

ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

A. B. RABINOVICH

CÁC SÓNG DÀI TRỌNG LỰC TRONG ĐẠI DƯƠNG

Hiện tượng bẫy sóng, cộng hưởng và phát xạ

Biên dịch: Phạm Văn Huấn

NHÀ XUẤT BẢN ĐẠI HỌC QUỐC GIA HÀ NỘI

А. В. Рабинович

ДЛИННЫЕ ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ОКЕАНЕ:

ЗАХВАТ,
РЕЗОНАНС,
ИЗЛУЧЕНИЕ



Санкт-Петербург Гидрометеоздат 1993

MỤC LỤC

Mở đầu	6
Chương 1. Quan trắc các dao động sóng dài của mực nước ở đới ven bờ và ngoài khơi đại dương	13
1.1. Lịch sử nghiên cứu vấn đề	14
1.2. Những máy ghi mực nước đại dương nguyên lý phao nổi và sử dụng chúng để đo các sóng dài	19
1.3. Các máy đo sóng dài thủy tĩnh dùng cho vùng thềm	26
1.4. Các dụng cụ đặt dưới sâu để đo mực nước đại dương	34
1.5. Quan trắc sóng dài ở ngoài khơi đại dương	45
1.6. Những đặc điểm phổ của các dao động sóng dài của mực nước ở vùng khơi đại dương và vùng thềm lục địa	54
Chương 2. Lý thuyết tuyến tính về các sóng dài trên thềm lục địa và ở vùng khơi đại dương	67
2.1. Các phương trình cơ bản	68
2.2. Các sóng ven của Stokes: nghiệm cho trường hợp nền đáy thoải vô tận	76
2.3. Các sóng dài bị bẫy ở đại dương có vùng thềm độ sâu không đổi	83
2.4. Những đặc điểm của sóng ven đối với các dạng địa hình khác nhau	92
2.5. Định luật Snellius, góc Bruster và sự cộng hưởng thềm	100
2.6. Tính toán các sóng ven và sóng phát xạ đối với những thủy vực thực	111

2.7. Các sóng dịch chuyển trong dòng dọc bờ ở dải ven bờ	124
2.8. Các dao động lắc trong vịnh, vũng và cảng	135

Chương 3. Các sóng gió áp trong đại dương	150
3.1. Một số đặc điểm lý thuyết của các sóng trong khí quyển	151
3.2. Những đặc trưng phổ của áp suất khí quyển và gió	165
3.3. Liên hệ các dao động sóng dài của mực nước đại dương với đặc điểm và cường độ của các quá trình khí quyển	181
3.4. Sự kích động trực tiếp các sóng dài trong đại dương độ sâu không đổi bởi các quá trình khí quyển	194
3.5. Ảnh hưởng của vùng thềm tới sự phát sinh các sóng dài	204
3.6. Sự kích động các sóng ven do kết quả tản mát thủy triều khí tượng trên nền những bất đồng nhất ngẫu nhiên của địa hình	222
3.7. Cấu trúc không gian của các sóng dài trong đại dương và quan trắc các sóng ven	240
3.8. Những đặc điểm cộng hưởng của các sóng dài trên vùng thềm lục địa	254
3.9. Mô hình lý thuyết về phổ của các sóng dài ở đại dương	265
3.10. Khảo sát dao động lắc ở những vùng ven bờ đại dương	272
3.11. Ảnh hưởng của các dao động lắc tới sự hình thành phổ các sóng dài ở vùng Nam Kuril	289
3.12. Abiki, rissaga và các dao động lắc cực trị khác	311

Chương 4. Động lực học đới ven bờ và các sóng ngoại trọng lực	325
4.1. Các chuyển động sóng dài trong đới ven bờ: lịch sử công tác nghiên cứu	326
4.2. Những đặc trưng thống kê của dao động mạch động vô bờ và sự liên hệ của chúng với các tham số sóng gió và sóng lừng	335
4.3. Sự hình thành các sóng ngoại trọng lực bởi cấu trúc nhóm của trường sóng gió	353

4.4. Mạch động vỗ bờ và các sóng biên	368
4.5. Dâng nước trong sóng ở các vùng đại dương ven bờ	385
4.6. Hiện tượng xô đẩy tàu trong các cảng và vùng cảng	392
4.7. Về ảnh hưởng của độ xoáy chất lỏng tới chuyển động sóng dài trong cảng	407
4.8. Các dòng chảy đứt đoạn	415
4.9. Địa hình dạng ren (feston), các bãi dạng lưới liềm và những dạng địa hình tuần hoàn khác	422
Tài liệu tham khảo	434

MỞ ĐẦU

“Các sóng dài” ở đây được hiểu là những chuyển động với chu kỳ từ một số chu kỳ sóng lừng đến các chu kỳ dao động triều, tức từ 0,5 phút đến 12 giờ. Dải này bằng 10 gam bậc. Đặc điểm đáng ngạc nhiên nhất của các sóng ở dải tần này là chúng không tồn tại.

V. Munk. *Các sóng dài trong đại dương* (1962)

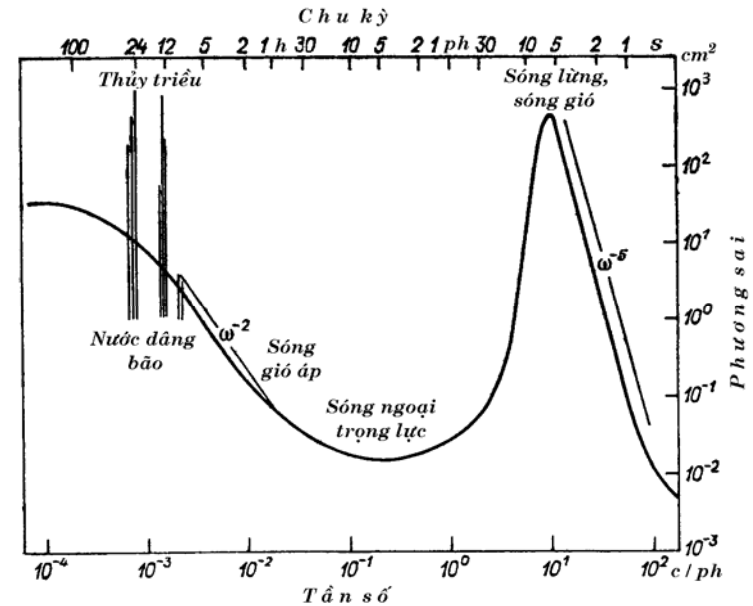
Có vẻ hơi đùa một chút, nhưng Munk đã nói như vậy về những chuyển động mà ông từng giành gần 20 năm cuộc đời mình để nghiên cứu. Thật vậy, phổ các sóng đại dương tại dải tần này thực tế là rỗng không (hình 0.1). Năng lượng triều đặc trưng $10^3 - 10^4 \text{ cm}^2$, năng lượng các sóng gió – sóng lừng cũng khoảng cỡ đó, trong khi tại các tần số trung gian tổng năng lượng sóng chỉ bằng khoảng 1 cm^2 [264]. Nguyên nhân duy nhất có thể làm tăng đột ngột phần năng lượng trong dải tần này – đó là sóng thần (“các sóng địa chấn biển” [67]). Thật vậy, các quan trắc sóng dài liên tục trong thời gian dài tại thềm lục địa California [268, 312] đã cho thấy rằng khi có các nhiễu khí quyển mạnh đi qua thì giá trị phổ các sóng đại dương có thể tăng lên 10 lần, còn khi sóng thần đi qua – 100 – 1000 lần (ví dụ, đã quan trắc được như vậy trong thời gian sóng thần Kamchatka ngày 5 tháng 11 năm 1952 và sóng thần Chilê ngày 23 tháng 5 năm 1960. Song sóng thần mạnh – đó là một

hiện tượng cực hiếm (1 lần trong 10 –15 năm); phần đóng góp tổng cộng của sóng thần vào phổ các sóng dài nhỏ không đáng kể.

Theo nghĩa rộng của từ, *các sóng dài* là những chuyển động sóng mà qui mô khoảng cách của chúng nhiều lần lớn hơn độ sâu đại dương, tức các sóng với bước sóng từ một số trăm mét (ở đối ven bờ – từ vài chục mét) đến hàng nghìn kilômét. Theo đặc điểm của các lực kéo trở lại vị trí cân bằng thì các sóng này có thể phân chia thành hai loại chính: *các sóng gradien – xoáy (các sóng tựa địa chuyển)* và *các sóng trọng lực*. Các sóng loại thứ nhất được hình thành dưới ảnh hưởng của các lực xoáy và được qui định bởi định luật bảo tồn xoáy thế vị [50]. Những ví dụ điển hình về các sóng gradien – xoáy là các sóng vùng thềm và các sóng Rossby. Các sóng gradien – xoáy chỉ có thể tồn tại ở các tần số dưới quán tính ($\omega < f$, ở đây $f = 2\Omega \sin \varphi$, f – tham số Koriolis, Ω – tần số quay Trái Đất, φ – vĩ độ), tức tại các chu kỳ lớn hơn 12 giờ. Các sóng loại này được nghiên cứu chi tiết trong các chuyên khảo [14, 27, 51, 70] và không thuộc chủ đề công trình này. Sau này, theo gương Munk [264] chúng tôi dùng các thuật ngữ “các sóng dài” hay “các dao động sóng dài” để ám chỉ các sóng dài trọng lực với các tần số thấp hơn các sóng thủy triều.

Các sóng trọng lực được gây nên bởi lực trọng trường hay lực nổi. Những sóng này qui định tính chất của những chuyển động ở các tần số trên quán tính. Trong công trình này sẽ xem xét các sóng dài chính áp, tức các chuyển động không phụ thuộc vào những biến thiên mật độ nước biển (ρ) và biểu lộ rõ nhất ở những dao động của mực nước biển. So sánh với thủy triều hay nước dâng bão thì những dao động này là những dao động nền. Các dao động nền của mực nước đại dương (*background sea-level oscillations*) hay, như người ta vẫn gọi là *những sóng dài tự nhiên* và là đối tượng chính của công trình nghiên cứu này.

Đặc điểm quan trọng của các dao động sóng dài nền – đó là chúng phụ thuộc yếu vào sự quay của Trái Đất. Trong đại đa số các bài toán khảo sát những dao động này có thể không tính đến sự quay của Trái Đất. Như vậy trong số ba tham số chính của môi trường biển quyết định tính chất của những chuyển động sóng trong đại dương: f , ρ và h [27] – chỉ có độ sâu của chất lỏng (h) là có vai trò đáng kể trong sự hình thành nhiều sóng dài tự nhiên.



Hình 0.1. Phổ các sóng trọng lực trong đại dương

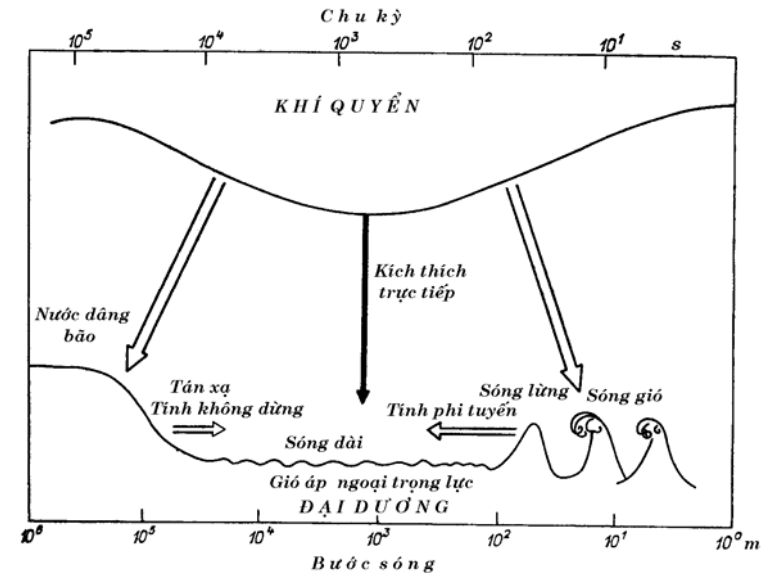
Thường người ta cho rằng các dao động mực nước đại dương với chu kỳ từ một vài chục giây đến một số giờ tạo thành nhiều sóng dài tự nhiên, được hình thành bởi những quá trình khí quyển, cả do tác động trực tiếp của những thăng giáng khí áp và gió lên

mặt đại dương lẫn do sự tán xạ các thành tạo sóng dài vĩ mô hay nước dâng bão trên những bất đồng nhất địa hình đáy và đường bờ (hình 0.2). Vì vậy người ta gọi những dao động tương ứng của mực nước đại dương là dao động gió áp. Tuy nhiên, gần đây đã phát hiện ra rằng một nguồn quan trọng của nhiều sóng dài là các sóng gió. Một nguồn bên ngoài mạnh mẽ như sóng bão, do sự tương tác phi tuyến sẽ truyền năng lượng vào các sóng dài, hơn nữa trong một số trường hợp (ở những vùng nước nông và trong bão lớn) những sóng này có thể đạt tới độ cao mấy chục xăng ti mét, còn thông lượng năng lượng chuyển vào các tần thấp diễn ra đến tận những chu kỳ 35–40 phút. Tuy nhiên, thông thường chu kỳ điển hình của những dao động này bằng 0,5–5 phút và ở đối ven bờ những dao động này đã được người ta biết tới với tên gọi “mạch động vỗ bờ”. Lần đầu tiên những sóng này được Munk phát hiện [263], ông đã cho rằng chúng hình thành ở đối sóng vỗ bờ do kết quả phá hủy sóng gió (từ đó sinh ra tên gọi trên đây). Tuy nhiên, những quan trắc tiếp theo và nghiên cứu lý thuyết đã cho thấy những sóng như vậy tồn tại và thậm chí có thể phát sinh trực tiếp ở ngoài khơi đại dương. Trong phổ năng lượng tổng quát của các sóng đại dương, những sóng này chiếm một vùng ngay cạnh các sóng trọng lực thông thường (sóng gió và sóng lừng). Vì vậy Kinsman [225] đã đề xuất gọi chúng là *các sóng ngoại trọng lực*. Ngày nay thuật ngữ này được dùng chung để chỉ những sóng với chu kỳ từ 30 giây đến một số phút.

Trong công trình này, chúng tôi sẽ gọi những sóng có liên quan trực tiếp về mặt phát sinh tới các quá trình khí quyển là *các sóng gió áp (sóng AB)*, còn những sóng dài tạo thành do kết quả tương tác phi tuyến của các sóng trọng lực ngắn là *các sóng ngoại trọng lực (sóng IG)* (xem hình 0.2). Nếu sử dụng nguyên tắc phân loại nguồn gốc phát sinh này thì các dải tồn tại của những sóng này có thể giao nhau, tuy nhiên chu kỳ và bước sóng điển hình của

các sóng AB và các sóng IG khác biệt nhau khoảng 1–2 bậc.

Chính hai loại sóng này sẽ là đối tượng chính trong nghiên cứu của chúng tôi. Các qui mô đặc trưng của sóng AB gần tương ứng với kích thước vùng thêm, còn qui mô đặc trưng của sóng IG – kích thước đối ven bờ. Sự trùng hợp này không phải ngẫu nhiên, mà liên quan tới cơ chế hình thành những chuyển động đó. Vì vậy không có gì ngạc nhiên khi các sóng AB biểu lộ rõ nhất trong đối thêm, còn các sóng IG – ở gần bờ.



Hình 0.2. Sơ đồ phát sinh các sóng dài trọng lực trong đại dương

Mặc dù khác nhau về bản chất, các sóng AB và các sóng IG có rất nhiều nét giống nhau về cấu trúc và đặc điểm. Có cùng những yếu tố sóng tham gia hình thành nên chúng: đó là các sóng ven sinh ra bởi hiệu ứng “bẫy sóng” và “ống dẫn sóng” (đối với các sóng

AB thì đối bầy sóng và tập trung năng lượng là vùng thêm, đối với các sóng IG – vùng ven bờ), các sóng phát xạ (gây nên hiện tượng cộng hưởng thêm và cấu trúc các dao động đứng trên hướng đường bờ), những hợp phần cường bức thuần túy (đối với các sóng AB (những hợp phần này liên quan tới các sóng khí quyển, còn đối với các sóng IG – các nhóm sóng gió) v.v... Tất cả những điều đó cho phép nghiên cứu hai loại sóng này theo những quan điểm thống nhất, dĩ nhiên có tính tới những đặc thù riêng của chúng.

Dao động lắc (setxi) là một kiểu dao động trọng lực quan trọng – đó là những dao động riêng của chất lỏng hình thành ở những thủy vực tự nhiên kín hoặc kín một phần. Chu kỳ điển hình của dao động lắc ở các cảng, vũng và các vịnh không lớn, bằng từ vài chục giây đến một số giờ, tức tương ứng với dải chu kỳ được xem xét trong công trình này. Những nguyên nhân gây nên dao động lắc có thể là rất nhiều, nhưng quan trọng nhất trong số đó là các quá trình khí quyển, sóng gió và sóng thần. Thông thường dao động lắc trong các thủy vực có cửa mở được phát sinh không phải do tác động trực tiếp của những nhân tố bên ngoài tác động tới vùng nước bên trong, mà do các sóng đại dương đi tới qua cửa. Như vậy, các sóng AB hình thành trên vùng thêm bên ngoài, dưới tác động của những nhân tố khí quyển, hay các sóng IG gây nên bởi sự tương tác phi tuyến của sóng gió, khi xâm nhập vào vùng nước bên trong sẽ phát sinh ở đó những dao động lắc cộng hưởng. Về phương diện này thì các sóng thần là mối đe dọa đặc biệt nhất, song trong một số trường hợp các dao động lắc do các sóng AB sinh ra cũng có thể có tính chất gây thảm họa (196, 260]. Vì vậy, nghiên cứu dao động lắc gắn liền với các sóng áp và sóng ngoại trọng lực là hợp lí.

Thực tế tất cả các sóng trong dải chu kỳ từ một số giây đến một số giờ là các sóng trọng lực. Chúng được gọi là các sóng “chênh lệch” hay sóng “xoáy” tạo thành trong đới ven bờ khi ở đó có các dòng chảy chênh lệch mạnh [128, 282]. Sự tồn tại của những sóng

đó suy ra từ định luật bảo tồn xoáy thế. Những chu kỳ điển hình của các sóng này là 10–15 ph, vì vậy đôi khi người ta dùng thuật ngữ “các sóng siêu ngoại trọng lực” [149]. Các sóng này được quan sát thấy trên nền những sóng trọng lực thông thường, vì vậy chúng cũng được gộp vào công trình nghiên cứu này.

CHƯƠNG 1

QUAN TRẮC DAO ĐỘNG SÓNG DÀI CỦA MỰC NƯỚC Ở ĐỐI BỜ VÀ NGOÀI KHƠI ĐẠI DƯƠNG

Mục tiêu của chúng ta là nghiên cứu những quan niệm cơ bản của khoa học hải dương học, chứ không phải là xa đà vào những vấn đề thực dụng hay những thực nghiệm thuần túy mô tả, đồng thời cũng không đơn thuần nghiên cứu vấn đề hoàn thiện các dụng cụ đo nếu như không có những vấn đề bức xúc buộc chúng ta làm việc đó. Tất cả những cố gắng nhằm làm cho từng vấn đề trở nên sáng tỏ nhất, sau đó mới đặt kế hoạch thí nghiệm và xác định các dụng cụ cần thiết để kiểm tra những luận điểm cơ bản của vấn đề. Sau khi hoàn thành mỗi thí nghiệm, các dữ liệu được phân tích kỹ lưỡng trước khi bắt đầu đặt ra một thí nghiệm mới.

F. Snodgrass. *Khảo sát các sóng đại dương từ 10^{-5} đến 1 Hz* (1969)

Một trong những người tiên bối về quan trắc các sóng dài ở đại dương đã mô tả như vậy về việc tổ chức các thí nghiệm mà những cộng tác viên của Viện Hải dương học Scripps đã tiến hành dưới sự lãnh đạo của Walter Munk ở vùng thềm Nam California. Xét về phương diện khoa học đặt vấn đề, về sự nhất quán thực hiện các giai đoạn khảo sát, chất lượng xử lý thông tin, thì những thí nghiệm đó có thể được xem là mẫu mực và rất độc đáo. Chính những khảo sát đó đã đặt cơ sở cho những quan niệm hiện đại về đặc điểm của chuyển động sóng dài trên vùng

thềm lục địa và ở ngoài khơi đại dương.

Sự phát triển của lý thuyết sóng dài đã đòi hỏi hoàn thiện kỹ thuật đo đạc để kiểm tra nó. Về phần mình, sự xuất hiện của những máy đo mực nước độ chính xác cao, những thí nghiệm chuyên quan trắc bằng các máy đó đã cho phép phát hiện một loạt những hiệu ứng mới và kích lệ nhiều công trình nghiên cứu lý thuyết tiếp theo.

Quan trắc dao động mực nước biển là cơ sở để nghiên cứu các sóng dài trọng lực trong đại dương. Ban đầu việc quan trắc chỉ là bằng mắt thuần túy. Đến giữa thế kỷ trước mới bắt đầu thiết kế những máy tự ghi mực nước biển đầu tiên dùng trên bờ. Các cảm biến áp suất thủy tĩnh được tạo ra trong những năm 40 đã cho phép bắt đầu đo đều đặn các dao động sóng dài ở đối ven bờ, sau đó cả trên vùng thềm lục địa. Cuối cùng, các trạm đo đặt tại đáy hiện đại dùng những cảm biến áp suất thạch anh đang tạo ra cơ hội tiến hành quan trắc thực tế tại một điểm tùy ý ở Đại dương Thế giới.

Mô tả các dụng cụ đo dao động sóng dài của mực nước biển và lịch sử phát triển của những dụng cụ đó, những thí nghiệm chuyên về đo đạc chuyển động sóng dài trong đại dương và phân tích các phổ tương ứng – đó là chủ đề của chương này.

1.1. Lịch sử nghiên cứu vấn đề

Quan trắc về những dao động mực nước đại dương đã được tiến hành hơn 2 000 năm nay, còn công tác nghiên cứu những dao động mực nước đại dương bắt đầu diễn ra mạnh mẽ từ đầu thế kỷ trước. Đến nay đã tích lũy được những khối dữ liệu quan trắc triền kể khổng lồ. Có khoảng mấy chục trạm đã tiến hành quan trắc về mực nước biển liên tục 100 năm, thậm chí 150 năm

(các đại biểu của những lĩnh vực hải dương học khác chỉ có thể mơ ước về một khối lượng thông tin như thế). Chúng ta đã biết khá rõ về đặc điểm chung của các dao động mực nước biển và đại dương, tỉ phần năng lượng đóng góp của các kiểu dao động. Người ta đã thiết kế những hệ thống máy tự ghi mực nước cố định dùng trên bờ rất tin cậy, được lắp đặt ở phần lớn các cảng trên Đại dương Thế giới, đảm bảo đo đạc thủy triều và những dạng dao động thấp tần khác của mực nước biển với độ chính xác đủ cho đa phần những bài toán thực tế [28, 33].

Tình hình tỏ ra xấu hơn đối với các máy đo những dao động mực nước đại dương có tần số cao hơn (có chu kỳ nhỏ hơn 30 phút) và những quá trình sóng dài liên quan với những dao động đó (sóng thần, dao động lắc, mạch động võ bờ v.v...). Các máy tự ghi mực nước cố định trên bờ ghi nhận những dao động này với độ chính xác thấp và nhiều thiên lệch; việc khôi phục tín hiệu thực là một nhiệm vụ không tầm thường [295, 304]. Chính là do chưa đảm bảo về mặt dụng cụ đo cho tới gần đây mà đã hạn chế khả năng nghiên cứu các sóng dài.

Khảo sát đặc điểm hình thành và cơ chế phát sinh các sóng dài gặp khó khăn còn chủ yếu là do phần lớn các dụng cụ hiện có được thiết kế nhằm đo đạc ở gần bờ. Vì vậy trong một thời kỳ dài những quan niệm về đặc điểm và cường độ các dao động mực nước ở vùng khơi đại dương đã mang tính chất suy lý. Được biết, ở gần bờ các chuyển động sóng bị biến dạng và thiên lệch đi do tác động của một loạt nhân tố: ma sát đáy, sự phản xạ, sự phi tuyến, các hiện tượng cộng hưởng v.v... mà chúng ta không thể tính đến một cách đầy đủ được. Vì vậy, sử dụng những dữ liệu ứng với vùng ven bờ để đánh giá tính chất các dao động sóng dài ở xa bờ, nơi tất cả những nhân tố này rất ít ảnh hưởng, sẽ là đáng khả nghi. Ngược lại, không biết cấu trúc và các đặc trưng năng lượng của những dao động sóng dài ở vùng khơi đại

dương, thì khó mà có được quan niệm về bức tranh tổng thể của hiện tượng, tách biệt được ảnh hưởng của các nhân tố bên ngoài và những đặc thù cộng hưởng của địa hình.

Nhược điểm quan trọng của các thiết bị ghi trên bờ (các máy tự ghi mực nước nguyên lý phao nổi) được dùng ở Liên Xô và ngoại quốc để thu thập thông tin dao động mực nước biển là ở chỗ phải có những hệ thống thủy công đắt giá và công kênh (các giếng triều ký chuyên dụng có ống hoặc kênh nối với biển) được bảo vệ chống sóng, băng và cát [33, 102]. Chế độ vùng bờ phức tạp ở nhiều nơi không cho phép thực thi những hệ thống tương tự, kết quả là tại những nơi đó cho tới gần đây đã hoàn toàn không tiến hành quan trắc dụng cụ về dao động mực nước (ví dụ, bờ tây Kamchatka [37], bờ đông Xakhalin v.v...).

Kiểu dao động chính và quan trọng nhất của mực nước đại dương là thủy triều. Dao động triều thực sự quyết định chế độ vận hành của các cảng ở những vùng đại dương khác nhau, vì vậy, đương nhiên là việc chọn lựa địa điểm bố trí dụng cụ đo mực nước biển và đặc điểm thiết kế chúng trước hết là do nhiệm vụ đảm bảo nghiệm triều một cách tin cậy và có chất lượng chi phối. Tuy nhiên, dưới góc độ để ghi nhận các quá trình sóng dài khác thì những nơi đó thường tỏ ra không đạt.

Một thời gian dài, những nghiên cứu về sóng dài nói chung (ngoại trừ thủy triều, nước dâng bão và ở mức độ nào đó, dao động lắc) tưởng như không có gì đặc biệt đáng quan tâm. Tình hình bắt đầu thay đổi từ sau Thế chiến thứ hai. Các năm 1946 và 1952 đã xảy ra hai vụ sóng thần khủng khiếp (ở Aleut và ở Kamchatka) gây hư hại to lớn và làm chết nhiều người. Sự bức xúc đảm bảo quan trắc liên tục về hiện tượng tự nhiên này nhằm nghiên cứu và cảnh báo kịp thời cho dân chúng về nguy cơ sóng thần đã đòi hỏi các nước khu vực Thái Bình Dương (Nhật, Nga và Mỹ) cơ cấu lại ở mức độ nào đó mạng lưới các

trạm ven bờ và xây dựng những phương tiện đo đạc mới đặc dụng cho nghiên cứu sóng thần [29, 31, 101, 265, 322, 337, 338]. Nhân tiện người ta cũng bắt đầu nghiên cứu những dao động sóng dài khác có cùng bản chất. Công tác xây dựng công trình phát triển mạnh ở đới ven bờ đã kích thích những nghiên cứu chuyên sâu về chế độ sóng, những đặc điểm cộng hưởng của địa hình ven bờ, ví dụ như nghiên cứu những dao động lắc trong các vịnh, vũng, cảng riêng biệt. Trong đó đặc biệt chú ý vấn đề xô đẩy – một hiện tượng gây khó khăn rất lớn cho các hạm tàu chở khách và tàu buôn ở nhiều cảng trên Đại dương Thế giới.

Những nhiệm vụ mới cũng đòi hỏi những phương tiện mới để giải quyết. Đặc điểm dao động mực nước đại dương thường bị quyết định bởi những quá trình diễn ra trên khoảng cách xa hơn. Ngoài ra, như đã nhận xét, khi xa dần khỏi bờ thì sự ảnh hưởng của những hiệu ứng phụ sẽ suy giảm. Vì vậy các nhà khoa học nhiều nước đã xây dựng những dụng cụ lúc đầu cho phép tiến hành đo đạc dao động mực nước ở dải ven bờ, sau đó – ở vùng thềm và cuối cùng – ở vùng khơi đại dương. Ở đây logic tự nhiên của sự tìm tòi, sự tò mò của nhà khoa học thường vượt trước những yêu cầu thực tiễn cụ thể (về điều này thì Snodgrass [309] đã nói rất khẳng khái).

Thoạt đầu, những đợt đo đã thực hiện tại những trạm biệt lập nhau. Điều đó đủ để đánh giá năng lượng của các kiểu dao động, các chu kỳ đặc trưng của chúng. Để khảo sát những đặc trưng không gian của các sóng dài cần thực hiện những thí nghiệm chuyên đề, tổ chức những đợt đo theo polygon, trong đó cơ cấu bố trí các trạm và khoảng cách giữa chúng phải phù hợp với qui mô các sóng dài được khảo sát. Về phần mình, những qui mô đó liên quan tới kích thước thẳng của những bất đồng nhất địa hình hình thành nên các kiểu dao động tương ứng.

Công cuộc khảo sát các sóng dài trọng lực theo phương

pháp polygon bắt đầu phát triển vào những năm 60 và đã mang lại thông tin quan trọng về cấu trúc các sóng dài, phân bố năng lượng giữa các sóng bị bẫy và các sóng phát xạ [267]. Đáng tiếc, cho đến nay số thí nghiệm như vậy không nhiều [26, 120], vì vậy, nhiều khía cạnh của vấn đề vẫn còn chưa sáng tỏ (sự phát sinh các sóng dài bởi áp suất khí quyển và gió, sự tán mát và trao đổi năng lượng giữa các loại sóng dài, sự phân bố năng lượng theo các hài (mode) dao động sóng ven tùy thuộc vào những điều kiện bên ngoài v.v...).

Những sóng dài tần số tương đối cao (sóng ngoại trọng lực) có nguồn gốc liên quan với sóng gió và sóng lừng tỏ ra được nghiên cứu kỹ hơn một chút, bởi vì trong những năm gần đây đã có một số đợt thí nghiệm lớn sử dụng nhiều cảm biến mực nước và dòng chảy để khảo sát về chúng [190, 214, 281].

Để kết thúc mục này, phải nhấn mạnh rằng, không thể nghiên cứu các sóng dài trọng lực ở đại dương (nhiều sóng dài tự nhiên) nếu không nâng cao độ chính xác và độ tin cậy vận hành của dụng cụ đo, tự động hoá việc thu nhập thông tin vào máy tính. Như đã nhận xét trong phần mở đầu, những sóng này chiếm vị trí trung gian giữa thủy triều và sóng gió – sóng lừng trong phổ sóng đại dương tổng thể (xem hình 0.1). Phương sai đặc trưng của các dao động triều là $10^3 - 10^4$ cm², sóng lừng – 10^4 cm², còn tổng năng lượng nhiều sóng dài tự nhiên – chỉ vền vện gần $10^0 - 10^1$ cm², ở vùng khơi đại dương còn nhỏ hơn một bậc [42, 264]. Thật ra, trong khi các trận bão lớn đi qua thì năng lượng của các dao động sóng dài tăng lên đến 10^2 cm², trong sóng thần thậm chí đến 10^3 cm². Tuy nhiên, những hiện tượng đó hiếm khi quan trắc thấy và chúng không ảnh hưởng nhiều tới những ước lượng tích phân của các sóng dài. Vì vậy, những dụng cụ phù hợp để đo chúng phải có độ chính xác không

nhỏ hơn 1–2 mm. Những trạm tự hành và trạm cáp hiện đại dùng để đo mực nước ở vùng thềm và vùng khơi đại dương đáp ứng được yêu cầu đó [37, 108, 163, 192, 217, 316].

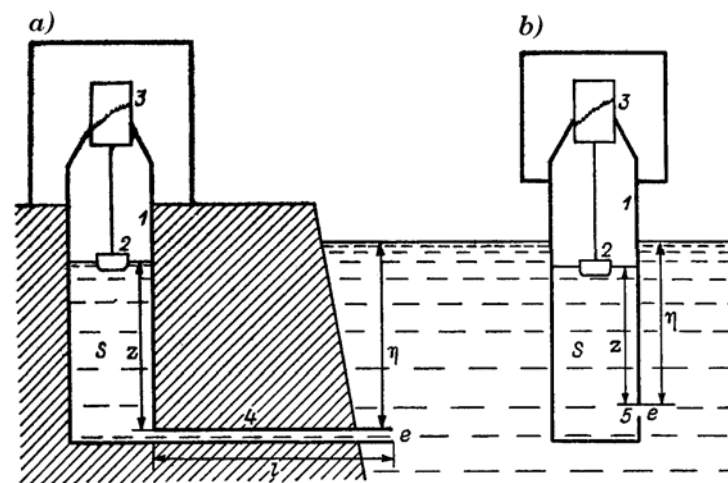
1.2. Những máy ghi mực nước đại dương nguyên lý phao nổi và sử dụng chúng để đo các sóng dài

Các máy tự ghi mực nước biển nguyên lý phao nổi có lẽ thuộc loại những dụng cụ tự ghi cũ nhất. Thật vậy, một dụng cụ tương tự đầu tiên được lắp đặt ở nước Anh năm 1831. Ở nước Đức, triều ký phao nổi tiêu chuẩn được Zeibt–Fouss xây dựng năm 1891 [22]. Về thực chất, tất cả những máy ghi phao nổi hiện đại có sơ đồ nguyên lý cực kỳ đơn giản (xem hình 1.1): sự di chuyển cơ học của phao đặt bên trong giếng nối với biển được chuyển thành sự dịch chuyển cơ học cho đầu bút ghi của máy tự ghi hay thành tín hiệu điện tỉ lệ với dao động mực nước [33, 102, 286]. Ví dụ, các máy tự ghi mực nước biển loại trên bờ CYM, “Valdai”, GP–38, được dùng ở nước Nga để thực hiện quan trắc tiêu chuẩn [33] cũng như những dụng cụ tương tự ở nước ngoài (của các hãng “Fisher & Porter”, “Lange”, “Briston”, “Bass engineering”, “Fuss & Ott” v.v... đều vận hành theo nguyên lý này [22, 33].

Như đã nhận xét, mục đích chính của các máy triều ký trên bờ (máy tự ghi mực nước phao nổi) là ghi thủy triều, vì vậy, ở ngoại quốc người ta còn gọi chúng là những máy đo thủy triều (tide gauges). Trong khi đó chính những dụng cụ này được dùng để đo các loại dao động khác: sóng thần, dao động lắc, mạch động võ bờ v.v... [78, 88, 295, 304]. Vấn đề là ở chỗ cho đến nay thực tế ở tất cả các nước các máy phao nổi là những dụng cụ chính đảm bảo quan trắc liên tục về mực nước. Những loại máy ghi khác, trong đó có những máy sẽ nói đến ở các mục tới đây

hiện mới đang được sử dụng để thực hiện những thí nghiệm đặc dụng, trong công tác nghiên cứu khoa học. Thật vậy, ở nước Nhật có gần 200 trạm đang thực hiện quan trắc nghiệp vụ về mực nước và chỉ có hai trạm trong số đó (Đài quan trắc Miyagi – Enoshima và Izu–Osima) được trang bị những cảm biến sóng thần chuyên dụng để ghi nhận các sóng dài [108, 192], còn tất cả các trạm còn lại – triều ký với máy tự ghi phao nổi thông thường.

Những khả năng và giới hạn của các hệ thống tự ghi mực nước biển trên bờ hiện tồn, những ưu điểm và nhược điểm của các loại dụng cụ khác nhau đã được Lennon xem xét tỉ mỉ [238]. Mặc dù 20 năm đã qua đi kể từ khi xuất bản công trình tổng quan này, song đến nay nó vẫn còn thời sự. Về thành tựu của những năm gần đây trong lĩnh vực này được trình bày tại chuyên khảo của Pugh [287].



Hình 1.1. Hai loại trạm tự ghi mực nước biển trên bờ: có ống dẫn ngầm (a) và không ống dẫn (b)

1 - giếng triều, 2 - phao, 3 - máy tự ghi, 4 - ống dẫn, 5 - lỗ cửa giếng

Chúng ta sẽ xem xét một số đặc điểm của những máy tự ghi mực nước phao nổi quan trọng đối với việc ghi nhận các sóng dài. Ống dẫn nối với giếng triều trong đó đặt máy tự ghi mực nước (hình 1.1 a) hay đơn giản là lỗ thông ở tường giếng (hình 1.1 b) là những bộ lọc thủy lực tự nhiên, nhờ đó mà sóng gió và sóng lừng bị trấn áp. Tuy nhiên, đồng thời các dao động sóng dài cũng bị thiên lệch. Diện tích của lỗ thông e càng nhỏ so với diện tích tiết diện ngang của giếng S thì sự lọc càng mạnh. Theo số liệu [22, 33] tỉ số e/S đối với các trạm nghiệm triều khác nhau nằm trong giới hạn từ 1 : 50 đến 1 : 4 000. Hiệu ứng thiên lệch có thể rất lớn. Thật vậy, trong thời gian đợt sóng thần ở biển Nhật Bản ngày 26 tháng 5 năm 1983 độ cao sóng theo số liệu các triều ký trên bờ tại một số điểm ven bờ nước Nhật 2–3 lần nhỏ hơn so với thông báo của những người chứng kiến và các dấu mức trên bờ [295]. Để khôi phục tín hiệu thực và khảo sát đúng về các dao động sóng dài theo số liệu triều ký cần phân tích các đặc trưng chuyển đổi của từng máy ghi.

Dữ liệu của các khảo sát chuyên [295, 304] đã cho thấy rằng phản ứng của hệ thống (biến thiên của mực nước trong giếng triều) mang tính chất phi tuyến và phụ thuộc không chỉ vào tần số, mà cả vào biên độ các dao động mực nước đại dương ở vùng bên ngoài. Như vậy, mỗi dụng cụ có một đặc trưng biên độ – tần số của mình và về nguyên tắc có thể thay đổi theo thời gian do biến đổi đường kính của ống nổi (do bị bám rêu và đọng cát). Có hai kiểu chủ yếu để lắp đặt máy ghi mực nước phao nổi: 1) giếng triều đào trên bờ và thông với biển bằng ống nổi (xem hình 1.1 a), 2) ống có lỗ thông ở phần dưới trực tiếp gắn cố định với cầu cảng (xem hình 1.1 b). Theo các đặc trưng của mình thì hai hệ thống này có khác nhau. Ta sẽ xem xét qua những đặc điểm phản ứng của mực nước bên trong giếng đối với tín hiệu từ bên ngoài (dao động thực của mực nước biển) đối với mỗi một hệ

thống riêng biệt.

Theo hình 1.1, ta đưa ra các kí hiệu: η – mực nước ở ngoài biển, z – mực nước ở bên trong giếng triều, S – diện tích tiết diện ngang của giếng, e – diện tích tiết diện của ống dẫn hay lỗ thông của giếng.

Tốc độ biến đổi mực nước ở bên trong giếng có thể biểu diễn dưới dạng

$$\frac{dz}{dt} = \frac{ue}{S}. \quad (1.1)$$

Ở đây t – thời gian, u – tốc độ nhập nước vào trong giếng, được mô tả bằng biểu thức

$$u = k\delta(2g\Delta z)^{1/2}, \quad (1.2)$$

trong đó $k=1$ khi $\eta > z$, $k=-1$ khi $\eta < z$ (hướng đi vào bên trong giếng được xem là hướng dương), g – gia tốc rơi tự do, $\Delta z = |\eta - z|$ – hiệu các mực nước ở trong giếng và ở bên ngoài, $\delta = F^{-1/2}$ – hệ số ma sát không thứ nguyên. Các dao động mực nước bên trong giếng được mô tả bằng phương trình phi tuyến

$$\frac{dz}{dt} = kW\sqrt{2g|\eta - z|}, \quad (1.3)$$

trong đó

$$W = \frac{\delta e}{S} \quad (1.4)$$

là hằng số không thứ nguyên, đặc trưng cho mỗi máy tự ghi mực nước biển cụ thể (“hằng số giếng triều” [295]).

Trong trường hợp khi giá trị W đã được biết, các dao động thực của mực nước biển có thể được khôi phục theo công thức

$$\eta = z + \frac{dz}{dt} \left| \frac{dz}{dt} \right| / (2gW^2). \quad (1.5)$$

Ngoài ra, để mô tả máy tự ghi mực nước phao nổi có thể sử dụng tham số

$$T_W = (2\Delta z_0 / gW^2)^{1/2}, \quad (1.6)$$

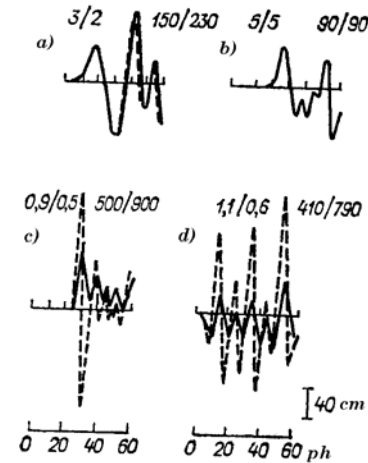
trong đó $\Delta z_0 = |\eta - z| \approx 1$ m, T_W – thời gian cần thiết để đạt sự cân bằng nếu hiệu số giả định ban đầu của các mực nước là 1 m (“thời gian khôi phục”). Giá trị T_W càng lớn thì sự thiên lệch càng mạnh giữa các dao động sóng dài thực; những chuyển động sóng với chu kỳ $T \ll T_W$ bị lọc thực tế hoàn toàn, còn những dao động với chu kỳ $T \gg T_W$ được ghi nhận không thiên lệch. Như vậy, “thời gian khôi phục” là một đặc trưng quan trọng của máy ghi mực nước, chẳng hạn, nó cho biết trong những trường hợp nào nên sử dụng biểu thức (1.5) để hiệu chỉnh các dao động quan trắc được.

Satake và nnk. [295] đã xác định các tham số của 40 máy đo mực nước trên bờ được lắp đặt ở miền bờ các đảo Honsyo và Hokkaidô, tất cả các máy này thuộc loại như trên hình 1.1 a. Các hằng số giếng triều W đã được ước lượng bằng lý thuyết thuần túy – tuân theo biểu thức (1.4) cũng như nhờ quan trắc chuyên tại hiện trường *in situ*.

Những biểu thức lý thuyết để xác định hệ số ma sát F (sau này đã được dùng để tính các tham số W và T_W) phụ thuộc vào hình dạng và kích thước của ống dẫn và chúng rất phức tạp, đặc biệt khi trong ống có những chỗ uốn cong hoặc ống gồm nhiều đoạn tiết diện khác nhau. Các giá trị W tính theo lý thuyết lớn hơn, còn T_W nhỏ hơn nhiều so với những giá trị tương ứng nhận được bằng thực nghiệm. Một trong những nguyên nhân thiên lệch lớn như vậy có thể là do sự bám rêu bên trong ống làm

giảm tiết diện và tăng độ gồ ghề của ống.

Theo đo đạc thực địa, đối với nhiều máy ghi mực nước của Nhật giá trị của tham số W nằm trong khoảng $3,5 \cdot 10^{-4} - 7 \cdot 10^{-3}$, còn giá trị T_W bằng 65–1300 s. Do đó, thiên lệch các dao động sóng dài, trong đó có các dao động lắc và sóng thần, đối với một số trạm khá lớn. Với tư cách là ví dụ, trên hình 1.2 dẫn một số băng ghi sóng thần ngày 26/5/1983 tại một số điểm ở miền bờ Honsyo và Hokkaidô thuộc biển Nhật Bản nhận được bằng các máy ghi mực nước trên bờ cũng như kết quả hiệu chỉnh theo công thức (1.5). Đối với các trạm Ivanai và Esasi, $T_W < 5$ ph, các đường cong thực tế trùng với nhau, trong khi đó đối với các trạm Yosyoka và Phukaura ($T_W \approx 7 \dots 15$ ph) thì thiên lệch rất lớn, biên độ được hiệu chỉnh lớn hơn 2–2,5 lần so với biên độ ở trên các băng ghi gốc và điều này phù hợp với dữ liệu quan trắc được bằng mắt.



Hình 1.2. Những băng ghi sóng thần ngày 26/5/1983 nhận được bằng máy ghi mực nước biển trên bờ tại các trạm Ivanai (a), Esasi (b), Yosyoka (c) và Phukaura (d) và kết quả hiệu chỉnh (đường gạch) có tính tới những tính chất biên độ - tần số của máy ghi (theo [295])

Đối với mỗi trạm có chỉ ra các giá trị “thời gian khôi phục” T_W (s) và “hằng số giếng triều” W ($\times 10^3$) khi chảy vào giếng (ở tử số) và khi chảy ra (ở mẫu số)

Những thí nghiệm xác định các đặc trưng của máy đo mực nước do Satake và nnk. thực hiện [295] đã cho thấy rằng các tốc

độ chảy vào giếng và thoát khỏi nó khác nhau (phần lớn trường hợp thời gian chảy vào nhỏ hơn), tức *sự trễ thời gian*. Những giá trị W và T_w của bốn trạm được dẫn trên hình 1.2. Khi khôi phục tín hiệu thực trong công thức (1.5), tùy thuộc vào dấu của đạo hàm $|dz/dt|$ đã sử dụng các giá trị W khác nhau.

Trường hợp trạm đo triều không có ống dẫn (hình 1.1 b) thì thiên lệch các dao động sóng dài thường nhỏ hơn và dễ đánh giá hơn. Trong trường hợp này, có thể cho rằng $\delta = 0,6$ [304], tức $W = 0,6 e/S$. Để ước lượng mức độ thiên lệch của những dao động tuần hoàn dạng $\eta = A \sin(\omega t)$, trong đó A – biên độ, ω – tần số dao động, Shipley [304] đã đề xuất sử dụng một tham số không thứ nguyên

$$\mu = \frac{W}{\omega} (2g/A)^{1/2}, \quad (1.7)$$

tham số này thực tế là đặc trưng biên độ – tần số của máy ghi thủy triều. Phương trình (1.3) khi đó dẫn tới dạng

$$\frac{d\xi}{d\varphi} = |k\mu \sin \varphi - \xi|^{1/2}, \quad (1.8)$$

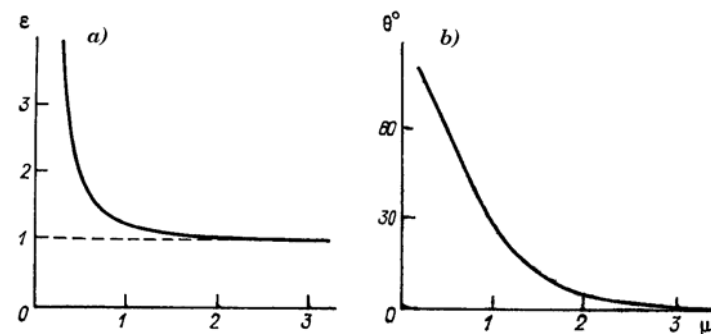
trong đó $\varphi = \omega t, \xi = z/A$. Trên hình 1.3 dẫn các giá trị ε – hệ số suy yếu tín hiệu đầu vào (biên độ dao động mực nước biển) bên trong giếng và θ – trễ pha tương ứng. Thấy rằng, hiệu ứng thiên lệch rất nhỏ khi $\mu > 2$.

Có thể cho rằng những dao động với chu kỳ

$$T > \frac{2\pi\mu}{W\sqrt{2g/A}}, \quad (1.9)$$

trong đó $\mu > 2$, thực tế không bị thiên lệch. Thật vậy, nếu $A = 30$ cm, $e/S = 0,01$, $W = 6 \cdot 10^{-3}$, thì $T > 4,3$ ph. Theo ước lượng của Shipley [304], với máy mực nước ở Dulkan–Dok (bờ Nam Phi)

$e/S \approx 0,05$ và do đó nếu $A = 30$ cm, thì những dao động với chu kỳ $T > 52$ s sẽ không bị thiên lệch, còn với trạm Haut–Bei $e/S \approx 2,7 \cdot 10^{-3}$ và $T > 16$ ph. Như vậy, máy mực nước thứ nhất có thể dùng để ghi dao động xô đẩy tàu (nơi đây hiện tượng này rất nguy hiểm với tàu), chu kỳ đặc trưng của dao động tại đây là 1–6 ph [145], còn máy thứ hai không thích hợp cho mục đích đó.



Hình 1.3. Phụ thuộc hệ số suy yếu tín hiệu vào của máy ghi triều ε (a) và dịch pha tương ứng θ (b) vào giá trị của tham số μ (theo [304])

Các máy ghi mực nước phao nổi tiêu chuẩn còn có một nhược điểm nữa. Phần lớn những dụng cụ này có cùng hệ thống ghi với tốc độ kéo băng nhỏ (~ 2 cm/h), vì vậy, độ chính xác đoán giải các dao động cao tần là không cao, bản thân quá trình rất công kên. Để ghi nhận một cách chất lượng các sóng dài bằng các máy tự ghi nguyên lý phao nổi, cần phải tăng tốc độ kéo băng và tỉ lệ dao động mực nước biển [33].

1.3. Các máy đo sóng dài thủy tĩnh dùng cho vùng thềm

Những nhược điểm của các máy tự ghi mực nước phao nổi, sự phức tạp trong khi lắp đặt chúng và mong muốn thực hiện

ghi nhận mực nước ở vùng khơi xa bờ đã thúc đẩy các nhà nghiên cứu tìm những cơ sở phương pháp khác để đo mực nước biển. Đó là đo áp suất đáy (P), theo phương trình thủy tĩnh là một đặc trưng của các dao động sóng dài mực nước biển (ζ):

$$P = P_a + \rho g(h + \zeta), \quad (1.10)$$

trong đó ρ – mật độ nước biển, P_a – áp suất khí quyển, h – độ sâu đặt dụng cụ.

Có lẽ máy ghi triều thủy tĩnh đầu tiên do Zeibt–Fouss xây dựng năm 1897 [22]. Yếu tố chính của nó là một chuông kín chìm trong nước, trong đó áp suất được truyền theo ống không thấm nước tới áp kế và được ghi lại bằng máy tự ghi. Những máy ghi thủy tĩnh khác thuộc những năm trước và những năm đầu tiên sau chiến tranh: Raushelbach, Graaphen, Green v.v... cũng được thiết kế theo nguyên lý này [289, 290]. Ví dụ, máy tự ghi sóng thần thiết kế của hãng Green (năm 1948) là một thiết bị đặt cố định, gồm một ống thẳng đứng gắn vào mạn cầu tàu, đầu dưới ống này thông với biển qua một ống mao dẫn, còn đầu trên chứa không khí, thông qua một chuỗi các ống mao dẫn và bong chứa dầu hỏa được liên hệ với khí quyển và có đầu dẫn tới thiết bị tự ghi. Các ống mao dẫn ở đây đóng vai trò những bộ lọc tự nhiên đối với các dao động tần cao (sóng gió, sóng lừng) và tần thấp (thủy triều) của mực nước biển [265].

Các máy Green đã được Munk và nnk. sử dụng trong một số năm để khảo sát các sóng dài ở bờ Thái Bình Dương của nước Mỹ, nhưng về sau đã được thay thế bằng những dụng cụ hiện đại hơn, dễ di chuyển và lắp đặt ở những điểm bờ khác nhau.

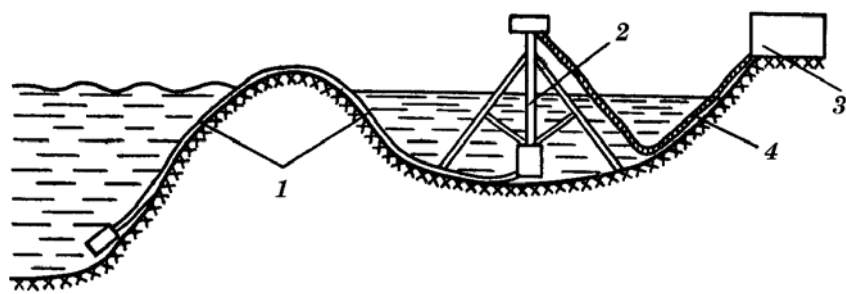
Ở nước Nga, máy ghi thủy tĩnh đầu tiên dùng để đo mực nước biển khơi được V. V. Suleikin xây dựng (năm 1928). Sau đó xuất hiện các máy ghi triều thiết kế của V. V. Kuznhesov (các năm 1935 và 1937–1939), mẫu thiết kế cải tiến của V. V.

Kuznhesov, A. F. Lednhev và Iu. K. Alekseev (1950) [97]. Năm 1957, I. M. Shenderovich đã thiết kế máy ghi triều biển khơi ГМ–4, bộ phận cảm biến là một ống si phông lò so, còn thao tác ghi thực hiện trên giấy nhạy cảm ánh sáng nhờ một gương chuyên dụng phản ứng với biến thiên áp suất và một bóng đèn chiếu sáng [101]. Máy ghi triều đơn giản ФТМ–68 dùng trên các tàu nhỏ đã được thiết kế ở Viện Nghiên cứu Khoa học Bắc Cực và Nam Cực (năm 1968) [97]. Tất cả những dụng cụ này được sản xuất theo kiểu từng chiếc một và được thử thách trong thời gian khá ngắn. Nhược điểm chung của chúng là độ chính xác và độ tin cậy tương đối thấp và phụ thuộc mạnh vào nhiệt độ. Những dụng cụ đó thực tế không được dùng cho các mục đích nghiên cứu.

Máy ghi thủy tĩnh đầu tiên được phổ biến khá rộng là máy ghi sóng thần thiết kế của Van–Dorn [337, 338]. Đó là một dụng cụ tương đối gọn nhẹ, cấu tạo từ ba yếu tố chính có thể tháo rời (hình 1.4): ống mềm dẫn ra biển (1), bộ lọc các dao động tần thấp và tần cao (2) lắp đặt trên bộ chuyên dụng trong lagoon cách biệt với biển và được bảo vệ chống sóng và máy tự ghi đặt trên bờ (3). Máy tự ghi và bộ lọc nối với nhau bằng cáp (4).

Độ chính xác ghi mực nước của máy Van–Dorn bằng 0,05–0,5 cm và như vậy, nó đảm bảo ghi các sóng dài với độ cao 1–2 cm một cách tin cậy. Năm 1957, Ủy ban Chuyên môn Xúc tiến Năm Vật lý Địa cầu Quốc tế đã khuyến cáo sử dụng các máy ghi Van–Dorn để đo các sóng dài kiểu sóng thần. Các máy này đã được lắp đặt tại một số đảo biệt lập ở Thái Bình Dương (ví dụ ở đảo san hô Weik) và cả ở gần vùng bờ của Hoa Kỳ (La Holl), Nhật Bản (Đài quan trắc Miyagi–Enoshima), Nam Phi (Cape Town) v.v... Những máy ghi này đã giúp người ta có được một số bằng ghi sóng thần chất lượng cao được sử dụng để phân tích và tính toán các đặc trưng của hiện tượng này [88, 338].

Máy ghi Van-Dorn (phương án RW-9000) được thiết lập năm 1961 tại vùng Nam Kamchatka cũng đã cho cơ hội khảo sát sự tiến triển của các sóng dài và mối liên hệ của chúng với các nhiễu khí quyển [8, 89].



Hình 1.4. Sơ đồ lắp đặt của hệ thống Van-Dorn [337]

Tại Viện Địa vật lý và Vật lý Hành tinh (Viện Hải dương học Scripps, La Holl, Mỹ) đã tiến hành những công trình triết để nhất về thiết kế và hoàn thiện thiết bị đo sóng dài. Người đề xướng các công trình này là Munk, còn người thực thi chính là Snodgrass [268, 306, 307, 313]. Độ chính xác, độ tin cậy, thời gian và độ sâu đặt máy đã tăng lên rất nhiều, hệ thống ghi và những chi tiết khác cũng được cải thiện. Như vậy, vào giữa những năm năm mươi, Snodgrass đã chế tạo được một máy ghi tương đối gọn nhẹ dùng để nghiên cứu sóng dài ở đới ven bờ [306]. Bộ cảm biến của dụng cụ là một áp kế vi phân phản ứng với hiệu áp suất ở bên ngoài ống si phong cao su chứa dầu silic và hai ống si phong kim loại chứa không khí. Các dao động tần cao và tần thấp được trấn áp nhờ một bộ lọc dải thủy lực (hệ số cho qua bằng 0,1–0,3 đối với 1–4 phút, 0,62 đối với 20 phút, 0,04 đối với 12 giờ).

Để làm giảm ảnh hưởng của dao động nhiệt độ nước tới số

đo của cảm biến (3,3 cm cột nước trên 1°C), cần vùi dụng cụ vào cát nếu có thể. Như vậy đã đảm bảo độ chính xác ghi mực nước bằng khoảng 1 mm. Theo ý kiến của chính tác giả [309], những nhược điểm cơ bản của dụng cụ là độ tin cậy vận hành của máy ghi không cao, sự phụ thuộc nhiệt khá mạnh của cảm biến và cách thức ghi thông tin theo phương thức tương tự làm tốn công giải đoán dữ liệu. Dù sao thì chính nhờ dụng cụ này và nhờ máy ghi rung điện [313] mà lần đầu tiên người ta đã có được những chuỗi số liệu quan trắc dài về áp suất thủy tĩnh sát đáy dùng để phân tích tỉ mỉ và toàn diện về các sóng dài [268].

Thực tế ngay cùng thời gian Snodgrass cũng đã chế tạo một máy ghi cáp để đo mực nước ở vùng khơi đại dương, có nhiều ưu điểm so với các dụng cụ tồn tại trước đó: 1) yếu tố đo trong dụng cụ là bộ rung điện, đó là một cảm biến chính xác hơn, ổn định và gọn nhẹ hơn so với tất cả các cảm biến trước đây, 2) sự ghi dữ liệu thực hiện dưới dạng số với thông tin đầu ra là băng đục lỗ. Độ gián đoạn ghi đã có thể thay đổi trong phạm vi từ 1 đến 60 giây, khi tăng độ gián đoạn thì độ chính xác của mỗi số đo tăng lên (từ 2,78 đến 0,05 cm). Điểm yếu của dụng cụ là sự phụ thuộc nhiệt mạnh của cảm biến: nhiệt độ nước tăng 1°C ứng với tăng mực nước lên 18,7 cm.

Người ta đã cho rằng dụng cụ này sẽ có thể dùng để bố trí đo trên tàu (với cáp dẫn tới tàu khoa học), nhưng sau đó thấy rằng như vậy không thể đảm bảo được độ bất động của dụng cụ [309]. Do đó, máy ghi vừa xem xét chủ yếu chỉ được sử dụng để quan trắc ở đới thềm tại các độ sâu từ 7 đến 30 m và cáp được dẫn vào bờ [267, 312].

Đầu những năm sáu mươi, trên cơ sở cảm biến rung điện, Snodgrass đã tạo ra một dụng cụ mới dùng cho ven bờ [307], bộ phận ghi của nó không chứa rơ le cơ học và các đèn chân không (thay vào đó là các bóng bán dẫn) và do đó vượt trội hơn nhiều

về độ vận hành tin cậy – 14 tháng làm việc liên tục không trục trặc. Thông tin thu nhận (độ gián đoạn 5 phút) được đồng thời chuyển tới máy in và băng đục lỗ. Để giảm thiểu mối phụ thuộc nhiệt ($16 \text{ cm}/^\circ\text{C}$), cảm biến được vùi vào cát sâu tới 2 m (giống như với các dụng cụ trước đây), khi đó áp suất nước được truyền tới cảm biến theo một ống tuýp chất dẻo chuyên dụng. Dụng cụ này đã được lắp đặt tại độ sâu 20 m ở khoảng cách 1000 m từ bờ tại vùng biển gần Viện Hải dương học Scripps, La Holl.

