng bão	Ứng suất gió và biến đổi của áp suất không khí	1 - 3 days
Sóng triều	Trọng lực gây ra do tác động của mặt trăng, mặt trời và lực ly tâm do trái đất quay	12 - 24 h

Dải tần số liên quan đến ngoại lực rất rộng và những phản ứng của bề mặt đại dương có một dải bước sóng và chu kỳ đặc biệt rộng, từ các sóng sức căng mặt ngoài có chu kỳ nhỏ hơn 1s, sóng gió và sóng lừng có chu kỳ tới chừng 15s, tới những sóng triều và sóng nước dâng do gió có chu kỳ vài giờ tới vài ngày. Hình 1.1 và Bảng 1.1 trình bày sơ đồ phân bố năng lượng sóng bề mặt theo tần số cũng như cơ chế hình thành các sóng này. Hình vẽ này cho ta khái niệm về tầm quan trọng tương đối của các dạng dao động khác nhau của bề mặt biển, nhưng không nhất thiết phản ánh năng lượng thực sự của mỗi sóng ở một vùng nào đó.

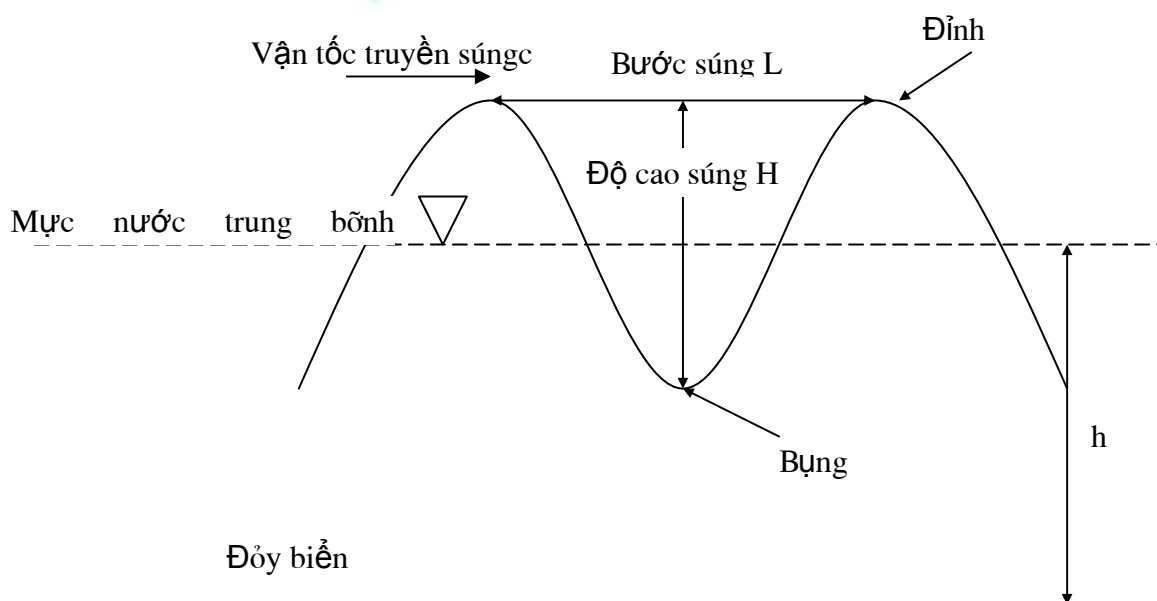
Sóng trọng lực có tầm quan trọng lớn nhất đối với những hoạt động kỹ thuật trên biển, vì ảnh hưởng của sóng do gió gây ra đối với các công trình biển là nguy hiểm nhất. Các công trình biển cần được thiết kế sao cho chúng có khả năng chịu đựng tất cả các lực và vận tốc dòng nước do các sóng đó gây ra. Một hiểu biết đầy đủ về tương tác của sóng với các công trình ngoài khơi hiện nay đã trở thành một yếu tố quyết định cho việc tính toán thiết kế các công trình biển bền vững với chi phí tiết kiệm nhất. Thủ tục tính toán áp lực sóng nói chung bao gồm những bước sau đây: a) thiết lập chế độ

sóng gần công trình b) đánh giá những điều kiện sóng thiết kế cho công trình và c) lựa chọn và áp dụng một mô hình tính sóng để xác định tải trọng của lực tác động lên công trình. Để thực hiện các việc trên, cần biết kiến thức về sóng bề mặt.

Vai trò của sóng đối với môi trường vùng ven biển cần được đánh giá đúng. Sóng tiến tới bờ, vỡ và tiêu tán năng lượng trên bãi cát. Sóng gió và sóng bão tác động những lực rất lớn lên các công trình tự nhiên và nhân tạo ven bờ. Dòng ven do sóng tạo ra kết hợp với các dòng chảy có nguyên nhân khác vận chuyển trầm tích và tạo ra những khu vực bồi và xói. Kiến thức về chuyển động sóng và cân cân bùn cát cho ta chìa khóa để lựa chọn đúng đắn phương pháp và loại công trình cần thiết cho bảo vệ bờ.

Những dạng khác của sóng đại dương, như sóng với quy mô hành tinh, sóng triều và nước dâng do gió, bão, sóng nội và sóng giao thoa tại vùng bờ, có vai trò nhỏ hơn đối với ngành kỹ thuật bờ biển và đại dương sẽ không được trình bày ở trong giáo trình này.