Những công trình xúc tiến mạnh mẽ để chế tạo và hoàn thiện các máy ghi mực nước thủy tĩnh được song song tiến hành bởi nhiều nhóm ở Mỹ cũng như ở Pháp, Anh và Canada giữa những năm sáu mươi đã cho phép người ta vượt ra khỏi phạm vi vùng thềm và khởi đầu những vụ đo mực nước dưới sâu ở ngoài khơi đại dương. Cùng thời kỳ đó, ở nước Nga cũng triển khai mạnh những công trình tương tự, trước hết là sự ứng dụng các thiết bị đo để ghi sóng thần [89, 101].

Ví dụ, I. M. Senderovich đã chế tạo các máy ghi sóng thần thủy tĩnh ГМ-23-П (năm 1961) và ГМ-23-ПМ (năm 1970–1971) với hệ thống ghi thông tin dạng tương tự và các cảm biến si phon [101, 102], đó là những biến thể của dụng cụ ГМ-4. Trong vòng nhiều năm, ГМ-23-П và ГМ-23-ПМ đã được sử dụng thành công để ghi các sóng thần với độ cao lớn.

A. L. Bondarenko đã xây dựng một dụng cụ (“máy ghi các dao động chu kỳ dài từ xa”) dùng để đo các sóng dài với chu kỳ từ 30 giây đến 8 phút [3]. I. I. Stax [89] đã thiết kế một cảm biến áp suất từ xa để ghi các dao động mực nước biển khác nhau về tần số (từ các loại sóng gió đến thủy triều), nhưng nó không được phổ biến rộng rãi.

Tại Viện Nghiên cứu Khoa học Kamchatka Sakhalin (Сax-KНИИ) những công trình tương tự đã được khởi xướng vào cuối

những năm sáu mươi theo sáng kiến của viện sĩ thông tấn Viện hàn lâm Liên Xô S. L. Soloviev. Một thời gian dài, người ta đã sử dụng các trạm cáp đặt tại đáy với hệ thống ghi loại tương tự do V. M. Jak [29–31] xây dựng và được các cộng tác viên của Đài Vật lý Địa cầu “Shikotan” cải biên. Những yếu tố cảm biến áp suất trong các dụng cụ này là cảm biến rung điện được sản xuất hàng loạt tại nhà máy dụng cụ quan trắc Krasnoda. Hiện nay, tại Viện Địa chất và Địa vật lý biển (ИМГиГ) đang sử dụng những trạm tự hành và trạm cáp với các cảm biến thạch anh nhận áp suất thủy tĩnh sát đáy và bộ ghi kỹ thuật số thiết kế của P. Đ. Kovalev và G. S. Bogdanov. Độ chính xác của những cảm biến này bằng khoảng 0,5 mm cột nước (khi ghi với độ gián đoạn 1 phút). Những dụng cụ này được sử dụng rất hiệu quả để đo các sóng dài trên vùng thềm quần đảo Kuril, vùng Sakhalin, Kamchatka [20, 37, 147, 230]...

Gần đây, một loạt máy ghi thủy tĩnh mẫu mới để đo tại bờ và trên đôi thềm cũng đã được xây dựng ở Nhật [108, 110, 192], Anh, Canada. Trong các công trình [97, 102, 289] có mô tả chi tiết về các loại máy. Hướng cải tiến dụng cụ chủ yếu là làm tăng độ chính xác, độ tin cậy, khả năng tự hành. Chất lượng và độ tin cậy của bộ ghi cũng được cải tiến, ví dụ như từ ghi thông tin trên băng từ đã chuyển sang ghi bộ nhớ cứng.

Ta nhận thấy rằng giữa các quan trắc mực nước biển bằng các máy tự ghi phao nổi và bằng các cảm biến áp suất thủy tĩnh có sự khác biệt căn bản. Các máy tự ghi phao nổi dùng tại bờ đo những dao động tuyệt đối của mực nước biển *, còn cảm biến

* Nói chính xác hơn, những dao động của mực biển so với bờ: các chuyển động thẳng đứng của đất liền được ghi nhận như là những dao động của mực biển, tuy nhiên, thường thì những chuyển động đó rất nhỏ - vài xăng ti mét trong 100 năm.

thủy tĩnh thì đo *trọng lượng cột chất lỏng* bên trên nó. Những biến thiên mực nước biển nào không đi kèm với những biến thiên trọng lượng cột chất lỏng (ví dụ, gây bởi những dao động mật độ nước biển do nó bị sưởi nóng hoặc nguội lạnh) thì cảm biến thủy tĩnh không ghi nhận được. Phản ứng đẳng áp của mực nước biển đối với sự suy giảm áp suất khí quyển (tuân theo “định luật nghịch khí áp” [148])

$$\bar{\zeta} = \Delta P_a / (\rho g), \quad (1.11)$$

trong đó ΔP_a – độ lệch của áp suất khí quyển khỏi trị số trung bình, như suy ra từ (1.10) cũng không được ghi nhận, vì trong trường hợp này trọng lượng tổng cộng (khí quyển + đại dương) giữ nguyên không đổi*. Như vậy, các cảm biến thủy tĩnh không phản ứng với dao động thực tế của mực nước ζ , mà với những độ lệch của mực nước so với dao động tĩnh $\eta = \zeta - \bar{\zeta}$. Để tính tới dao động thực tế của mực nước, trong một số dụng cụ thủy tĩnh loại dùng ven bờ (ví dụ trong máy ghi Van-Dorn) có một ống tuýp đặc biệt dẫn lên mặt biển (để đo hiệu áp suất); phương pháp khác – đo đồng thời áp suất khí quyển tại chính điểm đó nhờ một dụng cụ độc lập.

Xét theo quan điểm đo các sóng dài trọng lực, thì tất cả các đặc điểm vừa nêu của máy ghi thủy tĩnh không phải là những nhược điểm, mà lại chính là những ưu điểm, bởi vì trong các máy ghi này sẽ tự nhiên lọc bỏ nhiều do các dao động tần thấp của khí áp, những biến thiên mật độ, sóng nội..., và bằng cách đó làm tăng tỉ số tín hiệu / nhiễu. Ngoài ra, độ chính xác của các dụng cụ thủy tĩnh hiện đại cao hơn nhiều so với các máy ghi mực nước tiêu chuẩn. Song ưu điểm lớn nhất của các cảm biến

* Vì những nguyên nhân này các dao động mùa của mực nước chủ yếu do biến thiên mùa của áp suất khí quyển và mật độ nước biển thực tế không ghi được bằng các cảm biến thủy tĩnh [320].

thủy tĩnh là chúng tạo khả năng tiến hành đo mực nước không chỉ ở gần bờ, mà cả ngoài khơi, nơi các máy tự ghi phao nổi hoàn toàn không dùng được.

1.4. Các dụng cụ đặt dưới sâu để đo mực nước đại dương

Đo mực nước ở ngoài khơi đại dương liên quan với rất nhiều trở ngại kỹ thuật. Tại đây, ngoài những vấn đề nảy sinh khi ghi mực nước đối với đới ven bờ (hiện tượng lẫn tần, nhiễu số, ảnh hưởng dao động nhiệt độ... [33, 102, 286]), còn có thêm những vấn đề đặc thù do độ sâu đặt các dụng cụ rất lớn, và do đó, áp suất tác động tới các cảm biến cũng rất lớn. Thực tế bài toán về quan trắc mực nước đại dương ngoài khơi quy về bài toán đo các độ lệch mực nước cỡ 1 cm hoặc nhỏ hơn bằng những cảm biến nằm tại độ sâu một số kilômét. Khi đó tác động kéo dài của áp suất cao sẽ dẫn tới làm thay đổi những tính chất cộng hưởng – tần số của bản thân cảm biến (xuất hiện “xu thế máy”). Công tác bố trí cho dụng cụ tự hành tại những độ sâu lớn cũng làm nảy sinh yêu cầu cao hơn đối với hệ thống đảm bảo nâng hạ thiết bị.*

Còn một vấn đề phức tạp nữa là hiện tượng *phản ứng trễ* – tức cảm biến không có khả năng đảm bảo đưa ra cùng một áp suất trong khi áp suất tăng và trong khi áp suất giảm. Với những cảm biến chính xác hiện đại, độ trễ bằng 0,02 % của dải áp suất được khảo sát.

Bài toán đặc biệt là vấn đề hiệu chỉnh và thử nghiệm các

* Như Caldwell, Snodgrass và Wimbush [135] đã viết, về phương diện những trở ngại kỹ thuật nảy sinh thì giữa nghiên cứu khoảng không vũ trụ với khảo sát các vùng đại dương sâu hoàn toàn tương đồng, vì vậy sẽ không ngạc nhiên khi thấy giữa hai lĩnh vực này có sự trao đổi các công nghệ và cơ sở nền móng.

dụng cụ dùng khảo sát nước sâu, trong đó có cảm biến áp suất dùng đo dưới sâu. Trong phòng thí nghiệm rất khó tái tạo những điều kiện thực của đại dương sâu. Ví dụ, các cảm biến nhiệt độ thường được hiệu chỉnh trong phạm vi 10°C, nhưng ở gần đáy, nhiệt độ dao động trong phạm vi một số mili độ, các cảm biến áp suất – trong phạm vi 0 – 6 000 m cột nước, còn biến thiên áp suất thực tế nằm trong khoảng 1 m [135]. Vì vậy, để chỉnh, thử các thiết bị cần phải quan trắc thực ở vùng nước sâu ngoài khơi đại dương.

Sự hoàn thiện những phương tiện kỹ thuật, sự ra đời các loại cảm biến áp suất độ chính xác cao đã cho phép vươn xa ra ngoài phạm vi đới ven bờ và bắt đầu quan trắc dao động mực nước ở vùng khơi đại dương thời kỳ giữa những năm sáu mươi.

Tháng 7 năm 1964, Eyries (Pháp) đã tiến hành những quan trắc đầu tiên như vậy ở phía bắc vịnh Biskay [162]. Nhờ cảm biến rung điện với cáp nối tới tàu, đã nhận được các băng ghi áp suất sát đáy liên tục 1–3 ngày đêm cho bốn trạm ở những độ sâu từ 148 đến 475 m.

Tháng 8 năm 1964 hai trạm tự hành nước sâu liên tục sáu ngày đêm đã được Hicks (Cục quản lý bờ và trắc địa Hoa Kỳ) thực hiện gần vùng bờ Đại Tây Dương của Mỹ [197].

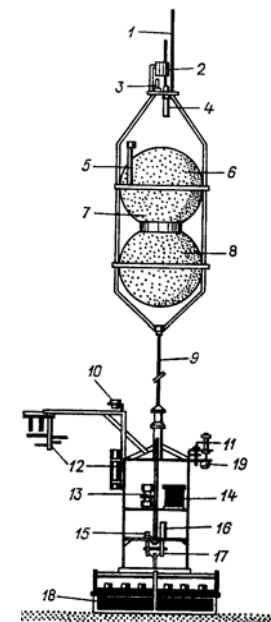
Tháng 4 năm 1965, Đài quan trắc Địa chất Lemont (Mỹ) đã thiết lập trạm cáp OBS–II cách California 100 hải lý về phía tây tại độ sâu 4 km. Trạm đã hoạt động gần 4 tháng. Tháng 5 năm 1966, tại vùng này đã thiết lập trạm OBS–III, làm việc liên tục hơn 7 năm [276, 277]. Ngoài đo áp suất thủy tĩnh, tại những trạm này đã liên tục quan trắc dòng chảy, nhiệt độ nước, địa chấn đáy biển...

Lúc đầu, nhiệm vụ chính của công tác quan trắc mực nước tại trạm nước sâu là nghiên cứu thủy triều đại dương. Nhằm

mục đích phối hợp các nhóm nghiên cứu khác nhau cùng làm việc theo đề tài này và thiết kế thiết bị tương ứng, vào năm 1965 đã hình thành Nhóm công tác số 27 SCOR/IAPSO nghiên cứu thủy triều vùng nước sâu (sau này đổi tên thành Nhóm công tác về Thủy triều đại dương) do Munk làm chủ tọa, tiếp sau do Cartwright (Viện hải dương học Bidston, Anh) thay thế [113, 136].

Hình 1.5. Sơ đồ khối đặt dưới nước của thiết kế Snodgrass [308]

1 - ăng ten máy phát vô tuyến 4,4 MHz; 2 - ăng ten máy trả lời thủy âm; 3 - cơ cấu phát tín hiệu ánh sáng; 4 - hải đăng vô tuyến 27 MHz; 5 - micro máy thu hiệu lệnh âm; 6 - khối mạch điện tử của máy trả lời thủy âm và nguồn nuôi hải đăng vô tuyến; 7 - vỏ cầu bằng nhôm; 8 - bộ ghi số, bộ thu hiệu lệnh âm; 9 - cáp nhiều lõi; 10 - cảm biến độ nghiêng và hướng; 11 - cảm biến áp suất; 12 - máy đo tốc độ; 13 - đồng hồ bộ ngắt trọng vật cân bằng; 14 - ác quy 12 V; 15 - khớp nối kim loại; 16 - cơ cấu cảm ứng ngắt rời trọng vật cân bằng; 17 - khớp ngắt rời trọng vật cân bằng; 18 - ác quy nguồn nuôi chính; 19 - cảm biến nhiệt độ.



Trên hình 1.5 là khối đặt dưới nước của các trạm nước sâu do Snodgrass thiết kế năm 1967 [308]. Dao động áp suất gần đáy được ghi nhận bằng cảm biến rung điện với độ chính xác 0,8 mm. Dòng chảy và nhiệt độ nước được đo đồng thời. Tất cả các tham số được ghi lên băng từ. Khối đặt dưới nước được tính toán cho độ sâu tới 6000 m. Cơ cấu cảm ứng ngắt rời hoạt động theo tín hiệu thủy âm từ tàu tới, đảm bảo tách hệ thống khỏi trọng

vật để nổi lên mặt nước. Trong trường hợp nó không hoạt động, theo tín hiệu từ đồng hồ ngắt trọng vật khớp nối kim loại sẽ phát nổ để đứt bỏ trọng vật (xem hình 1.5). Những dụng cụ này đã được dùng thành công để quan trắc thủy triều ở vùng nước sâu California [269].

Năm 1970, Snodgrass đã cải tiến hệ thống của mình dựa trên kinh nghiệm khai thác, chẳng hạn như ông đã thay thế cảm biến rung điện bằng cảm biến thạch anh – tin cậy hơn và ít nhạy cảm hơn đối với dao động nhiệt độ [217]. Hệ thống của Snodgrass là một trong những dụng cụ hoàn thiện nhất để đo dao động mực nước ngoài khơi đại dương, nó quyết định phương hướng phát triển tiếp theo của kỹ thuật này [289].

Một loại máy ghi đáy tự hành khác, khá phổ biến đã được Filloux (Viện hải dương học Scripps, Mỹ) thiết kế [163]. Trong đó đã dùng cảm biến dựa trên ứng dụng ống Bourdon. Nhờ máy ghi của Filloux, Cục Đại dương và Khí quyển Quốc gia Hoa Kỳ (NOAA) đã tiến hành đo dao động mực nước tại nhiều vùng của Thái Bình Dương và Đại Tây Dương [164–166, 310].

Vitousek tại Viện Địa vật lý Hawaii đã xây dựng một cảm biến độc đáo để ghi sóng thần tại vùng nước sâu vào cuối những năm sáu mươi [340]. Các nước Anh (các viện hải dương học ở Bormley và Bidston) và Canada cũng thiết kế những hệ thống máy đo mực nước tại đáy. Như vậy, đến đầu những năm bảy mươi, đã có hàng chục nhóm các nhà nghiên cứu độc lập xây dựng thành công và hoàn thiện các máy ghi mực nước đại dương dùng cho vùng nước sâu. Những máy ghi này rất khác nhau về cấu tạo, kiểu cảm biến và phương pháp lắp đặt.

Để đối sánh các hệ thống máy ghi mực nước đại dương khác nhau, Nhóm công tác số 27 đã tiến hành một thí nghiệm quốc tế rộng lớn và cho thấy rằng các hệ thống tự hành tin cậy hơn các hệ thống thả phao, còn các cảm biến thạch anh thì chính xác

nhất và ổn định nhất [113].

Hiện nay các máy đo mực nước đại dương làm việc với vùng nước sâu tiếp tục phát triển và hoàn thiện. Nhiều công trình thành công về xây dựng các dụng cụ đặt tại đáy đang xúc tiến ở nước Anh [316], Hoa Kỳ [122, 178, 314, 341], Nhật Bản [278, 320] và các nước khác. Trọng lượng máy và giá thành giảm, độ tin cậy vận hành, thời gian quan trắc tăng lên. Tại một số trạm tự hành ở vùng khơi đại dương loạt ghi liên tục kéo dài hơn một năm [136]. Trong các danh mục quan trắc nước sâu về thủy triều [136] có dữ liệu của 205 trạm. Nếu tính tới cả những trạm chưa được đưa vào danh mục do dữ liệu chưa tin cậy hoặc quan trắc thực hiện sau khi danh mục nói trên đã phát hành, thì tổng số các trạm nước sâu quan trắc mực nước (áp suất thủy tĩnh sát đáy) có tới gần 300. Thật ra những trạm này phân bố rất không đồng đều: 75 % tất cả các trạm được thực hiện ở Bắc và Nam Đại Tây Dương, 15 % còn lại ở phần đông bắc Thái Bình Dương (hình 1.6), còn ở Bắc Băng Dương, Ấn Độ Dương và phần phía nam Thái Bình Dương hoàn toàn không có.

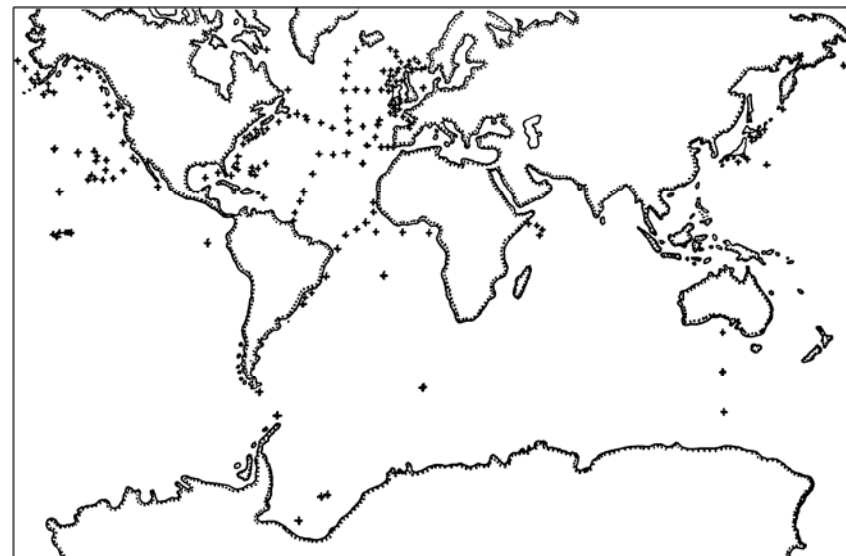
Theo phương pháp đặt và nâng khối đáy, tất cả các thiết bị đo nước sâu có thể chia thành ba loại: loại dùng cáp, loại tự hành và loại trạm phao.

Với các trạm cáp, cảm biến áp suất thủy tĩnh và bộ phận ghi tách rời nhau: cảm biến nằm trong hòm vỏ chuyên dụng để không bị rỉ mòn, được đặt xuống đáy đại dương, còn bộ ghi được đặt trên bờ, trên bệ nổi hoặc tàu. Cảm biến và bộ phận ghi được nối với nhau bằng cáp ngầm. Những hệ thống lắp đặt dẫn thông tin lên bộ phận ghi trên tàu chỉ được sử dụng trong những thiết kế sớm nhất [162, 313]. Về sau người ta từ bỏ phương án này, bởi vì nó bất lợi về mặt kinh tế, đòi hỏi tàu khoa học phải đứng bất động trong thời gian dài; hơn nữa trong trường hợp liên kết cáp giữa cảm biến đáy và tàu thì khó duy trì sự bất động của bản thân cảm biến để đảm bảo chất lượng của chuỗi ghi.

Trạm cáp với bộ phận ghi trên bờ thường nhằm ghi mực nước trong thời gian dài. Tiềm ích trước tiên của nó là ở chỗ thông tin từ cảm biến được liên tục dẫn tới người quan trắc và có thể được dùng vào những mục đích nghiệp vụ, chẳng hạn như phục vụ cảnh báo sóng thần hoặc dự báo nước dâng bão [74]. Điểm yếu nhất của hệ thống này là cáp. Sự ăn mòn và rêu kéo cáp thường dẫn tới hỏng trạm. Rất hiếm trường hợp có thể phát hiện và khắc phục được sự đứt cáp đáy và cứu vớt được trạm cáp. Vì vậy cần phải yêu cầu cao về chất lượng công tác đặt đường cáp và bảo vệ cáp. Điều này làm cho công tác lắp đặt các trạm cáp trở nên khó khăn và tăng mạnh giá thành công việc. Với những trạm cáp nước sâu, giá thành đường cáp chiếm tới 90–95 % trị giá toàn bộ trạm. Vì vậy, đại đa số trường hợp các trạm cáp được dùng cho vùng gần bờ [30, 36]. Chỉ có ba trường hợp lắp đặt trạm cáp ở vùng nước sâu: 1) các trạm OBS–II, OBS–III ở vùng California đã nói tới ở trên, 2) trạm đáy của Nhật TK1 lập tháng 8 năm 1978 cách Omaezaki 100 km về phía tây nam tại độ sâu 2202 m và tới nay còn hoạt động [320], 3) ba trạm đáy của Nhật lập năm 1986 tại các độ sâu 4011 m (BS1), 2098 m (BS2) và 1912 m (BS3) ở phía đông nam Kasuura (hình 1.7 a) [278, 279]. Tất cả những công trình này có trị giá rất cao (nhiều chục triệu đô la). Nguyên nhân chính thúc đẩy người Nhật chi phí những công trình đắt giá như vậy là nguy cơ động đất thảm họa và sóng thần hủy diệt ở vùng Tokyo. Hiện nay tất cả bốn trạm cáp của Nhật (TK1, BS1, BS2, BS3) phục vụ trong khuôn khổ Cục cảnh báo sóng thần.

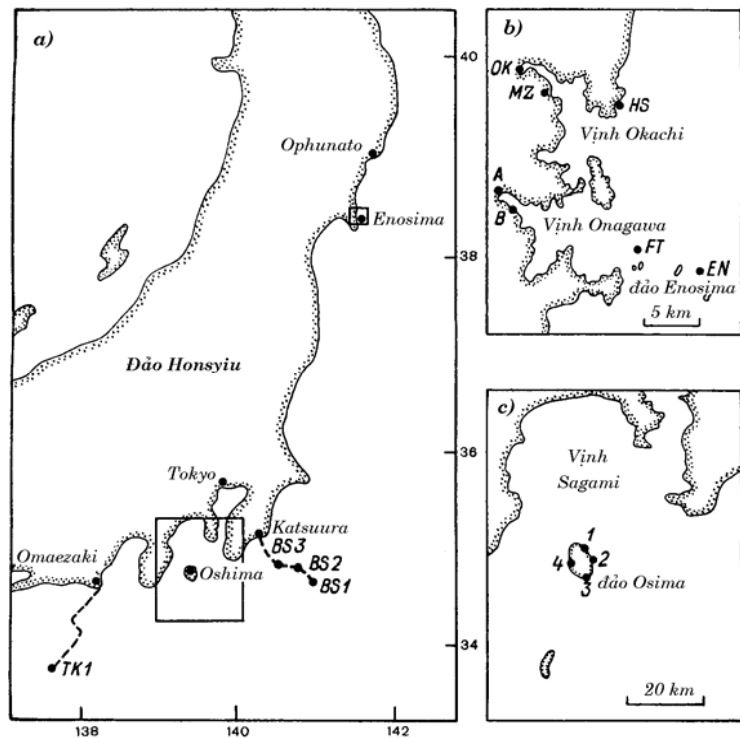
Các trạm tự hành và trạm phao về cơ bản có tính chất nghiên cứu và chủ yếu dùng để đo đạc ở vùng khơi đại dương xa bờ. Các cảm biến áp suất và bộ phận ghi trong các thiết bị đó được lắp ráp liền nhau và nằm trực tiếp bên trong một phòng chứa dưới nước sâu (hình 1.5, 1.8). Trong loại dụng cụ thứ nhất người ta sử dụng cùng những phương pháp ghi tương tự, thời gian gần đây có sử dụng kỹ thuật số ghi thông tin vào băng từ hay bộ nhớ cứng dưới dạng tiện lợi cập nhật vào máy tính. Ưu

điểm chính của các trạm phao và trạm tự hành so với trạm cáp – đó là tính di chuyển cao của chúng, giá thành tương đối thấp và khả năng đảm bảo nhận thông tin thực tế từ bất kỳ nơi nào trên Đại dương Thế giới. Đáng tiếc, khó có thể sử dụng những trạm này để nhận thông tin nghiệp vụ tức thời.*



Hình 1.6. Bản đồ tổng hợp các trạm quan trắc mực nước đại dương vùng khơi

* Tại Đại học Hawaii đã thiết kế một hệ thống truyền thông tin từ các trạm đáy tự hành đặt ở vùng khơi sâu đại dương về trung tâm thu nhận tại Honolulu [297]. Thông tin từ bốn cảm biến đáy lúc đầu theo các kênh thủy âm được truyền tới máy thu trên phao nổi, rồi từ đó nhờ bộ phận ghi chuyên dụng qua vệ tinh truyền về Trung tâm Cảnh báo Sóng thần Thái Bình Dương ở Honolulu. Một hệ thống tương tự về ý tưởng cũng đã được thiết kế tại Phòng thí nghiệm Môi trường biển Thái Bình Dương (Sietle, Mỹ) [178]. Tuy nhiên, những thử nghiệm cho thấy rằng 20 % thông tin (theo đánh giá lạc quan) qua phương tiện truyền này sẽ bị mất.



Hình 1.7. Sơ đồ phân bố các máy đo mực nước gần bờ Thái Bình Dương của Nhật Bản (a), trong vịnh Okachi, Onagawa (b) và vịnh Sagami (c)

a: TK1, BS1, BS2, BS3 - các trạm cáp đáy; b: HS - Hasaka, OK - Okachi, MZ - Midzumakha, A - Onagawa (cửa sông), B - Onagawa (bãi), FT - Phutamata, EN - Đài quan trắc Miyagi-Enoshima; c: 1 - Sendzu (Đài quan trắc Izu-Oshima), 2 - Komasu-Bayasi, 3 - Sasikidzi, 4 - Nomasi.

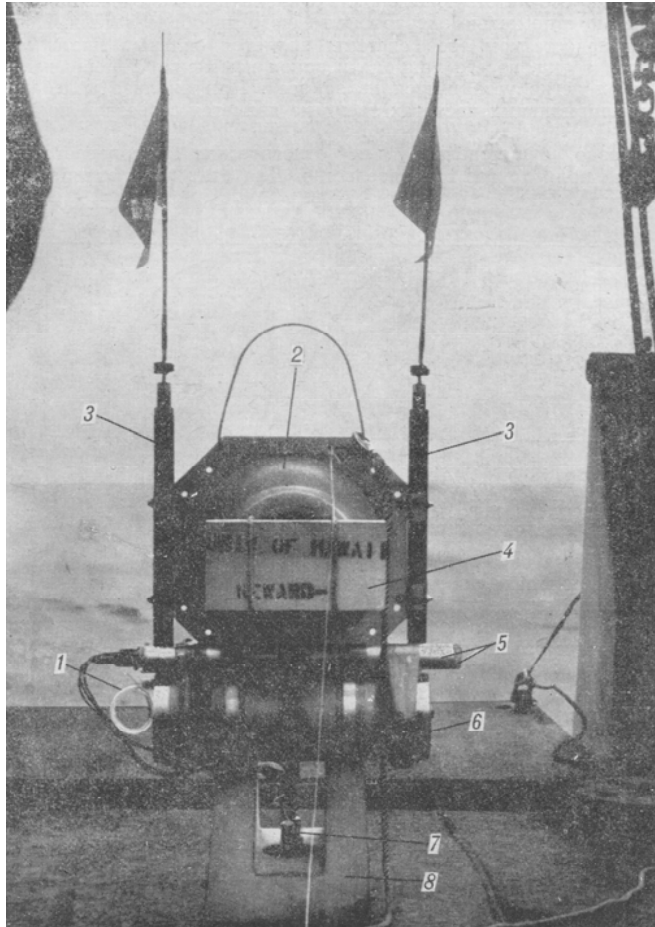
Các trạm tự hành được lắp ráp những máy ngắt điện từ hoặc phát nổ vận hành theo tín hiệu thủy âm gửi từ mặt hoặc theo tín hiệu từ cơ cấu đồng hồ (máy đếm thời gian) đặt ngay trong trạm đáy. Sau khi bật máy ngắt thì trọng vật bị tách ra và dụng cụ nổi lên (hình 1.5, 1.8). Tại các trạm phao thì việc

nâng dụng cụ đáy lên được thực hiện bằng dây. Nhược điểm của các trạm phao là độ chắc chắn thấp (hay mất dụng cụ) do đứt phao trong thời gian bão hoặc do hoạt động đánh bắt cá. Cũng có một số phương pháp kết hợp để lắp đặt và nâng đỡ các trạm đáy, ví dụ như theo tín hiệu từ mặt biển thì nổi lên sẽ là phao nổi với dụng cụ chứ không phải là bản thân dụng cụ, rồi từ đó cảm biến mới được nâng lên để tháo gỡ.

Có nhiều loại cảm biến khác nhau dùng để đo áp suất sát đáy: cảm biến thạch anh, cảm biến tenzo, ống Bourdon và cảm biến rung điện [97, 135, 289, 313]. Loại cảm biến sau cùng hiện nay được dùng tương đối ít ở ngoại quốc do sự phụ thuộc nhiệt độ mạnh và độ chính xác thấp so với các loại khác.

Phần lớn các cảm biến dựa trên những biến đổi tần số đầu ra của bộ biến đổi (yếu tố cảm biến của bộ biến đổi là tinh thể thạch anh, màng rung...) dưới tác động của áp suất. Áp suất trung bình trong khoảng thời gian quan trắc có thể được xác định bằng cách đếm số dao động. Những tần số điển hình của tinh thể thạch anh bằng 10–20 kHz. Như vậy, với độ gián đoạn quan trắc 1 phút sẽ lấy trung bình 0,6–1,2 triệu dao động. Chính là nhờ lấy tổng của một số lượng lớn các số ghi mà người ta đã đạt được độ chính xác cao như vẫn thấy của các cảm biến thủy tĩnh hiện đại.

Những dụng cụ với yếu tố cảm biến là ống Bourdon thì được tổ chức theo một nguyên lý khác. Dưới tác động của áp suất, một ống tuýp gồm nhiều vòng xoắn sẽ bị uốn cong và những thay đổi về góc tương ứng sẽ được ghi nhận với độ chính xác cao nhờ một bộ biến đổi quang điện. Nhược điểm của hệ thống này là xu thế dụng cụ rất mạnh, nhưng bản chất và quy luật biến đổi của nó đã được biết rõ và dễ dàng loại bỏ. Khi phân tích các dao động tại những tần số cao hơn thủy triều thì xu thế không phải là một vấn đề nghiêm trọng.



Hình 1.8. Máy ghi áp suất đáy vùng nước sâu thiết kế của Harway dùng trong đợt khảo sát Xô - Mỹ lần thứ hai về đề tài sóng thần

1 - ống dẫn tới cảm biến áp suất, 2 - hòm nâng nổi trọng lượng 20 kg, 3 - hải đăng vô tuyến, 4 - tấm nổi bổ sung, 5 - các máy đếm thời gian, 6 - hòm chứa cảm biến thạch anh và máy ghi băng, 7 - khớp nối, 8 - neo - trọng vật

Đối với các sóng dài tần số tương đối cao thì có một đặc

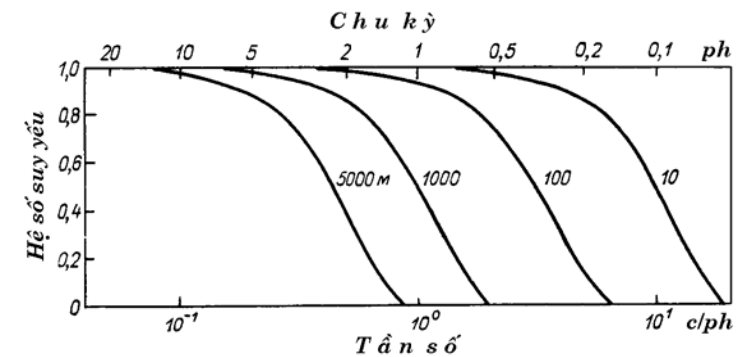
điểm khác quan trọng hơn. Với những sóng này, sự tương ứng giữa áp suất sát đáy với độ lệch của mực nước không hoàn toàn chính xác tuân theo phương trình thủy tĩnh (1.10), mà tùy thuộc vào bước sóng $\lambda = 2\pi/k$ và độ sâu đặt dụng cụ (h), hệ số suy yếu của các sóng mặt có dạng

$$R = 1/\text{ch}(kh), \quad (1.12)$$

về phần mình, số sóng k liên hệ với tần số bởi quan hệ tán mạn

$$\omega^2 = gk \text{th}(kh). \quad (1.13)$$

Trên hình 1.9 dẫn những giá trị R như một hàm của tần số và độ sâu. Ví dụ, các sóng với chu kỳ 1 phút tại độ sâu 100 m bị suy yếu khoảng 6 %, tại độ sâu 1 km – suy yếu một nửa, còn tại độ sâu 5 km thực tế không ghi nhận được nữa. Vì lý do đó, ở vùng khơi nước sâu của đại dương khó mà ghi được các sóng với chu kỳ nhỏ hơn 2 phút.*



Hình 1.9. Hệ số suy yếu áp suất thủy tĩnh sát đáy như là hàm của tần số các sóng đại dương tương ứng đối với bốn độ sâu (m) đặt dụng cụ
Ở nước Nga và ngoại quốc có những máy đo mực nước vùng

* Thực tế sự suy yếu sóng với độ sâu và không thỏa mãn phương trình thủy tĩnh (1.10) cũng chứng tỏ rằng với tần số đang xét và độ sâu đã cho thì các sóng không phải là “sóng dài” nữa.

khởi đại dương dựa trên những nguyên lý khác biệt với nguyên lý thủy tĩnh. Ví dụ, ở Mỹ, Anh và Nhật đã xây dựng những máy đo triều loại tiếp xúc điện, hãng “Kruze” của Pháp đã thiết kế cảm biến mực nước biển loại âm học vận hành theo nguyên lý hồi âm nghịch [97]. Ở nước Nga cũng có những thiết kế thử nghiệm tương tự. Tuy nhiên hiện nay những dụng cụ này chưa được phát triển rộng.

Việc ứng dụng phương pháp đo cao vệ tinh để quan trắc dao động mực nước biển rất có triển vọng. Các phương tiện vũ trụ hiện đại cho phép đo dao động mực nước với độ chính xác đến 5 cm. Đã có thí nghiệm thành công dùng các dữ liệu tương ứng để phân tích thủy triều và những dao động thấp tần khác [287]. Sử dụng vệ tinh để nghiên cứu các quá trình sóng dài cao tần hiện còn là một vấn đề của tương lai.

1.5. Quan trắc sóng dài ở vùng khơi đại dương

Trong các máy ghi đáy hiện đại người ta sử dụng các cảm biến đảm bảo độ chính xác đo những độ lệch của mực nước đại dương cỡ 0,1–1 mm. Độ chính xác này – cao hơn nhiều so với độ chính xác của những dụng cụ chuẩn dùng trên bờ – cho phép thực hiện nghiên cứu toàn diện những quá trình động lực đa dạng ở đại dương, trong số đó có việc khảo sát nhiễu sóng dài tự nhiên. Đáng tiếc, phần lớn những quan trắc mực nước ở vùng khơi đại dương đã được thực hiện với độ gián đoạn 30–60 phút, điều đó hoàn toàn đủ để nghiên cứu thủy triều và những quá trình tần thấp khác (hoàn lưu đại dương, các sóng hành tinh... [136]), nhưng không đáp ứng bài toán khảo sát những dao động tần cao. Vì vậy những dao động này ở vùng khơi đại dương hiện chưa được nghiên cứu đầy đủ. Một số tương đối ít các chuỗi ghi sóng dài tần cao đã nhận được chủ yếu trong khuôn khổ những

khảo sát về vấn đề sóng thần.

Trong các tháng 8–9 năm 1975 ở vùng tây bắc Thái Bình Dương đã diễn ra chuyến khảo sát Xô – Mỹ thứ nhất nghiên cứu sóng thần vùng khơi đại dương [26, 49]. Trong chuyến khảo sát này đã thực hiện hai loạt quan trắc 20 ngày đêm về dao động mực nước đại dương (áp suất sát đáy) bằng các dụng cụ đặt tại các độ sâu từ 265 đến 5650 m ở phần phía nam rãnh sâu Kuril – Kamchatka và trên vùng thềm đảo Hokkaido (hình 1.10). Để ghi áp suất sát đáy đã sử dụng những cảm biến rung điện tự hành thiết kế Vitousek (Viện Địa vật lý Hawaii, Mỹ) [98]. Kết thúc mỗi loạt đo, dụng cụ được nâng lên mặt bằng cách ngắt khỏi neo – trọng vật nhờ khớp nối loại phát nổ. Đồng thời đã đảm bảo hoạt động của hải đăng vô tuyến, tín hiệu của nó được nhận trên tàu bằng máy phương vị hàng không. Tổng trọng lượng dụng cụ cùng với neo – trọng vật bằng khoảng 60 kg.

Trong thời gian loạt thứ nhất đã lắp đặt chín trạm đáy, nâng lên được bảy trạm, trong thời gian loạt thứ hai – đặt sáu trạm, nâng lên được bốn trạm. Dữ liệu đo được đưa vào máy tự ghi qua bộ biến đổi tương tự – số và sau đó được đoán giải thủ công với độ gián đoạn 10 phút. Độ chính xác mỗi số đo mực nước bằng 2–6 mm. Tất cả dữ liệu nhận được (trừ một chuỗi từ loạt thứ nhất) hoàn toàn đạt chất lượng và được dùng làm cơ sở để phân tích các sóng dài trong dải sóng thần, sự bẫy sóng và biến dạng sóng trên vùng thềm [25, 26] (xem chương 3).

Sau ba năm (tháng 8–10 năm 1978) đã thực hiện đợt khảo sát Xô – Mỹ lần thứ hai, mục tiêu giống như đợt khảo sát thứ nhất, là ghi sóng thần ở vùng khơi đại dương và nghiên cứu sóng dài trong dải tần rộng [41, 232]. Trong thời gian đợt khảo sát này đã đặt 10 trạm đáy dọc các rãnh sâu Kuril–Kamchatka, Nhật Bản và Idzu–Bonin, đã sử dụng những dụng cụ tự hành với cảm biến áp suất thạch anh thiết kế của Harway (xem hình

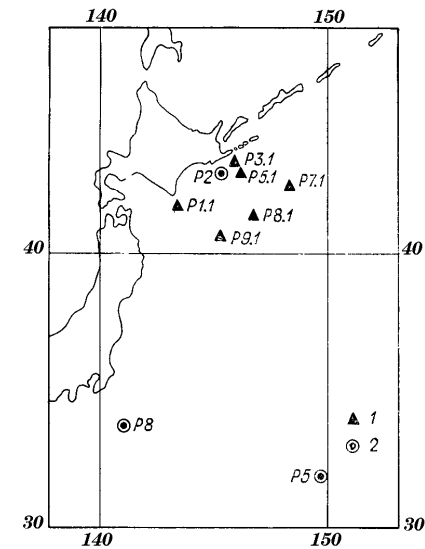
1.8). Dữ liệu đo được ghi lên băng từ với độ gián đoạn 1 phút; độ chính xác – 0,5 mm cột nước; trọng lượng dụng cụ trong không khí – 30–35 kg. Hệ thống đảm bảo nâng dụng cụ lên mặt tương tự như trong đợt khảo sát thứ nhất, chỉ có khác là với từng trạm đã đặt song song hai bộ khớp nối, máy đếm thời gian và hải đăng vô tuyến. Tuy vậy, do hết pin đảm bảo phát nổ ngắt khớp nối mà 6 trong số 10 máy bị mất, ngoài ra một chuỗi ghi bị mất do kẹt băng từ. Như vậy tất cả trong đợt khảo sát này chỉ nhận được ba chuỗi ghi tại các trạm: P2 (độ sâu 1000 m), P5 (5650 m) và P8 (4000 m) (xem hình 1.11) với độ dài tuần tự bằng 54, 40 và 36 ngày đêm. Ví dụ về chuỗi ghi mực nước vùng nước sâu tại một trạm và những giai đoạn xử lý được dẫn trên hình 1.11. Xuất phát từ giả thiết về tính biến dạng đàn hồi của các yếu tố của đầu đo, để xấp xỉ xu thế dụng cụ người ta đã chọn hàm

$$\hat{\eta}(t) = Ae^{\alpha t} Bt^\gamma + C,$$

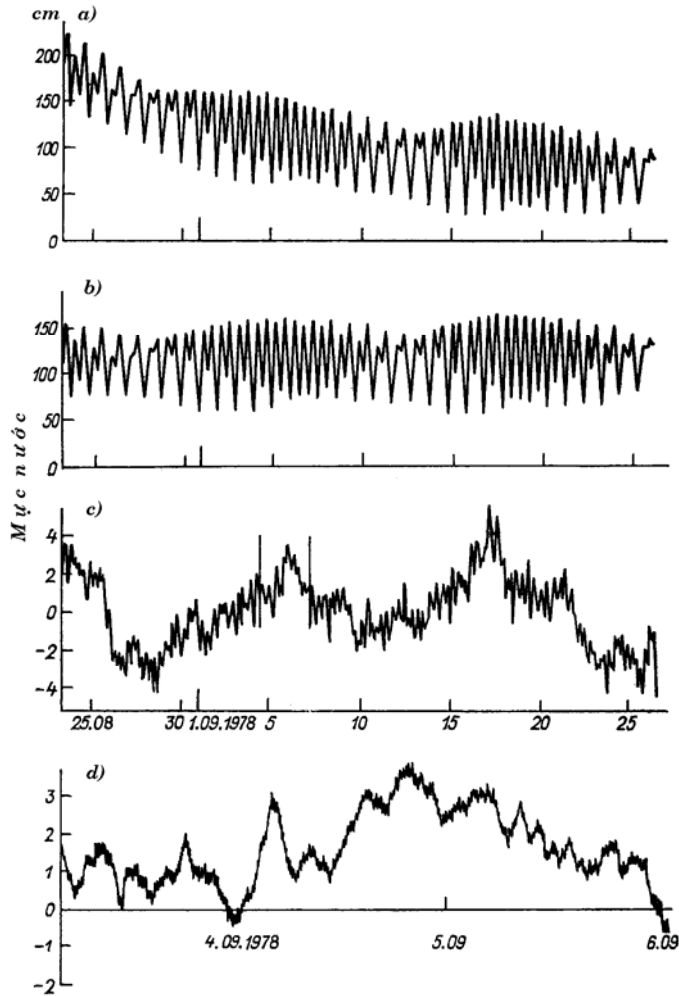
trong đó t – thời gian, các tham số A, B, C, α và γ được xác định bằng phương pháp bình phương nhỏ nhất. Chất lượng cao của dữ liệu nhận được đã cho phép phân tích tỉ mỉ đặc điểm của nhiều sóng dài tự nhiên, sự biến thiên của nó khi xa dần khỏi bờ và mối liên hệ với các nhiễu động bên ngoài [1, 42, 231, 232].

Như Filloux đã nhấn mạnh [164, 165], thậm chí chỉ một chuỗi ghi tương đối dài về dao động mực nước vùng khơi đại dương đã rất có ý nghĩa và có thể được dùng để giải quyết nhiều bài toán hải dương học. Năm 1978, trong khuôn khổ cuộc thí nghiệm Hawaii, nhờ một cảm biến do chính ông thiết kế, Filloux đã thu được một chuỗi ghi áp suất sát đáy dài hai tháng tại một trạm có độ sâu 5040 m cách quần đảo Hawaii 300 km về phía đông [164]. Độ gián đoạn chuỗi ghi bằng 1/128 giờ (~ 28 s). Tương tự, năm 1979 ông đã thực hiện quan trắc dài ba tháng ở đông phần Thái Bình Dương, tại điểm cách bờ Mêhicô 130 km

về phía tây với độ sâu 3210 m [165]. Mặc dù xu thế dụng cụ của những quan trắc này khá lớn (70–80 cm/ngày), nhưng chất lượng chung của các chuỗi ghi rất cao. Theo đánh giá của Filloux, độ chính xác tương đối của từng số đo bằng 0,2 mm. Chỉ cần nói rằng, nhờ đầu đo áp suất đặt gần bờ Thái Bình Dương của Mêhicô đã có thể ghi một cách tin cậy không chỉ sóng thần yếu (biên độ gần 0,4 cm) từ vụ động đất Petatlan ngày 14/3/1979, mà còn cả các sóng địa chấn lan truyền theo đáy đại dương từ vụ động đất này cũng như từ vụ động đất Aliaska ngày 28/2/1979. Cả hai chuỗi ghi này đã được xử lý theo nhiều kiểu, trong đó có xử lý phân tích tỉ mỉ về các sóng dài trong dải 0,2–64 c/h.



Hình 1.10. Sơ đồ bố trí các trạm tự hành của đợt khảo sát Xô - Mỹ thứ nhất (1) và thứ hai (2) về sóng thần vùng khơi đại dương



Hình 1.11. Ví dụ xử lý các quan trắc tại trạm nước sâu P8 (4000 m) *a)* băng ghi xuất phát, *b)* chính băng đó đã loại trừ xu thế dụng cụ, *c)* mực nước dư (sau khi loại trừ thủy triều), *d)* đoạn băng mực nước dư trong thời gian bão “Judi” đi qua.

Trong thời gian cuộc thí nghiệm MODE ở trung tâm Đại

Tây Dương (năm 1973), bên cạnh những quan trắc khác, đã tiến hành đo dao động mực nước đại dương nhờ các cảm biến thiết kế Filloux và Snodgrass [310]. Trong các cảm biến thạch anh của Snodgrass đã được mô tả ở trên độ gián đoạn quan trắc bằng 45 s. Việc nghiên cứu nhiễu sóng dài tự nhiên không thuộc nhiệm vụ của đợt thí nghiệm, nhưng nhân tiện đã được thực hiện song song với việc khảo sát nhiễu dụng cụ tần cao [310]. Mỗi dụng cụ được lắp hai cảm biến độc lập có riêng hệ thống ghi của mình. Hiệu giữa các số đo của hai cảm biến được lý giải như là nhiễu dụng cụ. So sánh các phổ tín hiệu có ích và nhiễu đã cho thấy chất lượng cao của các dụng cụ được dùng và tính thích dụng của chúng để đo những dao động sóng dài nên cho đến tận các chu kỳ 8–10 phút.

Các cộng tác viên của Phòng thí nghiệm môi trường biển Thái Bình Dương [122] đã thực hiện quan trắc đồng thời ở hai trạm đáy (trạm nông: $H = 16\text{m}$ và trạm sâu: $H = 3571\text{m}$) ở vùng quần đảo Galapagos vào các tháng 4–8 năm 1982 nhằm mục đích ghi sóng thần. Các dụng cụ đáy với đầu đo thạch anh và bộ ngắt âm học đã được sử dụng. Số liệu đo nhận được với độ gián đoạn 1 phút đã được dùng làm cơ sở để khảo sát các sóng dài trong dải 4–90 phút và cho phép ghi nhận sóng thần yếu với biên độ gần 0,5 cm.

Sử dụng kinh nghiệm quan trắc như trên, các cộng tác viên của Phòng thí nghiệm môi trường biển Thái Bình Dương đã thành công trong việc bố trí kiểm soát liên tục các sóng thần ở vùng được giả thiết là động đất mạnh. Trong khuôn khổ cuộc thí nghiệm PacTOP* năm 1986 đã thực hiện 5 trạm đo sâu tự hành ở bắc phần Thái Bình Dương: 4 trạm ở vùng rãnh sâu Aleut, phía nam quần đảo Sumaghin, còn trạm thứ năm ở vùng bờ tây

* PacTOP - Pacific Tsunami Observation Program (Chương trình quan trắc sóng thần Thái Bình Dương).

bắc Mỹ, khoảng 600 km về phía tây đảo Vancouver. Những trạm này tiếp tục làm việc cho đến ngày nay (ngoại trừ một trạm ở vùng Aleut bị hỏng ngay sau khi lắp đặt, năm 1990 người ta đã định đặt một trạm mới để thay thế vào đó). Độ chính xác của các cảm biến bằng gần 1 mm tại độ sâu đặt máy 5 km. Thông tin được ghi lên băng từ đủ dài cho thời hạn hơn một năm. Hàng năm các dụng cụ được nâng lên để thay băng từ. Nhờ những máy đó người ta đã nhận được các băng ghi chất lượng cao của ba đợt sóng thần yếu: 17/11/1987 (cường độ động đất $M=6,9$), 30/11/1987 ($M=7,6$) và 6/3/1988 ($M=7,6$) [178]. Đây là những băng ghi sóng thần đầu tiên ngoài khơi đại dương nhận được đồng thời bằng một số trạm nước sâu. Trên những trạm đó cũng nhận được nhiều tư liệu phong phú về nhiều sóng dài tự nhiên, nhưng hiện tại tư liệu này chưa được phân tích một cách nghiêm túc.

Một số băng ghi sóng thần yếu cũng đã nhận được từ các trạm cáp đặt đáy TK1, BS1, BS2, BS3 đặt ở vùng bờ Nhật Bản (xem hình 1.7): 8/5/1986 ($M=7,5$), 5/4/1990 ($M=7,5$) và 24/9/1990 ($M=6,6$) [278]. Băng thứ nhất trong số đó là băng ghi tương tự, sóng thần chỉ ghi nhận được ở trạm BS3, hai băng khác – băng số, trong đó sóng thần đã biểu hiện trên cả bốn trạm. Ngày nay ghi sóng dài trên những trạm này được tiến hành với độ gián đoạn 20 s và độ chính xác 0,5 mm. Toàn bộ thông tin được đưa tới Cơ quan Khí tượng Nhật Bản và lưu vào các đĩa từ. Đáng tiếc, những nỗ lực của các nhà khoa học và chuyên gia Nhật (cũng như các chuyên gia Mỹ từ Phòng thí nghiệm môi trường biển Thái Bình Dương) đã chỉ tập trung vào việc nghiên cứu sóng thần: việc phân tích các dao động sóng dài nền trên cơ sở khối tư liệu tích lũy to lớn lúc đó chưa từng được thực hiện.

Ba cuộc thí nghiệm lớn đa mục tiêu ở vùng phía bắc, trung

và đông bắc Thái Bình Dương đã được các cộng tác viên của Viện hải dương học Scripps thực hiện năm 1985–1987: EMSLAB, BEMPEX* và OCEAN STORMS [166].

Trong thời gian thí nghiệm EMSLAB (tháng 7–10/1985) quan trắc được tiến hành trên polygon phía đông bang Washington, Mỹ, ở vùng dãy núi ngầm Juan de Fuca. Tại các độ sâu 2400–2600 m đã đặt 6 cảm biến áp suất sát đáy và nhiều máy đo trường điện từ (tổng cộng đặt 39 dụng cụ, vớt lên được 38, 33 trong số đó đã cho thông tin chất lượng cao).

Thí nghiệm BEMPEX thực hiện trên một polygon lớn (1100 km từ tây sang đông, 1000 km từ bắc xuống nam), tâm điểm nằm ở tọa độ 40,5°VB, 163°KT. Tổng cộng đã thả 41 dụng cụ, trong số đó có 12 cảm biến áp suất thủy tĩnh. Quan trắc đồng thời được thực hiện trong hơn 11 tháng (từ 7/1986 đến 6/1987). Trong thời gian cuộc thí nghiệm thứ ba (OCEAN STORMS) 8 cảm biến áp suất đã được đặt tại những độ sâu gần 4000 m trên một polygon tương đối nhỏ gọn giữa 47 và 48 °VB, 137,5 và 139°KT và cũng làm việc hơn 11 tháng (8/1987 – 7/1988).

Trong tất cả ba thí nghiệm để đo áp suất sát đáy đã sử dụng các đầu đo thiết kế Filloux (xem hình 1.9). Quan trắc thực hiện với độ gián đoạn gần 2 phút (32 số đo trong 1 giờ). Kết quả của các thí nghiệm là thu được tư liệu phong phú về những dao động sóng dài mực nước đại dương. Hiện nay chỉ đang tiến hành xử lý sơ bộ tư liệu này, nhưng kết quả tỏ ra khá lý thú và hứa hẹn.

Gần đây, do người ta bố trí những trạm địa chấn biển cố

* EMSLAB - Electromagnetic Sounding of Litosphere and Asthenosphere Beyond Juan de Fuca Plate (Thăm sát điện từ thạch quyển và quyển mềm bên trên cao nguyên ngầm Juan de Fuca); BEMPEX - Barotropic Electromagnetic and Pressure Experiment (Thí nghiệm quan trắc dao động điện từ đẳng hướng và áp suất sát đáy).

định và đều đặn tiến hành các công trình nghiên cứu địa chấn đáy biển nên mối quan tâm tới khảo sát những chuyển động sóng dài trong đại dương với chu kỳ từ 30 đến 1000 s đang gia tăng. Như người ta đã nhận thấy, chính những sóng này, mặc dù biên độ của chúng tương đối nhỏ, nhưng chúng quyết định ranh giới tần thấp của độ nhạy của các máy ghi địa chấn đáy [344]. Một mặt, điều này dẫn tới việc phân tích lại những dữ liệu nhận được trước đây, ví dụ dữ liệu của trạm đáy OBS-III [318], mặt khác dẫn tới thực hiện những quan trắc chuyên đối với các sóng trong dải này [333, 343, 344]. Đặc biệt phải nhắc tới thí nghiệm PEGASUS, * trong thời gian thí nghiệm này trên một polygon 80×80 km ở đông bắc Thái Bình Dương cách bờ California 1000 km, tại độ sâu 5100 m đã đặt 11 trạm đáy và quan trắc những thăng giáng áp suất sát đáy và các thành phần phương ngang của trường điện từ trong dải tần số 0,0005 – 1 Hz [344].

Thực tế là, danh sách những quan trắc nước sâu về dao động sóng dài của mực nước đại dương cho đến thời điểm này chỉ giới hạn ở những gì đã liệt kê ngắn gọn trên đây, hơn nữa phần lớn (và có thể là phần lý thú nhất) của tư liệu chưa được xử lý và lý giải. Dù sao thì những quan niệm hiện tồn về đặc điểm các sóng dài trọng lực ở vùng khơi đại dương, những đặc trưng năng lượng của chúng, dữ liệu về sự biến động phổ sóng dài tùy thuộc vào độ sâu và các điều kiện bên ngoài chính là căn cứ vào những quan trắc nước sâu đã mô tả ở đây, cũng như vào những quan trắc tại các đảo đại dương biệt lập.

Triển vọng của những nghiên cứu tiếp theo về dao động sóng dài nên ở vùng khơi đại dương trước hết gắn liền với việc phân tích cận kề thông tin hiện có trong quá trình các đợt thí nghiệm PacTOP, EMSLAB, BEMPEX, OCEAN STORMS và các trạm cáp của Nhật, đối sánh thông tin này với những dữ liệu

* PEGASUS - Pressure, Electromagnetic, Gravity, Active Source, Underwater Survey (Khảo sát áp suất, điện từ, trọng lực, nguồn tích cực dưới nước)

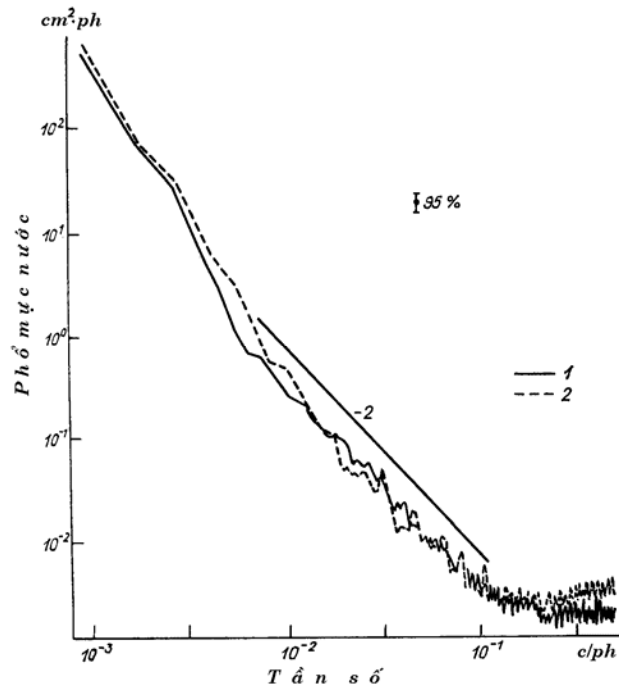
quan trắc khí tượng thủy văn cũng như tổ chức những quan trắc dài, có hệ thống và tiến hành những đợt thí nghiệm polygon chuyên biệt ở các vùng khác của Đại dương Thế giới.

1.6. Những đặc điểm phổ của các dao động sóng dài của mực nước ở vùng khơi đại dương và vùng thềm lục địa

Khảo sát phổ sóng dài (nhiều sóng dài tự nhiên) tùy thuộc vào những đặc điểm địa lý cụ thể của vùng và các nhân tố bên ngoài có ý nghĩa to lớn đối với vấn đề sóng thần, âm học và địa mạo biển.

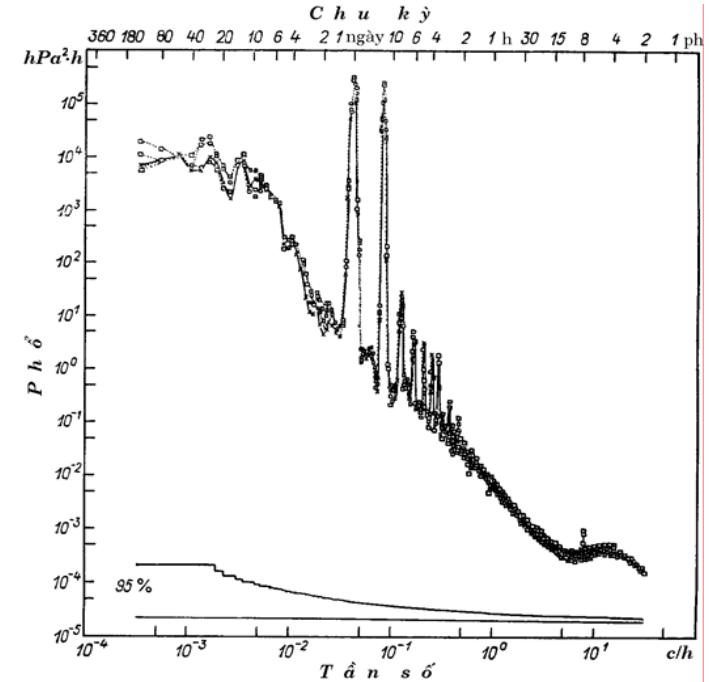
Dạng tổng quát của phổ sóng dài trong đại dương, sự hiện diện trên đó những cực trị được quy định bởi phổ của các lực kích động và đặc điểm phản ứng với tác động từ bên ngoài liên quan trước hết với những đặc thù địa hình. Các quá trình khí quyển là nhân tố cơ bản tác động lên mặt đại dương. Các phổ thăng giáng của áp suất khí quyển và gió trong dải chu kỳ từ một số ngày tới một số giây được đặc trưng bởi sự giảm tương đối đơn điệu theo quy luật gần với ω^{-2} [17]. Mặc dù những tính chất của các sóng trong khí quyển được nghiên cứu chưa đầy đủ, nhưng những dữ liệu hiện có chứng tỏ rằng phổ khí áp trên đại dương khá ổn định, đồng nhất và không chứa những cực đại rõ nét. Vì vậy, những đặc điểm phổ của dao động mực nước đại dương, sự xuất hiện các điểm cực trị ổn định của phổ có thể là chỉ liên quan tới những đặc thù địa hình.* Có thể kỳ vọng rằng ở vùng khơi đại dương, nơi địa hình biến đổi yếu và không có những đặc điểm cộng hưởng, thì các phổ sóng dài sẽ giống nhau.