1.3 Các định nghĩa cơ bản



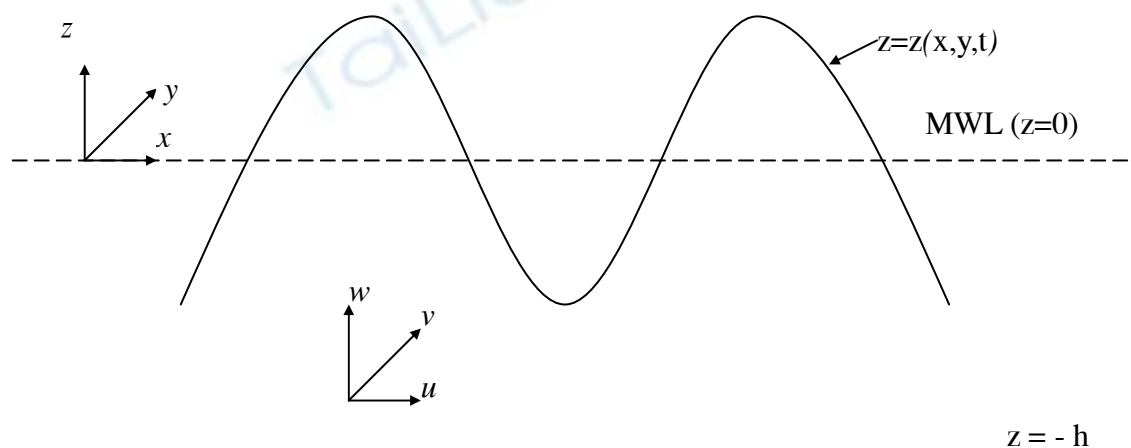
Hình 1.2 Các thông số để định nghĩa một sóng

Các thông số cần thiết để định nghĩa một sóng bề mặt được trình bày trên hình 1.2. Như đã chỉ ra trên hình, mực nước cao nhất trong một sóng được gọi là đỉnh sóng, mực nước thấp nhất được gọi là bụng sóng. Khoảng cách giữa một bụng sóng và một đỉnh sóng liên tiếp được gọi là độ cao sóng (H). Một nửa của độ cao sóng là biên độ sóng a . Khoảng cách nằm ngang giữa hai đỉnh sóng liên tiếp được gọi là bước sóng L . Đối với một sóng tiến, thời gian để hai đỉnh sóng liên tiếp tới một điểm cố định trong không gian được gọi là chu kỳ sóng T . Tốc độ di chuyển của đỉnh một sóng tiến được gọi là vận tốc pha hay vận tốc truyền sóng. Các sóng có chu kỳ và độ cao tại một vị trí không thay đổi theo thời gian được gọi là sóng điều hòa. Sóng trong tự nhiên rất hiếm

khi là sóng điều hòa và truyền theo một hướng cố định. Nếu một sóng ký được đặt đầu đo tại một điểm ở giữa đại dương để đo mực nước ζ như là hàm của thời gian thì kết quả đo sẽ giống như trong Hình 1.3. Các sóng biểu diễn trên hình này được gọi là sóng ngẫu nhiên. Sóng do gió tạo thành độ ngẫu nhiên rất cao, nhưng sau khi lan truyền một quãng đường dài, chúng trở thành các sóng lừng có tính chất gần sóng điều hòa hơn.



Hình 1.3 Thí dụ về một giản đồ sóng ký



Hình 1.4 Hệ tọa độ

Để có thể mô tả chuyển động sóng, ta nhất thiết phải xác định một hệ tọa độ. Một hệ tọa độ Cartesian thông thường được dùng để mô tả chuyển động sóng được vẽ trên Hình 1.4.

Như đã chỉ ra trên hình, hệ tọa độ có gốc đặt tại mực nước trung bình ($z=0$), và có trục x nằm ngang hướng theo phương truyền sóng và trục z hướng lên trên. Mực nước tự do trên MWL được ký hiệu là ζ , và phương trình mô tả bề mặt thoáng trở thành $z = \zeta(x, y, t)$, với t là thời gian.

1.4 Sóng ngắn và sóng dài

Theo quan điểm thủy lực, có thể phân chia dòng chảy thành những dạng khác nhau dựa trên tầm quan trọng tương đối của các thành phần khác nhau trong cân cân động lượng.

Nếu như ta xét đến động lượng theo phương thẳng đứng, có thể phân biệt dòng chảy thành dòng chảy với gia tốc theo phương thẳng đứng nhỏ tới mức có thể bỏ qua,

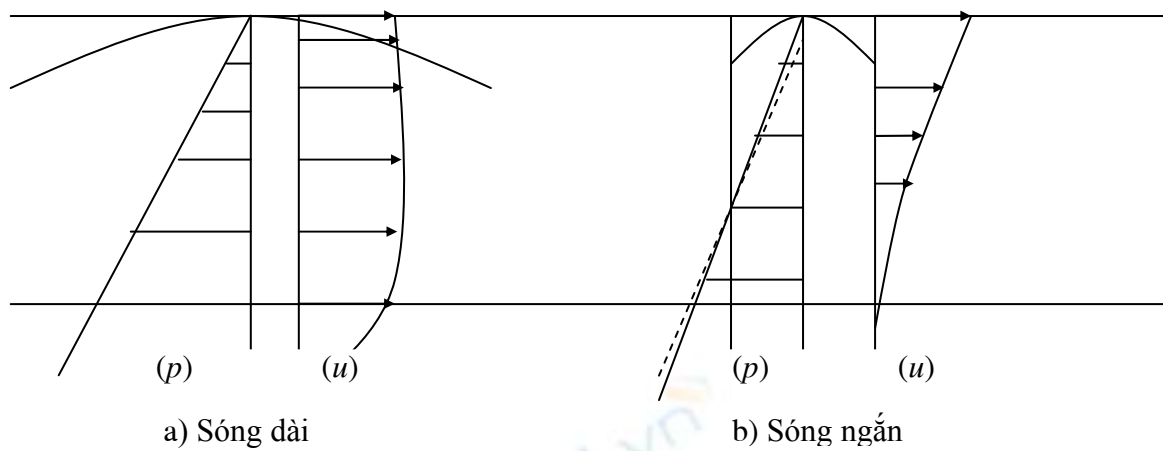
và dòng chảy với gia tốc theo phương thẳng đứng lớn đáng kể và không thể bỏ qua. Trong thủy lực của dòng chảy dừng trong kênh hở, các loại dòng chảy nêu trên tương ứng là dòng chảy đều hay dòng chảy biến đổi chậm (đường cong nước vật) hoặc là dòng chảy dừng biến đổi nhanh (dòng chảy qua miệng cống, dòng chảy qua đập v.v.).