* Về nguyên tắc, các sóng nội mạnh có thể gây nên những nhiễu động cục bộ của mặt đại dương và dẫn tới sự phát sinh các sóng mặt [138, 175], tuy nhiên, như dữ liệu khảo sát thực địa cho thấy, những cực đại phổ tương ứng không hề ổn định, còn bản thân các nhiễu động thường là khá ngắn hạn.



Hình 1.12. Phổ các băng ghi áp suất thủy tĩnh sát đáy tại trạm P5 (1) và trạm P8 (2)

Thật vậy, phân tích dữ liệu của các trạm nước sâu HE, PRE [164, 165], P5 và P8 [42], cũng như EMSLAB và BEMPEX cho thấy rằng các phổ nhiễu sóng dài tự nhiên nhận được tại những điểm cách nhau trên khoảng cách một số nghìn kilômét có sự giống nhau đáng ngạc nhiên (hình 1.12, 1.13). Hơn nữa, giống nhau không chỉ về hình dạng các phổ, mà cả những chi tiết riêng của chúng, các ước lượng năng lượng tuyệt đối, quy luật giảm. Tương tự như các phổ quá trình khí quyển, các phổ sóng dài đại dương đơn điệu giảm về phía các tần số cao, tức tương tự như “nhiều đồ”.



Hình 1.13. Phổ của các băng ghi áp suất thủy tĩnh sát đáy nhận được trong thời gian thí nghiệm BEMPEX [159] tại 5 trạm tính với các chuỗi quan trắc đồng thời độ dài 7700 giờ (tháng 8/1986 - tháng 7/1987)

PC - 40°40,9'VB, 169°20,6'KT, độ sâu máy $h = 5762$ m; *PD* - 40°27,9'VB, 156°00,7'KT, $h = 5435$ m; *PF* - 37°53,4'VB, 162°02,8'KT, $h = 5000$ m; *PH* - 43°20,3'VB, 160°04,1'KT, $h = 5600$ m; *PK* - 36°29,8'VB, 163°58,3'KT, $h = 5705$ m

Bức tranh tương tự được quan trắc trên các đảo biệt lập ở đại dương. Ví dụ, gần đảo Huadalupe nằm ngoài phạm vi thêm lục địa (xem hình 3.21), các phổ sóng dài tại những tần số thấp hơn 0,3 c/ph, quan trắc ở những khoảng cách khác nhau kể từ bờ, thực tế như nhau và tại những tần số thấp hơn 0,3 c/ph có đặc điểm phẳng đơn điệu [268].

Rõ ràng đặc điểm của các phổ sóng dài ở đại dương liên quan chặt chẽ với những đặc điểm của chính các sóng dài. Khi không có chênh lệch địa hình thì những sóng này là các sóng không tán mạn, tốc độ pha c được mô tả bằng công thức đơn giản (công thức Lagrange):

$$c = \omega / k = \sqrt{gh}, \quad (1.14)$$

trong đó k – số sóng, ω – tần số góc, còn h – độ sâu đại dương.

Ở vùng khơi đại dương các tốc độ sóng dài đặc trưng bằng 200–230 m/s. Sự vắng mặt các biên phản xạ và các yếu tố gây hội tụ của địa hình sẽ dẫn tới chỗ một nhiễu động địa phương bất kỳ của mặt biển sẽ nhanh chóng bị các sóng lan truyền mang đi ra khỏi nơi phát sinh, còn phổ dao động mực nước đại dương thì sẽ trở lại trạng thái ổn định.

Sự đồng nhất của trường sóng dài ở đại dương, đặc điểm phản ứng giống nhau đối với tác động bên ngoài và điều kiện phát sinh ở các vùng khác nhau của Đại dương Thế giới, sự trao đổi năng lượng tự do ở các vùng đó tạo nên tính ổn định và tính vụn vụn của phổ sóng dài ở vùng khơi đại dương. Về phương diện này, sự tương tự với phổ sóng nội là hoàn toàn hợp lý.

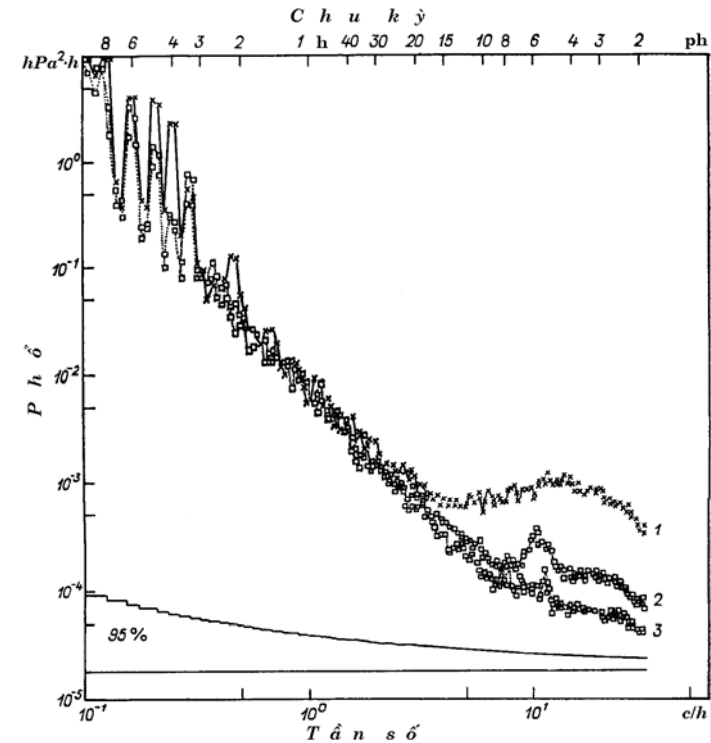
Garrett và Munk [173] trên cơ sở rất nhiều dữ liệu quan trắc đã kết luận rằng ở vùng khơi đại dương cách xa những nguồn phát sinh (những bất đồng nhất lớn của địa hình) trường sóng nội là trường đẳng hướng, tức

$$\mathbf{S}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \mathbf{S}(k, \omega), \quad (1.15)$$

trong đó \mathbf{S} – mật độ năng lượng sóng nội, \mathbf{k} – vectơ sóng, ngoài ra phổ tần số của chúng $\mathbf{S}(\omega)$ có thể xem là vụn vụn.

Ở vùng khơi đại dương sự phá hủy tính đẳng hướng và tính đồng nhất của phổ nói lên sự hiện diện của nguồn năng lượng bên ngoài mạnh mang tính địa phương. Ví dụ, đối với các sóng

dài trên mặt nguồn năng lượng như vậy có thể là giông và bão. Tuy nhiên, nếu nguồn đó không phải là không đổi, tức do sự phát xạ các sóng dài hình thành lan truyền ra toàn bộ đại dương và dưới tác động của phản xạ và tán xạ nhiều lần thì phổ các sóng dài sau một thời gian nào đó chắc sẽ chuyển sang trạng thái ổn định.



Hình 1.14. Biến thiên mùa của phổ sóng dài tại trạm PK trong thời gian thí nghiệm BEMPEX [166]

1 - tháng 1/1987, 2 - tháng 8/1986, 3 - tháng 9/1986.
Để tính toán đã sử dụng những đoạn băng ghi dài 432 giờ.

Chỉ có sự tồn tại trạng thái cân bằng đó mới có thể giải thích được sự giống nhau đến như vậy của các phổ nhận được không những ở các vùng khác nhau mà cả trong những thời gian khác nhau.

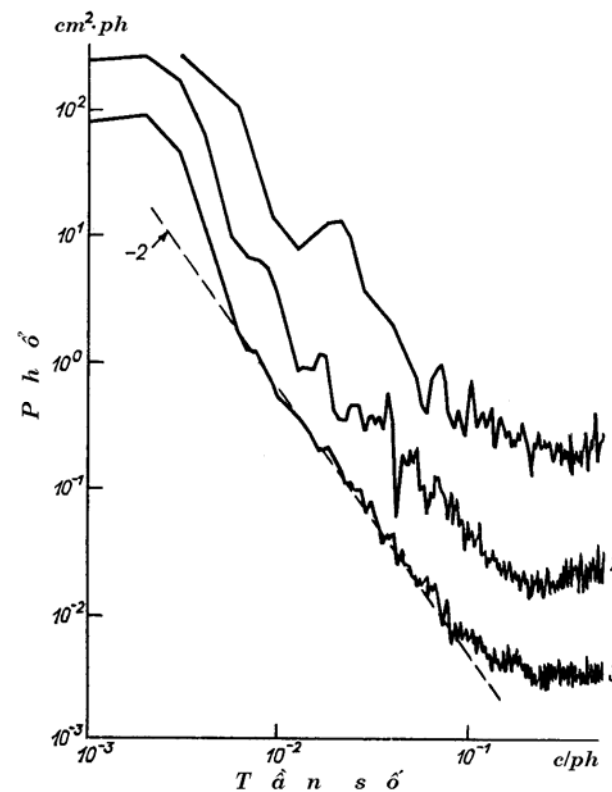
Sự xuất hiện của những cực đại ổn định phá hủy tính chất đơn điệu của phổ sóng dài ở vùng khơi đại dương rất hiếm khi quan trắc thấy. Một trong số rất ít những ví dụ loại đó là phổ nhận được trong thời gian thí nghiệm BEMPEX. Các quan trắc dao động mực nước đại dương (áp suất thủy tĩnh sát đáy) cho thấy sự hiện diện một đỉnh thể hiện rõ nét trên phổ các dao động nền với chu kỳ gần 6 phút (hình 1.14), xuất hiện vào thời kỳ mùa hè (cực trị phổ tương ứng đã được ghi nhận vào tháng 8 năm 1986, vào mùa thu nó yếu đi rất nhiều, mùa đông hoàn toàn không quan sát thấy, nhưng đến tháng 6 năm 1987 lại thể hiện rõ). Bản chất của đỉnh phổ này chưa rõ, một trong những nguyên nhân có thể có là các sóng ngoại trọng lực được hình thành ở phía nam xích đạo.

Trong thời gian mùa đông tại polygon BEMPEX đã quan sát thấy mức phổ tăng lên đáng kể trên toàn dải tồn tại của các sóng ngoại trọng lực (xem hình 1.15), ngoài ra, theo kết quả phân tích phổ tương hỗ của nhiều trạm khác nhau thì nguồn của các sóng này là vùng thềm kế cận với đảo Vancouver.

Trong đới thêm – sườn lục địa người ta quan sát thấy tốc độ pha của các sóng dài giảm mạnh. Sự bất đồng nhất lớn của địa hình trên hướng vuông góc với đường bờ (thềm) dẫn tới sự bất đồng nhất của phổ sóng dài. Đặc điểm cơ bản của các vùng đại dương ven bờ – sự tập trung năng lượng sóng. Thật vậy, các dữ liệu quan trắc cho thấy, khi độ sâu càng giảm và càng gần tới bờ, năng lượng của các sóng dài tăng lên (hình 1.15) và đạt cực đại ở lân cận bờ.

Các dữ liệu phân tích về phân bố không gian năng lượng

sóng dài trong đới thêm cho thấy các sóng dài có tính chất bất đẳng hướng rất rõ nét: năng lượng chính được vận chuyển trên hướng dọc bờ [25, 26, 267].



Hình 1.15. Các phổ dao động áp suất sát đáy ứng với ba đới đặc trưng của đại dương

1 - đới thêm (máy ghi mực nước gần đảo Shikotan, h = 100 m); 2 - vùng sườn lục địa (trạm P2, h = 1000 m); 3 - vùng khơi đại dương (trạm P5, h = 5650 m)

Một đặc điểm quan trọng khác của các phổ sóng dài ở đới thêm – sườn lục địa và lân cận bờ là tính chất cá biệt hoàn toàn của chúng. Các phổ nhận được tại hai điểm nằm gần nhau có thể rất khác nhau (ví dụ, xem hình 3.38), ngoài ra, những khác biệt như vậy không chỉ thấy trong các vũng vịnh (ở đây chúng có thể là do các đặc điểm cộng hưởng của thủy vực), mà cả ở lân cận bờ thẳng. Ví dụ, theo dữ liệu của Munk và nnk. [268], trong các phổ sóng dài ở vùng La Holl (thềm California) thường xuyên quan sát thấy những cực đại ứng với các chu kỳ 14,4 và 2 phút, còn tại các trạm Wushenside và Pedlenton những cực đại đó vắng mặt, nhưng lộ rõ cực đại với chu kỳ 21 phút.

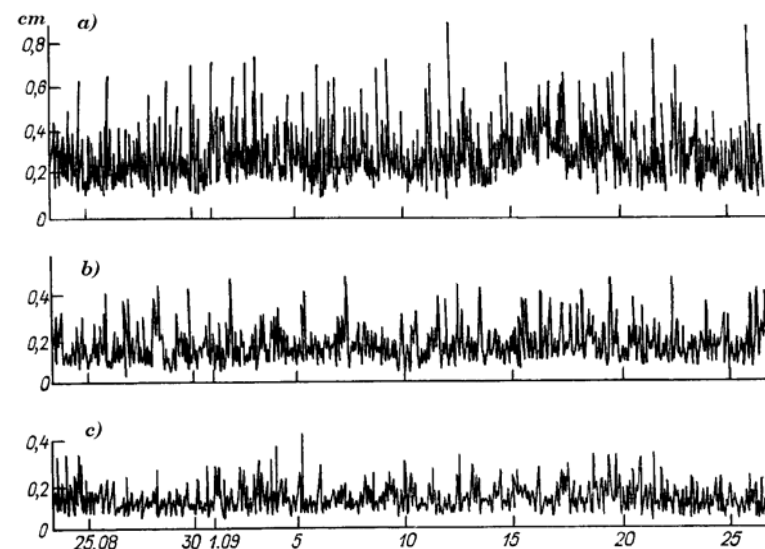
Tại các vùng khác của Đại dương Thế giới, ở đới thêm tồn tại những đỉnh phổ với các chu kỳ từ một số phút đến một số giờ và các phổ sóng dài đối với những trạm khác nhau khá khác biệt nhau. Vùng thêm càng thể hiện rõ, thêm càng trải dài và các trạm càng ở xa rìa thềm (tức càng gần với bờ), thì những đặc điểm cá biệt của phổ càng thể hiện mạnh. Ví dụ, tại trạm P5 đặt ở độ sâu 5650 m (xem hình 1.12) phổ trơn đều, tại trạm P2 (1000 m) đã có những cực đại phổ yếu ớt với các chu kỳ 60 và 30 phút, còn tại trạm nằm trong thềm đảo Shikotan (1000 m) những cực đại phổ với các chu kỳ 50 và 15 phút đã thể hiện hoàn toàn rõ (xem hình 1.15).

Thực tế mỗi vùng thêm có những tính chất lựa chọn tần số nhất định, làm cho trên nền phổ đơn điệu giảm đã xuất hiện các cực trị tại những tần số cộng hưởng đối với vùng thêm đó.

Một đặc điểm nữa của các phổ sóng dài trong đới thêm là tính chất không dừng của chúng. Khi diễn ra nhiễu động khí quyển năng lượng dao động của các sóng dài tăng lên 10–20 lần [264, 267]. Sự biến đổi đột ngột tốc độ các sóng dài tại rìa thêm cản trở quá trình trao đổi năng lượng giữa đới thêm và vùng khơi đại dương và tạo thuận lợi cho sự tích năng lượng trong đới

này [27].

Ở vùng khơi đại dương, trên dải tần tương đối cao 0,2–1 c/ph, tức trên dải tồn tại các sóng ngoại trọng lực, phổ sóng dài thường có đặc điểm của “nhiều trắng” (hình 1.13, 1.16), còn trên các tần số cao hơn phổ bắt đầu tăng (cực đại tương ứng với các sóng gió và sóng lừng – hình 0.1).

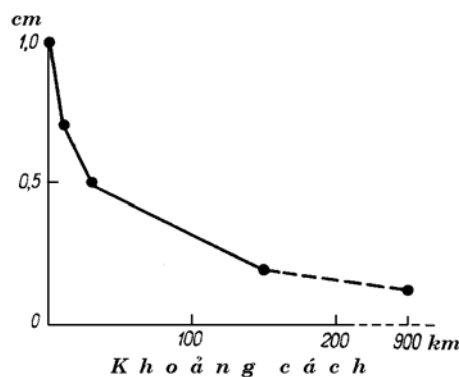


Hình 1.16. Biến thiên độ lệch bình phương trung bình của mực nước đại dương tính theo thời khoảng 2 giờ tại các trạm P2 (a), P8 (b) và P5 (c) theo số liệu tháng 8 - 9 năm 1978

Ở lân cận bờ các phổ sóng ngoại trọng lực thường có cấu trúc bất thường với những cực trị biểu lộ rõ, chu kỳ của các cực trị phụ thuộc nhiều vào khoảng cách kể từ bờ [198, 230, 259].

Sau này sẽ cho thấy, đặc điểm này và những đặc điểm khác của các phổ sóng dài có căn cứ lý thuyết khá rõ ràng.

Chúng ta sẽ khảo sát chi tiết hơn về sự biến thiên năng lượng sóng dài khi tiến dần tới bờ. Bài toán này có ý nghĩa quan trọng đối với nhiều vấn đề thực dụng (trắc cao vệ tinh, xây dựng công trình đối ven bờ...). Ví dụ, thông tin này cần thiết khi giải quyết bài toán về nhận biết tín hiệu nguy hiểm (khả năng sóng thần) dựa theo số liệu các trạm vật lý địa cầu đặt tại đáy biển trong khuôn khổ Hệ thống tự động hóa thống nhất quan trắc sóng thần [74].



Hình 1.17. Phụ thuộc của độ lệch bình phương trung bình mực nước đại dương vào khoảng cách kể từ bờ (đối với vùng tây bắc Thái Bình Dương)

Những trị số điển hình của độ lệch bình phương trung bình mực nước đại dương trong dải chu kỳ 1–120 ph theo số liệu quan trắc tại các trạm nước sâu P5, P8 bằng 0,15–0,20 cm (hình 1.16 b, c). Khi tiến gần tới bờ và giảm độ sâu, các dao động sóng dài của mực nước tăng lên đáng kể (hình 1.16 a). Trên hình 1.17 là đồ thị thực nghiệm biểu thị sự biến đổi cường độ các dao động cao tần của mực nước tùy thuộc vào khoảng cách kể từ bờ, xây dựng theo số liệu đợt khảo sát Xô – Mỹ thứ hai về vấn đề sóng

thần (năm 1978) và số liệu đo tại các trạm cáp và trạm ven bờ gần vùng đảo Shikotan. Dữ liệu phân tích phổ cho thấy rằng sự tăng phương sai về phía bờ liên quan tới sự tăng lên của phổ trên dải tần rộng, ngoài ra, xu thế này được duy trì trong khi chuyển tiếp từ vùng khơi đại dương vào đới thềm (xem hình 1.15) cũng như trong phạm vi bản thân đới thềm [190, 198].

Xuất phát từ giả thiết rằng ở vùng sâu đại dương phổ sóng dài có đặc điểm vạm năng $S_0(\omega)$, phổ của đới thềm – sườn lục địa có thể biểu diễn dưới dạng

$$S_x(x, \omega) = |Z(x, \omega)|^2 S_0(\omega), \quad (1.16)$$

ở đây $Z(x, \omega)$ – đặc trưng tần số của hệ, x – khoảng cách từ bờ. Do đó, bài toán khảo sát sự biến dạng của trường sóng dài trong đới địa hình biến thiên được quy về việc tìm hàm $Z(x, \omega)$. Nhược điểm của dữ liệu quan trắc polygon về các dao động sóng dài ở vùng khơi đại dương và ở thềm gây khó khăn cho việc giải bài toán này dựa trên phân tích phổ. Thông thường để ước lượng độ biến thiên của sóng dài khi độ sâu biến đổi, người ta sử dụng những công thức gần đúng.

Ta xét sự lan truyền sóng dài từ vùng khơi sâu vào phía bờ. Năng lượng toàn phần của sóng có thể biểu diễn dưới dạng [14]

$$E = \frac{\rho g}{2} a^2, \quad (1.17)$$

trong đó a – biên độ của sóng tương ứng, ρ – mật độ nước biển. Từ định luật bảo toàn thông lượng năng lượng suy ra rằng

$$Ec = \frac{\rho g^{3/2}}{2} h^{1/2} a^2 = \text{const}. \quad (1.18)$$

Nếu cho rằng ở vùng khơi đại dương $h(x) = H_0$, $a = a_0$, thì từ (1.18) suy ra

$$a = a_0(H_0/h)^{1/4}, \quad (1.19)$$

tức biên độ sóng biến đổi tỉ lệ nghịch với căn bậc bốn của độ sâu. Công thức (1.19) có tên là công thức Green. Nó được sử dụng rộng rãi trong rất nhiều tính toán thực tế khác nhau. Theo công thức này, ví dụ nếu sóng thần ở ngoài khơi đại dương ($H_0 = 5000$ m) có độ cao 20 cm thì khi tiến tới bờ ($h = 10$ m) độ cao của nó phải tăng lên tới 95 cm.

Đồng thời với tăng độ cao, bước sóng sẽ giảm khi tiến dần tới bờ. Từ (1.14) suy ra

$$(k/k_0) = (h/h_0)^{-1/2} \text{ và } (\lambda/\lambda_0) = (H/h_0)^{1/2}, \quad (1.20)$$

tức bước sóng giảm tỉ lệ với căn bậc hai của độ sâu.

Đáng tiếc, như dữ liệu quan trắc thực địa cho thấy, các công thức đơn giản và trực quan (1.19), (1.20) chưa mô tả đủ tốt sự biến đổi của các tham số sóng trong các thủy vực thực. Ví dụ, biến đổi độ cao sóng khi giảm độ sâu diễn ra nhanh hơn so với theo định luật Green [169, 231]. Một trong những nguyên nhân khác biệt là do các công thức (1.19), (1.20) nhận được khi giả thiết rằng độ sâu biến đổi yếu, tức quy mô biến thiên địa hình lớn hơn nhiều so với quy mô chuyển động sóng tương ứng. Vì vậy, khi phân tích các quá trình sóng dài người ta chỉ áp dụng những công thức này trong trường hợp độ sâu biến đổi tương đối đều, không đột ngột và do đó không xảy ra phản xạ sóng. Trong điều kiện tự nhiên ở đới thềm – sườn lục địa, thực tế một phần năng lượng sóng luôn phản xạ (“phát xạ”) trở lại vào đại dương. Những hiệu ứng xuất hiện khi đó và đặc điểm biến dạng trường sóng thực tế trong các thủy vực tự nhiên sẽ là chủ đề khảo sát tiếp theo của chúng ta.

Nhận thấy rằng một trắc diện địa hình bất kỳ đều có những tính chất lựa chọn tần số nhất định, ngoài ra nếu biến thiên địa hình càng mạnh thì những tính chất đó càng biểu hiện

mạnh. Mỗi hài sóng dài có biên độ $\zeta_0(\omega)$ ở ngoài khơi đại dương, khi tiến vuông góc tới bờ dưới tác động của địa hình thay đổi, được biến đổi thành dạng

$$\zeta_x(x, \omega) = \gamma(x, \omega)\zeta_0(\omega), \quad (1.21)$$

trong đó $\gamma(x, \omega)$ – hàm số mô tả sự biến dạng sóng tới phụ thuộc vào tần số và khoảng cách tới bờ. Biểu diễn (1.21) có thể sử dụng cả đối với các vũng hẹp hay các vịnh khi có thể bỏ qua đặc điểm hai chiều của các dao động [109, 110]. Về thực chất hàm $\gamma(x, \omega)$ là đặc trưng cộng hưởng của thủy vực (hay của trắc diện độ sâu đang xét), nó mô tả sự ảnh hưởng của địa hình lên sự biến thiên trường sóng.

Cũng cần lưu ý rằng, mặc dù các phổ ngoại lực (áp suất khí quyển và gió) có đặc điểm giảm tương đối đều đặn, đơn điệu, song khi có những xoáy thuận mạnh, bão, gió giật, dải front... đi qua, thì tính chất đơn điệu đó có thể bị phá vỡ (xem mục 3.2), các dao động khí quyển với chu kỳ 10–50 phút xuất hiện, gây nên những dao động tương ứng trong đại dương. Trong một số trường hợp, chu kỳ của các dao động này trùng hợp với chu kỳ dao động riêng trên vùng thềm hay trong những vùng nước biệt lập. Dao động cộng hưởng xuất hiện khi đó có thể đạt tới độ cao đáng kể.

CHƯƠNG 2

LÝ THUYẾT TUYẾN TÍNH VỀ CÁC SÓNG DÀI TRÊN THỀM LỤC ĐỊA VÀ Ở VÙNG KHƠI ĐẠI DƯƠNG

... Còn có những sóng ngắn khác, chúng xuất hiện khi bờ nghiêng, chúng ta có thể gọi những sóng này là “sóng ven”, bởi vì biên độ của chúng giảm theo quy luật hàm mũ. Tốc độ sóng ở đây sẽ nhỏ hơn tốc độ các sóng có cùng bước sóng ở nước sâu. Vì vậy không có căn cứ cho rằng loại sóng này rất quan trọng.

H. Lamb. *Thủy động lực học* (1932)

... Có thể nghi ngờ liệu có thực sự tồn tại những sóng nước nông có kiểu như đã được xem xét ở đây không. Trong thực tế khó có thể quan sát được sự lan truyền các sóng biển trên hướng dọc bờ. Hơn nữa, vì ma sát đáy trên nước nông luôn rất lớn, còn sự phát sinh sóng ở phần biển nông như vậy rất ít có khả năng xảy ra, do đó thực tế không thể ghi nhận được những sóng này.

K. Sezawa, K. Kanai. *Về các sóng nước nông lan truyền song song đường bờ...* (1939)

Thậm chí những vĩ nhân thế giới cũng có thể mắc sai lầm. Những sóng ven, mà Lamb đã xem xét chỉ như một thuật toán hơn là một đối tượng có thể quan sát thấy thật trong tự nhiên và có một giá trị nào đó, gần đây đã thu hút nhiều nhà khoa học, trước hết chính là vì ý nghĩa cực kỳ to lớn của chúng đối với nhiều hiện tượng tự nhiên khác nhau. Sự truyền sóng thần, vận chuyển vật liệu trầm tích, sự hình thành đường bờ và địa hình ven bờ, mạch động vỗ bờ và đôn giản là sự tập trung năng lượng

sóng trong đới thềm của đại dương – tất cả những quá trình này liên quan rất chặt chẽ với các sóng ven. Sezawa và Kanai đã viết về các sóng ven như là những sóng “không thể ghi nhận được”. Tuy nhiên, trong 30–35 năm gần đây người ta đã nhận được rất nhiều bằng ghi tin cày về các sóng ven ở nhiều thủy vực khác nhau. Và thật ngạc nhiên, các đặc trưng của những sóng này khá trùng hợp với những biểu thức lý thuyết của chính những nhà khoa học đã từng do dự về khả năng tồn tại thật của chúng. Chương này sẽ giành cho mô tả lý thuyết về các sóng ven và những chuyển động sóng cùng loại trong vùng biên của đại dương. Trong khi mô tả các mô hình khác nhau sẽ duy trì nguyên tắc lịch sử: từ mô hình nền đáy thoải vô tận mà Stokes đã dùng từ năm 1846 đến những mô hình số về sóng dài trên vùng thềm đang được ứng dụng hiện nay.

2.1. Các phương trình cơ bản

Việc chọn mô hình để mô tả những hiện tượng vật lý trong đại dương (nước dâng bão, thủy triều, sóng thần, sóng gió...) trước hết được quy định bởi quy mô không gian và thời gian của những chuyển động sóng tương ứng. Trong công trình này xem xét các sóng mặt với những chu kỳ đặc trưng từ vài chục giây và những bước sóng từ một số chục mét đến một số trăm kilômét. Với những chuyển động này có thể sử dụng *mô hình tuyến tính hóa các sóng dài không tắt dần trong đại dương đồng nhất không quay*. Ta sẽ giải thích từng giả thiết trong số những giả thiết này.

1. Sử dụng mô hình tuyến tính tương đương với giả thiết rằng biên độ sóng nhỏ so với bước sóng và độ sâu chất lỏng $\zeta \ll h$. Từ những giả thiết này suy ra rằng $u, v \ll c$, trong đó

u, v – các tốc độ phương ngang của các hạt chuyển động, c – tốc độ pha của sóng.

2. Phép xấp xỉ sóng dài giả định rằng độ sâu chất lỏng h nhỏ so với bước sóng λ ($h \ll \lambda$). Điều này cho phép bỏ qua các gia tốc thẳng đứng trong những phương trình chuyển động và tìm áp suất nhờ phương trình thủy tĩnh học (1.10) (phép xấp xỉ thủy tĩnh học). Nói cách khác, *phép xấp xỉ thủy tĩnh học và phép xấp xỉ sóng dài, hay nước nông là những phép xấp xỉ tương đương nhau* [51].

3. Việc bỏ qua các lực ma sát, sử dụng mô hình chuyển động không tắt dần được áp dụng đối với các sóng mà chu kỳ của chúng nhỏ hơn nhiều so với thời gian tắt dần. Với phần lớn các sóng đại dương phép xấp xỉ này được thỏa mãn khá tốt.

4. Giả thiết về sự đồng nhất của đại dương sẽ loại trừ không phải xem xét tất cả các loại sóng nội cũng như không tính đến ảnh hưởng của sự phân tầng lên các sóng mặt.

5. Cuối cùng, việc loại bỏ các số hạng liên quan tới sự quay của Trái Đất ra khỏi các phương trình được áp dụng trong trường hợp tần số của quá trình lớn hơn nhiều so với tần số quán tính $f = 2\Omega \sin \varphi$, ở đây Ω – tần số quay của Trái Đất, φ – vĩ độ địa lý. Trị số đặc trưng đối với các vĩ độ trung bình $f = 10^{-4}$ rad/s tương ứng với chu kỳ 17 giờ. Với các sóng có chu kỳ từ một số chục giây đến một số chục phút thì giả thiết $\omega \gg f$ hoàn toàn hợp lý, tuy nhiên sự quay có ảnh hưởng nhất định tới những sóng với chu kỳ một số giờ. Sau đây trong mục này sẽ thảo luận về vấn đề đó.

Đương nhiên, những giả thiết vừa nêu sẽ làm cho phạm vi các vấn đề được xét bị thu hẹp khá nhiều. Ví dụ, giả thiết về sự tuyến tính của các quá trình sẽ từ bỏ việc xem xét hiện tượng dâng nước lên trong sóng, bỏ qua các lực ma sát thì không thể

nghiên cứu các quá trình tiêu tán, không tính tới sự quay của Trái Đất là không tính tới các loại sóng xoáy (các sóng gradient – xoáy). Độc giả quan tâm những vấn đề này có thể tìm tới các chuyên khảo [12, 14, 27, 51, 70, 247, 249].

Như vậy, chúng ta sẽ sử dụng một mô hình khá lý tưởng hóa. Tuy nhiên điều này cho phép tập trung chú ý vào những khía cạnh chính của vấn đề: sự cuốn hút và cộng hưởng thêm đối với các sóng dài trọng lực ở lân cận bờ, sự phát sinh các sóng này bởi những nhân tố bên ngoài, những hiện tượng đa dạng trong đới ven bờ liên quan tới các quá trình sóng dài.

Trong những trường hợp riêng, chúng ta sẽ giải thoát khỏi những giả định đã chấp nhận để thảo luận về những biến đổi chính của nghiệm bài toán mà các nhân tố chưa được tính đến có thể mang lại. Chẳng hạn, khi xét các sóng thuộc ranh giới tần cao của dải tần nghiên cứu (tức các sóng với chu kỳ một số chục giây), đôi khi chúng ta có thể sẽ không sử dụng phép xấp xỉ sóng dài.

Sóng phẳng truyền theo mặt đại dương có thể biểu diễn dưới dạng

$$\zeta(x, y, t) = \zeta_0 e^{i(\omega t - ky - px)}, \quad (2.1)$$

trong đó x, y – các tọa độ Đề các, t – thời gian, ζ_0 – biên độ sóng, $\{p, k\}$ – các thành phần của vectơ sóng, còn

$$\Phi = \omega t - ky - px$$

là pha sóng. Bước sóng được xác định bởi biểu thức

$$\lambda = 2\pi / \chi, \quad (2.2)$$

trong đó $\chi = (k^2 + p^2)^{1/2}$ – mô đun vectơ sóng, còn tốc độ pha được mô tả như

$$c = \omega / \chi. \quad (2.3)$$

Trong trường hợp tổng quát liên hệ tần số và số sóng ở vùng khơi đại dương đối với các sóng mặt được xác định bằng quan hệ tán mạn (1.13), ở đây có thể biểu diễn dưới dạng

$$c = (g/\omega) \operatorname{th}(\chi h). \quad (2.4)$$

Biểu thức (2.4) xác định tốc độ pha của các sóng trọng lực. Từ nó suy ra rằng tốc độ pha của các sóng phụ thuộc vào bước sóng, tức tồn tại sự tán mạn các sóng: các sóng với bước sóng khác nhau sẽ truyền với những tốc độ khác nhau – bước sóng càng lớn thì tốc độ càng lớn. Vì vậy từ vùng bão ở xa đi tới chỗ chúng ta trước hết là các sóng dài nhất (dưới dạng sóng lừng đều đặn), sau đó mới là tất cả các sóng ngắn. Tuy nhiên, nếu $\chi^{-1} \gg h$, tức với các sóng dài, $\operatorname{th}(\chi h) \approx \chi h$ và (2.4) sẽ có một dạng quen thuộc với chúng ta (xem biểu thức (1.14))

$$c = (gh)^{1/2}, \quad (2.5)$$

từ đây rút ra rằng tốc độ các sóng dài không phụ thuộc vào tần số hay bước sóng, tức các sóng này không có sự tán mạn. Chính các sóng đó sẽ là đối tượng nghiên cứu tiếp sau.

Tuy nhiên, ta nhận thấy rằng biểu thức (2.5) chỉ đúng khi không có những biến thiên địa hình đột ngột. Như sau này sẽ cho thấy, các sóng dài tồn tại trong đới thêm thực ra là có tán mạn, được gây nên bởi sự biến thiên địa hình trên hướng vuông góc với chuyển động sóng.

Các phương trình chuyển động trong phép xấp xỉ sóng dài có dạng

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (2.7)$$

còn phương trình liên tục

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\frac{\partial(hu)}{\partial x} - \frac{\partial(hv)}{\partial y}, \quad (2.8)$$

trong đó ζ – độ dâng của mặt tự do, u, v – các thành phần tốc độ của phần tử chuyển động. Nếu xác định u và v từ các phương trình (2.6), (2.7) và thế vào (2.8) ta nhận được phương trình cho ζ

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - \nabla(g h \nabla \zeta) = 0, \quad (2.9)$$

trong đó $\nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right\}$ – toán tử Hamilton.

Để mô tả các sóng dài ở lân cận bờ và trong đới thêm – sườn lục địa nên sử dụng mô hình đại dương bán vô tận với địa hình trụ $h = h(x)$. Trong trường hợp này nghiệm riêng của phương trình (2.9) là các sóng lan truyền dọc theo những đường đẳng sâu và tuần hoàn theo tọa độ y :

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) &= \zeta(x) e^{i(\omega t - ky)}, \\ u(x, y, t) &= u(x) e^{i(\omega t - ky)}, \\ v(x, y, t) &= v(x) e^{i(\omega t - ky)}. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ở đây ta xem rằng ω luôn dương, còn k có thể có dấu bất kỳ.

Nghiệm sóng của phương trình (2.9) có thể biểu diễn dưới dạng tổng các sóng điều hòa kiểu (2.10); ngoài ra bản thân việc nghiên cứu các sóng điều hòa có ý nghĩa vì phân tích phổ không gian – thời gian các số liệu quan trắc cho phép tách ra chính các sóng đó.

Đa số các thêm đại dương thực sự có địa hình đáy gần giống địa hình trụ. Trong đó có thể tính đến những bất đồng nhất cỡ lớn của địa hình bằng cách chia vùng đang xét thành một loạt

phụ vùng tương đối đồng nhất, còn những bất đồng nhất cỡ nhỏ (so với bước sóng) – thì có thể tính tới trong khi giải bài toán về sự tán xạ [51, 170].

Chỉ trong trường hợp khi mà trên các khoảng cách xấp xỉ với bước sóng có những biến đổi địa hình đáng kể theo cả hai tọa độ hay bản thân vùng nước là một thủy vực hình dạng phức tạp, thì lý thuyết các sóng biên đơn giản mới không khả dụng. Trong trường hợp đó để khảo sát các sóng dài phải dùng các phương pháp mô hình hóa thủy động lực số trị có tính tới địa hình thực hai chiều. Ví dụ, phải giải bài toán như vậy khi tính toán dao động lắc trong các thủy vực tự nhiên.

Nếu $h = h(x)$, thì kết hợp với (2.10) phương trình (2.9) có dạng

$$\zeta'' + \frac{h'}{h} \zeta' + \left(\frac{\omega^2}{gh} - k^2 \right) \zeta = 0, \quad (2.11)$$

trong đó dấu phẩy trên chỉ đạo hàm theo x .

Các thành phần tốc độ nếu tính tới (2.6), (2.7) có thể viết lại như sau:

$$u = i \frac{g}{\omega} \zeta', \quad (2.12)$$

$$v = \frac{gk}{\omega} \zeta. \quad (2.13)$$

Phương trình (2.9) có bậc hai theo k và tuần tự có hai nghiệm ứng với các sóng trọng lực truyền trong các hướng ngược nhau. Hai nghiệm đó hoàn toàn đối xứng: nếu sóng với các tham số $\{\omega_j, k_i\}$ là nghiệm của (2.11), thì sóng $\{\omega_j, -k_i\}$ cũng sẽ là nghiệm của nó.

Ta nhận thấy rằng điều này chỉ đúng khi nào không tính đến sự quay Trái Đất. Sự quay làm cho chuyển động sóng thành

bất đối xứng. Trong trường hợp này phương trình tương tự (2.11) sẽ có dạng

$$\zeta'' + \frac{h'}{h} \zeta' + \left(\frac{\omega^2 - f^2}{gh} - \frac{fk h'}{\omega h} - k^2 \right) \zeta = 0. \quad (2.14)$$

Các sóng trọng lực trở thành bất đối xứng: những sóng truyền trong chiều dương ($k > 0$, tức có độ sâu nhỏ hơn (bờ) ở bên trái sẽ chạy nhanh hơn so với những sóng truyền trong chiều ngược lại. Khi $\omega \gg f$ sự khác biệt này trở nên nhỏ có thể bỏ qua. Về sau, khi xem xét những chuyển động tương ứng sẽ chủ yếu sử dụng phương trình (2.11), nhưng trong khi đó phải nhớ rằng với các sóng ứng với ranh giới thấp tần của dải tần đang xét (tức với các sóng có chu kỳ một số giờ), thì hiệu ứng khác biệt yếu về các tốc độ pha thực tế có tồn tại.

Ta cũng lưu ý hai tình huống liên quan tới sự ảnh hưởng của sự quay Trái Đất (để sau này không trở lại vấn đề này nữa).

1. Trong đại dương quay, khi có bờ, tồn tại một kiểu đặc biệt các sóng trọng lực (chính xác hơn – các sóng trọng lực – quán tính) – sóng Kelvin [27, 51]. Trong đại dương độ sâu không đổi ($h(x) = H = \text{const}$) sóng Kelvin truyền với tốc độ các sóng dài theo chiều xoáy thuận, tức để lại bờ ở phía bên phải (ở bắc bán cầu) và tắt dần trong hướng từ bờ theo luật hàm số mũ:

$$\zeta_K(x) = A_K e^{-f \frac{x}{c}}. \quad (2.15)$$

Sự hiện diện của vùng thêm làm thay đổi sóng này, khi tần số tăng (bước sóng giảm) tốc độ pha của nó bắt đầu suy giảm, trên biểu đồ tản mạn đường cong tản mạn của sóng Kelvin chuyển thành hài bậc không của các sóng ven (xem mục 2.2, 2.3) truyền trong chiều âm.

Trong khuôn khổ nghiên cứu này, sóng Kelvin lý thú trước hết ở chỗ theo dữ liệu quan trắc thực địa phần lớn năng lượng

của các sóng dài trọng lực được truyền dọc theo bờ trong chính hướng mà sóng này lan truyền.

2. Phương trình (2.14) có bậc ba đối với ω . Nghiệm thứ ba tương ứng với các sóng gradient – xoáy tần thấp, truyền theo chiều xoáy thuận, tức theo chiều như sóng Kelvin. Những sóng này được gây nên bởi hiệu ứng đồng thời của sự quay Trái Đất và sự biến thiên. Một trong các dạng sóng gradient – xoáy là các sóng thêm – chúng có nhiều nét chung với các sóng ven trọng lực (sự tập trung năng lượng vào đới thêm, cấu trúc không gian giống nhau, các quy mô tương tự liên quan tới quy mô vùng thêm...) và người ta thường hay lầm lẫn chúng, hơn nữa một số tác giả để chỉ các sóng thêm đã sử dụng những thuật ngữ “các sóng ven tựa địa chuyển”, “các sóng ven tần thấp”, v.v... Phải nhấn mạnh rằng đây là các sóng bản chất hoàn toàn khác (các sóng thêm được gây nên bởi các lực xoáy, các sóng ven – bởi trọng lực) và quy mô thời gian khác (các sóng thêm chỉ tồn tại trên các tần số thấp hơn tần số quán tính $\omega < f$, các sóng ven – ngược lại, khi $\omega > f$).*

Với những nhận xét ở trên đây, ta chuyển sang phân tích những dạng khác nhau của các sóng trọng lực và các hiệu ứng liên quan với chúng.

2.2. Các sóng ven của Stokes: nghiệm cho trường hợp nền đáy thoải vô tận

Xét mô hình đại dương bán vô tận, đường bờ trùng với trục y , còn trục x hướng về phía khơi đại dương. Ta xem rằng độ sâu biến đổi theo luật tuyến tính:

* Bản chất và những đặc điểm của các sóng thêm, sự ảnh hưởng của chúng lên các hiện tượng tự nhiên khác nhau cũng như sự khác biệt giữa chúng với các sóng ven được xem xét khá tỉ mỉ trong các chuyên khảo [27, 51, 70].

$$h(x) = \alpha x, \quad (2.16)$$

trong đó $\alpha = \operatorname{tg} \beta$, β – góc nghiêng của đáy. Người ta thường gọi mô hình này là “nền đáy vô tận”.

Năm 1846 J. Stokes đã nhận được nghiệm đối với các sóng mặt trọng lực trên nền đáy vô tận, không sử dụng phép xấp xỉ sóng dài [46, § 260]:

$$\zeta(x) = \zeta_0 e^{-\delta x}, \quad (2.17)$$

trong đó $\delta = |k| \cos \beta$. Phương trình tán mạn tương ứng có dạng

$$\omega^2 = gk \sin \beta. \quad (2.18)$$

Nghiệm này có tên là *sóng ven của Stokes* (Stokes edge wave). Sóng này truyền dọc bờ trong hướng dương hay hướng âm với tốc độ pha

$$c = \frac{g}{\omega} \sin \beta = \left(\frac{g}{k} \sin \beta \right)^{1/2} \quad (2.19)$$

và tắt dần nhanh về phía khơi đại dương. Tất cả năng lượng của sóng này tập trung vào một đới hẹp ven bờ và không thể truyền cho vùng khơi đại dương; diễn ra “sự bẫy” năng lượng sóng. Những chuyển động sóng, mà năng lượng được tập trung vào một đới nào đó và không truyền được ra các vùng bên ngoài, có tên là *các sóng bị bẫy* (trapped) [51, 264].

Một thế kỉ sau Eckart [158] sử dụng lý thuyết các sóng dài, đã xác định được rằng nghiệm mà Stokes nhận được là hài thấp nhất trong số vô số các hài sóng ven bị bờ bẫy. Sau này chúng ta sẽ sử dụng nhiều đến nghiệm của Eckart, vì vậy bây giờ sẽ xem xét nó một cách tỉ mỉ hơn.

Phương trình (2.11) nếu kể tới (2.16) sẽ có dạng

$$\zeta'' + \frac{1}{x}\zeta' + \left(\frac{a^2}{x} - k^2\right)\zeta = 0, \quad (2.20)$$

trong đó $a^2 = \omega^2 / (g \operatorname{tg} \beta)$. Nếu dùng các phép biến đổi

$$\zeta(x) = Z(x) e^{-kx}, \quad x = \frac{u}{2k}$$

có thể dẫn phương trình (2.20) tới dạng

$$uz'' + (1-u)z' + \mu u = 0, \quad (2.20 \text{ a})$$

trong đó $\mu = (a^2/k - 1)/2$. Nghiệm của phương trình (2.20 a), giới hạn tại bờ và tại vô cùng, được biểu diễn thành các đa thức Lagerr $L_n(u)$:

$$L_n(u) = n! \cdot F(-n; 1; u) = (-1)^n \left[u^n - n^2 + \frac{n^2(n-1)^2}{2!} u^{n-2} + \dots \right],$$

$$L_0 = 1; \quad L_1 = u + 1; \quad L_2 = u^2 - 4u + 2;$$

$$L_3 = u^3 + 9u^2 - 18u + 6; \quad L_4 = u^4 - 16u^3 + 72u^2 - 96u + 24$$

và v.v...

Nếu kể tới những phép biến đổi đã thực hiện ta có

$$\zeta(x) = A_n L_n(2kx) e^{-kx}, \quad (2.21)$$

và

$$\frac{a^2}{2k} - \frac{1}{2} = n, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.22)$$

A_n – biên độ ở lân cận bờ.

Từ điều kiện (2.22) ta nhận được quan hệ tần mạn

$$\omega_n^2 = (2n+1) gk \operatorname{tg} \beta, \quad (2.23)$$

biểu thức này trong trường hợp riêng khi $n=0$ và β nhỏ trùng với biểu thức (2.18) do Stokes đã nhận được.

Nghiệm (2.21) là một tập hợp rời rạc của các hài sóng ven, mỗi một hài trong số đó trên mặt phẳng (ω, k) được ánh xạ bằng một đường cong tần mạn $\omega_n(k)$. Số hiệu của hài tương ứng với số lượng giá trị bằng không của hàm $\zeta(x)$ trên hướng vuông góc bờ (hình 2.1). Như vậy các sóng ven có đặc điểm rời rạc và là tập hợp các nghiệm sóng, sóng đứng trên hướng vuông góc thêm và sóng tiến dọc thêm (bờ). Khi xa dần khỏi bờ, năng lượng của các sóng này nhanh chóng suy giảm.

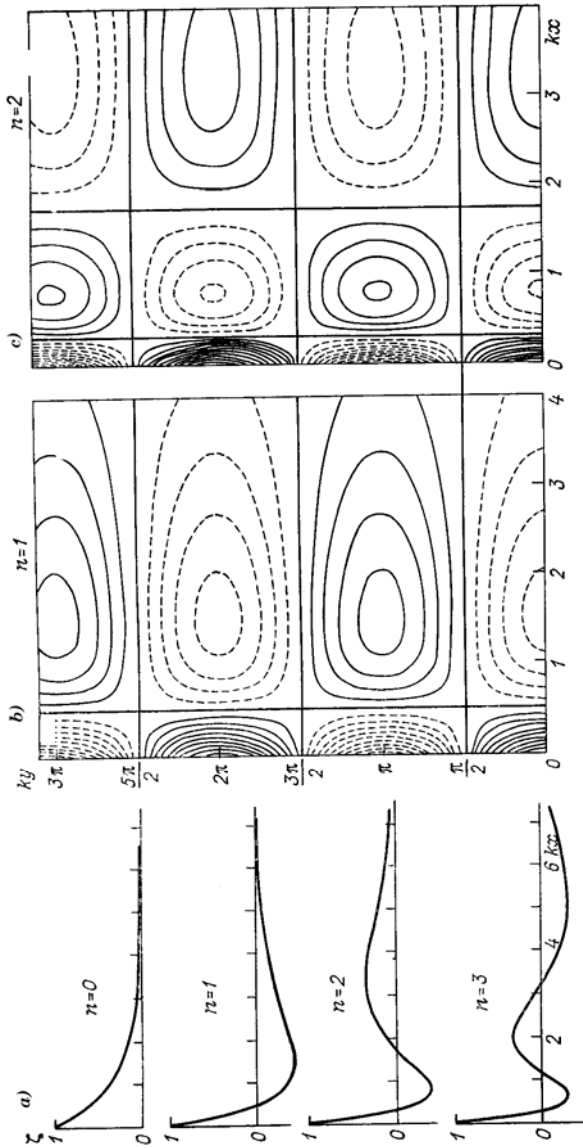
Tốc độ pha của các sóng ven được mô tả bằng biểu thức

$$c_n = \frac{\omega_n}{k} = (2n+1) \frac{g}{\omega} \operatorname{tg} \beta = \left[(2n+1) \frac{g}{k} \operatorname{tg} \beta \right]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.24)$$

Các sóng ven của Stokes có độ tần mạn mạnh: tần số càng lớn (hay số sóng càng lớn) thì tốc độ pha của mỗi hài riêng càng nhỏ. Tại một tần số cố định thì số hiệu hài càng cao tốc độ càng lớn.

Các sóng ven của Stokes có thể tồn tại với $k \neq 0$ bất kỳ. Trường hợp $k=0$ (sóng tiến vuông góc vào bờ) là trường hợp đặc biệt. Phương trình (2.20) trong trường hợp này có dạng

$$\zeta'' + \frac{1}{x}\zeta' + \frac{a^2}{x}\zeta = 0, \quad (2.25)$$



Hình 2.1. Hình dạng độ dâng sóng mặt tự do đối với các hài sóng ven

a - các trục diện ngang của bốn hài thấp nhất,
b và c - các bức tranh không gian tuần tự của hài thứ nhất và hài thứ hai

và nghiệm của nó có thể biểu diễn dưới dạng [47, § 186]

$$\zeta(x) = A J_0(2a\sqrt{x}), \quad (2.26)$$

trong đó J_0 - hàm Bessel bậc không. Tại những x lớn (tức ở rất xa bờ) có thể viết thành

$$\zeta(x) = A^* x^{-1/4} \cos(2a\sqrt{x} - \pi/4), \quad (2.27)$$

trong đó $A^* = (\pi a)^{1/2} A$. Do đó, nghiệm phương trình (2.25) là một sóng đứng có số lượng vô hạn các đường nút, biên độ sóng tắt dần chậm khi xa khỏi bờ (tỉ lệ với $x^{-1/4}$).

Như vậy, với nền đáy vô tận có thể tồn tại hai loại nghiệm sóng đối với các sóng dài:

- 1) Các sóng ven của Stokes truyền dọc bờ trong cả hai hướng và tắt dần nhanh về phía khơi đại dương;
- 2) Sóng đứng, tắt dần chậm về phía khơi đại dương.

Ursell [324] đã đưa ra lý thuyết chính xác về các sóng ven của Stokes, không phải dùng tới phép xấp xỉ sóng dài. Kết quả lý thú nhất mà Ursell nhận được - đó là biểu thức quan hệ tán xạ được chính xác hóa

$$\omega_n^2 = gk \sin[(2n+1)\beta]. \quad (2.28)$$

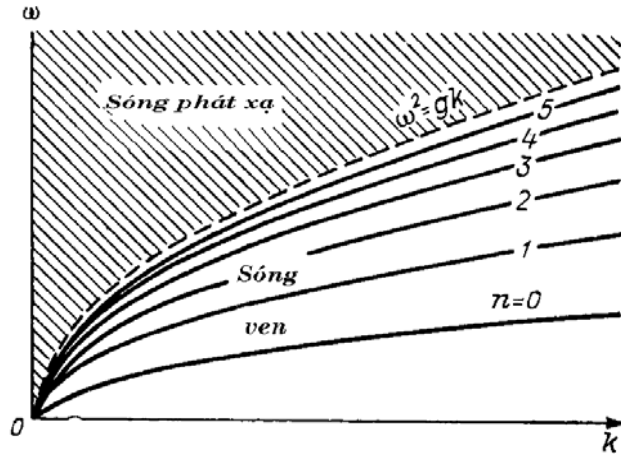
Với những góc nghiêng β nhỏ, các biểu thức (2.23) và (2.28) thực tế tương đương nhau. Khác biệt chủ yếu là ở điều kiện tồn tại nghiệm (2.28)

$$(2n+1)\beta \leq \frac{\pi}{2}. \quad (2.29)$$

Từ (2.29) suy ra rằng với góc nghiêng β bất kỳ luôn tồn tại một số có giới hạn các hài sóng ven

$$n \leq \pi/4\beta - 1/2. \quad (2.30)$$

Mặc dù, theo điều kiện (2.30) tại những β nhỏ thì số này là khá lớn (với $\beta = 0,02$ $n = 38$), bản thân kết quả là tin cậy và hết sức quan trọng.



Hình 2.2. Giản đồ tán mạn của các sóng ven theo mô hình Ursell

Những nghiên cứu tiếp theo về các sóng ven đã cho thấy rằng trong phép xấp xỉ sóng dài với đại dương độ sâu hữu hạn luôn tồn tại một số hữu hạn các hài sóng ven đối với một giá trị bất kỳ của tần số hay số sóng. Ví dụ, một trong các định lý của Huthnance [216] (xem § 2.4) đã nói về điều này.

Kết quả quan trọng thứ hai rút ra từ mô hình Ursell – đó là sự tồn tại phổ liên tục của các sóng tại

$$\omega^2 \leq gk \quad (2.31)$$

(hình 2.2). Do đó, đối với một điểm bất kỳ của mặt phẳng tán mạn thỏa mãn điều kiện (2.31) có thể tồn tại nghiệm sóng dạng

(2.10). Những sóng này có tên gọi là *các sóng phát xạ* (leaky), bởi vì chúng, khác với các sóng bị bẫy, khi phản xạ từ bờ hay từ thềm, có thể “phát xạ” vào vùng khơi đại dương [27, 264].*

Cả hai kết quả quan trọng này, đã do Ursell nhận được dựa trên mô hình nền đáy vô tận có kể tới tính chất ba chiều của trường sóng, cũng có thể nhận được đối với các sóng dài trong trường hợp đại dương có độ sâu hữu hạn. Sự tính đến quá trình tắt dần dao động sóng theo phương thẳng đứng sẽ cho kết quả vật lý sát thực.

Mô hình nền đáy tuyến tính vô hạn có tính nhân tạo và phần lớn trường hợp không phản ánh được hình dạng thực của vùng thềm. Nhược điểm lớn nhất của nó là không có được một quy mô phương ngang đặc trưng (riêng có của các vùng thềm tự nhiên). Mặc dù vậy, các kích thước của địa hình biến đổi (của đồi thềm và sườn lục địa), cũng như sự hiện diện của vùng nước sâu trải dài, nơi đó độ sâu ít thay đổi, quyết định về cơ bản hình dạng và các tham số sóng ven và sóng phát xạ. Vì vậy, thời gian gần đây, khi mô tả những quá trình sóng quy mô tương đối lớn (có quy mô so sánh được với quy mô vùng thềm) kiểu như các sóng áp, người ta đã sử dụng các mô hình giải tích hiện thực hơn để xấp xỉ địa hình. Tuy nhiên, đối với các quá trình ở đới ven bờ mà quy mô đặc trưng nhỏ hơn nhiều so với kích thước vùng thềm (các sóng ngoại trọng lực và những hiện tượng liên quan với chúng), thì mô hình nền đáy vô tận hoàn toàn thích dụng và cho những kết quả tốt khi so sánh với dữ liệu quan trắc thực tế [130, 187, 230].

* Trong văn liệu thông thường còn dùng các thuật ngữ “các sóng đi mất” và “các sóng thoát mất”.

2.3. Các sóng dài bị bẫy ở đại dương có vùng thêm độ sâu không đổi

Khi tiến hành phân tích lý thuyết về các dao động lắc trong đới thêm, Sezawa và Kanai (1939) đã đi đến kết luận rằng trong đới này có thể tồn tại những sóng dài lan truyền dọc đường bờ mà không bị mất nhiều năng lượng, biên độ của các sóng đó giảm nhanh về phía khơi đại dương [300]. Để mô tả hiện tượng, họ đã dùng mô hình đại dương bán vô tận có thêm độ sâu không đổi (“thêm-bậc”):

$$h(x) = \begin{cases} h_1 & \text{khi } 0 < x < L, \\ h_2 & \text{khi } x \geq L. \end{cases} \quad (2.32)$$

Như các tác giả đã nêu, nghiệm do họ nhận được biểu diễn các sóng biên, tương tự như các sóng địa chấn của Liawa trong môi trường đồng nhất. Thực tế là họ đã mô tả các sóng ven, giống với các sóng kinh điển của Stokes trên nền đáy vô tận.

Về sau, một số khía cạnh khác nhau của các nghiệm sóng dài đối với mô hình thêm-bậc đã được xét trong các công trình của Munk và nnk. [269, 312], Aida [106], Buchwald và De Szoeker [134]... Những ưu điểm của mô hình này là: 1) sự đơn giản của nghiệm; 2) tính trực quan của kết quả; 3) khả năng khái quát hóa cho địa hình đáy tùy ý.

Phương trình (2.11) đối với mô hình này sẽ có dạng

$$\zeta_j''(x) - \chi_j^2 \zeta_j(x) = 0, \quad (2.33)$$

trong đó

$$\chi_j^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{gh_j}, \quad (2.34)$$

$j=1,2$, chỉ số 1 ứng với thêm, 2 – vùng khơi đại dương. Tùy thuộc vào dấu của χ_j^2 (tức tùy thuộc vào ω và k) nghiệm (2.33) đối với từng vùng có thể được biểu diễn thành các hàm mũ

$$\zeta_j(x) = C_{1j} e^{-\chi_j x} + C_{2j} e^{\chi_j x} \quad \text{khi } \chi_j^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{gh_j} > 0, \quad (2.35)$$

hay các hàm lượng giác

$$\zeta_j(x) = \hat{C}_{1j} \cos(p_j x) + \hat{C}_{2j} \sin(p_j x) \quad \text{khi } p_j^2 = \frac{\omega^2}{gh_j} - k^2 > 0. \quad (2.36)$$

Những nghiệm này phải thỏa mãn các điều kiện biên sau đây:

– Tại bờ ($x=0$) – điều kiện không chảy qua ($u=0$), từ đây suy ra

$$\zeta_1'(x) = 0 \quad \text{khi } x=0; \quad (2.37)$$

– Tại vô cùng – điều kiện có hạn của nghiệm

$$\zeta_2(x) < M \quad \text{khi } x \rightarrow \infty; \quad (2.38)$$

– Tại ranh giới thêm – các điều kiện liên tục mực nước và thông lượng

$$\begin{aligned} \zeta_1(x) &= \zeta_2(x), \\ h_1 \zeta_1'(x) &= h_2 \zeta_2'(x) \quad \text{khi } x=L. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Nói theo công trình [269], đối với nghiệm kiểu (2.35) cho vùng khơi đại dương ta đưa ra ký hiệu E (ký hiệu hàm mũ), còn đối với (2.36) – ký hiệu T (ký hiệu hàm lượng giác), tương tự, E' và T' – cho đới thêm. Rõ ràng khi đó tùy thuộc vào kiểu nghiệm, toán đồ tần mạn sẽ phân chia ra thành các vùng TT' , ET' và EE' (hình 2.3). Ta sẽ xét riêng từng vùng trong những vùng đó.

1. $k^2 > \frac{\omega^2}{gh_1}$, $k^2 > \frac{\omega^2}{gh_2}$ - vùng EE' . Từ điều kiện (2.38) suy

ra $C_{22} = 0$, từ điều kiện (2.37) suy ra $C_{11} = C_{21}$. Nghiệm có dạng

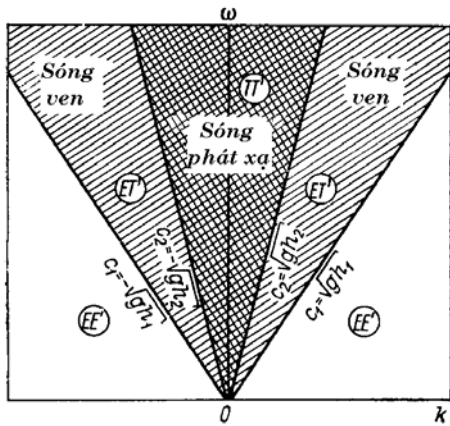
$$\zeta_1(x) = 2C_{11} \text{ch}(\chi_1 x); \quad (2.40 \text{ a})$$

$$\zeta_2(x) = C_{12} e^{-\chi_2 x}. \quad (2.40 \text{ b})$$

Thế (2.40) vào (2.39) sẽ dẫn tới phương trình tán mạn

$$\text{th}(\chi_1 L) = \frac{\chi_2 h_2}{\chi_1 h_1}. \quad (2.41)$$

Vì $h_2 > h_1$ nên $\chi_2 = k^2 - \frac{\omega^2}{gh_2} > \chi_1 = k^2 - \frac{\omega^2}{gh_1}$, do đó trong phương trình (2.41) vế phải luôn lớn hơn đơn vị. Phương trình (2.41) không có các nghiệm số thực, và do đó, các nghiệm sóng ứng với vùng EE' của toán đồ tán mạn không tồn tại.



Hình 2.3. Toán đồ tán mạn chẩn đoán của các sóng ven và sóng phát xạ đối với mô hình thêm - bậc

2. $k^2 < \frac{\omega^2}{gh_1}$, $k^2 < \frac{\omega^2}{gh_2}$, vùng TT' . Các nghiệm mang đặc

điểm lượng giác (dao động sóng) cả trong đới thêm lẫn ở ngoài đới thêm. Từ điều kiện (2.37) suy ra $C_{21} = 0$. Nếu kể tới (2.36) có thể viết thành

$$\zeta_1(x) = C_{11} \cos(p_1 x), \quad (2.42 \text{ a})$$

$$\zeta_2(x) = C_{12} \cos(p_2 x) + C_{22} \sin(p_2 x). \quad (2.42 \text{ b})$$

Các điều kiện (2.39) cho phép biểu diễn C_{12} , C_{22} qua C_{11} ; các điều kiện (2.38) luôn được thực hiện đối với kiểu nghiệm này. Phương trình tán mạn đối với những sóng này không tồn tại, nghiệm sẽ tồn tại cho điểm bất kỳ $\{\omega, k\}$, vùng TT' của toán đồ tán mạn. Đó là các sóng phát xạ đi đến đới thêm từ vùng khơi đại dương, nó bị biến đổi ở đây và phản xạ lại vào vùng khơi đại dương. Thường người ta đồng nhất hóa các sóng này với các sóng Puangcare (đôi khi sử dụng thuật ngữ “các sóng Puangcare cải biên” [260]), mặc dù các sóng Puangcare kinh điển mới đầu đã được mô tả đối với đại dương quay độ sâu không đổi.

3. $\frac{\omega^2}{gh_1} < k^2 < \frac{\omega^2}{gh_2}$, vùng ET' . Các nghiệm tương ứng mang

đặc điểm lượng giác trên vùng thêm và hàm mũ (tắt dần) ở ngoài vùng thêm. Nếu tính tới (2.37), (2.38)

$$\zeta_1(x) = C_{11} \cos(p_1 x), \quad (2.43 \text{ a})$$

$$\zeta_2(x) = C_{12} e^{-\chi_2 x}. \quad (2.43 \text{ b})$$

Đây là đới tồn tại các sóng ven, tương tự như các sóng quan sát thấy trên nền đáy vô tận. Ta xét những nghiệm tương ứng một cách chi tiết hơn.

Từ các điều kiện (2.39) suy ra phương trình tán mạn

$$\operatorname{tg}(p_1 L) = \frac{h_2 \chi_2}{h_1 p_1}, \quad (2.44)$$

có thể viết phương trình này dưới dạng

$$\operatorname{tg} z = \frac{y}{dz}, \quad (2.44')$$

trong đó $z = p_1 L$, $y = \chi_2 L$, $d = \frac{h_1}{h_2}$. Nghiệm của nó có dạng

$$z = \varphi_n + n\pi, \quad 0 \leq \varphi_n \leq \frac{\pi}{2}, \quad (2.45)$$

trong đó $n = 0, 1, 2, \dots$ – số hiệu của hài. Đối với mỗi hài tồn tại một tần số cực tiểu ω_n^{\min} và một số sóng cực tiểu k_n^{\min} xác định các ranh giới tồn tại của từng hài

$$\begin{aligned} \omega_n^{\min} &\leq \omega_n < \infty, \\ k_n^{\min} &< k_n < \infty, \end{aligned} \quad (2.46)$$

trong đó

$$\begin{aligned} \omega_1^{\min} &\leq \omega_2^{\min} < \omega_3^{\min} < \dots, \\ k_1^{\min} &< k_2^{\min} < k_3^{\min} < \dots \end{aligned} \quad (2.47)$$

Các tần số ω_n^{\min} và các số sóng k_n^{\min} được tìm từ nghiệm của hệ các phương trình

$$z = n\pi, \quad y = 0, \quad (2.48)$$

tức

$$\begin{aligned} \frac{\omega^2}{gh_1} - k^2 &= \frac{n^2 \pi}{L^2}, \\ k^2 &= \frac{\omega^2}{gh_2}. \end{aligned} \quad (2.48')$$

Từ (2.48) suy ra rằng

$$\omega_n^{\min} = \frac{n\pi c_*}{L}, \quad (2.49)$$

$$k_n^{\min} = \frac{n\pi}{L} \left(\frac{h_1}{h_2 - h_1} \right)^{1/2} = \frac{n\pi c_*}{L c_2}, \quad (2.50)$$

trong đó

$$c_* = \left(\frac{gh_1 h_2}{h_2 - h_1} \right)^{1/2},$$

còn $c_2 = \sqrt{gh_2}$. Khi $h_1 \ll h_2$ $c_* \approx c_1 = \sqrt{gh_1}$ từ các công thức (2.49), (2.50) rút ra rằng các trị số cực tiểu của tần số và số sóng tỉ lệ với căn bậc hai của độ sâu thêm và tỉ lệ nghịch với độ rộng thêm. Độ sâu ở vùng khơi đại dương ảnh hưởng đến các số sóng k_n^{\min} , nhưng thực tế không ảnh hưởng đến các tần số ω_n^{\min} .

Các phương trình của những đường cong tần mạn đối với một số hài riêng biệt có thể biểu diễn dưới dạng tham số

$$\omega_n = z_n (1 + d^2 \operatorname{tg}^2 z_n)^{1/2} c_* L, \quad (2.51)$$

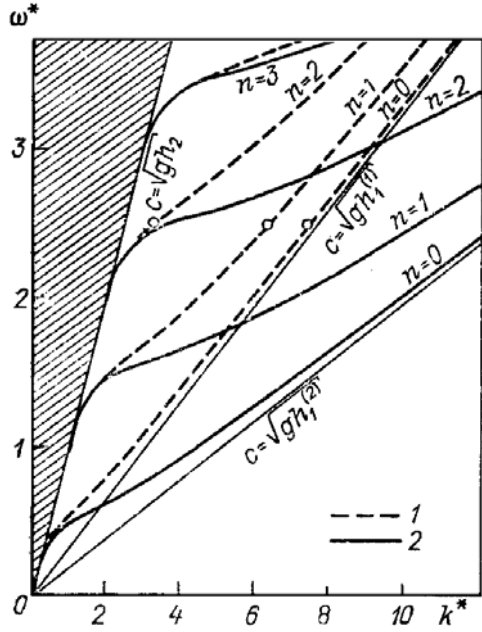
$$k_n = z_n (1 + d \operatorname{tg}^2 z_n)^{1/2} c_* / (L c_2), \quad (2.52)$$

trong đó z_n được mô tả bằng biểu thức (2.45). Tại $z_n = n\pi$ các biểu thức (2.51), (2.52) tương đương với (2.49), (2.50). Những ví dụ tính toán các đường cong tần mạn với những giá trị d khác nhau được dẫn trên hình 2.4.

Tốc độ pha của các hài tương ứng của các sóng ven được mô tả bằng biểu thức

$$c_n = c_2 \left(\frac{1 + d^2 \operatorname{tg}^2 z_n}{1 + d \operatorname{tg}^2 z_n} \right)^{1/2} \quad (2.53)$$

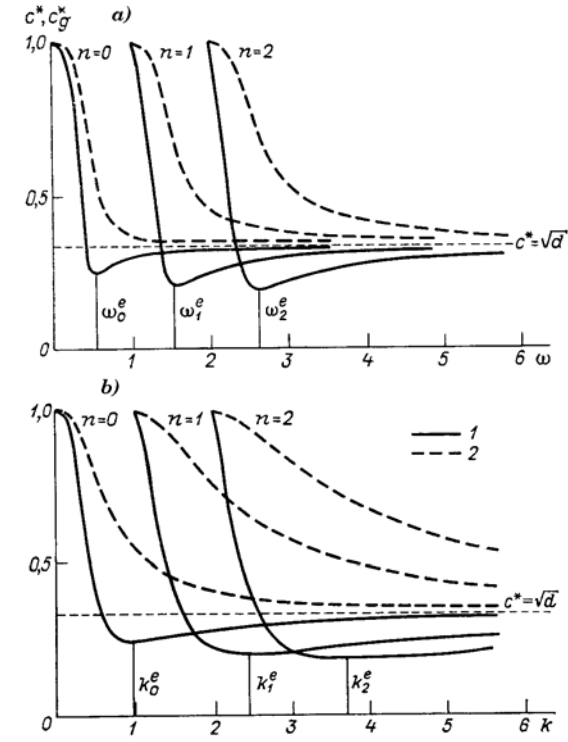
và là một hàm giảm đơn điệu của z (do đó cũng là của ω, k).
 Tại $z_n = n\pi$ (tức tại $\omega_n = \omega_n^{\min}$, $k_n = k_n^{\min}$) $c_n = c_2$, khi
 $z_n \rightarrow n\pi + \frac{\pi}{2}$ (khi $\omega_n \rightarrow \infty$, $k_n \rightarrow \infty$) $c_n \rightarrow d^{1/2}c_2 = c_1$ (hình 2.5).



Hình 2.4. Toán đồ tần mạn của các sóng ven đối với mô hình thêm - bậc tại giá trị tham số $d = h_1 / h_2 = 1/9$ (1) và $d = 1/25$ (2)

Tại ω giữ cố định, các giá trị của số sóng k_n đối với một số hài riêng biệt có thể tìm theo công thức (2.52), trong đó các trị số tương ứng của z_n được tính theo công thức truy hồi

$$z_n^{(k)} = \arctg \left[\frac{1}{d} \left(\frac{\omega^2 L^2}{z_n^2 c_*^2} - 1 \right)^{1/2} \right] + n\pi. \quad (2.54)$$



Hình 2.5. Các trị số quy chuẩn của tốc độ nhóm (1) và tốc độ pha (2) đối với ba hài sóng ven thấp nhất trong mô hình thêm - bậc với tham số $d = h_1 / h_2 = 1/9$ phụ thuộc vào tần số (a) và số sóng (b)

Ví dụ, với $d = 1/9$, $\omega^* = \frac{\omega L}{\pi c_*} = 2,5$ các giá trị z_n được tính theo công thức (2.54) bằng: $z_0 = 88,72^\circ$, $z_1 = 265,56^\circ$, $z_2 = 430,13^\circ$, còn các giá trị $k_n^* = \frac{L c_2}{\Pi c_*} k$: $k_0^* = 7,37$, $k_1^* = 6,23$, $k_2^* = 3,25$ (xem hình 2.4). Trên hình 2.6 dẫn những profile dao động sóng tương ứng trên hướng vuông góc với bờ.

Bằng cách tương tự, người ta xác định những giá trị tần số ω_n tại k cố định (theo công thức (2.51)), trong đó z_n được tính theo công thức

$$z_n^{(\omega)} = \arctg \left[\left(\frac{k^2 L^2 c_2^2}{d z c_*^2} - \frac{1}{d} \right)^{1/2} \right] + n\pi. \quad (2.55)$$

Trong đó nếu tại giá trị $k = k_j$ nào đó tồn tại một tập hợp các tần số riêng $\omega_n(k_j)$, thì một tập hợp y như vậy sẽ tồn tại tại $k = -k_j$: $\omega_n(k_j) \equiv \omega_n(-k_j)$.

Một đặc trưng quan trọng của các sóng ven là *tốc độ nhóm*

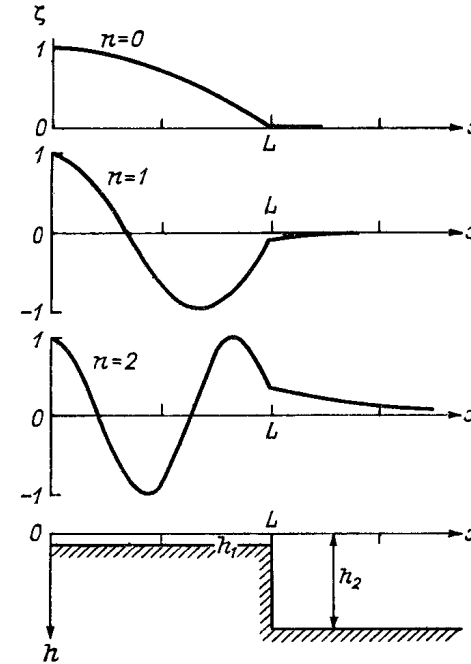
$$c_g = \frac{d\omega}{dk}, \quad (2.56)$$

quy định tốc độ vận chuyển năng lượng sóng. Đối với các sóng dài ở vùng khơi đại dương $c_g = c = \sqrt{gh} = \text{const}$, đối với các sóng ven trên nền đáy nghiêng vô tận c_g đơn điệu giảm khi tăng tần số và số sóng. Tốc độ nhóm đối với thêm – bậc có cấu trúc phức tạp hơn. Nếu tính tới (2.51), (2.52) có thể nhận được biểu thức sau:

$$c_g = \frac{c_2 \left[d^2 (z \operatorname{tg} z + \sin^2 z) + \cos^2 z \right]}{(z \operatorname{tg} z + \sin^2 z) + \cos^2 z} \cdot \left[\frac{1 + d \operatorname{tg}^2 z}{1 + d^2 \operatorname{tg}^2 z} \right]. \quad (2.57)$$

Từ (2.57) suy ra rằng khi $z = n\pi$ ta có $c_g = c_2$, còn khi $z \rightarrow n\pi + \pi/2$ ta có $c_g \rightarrow d^{1/2} c_2 = c_1$, tức các giá trị cận của c_g và c trùng nhau. Tuy nhiên, đặc điểm biến đổi c_g và c tùy thuộc vào tần số (hay vào số sóng) khác nhau đáng kể (xem hình 2.5). Như ta thấy rất rõ trên các đồ thị tương ứng, đối với mỗi hài tại những tần số nhất định ω_n^e (cũng như các số sóng k_n^e) các tốc độ

nhóm có trị cực tiểu. Những tần số đó được gọi là *các tần số Airy*. Tại các tần số đó cần phải xảy ra sự tích tụ năng lượng sóng; trong phổ của các quá trình động lực học trên thêm có thể chờ đợi sự xuất hiện các cực đại.



Hình 2.6. Các dạng dao động tự do của ba hài sóng ven thấp nhất tại $\omega^* = 2,5$ trong mô hình thêm-bậc với tham số $d = 1/9$ (những điểm tương ứng được đánh dấu bằng các vòng tròn nhỏ trên các đường cong tản mạn ở hình 2.4)

2.4. Những đặc điểm của sóng ven đối với các dạng địa hình khác nhau

Các mô hình “nền đáy nghiêng vô tận” và “thêm-bậc” thường là rất thô để xấp xỉ địa hình thực ở các vùng ven bờ và

trong đối thêm. Ta xét những mô hình lý thuyết khác được dùng để tính các sóng ven.

1. *Thêm nghiêng độ rộng hữu hạn:*

$$h(x) = \begin{cases} \alpha x & \text{khi } 0 < x < L, \\ H & \text{khi } x > L. \end{cases} \quad (2.58)$$

Đó là vùng thêm mà ở lân cận bờ thì có đặc điểm của một nền đáy nghiêng, kết thúc bởi tường thẳng đứng còn xa dần về phía khơi đại dương thì độ sâu được xem là không đổi (xem hình 2.12 b). Nếu so sánh với dạng thêm (2.16), trắc diện (2.58) tỏ ra hiện thực hơn nhiều. Trong trường hợp riêng, khi $H = \alpha L$, sẽ không có tường tại ranh giới của thêm (xem hình 2.12 c).

Thực tế mô hình (2.58) là sự kết hợp các mô hình đã xem xét trong các mục trước. Trong đối thêm phương trình (2.11) có dạng (2.20), và nghiệm của nó được viết như sau:

$$\zeta(x) = A_1 F_1(-\mu, 1, 2kx) e^{-kx} \quad \text{khi } 0 < x < k, \quad (2.59)$$

trong đó ${}_1F_1(a, b, z)$ – hàm Kummer. Tại $a = -n$, $n = 0, 1, 2, \dots$ hàm ${}_1F_1(a, b, z) = L_n(z)$ – đa thức Lagerr bậc n .

Ở vùng khơi đại dương phương trình (2.11) có thể viết lại dưới dạng (2.33), và nghiệm của nó (đối với các sóng ven) – dưới dạng (2.43 b), trong đó $\chi = \sqrt{k^2 - \omega^2 / gH}$.

Từ các điều kiện liên tục mực nước và thông lượng tại ranh giới thêm (2.39) rút ra quan hệ tản mạn

$$2\Delta_1 F_1'(-\mu, 1, 2kL) + (\chi / k - \Delta) {}_1F_1(-\mu, 1, 2kL) = 0, \quad (2.60)$$

trong đó $\Delta = \alpha L / H$, ${}_1F_1'(x) = d {}_1F_1 / dx$. Trong trường hợp riêng, khi tại ranh giới thêm không có sự đứt đoạn độ sâu, phương trình (2.60) nhận dạng

$$2 {}_1F_1'(-\mu, 1, 2kL) + (\chi / k - 1) {}_1F_1(-\mu, 1, 2kL) = 0. \quad (2.60')$$

Sự khác biệt cơ bản của mô hình (2.58) so với mô hình “nền đáy nghiêng vô tận” là ở chỗ các sóng ven đối với mô hình này có thể tồn tại chỉ khi $k^2 > \omega^2 / gH$ (cũng như trong mô hình “thêm–bậc”). Sự hữu hạn của độ rộng thêm dẫn tới chỗ ở đây đối với mỗi hài cũng tồn tại tần số cực tiểu ω_n^{\min} và số sóng cực tiểu k_n^{\min} và thỏa mãn các điều kiện (2.46), (2.47). Tần số ω_n^{\min} và số sóng k_n^{\min} có thể tìm bằng cách giải hệ các phương trình

$$\begin{aligned} 2 {}_1F_1'(\gamma, 1, 2kL) - \Delta {}_1F_1(\gamma, 1, 2kL) &= 0, \\ k^2 &= \omega^2 (gH), \end{aligned} \quad (2.61)$$

trong đó

$$\nu = (kL / \Delta - 1) / 2.$$

Đối với những k và ω lớn, hoặc cũng chính là đối với thêm rộng vô hạn, các mô hình (2.16) và (2.58) cho các kết quả thực tế như nhau, tuy nhiên, đối với những k và ω bé sự khác biệt giữa các mô hình là rất lớn. Thông thường, người ta sử dụng mô hình (2.16) khi mô tả những quá trình diễn ra ở đối ven bờ (kiểu sóng ngoại trọng lực); để nghiên cứu những chuyển động bao quát toàn bộ vùng thêm, ví dụ sóng thần, tốt hơn là nên dùng mô hình (2.58) – những kích thước thêm hạn chế và sự hữu hạn của độ sâu đại dương ở xa bờ là những yếu tố đáng kể đối với những chuyển động như vậy.

2. *Thêm lõm dạng hàm mũ:*

$$h(x) = H(1 - e^{-ax}). \quad (2.62)$$

Đặc điểm của loại trắc diện này (xem hình 2.12 d) là không có rang giới thêm chính xác và độ sâu đơn điệu tiến tới giới hạn $h(x) \rightarrow H$ khi $x \rightarrow \infty$. Ở lân cận bờ, trắc diện này gần với trắc diện tuyến tính: $h(x) \approx aHx$.

Phương trình (2.11) nếu tính đến (2.61) có dạng

$$\zeta'' + \frac{ae^{-ax}}{1-e^{-ax}}\zeta' + \left[\frac{\omega^2}{gH(1-e^{-ax})} - k^2 \right] \zeta = 0. \quad (2.63)$$

Nếu dùng phép biến đổi $u = e^{-ax}$, có thể đưa phương trình này đến dạng [260]:

$$u^2(1-u)\zeta''(u) + u(1-2u)\zeta'(u) + [\alpha^2 - \beta^2(1-u)]\zeta(u) = 0, \quad (2.64)$$

trong đó $\alpha^2 = \omega^2 / (gHa^2)$, $\beta^2 = k^2 / a^2$. Nghiệm của phương trình (2.64) được biểu diễn thành các hàm Jacobi.

Ball [115] đã nhận được lời giải đối với các sóng ven trường hợp trắc diện dạng (2.62). Phương trình tán mạn có dạng

$$\omega^2 = \frac{a^2 gH}{2} \left[(2n+1) \left(1 + \frac{4k^2}{a^2} \right)^{1/2} - (2n^2 + 2n + 1) \right]. \quad (2.65)$$

Đặc điểm của các đường cong tán mạn đối với trắc diện này là không có tốc độ pha hữu hạn:

$$c_n = \omega_n / k_n \rightarrow 0 \quad \text{khi} \quad |k_n| \rightarrow \infty;$$

đó là vì $h(x) \rightarrow 0$ khi $x \rightarrow 0$.

Một đặc trưng quan trọng của các đường cong tán mạn - tần số cực tiểu tồn tại tồn tại những hài riêng biệt, theo (2.65) tần số này được xác định bằng biểu thức

$$\omega_n^{\min} = a[gHn(n+1)]^{1/2}. \quad (2.66)$$

Trắc diện (2.62) cho phép mô tả khá tốt địa hình đối ven bờ đối với nhiều vùng của Đại dương Thế giới, nhưng với chính vùng thềm thì kém hơn. Vì vậy, người ta thường sử dụng mô hình này khi phân tích các sóng ngoài trọng lực. Trong đó, ở một số công trình [174, 211, 248] người ta đã thử liên hệ các tần

số cực đại phổ phát hiện được khi phân tích dữ liệu quan trắc với các tần số ω_n^{\min} theo biểu thức (2.66).

3. Thêm lời dạng hàm mũ:

$$h(x) = \begin{cases} h_0 e^{ax} & \text{khi } 0 < x \leq L, \\ h_0 e^{aL} & \text{khi } x > L. \end{cases} \quad (2.67)$$

Đó là trắc diện (xem hình 2.12 e) với một tường nhỏ ở bờ $h(0) = h_0$ và độ sâu không đổi ở bên ngoài vùng thềm. Ở bên trong đối thềm (khi $0 < x \leq L$) phương trình (2.11) được viết lại dưới dạng

$$\zeta''(x) + a\zeta'(x) + \left(\frac{\omega^2}{gh_0} e^{-ax} - k^2 \right) \zeta(x) = 0. \quad (2.68)$$

Nhờ phép biến đổi $\zeta(x) = u\psi(u)$, $u = \exp(-ax/2)$ được quy về phương trình Bessel

$$u^2\psi'' + u\psi' + [\sigma^2 u^2 - \nu^2]\psi = 0, \quad (2.69)$$

trong đó

$$\sigma^2 = \frac{4\omega^2}{gh_0 a^2}, \quad \nu^2 = 1 + \frac{4k^2}{a^2}. \quad (2.70)$$

Nghiệm của phương trình (2.68) có thể biểu diễn dưới dạng

$$\zeta(u) = A_1 u J_\nu(\sigma u) + B_1 u N_\nu(\sigma u), \quad (2.71)$$

trong đó J_ν và N_ν - các hàm Bessel và Neuman bậc ν , σ và ν được mô tả bằng các biểu thức (2.70), còn $u = \exp(-ax/2)$.

Ở vùng khơi đại dương (khi $x > L$) nghiệm của các sóng ven có dạng (2.43 b). Điều kiện biên (2.37) ở bờ và các điều kiện (2.39) tại ranh giới thềm cho phép nhận được phương trình tán mạn [26, 339]

$$A = Z_1^\delta(\xi) Z_2^\nu(\sigma) - Z_1^\nu(\sigma) Z_2^\delta(\xi) = 0, \quad (2.72)$$

trong đó

$$Z_1^q(y) = qJ_\nu(y) + yJ_{\nu-1}(y),$$

còn Z_2^q – cũng giống như trên, chỉ có điều phải thay các hàm Bessel J_ν , $J_{\nu-1}$ thành các hàm Neuman N_ν , $N_{\nu-1}$;

$$\delta = 1 - 2\chi/a - \nu, \quad \chi = k^2 - \frac{\omega^2}{gH}$$

$$\nu = 1 - \nu, \quad \xi = \sigma \exp\left(-\frac{aL}{2}\right).$$

Những đường cong tần mạn của các hài sóng ven riêng biệt phân bố trong vùng ET' (xem hình 2.3), giới hạn bởi các đường thẳng $c = \sqrt{gH}$ và $c = \sqrt{gh_0}$; đặc điểm biến thiên của chúng, nói chung, giống như đối với mô hình thêm - bậc (xem hình 2.4).

Việc xấp xỉ $h(x)$ bằng mối phụ thuộc (2.67) cho phép mô tả khá thực sự biến đổi địa hình ở đới thêm - sườn lục địa, vì vậy (và cũng vì sự đơn giản của nghiệm) mô hình này phổ biến rộng rãi khi nghiên cứu những chuyển động tương đối thấp tần và quy mô lớn (kiểu các sóng thêm), chúng diễn ra trong phạm vi toàn bộ thêm. Mô hình này mô tả địa hình ở dải ven bờ kém hơn nhiều, vì vậy khi phân tích những quá trình diễn ra trong đới này, mô hình (2.67) thực tế không được sử dụng.

Ba mô hình giải tích đã xem xét trong mục này cùng với các mô hình “đáy nghiêng vô tận” và “thêm - bậc” (xem mục 2.2, 2.3) là những mô hình phổ biến nhất và diễn tả tốt những đặc điểm của các sóng ven. Những tính chất cơ bản của các sóng ven (cũng như của các sóng bị bẫy khác) đối với địa hình bất kỳ* có tính đến ảnh hưởng của lực quay Trái Đất đã được nêu lên

* Đối với địa hình dạng hình trụ ở dải thêm - sườn lục địa và đại dương độ sâu không đổi ở bên ngoài đới.

trong công trình của J. Huthnance [216] (còn có thể xem các mục 1.3 và 1.4 trong cuốn chuyên khảo của V.V. Ephimov và nnk [27]). Chúng ta sẽ nêu lên những đặc điểm quan trọng nhất của các sóng này.

1) Khi $\omega > f$ đối với số sóng giữ cố định k tồn tại một số hữu hạn các hài sóng ven, với chúng $\omega_0 < \omega_1 < \omega_2 < \dots < \omega_n$, $\omega_N^2 < k^2 gH + f^2$ (H – độ sâu ở vùng khơi đại dương).

Mặc dù tính đơn giản bề ngoài, tính chất 1 là hoàn toàn không phải là một tính chất tầm thường. Đối với nhiều loại sóng dài khác có phổ gián đoạn, ví dụ đối với sóng Rosby hay các sóng thêm, các tần số giảm xuống khi tăng số hiệu hài, ngoài ra đối với một số sóng giữ cố định tồn tại một số vô hạn các hài [27, 51].

Nhận thấy rằng, ngược lại, tại ω giữ cố định đối với các sóng ven $k_0 > k_1 > k_2 > \dots > k_N$, $k_N^2 > (\omega^2 - f^2)/gH$, tức hài thấp nhất có bước sóng nhỏ nhất, còn khi tăng số hiệu hài, bước sóng tăng lên.

Số lượng hữu hạn các sóng ven tại những trị số được cho của k hay ω là hệ quả tồn tại phổ liên tục của các sóng phát xạ.

2) Số lượng hài các sóng ven tăng không giới hạn khi tăng số sóng. Trường hợp $k = \text{const}$ tương ứng với bài toán ban đầu lan truyền các sóng. Ví dụ điển hình - sự kích hoạt các sóng thần bởi sự di động của đáy. Từ tính chất 2 suy ra rằng quy mô tuyến tính của sự di động đó (hay của nguồn ban đầu nào khác của các sóng ven) càng nhỏ, thì càng có số lượng lớn hơn các hài có thể được kích hoạt, cấu trúc sóng của chùm sóng được tạo thành càng phức tạp. Và ngược lại, đối với nguồn ban đầu lớn (so với các kích thước thêm), sẽ chỉ có một hoặc hai hài thấp nhất được kích hoạt.

Tính chất tương tự như tính chất 2, có thể cũng áp dụng đối với tần số: số hài các sóng ven tầng không giới hạn khi tầng tần số.

3) Các đường cong tần mạn của các sóng ven nằm giữa các đường tiệm cận $|\omega/k| = \sqrt{gH}$ và $|\omega/k| = \sqrt{gh_{\min}}$, ở đây h_{\min} – độ sâu cực tiểu đối với trắc diện địa hình đã cho.

Trong trường hợp, khi $h_{\min}(x) = h(0) = 0$, như xảy ra đối với các trắc diện kiểu (2.16), (2.58) hay (2.62), $|\omega/k| \rightarrow 0$ khi $k \rightarrow \infty$ và đường tiệm cận thứ hai đối với các sóng ven thực tế không tồn tại.

4) Tốc độ pha của các sóng ven lan truyền theo hướng xoáy thuận so với vùng khơi đại dương, nhỏ hơn tốc độ của các sóng tương ứng lan truyền theo hướng ngược lại. Ở trên đã nhận xét rằng đặc điểm này liên quan tới sự quay của Trái Đất và chỉ đáng kể đối với các sóng ven tần thấp.

5) Tốc độ pha của các sóng ven giảm khi số sóng tăng lên (về mô đun), tức là tốc độ nhóm luôn nhỏ hơn tốc độ pha. * Hình 2.5 minh họa rõ tính chất này. Kết quả này có ý nghĩa to lớn đối với bài toán về sự phát sinh các sóng ven. Từ nó suy ra rằng một đường thẳng bất kỳ đi ra từ gốc tọa độ, $c = \text{const}$ có thể cắt một lần mỗi đường cong tần mạn mà không tiếp tuyến với nó tại bất cứ điểm nào. Do đó, một hệ thống nhiều khí quyển hay các nhiễu khác (chẳng hạn, vùng bão) bất kỳ với những kích thước hữu hạn, di chuyển đều đặn làm phát sinh ra các sóng ven, chỉ

sinh ra một phản ứng hữu hạn đối với sự tác động của mình, thậm chí nếu như sự tác động này kéo dài khá lâu.**

2.5. Định luật Snellius, góc Bruster và sự cộng hưởng thêm

Nghiên cứu phổ liên tục của các sóng phát xạ (sóng Puancare) là một điều lý thú. Vùng tồn tại của những sóng này trên mặt phẳng tần mạn (ω, k) hạn chế bởi cung phận

$$k^2 < \frac{\omega^2}{gH}, \quad (2.73)$$

trong đó H – độ sâu ở vùng khơi đại dương. Nếu xem xét sóng Puancare như là sự giao thoa của sóng đi tới từ vùng khơi đại dương và sóng phản xạ tương ứng, có thể viết

$$\sin \varphi = \frac{k}{\chi} = \frac{k(gH)^{1/2}}{\omega}, \quad (2.74)$$

trong đó φ – góc tới của sóng, $\chi = (k^2 + \rho^2)^{1/2} = \omega(gH)^{1/2}$ – mô đun vectơ sóng ở vùng khơi đại dương, $k=0$ tương ứng với góc tới vuông góc ($\varphi=0^\circ$), $k = \omega(gh)^{1/2}$ tương ứng với sóng truyền dọc theo thêm ($\varphi=90^\circ$).

Để khảo sát những đặc điểm của các sóng phát xạ thuận tiện nhất là dùng mô hình thêm - bậc (2.32). Trên toán đồ tần mạn chẩn đoán (xem hình 2.3) vùng TT' tương ứng với những sóng đó. Các nghiệm đối với đối thêm (ζ_1) và đối với vùng khơi đại dương (ζ_2) có dạng (2.42 a) và (2.42 b).

* Điều này do Phain I.V. [27] rút ra.

** Những điểm giao nhau của các đường cong tần mạn với đường thẳng $c = \text{const}$ tương ứng với các cực đơn giản, khi lấy tích phân chúng sẽ cho nghiệm biên độ hữu hạn.

Tại ranh giới thêm (tại $x=L$) sóng từ vùng khơi đại dương đi tới dưới góc φ_2 (hình 2.7 a), bị phản xạ một phần ra vùng khơi đại dương, còn một phần đi qua vào đới thêm. Trong khi đó diễn ra sự khúc xạ sóng (hiện tượng rất quen thuộc trong quang học). Nếu tính đến (2.74), có thể viết

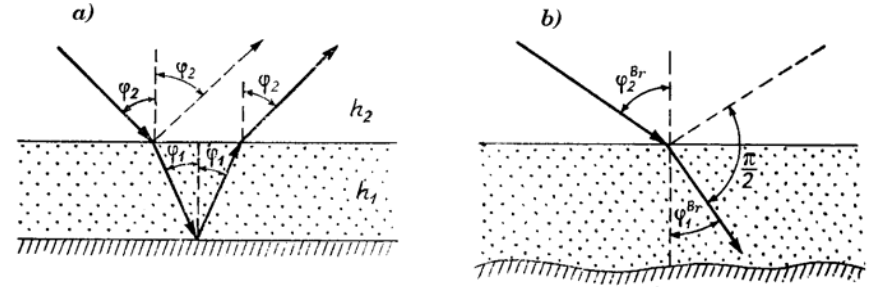
$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \frac{(gh_1)^{1/2}}{(gh_2)^{1/2}} = \frac{c_1}{c_2}, \quad (2.75)$$

trong đó c_1 và c_2 – các trị số tốc độ pha của các sóng dài ở đới thêm và ở vùng khơi đại dương. Quan hệ (2.75) có tên là *định luật Snellius* [16]. Cũng có thể viết quan hệ này dưới một dạng khác

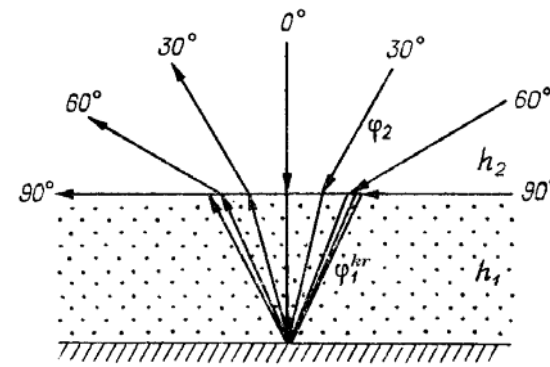
$$\frac{\sin \varphi_1}{\sin \varphi_2} = \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} = \varepsilon. \quad (2.76)$$

Định luật Snellius có ý nghĩa cực kỳ to lớn để mô tả các sóng trong những môi trường khác nhau. Ví dụ, nếu không tính tới những quá trình tán xạ và tiêu tán, thì từ định luật Snellius và định luật phản xạ suy ra rằng một bất kỳ đi tới thêm dưới một góc tùy ý φ_2 ($-90^\circ < \varphi_2 < 90^\circ$), do kết quả phản xạ nhiều lần từ bờ và ranh giới thêm sẽ đi ngược lại vào vùng khơi đại dương (hình 2.8). Như vậy, trong khuôn khổ một hệ thống lý tưởng không thể xảy ra chuyển hóa năng lượng của các sóng vùng khơi đại dương sang các sóng bị bẫy và ngược lại.*

* Trong đại dương lý tưởng, như đã cho thấy, ví dụ trong công trình của Fuller và Mysak [170], những bất đồng nhất địa hình và đường bờ sẽ dẫn tới sự trao đổi năng lượng giữa các sóng đi tới từ vùng khơi và các sóng ven bị bẫy.



Hình 2.7. Sơ đồ khúc xạ và phản xạ các sóng dài trên thêm (a); khúc xạ dưới góc Bruster (b)



Hình 2.8. Sự khúc xạ và phản xạ các sóng ven và sóng phát xạ trên thêm

Đối với sóng lan truyền trên thêm, tồn tại góc tới hạn

$$\varphi^{cr} = \arcsin \varepsilon. \quad (2.77)$$

Nếu $|\varphi_1| < \varphi_1^{cr}$, thì phần năng lượng sóng sẽ “trốn thoát” vào vùng khơi đại dương, nếu $|\varphi_1| > \varphi_1^{cr}$, thì sóng sẽ phản xạ hoàn toàn từ rìa vùng thêm và sẽ quay trở lại (tức là sẽ bị bẫy bởi thêm) (xem hình 2.9). Như vậy, nếu nguồn phát sinh các sóng dài nằm trong phạm vi vùng thêm, thì tất cả những sóng lan truyền dưới các góc $-\varphi_1^{cr} < \varphi_1 < \varphi_1^{cr}$, sẽ phát xạ vào vùng khơi

đại dương, còn khi $|\varphi_1| > \varphi_1^{cr}$ sẽ trở thành bị bẫy. Như có thể suy ra từ công thức (2.77) độ sâu tương đối của thềm càng nhỏ, thì φ^{cr} càng bé, và do đó, năng lượng đi vào các sóng phát xạ càng nhỏ và đi vào các sóng bị bẫy càng lớn.

Ta tưởng tượng rằng giữa vùng khơi đại dương với độ sâu $h_2 = H$ và vùng thềm với độ sâu h_1 có một đối chuyển tiếp nào đó (sườn lục địa), nơi đây độ sâu biến đổi đơn điệu. Ta sẽ xấp xỉ đối chuyển này bằng một tập hợp các bậc và sẽ xem xét một sóng đi tới từ vùng khơi đại dương với một góc ban đầu φ_0 sẽ khúc xạ ở đối chuyển này như thế nào. Đối với mỗi bậc thứ j theo (2.76) có thể viết

$$\sin \varphi_j = \sin \varphi_{j-1} (h_j / h_{j-1})^{1/2}. \quad (2.78)$$

Tuy nhiên, để khẳng định được rằng góc φ_1 , mà sóng trên thềm sẽ có sau kết cục tất cả những lần khúc xạ, sẽ chỉ phụ thuộc vào tỷ số h_1 / H (tức vào tỷ số của độ sâu ở gần bờ trên độ sâu của vùng khơi đại dương) và vào góc ban đầu φ_0 và không phụ thuộc vào đặc điểm của địa hình trung gian.

Một đặc trưng quan trọng của các sóng phát xạ là *hệ số khuếch đại biên độ* γ – tỷ số biên độ sóng ở bờ trên biên độ sóng ở vùng khơi đại dương:

$$\gamma = \frac{C_{11}}{\sqrt{C_{12}^2 + C_{22}^2}}. \quad (2.79)$$

Đối với một số vùng trong mặt phẳng (ω, k) quan sát thấy sự “bẫy không hoàn toàn” năng lượng các sóng phát xạ. Biên độ của các sóng đi tới từ vùng khơi đại dương, trong trường hợp này ở đối thềm ứng với những trị số tương ứng (“cộng hưởng”) của ω và k tăng lên đáng kể do kết quả phản xạ nhiều lần từ bờ và từ ranh giới thềm. Hiện tượng này, có tên là *sự cộng*

hưởng thêm, tương tự về bản chất với sự cộng hưởng ở trong bầu của đàn dương cầm [255, 258].

Từ các điều kiện (2.39) suy ra rằng

$$\gamma(\omega, k) = [\cos^2(p_1 L) + \delta^2 \sin^2(p_1 L)]^{-1/2}, \quad (2.80)$$

trong đó

$$\delta^2 = \frac{d^2 p_1^2}{p_2^2} = \frac{h_1(\omega^2 - k^2 g h_1)}{h_2(\omega^2 - k^2 g h_2)}, \quad (2.81)$$

$d = \varepsilon^2 = h_1 / h_2$. Từ (2.80) và (2.81) suy ra rằng

$$\gamma(\omega, k) \equiv 1 \quad \text{khí} \quad \frac{\omega}{k} = \sqrt{g(h_1 + h_2)}. \quad (2.82)$$

Các biểu thức (2.80), (2.81) có thể biến đổi làm sao để chúng phụ thuộc vào tần số ω và góc của sóng khi nó đi tới thềm:

$$\gamma(\omega, \varphi_2) = [1 - (1 - \delta^2) \sin^2(\beta\omega)]^{-1/2}, \quad (2.83)$$

$$\delta^2 = \frac{d(1 - d \sin^2 \varphi_2)}{\cos^2 \varphi_2}, \quad (2.84)$$

trong đó

$$\beta(\varphi_2) = \frac{L(1 - d \sin^2 \varphi_2)}{c_1}. \quad (2.85)$$

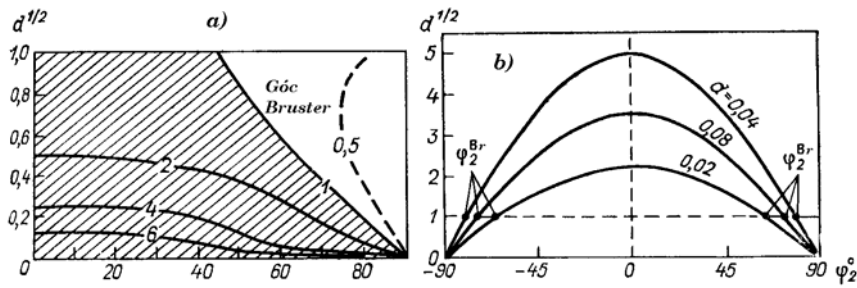
Từ (2.84) suy ra rằng điều kiện (2.82) được thực hiện tại một góc $\varphi_2 = \varphi^{Br}$ mà theo (2.84) được xác định bằng biểu thức

$$\sin \varphi^{Br} = (d + 1)^{-1/2} = \left[\frac{h_2}{h_1 + h_2} \right]^{1/2}. \quad (2.86)$$

Các sóng phát xạ lan truyền trong vùng khời đại dương dưới góc $\varphi_2 = \varphi^{\text{Br}}$, sau khi khúc xạ trên thêm sẽ có hướng $\varphi_1 = \varphi_1^{\text{Br}}$, và theo định luật Snellius

$$\varphi^{\text{Br}} + \varphi_1^{\text{Br}} = \frac{\pi}{2} \quad (2.87)$$

(xem hình 2.7 b). Góc φ_2^{Br} , tại đó thỏa mãn tương quan (2.82), được gọi là *góc Bruster*. Sự tồn tại của một góc tương tự rất quen thuộc trong quang học, điện động lực học v.v... và là một trong những hệ quả rất độc đáo của công thức Frenel [16].



Hình 2.9. Phụ thuộc của hệ số khuếch đại các sóng phát xạ γ vào góc tới của sóng và độ sâu tương đối d của thêm

Để xác định φ^{Br} có thể còn sử dụng công thức

$$\text{tg } \varphi^{\text{Br}} = \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} = \varepsilon^{-1}. \quad (2.88)$$

Đối với độ sâu điển hình của vùng khời đại dương $h_2 = 5000$ m và độ sâu thêm $h_1 = 200$ m $\varphi^{\text{Br}} = 78,7^\circ$.

Như vậy,

$$\gamma(\omega, k) < 1 \quad \text{khi} \quad \varphi^{\text{Br}} < |\varphi_2| < 90^\circ, \quad (2.89a)$$

$$\gamma(\omega, k) > 1 \quad \text{khi} \quad 0 < |\varphi_2| < \varphi^{\text{Br}}, \quad (2.89b)$$

tức là, trong một khoảng hẹp các góc xấp xỉ bằng 90° , trên thêm diễn ra sự suy yếu các sóng đi tới từ vùng khời đại dương, còn trong khoảng tất cả các góc còn lại thì các sóng được khuếch đại (hình 2.9).

Trường hợp sóng đi tới vuông góc, tức $\varphi_2 = 0$, có ý nghĩa đặc biệt. Công thức (2.80) khi đó có dạng

$$\gamma(\omega) = [\cos^2(\chi L) + \varepsilon^2 \sin^2(\chi L)]^{-1/2}. \quad (2.90)$$

Vì $\varepsilon < 1$, nên từ (2.90) suy ra

$$\gamma_{\min} \equiv 1 \quad \text{khi} \quad \chi L = \pi n,$$

$$\gamma_{\max} = \varepsilon^{-1} \quad \text{khi} \quad \chi L = (2n - 1) \frac{\pi}{2}, \quad (2.91)$$

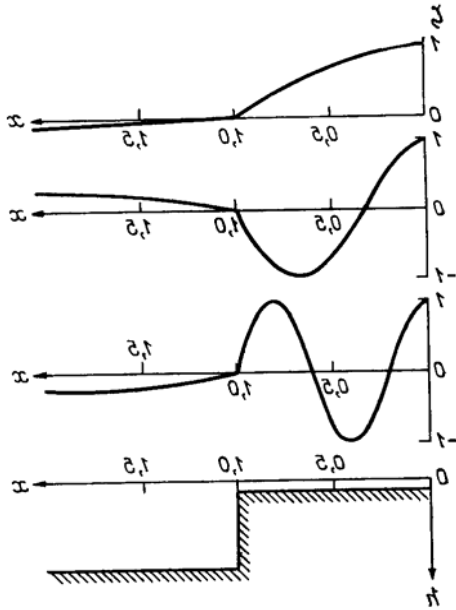
trong đó $n = 1, 2, \dots$. Nếu biết rằng $\chi = \frac{\omega}{c^2} = 2\pi\lambda$, có thể làm cho các biểu thức (2.91) có dạng

$$\gamma_{\min} \equiv 1 \quad \text{khi} \quad L = \frac{\lambda}{2}, \frac{2\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2}, \dots,$$

$$\gamma_{\max} = \varepsilon^{-1} \quad \text{khi} \quad L = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4}, \dots, \quad (2.92)$$

tức là trị số cực tiểu của hệ số khuếch đại bằng đơn vị đạt được khi trên có một bội số của nửa bước sóng, còn trị số cực đại - khi trên thêm có một số lẻ lần một phần tư bước sóng, và do đó, đường nút trùng với ranh giới của thêm (hình 2.10).

Điều lý thú là các giá trị của tất cả các cực đại và tất cả các cực tiểu trùng hợp với nhau. Đây là một đặc điểm đặc biệt của thêm - bậc mà không quan sát thấy đối với các dạng thêm khác.



Hình 2.10. Các dạng dao động tự do của những sóng phát xạ tương ứng với ba chu kỳ cộng hưởng thêm thấp nhất đối với mô hình thêm - bậc với tham số $d = 1/9$

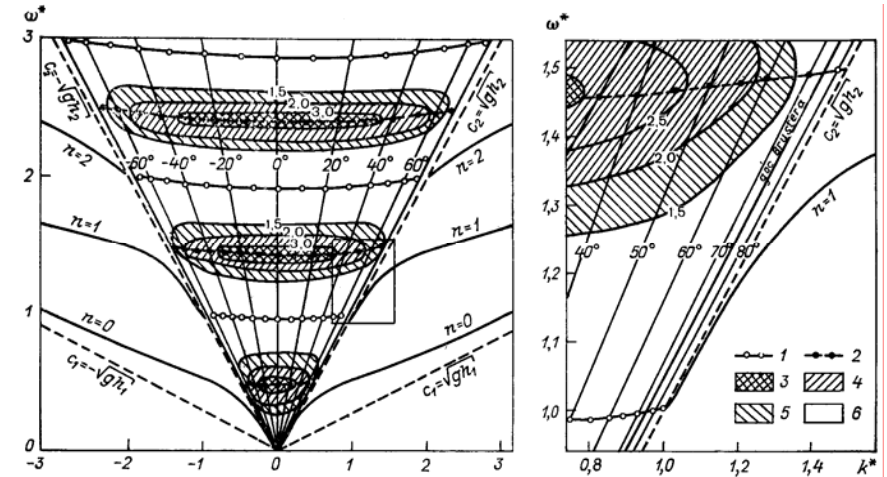
Tại những góc tới khác của các sóng φ_2 khi chúng đi đến thêm, các trị số cực đại của hệ số khuếch đại $\gamma_{\max}(\varphi_2)$ có thể tính theo công thức

$$\gamma_{\max}(\varphi_2) \frac{\cos \varphi_2}{(d - d^2 \sin^2 \varphi_2)^{1/2}} \quad \text{khi} \quad \omega = \frac{\pi}{\beta} \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (2.93)$$

trong đó β được xác định bằng biểu thức (2.58). Độ sâu tương đối của thêm d càng nhỏ thì các tính chất cộng hưởng của thêm càng biểu lộ mạnh. Trên hình 2.9 dẫn hệ số khuếch đại γ_{\max} như là hàm của d và φ_2 . Trị số cực đại của γ_{\max} tương ứng với

góc tới pháp tuyến của sóng $\varphi_2 = 0^\circ$, cực tiểu - $\varphi_2 = 90^\circ$. Khi $\omega = n\pi/\beta$ $\gamma \equiv 1$ tại tất cả các giá trị của góc φ_2 .

Trên hình 2.11 biểu diễn biểu đồ tần mạn của các sóng dài đối với mô hình thêm - bậc với những đường đẳng trị của hệ số khuếch đại γ . Thấy rõ rằng các đường cong tần mạn của các sóng ven đường như là phần tiếp tục của của đường $\gamma = \gamma_{\min} \equiv 1$. Các đối giá trị cực đại khá hẹp và biểu lộ rõ nét. Vị trí của các cực đại và các cực tiểu của hàm $\gamma(\omega, k)$ ít phụ thuộc vào góc tới của sóng φ_2 , mặc dù bản thân các giá trị γ biến thiên khá mạnh.



Hình 2.11. Biểu đồ tần mạn của các sóng phát xạ đối với mô hình thêm - bậc với tham số $d = 0,08$ (bên trái). Bên phải là phóng đại của phần được đánh dấu bằng hình chữ nhật ở bên trái

Các đường đẳng trị - trị số của hệ số khuếch đại γ ; 1) γ_{\max}^n ; 2) γ_{\min}^n ; 3) $\gamma > 3,0$; 4) $2,0 < \gamma < 3,0$; 5) $1,5 < \gamma < 2,0$; 6) $1,0 < \gamma < 1,5$

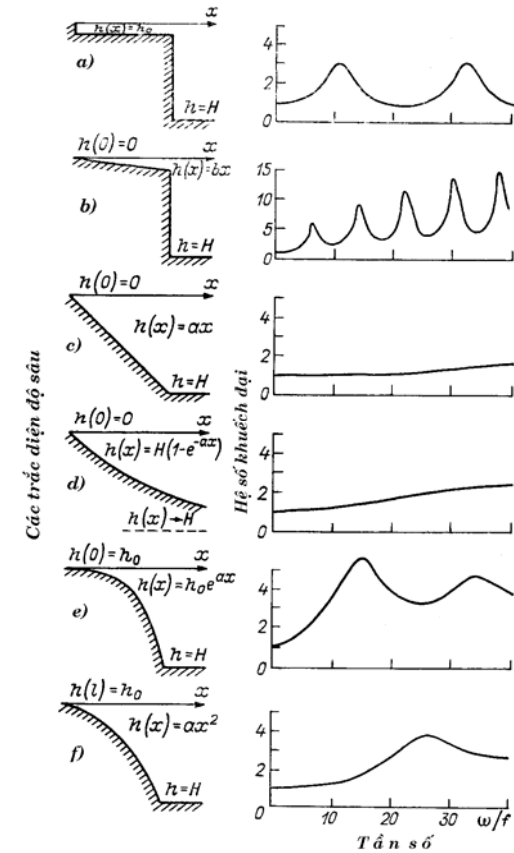
Sự hiện diện những cực đại cộng hưởng thể hiện khá rõ liên quan tới ranh giới đột ngột của thêm đối với mô hình (2.32). Trong những trường hợp khi độ sâu thay đổi đơn điệu và thêm không có ranh giới rõ nét, hệ số khuếch đại $\gamma(\omega)$ cũng biến đổi đơn điệu. Thật vậy, đối với thêm tuyến tính độ rộng hữu hạn có tường (2.58) và thêm lõm dạng hàm mũ (2.67), những tính chất chọn lọc tần số của thêm được biểu lộ rõ nét, còn đối với thêm lõm dạng hàm mũ (2.62) hay thêm tuyến tính không có tường - thực tế hoàn toàn không biểu lộ (hình 2.12).

Có lẽ, lần đầu tiên hiện tượng cộng hưởng thêm được khảo sát bởi Munk và các cộng tác viên [264, 267, 312]. Còn Clarke [140] đã thực hiện phân tích lý thuyết về hiện tượng này và tính toán hệ số khuếch đại γ đối với một số dạng thêm xấp xỉ giải tích khác nhau.

Việc khảo sát những tính chất tần số của thêm đặc biệt quan trọng trên quan điểm phân vùng vùng bờ theo xác suất và mức độ nguy hiểm xuất hiện các sóng với chu kỳ và biên độ khác nhau [95]. Động đất xa ở vùng khơi đại dương hay ở bờ đối diện gây nên các sóng kiểu Puncarê thường hay kèm theo những hiện tượng cộng hưởng thêm. Thật vậy, ví dụ, sóng thần Chile năm 1960, đối với bờ California đã biểu hiện dưới dạng các sóng ven [246], ở bờ đối diện (bờ Thái Bình Dương của Nhật Bản, quần đảo Kuril, Kamchatka) đã mang tính chất các sóng Puncarê, ngoài ra chu kỳ và biên độ của các sóng quan trắc được ở những điểm khác nhau rất khác nhau [83], điều này rõ ràng liên quan tới những khác biệt về tính chất tần số của vùng thêm.

Các sóng thần đi đến từ vùng khơi đại dương, gây nên dao động lắc ở các vùng thêm - những dao động đứng của mực nước với những chu kỳ tương ứng với các tần số cộng hưởng. Các nhiễu động khí quyển cũng có những hiệu ứng tương tự. Thực

tế, hàm $\gamma(\omega)$ có thể được xem như hàm chuyển tiếp từ vùng khơi đại dương vào bờ. Vì vậy, tại những tần số mà hàm này có các cực đại (tức những tần số cộng hưởng), có thể chờ đợi những cực đại tương ứng trên các phổ sóng dài.



Hình 2.12. Các hệ số khuếch đại của các sóng phát xạ $\gamma(\omega)$ đối với những dạng thêm khác nhau

Nguy hiểm nhất là trường hợp trùng hợp các tần số cộng hưởng trên thêm với các tần số dao động riêng trong các vũng và các cảng biển. Sự cộng hưởng “kép” như vậy có thể là nguyên nhân của những dao động lắc lớn dị thường và những chuyển động xô đẩy mạnh.

2.6. Tính toán các sóng ven và sóng phát xạ đối với những thủy vực thực

Các sóng ven và sóng phát xạ - đó là hai loại sóng có vai trò nhất định ở những vùng bờ đại dương. Tính toán những chuyển động này đối với địa hình thực có thể rất được quan tâm do những nguyên nhân sau:

- 1) phân vùng địa phương của vùng bờ;
- 2) thiết kế và xây dựng các thủy công trình, cảng và cầu tàu;
- 3) phân tích cơ chế hình thành những đặc điểm địa mạo của đới ven bờ (các roi đất, ba ngầm, sóng cát...);
- 4) các công trình bảo vệ bờ;
- 5) các công trình liên quan tới ô nhiễm biển và sinh thái đới thềm lục địa;
- 6) lý giải số liệu quan trắc thực tế về các tham số địa vật lý ở đới thềm và dải ven bờ, giải thích những đặc điểm phổ của chuyển động sóng dài ở những vùng tương ứng.

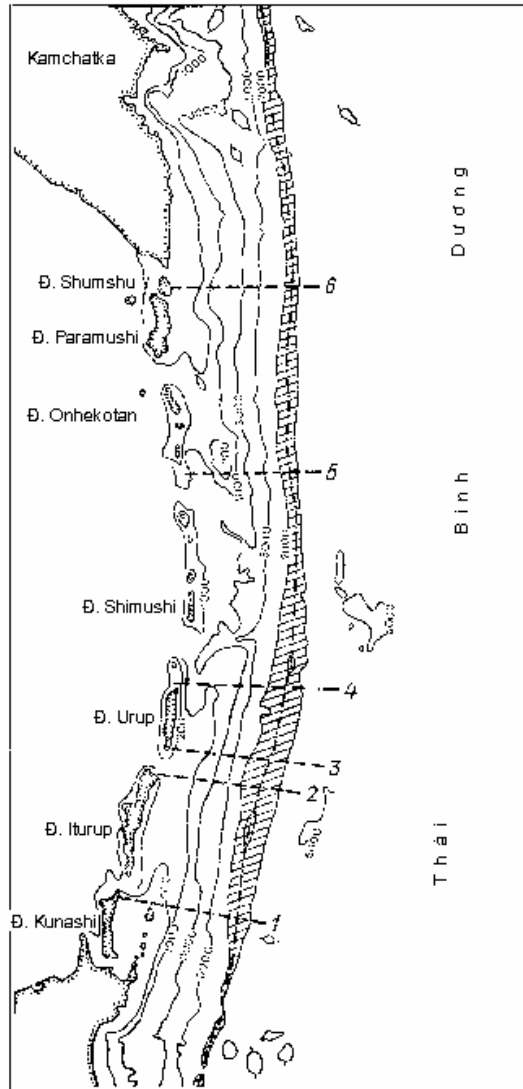
Những lời giải giải tích đã xét ở những mục trước thuộc về những mô hình địa hình được lý tưởng hóa ở mức độ nhất định. Chúng thuận tiện để phân tích hiện tượng về mặt định tính, tuy nhiên để có được những ước lượng định lượng tin cậy về các sóng dài ở những vùng cụ thể của Đại dương Thế giới cần độ

chính xác xấp xỉ địa hình đáy cao hơn, hơn nữa, như các kết quả tính toán đã cho thấy, các sóng ven và sóng phát xạ rất nhạy cảm với những biến đổi độ sâu và dạng địa hình.