Trong dòng chảy biến đổi chậm, tốc độ biến đổi của vận tốc theo không gian là nhỏ. Nói một cách khác, bán kính cong của các đường dòng trong mặt phẳng thẳng đứng lớn hơn độ sâu nước rất nhiều. Điều này có nghĩa là gia tốc theo phương thẳng đứng là không đáng kể, và như vậy phân bố áp suất theo phương thẳng đứng rất gần với áp suất tĩnh. Khi đó, áp suất do sóng gây ra có thể coi là đồng nhất theo phương thẳng đứng. Gradient áp suất sẽ có xu hướng duy trì một dòng chảy đồng nhất theo phương thẳng đứng. Tuy rằng điều này có nghĩa là trong trường hợp này, ảnh hưởng của lực cản đáy trở nên đáng kể và như vậy lớp biên sát đáy sẽ tạo ra một dòng chảy không đồng nhất theo phương thẳng đứng, việc lấy trung bình dòng chảy theo phương thẳng đứng là hoàn toàn chấp nhận được. Kết quả là tọa độ thẳng đứng như một biến độc lập bị loại khỏi bài toán.

Sự khác biệt giữa dòng chảy biến đổi chậm và dòng chảy biến đổi nhanh cũng giống như sự khác biệt giữa sóng ngắn và sóng dài (thực ra thì sóng dài có thể coi là dòng chảy biến đổi chậm không dừng). Các khác biệt này được tập hợp trong Bảng 1.2 và được giải thích trên hình 1.5.

Bảng 1.2 Sự khác biệt giữa dòng chảy dừng biến đổi chậm (sóng dài) và dòng chảy dừng biến đổi nhanh (sóng ngắn)

Tính chất dòng chảy	Dòng chảy dừng biến đổi chậm và sóng dài	Dòng chảy dừng biến đổi nhanh và sóng ngắn
Độ cong theo phương thẳng đứng của các đường dòng	Yếu	Mạnh
Gia tốc thẳng đứng	Không đáng kể	Đáng kể
Phân bố áp suất	Xấp xỉ thủy tĩnh	Tính phi thủy tĩnh rất đáng kể
Profile vận tốc	Gần như đồng nhất (ngoại trừ lớp biên đáy)	Rất không đồng nhất
Lực cản đáy	Đáng kể	Không đáng kể



Hình 1.4 Profile áp suất (p) và vận tốc (u) bên dưới sóng dài và sóng ngắn

CÂU HỎI

1. Hãy xác định khoảng chu kỳ của các loại sóng sức căng mặt ngoài, sóng gió và sóng lừng, sóng ngoại trọng lực, sóng dài.
2. Sự khác nhau về bản chất giữa sóng gió và sóng sức căng mặt ngoài là gì?
3. Sự khác nhau cơ bản giữa sóng ngắn và sóng dài là gì?

CHƯƠNG 2 CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN CỦA CƠ HỌC CHẤT LỎNG

2.1 Các phương pháp mô tả dòng chảy của chất lỏng

Có hai phương pháp mô tả dòng chảy của chất lỏng. Phương pháp thứ nhất là phương pháp Lagrange. Phương pháp này khảo sát chuyển động của từng hạt lỏng trong không gian và theo thời gian. Phương pháp thứ hai là phương pháp Euler, khảo sát biến trình thời gian của các tính chất vật lý của chất lỏng tại những điểm cố định trong không gian. Trong bài giảng này, chỉ trừ khi nói rõ ràng, ta mặc nhiên thừa nhận là phương pháp Euler sẽ được dùng để mô tả chuyển động của chất lỏng do tính thuận tiện của nó. Trong phương pháp này, một hệ tọa độ cần được thiết lập và chuyển động của chất lỏng đối với hệ tọa độ đó sẽ được xem xét. Hệ tọa độ này có thể là hệ tọa độ được vẽ trên hình 1.4 hoặc trên hình 2.1.

2.2 Đạo hàm thời gian

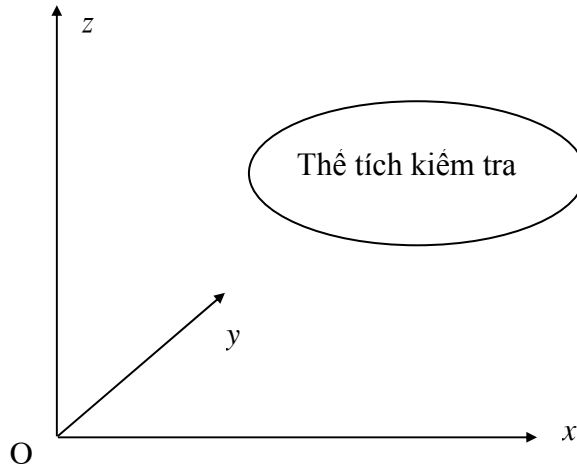
Giả thiết rằng ta dùng phương pháp Lagrange để mô tả chuyển động của chất lỏng và khảo sát sự thay đổi của một tính chất vật lý s của một hạt lỏng chuyển động cùng với chất lỏng. Tốc độ thay đổi toàn bộ của tính chất vật lý này có thể được chia thành hai phần: một phần biểu thị thay đổi theo thời gian của tính chất vật lý tại vị trí cho trước và một phần biểu thị sự thay đổi của tính chất vật lý gây ra do sự thay đổi vị trí của hạt lỏng. Như vậy, có thể viết phương trình sau:

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + u_i \frac{\partial s}{\partial x_i} \quad (2.1)$$

Ở đây, quy định Einstein về việc tổng được lấy theo chỉ số lặp lại trong một số hạng đơn đã được áp dụng. Trong phương trình (2.1), ký hiệu d/dt biểu thị tốc độ thay đổi toàn phần của tính chất vật lý s của hạt lỏng và được coi là đạo hàm toàn phần hoặc là đạo hàm Lagrange. Ký hiệu $\partial/\partial t$ biểu thị tốc độ thay đổi theo thời gian của tính chất vật lý tại một điểm cố định và được gọi là tốc độ thay đổi địa phương theo thời gian của tính chất vật lý đó.

2.3 Phương trình thể tích kiểm tra

Hình 2.1 chỉ ra một thể tích kiểm tra cố định trong không gian trong một hệ tọa độ cho trước. Tại một thời gian cho trước t nào đó, một khối chất lỏng lấp đầy thể tích kiểm tra này. Một lát sau, tại thời điểm $t + Dt$, một phần của khối chất lỏng này đã chảy ra khỏi thể tích kiểm tra và chất lỏng từ ngoài thể tích kiểm tra sẽ chảy vào trong để thay thế.



Hình 2.1 Thể tích kiểm tra và khối chất lỏng tại các thời điểm t và $t + Dt$.

Giả thiết là B biểu thị tổng lượng của một tính chất nào đó của chất lỏng (như khối lượng, động lượng hay nhiệt lượng v.v.) chứa trong thể tích kiểm tra V . Ký hiệu b là lượng của B trên một đơn vị khối lượng (mật độ của B) sao cho

$$B = \int_V \rho b dV \quad (2.2)$$

Định luật bảo toàn của tính chất vật lý yêu cầu rằng tốc độ thay đổi tổng cộng của tính chất vật lý bên trong thể tích kiểm tra bằng tốc độ thay đổi địa phương của tính chất vật lý cộng với tốc độ của tính chất vật lý ra khỏi thể tích kiểm tra trừ đi tốc độ của tính chất vật lý đi vào trong thể tích kiểm tra. Điều này khi thể hiện bằng phương trình thì có thể được viết như sau:

$$\frac{dB}{dt} = \int_{CV} \frac{\partial}{\partial t} \rho b dV + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{B_{out} - B_{in}}{\Delta t} \quad (2.3)$$

Ở đây B_{out} và B_{in} lần lượt là lượng của tính chất vật lý ra khỏi và đi vào thể tích kiểm tra trong khoảng thời gian Δt .



Hình 2.2 Một diện tích vô cùng bé trên bề mặt của thể tích kiểm tra

Bởi vì tính chất B chuyển động cùng với chất lỏng, tốc độ chảy ra của B từ thể tích kiểm tra chỉ có thể là hàm số của vận tốc dòng chảy trên bề mặt thể tích kiểm tra. Như chỉ ra trên hình 2.2, khối lượng chất lỏng chảy ra khỏi thể tích kiểm tra trong khoảng thời gian Dt qua một diện tích rất nhỏ trên bề mặt thể tích kiểm tra

là $\rho(\vec{u} \cdot \vec{n})\Delta A\Delta t$ với $\vec{n}$ là vector đơn vị vuông góc với phần tử bề mặt ΔA và hướng ra ngoài. $(\vec{u} \cdot \vec{n})$ ký hiệu tích vô hướng của hai vector. Đại lượng B chảy ra khỏi phần tử bề mặt trong khoảng thời gian vô cùng bé này sẽ là $\rho b(\vec{u} \cdot \vec{n})\Delta A\Delta t$. Tích phân trên toàn bộ bề mặt cho ta:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{B_{out} - B_{in}}{\Delta t} = \int_S \rho b(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.4)$$

Như vậy, phương trình (2.3) có thể được viết là:

$$\frac{dB}{dt} = \int_{CV} \frac{\partial}{\partial t} \rho b dV + \int_S \rho b(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.5)$$

với S là diện tích của bề mặt thể tích kiểm tra.

Nếu như không có điểm nguồn hoặc điểm hút của tính chất vật lý ở bên trong thể tích kiểm tra thì ta sẽ có phương trình sau:

$$\frac{dB}{dt} = \int_{CV} \frac{\partial}{\partial t} \rho b dV + \int_S \rho b(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA = 0 \quad (2.6)$$

Tại điểm này, ta có được phương trình bảo toàn cho thể tích kiểm tra. Tuy nhiên, rất khó đánh giá từng số hạng trong phương trình (2.6). Để có thể làm được điều này, như đã chỉ ra trên hình 2.3, thể tích kiểm tra được chia nhỏ thành một số vô hạn các thể tích kiểm tra vô cùng bé. Sau đó, thay vì khảo sát tốc độ chảy của tính chất vật lý ra khỏi thể tích kiểm tra, ta khảo sát tốc độ chảy của tính chất vật lý ra khỏi mỗi thể tích kiểm tra vô cùng bé. Tốc độ chảy ra khỏi một thể tích như thế này trừ đi tốc độ chảy vào thể tích này là

$$\begin{aligned} & \left(u_x + \frac{\partial u_x}{\partial x} \Delta x \right) \Delta y \Delta z + \left(u_y + \frac{\partial u_y}{\partial y} \Delta y \right) \Delta x \Delta z + \left(u_z + \frac{\partial u_z}{\partial z} \Delta z \right) \Delta y \Delta x \\ & - (u_x \Delta y \Delta z + u_y \Delta x \Delta z + u_z \Delta x \Delta y) = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \Delta x \Delta y \Delta z = (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \Delta V \end{aligned} \quad (2.7)$$