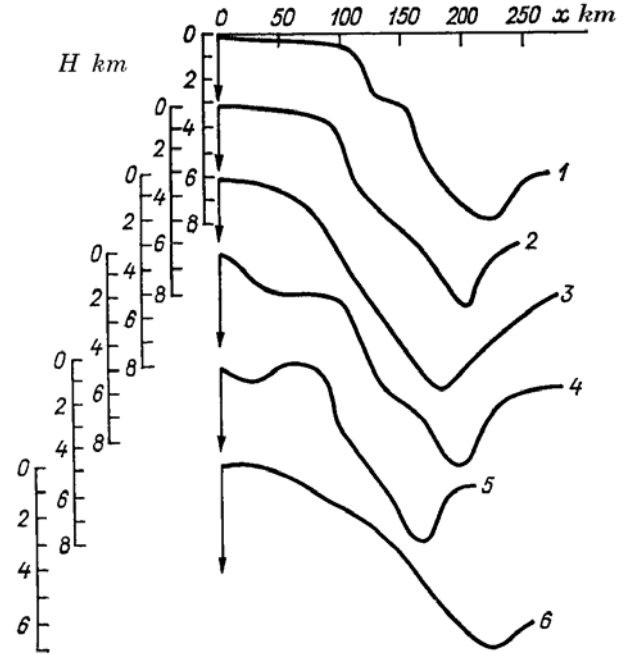
Trên hình 2.13 dẫn bản đồ địa hình đáy ở vùng quần đảo Kuril và rãnh sâu Kuril-Kamchatka. Địa hình trải dài, tương đối tuyến tính ở ranh giới tây bắc của Thái Bình Dương, từ quần đảo Komando tới quần đảo Nampô (tức có độ dài hơn 3000 km), tạo nên ở đây những điều kiện thuận lợi để hình thành các sóng bị bẫy. Các đường đẳng sâu gần giống những đường thẳng và nếu không tính tới những chi tiết nhỏ (các eo biển của chuỗi đảo Kuril, những bất đồng nhất của đường bờ) với quy mô bé hơn 50-100 km, thì có thể xem địa hình có dạng hình trụ, ít ra là đối với các chuyển động sóng với bước sóng lớn hơn 100 km. Những chi tiết địa hình cỡ nhỏ, như các eo biển, là những nhân tố tán xạ, nhưng nói chung chúng ảnh hưởng yếu tới cấu trúc và sự lan truyền các sóng dài. Thềm lục địa ở vùng Kamchatka, Kuril và Nhật Bản cũng có những tính chất dẫn sóng thể hiện rõ, những số liệu quan trắc về sóng thần đã chứng tỏ về điều này [27, 72].

Những trắc diện ngang của độ sâu, được biểu diễn trên hình 2.14, phản ánh những đặc điểm hình học đặc trưng của vùng này, gồm bốn yếu tố chính: thềm nước nông, sườn lục địa, rãnh sâu và đới khơi đại dương với độ sâu ít biến đổi. Tính toán và phân tích các sóng biên đối với địa hình tương tự $h = h(x)$ chỉ có thể trên cơ sở tích phân bằng số phương trình (2.11) với các điều kiện biên (2.37), (2.38). Thực tế, đối với những sóng biên ở đây phải giải hai loại bài toán:

- a) Đối với các sóng phát xạ: với những trị số ω và k bất kỳ từ vùng tồn tại những sóng này - tính dạng của mặt dẫy sóng và hệ số khuếch đại $\gamma(\omega, k)$;



Hình 2.13. Bản đồ địa hình đáy ở vùng quần đảo Kuril



Hình 2.14. Các trắc diện ngang của độ sâu ở vùng thềm quần đảo Kuril và rãnh sâu Kuril-Kamchatka
1 – 6 – số hiệu các mặt cắt ở trên hình 2.13

b) Đối với các sóng bị bẫy: với mỗi số sóng k đã cho - xác định tập hợp những tần số riêng ω_n (hay, ngược lại, với mỗi trị số ω - tập hợp những giá trị riêng của số sóng k_n) và những hàm riêng tương ứng với chúng ζ_n .

Tồn tại một số phương pháp tính toán số trị các sóng biên (ví dụ, xem các công trình [200, 267]). Chẳng hạn, để tính các sóng bị bẫy và sóng phát xạ ở vùng cung đảo Kuril đã sử dụng phương pháp những tham số ban đầu và phương pháp nội suy - sai phân [27, 94, 95].

Ý tưởng chính của phương pháp những tham số ban đầu là phân chia vùng, mà ở đó những hệ số của phương trình vi phân biến thiên, thành một loạt phụ vùng, đối với mỗi phụ vùng các hệ số có thể xem là không đổi và ở đó nghiệm có dạng giải tích đơn giản. Tại ranh giới các phụ vùng đặt các điều kiện kết nối. Kết cục, nghiệm của phương trình vi phân được quy về nghiệm của hệ các phương trình đại số tuyến tính.

Phương pháp những tham số ban đầu khá đơn giản và dễ thực hiện để tính toán không chỉ các sóng tự do, mà cả các sóng cưỡng bức (xem mục 3.8). Phương pháp này cũng được sử dụng rộng rãi khi tính các sóng nội, các sóng trong khí quyển v.v... Lần đầu tiên phương pháp này được sử dụng trong công trình [267] để tính các sóng dài ở thêm, sau đó nó được dùng trong các công trình [27, 58] và các công trình khác. Phương pháp những tham số ban đầu cho phép dễ dàng tính đến sự quay của Trái Đất, ma sát v.v...

Ta xem xét việc ứng dụng phương pháp những tham số ban đầu để tính các sóng biên. Giả sử địa hình thực có dạng

$$h = \begin{cases} h(x) & \text{khi } 0 < x < L, \\ H = \text{const} & \text{khi } x \geq L, \end{cases} \quad (2.94)$$

tức địa hình biến thiên ở đới thêm – sườn lục địa và rãnh sâu (hình 2.14), và không đổi ở vùng khơi đại dương. Chúng ta sẽ xấp xỉ đới địa hình biến thiên bằng một hàm bậc thang $h(x) = h_1, h_2, \dots, h_N$. Đối với từng bậc với khoảng $x_{j-1} < x < x_j$ phương trình (2.11) sẽ có dạng (2.33), còn nghiệm của nó có dạng (2.35) hay (2.36) (tùy thuộc vào dấu của χ_j^c). Nếu đặt các điều kiện dạng (2.39) tại các ranh giới của các bậc, có thể nhận được công thức truy hồi để tính các hệ số C_{1j}, C_{2j} tại các hàm lượng giác hay các hàm mũ

$$Z_{j+1} = A_j Z_j, \quad (2.95)$$

trong đó

$$Z_j = \begin{pmatrix} C_{1j} \\ C_{2j} \end{pmatrix}, \quad A_j = \begin{pmatrix} a_{11}^j & a_{12}^j \\ a_{21}^j & a_{22}^j \end{pmatrix}, \quad (2.96)$$

còn các hệ số a_{mn}^j được xác định bằng những điều kiện (2.39) tại các ranh giới của các bậc.

Đối với bậc cuối cùng N (tức đối với vùng $x > L$) đối với các sóng ven từ điều kiện (2.38) suy ra

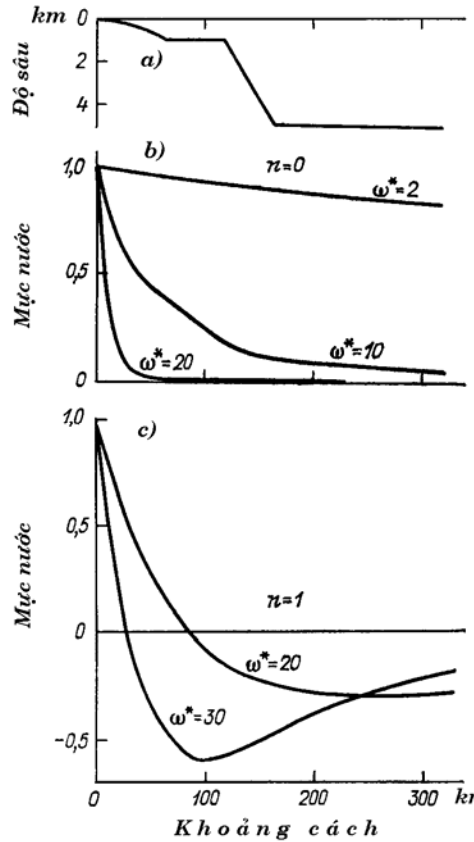
$$C_{2N} = R_{N-1} \left(\prod_{j=1}^{N-2} A_j \right) Z_1 = 0, \quad (2.97)$$

trong đó

$$R_{N-1} = \begin{pmatrix} a_{21}^{N-1} \\ a_{22}^{N-1} \end{pmatrix}.$$

Nếu tính tới điều kiện biên (2.37), phương trình (2.97) thực tế là tương tự số trị của phương trình tản mạn đối với các sóng ven.

Với tư cách là ví dụ, trên hình 2.15 dẫn kết quả tính các dạng dao động riêng của hai hài thấp nhất của các sóng ven ứng với một số giá trị tần số, đối với trắc diện độ sâu tổng quát ở vùng Kuril (không kể rãnh sâu), bằng phương pháp những tham số ban đầu. Thấy rằng hài bậc không với tần số $\omega^* = \omega / f = 2$ (tức với chu kỳ $T_0 \approx 8,5$ giờ) tắt dần rất chậm, trên khoảng cách 300 km cách bờ biên độ của thành phần này chỉ giảm 15%. Cùng hài đó với tần số $\omega^* = 10$ ($T_0 \approx 1,7$ giờ) thực tế tắt cả tập trung trong đới thêm (trong phạm vi 100 km từ bờ), còn với tần số $\omega^* = 20$ ($T_0 \approx 0,85$ giờ) – trong vùng 20 km ven bờ. Đồng thời cũng thấy rõ là những hài cao hơn, với cùng tần số, tắt dần chậm hơn nhiều so với các hài thấp.



Hình 2.15. Trắc diện thêm (a) và hình dạng của các hàm riêng đối với hài bậc không (b) và bậc một (c) của các sóng ven tại một số giá trị tần số $\omega^* = \omega / f$

Những tính toán này được thực hiện có tính đến sự quay của Trái Đất và đã cho phép đánh giá ảnh hưởng của nhân tố này tới sự bất đối xứng của các sóng ven ở vùng đang xét. Đại lượng $\omega_n^{\min} / 2\pi$ đối với các hài sóng ven truyền trên hướng âm (về phía tây nam) và dương (về phía đông bắc) có các trị số như sau (c/giờ):

Hài	« - »	« + »
0	0 (sóng Kelvin)	0,49
1	1,06	1,10
2	1,91	1,92

Đối với các sóng phát xạ, tính các hệ số khuếch đại ở bờ $\gamma(\omega, k)$ bằng phương pháp những tham số ban đầu thực hiện theo công thức

$$\gamma(\omega, k) = C_{11}^* (C_{1N}^2 + C_{2N}^2)^{-1/2} = C_{11} (Z_N Z_N^*)^{-1/2}, \quad (2.98)$$

trong đó

$$Z_N = Z_1 \prod_{j=1}^{N-1} A_j, \quad (2.99)$$

Z_N^* – ma trận chuyển vị của Z_N . Bằng cách tương tự có thể ước lượng hệ số khuếch tán $\gamma_m(\omega, k)$ của những sóng đi đến từ vùng khơi đại dương trên một khoảng cách bất kỳ kể từ bờ (tức đối với bậc m tùy ý):

$$\gamma_m(\omega, k) = (C_{1m}^2 + C_{2m}^2)^{1/2} (C_{1N}^2 + C_{2N}^2)^{-1/2} (Z_m Z_m^*)^{1/2} (Z_N Z_N^*)^{-1/2}, \quad (2.100)$$

trong đó Z_m được xác định bằng biểu thức tương tự (2.99) nhưng thay thế N thành m .

Ưu điểm của phương pháp những tham số ban đầu là ở chỗ trong phương pháp này kích thước của từng bậc không có ý nghĩa, bước theo x có thể cho biến thiên (đối với các phương pháp sai phân hữu hạn điều này khó thực hiện). Phương pháp những tham số ban đầu dễ chương trình hóa và cho phép lập thuật giải tính toán hiệu quả trên máy tính. Độ chính xác tính toán các sóng ven và sóng phát xạ được quy định chủ yếu bởi độ chính xác xấp xỉ địa hình thực bởi hàm bậc thang. Đương nhiên,

khi tăng số bậc sẽ tăng chất lượng của việc xấp xỉ và do đó, tăng độ chính xác tính toán.

Những nhược điểm của phương pháp là độ hội tụ tương đối thấp, không thuận tiện tính toán các dòng chảy (những gián đoạn tại các ranh giới các bậc) và những phức tạp liên quan tới việc xấp xỉ đối ven bờ (kết quả xác định các tham số của các sóng biên tần cao phụ thuộc mạnh vào độ sâu h_1 của bậc thang thứ nhất). Vì vậy, để khảo sát những tính chất bẫy và cộng hưởng của thềm Kuril đã áp dụng một phương pháp khác (phương pháp nội suy sai phân) [94].

Phương pháp nội suy sai phân dựa trên xấp xỉ sai phân hữu hạn phương trình vi phân (2.11) bậc chính xác cao với việc tính trước các giá trị $h(x)$ và $h'(x)$ ở những nút lưới nhờ phép nội suy đa thức. Với tư cách là sơ đồ sai phân sử dụng phương pháp Runge -Kutta bậc bốn với bước không đổi đơn giản hóa cho trường hợp hệ tuyến tính.

Khi tính các sóng ven trên thềm Kuril trong các công trình [94, 95] đã giải bài toán ban đầu với những điều kiện tại ranh giới thềm

$$\zeta(x)=1 \quad \text{khi } x=L, \quad (2.101a)$$

$$\zeta'(x)+\chi\zeta(x)=0 \quad \text{khi } x=L, \quad (2.101b)$$

trong đó $\chi=[k^2-\omega^2/(gH)]^{1/2}$. Điều kiện (2.101 b) rút ra từ (2.39) và (2.43 b). Điều kiện (2.37) tại bờ ở đây sẽ dùng làm chỉ tiêu để tìm các số riêng.

Khi xác định hệ số khuếch tán $\gamma(\omega, k)$ của các sóng phát xạ các điều kiện ban đầu đã được cho trên bờ:

$$\begin{aligned} \zeta(x) &= 1 \quad \text{khi } x=0, \\ \zeta'(x) &= 0 \quad \text{khi } x=0, \end{aligned} \quad (2.102)$$

và tính toán thực hiện theo công thức

$$\gamma(\omega, k) = \left\{ \zeta^2(L) - [\zeta'(L)]^2 / \chi^2 \right\}^{-1/2}, \quad (2.103)$$

công thức này rút ra từ (2.39) và (2.46 b).

Sai số tính toán tương đối ứng với xấp xỉ địa hình 20 điểm xét theo tính toán kiểm tra đã thực hiện với trắc diện mũ (2.67), bằng 0,1–0,2 %.

Những đường cong tản mạn tính cho ba trắc diện địa hình (1, 4 và 6 trên hình 2.14) được biểu diễn trên hình 2.16 minh họa một cách trực quan về ảnh hưởng của biến thiên địa hình tới các đặc trưng của sóng ven.

Trắc diện 1, ứng với phần phía bắc đảo Kunashi (xem hình 2.13), có đặc điểm vùng thềm nước nông khá rộng (rộng gần 100 km). Những đường cong đối với trắc diện này phân bố mau (khoảng tần số đặc trưng giữa các hài $\Delta\omega_j \approx 0,5$ c/giờ), tốc độ pha của hài bậc không $c_0 = 23$ m/s tương ứng với độ sâu trung bình 55 m.

Trắc diện 4 (mỏm phía bắc đảo Urup) có địa hình hoàn toàn ngắn và miềm cao nguyên rộng độ sâu gần 2000 m (xem hình 2.14). Đối với trắc diện này, các hài sóng ven nằm thưa, $\Delta\omega_j \approx 2,1$ c/giờ; đối với khoảng tần số 0,2–1,6 c/giờ, tại đây phương sai của hài bậc không tương đối yếu, $c_0 \approx 80$ m/s.

Trắc diện 6 (vùng đảo Shumshu) có thềm tương đối nông rộng gần 50 km, chuyển dần đều sang sườn lục địa bằng phẳng. Đối với trắc diện này $\Delta\omega_j \approx 0,85$, $c_0 \approx 18$ m/s.

Phain I. V. [95] đã phân tích chi tiết các sóng ven và sóng phát xạ đối với thềm đại dương của quần đảo Kuril và Hokkaidô. Tính toán được thực hiện cho 12 trắc diện độ sâu nằm cách nhau 100 km. Kết quả được trình bày trên hình 2.17. Phát hiện thấy rằng những đặc điểm tản mạn của các sóng ven

và tính chất khuếch đại các sóng phát xạ rất khác nhau đối với các vùng. Phân biệt được hai đối chính với những tính chất cộng hưởng của thêm biểu hiện rõ. Đó là vùng các đảo Bắc Kuril – Nam Kamchatka và đối lân cận với các đảo Nam Kuril - đảo Hokkaidô. Ở đây có thể khuếch đại các sóng đi tới lên 8–10 lần. Ở vùng phía nam, những cực đại của hệ số khuếch đại các sóng phát xạ tương ứng với các tần số $\omega_1^l = 0,9$ và $\omega_2^l = 2,5$ c/giờ, những tần số cực tiểu các sóng ven – tương ứng các tần số $\omega_1^e = 1,1$ và $\omega_2^e = 2,5$ c/giờ, ở vùng phía bắc: $\omega_1^l = 0,5$, $\omega_2^l = 1,1$; $\omega_1^e = 0,8$; $\omega_2^e = 1,4$ c/giờ.

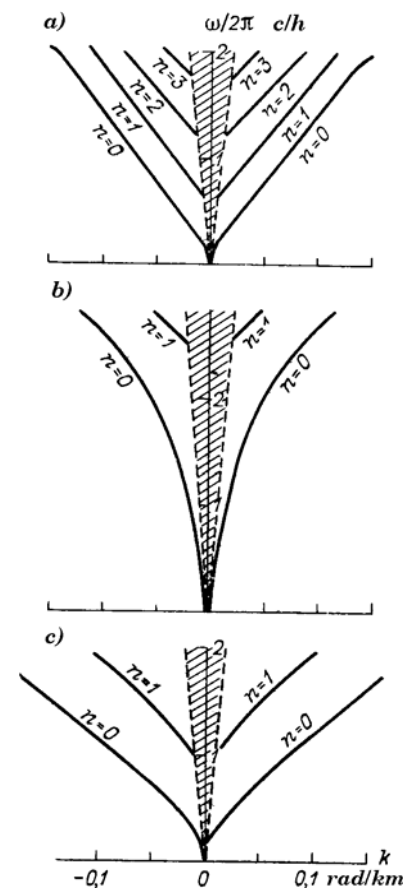
Ngược lại, ở vùng Trung Kuril, những đặc điểm cộng hưởng của thêm biểu hiện yếu, những hệ số khuếch đại nằm trong phạm vi 1–2.

Dao động sóng ở vùng các đảo Matua - Onhekotan có tính chất lý thú. Nhờ vùng này có có dãy núi dưới nước (xem hình 2.13, 2.14) đặc trưng cộng hưởng $\gamma(\omega)$ có khoảng hạ xuống ($\gamma(\omega) < 1$) trong dải tần số 0,8–1,7 c/giờ (xem hình 2.17). Chỉ có cực đại thứ nhất của $\gamma(\omega)$ biểu hiện tương đối rõ: $\omega_1^l = 0,5$ c/giờ. Các đường cong tần mạn của các sóng ven hài 1 và 2 xích lại gần nhau ở tần số gần 2 c/giờ, các tần số cực tiểu $\omega_1^e = 0,8$; $\omega_2^e = 2,2$ c/giờ.

Ở vùng quần đảo Kunashi – Iturup, những tính chất tần số của thêm biểu hiện rõ, nhưng biến đổi mạnh từ trắc diện này sang trắc diện khác: $\omega_1^l = 0,5 \dots 1,2$; $\omega_2^l = 0,8 \dots 2$ c/giờ. Có lẽ, điều này là do sự gián đoạn đột ngột của địa hình và hình học đường bờ ở vùng này (xem hình 2.13).

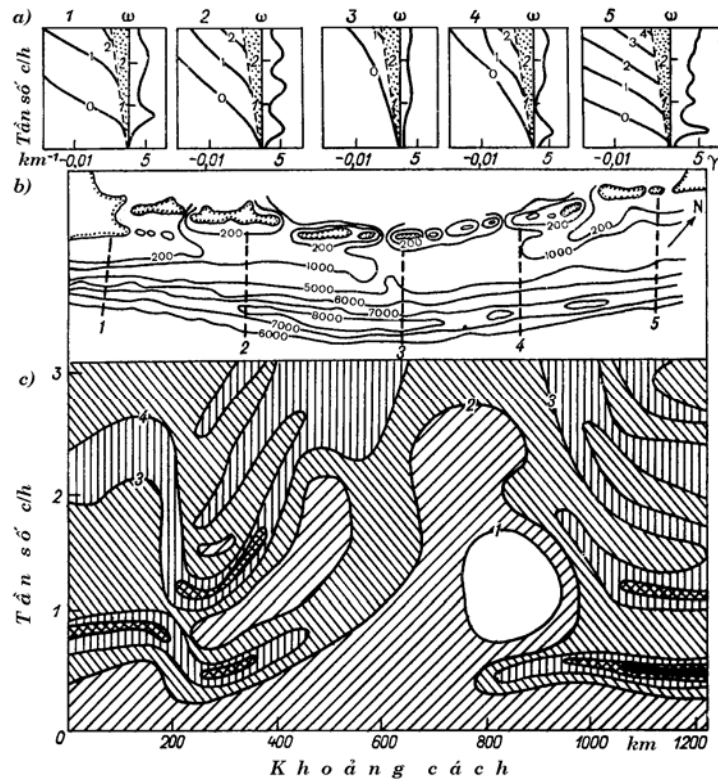
Kết quả tính lý thuyết [90] khá phù hợp với dữ liệu quan trắc thực tế về biểu hiện sóng thần ở phần tây bắc Thái Bình

Dương. Những vụ sóng thần phá hủy mạnh đã nhiều lần ghi nhận được ở các khu vực Nam và Bắc Kuril, nhưng thực tế đã không quan sát thấy ở vùng Trung Kuril [88].



Hình 2.16. Những đường cong tần mạn của các sóng ven ở vùng chuỗi đảo Kuril, tính bằng phương pháp số đối với các trắc diện địa hình 1 (a), 4 (b) và 6 (c) trên hình 2.14

Vị trí của những cực đại cộng hưởng của các sóng phát xạ ở những vùng khác nhau của chuỗi đảo Kuril cũng khá trùng hợp với những tần số đỉnh phổ nhiễu động sóng dài tự nhiên nhận được ở các vùng tương ứng. Vấn đề sẽ được xem xét chi tiết trong mục 3.8.



Hình 2.17. Những tính chất tần số - cộng hưởng và bẫy sóng của thềm Kuril: các ví dụ tính toán những đường cong tán mạn của sóng ven và hệ số khuếch đại sóng phát xạ đối với năm trắc diện (a) được chỉ ra trên hình b và các đường đẳng hệ số khuếch đại sóng phát xạ (c) của vùng thềm Kuril (theo [95])

2.7. Các sóng dịch chuyển trong dòng dọc bờ ở dải ven bờ

Như có thể suy ra từ việc phân tích phương trình (2.11), ở đối thêm và lân cận bờ có thể tồn tại những sóng mặt trọng lực thuộc hai kiểu chính: 1) các sóng phát xạ có phổ liên tục trên dải tần $\omega^2 > k^2 gH$ (vùng TT' trên biểu đồ tán mạn ở hình 2.3); 2) các sóng ven gián đoạn nằm trong dải $k^2 gH > \omega^2 > k^2 gh_{\min}$ (vùng ET'). Trong khuôn khổ lý thuyết đã trình bày, những sóng tương ứng vùng EE' trên biểu đồ tán mạn (xem hình 2.3), tức có tần số $\omega^2 < k^2 gh_{\min}$, không thể tồn tại. Tuy nhiên, dữ liệu quan trắc nhận được gần đây nhất ở các vùng bờ Carolina (vùng bờ Đại Tây Dương của Mỹ) cho thấy tồn tại các sóng ở dải tần này (chậm và ngắn hơn nhiều so với hải thấp nhất của các sóng ven) [282]. Về sau người ta nhận thấy những sóng này quan sát được chỉ khi tồn tại những dòng chảy dọc bờ mạnh (với tốc độ đặc trưng cỡ 1 m/s) và có cùng hướng lan truyền như hướng của dòng dọc bờ (V). Theo dữ liệu của Oltman-Shey và nnk. [282], các tốc độ pha điển hình của những chuyển động sóng phát hiện được bằng $c_s = (0,25 \dots 0,5)V$, ngoài ra những sóng này thực tế là những sóng không tán mạn. Tần số của chúng $\sim 10^{-2} - 10^{-3}$ Hz, tức khoảng một bậc thấp hơn so với các tần số đặc trưng của các sóng ngoại trọng lực, vì vậy, trong công trình [128] đề xuất gọi những sóng này là *các sóng siêu ngoại trọng lực* (far infragravity waves). Tuy nhiên, những thuật ngữ sau đây phổ dụng hơn: *các sóng dịch chuyển* (shear waves) hay *các sóng xoáy* (vorticity waves), vì chúng gắn liền với cơ chế thành tạo sóng.

Mô hình thành tạo các sóng dịch chuyển được Bowen và Holman [128] đề xuất. Họ đã giả thiết rằng cơ chế phát sinh các sóng này – sự bất ổn định chênh lệch của dòng dòng bờ. Được biết rằng, nếu tốc độ pha của sóng trùng hợp với tốc độ dòng

chảy ở điểm nào đó, điều đó có thể dẫn tới xuất hiện các sóng không ổn định (tăng trưởng theo thời gian), năng lượng của chúng tăng lên nhờ năng lượng của dòng chảy chính. Như vậy, bản thân các dòng chảy là nguồn xuất hiện các sóng. Cơ chế này đã quen thuộc đối với những quá trình sóng tần thấp [27, mục 4, 5]. Mô hình phát sinh các sóng dịch chuyển ở đới ven bờ do Bowen và Holman [128] đề xuất khá giống với mô hình thành tạo các sóng thêm lục địa bất ổn định bởi hải lưu Golfstream được mô tả trong công trình của Niler và Mysak [51]. Sự tồn tại của hai loại sóng rất khác nhau về quy mô thời gian và không gian của mình như vậy (cũng như các sóng Rosby) là hệ quả của định luật bảo toàn xoáy thế

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\mathbf{S}_z + f}{h} \right) = 0, \quad (2.104)$$

ở đây $\mathbf{S}_z = \text{rot}_z \mathbf{V}$ – độ xoáy của trường tốc độ. Các sóng Rosby liên quan với sự biến thiên của tham số Coriolis theo vĩ độ (hiệu ứng β), các sóng thêm lục địa – với những biến thiên của độ sâu (chính xác hơn, của xoáy hành tinh f/h), còn các sóng dịch chuyển – với những biến thiên của độ xoáy \mathbf{S}_z .

Theo gương Bowen và Oltman, chúng ta xét mô hình đơn giản phát sinh sóng ở đới ven bờ bởi dòng dọc bờ dừng $V(x)$, trên đó có những nhiễu động nhỏ của tốc độ dòng chảy $\mathbf{u} = \{u(x, y), v(x, y)\}$. Những phương trình chuyển động tuyến tính hóa của một hệ thống như vậy có dạng

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial x} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2.105)$$

Nếu sử dụng phép xấp xỉ không phân kỳ, tức cho rằng những biến thiên mực nước $\partial \zeta / \partial t$ nhỏ bỏ qua so với những biến thiên không gian của dòng ngang, phương trình liên tục đối với trắc diện địa hình dạng hình trụ $h = h(x)$ có thể viết dưới dạng

$$\nabla(h\mathbf{u}) = \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = 0. \quad (2.106)$$

Sử dụng (2.106), có thể đưa ra hàm dòng ψ sao cho

$$\nabla \times \psi = (h\mathbf{u}), \quad (2.107)$$

hay

$$(hu) = -\psi_y, \quad (hv) = -\psi_x, \quad (2.107')$$

ở đây các chỉ số ký hiệu những đạo hàm riêng theo đối số tương ứng. Lấy đạo hàm chéo các phương trình (2.105) và thế (2.107) vào chúng, sẽ dẫn tới phương trình

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + V \frac{\partial}{\partial y} \right) \left[\frac{\psi_{yy}}{h} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\psi_x}{h} \right) \right] = \psi_y \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad (2.108)$$

phương trình này thực tế là dạng tuyến tính hóa của phương trình bảo toàn xoáy thế

$$\frac{d\pi_s}{dt} \left(\frac{d}{dt} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \left(\frac{S + V_x}{h} \right) = 0, \quad (2.109)$$

trong đó $\pi_s = (S + V_x)/h$ – độ xoáy thế của dòng, cấu thành từ độ xoáy tương đối $S/h = (v_x - u_y)/h$ và độ xoáy “nền” V_x/h , gây nên bởi sự chênh lệch của tốc độ dòng dọc bờ.

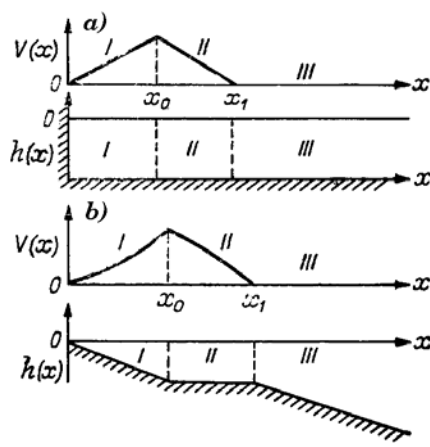
Phương trình (2.108) cho thấy rằng những biến thiên của độ xoáy tương đối (vế trái của phương trình) được gây nên bởi biến thiên pháp tuyến (so với bờ) của độ xoáy nền (vế phải của phương trình).

Ta biểu thị hàm ψ dưới dạng

$$\psi(x, y, t) = \text{Re} \left\{ \psi(x) e^{i(ky - \omega t)} \right\}, \quad (2.110)$$

ở đây số sóng dọc bờ k – là số thực, còn $\psi(x)$ và ω về nguyên tắc có thể là những số phức. Sau khi thế (2.110) vào (2.108), ta có phương trình

$$(V - c_s) \left(\psi_{xx} - \frac{h_x}{h} \psi_x - k^2 \psi \right) - h \left(\frac{V_x}{h} \right) \psi = 0, \quad (2.111)$$



Hình 2.18. Các trắc diện ngang của tốc độ dọc bờ và độ sâu (từ [149])
 a – đối với mô hình A (Holman – Bowen),
 b – đối với mô hình B (Dodd – Thornton)

trong đó $c_s = \omega/k$. Các nghiệm của phương trình (2.111) là những sóng dịch chuyển (“những sóng xoáy”), lan truyền với tốc độ pha c_s và có cấu trúc trên hướng ngang bờ được mô tả bằng hàm $\psi(x)$. Đặc biệt đáng quan tâm là trường hợp khi tần số ω có các thành phần thực và ảo, tức $\omega = \omega_{re} + i\omega_{im}$. Trong trường hợp này, nghiệm có tính chất của một sóng tiến với biên độ tăng lên theo thời gian theo quy luật hàm mũ. Điều kiện cần để tồn tại bất ổn định kiểu tương tự là sự có mặt ít nhất một cực trị

của độ xoáy thế nên V_x/h trên khoảng $0 < x < \infty$ (điều kiện Rayleigh).

Để minh họa hiện tượng này, trong công trình của Bowen và Holtman [128] đã xét một mô hình đơn giản (A) của đối ven bờ với độ sâu không đổi $h(x) = h_0$, có tường ở bờ (tại $x=0$) và dòng dọc bờ $V(x)$ độ rộng x_1 biến thiên theo quy luật tuyến tính, cực đại tốc độ nằm ở khoảng cách x_0 cách bờ (hình 2.18 a). Toàn vùng tính toán được chia thành ba phụ vùng: *I* – chênh lệch tốc độ tuyến tính dấu dương, *II* – chênh lệch tuyến tính dấu âm và *III* – dòng chảy bằng không. Đối với mỗi phụ vùng đó, độ xoáy nên V_x/h bằng hằng số (tuần tự mang dấu dương, âm hay bằng không). Sự hiện diện của đối, nơi V_x/h có cực đại (về trị tuyệt đối), chứng tỏ khả năng tồn tại nghiệm sóng bất ổn định (tăng trưởng).

Phương trình (2.111) đối với mỗi phụ vùng trong trường hợp này có dạng của phương trình Rayleigh:

$$\frac{d^2 \psi_j}{dx^2} - k^2 \psi_j = 0, \quad j = 1, 2, 3, \quad (2.112)$$

nghiệm của nó có thể viết dưới dạng

$$\begin{aligned} \psi_I &= A_1 \text{sh}(kx) & \text{khi } 0 < x < x_0, \\ \psi_{II} &= A_2 \text{sh}(kx) + B_2 \text{ch}(kx) & \text{khi } x_0 \leq x < x_1, \\ \psi_{III} &= A_3 \exp(-kx) & \text{khi } x_1 \leq x < \infty \end{aligned} \quad (2.113)$$

(giả thiết rằng $\psi(0) = \psi(\infty) = 0$, tức trên bờ thỏa mãn điều kiện không chảy xuyên, còn tại vô cùng điều kiện phát xạ Sommerfeld). Trên ranh giới các phụ vùng (tức tại $x = x_0$ và $x = x_1$) phải thỏa mãn các điều kiện liên tục của dòng ψ và mực nước ζ , do đó, hàm

$$\zeta = -\frac{1}{gh} \left[(V - c_s) \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial V}{\partial x} \psi \right] \quad (2.114)$$

cần phải không có điểm gián đoạn. Từ những điều kiện biên tại $x = x_0$ và $x = x_1$ ta có

$$B_2 = \frac{A_2 S_0^2 \Delta V_x}{|V_0 - c_s| k - C_0 S_0 \Delta V_x}, \quad (2.115)$$

$$B_2 = \frac{A_2 (\omega + V_{x_2} S_1 E)}{\omega + V_{x_2} C_1 E_1}, \quad (2.116)$$

trong đó

$$S_0 = \text{sh}(kx_0), \quad C_0 = \text{ch}(kx_0), \quad S_1 = \text{sh}(kx_1), \quad C_1 = \text{ch}(kx_1),$$

$$E_1 = \exp(-kx_1), \quad \Delta V_x = V_{x_1} - V_{x_2}, \quad V_{x_1} = V_x(x_1), \quad V_{x_2} = V_x(x_2).$$

Từ (2.115) và (2.116) có thể nhận được phương trình tán mạn đối với

$$\omega^2 + b\omega + c = 0, \quad (2.117)$$

trong đó

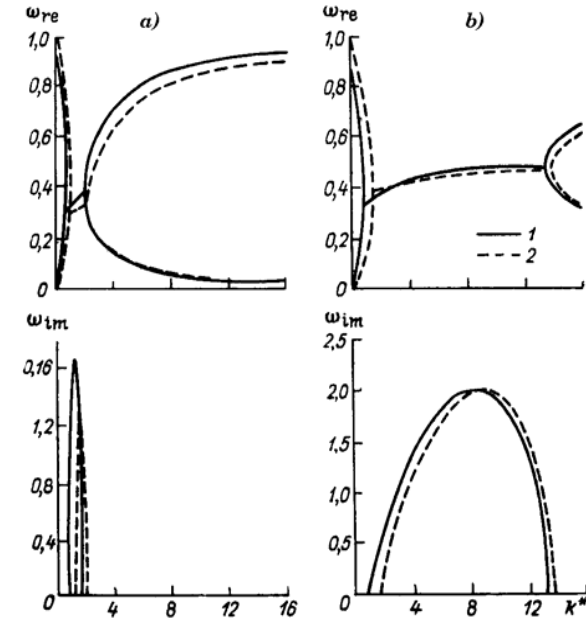
$$b = -kV_0 \left(1 - \frac{z_0}{\varepsilon_0} - \frac{z_1}{\varepsilon_1} \right) = -kV_0 F_0(kx_1, \delta),$$

$$c = k^2 V_0^2 \left[\frac{z_1}{\varepsilon_1} - \frac{z_0 z_{01}}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \right], \quad (2.118)$$

$$z_0 = 1 - \exp(-2kx_0), \quad z_1 = 1 - \exp(-2kx_1),$$

$$z_{01} = 1 - \exp[-2k(x_1 - x_0)],$$

$$\varepsilon_0 = 2k\delta(x_1 - x_0), \quad \varepsilon_1 = 2k\delta(x_1 - x_0), \quad \delta = \frac{x_0}{x_1}.$$



Hình 2.19. Biểu đồ tán mạn đối với các sóng dịch chuyển (ω_{re} – thành phần thực, ω_{im} – thành phần ảo của tần số)

tính với $x_1/x_0 = 2,0$ (a) và $x_1/x_0 = 1,1$ (b) (từ [149])

1 – mô hình A, 2 – mô hình B; $\omega_{im} > 0$ tương ứng với đối bất ổn định dịch chuyển

Tại những trị số k bất kỳ, phương trình (2.117) có hai nghiệm, cả hai nghiệm đó hoặc cùng là những số thực (khi $b^2 > 4c$), hoặc cùng là những số phức (khi $b^2 < 4c$). Trường hợp sau đặc biệt đáng quan tâm, bởi vì nó tương ứng với chế độ bất ổn định, tức chế độ khi mà năng lượng của dòng dọc bờ có thể chuyển một cách mạnh mẽ thành năng lượng của các nhiễu động của trường tốc độ, chính điều đó dẫn tới sự tăng trưởng

theo luật hàm mũ của các sóng dịch chuyển (các sóng xoáy). Tầm quan trọng của việc khảo sát vấn đề ổn định của các nghiệm sóng còn là do nếu như ứng với phân bố nào đó của tốc độ dòng dọc bờ mà các hài không dừng có thể tồn tại, thì chính là những hài ấy được kích động trước hết và được thể hiện trong các quan trắc.

Với tư cách làm ví dụ, trên hình 2.19 dẫn kết quả tính các biểu đồ tần mạn của các sóng dịch chuyển đối với hai giá trị khác nhau của $\Delta = \delta^{-1}$. Đối với những số sóng k sao cho $b > 2\sqrt{c}$ hay $b < -2\sqrt{c}$, tồn tại hai nghiệm số thực ω_1 và ω_2 tương ứng với các sóng dịch chuyển xoáy ổn định. Sự tiêu tán cần phải dẫn tới tắt dần nhanh của các sóng đó trong đại dương thực. Đối với những giá trị k trung gian, tần số ω là số phức, và các sóng xoáy tăng trưởng theo luật hàm mũ. Chẳng hạn, đối với $V_0 = 1$ m/s, $\delta = 0,5$ và $x_1 = 100$ m các sóng xoáy bất ổn định tương ứng với dải bước sóng $\lambda = 2\pi/k : 190 \text{ m} < \lambda < 435 \text{ m}$.

Vùng bất ổn định phụ thuộc nhiều vào δ : δ càng lớn (tức x_1/x_0 càng nhỏ) thì đới bất ổn định càng lớn và gia lượng các sóng dịch chuyển càng cao (hình 2.20). Khi $x_1/x_0 \rightarrow 1$, đới bất ổn định tiến tới vô cùng. Do đó, đới độ xoáy âm càng hẹp, thì các sóng xoáy bất ổn định có thể có bước sóng càng nhỏ.

Mặc dù tại những δ lớn các sóng bất ổn định có thể tồn tại trong một dải quy mô không gian khá rộng, nhưng đáng quan tâm nhất là những số sóng $k = k_g$, tại đó những sóng dịch chuyển nào tương ứng với các giá trị cực đại ω_{im} sẽ tăng trưởng nhanh nhất. Từ hình 2.19 thấy rõ rằng khi δ tăng, thì không chỉ vùng bất ổn định mở rộng, mà những giá trị tuyệt đối ω_{im} cũng tăng lên.

Đối với chế độ bất ổn định tốc độ pha của các sóng dịch chuyển được xác định bằng quan hệ

$$c_s = \frac{\omega_{re}}{k} = -\frac{b}{2k} = 0,5 V_0 F k x_1 \delta. \quad (2.119)$$

Trong công trình của Dodd và Thornton [142] đã chứng minh rằng

$$0 < c_s < V_{\max},$$

tức là tốc độ pha của các sóng dịch chuyển luôn nhỏ hơn tốc độ của dòng dọc bờ gây nên chúng. Những tính toán hàm $F = (kx, \delta)$ thực hiện trong công trình [149] đã cho thấy rằng F luôn dương và chủ yếu nằm trong dải $0,5 < F < 1,0$. Do đó,

$$0,25 V_0 < c_s < 0,5 V_0,$$

điều này khá phù hợp với những dữ liệu quan trắc thực địa [272].

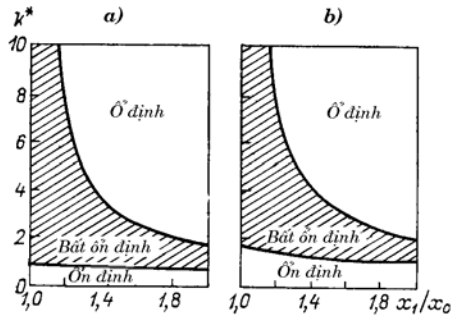
Bức tranh không gian của dòng chảy liên quan tới các sóng dịch chuyển (sóng xoáy) đối với ω bất kỳ có thể tính theo các công thức (2.113), có tính tới (2.116) cũng như các quan hệ

$$\begin{aligned} A_1 &= A_2 + B_2 C_0 / S_0, \\ A_3 &= A_2 S_1 / E_1 + B_2 C_1 / E, \end{aligned} \quad (2.120)$$

được rút ra từ các điều kiện biên. Như các tính toán đã thực hiện trong [128, 149] cho thấy, khi những biên độ đặc trưng của các sóng dịch chuyển lớn hơn $V_0/2$, bức tranh kết quả biểu diễn dòng dọc theo bờ với những chi tiết uốn lượn tuần hoàn thể hiện khá rõ.

Khác với các sóng ven và sóng phát xạ, các sóng dịch chuyển đối với một tần số giữ cố định chỉ có một số sóng (luôn tương ứng với hướng truyền của dòng dọc bờ), vì vậy các sóng

này có độ hiệp biến khá cao và khi phân tích phổ không gian của các quan trắc thực chúng được biểu hiện dưới dạng những cực đại phổ rất rõ nét. Sự xóa mờ những cực đại đó thường là kết quả những dao động thẳng giáng thấp tần của dòng dọc bờ, ngoài ra $\Delta k / k \sim \Delta V / V$, ở đây ΔV – biên độ của các thẳng giáng, còn Δk – độ rộng tương đối của cực đại phổ tương ứng [149].



Hình 2.20. Đối sóng dịch chuyển ổn định và bất ổn định trên mặt phẳng $\{x_1 / x_0, k^*\}$ đối với mô hình A (a) và B (b) (từ công trình [149])

Các tốc độ pha, các quy mô không gian và thời gian của những sóng dịch chuyển tính theo mô hình đối ven bờ độ sâu không đổi [128] và dữ liệu quan trắc ở các vùng bờ Đại Tây Dương khá phù hợp với nhau. Mô hình đơn giản này minh họa khá tốt cơ chế xuất hiện những sóng dịch chuyển và cho phép mô tả định tính về hiện tượng. Việc tính đến ảnh hưởng của biến thiên địa hình thực tới tính chất của các sóng do độ xoáy của dòng dọc bờ gây nên đã được thực hiện trong công trình của Dodd và Thornton [149]. Họ đã sử dụng mô hình (B): thêm nghiêng tuyến tính ở vùng I và III và đáy bằng phẳng ở vùng II (xem hình 2.18 b). Trong vùng I tốc độ đã được cho tăng theo hàm parabol $V(x) = \beta x^2$, trong vùng II – giảm tuyến tính, còn trong vùng III – bằng không. Mô hình này mô tả tốt hơn hình

học thực của đối ven bờ. Phương trình (2.111) trong trường hợp này đối với các vùng I và III có dạng

$$x^2 \psi_{xx} - x \psi_x - k^2 x^2 \psi = 0, \quad (2.121)$$

và nghiệm của nó có thể biểu diễn dưới dạng những hàm Bessel biến tính.

Kết quả tính các biểu đồ tần mạn và các đối bất ổn định ứng với những trị số khác nhau của $\Delta = \delta - 1 = x_1 / x_0$ theo mô hình này và những tính toán tương tự theo mô hình đáy phẳng (xem hình 2.18 a) được biểu diễn trên hình 2.19, 2.20. Như đã thấy từ các hình này, những khác biệt về đặc điểm dao động theo hai mô hình là không đáng kể và không có tính chất căn bản. Việc tính đến biến thiên địa hình làm cho các số sóng tăng không nhiều lắm.

Ảnh hưởng của biến thiên không gian của dòng dọc bờ, đặc biệt của sự chênh lệch tốc độ ở vùng II, tác động tới tính chất của các sóng dịch chuyển mạnh hơn nhiều so với ảnh hưởng của địa hình: chênh lệch tốc độ càng lớn (tức δ càng lớn), thì sự ảnh hưởng của độ bất ổn định tới các sóng dịch chuyển càng mạnh, tức biên độ có thể có của chúng càng lớn. Giả thiết này, được nêu ra trong công trình của Holman và Bowen [128], đã được khẳng định bằng thực nghiệm trong công trình của Dodd và nnk. [150]: tại vùng bờ California, khu vực Santa-Barbara, nơi địa hình đáy ở vùng ven bờ mang đặc điểm đơn điệu, các sóng ven đã thể hiện yếu hơn nhiều so với ở các vùng bờ Bắc Carolina, nơi có hệ thống ba ven bờ khá phát triển.

Phải nhận xét rằng những công trình khảo sát về các sóng dịch chuyển (sóng xoáy) mới chỉ đang bắt đầu. Thời gian tới đây có thể mong đợi xuất hiện những mô hình đầy đủ và hoàn thiện hơn về hiện tượng này, và có thể mở rộng thêm nhiều những quan niệm của chúng ta về động lực học đối ven bờ.

2.8. Các dao động lắc trong vịnh, vũng và cảng

Phổ sóng dài ở các vùng ven bờ biển và đại dương ở mức độ đáng kể được hình thành dưới ảnh hưởng của những dao động riêng của các vùng nước riêng biệt – dao động lắc.

Dao động lắc – đó là các dao động đứng tuần hoàn của khối nước trong toàn thủy vực hay trong một phần biệt lập của nó. Trong số tất cả những dạng sóng dài, ngoại trừ thủy triều, thì dao động lắc có lịch sử nghiên cứu dài nhất. Đã có những ám chỉ về những dao động lắc từ năm 1549 (ở hồ Konstance, Thụy Sĩ), và băng ghi dao động lắc đầu tiên nhận được vào năm 1730 [46, 349]. Dao động lắc quan trắc thấy thực tế ở tất cả các hồ và biển nội địa. Tài liệu nghiên cứu về dao động lắc rất nhiều. Chúng ta sẽ không xem xét toàn bộ hiện tượng này, mà chỉ dừng lại ở một số khía cạnh có liên quan trực tiếp tới những dao động trong các vịnh, vũng biển và các cảng, tức những thủy vực có biên mở (cửa) liên hệ với thủy vực bên ngoài.

Cơ chế phát sinh dao động lắc ở những thủy vực như vậy có ba nét khác biệt lớn so với các thủy vực kín hoàn toàn:

1) Các dao động lắc ở những thủy vực kín được gây nên bởi tác động trực tiếp của ngoại lực (áp suất khí quyển, gió, mưa v.v...) lên mặt thủy vực, dao động lắc ở các vịnh và vũng biển được phát sinh chủ yếu qua biên mở, tức dao động cảm ứng;

2) Mất mát năng lượng sóng lắc ở các thủy vực kín liên quan tới các quá trình tiêu tán, đối với các thủy vực kín một phần - chủ yếu liên quan tới sự phát xạ qua biên mở;

3) Trong các thủy vực nửa kín tồn tại một dạng dao động đặc biệt - hài Helmholtz (hài bậc không hay hài cơ bản), tương tự như âm cơ bản của hộp cộng hưởng âm học [67], không tồn tại ở các thủy vực kín.

Việc tính dao động lắc ở các vịnh, vũng biển, cảng biển quy về tích phân phương trình (2.9) với điều kiện biên (2.37) tại biên

cứng. Việc cho điều kiện tại biên lỏng và thậm chí bản thân việc chọn biên lỏng là yếu tố phức tạp nhất khi mô phỏng dao động lắc. Ở bước gần đúng thứ nhất có thể sử dụng điều kiện

$$\zeta(x, y) = 0|_G, \quad (2.122)$$

trong đó G – biên lỏng. Thực tế điều kiện này dựa trên sự bỏ qua phát xạ qua biên mở. Sự đúng đắn của điều kiện này được quyết định bởi độ rộng tương đối của cửa vào thủy vực và độ sâu tại cửa.

Trong thủy vực kín hình chữ nhật không quay với độ sâu không đổi H chu kỳ dao động lắc dọc được xác định bằng công thức Merian [337]

$$T_n = \frac{2L}{n\sqrt{gH}}, \quad (2.123)$$

ở đây L – độ dài thủy vực, $n=1, 2, \dots$ – số hiệu của hài, tương ứng với độ dài giữa các đường nút ngang. Tại các biên của thủy vực luôn phân bố điểm bụng. Sóng với bước sóng bằng hai lần độ dài thủy vực có chu kỳ lớn nhất.

Các dao động trong thủy vực kín một đầu và mở ở đầu khác có đặc điểm hoàn toàn khác. Các chu kỳ của những dao động đó (tính tới điều kiện gần đúng (2.122)) có thể ước lượng theo công thức

$$T_n = \frac{4L}{(2n+1)\sqrt{gH}}, \quad (2.124)$$

trong đó $n=0, 1, 2, \dots$ Hài thấp nhất, tương ứng với $n=0$, có bước sóng bằng bốn lần độ dài vịnh, và chu kỳ hai lần lớn hơn chu kỳ cực đại ở vịnh kín.

Bảng 2.1. Các hải dao động tự do ở những thủy vực kín hình dạng đơn giản

Kiểu thủy vực		Phương trình trắc diện độ sâu	Các chu kỳ dao động tự do				
Dạng vịnh	Trắc diện độ sâu		Hải cơ bản T_0	Tỷ số các chu kỳ T_n / T_0			
			0	1	2	3	
		$h(x) = h_1$	2.000 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,333	0,200	0,143
		$h(x) = h_1$	2.618 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,435	0,278	0,203
		$h(x) = h_1 (1 - x^2 / L^2)$	2.220 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,409	0,259	0,189
		$b(x) = b_1 x / L$ $h(x) = h_1$	1.308 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,435	0,278	0,230
		$b(x) = b_1 x / L$ $h(x) = h_1 x / L$	1.653 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,541	0,374	0,283
		$b_1 / L = 2$ $= 4/3$ $= 1$ $= 2/3$	2.220 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,707	0,578	0,378
		$h(x) = h_1 (1 - x^2 / L^2)$	2.220 $[2L / (gh_1)^{1/2}]$	1,000	0,554	0,493	0,323
					0,447	0,468	0,264
					0,317	0,455	0,185
					0,707	0,578	0,500

Trong bảng 2.1 dẫn các chu kỳ dao động lắc đối với một số dạng giải tích của thủy vực với biên mở. Các chu kỳ nhận được với giả thiết rằng ở biên mở thỏa mãn điều kiện (2.122), tức đường nút nằm tại cửa vào vịnh.

Đối với trường hợp đơn giản nhất vịnh hình chữ nhật độ sâu không đổi, theo công thức (2.124), các chu kỳ quy chuẩn của dao động $T_n^* = T_n \sqrt{gH} / (2L)$ đối với những hài khác nhau có những giá trị như sau:

$$T_n^* = 2, \frac{2}{3}, \frac{2}{5}, \frac{2}{7}, \dots$$

Để so sánh trong thủy vực kín, theo công thức (2.123), những hài tương ứng có chu kỳ

$$T_n^* = \pi, 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \dots$$

Nếu cửa có điều khiển, tức khi chuyển từ cửa mở hoàn toàn thành cửa kín hoàn toàn, thì các hài có chu kỳ $2/3, 2/5, 2/7$, chuyển thành $1, 1/2, 1/3$ v.v...

Đáng quan tâm nhất là hài thấp nhất – hài Helmholtz. Hài này gắn liền với sự diên đầy nước (dồn vào) ở thủy vực bên trong từ phía cửa ngoài và sau đó rút nước ra qua cửa một cách tuần hoàn. Vì vậy, Lee gọi hài này là “hài bơm nước” (pumping mode) [255], còn Platzman gọi là “hài đồng dao động” (cooscillating mode) [284]. Khi đóng cửa dần dần, chu kỳ của hài này sẽ tăng lên và về giới hạn sẽ tiến tới vô cùng.

Trong âm học, để ước lượng âm dao động cơ bản của hộp cộng hưởng Helmholtz, người ta sử dụng công thức

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{c_s^2 \mathcal{E}}{lV}}, \quad (2.125a)$$

trong đó V – thể tích khoang hộp, l – độ dài kênh dẫn, \mathcal{E} – thiết diện ngang của kênh, còn c_s – tốc độ âm. Công thức tương tự đúng đối với các thủy vực biển:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{c^2 \mathcal{E}}{l_k S h_0}} = \sqrt{\frac{g\mathcal{E}}{l_k S}}, \quad (2.125b)$$

trong đó l_k – độ dài kênh (cổ họng của vịnh), S – diện tích vùng nước bên trong, h_0 – độ sâu trung bình của nó. Công thức này được dùng khi

$$\frac{g\mathcal{E}}{l_k S} \ll \frac{c^2}{L^2},$$

với L – độ dài đặc trưng của thủy vực bên trong.

Nếu kênh nối thủy vực ngoài và trong không có, thì độ dài hiệu dụng L_e được xác định theo công thức

$$L_e = \frac{16r}{3\pi}, \quad (2.126)$$

ở đây r – bán kính lỗ cửa vào (lối vào thủy vực bên trong).

Sử dụng các công thức (2.125b), (2.126), có thể không cần tính toán phức tạp mà ước lượng được các chu kỳ của hài Helmholtz ở các vũng biển và cảng biển. Như số liệu quan trắc thực địa đã cho thấy, ở những vũng và cảng biển với cửa vào hẹp, hài Helmholtz thường áp đảo so với tất cả các dạng dao động riêng khác và quyết định đặc điểm chung của chuyển động ở thủy vực bên trong. Thực tế hài Helmholtz là kết quả cân bằng giữa động năng dòng chất lỏng nhập vào thủy vực bên trong qua kênh liên kết hẹp và thế năng của sự dâng mực nước trung bình ở trong chính thủy vực.

Công trình của Miles và Munk [254] đã khởi đầu cho những nghiên cứu lý thuyết nghiêm túc về dao động lắc trong vũng và

cảng biển. Có lẽ, họ là những người đầu tiên đã chú ý tới một đặc điểm là tác động sóng từ bên ngoài qua biên mở là nguồn lực chính của dao động lắc trong các thủy vực như vậy. Phổ rộng ở cửa vào thủy vực bên trong gây nên bên trong cảng những dao động tại những tần số cộng hưởng. Sự giảm độ rộng của nhờ các công trình bảo vệ chuyên dụng không làm suy yếu, mà ngược lại, khuếch đại các dao động lắc của cảng biển. Miles và Munk đã gọi hiệu ứng này là *ngịch lý cảng biển*. Miles và Munk đã sử dụng sự đồng dạng với máy dao động một bậc tự do. Giá trị quy chuẩn của hệ số trở kháng đối với máy dao động đó có thể viết dưới dạng

$$I(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 + iQ^{-1}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right), \quad (2.127)$$

trong đó ω_0 – tần số cộng hưởng của máy dao động, Q – hệ số chất lượng của nó. Đặc trưng của hệ thống đó có thể viết dưới dạng

$$Z(x) = |I(\omega)|^{-2} = \left\{ \left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \right]^2 + Q^{-2} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 \right\}^{-1}. \quad (2.128)$$

Từ (2.128) suy ra

$$Z_0(\omega) = Q^2 \quad \text{khi} \quad \omega = \omega_0, \quad (2.129)$$

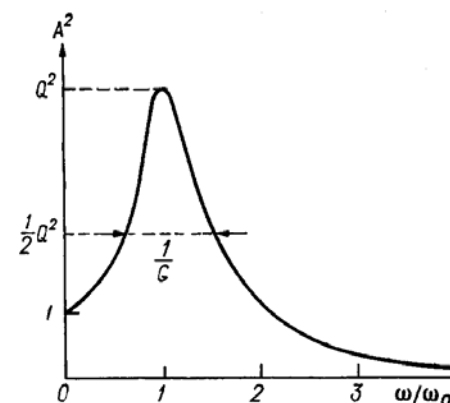
tức là hệ số chất lượng của hệ thống quyết định giá trị tương đối của cực đại cộng hưởng trên phổ năng lượng của các dao động (hình 2.21). Nếu $Q \gg 1$ (tức là nếu hệ thống có hệ số chất lượng cao), thì những tần số tại đó phổ có giá trị bằng một nửa giá trị cộng hưởng, được xác định bằng biểu thức

$$\omega_{1/2} = \omega_0 \left(1 \pm \frac{Q}{2} \right), \quad (2.130)$$

còn độ rộng tương đối của cực đại bằng

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = Q^{-1} \quad (2.131)$$

(xem hình 2.21).



Hình 2.21. Đặc trưng tần số của máy dao động một bậc tự do đối với hệ thống có hệ số chất lượng cao

Ở vùng cực đại đặc trưng tần số có dạng

$$\frac{Z_0^2}{Z^2} = 1 + 4Q^2 \left[1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right]^2. \quad (2.132)$$

Sự phát xạ qua cửa vào cảng hay vũng biển dẫn tới chỗ trong một chu trình dao động sẽ mất một phần năng lượng tương đối bằng $2\pi/Q$. *Hệ số chất lượng của cảng biển Q tăng lên theo sự giảm độ rộng của cửa*. Trị số Q phụ thuộc mạnh vào hình dáng cảng; theo các tính toán thì đại đa số trường hợp đối với những thủy vực thực $Q = 2 \dots 10$.

Như Miles và Munk [254] đã chỉ ra, có hai điều hạn chế cần tính đến khi áp dụng cách tiếp cận này để nghiên cứu các dao động riêng ở những thủy vực kín một phần:

1) Để kích thích dao động lắc ở các vùng nước bên trong cần thời gian cỡ Q/π chu trình, vì vậy những nguồn mạnh, nhưng ngắn hạn không thể gây nên dao động lắc;

2) Với những cửa rất hẹp, sự tiêu tán bên trong trở nên quan trọng hơn so với sự phát xạ (tức khi giảm độ rộng của hệ số chất lượng Q chỉ tăng đến một giới hạn nhất định, sau đó thì không thay đổi nữa).

Tuy nhiên, những hạn chế này không phải là quan trọng: những chu kỳ điển hình của dao động lắc ở các vùng nước bên trong – từ một số phút đến một số chục phút (xem bảng 3.7, 3.8) bé hơn nhiều so với thời gian đặc trưng của tác động bên ngoài (ví dụ, sóng bão hay thậm chí sóng thần), còn các tham số của vào các vũng và cảng biển thực thì đảm bảo sự tiêu tán đóng vai trò tương đối nhỏ so với sự phát xạ.

Để làm ví dụ đã xét một vịnh hình chữ nhật với độ sâu H không đổi. Hệ số chất lượng của thủy vực như vậy được mô tả bằng biểu thức rất đơn giản:

$$Q = \frac{L}{b}, \quad (2.133)$$

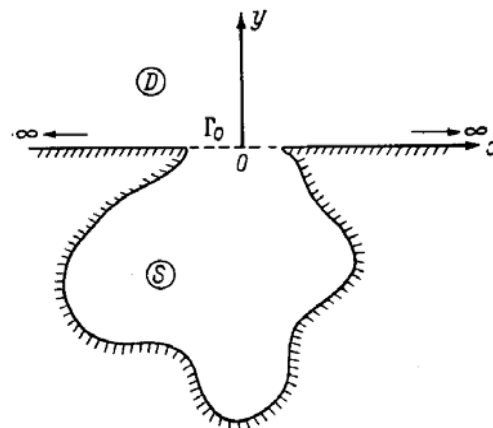
ở đây L – độ dài, còn b – độ rộng của vịnh (xem hình 2.21). Nếu đóng một phần cửa vào vịnh (để lại cửa độ rộng bằng a), thì biểu thức để tính Q sẽ phức tạp hơn nhiều:

$$Q + \pi^{-1} = \frac{2L}{b} \left[1 + \frac{\sin(2k_n L)}{2k_n L} \right] [1 - \cos(2k_n L)], \quad (2.134)$$

trong đó những số sóng cộng hưởng k_n là các nghiệm của phương trình

$$\text{ctg}(k_n L) = k_n b \left\{ 0,478 - \frac{1}{\pi} \ln \left[(k_n b) \frac{a}{b} \sin \left(\frac{\pi a}{2b} \right) \right] \right\}, \quad (2.135)$$

còn những tần số tương ứng $\omega_n = k_n \sqrt{gH}$.



Hình 2.22. Sơ đồ miền tính đối với vũng biển cửa hẹp

Khi hình thành ý tưởng của mình về “nghịch lý cảng biển”, Miles và Munk đã giả thiết rằng mô hình máy dao động một bậc tự do còn có thể sử dụng để phân tích cấu trúc đa hài của các dao động trong các thủy vực bên trong, nếu như những đỉnh phổ cộng hưởng tương ứng với ừng hài là khá nhọn và thể hiện rõ. Nhiều cuộc tranh luận sau đó [236, 349] đã cho thấy rằng điều nghịch lý chỉ tồn tại đối với hài Helmholtz. Le Mehaute và Wilson đã chứng minh rằng đối với những hài cao hơn thì ma sát và những nhân tố phi tuyến chưa được tính đến sẽ dẫn tới chỗ sự giảm cửa làm giảm chứ không làm tăng hệ số chất lượng và do đó, làm giảm các dao động lắc [236]. Tuy nhiên, đối với

hài Helmholtz lý thuyết Miles – Munk hoàn toàn đúng, mà như đã nhận xét, chính là hài này thường áp đảo ở những thủy vực thực.

Những kết quả của Miles - Munk [254] và những người phản bác [236, 349] đã chứng tỏ về tầm quan trọng của việc tính đến sự phát xạ qua biên mở. Trong các công trình [235, 253, 280] và những công trình khác đã xem xét những phương án điều kiện biên chính xác hơn so với (2.122).

Chúng ta phát biểu bài toán về dao động của chất lỏng trong vũng biển S độ sâu biến thiên $h = h(x, y)$, có biên cứng G và biên G_0 nối với vùng bên ngoài D (hình 2.22). Ta sẽ xem rằng vùng bên ngoài được giới hạn bằng bờ thẳng trùng với trục x và có độ sâu không đổi H , ngoài ra tại biên G_0 có thể có đột biến độ sâu, $h(x, 0) \neq H$. Đối với những quá trình tuần hoàn, phương trình (2.9) có thể biểu thị dưới dạng

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \zeta_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} \right) + \frac{\omega^2}{g} \zeta_1 = 0 \Big|_S, \quad (2.136a)$$

$$\frac{\partial^2 \zeta_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta_2}{\partial y^2} + \frac{\omega^2}{gH} \zeta_2 = 0 \Big|_D. \quad (2.136b)$$

Tại biên cứng phải thỏa mãn các điều kiện không chảy xuyên của chất lỏng:

$$h \frac{\partial \zeta_1}{\partial n} = 0 \Big|_G, \quad (2.137a)$$

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial y} = 0 \quad \text{khi } y=0, \text{ ngoại trừ đoạn } G_0, \quad (2.137b)$$

trên biên lỏng – điều kiện liên tục của mực nước và thông lượng

$$\begin{aligned} \zeta_1 &= \zeta_2 \Big|_{G_0}, \\ h \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} &= H \frac{\partial \zeta_2}{\partial y} \Big|_{G_0}, \end{aligned} \quad (2.138)$$

còn tại vô cùng – điều kiện phát xạ Sommerfeld, theo đó ảnh hưởng của vũng biển tới trường sóng ở vùng ngoài khơi cần phải tiến tới bằng không tại $r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$, và không có các sóng từ nơi vô cùng đi tới.

Lee [235] đã giả thiết sự dâng mực nước ở vùng bên ngoài biểu thị dưới dạng

$$\zeta_2 = \zeta_i + \zeta_r + \zeta_s, \quad (2.139)$$

trong đó ζ_i – sóng đi tới từ vùng khơi đại dương, ζ_r – sóng phản xạ từ bờ $\zeta_r(x, y) = \zeta_i(x, -y)$, ζ_s – sóng phát xạ từ vũng biển. Nếu hàm ζ_i được cho, thì như vậy đã biết hàm ζ_r và bài toán dựng nghiệm ở vùng ngoài quy về tìm hàm ζ_s thỏa mãn phương trình (2.136b) và các điều kiện

$$\frac{\partial \zeta_s}{\partial y} = 0 \quad \text{khi } y=0, \text{ ngoại trừ đoạn } G_0, \quad (2.140a)$$

$$H \frac{\partial \zeta_s}{\partial y} = h \frac{\partial \zeta_1}{\partial y} \Big|_{G_0}, \quad (2.140b)$$

$$\zeta_s \rightarrow 0 \quad \text{khi } r = (x^2 + y^2)^{1/2} \rightarrow \infty. \quad (2.140c)$$

Nghiệm của bài toán này có thể biểu diễn dưới dạng

$$\zeta_s(x, y) = -\frac{1}{4} i \int_{G_0} \left\{ \zeta_s(x_0) \frac{\partial}{\partial y} [H_0^{(1)}(kr)] - H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial y} [\zeta_s(x_0)] \right\} dl(x_0), \quad (2.141)$$

trong đó $H_0^{(1)}$ – hàm Hankel loại một bậc không, hàm này cần thiết để thỏa mãn điều kiện sommerfeld (2.140b), x_0 – điểm trên biên mở G_0 của các vùng S và D , $r = [(x - x_0)^2 + y^2]^{1/2}$.

Trên biên G_0 nghiệm (2.141) có tính đến (2.140b) có thể được viết dưới dạng

$$\zeta_s(x_i, 0) = -\frac{1}{2}i \int_{G_0} d(x_0) H_0^{(1)}(kr) \frac{\partial}{\partial y} [\zeta_1(x, 0)] dx_0, \quad (2.142)$$

ở đây

$$d(x_0) = \frac{h(x_0, 0)}{H}, \quad r = |x_i - x_0|.$$

Như vậy, bài toán về tính sóng ở vùng ngoài phát xạ ra từ vũng biển được quy về việc xác định trường sóng ở bên trong vũng, trong đó có cả trên biên ngoài. Đối với thủy vực độ sâu không đổi, bài toán này được mô tả khá chi tiết trong công trình của Lee [235]. Dưới dạng tổng quát việc dựng nghiệm như vậy không phải là tầm thường. Thực tế vấn đề là ở chỗ làm sao ở vùng trong S dựng được nghiệm bằng số (đối với thủy vực thực điều này chỉ có thể thực hiện bằng phương pháp số), sao cho thỏa mãn điều kiện biên (2.137a) tại biên cứng và ghép nối được với nghiệm giải tích ở biên mở. Một trong những phương án xây dựng nghiệm như thế – sử dụng thủ tục lặp. Tuy nhiên, nếu mục đích tính toán chỉ là xác định các tần số riêng và dạng (mà không phải là hệ số chất lượng của thủy vực, các điều kiện phát sinh dao động lắc v.v...), và cửa vào vũng biển không quá lớn, thì cho phép sử dụng những điều kiện đơn giản hóa trên biên lỏng dạng (2.122).

Các phương pháp số tính dao động lắc trong những thủy vực tự nhiên gần đây phổ biến khá rộng rãi. Không xa đà vào chi tiết, mà xuất phát từ lời phát biểu bài toán, có thể phân chia các phương pháp đó làm hai nhóm:

1) *Giải bài toán tìm những giá trị riêng.* Ở đây, nhờ một trong những phương pháp số (sai phân hữu hạn, phương pháp Ritz, Bubnov-Galerkin, phương pháp phần tử hữu hạn v.v...) người ta tích phân phương trình kiểu như (2.9a) với những điều kiện biên tương ứng, bao gồm cả điều kiện trên biên lỏng (xem, ví dụ, các công trình [62, 81, 171, 194]).

2. *Giải bài toán Koshy.* Cho trước một nhiễu động ban đầu nào đó và tính toán bằng số (sai phân hữu hạn hay phần tử hữu hạn) sự lan truyền các sóng dài có tính đến sự phản xạ từ bờ và sự thoát sóng qua các biên mở. Những tần số của các cực đại phổ thu được khi phân tích những chuỗi mực nước tính được cho những điểm khác nhau sẽ được lý giải như là những tần số riêng của thủy vực ([20, 105] và các công trình khác).

Mỗi cách tiếp cận trên đây có những ưu điểm và nhược điểm của mình. Thật vậy, khi giải bài toán về các giá trị riêng có thể trực tiếp nhận được tập hợp đầy đủ các tần số và các dạng dao động tương ứng. Tuy nhiên, như đã nhận xét, việc cho các điều kiện trên biên mở (lỏng) trong cách tiếp cận này là cả một vấn đề. Còn một vấn đề khá phức tạp nữa – tính đến những nhân tố bổ sung (sự quay của Trái Đất, ma sát, các hiệu ứng phi tuyến). Ngược lại, ở cách tiếp cận thứ hai thì việc tính đến những nhân tố đó không phải là phức tạp, không đòi hỏi cho

điều kiện trên biên lỏng, sự biến thiên của địa hình dễ dàng tính đến không chỉ ở vùng bên trong mà cả ở vùng bên ngoài. Nhưng xuất hiện những vấn đề với việc chọn nhiều động ban đầu có ảnh hưởng lớn tới kết quả tính toán tiếp sau. Các phổ của chuỗi mực nước ở những điểm khác nhau có thể rất khác nhau. Thực tế không thể phân biệt được các dạng dao động với những tần số gần bằng nhau và nói chung việc xác định dạng dao động đối với các hài khác nhau là bài toán rất phức tạp. Có lẽ, phương án tối ưu là kết hợp hai cách tiếp cận này.

CHƯƠNG 3

CÁC SÓNG GIÓ ÁP TRONG ĐẠI DƯƠNG

Không thể hiểu đại dương mà không xem xét sự tương tác của nó với khí quyển, giống như không thể hiểu khí quyển nếu không tính đến sự tương tác của nó với đại dương.

P. Beil. *Hải dương học phổ thông* (1977)

Hầu hết tất cả chuyển động của nước trong đại dương... thực chất là kết quả của những tác động khí quyển.

Vật lý đại dương. Tập 1. Thủy vật lý (1978)

Những quá trình khí quyển là nguồn năng lượng chính cung cấp cho những dao động sóng dài của đại dương (dĩ nhiên, không kể thủy triều và sóng thần). Trong đó các sóng dài có thể được gây nên một cách trực tiếp do tác động cơ học trực tiếp của áp suất khí quyển và ứng suất gió tới mặt đại dương cũng như thông qua sự tái phân bố năng lượng đi vào từ khí quyển sang những dạng chuyển động khác ở đại dương với những quy mô thời gian và không gian khác nhau (xem hình 0.2). Trong chương này sẽ xem xét các sóng gió áp (sóng AB), tức các sóng trực tiếp gây nên bởi những thăng giáng khí áp và gió hoặc sự chuyển hóa năng lượng từ các quá trình thấp tần kiểu như “nước dâng bão” hay “thủy triều khí tượng” (những quá trình này cũng được hình thành dưới tác động của các quá trình khí

quyển, nhưng quy mô lớn hơn).

Phần các sóng AB ở đại dương liên quan mật thiết với phổ các sóng khí quyển. Vì vậy, ở chương này (tuân theo nhận xét thông thái của Beil) sẽ tổng quan tóm tắt những quan niệm lý thuyết hiện tồn về đặc điểm các dao động khí quyển trên dải tần số tương ứng với các sóng dài trọng lực ở đại dương, cũng như một số kết quả quan trắc thực tế về các sóng khí quyển.

3.1. Một số đặc điểm lý thuyết của các sóng trong khí quyển

Hiện nay, các dao động tần thấp (synop) của khí quyển (với các chu kỳ trên 6 giờ) được nghiên cứu khá nhiều: Mạng lưới synop thế giới có tới hàng nghìn trạm khí tượng thủy văn, tại đó đã tiến hành quan trắc liên tục mấy chục năm nay về áp suất khí quyển và gió (tại những kỳ hạn synop chuẩn). Những nhiễu động vi mô của khí quyển (với chu kỳ từ vài giây tới vài giờ) được nghiên cứu ít hơn, việc đo chúng liên quan với những khó khăn kỹ thuật nhất định và đòi hỏi thiết bị độ nhạy cao. Lần đầu tiên những thăng giáng áp suất và gió bắt đầu được nghiên cứu bởi các nhà địa chấn học, khi ấy người ta phát hiện thấy rằng nền dao động khí quyển tần số cao có tác động rõ rệt tới cấp độ của những dao động vi chấn [69]. Về sau đã phát hiện rằng những dao động đó cũng tác động mạnh tới sự lan truyền những tín hiệu vô tuyến và điện từ, sự hình thành những dị thường thời tiết địa phương. *

* Sự quan tâm tới các sóng trong khí quyển chủ yếu được kích thích bởi vấn đề phát hiện những vụ nổ hạt nhân từ xa. Các dụng cụ hiện đại cho phép người ta ghi nhận một cách tin cậy các sóng khí quyển từ những vụ nổ hạt nhân lan truyền vòng quanh địa cầu một số lần. Người ta cũng đã biết tới những thăng giáng vi mô của khí áp liên quan tới các vụ động đất, phun núi lửa, rơi thiên thạch [17, 45].

Những dao động khí áp và gió ở sát đất tác động mạnh mẽ tới mặt đại dương, gây nên những dao động sóng dài của mực nước. Thật vậy, ví dụ dao động khí áp với chu kỳ gần 35 phút và biên độ một số miliba, thường quan trắc thấy khi các front đi qua, gây nên các dao động cộng hưởng của mực nước ở vịnh Nagasaki, trong một số trường hợp những dao động này có biên độ hơn 2 m (gọi là hiện tượng “abiki”) [196].

Các sóng trong khí quyển có nhiều nét tương tự với các sóng dài quan trắc thấy trong đại dương. Cũng giống như trong đại dương, ở đây tồn tại các sóng xoay, liên quan tới sự quay của Trái Đất (chẳng hạn như các sóng Rosby) và sóng trọng lực gây nên bởi tác động của lực trọng trường hoặc lực nổi. Đối với các sóng khí quyển, hiện tượng bẫy sóng được biết khá rõ. Ví dụ, “các sóng địa hình” xuất hiện do kết quả bẫy năng lượng của các quá trình khí quyển trên những yếu tố bất đồng nhất của địa hình. Đặc biệt có ý nghĩa đối với chuyển động khí quyển là sự bẫy sóng diễn ra trên những yếu tố bất đồng nhất của trường mật độ liên quan tới những khu vực phân cách front hay những lớp nghịch nhiệt sát đất. Các sóng khí quyển bị bẫy có thể tạo nên những nhiễu động sóng dài rất mạnh trong đại dương.

Cơ sở của lý thuyết chuyển động sóng trong khí quyển được trình bày ở cuốn chuyên khảo kinh điển của Gossard và Hook [17]. Trong mục này sẽ chỉ dẫn ra một số thông tin cơ bản về những chuyển động này cần để hiểu rõ hơn về những chuyển động có liên quan trong đại dương.

Ta xét những dao động khí quyển thuộc kiểu sóng phẳng, truyền trong phương ngang trên hướng trục x :

$$u, v, w, P \sim e^{i(kx + mz - \omega t)}, \quad (3.1)$$

ở đây u, v – các thành phần phương ngang của tốc độ, w – thành phần thẳng đứng, P – áp suất. Từ các phương trình chuyển

động đối với khí quyển, có thể nhận được phương trình tán mạn như sau:

$$n^2 = \frac{k^2(N^2 - \omega^2)}{\omega^2} + \frac{\omega^2}{c_s^2} - \frac{N^2 + c_s \Gamma^2}{c_s^2}, \quad (3.2)$$

hay

$$n^2 = (N^2 - \omega^2)(k^2/\omega^2 - c_s^{-2}) - \Gamma^2, \quad (3.2')$$

trong đó k, n – các số sóng theo phương ngang và phương thẳng đứng, $c_s = (dP/d\rho)^{1/2}$ – tốc độ âm, N – tần số Vaisial-Brent, được xác định bằng biểu thức

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz} = g \left[\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{g}{c_s^2} \right], \quad (3.33)$$

ρ_0 – mật độ khí quyển, θ – nhiệt độ thế vị*, Γ – hệ số Ekkart,

$$\Gamma = \frac{1}{2\rho_0} \left(\frac{d\rho_0}{dz} + \frac{g}{c_s^2} \right). \quad (3.4)$$

Tham số Γ đặc trưng cho sự ảnh hưởng của gradient mật độ (và độ nén) tới các số hạng quán tính.

Phương trình (3.2) nhận được với những hạn chế khá nghiêm ngặt (giả thiết về các dao động rất bé, các tham số c_s, N, Γ không đổi, bỏ qua sự quay của Trái Đất và ma sát v.v...), tuy nhiên nó rất thuận tiện để mô tả định tính những kiểu chuyển động khí quyển chủ yếu.

Nếu $n^2 < 0$, thì các sóng tắt dần với độ cao tuân theo luật hàm mũ, tức chúng là các sóng “bị bẫy”, có khả năng truyền chỉ

* Nhiệt độ thế vị $\theta(z)$ – đó là nhiệt độ mà phân tử không khí ở độ cao z_{1000} tương ứng với áp suất 1000 hPa có được nếu di chuyển đoạn nhiệt nó từ độ cao z tới độ cao đó [17].

trong phương ngang; khi $n^2 > 0$ các sóng có thể truyền cả trong phương ngang lẫn phương thẳng đứng, tức chúng tương tự như các sóng “phát xạ” trong đại dương. Hai loại chuyển động sóng này bị giới hạn trên mặt phẳng tán mạn ω, k bởi các nghiệm của phương trình:

$$(N^2 - \omega^2) \left[1 - \frac{\omega^2}{(kc_s)^2} \right] = \frac{\Gamma^2 \omega^2}{k^2}, \quad (3.5)$$

điều này tương ứng với điều kiện $n^2 = 0$, tức điều kiện vectơ truyền các sóng khí quyển hướng theo phương ngang.

Vế phải của phương trình (3.5) luôn dương, vì vậy nghiệm của (3.5) có hai nhánh, đối với mỗi nhánh các nghiệm là những số thực:

$$\omega > N, \quad \frac{\omega^2}{k^2} > c_s^2; \quad (3.6a)$$

$$\omega < N, \quad \frac{\omega^2}{k^2} < c_s^2. \quad (3.6b)$$

Các điều kiện (3.6a) và (3.6b) giới hạn hai kiểu sóng phát xạ trong khí quyển: các sóng âm (AW) và các sóng nội trọng lực (IGW)*. Các biểu thức tương quan tán mạn gần đúng của các sóng này có thể nhận được từ phương trình (3.2) đối với hai trường hợp riêng.

1. Giả sử $\Gamma = 0$ và $N = 0$, tức ta bỏ qua các lực trọng trường và độ nổi. Khi đó

$$k^2 + n^2 \equiv m^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2}. \quad (3.7)$$

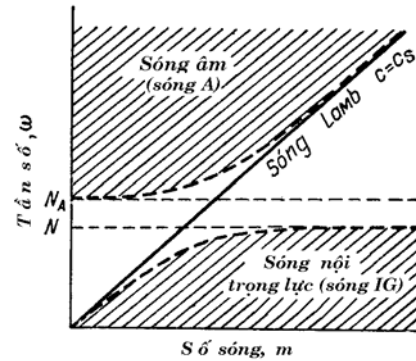
* “Các sóng nội trọng lực” – thuật ngữ dùng trong sách báo ở Nga, Gossard và Hook [17] gọi kiểu sóng này là “các sóng độ nổi” (buoyancy waves).

Phương trình này mô tả các sóng âm.

2. Ta sẽ xem môi trường là không nén, tức cho rằng $c_s = \infty$ với Γ hữu hạn. Khi đó

$$n^2 = k^2 \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) - \Gamma^2, \quad (3.8)$$

biểu thức này là phương trình tán mạn gần đúng của các sóng nội trọng lực.



Hình 3.1. Biểu đồ tán mạn của các sóng khí quyển

Đối với các sóng âm từ phương trình (3.5) và điều kiện (3.6a) suy ra

$$\frac{\omega^2 - N^2}{c_s^2} = \Gamma^2 \quad \text{khi } k \rightarrow 0, \quad (3.9)$$

trong đó

$$N_A^2 = N^2 + c_s^2 \Gamma^2, \quad (3.10)$$

ở đây $N_A \equiv \omega_m \rightarrow 0$ gọi là tần số biên của sóng âm. Như vậy các sóng âm trên biểu đồ tán mạn nằm bên trong hình parabol với đường tiệm cận $c = \omega/k = c_s$ và tần số cực tiểu $\omega = N_A$ (hình 3.1).

Trị số điển hình của N_A bằng 0,015 rad/s, tương ứng với chu kỳ gần 7 phút. Các sóng âm thấp tần với tần số dưới 1 Hz thường được gọi là sóng ngoại âm [17].

Để dàng nhận thấy sự giống nhau rất lớn giữa biểu đồ tán mạn đối với các sóng trọng lực phát xạ ở đại dương (xem hình 2.4) và các sóng âm, trong đó tốc độ âm trong khí quyển $c = c_s$ giữ vai trò tương tự như tốc độ của các sóng dài $c = \sqrt{gh}$ trong đại dương.

Đối với các sóng nội trọng lực, như có thể suy ra từ (3.5), (3.6b),

$$\begin{aligned} \omega^2 &\rightarrow N^2 \quad \text{khi } k \rightarrow \infty, \\ \omega^2 &\rightarrow 0 \quad \text{khi } k \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (3.11)$$

và trên biểu đồ tán mạn ở hình 3.1 các sóng này chiếm vùng phía dưới. Nếu $N = 0$ (không có sự phân tầng), thì các sóng độ nổi (IGW) suy thoái; đối với khí quyển không nén (tức khi $c_s = \infty$) các sóng âm không tồn tại.

Khi $N > N_A$ quan sát thấy một hiệu ứng đặc biệt. Trong trường hợp này xuất hiện một dạng bất ổn định đặc biệt và những khác biệt giữa sóng âm và sóng nội trọng lực bị xóa mờ [17]. Tuy nhiên, trong khí quyển thực trường hợp như vậy thực tế không được hiện thực. Trị số điển hình $N = 0,01 \text{ rad/s}$ tương ứng với chu kỳ khoảng 10,5 phút.

Nếu giả thiết $\Gamma \ll n$, $c_s = \infty$ phương trình (3.2) đối với các sóng nội trọng lực có dạng

$$\omega^2 = N^2 \cos^2 \alpha, \quad (3.12)$$

trong đó $\tan \alpha = n/k$. Biểu thức (3.12) thiết lập mối liên hệ đơn giản và hữu ích giữa tần số của các sóng nội trọng lực và góc lan truyền của chúng.

Ngoài các sóng âm và sóng nội trọng lực lan truyền tự do trong phương thẳng đứng (tức với n là số thực) còn tồn tại những chuyển động sóng với n thuần túy là số ảo. Điều kiện biên tại mặt Trái Đất đòi hỏi tốc độ thẳng đứng $w=0$. Trường hợp riêng thỏa mãn điều kiện này là w bằng không ở mọi nơi. Trong trường hợp đó có thể có những dao động lan truyền trong phương ngang với tốc độ gần với tốc độ âm, và tắt dần theo hàm mũ khi độ cao tăng lên (các sóng Lamb).

Khoảng tần số tồn tại sóng Lamb xấp xỉ tương ứng với khoảng tần số của các sóng trọng lực trong đại dương, tuy nhiên tốc độ của chúng khoảng 1,5 lần lớn hơn.

Nghiệm đối với các sóng Lamb có thể viết dưới dạng [17]

$$P(x, z) = P_s e^{-\Gamma z} e^{i(kx - \omega t)}, \quad (3.13)$$

ở đây tham số Ekkart có giá trị đặc trưng $3 \cdot 10^{-2} \text{ km}^{-1}$.

Từ sự so sánh (3.13) và (3.1) suy ra $n^2 = -\Gamma^2$. Thế giá trị này vào (3.2), ta được phương trình tán xạ đối với sóng Lamb:

$$c = c_s = \frac{\omega}{k}. \quad (3.14)$$

Do đó, sóng Lamb – đó là sóng không tán xạ, lan truyền với tốc độ âm. Có thể xem nó như là hài bậc không của các sóng âm. Một đồng dạng của sóng Lamb trong đại dương là sóng Kelvin – sóng bị bẫy, chạy dọc theo bờ với tốc độ của các sóng dài và tắt dần khi xa khỏi bờ theo luật hàm mũ. Những bất đồng nhất của phân tầng khí quyển dẫn tới làm biến thể sóng Lamb giống như là những bất đồng nhất địa hình làm biến thể sóng Kelvin [269].

Bước sóng điển hình của các sóng âm thấp tần – từ một số mét đến vài trăm kilômet, nhưng trong trường hợp những vụ nổ mạnh, phun núi lửa, rơi những thiên thạch lớn có thể tạo thành

những sóng Lamb với bước sóng hàng trăm, thậm chí hàng nghìn kilômet, truyền đi những khoảng cách cực xa ứng với một số vòng quanh Trái Đất. Chẳng hạn, những hiện tượng như vậy đã quan trắc được trong vụ nổ của núi lửa Caratau và trong khi rơi thiên thạch Tunguss [17, 45].

Như vậy, trong điều kiện $N = \text{const}$ trong khí quyển có thể tồn tại những dao động sóng thuộc ba kiểu: sóng âm, sóng nội trọng lực và sóng Lamb. Các tốc độ đặc trưng của các sóng âm và sóng Lamb gần bằng tốc độ âm $c_s \approx 340 \text{ m/s}$; các tốc độ đặc trưng của sóng nội trọng lực nhỏ hơn một, hai bậc.

Sự bất đồng nhất phân tầng trong khí quyển sẽ dẫn tới sự biến thiên tốc độ âm và tạo thành các ống dẫn (kênh âm) ở các lớp tương ứng với những tốc độ pha cực tiểu [17, 180]. Các sóng khí quyển bị bẫy ở trong những lớp đó tương tự như các sóng ven ở đại dương bị bẫy trên nước nông và có thể lan truyền đi hàng nghìn, thậm chí hàng chục nghìn kilômet [17, 45]. Chẳng hạn, các sóng như vậy thường hay quan trắc được ở lớp sát đất trong khi có nghịch nhiệt.

Ta sẽ xét mô hình khí quyển hai lớp với gián đoạn mật độ ρ_s tại độ cao $z = H$, ở lớp dưới độ cao đó $N = N_1$, còn ở lớp trên $N = N_2$. Giống như trước, ta sẽ khảo sát những sóng truyền dọc theo trục x và có dạng (3.1) ở trong mỗi lớp. Để đơn giản, ta giả sử rằng $c_s \gg \omega/k$, $\Gamma^2 \ll k^2$ (đối với các quy mô mà chúng ta quan tâm thì những giả thiết này hoàn toàn có căn cứ). Khi đó, theo (3.2)

$$n_j = \frac{k}{\omega} (N_j^2 - \omega^2)^{1/2}. \quad (3.15)$$

Tại ranh giới các lớp cần phải thực hiện điều kiện liên tục của tốc độ thẳng đứng:

$$\omega_1 = \omega_2 \quad \text{khi} \quad z = H, \quad (3.16a)$$

và áp suất tổng cộng [173]:

$$\rho_1 \left[\frac{\omega^2}{k^2} w_1'(z) - g w_1(z) \right] = \rho_2 \left[\frac{\omega^2}{k^2} w_2'(z) - g w_2(z) \right] \quad \text{tại} \quad z = H, \quad (3.16b)$$

còn tại biên cứng (mặt Trái Đất) và tại vô cùng – các điều kiện bằng không của tốc độ thẳng đứng

$$w_1 = 0 \quad \text{tại} \quad z = 0, \quad (3.17a)$$

$$w_2 = 0 \quad \text{tại} \quad z \rightarrow \infty. \quad (3.17b)$$

Mô hình này rất giống với mô hình thêm – bậc đối với các sóng đại dương (xem mục 2.3), ở đây mật độ đóng vai trò của độ sâu, còn tọa độ z hướng thẳng đứng lên trên đóng vai trò của tọa độ x hướng về phía khơi đại dương.

Từ (3.15) suy ra rằng tùy thuộc vào dấu của biểu thức $N_j^2 - \omega^2$ tham số n_j sẽ là số thực hay thuần túy số ảo ($n_j = i\gamma_j$). Do đó, các nghiệm đối với $w_j(z)$ trong mỗi lớp sẽ mang tính chất lượng giác (khi $\omega < N_j$) hay hàm mũ (khi $\omega > N_j$), mà sau này giống như ở mục 2.3 sẽ được kí hiệu bằng các chữ cái T, T' và E, E' cho lớp dưới và lớp trên.

Nếu tính đến điều kiện (3.17a) đối với lớp dưới có thể viết

$$w_1(z) = A_1 \sin(n_1 z) \quad \text{khi} \quad \omega < N_1, \quad (3.18a)$$

$$w_1(z) = A_1^* \text{sh}(\gamma_1 z) \quad \text{khi} \quad \omega > N_1. \quad (3.18b)$$

Đối với lớp trên

$$w_2(z) = A_2 \sin(n_2 z) + B_2 \cos(n_2 z) \quad \text{khi} \quad \omega < N_2, \quad (3.19a)$$

$$w_2(z) = A_2^* e^{-\gamma_2 z} \quad \text{khi} \quad \omega > N_2. \quad (3.19b)$$

Khi $\omega > N_2$ nghiệm mang tính chất hàm số mũ, trong đó dựa vào điều kiện (3.17b) chỉ giữ số hạng tắt dần với độ cao. Khi

$\omega < N_2$ nghiệm đối với các sóng bị bẫy không tồn tại, bởi vì trong trường hợp này không thể thỏa mãn điều kiện (3.17b). Tại những tần số đó tồn tại phổ liên tục của các sóng nội trọng lực không bị bẫy truyền tự do vào khí quyển bên trên. Tần số $\omega = N_2$ đóng vai trò ranh giới tần thấp của sự tồn tại các sóng bị bẫy.

Phương trình tán mạn đối với các sóng khí quyển bị bẫy có thể nhận được có tính đến những điều kiện biên (3.16). Nếu $N_2 > N_1$, thì đối với tất cả các tần số $\omega > N_2$ các nghiệm mang tính chất hàm số mũ ở cả lớp dưới lẫn lớp trên (kiểu EE' trên hình 3.2 a). Từ (3.18b), (3.19b) và (3.16) suy ra

$$c_\omega^2 = \left(\frac{\omega}{k} \right)^2 = \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 \gamma_1 \text{cth}(\gamma_1 H) + \rho_2 \gamma_2}. \quad (3.20)$$

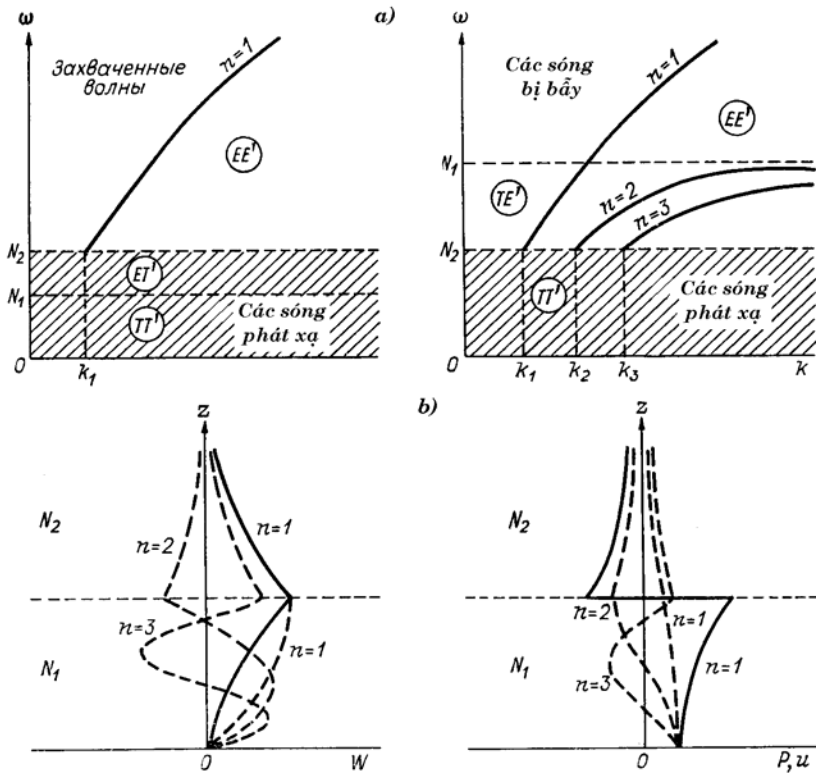
Phương trình (3.20) có nghiệm duy nhất tương ứng với hài cơ bản (thứ nhất) của sóng bị bẫy.

Nếu biểu diễn khí quyển dưới dạng đại dương đồng nhất với độ sâu tương đương H và mật độ không đổi $\rho = \rho_1$, thì $\gamma_1 = k$ và đối với các sóng trên biên tự do ($\rho_2 = 0$) từ (3.20) ta được

$$c_\omega^2 = \frac{g}{k} \text{th}(kH), \quad (3.21)$$

biểu thức này trùng hợp với phương trình tán mạn đối với các sóng đại dương; khi $kH \ll 1$ công thức (3.21) chuyển thành công thức kinh điển của Lagrange đối với các sóng dài $c = \sqrt{gH}$.

Phương trình (3.20) nếu tính đến (3.15) cho phép nhận được các giá trị riêng ω và k và các hàm riêng tương ứng (hình 3.2).



Hình 3.2. Biểu đồ tán mạn (a) và những hàm riêng tương ứng (b) của các sóng khí quyển trong mô hình khí quyển hai lớp (bên trái – $N_2 > N_1$, bên phải – $N_1 > N_2$)

Nếu tính đến những đơn giản hóa đã thực hiện ở trên $\gamma_1 \gg \Gamma_1$ và $(\omega/k)^2 \ll c_s^2$ đối với tốc độ ngang u và áp suất P có thể viết ra những biểu thức như sau:

$$P_1(z) = i \frac{\rho_1 \omega \gamma_1}{k^2} A_1^* \operatorname{ch} \gamma_1 z; \quad (3.22)$$

$$u_1(z) = i \frac{\gamma_1}{k} A_1^* \operatorname{ch} \gamma_1 z. \quad (3.23)$$

Đơn vị ảo chỉ ra rằng P_1 và u_1 dịch chuyển về pha $\pi/2$ so với tốc độ thẳng đứng w (3.18b).

Áp suất và tốc độ ngang biến đổi với độ cao theo quy luật côsin hypecbôn, hàm này tiến tới đơn vị tại những giá trị nhỏ của đối số. Vì vậy, những thăng giáng u và P ở mặt Trái Đất khác với không (khác với w) và có thể được ghi nhận bằng các máy vi áp ký và phong áp ký. Những thăng giáng đó có thể trực tiếp tác động tới bề mặt đại dương, gây nên các dao động đáp lại của mực nước.

Nếu $N_2 < N_1$, thì tùy thuộc vào tần số có thể có hai kiểu dao động. Khi $\omega > N_1$ các nghiệm tương ứng với kiểu EE' đã xét ở trên. Khi $N_2 < \omega < N_1$ các dao động sẽ có dạng (3.18a) ở trong lớp dưới và (3.19b) ở trong lớp trên (kiểu TE'). Phương trình tán mạn tương ứng có dạng

$$c_\omega^2 = \left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{g(\rho_1 - \rho_2)}{\rho_1 n_1 \operatorname{ctg}(n_1 H) + \rho_2 \gamma_2}, \quad (3.24a)$$

phương trình này có thể có dạng:

$$\operatorname{tg}(n_1 H) = \frac{\rho_1 n_1}{g(\rho_1 - \rho_2) \frac{k^2}{\omega^2} - \rho_2 \gamma_2}. \quad (3.24b)$$

giống với phương trình tán mạn (2.44) đối với các sóng ven. Khác với phương trình tán mạn (3.20) chỉ có một nghiệm, phương trình (3.24) có một tập hợp nghiệm tương ứng với các hài gián đoạn khác nhau của các sóng bị bắt (xem hình 3.2 a). Những biến thiên của w_1 và P theo độ cao đối với kiểu nghiệm này được chỉ ra trên hình 3.2 b bằng những đường gạch nối.

Như đã thấy từ hình 3.2 b, năng lượng chính của các dao động sóng bị bẫy tập trung ở trong lớp dưới, lớp này có vai trò một ống dẫn sóng. Khi xa dần lên trên kể từ đối giá đoạn mật độ năng lượng của các dao động giảm nhanh.

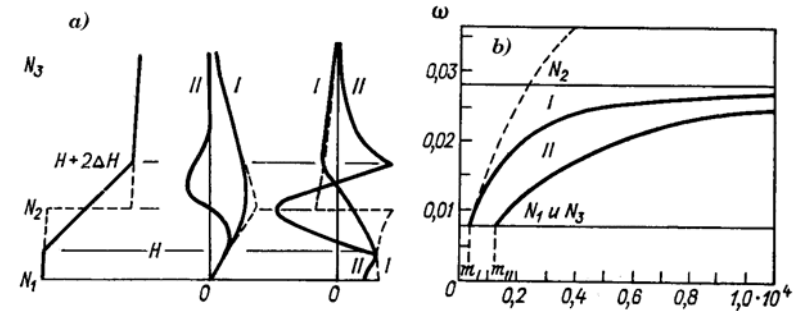
Mô hình hai lớp với gián đoạn mật độ trong khi mô tả những chuyển động sóng trong khí quyển là mô hình cực kỳ thô (mặc dù khá trực quan). Vì vậy, để khảo sát những dao động thực quan sát được trong khí quyển, người ta sử dụng những mô hình hiện thực hơn (những kiểu mô hình nhiều lớp tính đến sự biến đổi không chỉ của mật độ, mà cả trường gió) [17]. Ví dụ, Gossard và Munk [180] khi phân tích các sóng bị bẫy lan truyền trong lớp nghịch nhiệt ở Nam California đã sử dụng mô hình ba lớp không gián đoạn mật độ và nhiệt độ. Phân bố nhiệt độ thế vị được biểu thị trên hình 3.3a. Mô hình được chọn sao cho trong mỗi lớp tần số Vaissal-Brent N không đổi, ngoài ra $N_1 \approx N_3 < N_2$. Trong lớp dưới ($0 < z < H$) $w_j(z)$ có dạng (3.18b), trong lớp giữa ($H < z < H + 2\Delta H$) – (3.18a), còn trong lớp trên ($z > H + 2\Delta H$) – (3.19b). Như vậy, mô hình này mô tả những sóng bị bẫy trong lớp giữa có vai trò như một ống dẫn sóng, và tắt dần trong lớp trên và lớp dưới. Những đường cong riêng tương ứng được dẫn trên hình 3.3 b, phân bố thẳng đứng của w , u và P được biểu diễn trên hình 3.3 a (để so sánh, đường cong tần mạn và các hàm riêng của mô hình hai lớp được biểu diễn bằng những đường gạch nối).

Tùy thuộc vào kích thước của nguồn ban đầu các nhiễu động khí quyển (L) có thể có những phương án khác nhau gây nên các sóng bị bẫy:

1) Nếu $L > 2\pi/k$, thì các sóng bị bẫy không được kích động (trong trường hợp này có thể kích động các sóng âm tần thấp với bước sóng lớn);

2) Nếu $2\pi/k_{II} < L < 2\pi/k_I$, thì chỉ có hài cơ bản của các sóng bị bẫy với tần số $N_1 < \omega < N_2$ và số sóng $k_1 < k < k_{II}$;

3) Nếu $L < 2\pi/k_{II}$, thì có thể phát sinh hài thứ nhất và thứ hai của các sóng bị bẫy.



Hình 3.3. Phân bố thẳng đứng của nhiệt độ thế vị (bên trái), tốc độ thẳng đứng (ở giữa) và ngang (bên phải) đối với các mô hình khí quyển ba lớp (đường cong liền nét) và hai lớp (đường gạch nối) (a) và các đường cong tần mạn ứng với những mô hình đó (b) (từ công trình [180])

Về phương diện lý thuyết, với các kích thước nguồn bé có thể cũng phát sinh những hài bậc cao hơn. Tuy nhiên, khi đó cần phải tính toán rằng các hài cao ở gần mặt Trái Đất có biên độ bé. Khi $\gamma_1 H \gg 1$ những nhiễu động áp suất chắc gì đã đạt tới bề mặt Trái Đất. Ghi nhận ở lân cận mặt Trái Đất những sóng dài tương ứng với các hài sóng bị bẫy bậc thấp là xác suất hơn cả [180].

Như đã thấy qua việc mô tả ở trên, giữa các sóng khí quyển và đại dương có những nét tương tự rất lý thú. Cả các sóng khí quyển trong môi trường bất đồng nhất thẳng đứng lẫn các sóng dài đại dương đối với địa hình biến đổi (của đới thêm – sườn lục địa) đều là sự tổng cộng của *phổ gián đoạn các sóng bị bẫy lan*

truyền dọc theo ranh giới bất đồng nhất (theo ống dẫn sóng) và *phổ liên tục các sóng phát xạ* mang năng lượng đi ra vùng bên ngoài (khí quyển tự do hay vùng khơi đại dương). Sóng Lamb rất giống sóng Kelvin, các sóng khí quyển bị bẫy giống với các sóng ven và v.v... Vì vậy, việc nghiên cứu các sóng khí quyển đối với các nhà hải dương học là điều lý thú không chỉ xét về góc độ các sóng có thể được kích động trong đại dương, mà có thể là rất có ích để hiểu tốt hơn về bản thân các sóng đại dương. *

3.2. Những đặc trưng phổ của áp suất khí quyển và gió

Ta sẽ xét một số dữ liệu quan trắc thực tế về dao động áp suất khí quyển và gió. Những quan trắc này bắt đầu được thực hiện đều đặn từ những năm năm mươi [69, 179, 180, 195, 223] và đã có những kết quả khá trùng hợp. Người ta đã thấy rằng trong trạng thái khí quyển bình lặng, ở dải tần số rộng ($10^{-5} - 10^{-0}$ Hz) phổ áp suất có đặc điểm đơn điệu, giảm theo quy luật gần với ω^{-2} và không chứa một cực trị đáng kể nào ngoài các cực trị triều (hình 3.4). Ví dụ, kết quả như vậy đã nhận được trong các công trình [15, 179, 195, 223]. Sự vi phạm duy nhất về tính đơn điệu (sự tạo thành những chi tiết kiểu như cái “bờm”, hay “cao nguyên”) trên phổ đôi khi được quan trắc thấy tại các chu kỳ 0,01–0,003 Hz [15]. Có lẽ, đặc điểm này liên quan tới tính chất của những chuyển động sóng trong khí quyển (xem hình 3.1): sự giảm tương đối của phổ xấp xỉ tương ứng với khoảng tần số “rỗng” $N < \omega < N_A$, tại đây các sóng âm và sóng nội trọng lực vắng mặt, còn “bờm” – vùng tồn tại của các sóng

* Một số loại sóng đại dương khá quen biết, ví dụ các sóng Rosby và Rosby xích đạo – các sóng trọng lực (các sóng Ianai), đã được mô tả lần đầu tiên khi phân tích những chuyển động khí quyển.

âm thấp tần (sóng ngoại âm).

Theo dữ liệu khảo sát của Kimball và Lemon [223], cũng như của Herron và nnk. [195] thực hiện đo những vi thăng giáng khí áp ở phần đông bắc nước Mỹ, quy luật giảm phổ áp suất ω^{-2} được duy trì đối với mọi điều kiện thời tiết và trong toàn khoảng tần số.

Bảng 3.1. Kết quả phân tích phổ thăng giáng khí áp theo dữ liệu đo tại Đài Vật lý Thủy văn Shikotan

Bắt đầu chuỗi	Thời gian kéo dài		Quy luật giảm
	Phút	Ngày	
7-11-89	29 687	20,6	-2,25
9-01-90	22 291	15,5	-2,37
23-04-90	20 654	14,3	-2,24
16-05-90	30 000	20,8	-2,40
14-08-90	13 259	9,2	-2,22
25-08-90	21 857	15,2	-2,25
11-09-90	8 490	5,9	-2,12
28-09-90	10 155	7,1	-2,13
15-10-90	14 803	10,3	-2,35
28-12-90	23 676	16,4	-2,06
Σ	194 872	135,3	-2,26

* Quan trắc được thực hiện ở khu vực Krabozavodsk.

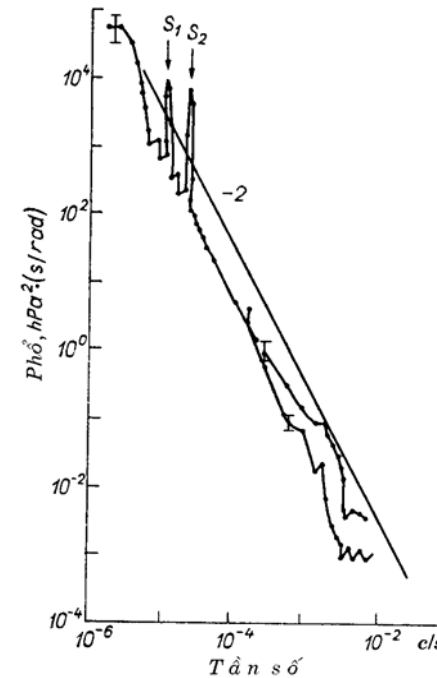
Những dữ liệu nhận được mùa thu năm 1987 ở vùng bờ tây nam Kamchatka trong thời kỳ đợt thí nghiệm KAMSHEL-87 [37] đã cho thấy sự giảm tương đối nhanh hơn của phổ khí áp ($\omega^{-2,3}$). Khi đó, trong thời tiết bình lặng (ở đới cao áp) các biên độ vi thăng giáng đặc trưng của áp suất bằng 0,1–0,15 hPa (hình 3.5 a); các vùng áp thấp đi qua thường kéo theo những

dao động khí quyển tăng lên, biên độ của chúng tăng đến 0,3–0,5 hPa, còn trong một số trường hợp riêng – vượt 1 hPa (hình 3.5 b). Mực phổ áp suất trong các thời kỳ hoạt động tăng cường đã tăng lên 1–1,5 bậc, nhưng hình dáng phổ và quy luật giảm đã thay đổi rất ít (hình 3.5 c) * [37, 230]. Do đó, sự kích thích các kiểu sóng khí quyển khác nhau đã diễn ra trong một dải tần số rộng và tương đối đều đặn, những điều kiện để phát sinh các sóng bị bẫy (sự xuất hiện của chúng dẫn tới phá hủy mạnh tính đơn điệu của phổ [179, 180], có lẽ đã không tồn tại trong thời kỳ quan trắc.

Vấn đề về quy luật giảm phổ các sóng khí quyển là một vấn đề quan trọng và lý thú tự nó cũng như dưới góc độ sự hình thành phổ các sóng đại dương. Để kiểm tra tính khách quan của các kết quả nhận được ở vùng ven bờ Kamchatka, để ước lượng ảnh hưởng của các đặc điểm địa phương và sự biến động mùa tới đặc điểm phổ, trong các năm 1989–1991 tại đài Vật lý Thủy văn Shikotan cũng như ở một số điểm khác của đảo Shikotan đã tiến hành đo dài hạn những thăng giáng khí áp. Những kết quả phân tích các chuỗi đo được dẫn trong bảng 3.1. Chỉ số lấy trung bình theo các chuỗi đo của quy luật giảm ($\nu = -2,26$) gần bằng giá trị nhận được đối với Kamchatka. Đã không nhận thấy một xu thế rõ rệt nào về sự biến động của chỉ số này gây nên bởi tính biến thiên tuần hòa mùa của các quá trình khí quyển. Nói chung các phổ có tính chất khá ổn định, mặc dù ở những thời kỳ khác nhau (thường không kéo dài) độ ổn định này đã bị phá hủy. Các giá trị ν nhỏ nhất (về trị tuyệt đối) đã quan trắc thấy vào các ngày 23–24 tháng tư ($\nu = -1,90$) và 18–19 tháng năm ($\nu = -1,94$) năm 1990, các giá trị lớn nhất ($\nu = -2,76$) – các ngày 23–24 tháng năm năm 1990. Những nguyên nhân vật lý gây

* Về phương diện này các phổ áp suất khác nhiều so với các phổ dao động sóng dài của mực nước biển nhận được trong cùng vùng này, đặc điểm và hình dạng đã thay đổi nhiều tùy theo các điều kiện bên ngoài [37, 230].

nên những biến đổi đó đòi hỏi phải khảo sát tiếp.



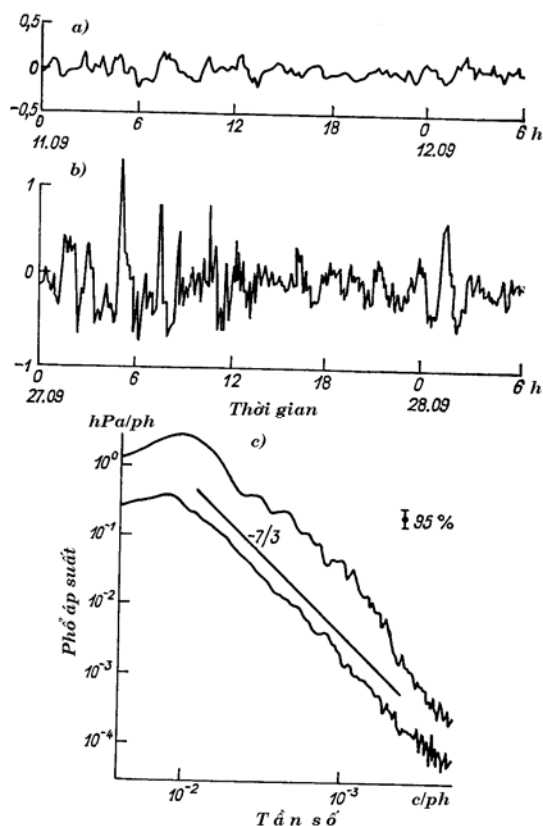
Hình 3.4. Phổ dao động khí áp theo số liệu của Gossard (từ [179])

Tồn tại một sự liên hệ rõ rệt giữa năng lượng dao động khí áp (P_a) và tốc độ gió (W):

$$\lg E(P_a) \sim W. \quad (3.25)$$

Theo dữ liệu của Herron và nnk. [195], hệ số tương quan (K_{WP}) giữa tốc độ gió và logarit năng lượng áp suất tại tần số 10^{-1} Hz bằng 0,85, tại tần số 10^{-2} Hz – 0,75, còn tại các tần số thấp hơn giảm mạnh, $K_{WP}(10^{-2,5} \text{ Hz}) \approx 0$. Kimball và Lemon đã nhận được

những ước lượng gần bằng như vậy, nhưng với K_{WP} giảm chậm hơn theo tần số: $K_{WP} (10^{-1} \text{ Hz}) = 0,89$, $K_{WP} (10^{-2.5} \text{ Hz}) = 0,72$ [223].



Hình 3.5. Những vi thăng giáng khí áp ở khu vực làng Ozernovsk trong thời tiết bình lặng (a), gió mạnh (b) và phổ của chúng

Ban đêm các phổ áp suất thường thấp hơn và là trơn hơn so với ban ngày [223], và vào mùa hè thì thấp hơn 0,5–1 bậc so với mùa đông [179]. Có lẽ, điều đó liên quan tới đặc điểm chung của

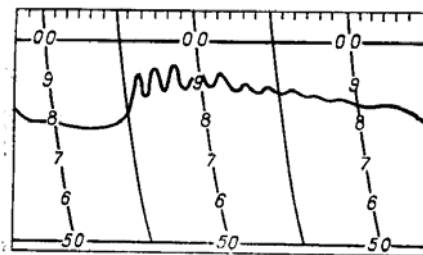
các quá trình khí quyển: các quá trình khí quyển vào mùa đông có cường độ mạnh hơn so với mùa hè và vào ban ngày thì mạnh hơn so với ban đêm.

Các phổ thăng giáng gió về cơ bản tương tự như các phổ áp suất và tuân theo quy luật giảm ω^{-2} [336]. Chỉ có một sự khác biệt duy nhất về độ trơn của phổ gió tương ứng với dải chu kỳ 50–200 s, tại dải này người ta thấy có những dị thường trên phổ áp suất (xem hình 3.4 và [15]). Van der Hoven [336], một trong những người đầu tiên phân tích những dao động gió tần cao, đã nhận thấy sự hiện diện một cực đại phổ với chu kỳ gần bằng 1 phút. Theo ý kiến ông, cực đại đó liên quan tới rối bình lưu và đối lưu của khí quyển. Theo số liệu của ông, trên các tần số 1–10 c/giờ quan sát thấy một cực tiểu phổ gió; biên độ của các vi thăng giáng gió ở dải này không vượt quá 0,1–0,2 m/s.

Nhìn chung có thể nói rằng các phổ khí áp và gió ở dải tần $10^{-4} - 10^0$ Hz có tính chất của “nhiều đồ”, gây nên bởi phổ liên tục của các sóng ngoại âm và sóng nội trọng lực. Sự đối lưu cũng có vai trò quan trọng trong sự hình thành nhiễu khí quyển tự nhiên [17].

Mặc dù các phổ áp suất và gió đo ở những khu vực khác nhau trên Trái Đất và được lấy trung bình trong một khoảng thời gian lớn có độ ổn định cao, nhưng các phổ cá thể ứng với những điều kiện thời tiết nhất định thì lại có thể biến đổi khá mạnh (ví dụ, điều này cũng xảy ra khi phân tích các dữ liệu đo trên đảo Shikotan). Những dao động sóng mạnh, và trước hết là những sóng nội trọng lực, được quan sát thấy tại mặt gián đoạn mật độ. Như Helmholtz và Kelvin đã từng cho biết, mặt đó luôn luôn không ổn định nếu tồn tại sự chênh lệch về tốc độ gió [17]. Vì vậy, tại những mặt phân chia các front, các tuyến gió giật mạnh, các dải bất đồng nhất nhiệt độ v.v... thường tạo nên các sóng khí quyển mà chúng ta có thể phát hiện được qua các băng

áp ký thông thường. Những dao động như vậy hay xuất hiện nhất khi các front lạnh đi qua [134, 141, 144, 347]. Cảnh tượng thường thấy là lúc đầu xuất hiện sự nhảy vọt đột ngột của áp suất (từ 1–2 đến 6 hPa), liền theo sau là một chuỗi các dao động với chu kỳ đặc trưng từ 10 đến 40 phút. Ví dụ điển hình về những dao động như vậy được dẫn trên hình 3.6. Khi front lạnh đi qua trên nước Nhật thường quan sát thấy những dao động khí áp với chu kỳ khoảng 30 phút và biên độ 2–3 hPa [196]. Trong tình huống tương tự, Clarke [141] đã nhận thấy những cực đại trên phổ áp suất với chu kỳ 10, 20 và 35 phút. Theo ý kiến của ông thì các sóng ổn định nhất trong khí quyển được quan trắc thấy khi tốc độ pha của các sóng nội trọng lực trùng hợp với tốc độ gió. Trong một số trường hợp riêng lẻ, khi các front lạnh đi qua người ta còn ghi nhận được những dao động với chu kỳ nhỏ hơn (4–10 phút) [17,157], có lẽ là do các sóng ngoại âm gây nên.



Hình 3.6. Chuỗi dao động khí quyển liên quan với sự đi qua của front lạnh theo dữ liệu ngày 14/5/1952 (từ công trình [347])

Theo dữ liệu của Monserrat và nnk. [261] thì các dao động khí quyển khá mạnh với chu kỳ khoảng 50 phút rất hay ghi nhận được vào thời gian mùa hè ở phần phía tây vùng Địa Trung Hải. Biên độ đặc trưng của các dao động đó – tới 3 hPa. Thông thường chúng xuất hiện ở vùng này trong thời gian hoàn lưu xoáy thuận yếu kèm theo sự hình thành nghịch nhiệt biểu

hiện rõ. Các sóng này thường rất hay gây nên những dao động lắc mạnh ở các cảng và vũng biển ven bờ Tây Ban Nha [260].

Gossard và Munk [179, 180] đã khảo sát những dao động khí áp và gió rất lý thú liên quan tới nghịch nhiệt ở Nam California. Dữ liệu mà các ông nhận được chứng tỏ về sự hiện diện của những hệ thống sóng quy mô lớn có tốc độ và hướng lan truyền khác xa với tốc độ và hướng gió địa phương. Trong trường hợp điển hình, những sóng này quan trắc thấy khi tốc độ gió yếu và chúng chuyển động theo hướng ngược lại hoặc vuông góc với hướng gió sát đất. Khi đó, hình dạng phổ khí áp ở dải tần số 1 c/phút – 1 c/giờ tỏ ra biến đổi mạnh tùy thuộc vào những điều kiện khí quyển. Có lẽ, điều này là do các sóng nội trọng lực và sóng âm trong khi có nghịch nhiệt thì có phản ứng khác nhau đối với những nhiễu động từ bên ngoài: các sóng âm bị bẫy vào trong lớp nghịch nhiệt (tức hình thành các sóng âm bị bẫy), hơn nữa năng lượng chủ yếu của chúng tập trung vào lớp sát đất và giảm theo độ cao; các sóng nội trọng lực thì không thể bị bẫy. Theo ý kiến của Gossard, các sóng nội trọng lực được sinh ra chủ yếu bởi sự đối lưu và bởi những nhiễu động lan truyền (ví dụ, bởi gió đất – biển). Vào những giờ sáng sớm, nhờ đối lưu hoạt động mạnh, trên phổ áp suất đã quan sát thấy tỷ phần năng lượng không bị bẫy khá lớn tại các tần số của sóng nội trọng lực (dưới 0,1 c/phút); vào những giờ ban ngày, đối lưu yếu đi, tỷ phần năng lượng bị bẫy (tại các tần số cao hơn 0,1 c/phút) tăng lên.

Cực đại trên phổ tương ứng với tần số 0,1 c/phút.

Hệ số hiệp biến không gian cao là đặc điểm của các sóng bị bẫy trong khí quyển (cũng như trong đại dương). Những sóng này truyền đi những khoảng cách lớn, ít bị biến tính và hầu như không mất năng lượng. Sự phát triển mạnh của các sóng này ở Nam California trong thời kỳ quan trắc của Gossard và Munk

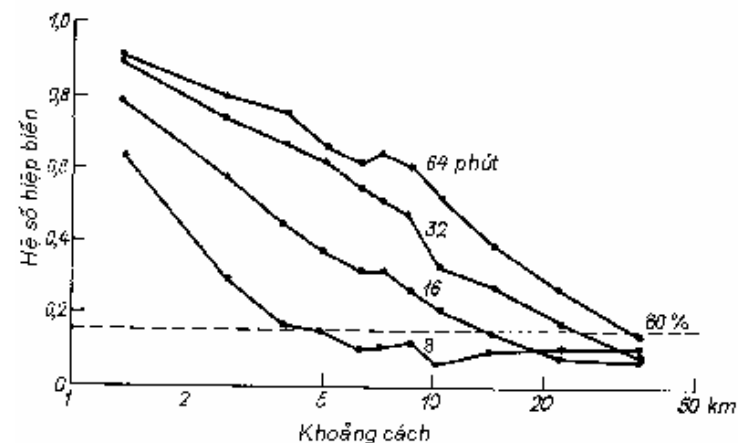
[180] là do khi đó trên đường đi của chúng không có những đối gió mạnh với tốc độ so sánh được với tốc độ truyền sóng, thành thử, các sóng bị bẫy không bị phá hủy do sự bất ổn định động lực học.