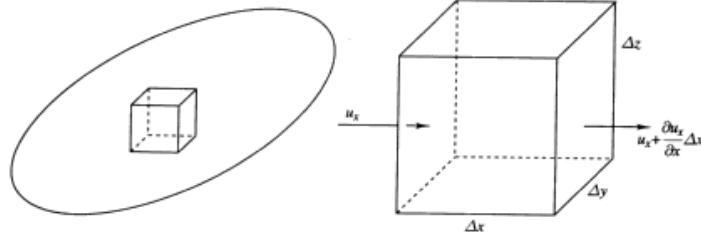
Ở đây $\vec{\nabla} = \vec{i} \partial / \partial x + \vec{j} \partial / \partial y + \vec{k} \partial / \partial z$ với $\vec{i}$, $\vec{j}$ và $\vec{k}$ lần lượt là các vector đơn vị theo các hướng x , y và z .

Lấy tổng của tất cả tốc độ chảy ra từ mỗi thể tích kiểm tra với giới hạn là thể tích của mỗi phần tử tiến tới zero sẽ cho ta tốc độ chảy ra từ thể tích kiểm tra. Sau đó, dùng định lý phân kỳ để liên hệ giữa các tích phân thể tích và bề mặt, ta có:

$$\int_S \rho b(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA = \int_{CV} \vec{\nabla} \cdot (\rho b \vec{u}) dV \quad (2.8)$$

Như vậy, từ các phương trình (2.5), (2.6) và (2.8), ta có thể rút ra phương trình sau:

$$\int_{CV} \left[\frac{\partial}{\partial t}(\rho b) + \vec{\nabla} \cdot (\rho b \vec{u}) \right] dV = 0 \quad (2.9)$$



Hình 2.3 Các thể tích vô cùng bé bên trong thể tích kiểm tra

Bởi vì thể tích kiểm tra CV là tùy ý chọn, rõ ràng là nếu có một điểm trong không gian mà tại đó đại lượng trong ngoặc vuông bên vế trái của phương trình (2.9) khác zero, ta có thể điều chỉnh thể tích kiểm tra sao cho nó chỉ chứa điểm này. Điều này có nghĩa là tích phân bên vế trái của phương trình (2.9) khác zero và phương trình này không được thỏa mãn đối với thể tích kiểm tra này. Như vậy, để đảm bảo là phương trình (2.9) được thỏa mãn cho toàn bộ miền tính, đại lượng trong ngoặc vuông ở vế trái của phương trình (2.9) phải là zero tại tất cả mọi điểm trong miền nghiên cứu. Hay nói cách khác

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho b) + \vec{\nabla} \cdot (\rho b \vec{u}) = 0 \quad (2.10)$$

2.4 Định luật bảo toàn vật chất và phương trình liên tục

Nếu như đại lượng vật lý nói ở trên được lấy là khối lượng chất lỏng thì b trong phương trình (2.10) bằng 1, và phương trình bảo toàn vật chất trở thành

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad \text{hoặc} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (2.11)$$

Phương trình (2.11) thường được gọi là phương trình liên tục của dòng chảy lỏng.

2.5 Định luật bảo toàn động lượng và phương trình chuyển động

2.5.1 Phương trình chuyển động của Cauchy

Phương trình chuyển động được rút ra bằng cách liên hệ B với động lượng của toàn hệ thống. Động lượng là một đại lượng vector, là tích của khối lượng và vận tốc. Như vậy, b là vector vận tốc $\vec{u}$. Từ định luật chuyển động của Newton, tốc độ thay đổi của động lượng trong một hệ với khối lượng bất biến bằng lực tác dụng:

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \vec{F} \quad (2.12)$$

Ở đây $\vec{F}$ là lực tác dụng lên hệ. Như vậy bằng cách sử dụng phương trình

(2.12), phương trình (2.5) trở thành:

$$\vec{F} = \int_{CV} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) dV + \int_S \rho \vec{u}(\vec{u} \cdot \vec{n}) dA \quad (2.13)$$

Trong đó $\vec{F}$ là tổng của tất cả các lực tác dụng lên chất lỏng trong thể tích kiểm tra. Ký hiệu lực tác động lên một đơn vị khối lượng lỏng (mật độ lực) là $\vec{f}$, ta có:

$$\vec{F} = \int_{CV} \vec{f} dV \quad (2.14)$$

Dùng định lý phân kỳ và phương trình (2.14), có thể viết phương trình (2.13) cho mỗi thành phần trên mỗi hướng như sau:

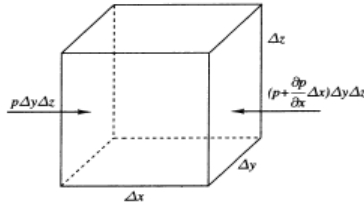
$$\int_{CV} \left[f_i - \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) \right] dV = 0 \quad (2.15)$$

Bởi vì thể tích kiểm tra là tùy ý, từ phương trình (2.15) ta có thể rút ra phương trình sau:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = f_i \quad (2.16)$$

Dùng phương trình liên tục (Eq. 2.11), ta có thể viết lại phương trình (2.16) như sau:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = f_i \quad (2.17)$$



Hình 2.4 Lực áp suất theo hướng x

Phương trình (2.17) là phương trình Cauchy của chuyển động của chất lỏng. Số hạng đầu tiên trong vế trái của phương trình biểu thị tốc độ thay đổi địa phương của động lượng tại một điểm trong khi số hạng thứ hai biểu thị tốc độ thay đổi của động lượng tại điểm đó gây ra do dòng chảy (ảnh hưởng của hiện tượng bình lưu).

Đối với bài toán sóng trọng lực bề mặt, chỉ có áp suất, ứng suất cắt và trọng lực là cần được xem xét. Áp suất dư tác động lên một đơn vị thể tích của chất lỏng có thể tìm được dễ dàng bằng cách xem xét hình lập phương vô cùng bé như chỉ ra trên hình 2.4. Trong hình, chỉ có lực áp suất tác động lên các bề mặt vuông góc với trục x là được vẽ. Lực áp suất dư tác động theo hướng x lên một đơn vị thể tích là:

$$\frac{1}{\Delta V} \left[p \Delta y \Delta z - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x \right) \Delta y \Delta z \right] = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.18)$$

Ứng suất cắt tác động theo hướng x lên một thể tích vô cùng bé được chỉ ra trên hình 2.5. Trong hình, chỉ số thứ nhất của τ chỉ trục tọa độ vuông góc với bề mặt của hình lập phương và chỉ số thứ hai chỉ ra hướng của thành phần của ứng suất. Thành phần của ứng suất tác động theo hướng vuông góc với bề mặt được bao hàm trong áp suất và như vậy không được tính đến. Như đã chỉ ra trong hình, lực dư trên một đơn vị thể tích do ứng suất nhót gây ra theo hướng i là:

$$(f_i)_\tau = - \left(\frac{\partial \tau_{xi}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yi}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zi}}{\partial z} \right) = -\frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.19)$$

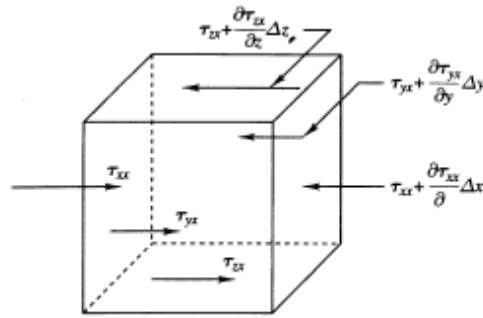
Trọng lực theo hướng i là tích của trọng lượng của phần tử được xem xét nhân với cosine của góc giữa phương thẳng đứng và hướng i .

$$(f_i)_g = -\rho g \frac{\partial h}{\partial x_i} \quad (2.20)$$

Ở đây, chiều dương của h hướng lên phía trên.

Tiếp theo, dùng các phương trình từ (2.18) tới (2.20), phương trình (2.17) trở thành

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho g \frac{\partial h}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} \quad (2.21)$$



Hình 2.5 Ứng suất cắt theo hướng x trên thể tích vô cùng bé

Phương trình (2.21) chứa tensor ứng suất cắt τ . Để có thể viết được phương trình này dưới dạng áp dụng được, tensor này nhất định phải được biểu thị dưới dạng những đại lượng cơ bản như vận tốc và những đạo hàm của nó. Để có thể làm được việc này, ta phải khảo sát kỹ các đặc tính của chất lỏng chuyển động.

2.5.2 Chuyển dịch, quay và vận tốc biến dạng

Hãy xem xét một điểm x_i^0 trong một chất lỏng mà tại đó vận tốc là $\vec{u}^0$ (xem

hình 2.6). Tại một điểm lân cận với tọa độ là $x_i^0 + \Delta x$, vận tốc là $\vec{u}^0 + \Delta \vec{u}$. Giả thiết rằng $\vec{u}$ là một hàm liên tục của các biến không gian thì ta có thể khai triển Taylor hàm này tại lân cận điểm x_i^0 như sau:

$$\vec{u}^0 + \Delta \vec{u} = \vec{u}^0 + \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_i} \Delta x_i + \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial x_i^2} \frac{(\Delta x_i)^2}{2!} + \dots \quad (2.22)$$

Bỏ qua các số hạng bậc hai và nhỏ hơn, từ phương trình (2.22) ta có thể rút ra phương trình sau:

$$\Delta u_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \Delta x_j \quad (2.23)$$

Hay, bằng cách cộng vào và trừ đi những số hạng giống nhau vào vế phải của phương trình (2.23), ta có:

$$\Delta u_i = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \Delta x_j + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \Delta x_j \quad (2.24)$$

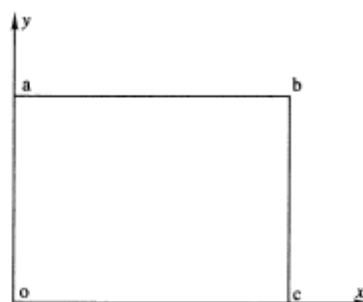
Như vậy tensor $\partial u_i / \partial x_j$ đã được chia thành một tensor bất đối xứng ω_{ij} và một tensor đối xứng d_{ij} lần lượt được định nghĩa như sau:

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.25)$$

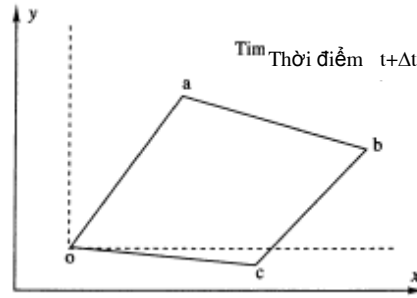
$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.26)$$