Nói chung, tùy theo cơ chế phát sinh, Gossard [179] phân biệt hai loại dao động khí quyển:

1) Các sóng liên quan tới độ bất ổn định động lực trong các dòng có chênh lệch tốc độ, – những sóng này có nguồn phát sinh nội tại với nghĩa chúng xuất hiện do kết quả sự bất ổn định trong môi trường truyền sóng; hệ số hiệp biến không gian đối với chúng tương đối nhỏ;

2) Các sóng ổn định động lực, hiệp biến trên những khoảng cách lớn, phát triển trên bề mặt gián đoạn của nhiệt độ, – những sóng này được gây nên bởi nguồn kiểu sung từ bên ngoài.

Vấn đề về tính liên hệ không gian của các dao động khí quyển là vấn đề cực kỳ quan trọng. Đối với các quá trình synop, vấn đề này đã được nghiên cứu tương đối tốt. Ví dụ, Likhacheva, Rabinovich [57, 59] đã có những công trình như vậy cho khu vực viễn đông của nước Nga và các biển ven kề cận. Còn sự liên hệ không gian của những dao động tần cao thì mới được kém hơn nhiều. Một trong số rất ít công trình trong đó xem xét vấn đề này là công trình của Herron và nnk. [195]. Sử dụng một hệ thống các máy vi áp ký đặt ở nhiều nơi, họ đã xây dựng biểu đồ biến thiên của hệ số hiệp biến khí áp phụ thuộc vào khoảng cách (L) giữa các cảm biến đối với các chu kỳ (T) khác nhau (hình 3.7). Theo dữ liệu của họ, tại các chu kỳ nhỏ hơn 10 phút hệ số hiệp biến tương đối lớn của các dao động khí quyển được duy trì trên những khoảng cách dưới 5 km, đối với những dao động với chu kỳ 1 giờ – 40 km.



Hình 3.7. Phụ thuộc của hệ số hiệp biến dao động khí áp vào khoảng cách giữa các trạm đối với những chu kỳ (phút) khác nhau (từ công trình [195])

Những quan trắc này cho thấy rằng hệ số hiệp biến (R^2) giảm nhanh theo sự tăng lên của khoảng cách và sự giảm đi của chu kỳ. Về giới hạn

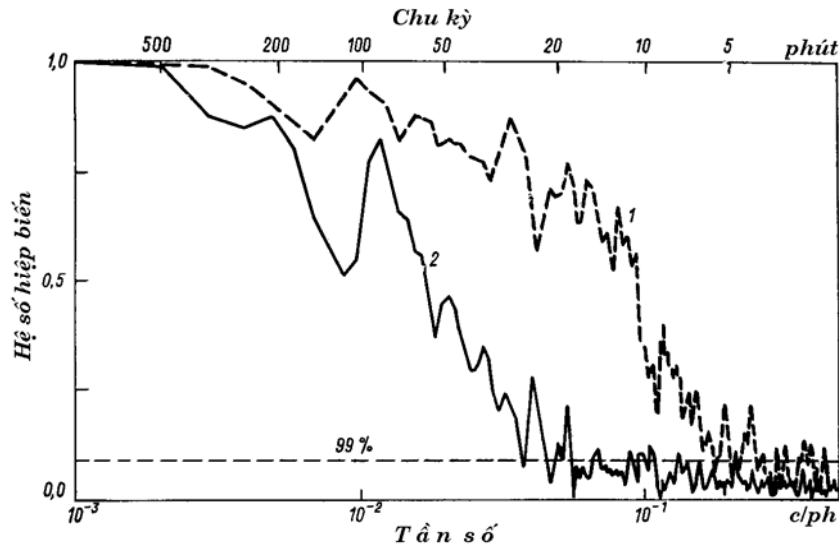
$$R^2 \rightarrow 0 \Big|_{\substack{L \rightarrow \infty, \\ T \rightarrow 0}}, \quad R^2 \rightarrow 1 \Big|_{\substack{L \rightarrow 0, \\ T \rightarrow \infty}}.$$

Để mô tả cấu trúc không gian – thời gian của hệ số hiệp biến A. B. Rabinovich đã đề nghị sử dụng biểu thức

$$R^2(T, L) = \exp(-aL^\nu / T^\gamma), \quad (3.26)$$

trong đó các tham số a, ν và γ phụ thuộc vào những điều kiện cụ thể phát sinh các dao động khí quyển (chẳng hạn, vào chỗ những sóng nào thống trị: sóng phát xạ hay sóng bị bẫy), cũng như vào quy mô của các quá trình tương ứng. Ví dụ, sự biến thiên không gian – thời gian được biểu diễn trên hình 3.7 có thể mô tả khá tốt bằng biểu thức (3.26) với các giá trị các tham số:

$a=2,3$; $\nu=0,95$; $\gamma=0,84$ (giả thiết rằng L được đo bằng kilômet, T – bằng phút).



Hình 3.8. Hệ số hiệp biến giữa các dao động khí áp tại Đài Vật lý Thủy văn Shikotan (1) và Nha Khí tượng Thủy Văn Malokurilsk (2)

Một thí nghiệm chuyên đề về khảo sát mối liên hệ không gian của các dao động khí quyển được thực hiện vào mùa thu năm 1990 trên đảo Shikotan. Đã tiến hành đo đồng thời những thăng giáng khí áp tại ba điểm: 1) đài Vật lý Thủy văn Shikotan; 2) Nha Khí tượng Thủy văn Malokurilsk và 3) vùng biển Dimitrov. Kết quả dẫn trên hình 3.8. Đối với cặp 1–2 (khoảng cách giữa các trạm $\approx 1,7$ km) hệ số hiệp biến có nghĩa được nhận thấy tới tận chu kỳ 5 phút, đối với cặp 1–3 (khoảng cách ~ 9 km) – tận 40 phút. So sánh với dữ liệu của công trình

[195] (xem hình 3.7) cho thấy rằng hệ số hiệp biến của các dao động khí quyển ở vùng Shikotan giảm có phần nào nhanh hơn, nhưng nhìn chung các kết quả khá trùng hợp với nhau.

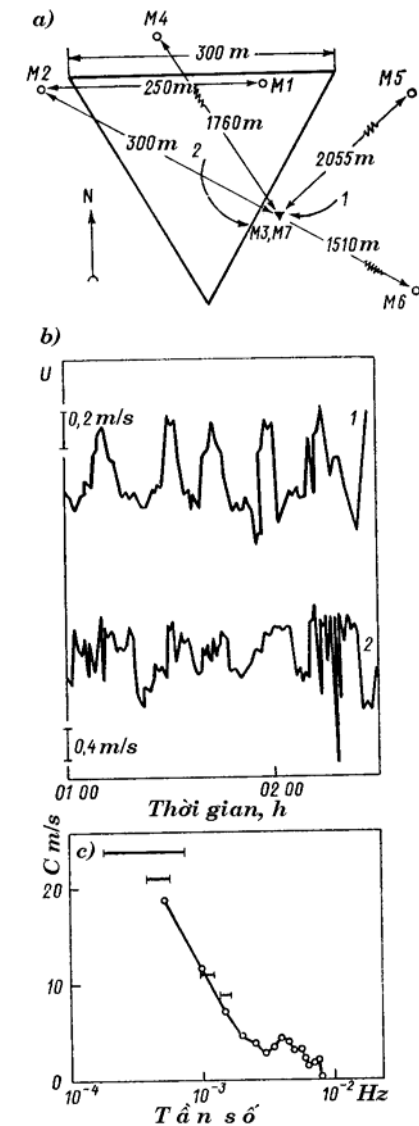
Khi xây dựng các mô hình phát sinh sóng dài trong đại dương bởi những nhiễu động khí quyển, khi khảo sát cơ chế hình thành các sóng gió áp ở những khoảng thời gian khác nhau cần có dữ liệu về hướng truyền và tốc độ của các sóng khí quyển, các đặc trưng tần mạn của chúng. Do thiếu những dữ liệu như vậy nên các nhà nghiên cứu buộc phải sử dụng các giả thiết đơn giản hóa để mô tả những quan hệ tần mạn của nhiễu động khí quyển kiểu như “giả thiết về rôi đóng băng” (giả thiết về không có sự tản mạn) [13, 52].

Trong công trình của Kjelaas và nnk. [226] đã khảo sát các đặc trưng phổ và phương sai của các sóng khí quyển. Bảy máy vi áp ký đã được bố trí sao cho chúng tạo thành một polygon quan trắc không lớn (các cạnh 250–300 m) nằm bên trong một polygon lớn hơn (hình 3.9 a). Tại chính các điểm đó đã đặt các máy phong kế, tuy nhiên nguồn dữ liệu chính về gió là hệ thống tia laze để ước lượng gió trung bình giữa máy phát và máy thu. Một hệ thống tam giác đều với cạnh 300 m (xem hình 3.9 a) đã cho phép ước lượng các vi thăng giáng gió với độ chính xác cao. Nhờ phép phân tích hiệp phổ và thuật toán chuyên dụng do một trong các tác giả (Younger) của công trình xây dựng, đã xác định được các đặc trưng phổ đối với những khoảng tần số khác nhau. Ví dụ về các dao động sóng (thành phần của vectơ tốc độ gió trên hướng truyền của các sóng khí quyển) được thể hiện trên hình 3.9 b. Ta thấy các sóng với chu kỳ 14–16 phút thống trị, nguồn của những sóng này có lẽ là vùng đông mạnh cách nơi quan trắc khoảng 100 km. Việc tính toán sự biến đổi tốc độ pha

theo tần số (hình 3.9 c) đã cho thấy rằng những sóng này có độ tản mạn lớn, khi tần số tăng tốc độ các sóng giảm nhanh.

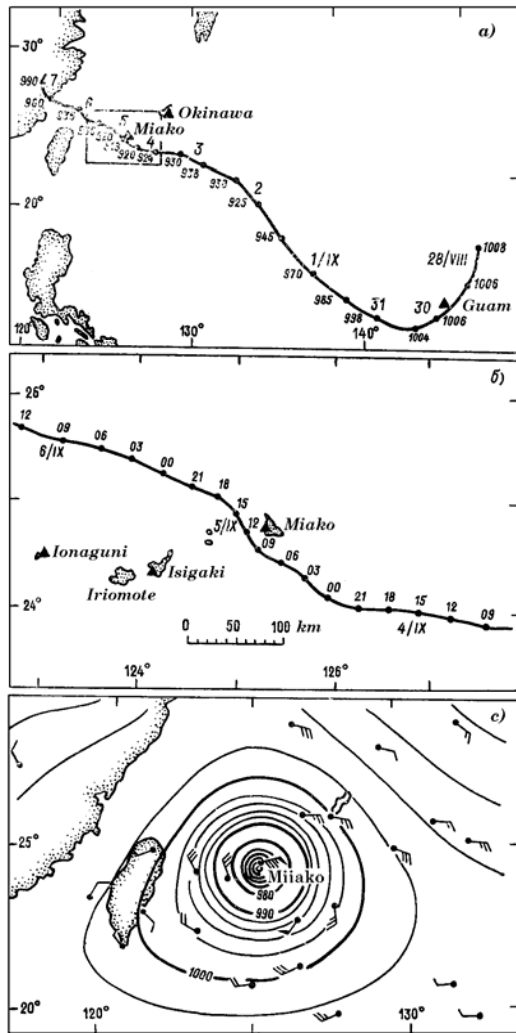
Mới đây, Monserrat và Thorpe [262] đã tiến hành một thí nghiệm chuyên đề về khảo sát các đặc trưng không gian – thời gian của sóng khí quyển ở khu vực quần đảo Balearơ (Tây Ban Nha). Theo các tính toán của họ, trên dải tần 0,02–0,15 c/phút bước sóng (bằng kilômet) liên hệ với tần số (f) bằng quan hệ $\lambda = f^{-1,03}$. Các tốc độ truyền sóng điển hình – từ 17 đến 29 m/s. Thí nghiệm này rất lý thú, bởi vì các kết quả của nó đã được sử dụng trực tiếp để mô hình hóa sự hình thành những dao động sóng dài của mực nước biển ở các vùng biển thuộc vùng quần đảo Balearơ.

Để kết thúc, chúng tôi xin lưu ý về hình dạng rất lý thú của các dao động khí quyển quan trắc được ở những khu vực bên trong các trung tâm áp thấp sâu kiểu bão và bão lớn. Có lẽ Jordan [220] là người đầu tiên chỉ ra sự tồn tại của những dao động này. Trong khi bão Emma đi qua đảo Okinawa ngày 8 tháng 9 năm 1956, ông đã phát hiện ra những dao động khí áp với biên độ 4–5 hPa và chu kỳ 20–40 phút.

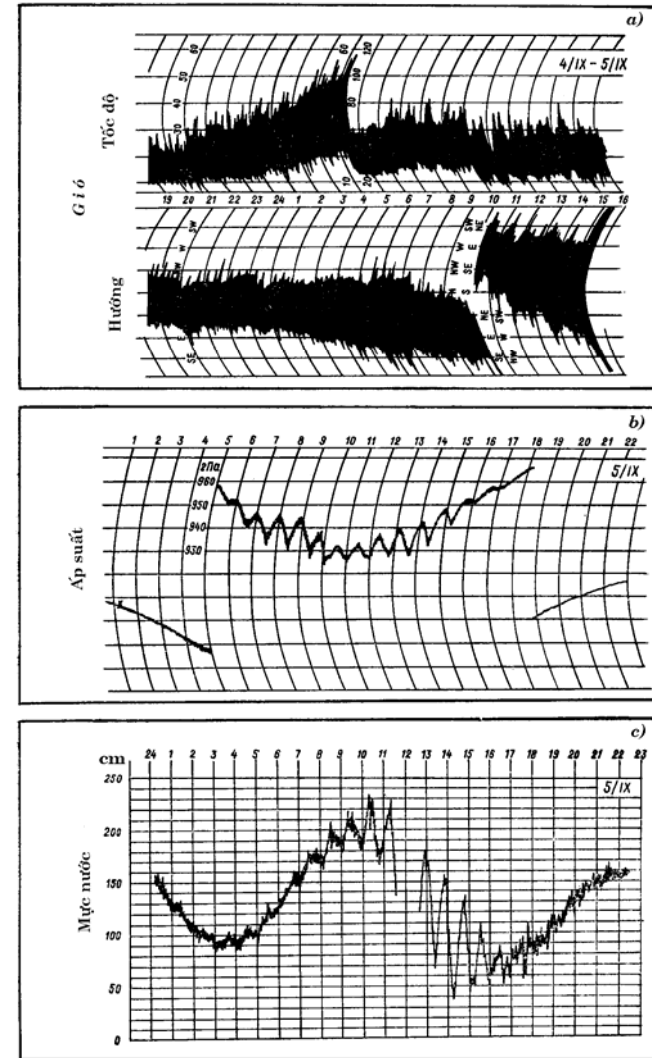


Hình 3.9. Những Kết quả của thí nghiệm đo vi thăng giáng áp suất và gió ở khu vực tây nam Colorado [219]

a – sơ đồ bố trí các dụng cụ quan trắc: chỉ ra khoảng cách (m) giữa các máy vi áp ký M1 – M6, còn M7 đặt cách M3 20 m; 1 – tháp khí tượng có đặt máy phong kế và vi áp ký M3; 2 – tam giác thiết bị laze để đo các thăng giáng gió trung bình theo mặt rộng; b – thành phần tốc độ gió trên hướng chuyển động của chùm sóng theo máy đo laze (1) và phóng kế (2); c – phụ thuộc của tốc độ pha của các sóng khí quyển vào tần số.



Hình 3.10. Quỹ đạo chuyển động của bão No 6618 ngày 29/8 – 7/9/1966 (a, b) và phân bố áp suất và gió ở thời điểm tâm bão đi qua đảo Miako (c) [257]



Hình 3.11. Dao động của gió (a), khí áp (b) và mực nước (c) theo số liệu quan trắc trên đảo Miako ngày 4–5/9/1966 khi bão No 6618 đi qua đảo [257]

Misuta và Iosirumi [257] đã thu được những băng ghi chất lượng cao về các dao động tương tự trong thời gian cơn bão No 6618 đi qua đảo Miako (quần đảo Riukiu) ngày 4–5/9/1966 (hình 3.10). Cơn bão này có cường độ cực mạnh và đã đạt tới ự phát triển cực đại ở trên khu vực đảo Miako. Tại thời điểm bão đi qua trên trạm khí tượng thủy văn (tâm bão thực sự đi qua đảo (xem hình 3.10 b) đã ghi nhận được áp suất tại mực nước biển là 928,9 hPa. Trong khi đó tại trạm trong vòng khoảng 12 giờ đã quan trắc được dao động khí áp có dạng chữ V với chu kỳ gần 50 phút và biên độ cực đại 7–8 hPa (hình 3.11 b). Những dao động tương tự cũng quan trắc được đối với tốc độ và hướng gió (hình 3.11 a), cường độ mưa v.v...

Có thể giả thiết rằng những dao động này là những dao động riêng xuất hiện ở khu vực áp thấp địa phương. Có lẽ do việc ghi bằng máy những yếu tố khí tượng thủy văn ở vùng tâm các cơn bão lớn rất khó khăn, nên số lượng các băng ghi như vậy không nhiều.

Những dao động tương tự như vậy có thể là nguồn của các dao động sóng dài mạnh.

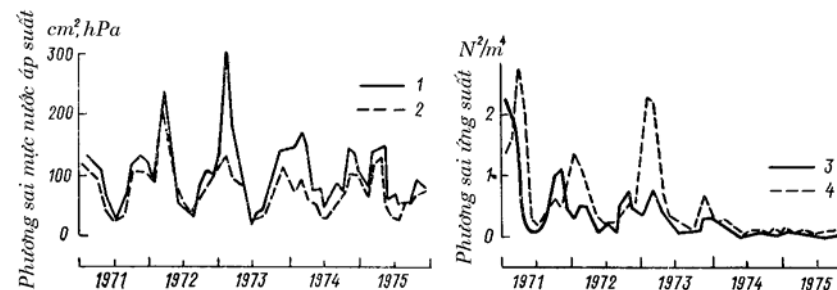
3.3. Liên hệ các dao động sóng dài của mực nước đại dương với đặc điểm và cường độ của các quá trình khí quyển

Tính chất của các dao động sóng dài của mực nước đại dương ở mức độ đáng kể bị chi phối bởi các quá trình khí quyển diễn ra bên trên vùng nước tương ứng. Sự cường hóa hoạt động khí quyển dẫn tới tăng cường các quá trình động lực trong lớp trên của đại dương và gây nên các sóng dài trọng lực.

Trong công trình của O. N. Likhacheva và A. B. Rabinovich [56] đã chỉ ra mối liên hệ mật thiết giữa cường độ các dao động

sóng dài của mực nước và những chuyển động khí quyển trên ví dụ vùng Bắc Kurilsk.

Từ hình 3.12 thấy rằng biến trình nhiều năm của phương sai dao động mực nước thực tế lặp lại biến trình phương sai các dao động khí quyển. Trong đó nổi rõ biến trình mùa trong sự biến động của các đại lượng: tăng phương sai dao động vào thời gian mùa đông và giảm vào mùa hè. Tính chất biến động này liên quan tới tính chu kỳ mùa chung của các quá trình khí quyển trong vùng: đó là tăng cường hoạt động xoáy thuận vào mùa đông và suy yếu vào mùa hè. Các xoáy thuận đi qua hầu như bao giờ cũng kéo theo sự cường hóa các vi thăng giáng của khí áp (xem hình 3.5), tăng gió, sóng bão, kết cục dẫn đến tăng năng lượng các dao động sóng dài của mực nước. Ngược lại, ở vùng khí áp cao năng lượng của các sóng dài đại dương thường giảm tới 1–2 bậc.



Hình 3.12. Biến trình thời gian của phương sai dao động mực nước biển (1), khí áp (2), thành phần dọc bờ (3) và pháp tuyến (4) của ứng suất gió ở Bắc Kurilsk
Phương sai được tính theo khoảng thời gian tháng

Như đã nhận xét ở mục 1.6, phổ các sóng dài ở vùng khơi đại dương có đặc điểm của “nhiều đở” và giảm đơn điệu về phía các tần số cao, giống như phổ khí áp và gió. Sự rất giống nhau

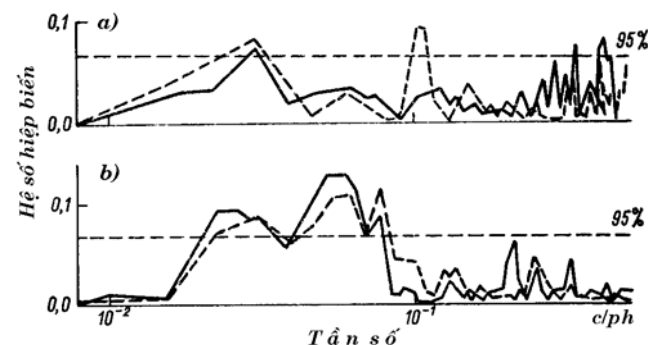
của các phổ mực nước đại dương và các chuyển động khí quyển chúng tỏ về tính chất chi phối lẫn nhau của chúng và những cơ chế vật lý chung quy định hình dạng phổ.

Mặc dù tính chất tương quan rõ rệt của các quá trình khí quyển và dao động mực nước đại dương, mối liên hệ giữa chúng hoàn toàn không mang tính chất tầm thường. Việc phân tích những chuỗi quan trắc dài đối với các trạm trên chuỗi đảo Kuril do O. N. Likhacheva và A. B. Rabinovich [55, 56, 79] thực hiện đã cho thấy rằng trên dải tần số synop ($0,05-1,0$ c/ngày) từ 55 đến 80 % tổng năng lượng các dao động mực nước đại dương được quyết định bởi phản ứng tĩnh học đối với những dao động khí quyển. Hệ số hiệp biến giữa mực nước và áp suất trên dải này cao ở tất cả các trạm ($0,70-0,90$), giữa mực nước và hướng gió nhỏ hơn ($0,15-0,30$) nhưng cũng có nghĩa (khoảng tin cậy bằng $0,06$). Mối liên hệ mật thiết giữa các nhân tố bên ngoài (các quá trình khí quyển) và dao động mực nước đại dương chúng tỏ rằng những dao động này chủ yếu là các dao động cưỡng bức.

Một bức tranh rất khác quan trắc được đối với các dao động mực nước với chu kỳ từ một số phút đến một số giờ, tức đối với dải tồn tại của các sóng gió áp. Những dữ liệu đo đồng thời các dao động này và thăng giáng khí áp thu được ở vùng bờ Thái Bình Dương của Nhật Bản [321, 322] cũng như trên thềm California [264] cho thấy rằng sự liên hệ giữa các quá trình này rất yếu.

Kết quả tương tự đã nhận được trong các đợt thí nghiệm KAMSHEL-87, KAMSHEL-88 ở thềm tây nam bán đảo Kamchatka. Các dữ liệu quan trắc đồng bộ về vi thăng giáng khí áp và dao động mực nước biển tại hai trạm (đặt tại các độ sâu 9 và 17 m) đã được phân tích tỉ mỉ với mục đích khảo sát cơ chế phát sinh các sóng dài. Phát hiện thấy rằng sự hiệp biến

giữa áp suất và mực nước trong vùng tần số cao rất yếu ($0,05-0,10$) [230]. Những đồ thị trình bày trên hình 3.13 a khá điển hình về phương diện này. Trong vòng toàn bộ thời kỳ được phân tích (một số tháng) chỉ có một lần (1-3 tháng 10 năm 1987) hàm hiệp biến hơi vượt trên khoảng tin cậy (hình 3.13 b).



Hình 3.13. Hệ số hiệp biến giữa các thăng giáng khí áp và dao động sóng dài mực nước biển tại các trạm K2 và B1 trên thềm tây nam bán đảo Kamchatka đối với các thời kỳ 11-15/9/1987 (a) và 26/9-1/10/1987 (b)

Trong khi đó có nhiều ví dụ quan trắc những sóng dài rõ rệt có liên hệ với các quá trình khí quyển. Một trường hợp đặc trưng đã được mô tả trong công trình của A. L. Bondarenko và V. S. Burchkov [5]. Chùm sóng nội trọng lực khí quyển với chu kỳ khoảng 23 phút lan truyền bên trên biển Kaspi ở khu vực đảo Svinôi đã kích thích một hệ thống sóng gió áp với cùng chu kỳ. Ở đây hệ số hiệp biến giữa các sóng khí quyển và biển bằng khoảng 0,6.

Gossard và Munk [180] khi phân tích chuỗi quan trắc năm về các thăng giáng khí áp và gió gần LaHoll (vùng bờ California) đã phân định được bảy trường hợp có những chuỗi

sóng khí quyển kiểu bị bẫy với chu kỳ từ 5 đến 15 phút biểu hiện khá rõ đi qua vùng đang xét. Ở hai trong số các trường hợp đó các sóng đã gây nên những dao động sóng dài rõ nét của mực nước đại dương, tương quan rất tốt với các thăng giáng khí quyển. Ở năm trường hợp còn lại, không nhận thấy các nhiễu động sóng trong đại dương liên hệ với các sóng khí quyển.

Trong các công trình của mình Donn đã dẫn ra một chuỗi ví dụ rất hay về sự kích động các sóng dài bởi nhiễu động khí quyển, ông (cùng với các đồng tác giả) mô tả các sóng gây tai biến ở vùng Ngũ Hồ ngày 5 tháng 5 năm 1952, 26 tháng 6 và 6 tháng 7 năm 1954 [156, 161]. Những cơn gió giật đột biến lan truyền nhanh (với tốc độ từ 70 đến 140 km/giờ) của khí áp đã tạo thành các sóng dài mạnh trong các hồ, gây nên những hủy hoại lớn ở vùng bờ và thậm chí làm chết người (ngày 26 tháng 6 năm 1954 ở khu vực Chicago).

Donn và các tác giả khác đã nhiều lần ghi nhận được những dao động sóng kiểu tương tự ở khu vực Long-Ireland (thêm lục địa Đại Tây Dương của nước Mỹ) [120, 155, 157, 266]. Các sóng này chủ yếu liên quan tới sự đi qua của các front khí quyển lạnh và các sóng khí quyển lan truyền dọc theo vùng bờ (xem các hình 3.15 b và 3.26).

Khi phân tích dữ liệu của máy ghi sóng dài đặt ở khu vực Newline (vùng bờ nước Anh), Darbyshire [144] đã phát hiện trong thời kỳ các năm 1956–1957 tám trường hợp lan truyền những chùm sóng với chu kỳ đặc trưng 30–40 phút và biên độ từ 18 đến 32 cm qua vùng nghiên cứu.

Sự xuất hiện của những chùm sóng đó liên quan mật thiết tới chuyển động của các front khí quyển, thường chúng trễ khoảng 6 giờ so với thời điểm front đi qua trạm.

Những dao động dài tương tự gây nên bởi sự chuyển

động của các front lạnh hay các đợt biến áp suất cũng đã được quan trắc ở các vùng bờ Nam Phi [145, 303], Ôstarâyliya [134, 339] và các vùng khác của Đại dương Thế giới.

Một kiểu dao động đặc biệt rất hay gặp thấy ở vùng bờ Nhật Bản. Đó là các sóng dài phá hủy, thường xuất hiện khi các cơn bão và xoáy thuận sâu đi qua, biên độ của chúng đạt tới một số chục xăngtimet (đôi khi hơn một mét), chu kỳ đặc trưng – 10–30 phút, bước sóng tương ứng với kích thước của các vùng áp thấp [257, 273]. Cơ chế phát sinh có thể có của những sóng này đã được bàn luận ngay từ trong công trình kinh điển của Honda, Terada và nnk. (1908) [207], theo ý kiến các tác giả, những sóng này được gây nên bởi các thăng giáng áp suất trong xoáy thuận. Những quan trắc về dao động khí áp mạnh và các dao động đồng thời của mực nước biển trong thời gian cơn bão No 6618 ở khu vực đảo Miako (xem hình 3.11) đã khẳng định tính có căn cứ của giả thiết này.

Trên cơ sở những dữ liệu liệt kê ở trên có thể rút ra kết luận những dao động gió áp đáng kể ở các biển và đại dương được gây nên bởi ba nhân tố chính:

- 1) Sự lan truyền những dao động khí quyển mạnh kiểu sóng nội trọng lực hay các sóng khí quyển bị bẫy bên trên bề mặt của đại dương;
- 2) Sự đi qua của front khí quyển (thường là front lạnh), của đợt biến khí áp hay của tuyến gió mạnh;
- 3) xoáy thuận sâu, bão hay bão lớn và những dao động khí áp liên quan tới chúng.

Trong sách báo trong nước, những dao động sóng dài mạnh có nguồn gốc khí tượng được người ta gọi là *các sóng thần khí tượng*, bởi vì về đặc điểm biểu hiện, tác động phá hủy trên vùng bờ, về bước sóng và chu kỳ sóng chúng tương tự như các sóng

thần thông thường. Nếu không có thông tin địa chấn tương ứng thì không thể phân biệt hai hiện tượng này một cách đơn giản. Ví dụ, chùm sóng dài với độ cao tới 60 cm và chu kỳ 24–60 phút quan trắc được ở vùng bờ Nam Phi ngày 11 tháng 5 năm 1981 thoạt đầu đã bị ngộ nhận là sóng thần và được mô tả trong tạp chí “Tsunami newsletter” số tháng 9 năm 1981. Chỉ sau đó, Shillington mới nhận dạng các sóng đó như là những dao động gió áp được gây nên bởi xoáy thuận sâu và các sóng khí quyển liên quan với nó [303].

Các sóng thần địa chấn ở biển và các sóng thần khí tượng còn giống nhau ở một phương diện khác: cả hai đều là hiện tượng khá hiếm. Các sóng thần chủ yếu được gây nên bởi những vụ động đất lớn dưới nước với cường độ $M \geq 7$, các sóng thần khí tượng – bởi những nhiễu động khí quyển mạnh. Tuy nhiên, giống như không phải mọi trận động đất, thậm chí mạnh, đều gây nên sóng thần, không phải mỗi xoáy thuận sâu, mỗi front, chuỗi sóng khí quyển hay mỗi nhiễu động khí quyển khác đều dẫn tới phát sinh những dao động sóng dài đáng kể ở đại dương. Những trường hợp đã mô tả trên đây chắc hẳn là ngoại lệ, chứ không phải là thông thường. Có thể dẫn ra rất nhiều ví dụ trong đó những nhiễu động khí quyển, thậm chí mạnh, mà đã không kèm theo sự phát sinh các sóng gió áp. Thật vậy, ngày 3 tháng 10 năm 1987, ở phần phía trước của xoáy thuận đi qua trên Kamchatka, đã quan trắc được những thăng giáng khí áp khá mạnh với chu kỳ khoảng 50 phút, song trên các băng ghi mực nước biển ở vùng thềm đã không có những dao động tương ứng. Những biến đổi phổ sóng dài, hơn nữa ở các chu kỳ bé hơn nhiều, đã diễn ra khoảng một ngày sau đó và rõ ràng là chúng bị gây nên bởi các sóng bão đã phát triển tới thời gian này [37].

Bức tranh tương tự đã nhiều lần được quan trắc tại các dải vật lý Miaghi và Idzu-Osima gần bờ nước Nhật [106, 107, 192],

tại các trạm nước sâu P2, P5, P8 ở phần tây bắc Thái Bình Dương [232] và những nơi khác: sự tăng phổ các sóng dài liên quan không chỉ tới sự đi qua của bản thân các cơn bão hay các xoáy thuận mạnh, mà chủ yếu tới trường sóng mà chúng gây nên (tức thực tế không phải là các sóng gió áp, mà là các sóng ngoại trọng lực đã được phát sinh). Theo những dữ liệu đã nhắc tới ở trên của Gossard và Munk, thì sự kích thích các sóng dài trên thềm California đã chỉ quan trắc được ở hai trong số bảy trường hợp các chùm sóng khí quyển đi qua mà thôi.

Tất cả những dữ liệu này cho phép đưa ra kết luận rằng các dao động sóng dài mạnh kiểu sóng thần khí tượng và nhiễu sóng dài tự nhiên luôn hiện diện trong đại dương có *những cơ chế hình thành rất khác nhau*.

Các sóng thần khí tượng có lẽ được gây nên do kết quả tác động cơ học trực tiếp của khí áp hay ứng suất gió lên mặt đại dương, hơn nữa chỉ trong những trường hợp khá hiếm hoi, khi thỏa mãn những điều kiện *cộng hưởng* phát sinh sóng dài. Thật vậy, theo dữ liệu của Donn và nnk., vụ nước dâng tai họa ở vùng Ngũ Hồ ngày 26 tháng 6 năm 1954 đã liên quan tới sự trùng hợp tốc độ truyền các nhiễu khí quyển với tốc độ sóng dài $c = \sqrt{gh}$ [161]. Hiệu ứng tương tự đã dẫn tới sự kích thích các sóng dài trên thềm Long-Ireland ngày 23 tháng 11 năm 1953 [155] và ngày 20 tháng 9 năm 1958 [157]. Redfield và Miller [291] cũng giả thiết rằng những trận nước dâng bão tai họa trên vùng bờ Long-Ireland được gây nên bởi sự tương tác cộng hưởng giữa các sóng dài đại dương và các xoáy thuận lan truyền với cùng tốc độ trên hướng về phía bắc. Kiểu cộng hưởng này đã được Proudman [75] mô tả chi tiết và vì vậy sắp tới đây chúng ta sẽ gọi nó là *sự cộng hưởng Proudman*.

Nhiều động dị thường của mực nước đại dương quan trắc được ở thềm Đại Tây Dương của nước Mỹ tại khu vực Atlantic-

City (hình 3.15 b) được gây nên do sự xấp xỉ trùng hợp giữa tốc độ bão Carol và tốc độ của hài bậc không của các sóng ven $c = g \sin \beta / \omega$. Đây thực sự là ví dụ đầu tiên về quan trắc các sóng ven ở đại dương [266]. Trường hợp này đã được Greenspan [181] sử dụng để xây dựng mô hình phát sinh cộng hưởng các sóng ven, vì vậy kiểu cộng hưởng này được gọi là *sự cộng hưởng Greenspan*. Chính kiểu cộng hưởng này đã dẫn tới sự xuất hiện những sóng phá hủy ở Ngũ Hồ ngày 5 tháng 5 năm 1952 và ngày 6 tháng 6 năm 1954 [156]. Những dao động cộng hưởng tương tự cũng đã được quan trắc tại thêm Ostrâyliia [134, 339], Nam Phi [303] và những nơi khác.

Ở một số vịnh và vũng biển quan trắc thấy hiện tượng “cộng hưởng kép”, khi các tham số của nhiễu khí quyển trùng hợp với các tham số của các sóng dài (tốc độ pha, chu kỳ), còn các sóng dài, về phần mình, lại có các đặc trưng gần với các đặc trưng dao động riêng của thủy vực bên trong. Các dao động lắc xuất hiện trong trường hợp đó có thể đạt độ cao một số mét. Hiện tượng này ở Nhật Bản có tên gọi là *abiki* [111, 196], ở Tây Ban Nha gọi là *rissaga* [177, 260], sẽ được xem xét tỉ mỉ ở mục 3.12.

Như vậy, các dữ liệu quan trắc cho thấy rằng để xuất hiện những dao động gió áp đáng kể đòi hỏi: thứ nhất, phải có nhiễu khí quyển mạnh đi qua khu vực, thứ hai, phải thỏa mãn những điều kiện cộng hưởng kích thích các sóng dài. Theo dữ liệu phân tích các quá trình nhiễu khí quyển thì thậm chí ở những vùng với hoạt động nhiễu khí quyển mạnh trong vòng một năm thường chỉ quan trắc thấy không quá 10–12 sự kiện nhiễu khí tượng có khả năng (về nguyên tắc) gây nên các sóng dài, thời gian kéo dài tác động của mỗi đợt trong số đó tới bề mặt đại dương – từ vài giờ đến 1,5–2 ngày. Chỉ có một số trong chúng có những đặc trưng gần với các đặc trưng cộng hưởng. Do đó, những điều kiện để phát sinh các

dao động sóng dài mạnh chỉ xảy ra ở những thời kỳ hiếm và ngắn ngủi (vài ngày trong vòng một năm hay thậm chí thưa hơn). Chính là vào những thời kỳ đó mà người ta quan trắc được độ hiệp biến cao giữa các dao động của đại dương và khí quyển.

Bảng 3.2. Các trị số độ lệch bình phương trung bình của dao động mực nước, áp suất thủy tĩnh sát đáy và áp suất khí quyển theo số liệu đo tại một số trạm trong dải chu kỳ từ 1 (5) phút đến 4 giờ

Trạm	Khu vực	Thời kỳ quan trắc	Độ sâu (độ cao), m	Độ lệch BPTB, cm, hPa
P5	tây bắc Thái Bình Dương	19/8–27/9/1978	–5650	0,22
P8	Như trên	21/8 – 26/9/1978	–4000	0,26
P2	Như trên	7/8 – 1/10/1978	–1000	0,46
Nam Kurilsk	đảo Kunashi	8 – 9/1975	0	1,10 / 1,22
Bureveshnik	đảo Iturup	8 – 9/1973	0	1,56 / 1,68
Malokurilsk	đảo Shikotan	8 – 9/1973	0	2,31 / 2,43
Malokurilsk	đảo Shikotan	9/1989 – 6/1991	+60	0,062
Ozernovsk	bờ tây Kamchatka	11/9 – 6/10/1991	+5	0,054

Ghi chú: Đối với Nam Kurilsk, Bureveshnik và Malokurilsk các trị số độ lệch bình phương trung bình được dẫn riêng biệt cho tháng 8 và tháng 9.

Những dao động sóng dài nền, như đã nhận xét, liên hệ yếu với những thăng giáng của khí áp. Mức tương quan yếu giữa các vi thăng giáng của áp suất và nhiễu sóng dài tự nhiên ở đại dương, những khác biệt lớn giữa các đặc trưng của chúng (bảng 3.2) chứng tỏ vai trò tương đối nhỏ của cơ chế trực tiếp phi cộng hưởng trong sự phát sinh các sóng dài ở đại dương (ít ra là trong sự phát sinh các sóng với chu kỳ nhỏ hơn 2–3 giờ).

Chúng ta sẽ xem xét những nguồn có thể có của nhiễu sóng

dài tự nhiên.

1. Các sóng nội ở đại dương

Những dữ liệu quan trắc thực địa [175] cũng như các tính toán lý thuyết [138] đã chứng tỏ rằng các sóng dài trên mặt trong một số trường hợp có thể được gây nên bởi các sóng nội. Tuy nhiên có lẽ nguồn dao động sóng dài của mực nước loại này là thứ yếu. Minh chứng về điều này là: những khác biệt lớn về các bán kính tương quan của các sóng mặt và sóng nội [334], sự phụ thuộc yếu giữa mức nhiễu sóng dài và sự hiện diện của phân tầng (ví dụ, ở Bắc Băng Dương phân tầng rất yếu, nhưng các dao động sóng dài nền của mực nước biểu hiện khá rõ). Ngoài ra, như đã nhận xét ở trên, sự tăng trưởng cường độ nhiễu sóng dài quan trắc thấy khi cường hóa các quá trình khí quyển, do đó, chính những chuyển động khí quyển là nguồn năng lượng chủ yếu của các sóng dài.

2. Sự truyền tải năng lượng theo từng bậc phổ

Các quá trình địa vật lý có cùng một dạng phổ, điều đó làm người ta nghĩ về một cơ chế duy nhất hình thành nên chúng hoặc về sự chi phối lẫn nhau của chúng. Trong đại dương tồn tại rất nhiều dạng chuyển động rối cùng được duy trì bởi nguồn năng lượng từ các dòng chảy quy mô lớn. Như Pedlosky đã viết “các thăng giáng rối có mặt trong dòng chảy quy mô lớn có xu hướng thông qua những quá trình cơ học khác nhau trích lấy năng lượng của dòng chảy này và truyền nó cho những chuyển động quy mô nhỏ hơn” [70]. Các lực ma sát đối với những quá trình quy mô lớn thì nhỏ bé so với lực Coriolis và gradient áp suất, nhưng trở nên đáng kể đối với những quá trình quy mô nhỏ. Kết cục là năng lượng nhập từ bên ngoài vào các chuyển động đại dương toàn cầu (chủ yếu dưới dạng bức xạ Mặt Trời)

được bù trừ bởi sự tiêu tán của các chuyển động quy mô nhỏ. Chính bằng cách đó mà thực tế diễn ra sự truyền tải năng lượng theo bậc từ những quy mô chuyển động lớn nhất tới những quy mô chuyển động nhỏ nhất. Đồng thời, theo ý kiến của Pedlosky, vấn đề này là một trong những vấn đề khó và chưa rõ nhất trong thủy động lực học địa vật lý. Hiển nhiên, các quá trình đều có ảnh hưởng nhất định tới sự hình thành phổ của sóng dài trên mặt đại dương. Tuy nhiên, nhìn chung sự ảnh hưởng đó không thể lớn, bởi vì rối biểu hiện yếu trong các dao động mực nước đại dương (yếu hơn nhiều so với trong các dòng chảy hay trong sóng nội), còn quy mô của tính phi tuyến ở đại dương thì nhỏ (ngoại trừ vùng ven bờ).

3. Sự tương tác phi tuyến của sóng gió

Nếu như trong khi truyền tải theo bậc, năng lượng từ những quy mô lớn hơn chuyển tới các quy mô nhỏ hơn, thì ngược lại do sự tương tác phi tuyến của các sóng gió hay sóng lừng năng lượng truyền tới những chuyển động quy mô lớn hơn (các sóng ngoại trọng lực). Nhiều dữ liệu thực nghiệm cho biết rằng cơ chế này có vai trò nhất định trong sự hình thành vùng tần cao của phổ sóng dài (các chuyển động với chu kỳ từ 30 s đến 3 ph); đối với những chuyển động tần thấp (với chu kỳ vài chục phút) ảnh hưởng của cơ chế này rất nhỏ bé. Vấn đề này sẽ được xem xét riêng ở chương 4.

4. Ảnh hưởng của những bất đồng nhất địa hình và tính không dừng của các quá trình khí quyển

Được biết rằng những bất đồng nhất địa hình có vai trò nhất định trong sự phát sinh các sóng nội ở đại dương [51, 96]. Có rất nhiều căn cứ để cho rằng trong sự phát sinh các sóng dài trên mặt vai trò của chúng cũng rất lớn. Giả thuyết về các dao

động sóng dài tự nhiên được hình thành do sự phản xạ và tán xạ ngẫu nhiên của các dao động cưỡng bức kiểu như triều khí tượng trên các yếu tố bất đồng nhất địa hình giúp chúng ta giải thích được hai đặc điểm quan trọng của các dao động nên: 1) các dao động nên mạnh lên khi các quá trình khí quyển tăng cường; 2) mức hiệp biến thấp với những thăng giáng của khí áp và gió. Thật vậy, nếu quan niệm rằng nguồn của các sóng này là triều khí tượng (tức sự chênh lệch mực nước quy mô lớn do phản ứng tĩnh học của đại dương đối với sự giảm khí áp), thì sẽ hiểu được mối liên hệ của các đặc trưng năng lượng của nhiều sóng dài với các nhiễu động khí quyển. Mặt khác, trong khi phản xạ và tán xạ trên địa hình ngẫu nhiên thì trường các sóng dài sẽ trở nên ngẫu nhiên và mức hiệp biến của chúng với những dao động khí quyển sẽ giảm. Tính không dừng của trường các nhiễu động khí quyển bên ngoài cũng là một nhân tố quan trọng ảnh hưởng tới sự hình thành các sóng dài trong đại dương: tương tự như những bất đồng nhất của địa hình, sự bất đồng nhất của các quá trình khí quyển có thể gây nên hoặc làm tăng cường một cách đáng kể sự phát sinh các dao động sóng dài.

Có lẽ chính cơ chế này là nguồn chủ yếu của những dao động nên của mực nước. Chúng ta sẽ giành sự chú ý đặc biệt tới nó cùng với cơ chế cộng hưởng hình thành sóng thần khí tượng ở các mục tiếp sau của chương này.

Phải lưu ý rằng vấn đề về cơ chế phát sinh các sóng dài trọng lực ở vùng khơi đại dương và lân cận bờ là một trong những vấn đề phức tạp và còn ít được nghiên cứu nhất. Tư liệu thực nghiệm có thể dùng để kiểm tra các mô hình nguồn lý thuyết hiện tồn tại rõ ràng là chưa đủ. Để nghiên cứu cơ chế hình thành trường sóng dài đòi hỏi thực hiện những thí nghiệm chuyên trên các polygon ghi đồng thời mực nước, dòng chảy, các tham số sóng gió và sóng lừng, các vi thăng giáng khí áp, gió

v.v...

Không có khả năng bao quát toàn bộ các phương diện của vấn đề phát sinh các sóng dài, trong chương này chúng ta sẽ xem xét trước hết về những cơ chế trực tiếp liên quan tới sự tác động của các quá trình khí quyển tới bề mặt đại dương.

3.4. Sự kích động trực tiếp các sóng dài trong đại dương độ sâu không đổi bởi các quá trình khí quyển

Cơ chế phát sinh trực tiếp các sóng dài được hiểu là sự kích thích nên dao động nhờ sự tác động động lực trực tiếp của các ngoại lực (khí áp, ứng suất gió) tới bề mặt đại dương. Các công trình [48, 85, 181, 351, 352] và những công trình khác đã đề cập những khía cạnh lý thuyết của vấn đề này. Khả năng kích thích các sóng dài nhờ một nguồn nhân tạo bắt chước nhiễu khí quyển đã được minh họa trong một thí nghiệm rất lý thú trong phòng thí nghiệm [346]. Được biết rằng chính là sự giảm áp suất và gió mạnh gây nên những vụ nước dâng bão khủng khiếp. Bây giờ chúng ta sẽ xem xét áp suất đóng vai trò gì trong sự phát sinh những dao động sóng dài có tần số cao hơn so với nước dâng.

Trong phép xấp xỉ sóng dài các phương trình chuyển động có tính đến khí áp biến thiên và gió có dạng

$$\frac{\partial u}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h}, \quad (3.27)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h}. \quad (3.28)$$

trong đó P_a – áp suất khí quyển, τ_x, τ_y – các hợp phần ứng suất gió tiếp tuyến, ρ – mật độ nước biển. Ảnh hưởng của sự quay

Trái Đất cũng như lực ma sát không được tính đến.

Các hợp phần ứng suất gió có thể biểu diễn dưới dạng

$$\tau_x = C_D \rho_a |\mathbf{W}| W_x, \quad \tau_y = C_D \rho_a |\mathbf{W}| W_y, \quad (3.29)$$

ở đây \mathbf{W} – vectơ tốc độ gió với các hợp phần $W_x, W_y, \rho_a \approx 1,25 \text{ kg/m}^3$ – mật độ không khí và C_D – hệ số kháng không thứ nguyên, theo một số ước lượng bằng từ $1,2 \cdot 10^{-3}$ đến $3 \cdot 10^{-3}$ [24, 277].

Từ các phương trình (3.22), (3.28) và phương trình liên tục (2.8), có thể nhận được phương trình sau đây đối với độ dâng mực nước đại dương:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - g \nabla \cdot (h \nabla \zeta) = \frac{1}{\rho} (\nabla h \nabla P_a) - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (3.30)$$

Đối với đại dương độ sâu không đổi $h(x, y) = H$ phương trình này có thể viết lại dưới dạng

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - g H \nabla^2 \zeta = \frac{H}{\rho} \nabla^2 P_a - \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}. \quad (3.31)$$

Ta xét vai trò tương đối của khí áp và ứng suất gió trong sự phát sinh các sóng dài. Số hạng thứ nhất ở vế phải phương trình (3.31) có thể viết lại như sau:

$$F_p = \frac{H}{\rho} \nabla^2 P_a \sim \frac{H}{\rho} \frac{\Delta P_a}{L^2}, \quad (3.32)$$

trong đó ΔP_a – độ giảm áp suất, còn L – quy mô đặc trưng theo phương ngang.

Với những tốc độ không quá lớn, gió nằm trong sự cân bằng địa chuyển với khí áp. Gió sát đất có thể ước lượng theo công thức

$$W = k W_g = \frac{k}{\rho_a f} \nabla P_a, \quad (3.33)$$

trong đó W_g – gió địa chuyển; $k \approx 0,7$ – hệ số tính tới ma sát với mặt đất; f – tham số Coriolis.

Nếu tính đến (3.29) và (3.33) có thể viết

$$F_\tau = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \sim \frac{1}{\rho} \frac{\tau_0}{L} \approx \frac{\lambda_f}{\rho L} \left(\frac{\Delta P_a}{L} \right)^2, \quad (3.34)$$

ở đây $\lambda_f = \frac{C_D k^2}{\rho_a f} \approx 10^5 \text{ (m}^3 \cdot \text{s}^2\text{)/kg}$ đối với $k = 0,0025$ và f ứng với vĩ độ 45° .

Từ (3.32) và (3.34) suy ra

$$\varepsilon = \frac{F_p}{F_\tau} = \frac{\lambda_f^{-1} H}{\delta_p} \quad (3.35)$$

khí tăng độ sâu, ở đây $\delta_p = \Delta P / L$ – gradient khí áp. Từ biểu thức (3.35) suy ra rằng vai trò tương đối của áp suất tăng lên khi tăng độ sâu, còn vai trò gió thì tăng khi giảm độ sâu. Ví dụ, với $H = 1000 \text{ m}$ và $\delta_p = 5 \text{ hPa/100 km}$ ta có $\varepsilon \approx 2$, tức ảnh hưởng của áp suất tới sự kích thích các sóng dài mạnh hơn so với gió. Công thức (3.35) phản ánh một thực tế rất quen thuộc là ở vùng khơi nước sâu của đại dương vai trò chính trong sự phát sinh các sóng dài là khí áp, còn ở các khu vực nước nông – gió.

Từ (3.35) cũng suy ra rằng ảnh hưởng tương đối của ứng suất gió tăng lên nếu tăng gradient khí áp. Tuy nhiên, điều này chỉ đúng đến những giới hạn nhất định. Với những tốc độ gió lớn ($W > 15 - 20 \text{ m/s}$) và với những gradient áp suất lớn các công thức (3.33) và (3.34) tuân tự không áp dụng được. Ví dụ, trong các trận bão lớn quan trắc thấy gradient áp suất $\delta_p = 100 \text{ hPa/100 km}$. Tốc độ gió ở những vùng áp thấp như vậy

đạt tới 100 m/s, tức vẫn nhỏ hơn nhiều so với nếu rút ra từ (3.33). Để ước lượng gió trong bão người ta sử dụng những công thức đặc biệt (xem [18, 270]).

Tóm lại, như các dữ liệu thực nghiệm đã chứng tỏ, trong sự hình thành các sóng dài trọng lực ở khoảng tần đang xét thì vai trò của khí áp lớn hơn vai trò của gió [27]. Áp suất và các hợp phần ứng suất đi vào các phương trình chuyển động (3.27), (3.28) dưới dạng tuyến tính, vì vậy các dao động mực nước gây nên bởi áp suất và bởi gió có thể tính một cách độc lập.

Ta sẽ xét các dao động mực nước liên quan tới áp suất. Phương trình (3.31) viết lại dưới dạng

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - gH \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} \right) = -gH \left(\frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\zeta}}{\partial y^2} \right), \quad (3.36)$$

ở đây $\bar{\zeta} = -P_a / \rho g$ – mực nước cân bằng (tĩnh học).

Ta biểu thị $\zeta(x, y, t)$ dưới dạng một sóng chạy lan truyền dưới một góc tùy ý so với đường bờ

$$\bar{\zeta}(x, y, t) = \zeta_0 e^{i(\omega t - lx - ky)}; \quad (3.37)$$

và sẽ tìm nghiệm đối với ζ dưới dạng

$$\zeta(x, y, t) = \zeta(x) e^{i(\omega t - ky)}. \quad (3.38)$$

Phương trình (3.36) với những giả thiết đơn giản hóa đã chấp nhận sẽ có dạng

$$\zeta''(x) - \chi^2 \zeta(x) = -\lambda^2 \zeta_0 e^{ilx}, \quad (3.39)$$

trong đó $\chi^2 = k^2 - \nu^2$, $\nu^2 = \frac{\omega^2}{gH}$, $\lambda^2 = k^2 + l^2$. Nghiệm của (3.39)

có thể biểu thị dưới dạng

$$\zeta(x) = C_1 e^{-\chi x} + C_2 e^{\chi x} + P e^{-ilx} \quad \text{khí } k^2 > \nu^2, \quad (3.40a)$$

$$\zeta(x) = C_1' e^{-i p x} + C_2' e^{i p x} + P e^{-ilx} \quad \text{khí } k^2 < \nu^2, \quad (3.40b)$$

ở đây

$$p^2 = \nu^2 - k^2 = -\chi^2.$$

Trong đại dương rộng vô hạn $C_1 = C_1' = C_2 = C_2' = 0$, còn

$$P = \mu \zeta_0, \quad (3.41)$$

ở đây μ – nhân tử trác áp đặc trưng cho sự phản ứng động lực của mực nước đại dương đối với những dao động khí áp;

$$\mu = \frac{\lambda^2}{l^2 + \chi^2} = \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + \gamma^2}. \quad (3.42)$$

Có thể làm cho công thức (3.42) có một dạng hơi khác. Nếu tính đến $\sqrt{gH} = c$ – tốc độ sóng dài, còn $\omega/\lambda = U$ – tốc độ lan truyền các nhiễu khí quyển, có thể viết lại

$$\mu = \left(1 - \frac{U^2}{c^2} \right)^{-1}. \quad (3.43)$$

Công thức (3.43) được gọi là *công thức Proudman* [48]. Theo (3.43) tốc độ chuyển động của các nhiễu khí quyển càng gần với tốc độ của các sóng dài thì sự phản ứng của mực nước với những dao động khí áp càng lớn; khi $U = c$ quan sát thấy sự cộng hưởng Proudman. Nếu $U < c$, thì $\mu > 0$, tức dao động mực nước tĩnh học ($\bar{\zeta}$) và động lực học (ζ) có cùng một dấu, độ dâng mực nước mang dấu dương tương ứng với sự giảm áp suất, trong trường hợp khi các sóng khí quyển lan truyền với tốc độ vượt trên tốc độ các sóng dài trong đại dương ($U > c$), $\mu < 0$ và sự giảm áp suất gây nên dâng mực nước mang dấu âm.

Tốc độ các sóng dài ở vùng khơi đại dương bằng 100–250 m/s, tốc độ chuyển động đặc trưng của các xoáy thuận nhỏ hơn khoảng một bậc – 8–20 m/s [270]. Với tương quan như vậy của

các tốc độ thì $\mu \approx 1$, $P \approx \zeta_0$, tức phản ứng của mực nước đối với áp suất mang tính chất tĩnh học và tương ứng với định luật áp kế ngược, theo đó mực nước dâng lên 1,01 cm tương ứng với giảm áp suất 1 hPa [48].

Như các dữ liệu quan trắc thực tế đã chứng tỏ (xem bảng 3.2), biên độ của các sóng dài thực lớn hơn nhiều so với biên độ rút ra từ lý thuyết tĩnh học. Về nguyên tắc sự phát sinh các sóng dài ở vùng khơi đại dương có thể diễn ra do tác động động lực học của các sóng khí quyển lên bề mặt đại dương. Từ công thức (3.43) suy ra rằng $\mu > 10$ khi $|U - c| < 0,05$; $\mu > 3$ khi $|U - c| < 0,18$. Do đó, những dao động mực nước đáng kể có thể được gây nên chỉ khi nào khác biệt giữa các tốc độ lan truyền của sóng đại dương và sóng khí quyển không vượt quá 10–20 %. Như đã nhận xét ở mục 3.2, các tốc độ sóng Lamb và sóng gió áp trọng lực gần bằng tốc độ âm $U = 343$ m/s, các tốc độ đặc trưng của sóng nội trọng lực $U \approx 30 \dots 50$ m/s [17]. Tốc độ các sóng dài ở vùng khơi đại dương nhỏ hơn nhiều so với tốc độ các sóng gió áp trọng lực, nhưng lớn hơn so với tốc độ các sóng nội trọng lực và do đó, không có những điều kiện để phát sinh cộng hưởng các sóng dài. Từ những điều đã nói trên đây có thể rút ra kết luận: hoặc là nhiễu sóng dài tự nhiên ở đại dương được sinh ra bởi các quá trình khí quyển nhờ một cơ chế khác nào đó (ví dụ, bằng sự tán xạ), hoặc là nguồn của nhiễu này là những quá trình khác nào đó (chẳng hạn, sóng gió), hoặc là nó đi tới vùng khơi đại dương từ đối thêm.

Tốc độ điển hình của các nhiễu khí quyển (bão, xoáy thuận, front khí quyển) có thể gây ra sự phát sinh các sóng dài đại dương kiểu sóng thần khí tượng là 15–80 km/giờ. Các sóng dài trọng lực có tốc độ như vậy khi độ sâu đại dương bằng 2–50 m. Do đó:

a) Các nhiễu động khí quyển lan truyền nhanh dễ dẫn tới cộng hưởng hơn so với những nhiễu truyền chậm;

b) Đối với những vùng có thêm nước nông trải dài sự cộng hưởng Proudman xác suất hơn so với những vùng với bờ dốc sâu.

Bây giờ chúng ta xem xét sự hiện diện của bờ có tác động gì tới những dao động mực nước đại dương. Sử dụng mô hình đại dương bán vô hạn với độ sâu không đổi, chúng ta sẽ coi đường bờ trùng với trục y , còn trục x hướng vuông góc với bờ ra phía ngoài khơi đại dương. Khi đó trong các biểu thức (3.40 a, b) $C_2 = 0$, $C_2' = 0$ (từ điều kiện phát xạ Sommerfeld)*, còn C_1 được xác định từ điều kiện bằng không tại bờ của thành phần tốc độ pháp tuyến. Từ (3.27) suy ra rằng

$$\frac{\partial(\zeta - \xi)}{\partial x} = 0 \quad \text{khi } x = 0, \quad (3.44)$$

từ đó, kết hợp với (3.37), (3.40), (3.41) ta được

$$C_1 = \frac{il(1-\mu)}{\chi} \zeta_0, \quad (3.45a)$$

$$C_1' = \frac{l(1-\mu)}{p} \zeta_0. \quad (3.45b)$$

Như vậy, khi có bờ, các sóng cưỡng bức ở đại dương được gây nên bởi các nhiễu động tuần hoàn của khí áp bao gồm hai thành phần:

$$\zeta_F = \zeta_d + \zeta_c. \quad (3.46)$$

Ở đây ζ_d – thành phần sóng động lực học, tương ứng với phản ứng của mực nước đại dương đối với sự biến thiên khí áp ở vùng

* $C_2 = 0$ – từ điều kiện có hạn của $\zeta(x)$ khi $x \rightarrow \infty$; $C_2' = 0$ – từ đòi hỏi desóng phản xạ chạy trên hướng từ bờ ra.

khởi đại dương:

$$\zeta_d(x, y, t) = \mu \zeta_0 e^{i(\omega t - l x - k y)} = \frac{\tilde{\lambda}^2}{\tilde{\lambda}^2 - \nu^2} \zeta_0 e^{i(\omega t - l x - k y)}. \quad (3.47)$$

Đại lượng ζ_d được xác định bằng các tham số của nhiễu động khí quyển và độ sâu thủy vực và không phụ thuộc vào sự có mặt của bờ.* Đại lượng ζ_c – thành phần sóng bờ liên quan tới sự có mặt của đường ranh giới bờ:

$$\zeta_c^K(x, y, t) = C_1 e^{i(\omega t - k y)} \exp(-\chi x) \quad \text{khi } k^2 > \nu^2, \quad (3.48a)$$

$$\zeta_c^P(x, y, t) = C_1' e^{i(\omega t - p x - k y)} \quad \text{khi } k^2 < \nu^2, \quad (3.48b)$$

ở đây C_1 và C_1' được mô tả bằng các biểu thức (3.45). Trên hướng dọc theo bờ thành phần ζ_c có cùng cấu trúc như mực nước cân bằng $\bar{\zeta}$ và thành phần động lực học ζ_d (nếu không thì không thể thỏa mãn điều kiện không chảy xuyên), nhưng trên hướng vuông góc bờ thì sóng này khác xa so với chúng. Như có thể suy ra từ các biểu thức (3.48), có thể có hai phương án cấu trúc của $\zeta_c(x)$:

1) Nếu số sóng dọc bờ tương ứng với vùng tồn tại của các sóng tự do Puncarê (sóng phát xạ), tức với $|k| < |\nu|$, thì thành phần tương ứng (ζ_c^P) có tính chất lượng giác (3.61b) và có thể gọi nó là *sóng Puncarê cưỡng bức*.