Hình 2.6 Chuyển động của những điểm lân cận



Hình 2.7 Một phần tử lỏng ở vị trí ban đầu



Hình 2.8 Chuyển động của phần tử lỏng

Hãy xem xét một phần tử lỏng hình chữ nhật với một góc nằm tại gốc tọa độ, như trên hình 2.7. Chất lỏng chuyển động với vận tốc biến đổi trong không gian và vận tốc chuyển động của chất lỏng tại gốc tọa độ là $\vec{u}^0$, vận tốc tại điểm a là $\vec{u}^a = \vec{u}^0 + (\partial \vec{u} / \partial y) \Delta y$, và vận tốc tại điểm c là $\vec{u}^c = \vec{u}^0 + (\partial \vec{u} / \partial x) \Delta x$. Hãy xem xét hạt lỏng này sau một khoảng thời gian Δt , như thấy trên hình 2.8. Điểm o chuyển động được một quãng đường $\vec{u}^0 \Delta t$, điểm a chuyển động được một quãng đường $\vec{u}^a \Delta t$, v.v. Bởi vì vận tốc chuyển động tại các điểm khác nhau nói chung là khác nhau một chút, phần tử lỏng đã bị biến dạng và không còn là hình chữ nhật nữa. Để có thể thấy rõ tính chất của sự biến dạng này, trước hết ta hãy xem xét trường hợp

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = -\frac{\partial u_y}{\partial x} \quad \text{và} \quad \frac{\partial u_x}{\partial x} = \frac{\partial u_y}{\partial y} = 0 \quad (2.27)$$

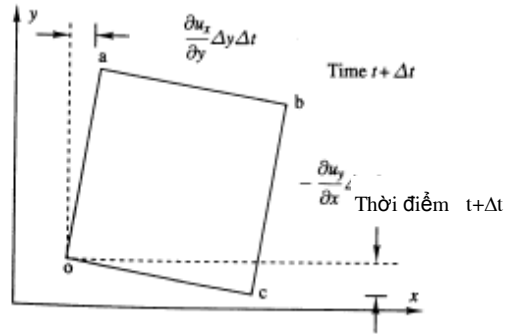
Bởi vì không có sự biến đổi vận tốc chuyển động theo hướng x dọc theo trục x , các cạnh $a-b$ và $o-c$ không dài ra và cũng không ngắn đi; tương tự, các cạnh $o-a$ và $b-c$ cũng giữ nguyên chiều dài. Sau một khoảng thời gian Δt , hạt lỏng trở thành hình dạng như trên hình 2.9. Điểm a đã chuyển động được một quãng đường dài hơn một khoảng là $\partial u_x / \partial y \Delta y \Delta t$ theo hướng x so với điểm o , và điểm c đã chuyển động được một quãng đường dài hơn một khoảng là $\partial u_y / \partial x \Delta x \Delta t$ theo hướng y so với điểm o . Góc giữa cạnh $o-a$ và phương thẳng đứng là $\partial u_x / \partial y \Delta t$; góc giữa cạnh $o-c$ và phương nằm ngang là $\partial u_y / \partial x \Delta t$.

Như vậy, với những giả thiết như trên, phần tử lỏng đã trải qua một quá trình dịch chuyển vị trí và quay. Mở rộng lý luận cho ba chiều, ta thấy rằng điều kiện cho chuyển động như thế này là $\omega_{ij} \neq 0$ và $d_{ij} = 0$. Xem xét tiếp tensor ω_{ij} ta thấy rằng nó mô tả chuyển động quay của phần tử lỏng.

Để định lượng sự biến dạng của phần tử lỏng, một vector xoáy được định nghĩa như sau:

$$\vec{\omega} = \frac{1}{2} \vec{\nabla} \times \vec{u} \quad (2.28)$$

Với ký hiệu $\times$ biểu thị tích vector của hai vector.

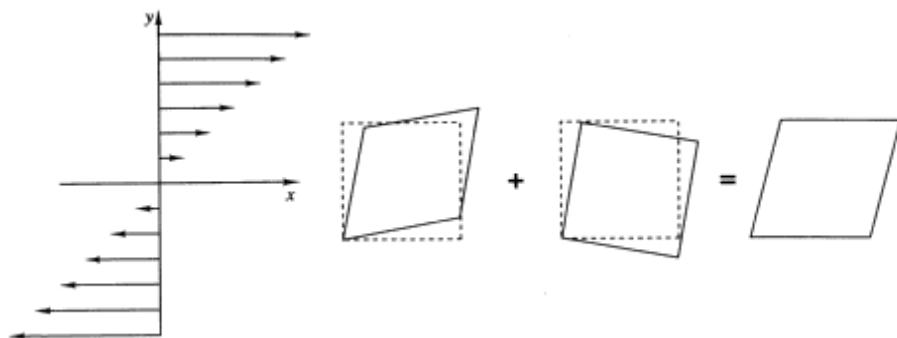


Hình 2.9 Sự quay của phần tử lỏng

Bởi vì ω_{ij} đã được xác định là vận tốc quay của phần tử lỏng, d_{ij} có thể được xem là vận tốc biến dạng của phần tử lỏng. Có nghĩa là ω_{ij} biểu thị sự quay của phần tử lỏng như là một vật rắn trong khi đó d_{ij} biểu thị sự chuyển động tương đối của các điểm khác nhau trên phần tử lỏng. Như vậy, chuyển động của một chất lỏng bao gồm:

1. một sự di chuyển của chất lỏng như với vật rắn cộng với
2. một sự quay của chất lỏng như với vật rắn (tensor bất đối xứng) cộng với
3. một sự biến dạng (tensor đối xứng).

Các hiệu ứng trên được diễn tả bằng một chuyển động đơn giản với vận tốc biến đổi như thấy trên hình 2.10. Một phần tử lỏng gần gốc tọa độ bị biến dạng và quay như trên hình vẽ để tạo ra một dòng chảy như thế này.



Hình 2.10 Dòng chảy với vận tốc biến đổi tạo ra chuyển động quay và chuyển động biến dạng thuần túy

2.5.3 Mối liên hệ giữa vận tốc biến dạng và ứng suất – Phương trình Navier-Stokes

Trong phương trình chuyển động của chất lỏng, tensor ứng suất cắt nhất định phải được liên hệ với những tính chất vật lý của dòng chảy. Cơ sở cho mối liên hệ này là định luật Newton về tính nhớt. Nếu như có một chất lỏng với vận tốc chảy theo hướng trục x chỉ biến đổi theo hướng trục y thì ứng suất cắt tác động lên một đơn vị diện tích bề mặt vuông góc với trục y chỉ có một thành phần theo hướng x và được biểu thị như sau:

$$\tau_{yx} = -\mu \frac{du_x}{dy} \quad (2.29)$$

Trong đó μ là hệ số tỷ lệ giữa ứng suất nhớt và gradient vận tốc và được gọi là độ nhớt (hay độ nhớt động lực) của chất lỏng.

Độ nhớt là một tính chất của chất lỏng và là một hằng số cơ bản theo quan điểm cơ học chất lỏng. Một chất lỏng tuân theo định luật Newton được gọi là *chất lỏng Newton*. Các chất lỏng không tuân theo định luật này được gọi là các chất lỏng *phi Newton*. May mắn là nước và không khí trong những điều kiện thông thường nhất là các chất lỏng Newton.

Dấu âm trong phương trình (2.29) có nghĩa là động lượng được vận chuyển từ nơi cao (với vận tốc lớn) tới nơi thấp (với vận tốc nhỏ).

Dùng định luật Newton về tính nhớt, ta có thể rút ra phương trình chuyển động cơ bản của chất lỏng, phương trình Navier-Stokes như sau

$$\rho \frac{du_i}{dt} = \rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i^2} + \rho g_i \quad (2.30)$$

với g_i là thành phần gia tốc trọng trường theo phương i .

Phương trình Navier-Stokes có thể viết dưới dạng vector như sau:

$$\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2 \quad (2.31)$$

Ở đây $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ là ký hiệu của toán tử Laplace, và $\mathbf{g}$ vector gia tốc trọng trường.

Phương trình Navier-Stokes (2.31) biểu thị sự bảo toàn động lượng của chất lỏng. Số hạng đầu tiên trong ngoặc đơn ở vế trái của phương trình này biểu thị tốc độ biến đổi địa phương của động lượng, số hạng thứ hai biểu thị tốc độ biến đổi của động lượng gây ra do bình lưu (hay đối lưu); số hạng thứ nhất ở vế phải biểu thị sự biến đổi của động lượng gây ra bởi áp suất, số hạng thứ hai biểu thị sự khuếch tán động lượng gây ra bởi độ nhớt, và số hạng cuối cùng biểu thị sự thay đổi của động lượng gây ra bởi trọng lực.

Các phương trình Navier-Stokes cho các thành phần vận tốc dòng chảy theo các hướng (2.30) cùng với phương trình liên tục (2.11) tạo nên một hệ bốn phương trình

cho bốn ẩn dùng để mô tả dòng chảy: ba thành phần vận tốc dòng chảy theo ba hướng và áp suất. Đối với các bài toán cơ học chất lỏng nói chung, mật độ của chất lỏng cũng là những đại lượng chưa biết và cần phải được xác định dựa trên phương trình trạng thái. Tuy nhiên, trong các bài toán về sóng gió, mật độ nước có thể xem là không đổi.

2.5.4 Chất lỏng lý tưởng

Một chất lỏng có độ nhớt bằng không được gọi là chất lỏng lý tưởng. Đối với loại chất lỏng này, phương trình liên tục và phương trình động lượng có thể được viết như sau:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (2.32)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \rho g_i \quad (2.33)$$

Phương trình (2.33) được gọi là phương trình Euler của dòng chảy. Trong các bài toán về sóng, loại trừ sóng vỡ gần bờ, sóng gần công trình và sóng trong nước rất nông, ảnh hưởng của độ nhớt là có thể bỏ qua và nước được coi là chất lỏng lý tưởng.

Đối với những vấn đề thuộc động lực sóng, nước có thể được coi là không nén được và như vậy các phương trình (2.32) và (2.33) trở thành:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + g_i \quad (2.35)$$

Chuyển động của chất lỏng lý tưởng có thể coi là không xoáy mặc dù trong thực tế nó có thể quay với một tốc độ quay không đổi. Trong trường hợp này, nếu ta xem xét một hạt lỏng hình cầu, ta thấy rằng tất cả các lực là gây ra bởi áp suất và trọng lực mà không có lực gây ra do biến dạng cắt. Như vậy, tất cả các lực phải tác dụng theo hướng vào tâm của hạt lỏng và không có lực nào gây ra (hay buộc dừng lại) chuyển động quay. Điều kiện không có chuyển động quay được biểu thị như sau:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = 0 \quad (2.37)$$

Khi một chuyển động là không xoáy, có thể biểu thị dòng chảy bằng *thế vận tốc* Φ , được định nghĩa như sau:

$$u_i = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (2.37)$$

Thay thế phương trình (2.37) vào (2.36) cho thấy rằng điều kiện không xoáy được tự động thỏa mãn. Ngược lại, thế vận tốc tồn tại chỉ khi nào dòng chảy là không xoáy.