2) Nếu $|k| > |\nu|$ thì thành phần tương ứng (ζ_c^K) trên hướng từ bờ giảm theo hàm mũ, tương tự như sóng Kelvin, và đương

* Thực tế những sóng tương ứng có thể gọi là các sóng “bị khóa” tương tự như các sóng ngoại trọng lực “bị khóa” (ζ_l), gắn liền với chuyển động của chum sóng gió [250]: chúng gắn chặt với sự chuyển động của nhiễu động khí quyển.

nhien có thể gọi nó là *sóng Kelvin cưỡng bức**.

Từ (3.45 a, b) thấy rằng sóng Puncarê cưỡng bức cùng pha với mực nước cân bằng, còn sóng Kelvin cưỡng bức dịch pha 90° .

Trong một trường hợp riêng, khi các sóng khí quyển chuyển động dọc theo bờ (tức khi $\lambda = k$, $l = 0$, $C_1 = 0$) và do đó bờ không có ảnh hưởng gì tới sự phát sinh các dao động sóng dài bởi khí áp, các sóng phản xạ vào vùng khởi đại dương không được tạo thành. Trong một trường hợp riêng khác, khi các sóng khí quyển chuyển động theo pháp tuyến với đường bờ, tức khi $k = 0$, $\lambda = l$, sóng được tạo thành có đặc điểm sóng đứng thuần túy:

$$\zeta_c^P(x, y, t) = C_1' \cos(\omega t) \cos(lx), \quad (3.49)$$

trong đó

$$C_1' = -\mu \frac{\nu}{\lambda} \zeta_0 = -\mu \frac{U}{c} \zeta_0. \quad (3.50)$$

Trong trường hợp này, tại bờ (khi $x = 0$)

$$\zeta_c(0) = P + C_1' = \mu \zeta_0 - \mu \frac{\nu}{\lambda} \zeta_0 = \frac{\tilde{\lambda}}{\tilde{\lambda} + \nu} \zeta_0 = \frac{c}{c + U} \zeta_0. \quad (3.51)$$

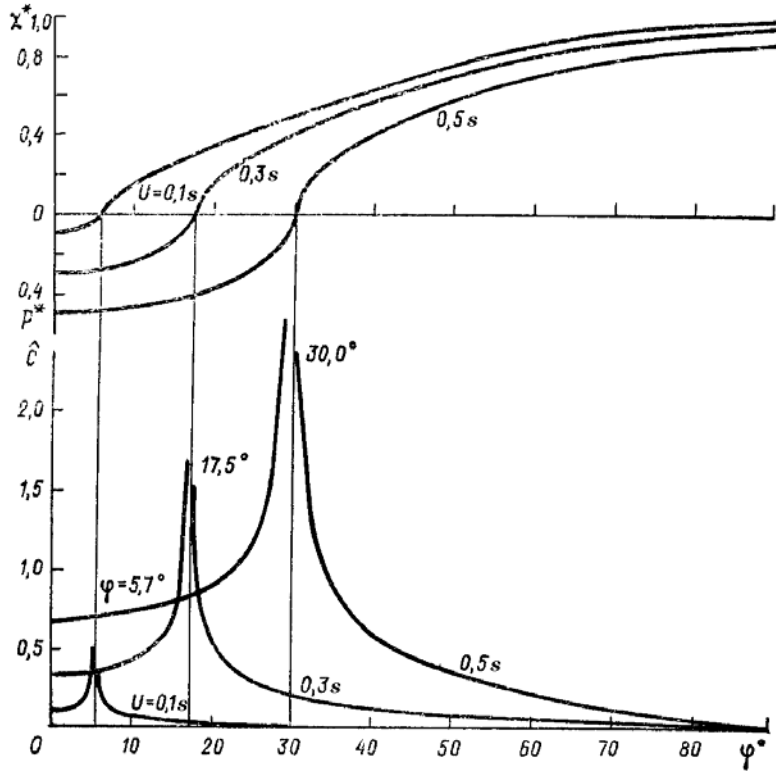
Như vậy, sự hiện diện của bờ làm xuất hiện một phần bổ sung vào mực nước ở lân cận bờ so với mực nước ở vùng khởi đại dương:

$$\Delta \zeta \approx \frac{U}{c} \zeta_0. \quad (3.52)$$

Trong trường hợp khi các sóng khí quyển truyền vào phía bờ

* Khác với sóng kelvin bình thường, sóng này có thể tồn tại cả khi không có sự quay; hướng truyền của nó được xác định bằng dấu của k , trong khi sóng Kelvin tự do luôn chuyển động sao cho bờ ở phía bên phải (ở bắc bán cầu). Các sóng Kelvin cưỡng bức và sóng Puncarê cưỡng bức đóng vai trò quan trọng trong sự hình thành thủy triều (xem mục 6.2 trong [27]).

(tức khi $\lambda < 0, U < 0$) $\Delta\zeta > 0$, tức mực nước tổng cộng thấp hơn so với ở ngoài khơi đại dương.



Hình 3.14. Biến đổi của tham số $\chi^* = \chi/\lambda$ ($p^* = p/\lambda$) và biên độ tương đối của thành phần bờ của các sóng cường bức ở đại dương tùy thuộc vào tốc độ và góc tới của các sóng khí quyển so với bờ

Trong trường hợp tổng quát, khi các nhiễu động khí quyển đi tới bờ dưới một góc bất kỳ $\varphi = \arctg(k/l)$, các biểu thức (3.45 a, b) có thể có dạng

$$C_1 = i \left[\frac{1 - \sin^2 \varphi}{\sin^2 \varphi - \frac{U^2}{c^2}} \right]^{1/2} (1 - \mu) \zeta_0 \quad \text{khí } \varphi > \varphi_{\text{res}}, \quad (3.53)$$

$$C_1' = \left[\frac{1 - \sin^2 \varphi}{\frac{U^2}{c^2} - \sin^2 \varphi} \right]^{1/2} (1 - \mu) \zeta_0 \quad \text{khí } \varphi < \varphi_{\text{res}}, \quad (3.54)$$

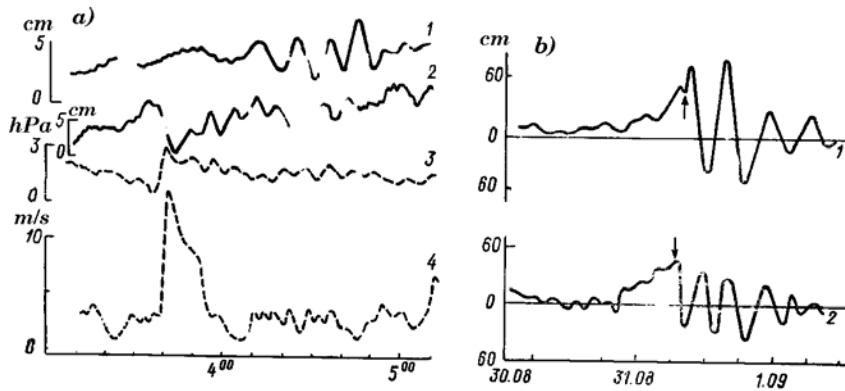
trong đó góc cộng hưởng φ_{res} được xác định từ điều kiện

$$\varphi_{\text{res}} = \pm \arcsin(U/c). \quad (3.55)$$

Trên hình 3.14 với tư cách là ví dụ dẫn các đồ thị biến đổi các hệ số $\hat{C} = (|C_1|, |C_1'|)/\zeta_0$ ứng với một số giá trị của tốc độ tùy thuộc vào góc đi tới bờ của các sóng khí quyển. Nếu loại trừ vùng $\varphi \sim \varphi_{\text{res}}$, thì hệ số \hat{C} đơn điệu giảm từ giá trị cực đại $\hat{C} = U/c$ tại $\varphi = 0^\circ$ đến $\hat{C} = 0$ tại $\varphi = 90^\circ$.

3.5. Ảnh hưởng của vùng thêm tới sự phát sinh các sóng dài

Ngày 26 tháng 8 năm 1954 ở vùng quần đảo Bagam đã hình thành cơn bão Carol. Chuyển động chậm về phía tây bắc, ngày 30 tháng 8 bão đi tới lục địa Bắc Mỹ và sau khi tăng tốc bắt đầu di chuyển dọc theo bờ đông của nước Mỹ. Tại vùng Atlantic-City tốc độ của nó bằng 59 km/giờ. Tại các trạm bờ khi đó đã ghi nhận được những nhiễu động mực nước mạnh, có đặc điểm rất khác thường: một chuỗi gồm bốn sóng với độ cao khoảng 1 m và chu kỳ khoảng 5,5 giờ nối tiếp sau một cực đại nước dâng chính (hình 3.15 b).



Hình 3.15. Quan trắc sóng ven trên thềm California khi gió mạnh đi qua ngày 6 tháng 1 năm 1954 (a) và ở vùng bờ Đại Tây Dương nước Mỹ ngày 31 tháng 8 năm 1954 khi bão Carol đi qua (b) (từ công trình [266]) a – dao động mực nước ở La-Holl (1) và Oyshenside (2), khí áp (3) và tốc độ gió (4) ở La-Holl; b - dao động mực nước ở Atlantic-City (1) và Sandy-Hook (2), các mũi tên chỉ thời điểm tâm bão đi qua trạm

Redfield và Miller sau khi nghiên cứu những dao động đó đã gọi chúng là các dao động nước dâng thứ sinh (resurgence) [291]. Theo ý kiến của họ, hiện tượng này (về sau người ta phát hiện ra rằng nó đã từng xảy ra trước đây ở bờ nước Mỹ) không những lý thú về phương diện khoa học, mà rất đáng quan tâm về mặt thực tiễn: các sóng đi tới bất ngờ, sau khi kết thúc nước dâng một thời gian khá dài; rất có thể xảy ra tình huống khi cực đại nước dâng trùng với nước ròng của thủy triều và không được nhận ra, nhưng các dao động thứ sinh nếu trùng với nước lớn thủy triều sẽ dẫn tới ngập lụt.

Theo các ước lượng của Redfield và Miller trên cơ sở phân tích các băng ghi mực nước ở những trạm khác nhau, tốc độ truyền của các sóng nước dâng thứ sinh do bão Carol gây nên bằng 63 km/giờ. Tốc độ này gần bằng tốc độ chuyển động của bản thân bão đã làm người ta nghĩ tới bản chất cộng hưởng của

các dao động đó. Tuy nhiên, không thể giải thích hiện tượng này bằng sự cộng hưởng Proudman, bởi vì tốc độ đặc trưng của các sóng dài $c = \sqrt{gh}$ ở vùng đang xét lớn hơn 63 km/giờ rất nhiều.

Như vậy, lý thuyết kinh điển dựa trên mô hình đại dương với độ sâu không đổi đã không cho phép đưa ra một giải thích xác đáng về bản chất của những dao động nước dâng thứ sinh. Vì vậy, Munk, Snodgrass và Carrier [266] đã đề xuất giả thuyết rằng hiện tượng này liên quan tới sự kích thích cộng hưởng các sóng ven bị chi phối bởi độ biến thiên địa hình ở đới thềm, những sóng này truyền dọc vùng bờ với tốc độ của các quá trình khí quyển.

Giả thiết rằng tốc độ pha của hài bậc không các sóng ven đối với địa hình nghiêng bằng tốc độ của nhiễu động khí quyển ($c_0 = U$), theo các công thức (2.18), (2.19) có thể viết

$$T_0 = \frac{2\pi U}{g \sin \beta}, \quad (3.56)$$

$$\lambda_0 = \frac{2\pi U^2}{g \sin \beta}, \quad (3.57)$$

trong đó T_0 – chu kỳ, λ_0 – bước sóng của các nhiễu động tương ứng của mực nước. Ở vùng Atlantic-City độ nghiêng đường bờ $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$, còn ở vùng Sandy-Hook $\beta = 4,25 \cdot 10^{-4}$. Các giá trị chu kỳ tính toán theo công thức (3.56) tỏ ra rất gần với các giá trị quan trắc (bảng 3.3). Đối với hài thứ nhất của các sóng ven những chu kỳ đó khoảng ba lần nhỏ hơn so với hài bậc không. Những băng ghi mực nước thực không chứa các dao động đáng kể nào với chu kỳ của hài thứ nhất hay các hài cao hơn.

Thời gian kéo dài của nhiễu động sóng ΔT đã được ước lượng xuất phát từ lập luận vật lý đơn giản như là hiệu số của thời gian đi qua của mặt hậu (t_r) và mặt tiền (t_f) của sóng:

$$\Delta T = t_r - t_f = \frac{L}{c_g} - \frac{L}{c_0}, \quad (3.58)$$

ở đây c_g – tốc độ nhóm, c_0 – tốc độ pha của các sóng ven, L – khoảng cách từ khu vực bão đi vào đối thêm (tức từ vùng dự định phát sinh các sóng ven) đến trạm nơi mực nước được quan trắc. Đối với các sóng ven trên thêm nghiêng $c_g = c_0 / 2$ và do đó

$$\Delta T = \frac{L}{c_0} = \frac{L}{U}. \quad (3.59)$$

So sánh các giá trị tính toán và thực đo ΔT cho thấy chúng khá trùng hợp với nhau (xem bảng 3.3).

Bảng 3.3. Các giá trị tính toán và quan trắc tốc độ, chu kỳ và thời gian kéo dài của các dao động nước dâng thứ sinh gây nên bởi những trận bão truyền dọc vùng bờ đông bắc nước Mỹ (từ công trình [266])

Bão	Carol	Edna	–	–
Thời gian bão	30/8–1/9 1954	11–12/9 1954	14–15/9 1944	21–22/9 1938
Tốc độ lan truyền, km/giờ	59–63	59	61	74
Chu kỳ, giờ				
Atlantic-City				
tính toán ($\beta = 5,0 \cdot 10^{-4}$)	5,8 – 6,1	5,8	6,0	7,1
quan trắc	5,5	6,0	5,6	
Sandy-Hook				
tính toán ($\beta = 4,25 \cdot 10^{-4}$)	6,9 – 7,2	6,9	7,1	8,6
quan trắc	7,0	7,0	7,2	8,0
Thời gian kéo dài, giờ				
tính toán	16 – 24	17 – 24	11 – 12	9
quan trắc				
Atlantic-City	20	23	23	
Sandy-Hook	26		30	16

Munk và nnk. [257] cũng đã tiến hành tính các chu kỳ sóng ven và thời gian kéo dài của các chùm sóng đi qua đối với ba trường hợp bão mạnh khác có đường đi xấp xỉ như bão Carol, và nhìn chung đã nhận được những kết quả tương tự (xem bảng 3.3). Một ví dụ nữa về sự kích thích các sóng ven được các ông phát hiện khi phân tích các băng ghi sóng dài trên thêm California (hình 3.15a). Trong trường hợp cuối cùng này chùm các sóng ven được gây nên bởi gió gặt mạnh và chuỗi các sóng khí quyển ở khu vực La-Holl.

Công trình [266] là ví dụ đầu tiên chứng minh sự tồn tại thực tế của các sóng ven ở đại dương và hiện tượng “bẫy” (tụ tập) năng lượng sóng ở đối thêm. Ở tất cả các trường hợp đã xét quan trắc thấy *sự kích thích cộng hưởng hài bậc không của sóng ven* bởi nhiễu động khí quyển di chuyển. Cơ chế cụ thể của sự kích thích tương tự đã được mô tả trong công trình của Greenspan [181].

Greenspan đã xem xét sự phát sinh các sóng ven trên đáy nghiêng $h = \alpha x$ bởi nhiễu khí áp được cho dưới dạng

$$P_a(x, y, t) = \frac{P_0 a(x+a)}{(y-Ut)^2 + (x+a)^2} H(t), \quad (3.60)$$

trong đó U – tốc độ của áp thấp khí quyển, truyền dọc theo bờ; a – bán kính vùng $P_a(a) = P_0 / 2$, $H(t)$ – hàm Heviside ($H(t) = 0$ khi $t \leq 0$, $H(t) = 1$ khi $t > 0$). Không dừng lại ở những chi tiết giải bài toán này (nó khá phức tạp), chúng ta nêu lên những kết quả quan trọng nhất.

Sau khi thực hiện tính toán trong không gian các số sóng $-\infty < k < \infty$, Greenspan biết rằng chỉ có những sóng nào có

$$k_0 = \frac{\alpha g}{U^2} \quad (3.61)$$

mới có thể được kích thích mạnh khi các nhiễu khí quyển di chuyển và là nguồn của những dao động nước dâng thứ sinh; phần đóng góp của những thành phần với các số sóng khác nhỏ không đáng kể. Như đã thấy từ sự đối sánh (3.61) và (3.57), số sóng này tương ứng với hài bậc không của sóng ven.

Nghiệm tiệm cận nhận được trong công trình [181] đối với mô hình đang xét có dạng

$$\begin{aligned} \zeta \sim 0 & \quad \text{khi } y > Ut, \\ \zeta \sim \frac{2\pi P_0 a k_0}{\rho g} \exp[-k_0(x+a)] \sin[k_0(y-Ut)] & \quad \text{khi } \frac{1}{2}Ut < y < Ut, \end{aligned} \quad (3.62)$$

$$\zeta \sim 0 \quad \text{khi } y < \frac{1}{2}Ut,$$

nghiệm này về phương diện vật lý rất phù hợp với những kết quả của Munk và nnk. [266]. Tuy nhiên, khác với công trình này, ở đây sự kích thích cộng hưởng các sóng ven được xem là tiền đề ngay từ đầu, còn trong nghiên cứu của Greenspan thì đã luận chứng kết quả này một cách chặt chẽ toán học.

Sự tồn tại các dao động nước dâng thứ sinh là hệ quả của một thực tế là phổ biến đổi Fourier ngược đối với bài toán đang xét có các cực tại các điểm $k_r = \alpha g / U^2$ và $k_l = -\alpha g / U^2$. Dạng của các sóng tương ứng được xác định bằng những hiệu dư ở các cực này. Sự hiện diện của một cặp cực ứng với hài bậc không của các sóng ven liên quan tới tính chất đặc biệt của nhiễu khí quyển ban đầu dạng (3.60). Kết quả (3.62) có thể được khái quát cho một phân bố khí áp bất kỳ. Trong trường hợp này thì một nhiễu động được hình thành tại thời điểm $t=0$ và lan truyền dọc theo bờ với tốc độ không đổi U gây nên sự phát sinh những nước dâng thứ sinh, là kết quả tổng cộng những hài sóng ven riêng biệt:

$$\begin{aligned} \zeta \sim 0 & \quad \text{khi } y > Ut, \\ \zeta \sim \sum_{n=0}^{\infty} A_n(k_n) \exp(-k_n x) L_n(2k_n x) \sin[k_n(y-Ut)] & \quad \text{khi } \frac{1}{2}Ut < y < Ut, \end{aligned} \quad (3.63)$$

$$\zeta \sim 0 \quad \text{khi } y < \frac{1}{2}Ut,$$

trong đó A_n là biên độ của hài thứ n các sóng ven (được xác định bằng các hiệu dư của các cực phổ tương ứng), số sóng dọc bờ k_n được mô tả bằng biểu thức

$$k_n = (2n+1) \frac{g\alpha}{U^2}, \quad (3.64a)$$

còn những tần số cộng hưởng tương ứng với chúng ω_n - biểu thức

$$\omega_n = (2n+1) \frac{g\alpha}{U}, \quad (3.64b)$$

L_n - các đa thức Lagerr. Như ta thấy từ (3.58), chùm dao động nước dâng thứ sinh được giới hạn bởi khoảng $\frac{1}{2}Ut < y < Ut$, phần phía trước chuyển động với tốc độ U , còn phần phía sau - với tốc độ $U/2$, bằng tốc độ nhóm của các sóng ven.

Tuy nhiên, trên thực tế thì để phát sinh những hài bậc cao các nhiễu khí quyển cần phải chuyển động với những tốc độ khá lớn. Thật vậy, theo các ước lượng của Greenspan [181], hài sóng ven thứ nhất ở vùng bờ đông nước Mỹ (tức đối với $\alpha \approx (4..5) \cdot 10^{-3}$) có thể được kích thích trong trường hợp khi bão lan truyền với tốc độ hơn 130 km/giờ, hài thứ hai - với tốc độ 222 km/giờ và cao hơn. Đối với các tốc độ điển hình 55-66 km/giờ chỉ hài bậc không có thể được kích thích và thực tế nó đã được quan trắc thấy.

Cần phải lưu ý rằng mô hình mà Munk và nnk. [266] và Greenspan [181] đã sử dụng có chứa một nhược điểm quan trọng, hạn chế khả năng ứng dụng của nó khi nghiên cứu các quá trình thực ở đại dương, cụ thể là – không có ranh giới thêm và tăng độ sâu vô hạn khi xa dần khỏi bờ. Đối với những chuyển động quy mô lớn, với kích thước so sánh được kích thước đặc trưng của vùng thêm, mô hình này có thể dẫn tới những sai số đáng kể. Vì vậy, bản thân Munk sau này khi mô tả các chuyển động sóng dài ở đới thêm đã sử dụng những mô hình với thêm kích thước hữu hạn, chẳng hạn mô hình thêm – bậc [255, 312].

Tuy nhiên, những đặc điểm vật lý chủ yếu của sự kích thích các sóng ven bởi nhiễu khí quyển truyền dọc bờ được truyền đạt hoàn toàn đúng đắn trong các mô hình [181, 266]. Điều này đã được chứng minh, chẳng hạn bởi Zelesnhiansky [218], ông này đã thực hiện tính toán bằng số nước dâng bão với địa hình thực đối với vùng thêm đông bắc nước Mỹ và đã nhận được những kết quả rất phù hợp về phương diện định tính với những kết quả của các công trình vừa được nhắc tới (đã thấy được những dao động nước dâng thứ sinh mang tính chất sóng ven).

Bây giờ để tiếp tục việc khảo sát đã bắt đầu ở mục trước, ta sẽ xét chi tiết hơn về sự kích thích các sóng dài bởi các sóng khí quyển di chuyển dạng (3.37) có tính đến biến thiên địa hình ở đới thêm (đối với vùng thêm hữu hạn).

Để bắt đầu, chúng ta sử dụng mô hình thêm – bậc (2.32). Phù hợp với (3.40) nghiệm phương trình dạng (3.39) đối với mỗi vùng có thể viết lại dưới dạng

$$\zeta_j(x) = C_{1j}e^{-\alpha_j x} + C_{2j}e^{\alpha_j x} + P_j e^{-ilx}, \quad j=1, 2, \quad (3.65)$$

ở đây $\alpha_j = \chi_j$ khi $k^2 > \nu_j^2$ và $\alpha_j = iP_j$ khi $k^2 < \nu_j^2$, $\nu_j^2 = \omega^2 / (gh_j)$.

Tại ranh giới thêm cần phải thỏa mãn các điều kiện liên

tục của mực nước và thông lượng khi $x=L$

$$\zeta_1 = \zeta_2, \quad h_1 \frac{\partial(\zeta_1 - \bar{\zeta})}{\partial x} = h_2 \frac{\partial(\zeta_2 - \bar{\zeta})}{\partial x}. \quad (3.66)$$

Những điều kiện này cho khả năng lập phương trình ma trận

$$A_2 Z_2 + B_2 = A_1 Z_1 + B_1, \quad (3.67)$$

trong đó A_j và Z_j là ma trận và vectơ cột dạng (2.96), còn $B_j = \{b_m^1\}$, $j, m=1, 2$. Các hệ số a_{mn}^1 và b_m^1 được mô tả bằng những công thức

$$a_{11}^1 = \exp(-\alpha_1 L), \quad a_{12}^1 = \exp(\alpha_1 L), \quad a_{21}^1 = -\alpha_1 h_1 \exp(\alpha_1 L), \quad a_{22}^1 = \alpha_1 h_1 \exp(\alpha_1 L), \quad (3.68)$$

$$b_1^1 = \mu_1 \zeta_0 \exp(-ilL), \quad b_2^1 = -il h_1 (\mu_1 - 1) \zeta_0 \exp(-ilL), \quad (3.69)$$

còn các hệ số a_{mn}^2 và b_m^2 – là những biểu thức tương tự nhưng thay thế h_1, α_1 và μ_1 bằng h_2, α_2 và μ_2 .

Phương trình (3.67) có thể biến đổi thành dạng

$$Z_2 = A_2^{-1} A_1 Z_1 + A_2^{-1} (B_2 - B_1) = Q_1 Z_1 + D_1, \quad (3.70)$$

ở đây $Q_1 = [q_{mn}]$, $D_1 = \{d_m\}$.

Từ điều kiện Zommerfeld suy ra rằng $C_{22} = 0$. Khi đó từ (3.70) ta được

$$q_{21} C_{11} + q_{22} C_{21} + d_2 = 0; \quad (3.71a)$$

$$q_{11} C_{11} + q_{12} C_{21} + d_1 = C_{12}. \quad (3.71b)$$

Từ điều kiện biên (3.44) trên bờ rút ra

$$C_{21} = C_{11} + \beta_1 \zeta_0, \quad (3.72)$$

ở đây

$$\beta_1 = \frac{il(\mu_1 - 1)}{\alpha_1} = \frac{ilv_1^2}{\alpha_1(\kappa^2 - v_1^2)}. \quad (3.73)$$

Thay thế (3.72) vào (3.71a), ta có

$$C_{11} = -\frac{q_{22}\beta_1\zeta_0 - d_2}{F}, \quad (3.75)$$

$$C_{12} = \frac{(q_{12}q_{21} - q_{11}q_{22})\beta_1\zeta_0 - d_2(q_{11} + q_{12})}{F} + d_1, \quad (3.76)$$

trong đó $F = q_{21} + q_{22}$. Các hệ số P_1 và P_2 có dạng (3.41), còn μ_1 và μ_2 có dạng (3.42).

Phương trình (3.65) với các hệ số C_{mj} , P_j được xác định bằng những biểu thức (3.41) và (3.74)–(3.76) mô tả đầy đủ cấu trúc của các chuyển động sóng ở vùng khơi đại dương và trên thêm gây nên bởi sóng khí áp di chuyển.

Như vậy, giống như đối với đại dương độ sâu không đổi, đối với thêm – bậc nghiệm có dạng (3.46) và gồm hai thành phần: 1) sóng cưỡng bức thuần túy (“bị khóa”), các tham số của sngs này được xác định bởi lực cưỡng bức và độ sâu ở vùng khơi đại dương và ở thêm (ζ_d); 2) các sóng dài phản xạ từ ranh giới bờ và từ biên thêm (ζ_c). Tuy nhiên, loại thành phần thứ hai khi có mặt thêm có đặc điểm phức tạp hơn.

Như có thể suy ra từ (3.74)–(3.76) sự kích thích cộng hưởng các sóng phản xạ quan sát thấy khi $F = 0$. Nếu tính đến (3.68)–(3.70) ta nhận được điều kiện cộng hưởng như sau:

$$F = \frac{a_{11}^2(a_{21}^1 + a_{22}^1) - a_{21}^2(a_{11}^1 + a_{12}^1)}{2\alpha_2 h_2} = \frac{F_1 \exp(-\alpha_2 L)}{\alpha_2 h_2}, \quad (3.77)$$

ở đây

$$F_1 = \alpha_1 h_1 \text{sh}(\alpha_1 L) + \alpha_2 h_2 \text{ch}(\alpha_1 L). \quad (3.78)$$

Đặc điểm của các dao động sóng dài trên thêm và ở vùng khơi đại dương, và nói riêng khả năng kích thích cộng hưởng các sóng dài, phụ thuộc nhiều vào những tham số α_1 , α_2 và do đó, vào giá trị của thành phần dọc bờ của vectơ sóng k . Về phương diện này, ta thấy rất giống với trường hợp các sóng tự do (xem mục 2.3).

Cũng như ở mục 2.3, chúng ta sẽ sử dụng các ký hiệu như sau: E – nghiệm hàm mũ ở vùng khơi đại dương, T – nghiệm hàm lượng giác, E' và T' – cùng các đại lượng đó trên thêm. Rõ ràng, có thể có ba kiểu dao động [128] (hình 3.16).

1. $k^2 > \omega^2 / (gh_2)$, $k^2 > \omega^2 / (gh_1)$ – kiểu EE' . Trong trường hợp này nghiệm mang tính chất hàm mũ cả trên thêm lẫn ở vùng khơi đại dương (tức $\alpha_1 = \chi_1$, $\alpha_2 = \chi_2$), hơn nữa về phía vùng khơi đại dương các dao động tương ứng tắt dần nhanh. Loại nghiệm này tương ứng với các sóng Kelvin cưỡng bức đã xét ở trên.

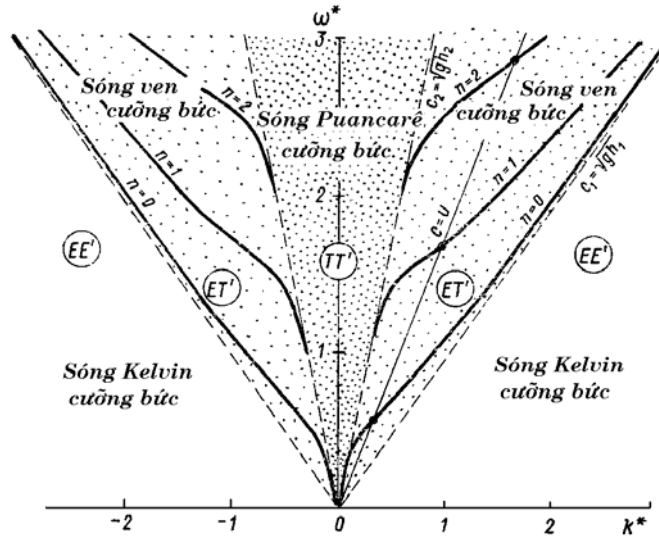
Để thực hiện điều kiện (3.77) cần phải có

$$\text{th}(\chi_1 L) = -\frac{h_2 \chi_2}{h_1 \chi_1}, \quad (3.79)$$

nhưng điều này không thể, bởi vì $h_2 > h_1$, $\chi_2 > \chi_1$, còn $\text{th}(x)$ luôn nhỏ hơn đơn vị. Sự không tồn tại các nghiệm cộng hưởng đối với trường hợp này tương ứng với sự không tồn tại các nghiệm riêng ở vùng đang xét của biểu đồ tán mạn (xem hình 2.4).

2. $k^2 < \omega^2 / (gh_1)$, $k^2 < \omega^2 / (gh_2)$ – kiểu TT' . Nghiệm ở cả trên thêm lẫn ở vùng khơi đại dương mang tính chất lượng giác ($\alpha_1 = ip_1$, $\alpha_2 = ip_2$). Kiểu nghiệm này tương ứng với các sóng Puncarê cưỡng bức. Điều kiện (3.7) đối với các sóng này cũng không được thực hiện, bởi vì vế trái của phương trình tán mạn là số ảo thuần túy, còn vế phải – số thực, tức các dao động cộng

hưởng không thể được kích thích.



Hình 3.16. Biểu đồ tần mạn chắn đoán của các sóng biên cường bức đối với mô hình thêm – bậc với tham số $d = 0,08$

Trên các trục đặt những giá trị quy chuẩn của số sóng $k^* = Lk / \pi$ và tần số

$$\omega^* = L\omega / \pi c, \quad c = [gh_1 h_2 / (h_2 - h_1)]^{1/2}$$

Tuy nhiên, điều này không có nghĩa rằng phản ứng của mực nước đối với dao động áp suất mang tính đơn điệu. Như có thể suy ra từ các công thức (3.74)–(3.76), biên độ của các sóng dài do biến thiên khí áp gây nên tỷ lệ với F_1^{-1} . Theo (3.78),

$$F_1^{-1} = -i [p_2 h_2 \cos(p_1 L) + i p_1 h_1 \sin(p_1 L)]^{-1} = \frac{i \cos(p_1 L) + \delta \sin^2(p_1 L)}{p_2 h_2 [\cos^2(p_1 L) + \delta \sin^2(p_1 L)]} \quad (3.80)$$

ở đây $\delta = (p_1 h_1) / (p_2 h_2)$. Nếu tính đến (3.79), biểu thức (3.80) có thể biến đổi thành dạng

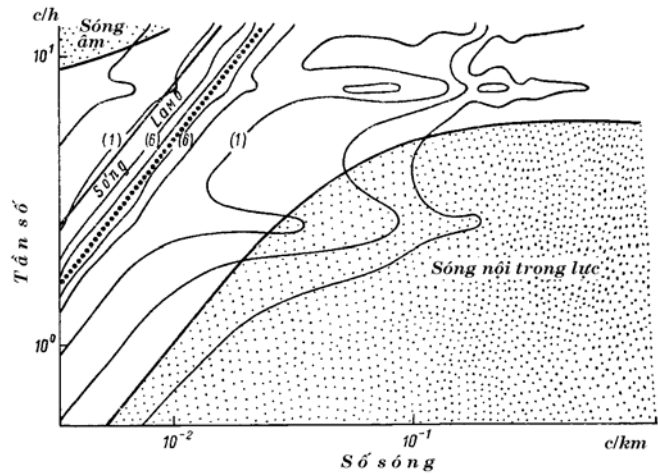
$$F_1^{-1} = \gamma^2 \frac{i \cos(p_1 L) + \delta \sin(p_1 L)}{p_2 h_2} \quad (3.81)$$

Công thức (3.81) cho thấy rằng các sóng Poincaré cường bức liên quan mật thiết với các sóng tự do; tại những tần số mà các sóng Poincaré tự do (phát xạ) có cộng hưởng thêm thì các dao động sóng dài cường bức cũng tăng năng lượng.

Ta nhận thấy rằng các hệ số C_{11} , C_{21} được xác định bằng các công thức (3.74), (3.75) đặc trưng cho sự biến dạng trường sóng của những dao động cường bức ở đối thêm, còn C_{12} (3.76) – sự phát xạ các sóng dài ra vùng khơi đại dương. Tham số không thứ nguyên $A = C_{12} / \zeta_0$ (biên độ tương đối của các sóng phản xạ ở vùng khơi đại dương) thực tế là hệ số phát xạ các sóng Poincaré cường bức.

Trên hình 3.17 vẽ các đường đẳng trị hệ số phát xạ γ do E. A. Kulikov và G. V. Shevchenko [43] tính toán ứng với một số giá trị của số sóng l đối với những sóng đi tới vuông góc với đường bờ. Nổi lên rõ những vùng khuếch đại biên độ các sóng phát xạ tương ứng với cực đại của các hệ số γ , tức các tần số cộng hưởng thêm của các sóng tự do (xem các biểu thức (2.90), (2.93)). Như vậy, thêm có tác động chọn lọc tới trường các sóng dài ở đại dương: nếu phổ của các sóng cường bức đi tới thêm có đặc điểm “nhiều trắng”, thì phổ của các sóng phản xạ sẽ chứa những cực đại biểu hiện rõ tại các tần số cộng hưởng thêm.

Từ hình vẽ thấy rằng các sóng Poincaré cường bức rơi vào dải tồn tại của các sóng nội trọng lực trong khí quyển, và những sóng sau cùng này khi tác động lên bề mặt đại dương có thể dẫn tới tạo thành các sóng Poincaré.



Hình 3.17. Những đường đẳng trị hệ số kích thích A đặc trưng cho hiệu quả truyền năng lượng từ khí quyển cho đại dương. Tính toán thực hiện với mô hình thêm – bậc: $h = 200$ m, $H = 5000$ m, $L = 100$ km. Các đường đẳng trị vẽ cách nhau 4 dB (từ công trình [43])

3. $\omega^2 / (gh_2) < k^2 < \omega^2 / (gh_1)$ – kiểu ET' . Các dao động có đặc điểm lượng giác trên vùng thêm và đặc điểm hàm mũ ở vùng khơi đại dương ($\alpha_1 = ip_1$, $\alpha_2 = \chi_2$). Số sóng trong trường hợp này ứng với vùng tồn tại của các sóng ven tự do (xem hình 2.3, 2.4), vì vậy những dao động cường bức tương ứng được hình thành do tác động của các nhiễu khí quyển tuần hoàn đương nhiên được gọi là các sóng ven cường bức (xem hình 3.16).

Các điều kiện cộng hưởng kích thích những sóng này (3.77) được thỏa mãn nếu

$$\operatorname{tg}(p_1 L) = \frac{h_2 \chi_2}{h_1 p_1}, \quad (3.82)$$

trùng hợp hoàn toàn với phương trình tán mạn (2.44) của các

sóng ven tự do đối với thêm – bậc.

Như vậy, nếu các sóng khí quyển chuyển động dọc theo bờ với tốc độ không đổi

$$c_1 < U < c_2, \quad (3.83)$$

trong đó $c_1 = \sqrt{gh_1}$, $c_2 = \sqrt{gh_2}$, hay nếu chúng đi tới bờ dưới một góc, nhưng hình chiếu dọc bờ của tốc độ U_y thỏa mãn tương quan này, thì có thể kích thích cộng hưởng các sóng ven cường bức [134]. Sự cộng hưởng được quan trắc tại các tần số

$$\omega_j = Z_j (c_1^{-2} - U_y^{-2})^{-1/2} \quad (3.84)$$

trong trường hợp nếu như các số sóng tương ứng k_j thỏa mãn tương quan

$$k_j = \frac{\omega_j}{U_y} = \pm Z_j \left(\frac{U_y^2}{c_1^2} - 1 \right)^{-1/2}, \quad (3.85)$$

ở đây

$$Z_j = (\theta + j\pi) / L, \quad (3.86)$$

$$\theta = \arctg \left(\frac{h_2}{h_1} \frac{U_y^2 - c_2^2}{c_1^2 - U_y^2} \right), \quad 0 < \theta < \frac{\pi}{2}, \quad (3.87)$$

$j = 0, 1, 2 \dots$ – số hiệu hài (xem hình 3.16).

Những điều kiện cộng hưởng (3.84), (3.85) kích thích các sóng ven đối với thêm – bậc tương tự như những điều kiện (3.64) đối với thêm nghiêng, còn bản thân sự cộng hưởng ở đây có cùng bản chất như sự cộng hưởng Greenspan.

Sóng khí áp di chuyển sinh ra từng hài sóng ven với hai số sóng có dấu ngược nhau (3.85). Trong đại dương không quay, hai thành phần này hoàn toàn tương đương nhau. Tuy nhiên,

đối với các sóng chu kỳ lớn lực Coriolis có thể tỏ ra đáng kể. Kadziura [35] đã nghiên cứu vấn đề này và cho biết rằng thành phần lan truyền theo hướng xoáy thuận (tức thành phần khi di chuyển thì bờ ở phía bên phải ở bắc bán cầu) sẽ được phát sinh một cách hiệu quả hơn.

Buchwald và De Szoeke [134] đã nghiên cứu sự kích thích các sóng ven đối với mô hình thêm – bậc, nhấn mạnh rằng những điều kiện cộng hưởng (3.84), (3.85) là những điều kiện quá chặt chẽ. Vì vậy, họ khá hoài nghi về khả năng hiện thực của chúng trong những điều kiện tự nhiên, ví dụ, họ nghi ngờ có thể dùng chúng để lý giải những sóng dài cực trị đã quan trắc được ở hồ Michigan và trên vùng thêm đông bắc Đại Tây Dương đã được đề cập trong các công trình của Donn, Ewing [156] và Donn, McGuinnes [157].

Phải lưu ý rằng, xác suất hiện thực điều kiện cộng hưởng (3.85) tăng lên mạnh nếu phổ không gian của các sóng khí quyển có cực đại tương đối tù. Một mô hình tương tự chỉ đối với những dao động ngoại trọng lực đã được xét trong công trình của Bowen và Guza [127], ở đó đã mô tả sự kích thích các sóng ven bởi trường sóng gió với phổ góc tương đối phân tán (xem mục 4.4).

Có thể có ấn tượng rằng sự phát sinh cộng hưởng các sóng trên thêm còn có thể xảy ra trong trường hợp khi tốc độ các sóng khí quyển (không phụ thuộc vào hướng của chúng) trùng với tốc độ các sóng dài trên thêm, tức khi $U = \sqrt{gh_1}$ (trong công trình của Donn và McGuinnes [157] thì chính là kiểu cộng hưởng như vậy đã được xem xét như là nguồn của những dao động sóng dài trên thêm Long-Irland ở đông bắc Đại Tây Dương). Thật vậy, trong trường hợp này

$$\mu_1 = \left(1 - \frac{U^2}{c_1^2}\right)^{-1} \rightarrow \infty, \quad P_1 = \mu_1 \zeta_0 \rightarrow \infty.$$

Tuy nhiên, có thể dễ dàng chỉ ra rằng sự cộng hưởng này là không thật. Từ (3.65) có tính đến (3.72) ta tìm được

$$\zeta_1(x) = C_{11}e^{-ax} + C_{21}e^{ax} + P_1e^{-ilx} = 2C_{11}\text{ch}(\alpha_1 x) + \zeta_0(\beta_1 e^{\alpha x} + \mu_1 e^{-ilx}). \quad (3.88)$$

Trong đó

$$\beta_1 = 1 - \mu_1, \quad \alpha_1 = il \quad \text{khi} \quad U \rightarrow c_1, \quad \lambda^2 \rightarrow \nu^2. \quad (3.89)$$

Do đó, trong trường hợp này số hạng ở vế phải biểu thức (3.87) có chứa μ_1 sẽ bị triệt tiêu và cuối cùng chúng ta được

$$\zeta_1(x) = 2C_{11} \cos(lx) + \zeta_0 e^{-ilx}, \quad (3.90)$$

tức phản ứng của mực nước đối với nhiễu khí quyển gồm sự đáp ứng tĩnh học và một phần thêm động lực học gây nên bởi ảnh hưởng của địa hình. Chúng ta sẽ chỉ ra rằng phần thêm này không phụ thuộc vào tham số μ_1 trong trường hợp $U = c_1$. Từ (3.68), (3.69), (3.73), (3.74) và (3.77) suy ra rằng

$$C_{11} = -\frac{\zeta_0}{2F} \{ \beta_1(\alpha_2 h_2 + i p_1 h_1) e^{i p_1 l} + [i l h_1(1 - \mu_1) - i l h_2(1 - \mu_2) + \alpha_2 h_2(\mu_1 - \mu_2)] e^{-i l L} \}, \quad (3.91)$$

trong đó, theo (3.87)

$$F_1 = \alpha_2 h_2 \cos(p_1 L) - p_1 h_1 \sin(p_1 L). \quad (3.92)$$

Khi $\lambda^2 = \nu^2$, $U = c_1$ có tính đến (3.89) ta có

$$C_{11} = \frac{h_2(i l - \alpha_2)(1 - \mu_2) e^{-i l L}}{2[\alpha_2 h_2 \cos(lL) - l h_1 \sin(lL)]}. \quad (3.93)$$

Biểu thức (3.93) không chứa μ_1 và do đó, không có những

đặc điểm cộng hưởng khi $U = c_1$.

Như vậy, khi $U = c_1$ sự cộng hưởng đối với mô hình thêm – bậc không tồn tại. Thật ra đối với các mô hình thêm phức tạp hơn cũng không có sự cộng hưởng này. Mặc dù là đối với một trục diện địa hình đơn điệu bất kỳ, bao giờ cũng tồn tại một độ sâu mà tốc độ sóng dài tương ứng với nó trùng với tốc độ nhiễu khí quyển (nếu $U_y < c_2$), song sự cộng hưởng địa phương khi đó không xuất hiện, bởi vì nếu thế thì các điều kiện liên tục mực nước và thông lượng đã bị vi phạm.

Sự cộng hưởng (Praudman) diễn ra chỉ khi $U = c_2$, tức khi tốc độ của các nhiễu khí quyển trùng với tốc độ của các sóng dài ở vùng khơi đại dương.

Nghiệm nhận được đối với mô hình thêm – bậc dễ dàng khái quát cho trường hợp địa hình dạng hình trụ bất kỳ, tương tự như điều này đã làm đối với các sóng tự do (xem mục 2.6). Nếu xấp xỉ địa hình thực $h = h(x)$ bằng một hàm bậc thang, có thể biểu diễn nghiệm dưới dạng (3.65) cho từng bậc thang. Từ các điều kiện liên tục mực nước và thông lượng tại các ranh giới các bậc (3.66) rút ra phương trình truy hồi dạng (3.67) cho phép biểu diễn các hệ số C_{1j} , C_{2j} qua $C_{1(j-1)}$, $C_{2(j-1)}$. Điều kiện không chảy xuyên tại bờ và điều kiện Sommerfeld tại vô cùng cho phép khép kín hệ và với những tham số được cho của nhiễu bên ngoài (ζ_0, k, l) xác định tất cả các giá trị của những hệ số C_{ij} .

Cũng giống như đối với mô hình thêm – bậc, biểu đồ tán mạn của các sóng cưỡng bức trong trường hợp địa hình hình trụ đơn điệu tùy ý tùy thuộc vào tốc độ và hướng được chia ra thành ba phụ vùng:

1) $k^2 > \omega^2 / (gh_{\min})$, $U_y < c_{\min}$ – các sóng Kelvin cưỡng bức;

2) $\omega^2 / (gh_{\max}) < k^2 < \omega^2 / (gh_{\min})$, $c_{\max} < U_y < c_{\min}$ – các sóng ven cưỡng bức;

3) $k^2 < \omega^2 / (gh_{\min})$, $U_y > c_{\max}$ – các sóng Puancarê cưỡng bức.

Ở đây U_y – tốc độ dọc bờ của các nhiễu khí quyển, $c_{\min} = \sqrt{gh_{\min}}$ – tốc độ cực tiểu, còn $c_{\max} = \sqrt{gh_{\max}}$ – tốc độ cực đại đối với địa hình đó. Khi xấp xỉ $h(x)$ bằng hàm bậc thang giả thiết rằng $h_{\min} = h_1$, còn $h_{\max} = h = h_{\infty}$.

Khác với các sóng tự do, đối với các sóng cưỡng bức nghiệm có thể tồn tại với bất kỳ các giá trị của ω và k , tức đối với điểm bất kỳ của biểu đồ tán mạn, tuy nhiên các sóng cộng hưởng được kích thích chỉ trong trường hợp khi những giá trị ω và k đó tương ứng với những hài riêng biệt của các sóng ven tự do.

Như đã nhận xét ở mục 3.3, các sóng dài biên độ tương đối lớn ở những trường hợp riêng biệt được phát sinh trong chuyển động của front khí quyển (đợt biến khí áp) thuộc kiểu đã được biểu diễn trên hình 3.6. Bài toán như vậy đã được Buchwald và De Szoeko (đối với thêm – bậc) [134] và Viera, Buchwald (đối với thêm hàm mũ) [339] khảo sát về bằng lý thuyết.

Trường hợp lý thú và quan trọng nhất, khi tốc độ chuyển động của đợt biến áp suất tương ứng với dải tồn tại của các sóng ven $c_{\max} > U > c_{\min}$. Đường thẳng $c = U = \text{const}$ trên biểu đồ tán mạn giao với tập hợp chặn các hài (xem hình 3.16). Tương ứng, tất cả những hài đó được kích thích khi front đi qua. Trong khi đó năng lượng của mỗi sóng được kích động giảm xuống theo số hiệu hài tăng lên. Với tư cách làm ví dụ, trong bảng 3.4 [128] dẫn những biên độ tương đối của sáu hài sóng ven thấp nhất đối với thêm hàm mũ được gây nên bởi đợt biến khí áp lan truyền với tốc độ $U = 0,5 c_{\max}$.

Bảng 3.4

Hài sóng ven	0	1	2	3	4	5
Biên độ tại $x = 0$	2,35	1,37	1,15	0,91	0,79	0,68

Như vậy, front khí áp trong khi di chuyển có thể tạo nên những sóng ven với biên độ vượt trội đột biến áp suất một số lần và lan truyền theo sau đường front, không vượt lên trước và cũng không bị rút lại sau nó (giống như chuyển động của các toa tàu hỏa đằng sau đầu tàu). Như đã cho biết trong công trình của Worthy [350], cảnh tượng phát sinh các sóng ven tương tự cũng quan trắc thấy khi trận gió mạnh đi qua.

3.6. Sự kích động các sóng ven do kết quả tán mát thủy triều khí tượng trên nền những bất đồng nhất ngẫu nhiên của địa hình

Trong các mục trước đã cho thấy rằng các nhiễu khí quyển lan truyền bên trên đại dương có thể tạo ra những sóng dài. Trong một số trường hợp, khi những tham số của sóng khí quyển tương ứng với các tham số của sóng dài trong đại dương, sự thích ứng của mực nước đối với biến thiên khí áp có đặc điểm cộng hưởng và các sóng được sinh ra có thể đạt tới độ lớn đáng kể. Khi không có những điều kiện cộng hưởng, thì phản ứng của mực nước phải phù hợp với “quy luật áp kế ngược” hay ít ra (nếu tính tới ảnh hưởng của đường bờ, biến thiên địa hình ở đới thêm) có cùng bậc. Những khác biệt đáng kể về năng lượng nhiễu sóng dài tự nhiên ở đại dương và các dao động tần cao nền của khí quyển (xem bảng 3.2) chứng tỏ rằng nhiễu sóng dài trong đại dương được hình thành theo “cơ chế phát sinh không trực tiếp”; chẳng hạn, nó có thể được tạo nên do kết quả tán xạ

các nhiễu lớn của mực nước đại dương (kiểu như thủy triều khí tượng) trên những yếu tố bất đồng nhất của địa hình.

Việc khảo sát sự lan truyền các chuyển động sóng trong môi trường bất đồng nhất ngẫu nhiên và sự tán xạ năng lượng sóng trong 20–30 năm gần đây được chú ý nhiều hơn, điều này trước hết liên quan tới những bài toán thực dụng của quang học, âm học, vật lý vô tuyến và điện động lực học. Đối với Đại dương Thế giới những quá trình đó có ý nghĩa đặc biệt. Sự biến động của các tham số đại dương dẫn tới sự biến dạng trường sóng và sự tán xạ năng lượng của các sóng đại dương. Những tổng quan tỉ mỉ về phương diện nghiên cứu lý thuyết tán xạ sóng trong đại dương cũng như các kết quả đo đạc trực tiếp về những quá trình tương ứng có dẫn trong các công trình của Pelinovsky [71] và Mysak [271].

Các dữ liệu quan trắc và tính toán lý thuyết chứng tỏ rằng sự tán xạ đóng vai trò cực kỳ quan trọng trong sự hình thành trường sóng đại dương, đặc biệt trong sự trao đổi năng lượng giữa các dạng chuyển động sóng khác nhau [27, 51, 210]. Ví dụ, trong công trình của Fuller và Mysak [170] đã cho thấy rằng do kết quả các sóng dài đi từ vùng khơi đại dương tới ranh giới bờ bất đồng nhất ngẫu nhiên mà phần năng lượng đáng kể của chúng (tới 50 %) được chuyển sang các sóng ven bị bãi. Về phần mình, các sóng bị bãi lan truyền dọc bờ, do kết quả tán xạ trên những yếu tố bất đồng nhất của địa hình bị suy yếu rõ rệt. Thật vậy, đối với vùng thêm đông bắc Nhật Bản theo các ước lượng [271] biên độ của hài sóng ven thứ nhất giảm đi 3 lần trên khoảng cách khoảng 400 km. Năng lượng tán xạ một phần phát xạ ra vùng khơi đại dương, một phần chuyển sang những dạng chuyển động sóng khác (trong số đó có sóng nội) và những nhiễu động rối. Như vậy, sự tán xạ một mặt thúc đẩy sự phát sinh các sóng ven, mặt khác – dẫn tới phá hủy chúng.

Theo dữ liệu của Bell [121], quy mô đặc trưng của những bất đồng nhất đáy bằng $10^{-1} - 10^1$ km. Phổ các bất đồng nhất đáy biển $S_\varepsilon(k)$ thường là một hàm giảm đơn điệu của k (“tần số không gian”). Ở đây có thể phân biệt hai trường hợp: 1) phổ S_ε khá rộng, tức tương ứng với giá trị bé của quy mô tương quan; 2) phổ S_ε khá hẹp (độ dài tương quan lớn). Trường hợp thứ nhất tương ứng với sự tán xạ trong môi trường với những biến thiên quy mô lớn [271].

E. N. Pelinovsky khi nghiên cứu sự tán xạ sóng thần với địa hình ngẫu nhiên đã cho thấy rằng, trên những bất đồng nhất đáy quy mô lớn sóng bị suy yếu nhanh hơn nhiều so với trên những bất đồng nhất quy mô nhỏ. Trong trường hợp những bất đồng nhất độ sâu một chiều độ suy yếu μ của sóng với số sóng k truyền theo pháp tuyến với các bất đồng nhất $\mu \sim k^2$, giống như khi tắt dần sóng trong môi trường nhớt [71]. Do đó, để mô tả sự tắt dần sóng do tác động của tán xạ có thể đưa ra độ nhớt hiệu dụng

$$\nu_{ef} \approx \frac{\pi}{2} \sqrt{gh} \langle \varepsilon^2 \rangle R_\varepsilon, \quad (3.94)$$

ở đây $\langle \varepsilon^2 \rangle$ – tham số nhỏ không thứ nguyên đặc trưng cho độ tản mạn của các bất đồng nhất đáy, $\langle \dots \rangle$ chỉ phép lấy trung bình theo tập hợp các hiện, R_ε – quy mô tương quan của các bất đồng nhất. Độ nhớt hiệu dụng lớn hơn độ nhớt phân tử nhiều bậc: với $h=1$ km, $R_\varepsilon=1$ km và $\sqrt{\langle \varepsilon^2 \rangle} = 10^{-2}$ ta có $\nu_{ef} \approx 10^5$ cm²/s, trong khi độ nhớt phân tử bằng 10^{-2} cm²/s. Tương ứng hiệu ứng tán xạ vượt trội hơn nhiều hiệu ứng ma sát đáy. Tuy nhiên, ở đây phải hiểu hai vấn đề: 1) do kết quả tán xạ sóng trong môi trường bất đồng nhất năng lượng của nó không bị hấp thụ theo nghĩa thông thường như trong môi trường nhớt (tức

không chuyển thành nhiệt), mà chuyển thành những dạng chuyển động sóng khác (chẳng hạn, thành sóng nội); 2) khi tán xạ năng lượng sóng chuyển thành những thành phần sóng với cùng tần số (sự tán xạ trên các bất đồng nhất địa hình có thể xem như sự tương tác phi tuyến của trường sóng với phổ tần số được biết $S(\omega)$ và trường các bất đồng nhất với tần số $\omega=0$).

Trong trường hợp nếu các bất đồng nhất địa hình đáy có đặc điểm đẳng hướng hai chiều, thì

$$\mu \sim -\sqrt{gh} \langle \varepsilon^2 \rangle k^3 R_\varepsilon \quad (3.95)$$

đối với những bất đồng nhất quy mô bé và

$$\mu \sim -\sqrt{gh} \langle \varepsilon^2 \rangle k^2 R_\varepsilon \quad (3.95)$$

đối với những biến thiên địa hình quy mô lớn [71]. Dạng phụ thuộc $\mu(k)$ đối với những bất đồng nhất quy mô lớn giống như đối với trường hợp một chiều, còn đối với những bất đồng nhất quy mô nhỏ thì khác rõ rệt.

Như có thể suy ra từ các biểu thức (3.94)–(3.96), quy mô không gian của các trường bất đồng nhất và phương sai của chúng rất quyết định đặc điểm tắt dần của sóng lan truyền.

Dưới góc độ chủ đề của mục này thì điều đáng quan tâm nhất là khảo sát ảnh hưởng của sự tán xạ tới sự phát sinh sóng dài, tức tới sự truyền năng lượng từ những chuyển động không phải sóng sang những chuyển động sóng. Ví dụ, trong công trình của G. V. Shevchenko [100] đã cho thấy rằng thủy triều khí tượng (tức sự dâng động lực học của mực nước đại dương gây nên bởi sự giảm khí áp), lan truyền ở vùng khơi đại dương trên đáy bất đồng nhất thống kê, do sự tán mà liên tục làm mất một phần năng lượng của mình, phần năng lượng đó chuyển vào các sóng dài lan truyền ra khỏi vùng nhiễu. Xoáy thuận càng sâu và nó càng di chuyển nhanh thì quá trình này

càng mạnh mẽ. Bằng cách đó, khu vực xoáy thuận chuyển động bên trên đại dương (và đặc biệt là bão hay bão lớn) tỏ ra là một nguồn sóng dài thường trực (điều này tương ứng với các dữ liệu thực nghiệm hiện có, như đã nhận xét ở mục 3.3). Khi không có nguồn năng lượng bên ngoài, thì độ chênh mực nước do thủy triều khí tượng gây nên cần phải giảm rất nhanh, như có thể suy ra từ (3.95), (3.96). Để duy trì thủy triều khí tượng ở trạng thái dừng, phần năng lượng tương ứng cần phải liên tục được cung cấp từ khí quyển. Thực tế ở đây đang thực hiện cơ chế hai kỳ phát sinh các sóng dài: năng lượng của các nhiễu khí quyển chuyển vào năng lượng của thủy triều khí tượng, còn năng lượng của thủy triều khí tượng chuyển vào các sóng dài đại dương.

Quá trình này phải được cường hóa ở đới thêm – sườn lục địa và ở lân cận bờ. Thứ nhất, điều đó là do những bất đồng đều địa hình ở vùng này thường biểu hiện mạnh hơn so với ở vùng khơi đại dương; thứ hai, sự khác biệt về tốc độ các nhiễu khí quyển và các sóng dài đại dương ở đây ít rõ rệt hơn, và do đó phản ứng của đại dương đối với sự đi qua của các áp thấp khí quyển mạnh hơn một cách đáng kể. Sự hiện diện của ranh giới bờ và thêm đóng vai trò ống dẫn sóng dẫn tới một loạt những hiệu ứng đặc thù. Chúng ta sẽ xem xét vấn đề này tỉ mỉ hơn, theo gương công trình của E. A. Kulikov và G. V. Shevchenko [44].

Ta sẽ sử dụng mô hình thêm – bậc (2.32), giả thiết rằng ranh giới bờ được mô tả bằng một hàm ngẫu nhiên $S(y)$ với giá trị trung bình bằng không và độ lệch ε nhỏ (so với độ rộng của thêm) so với đặc trưng thống kê đã biết.

Ta sẽ xét vùng áp thấp dừng về hình dạng và di chuyển đều dọc theo đường bờ với tốc độ không đổi U : $P_a = P_a(y - Ut)$. Vì

kích thước của các nhiễu khí quyển (cỡ 10^3 km) thường lớn hơn nhiều so với độ rộng đặc trưng của thêm đại dương (10^2 km), nên chúng ta sẽ coi hàm P_a (khí áp) và độ chênh mực nước gây nên bởi giảm áp suất $\zeta_0 = P_a / (\rho g)$ không phụ thuộc vào tọa độ pháp tuyến với thêm x .

Nếu viết lại phương trình của mực nước dẫn xuất tương đối: $\zeta = \zeta - \zeta_0$ và phân tách số sóng thành số sóng trung bình và số sóng ngẫu nhiên: $\zeta = \zeta' + \eta$, $\langle \eta \rangle = 0$ (tiếp theo sẽ bỏ qua dấu phẩy ở hàm ζ), ta nhận được hệ phương trình sau đây:

$$\frac{\partial^2 \zeta_j}{\partial t^2} = c_j^2 \nabla^2 \zeta_j = \frac{\partial^2 \zeta_\theta}{\partial t^2}, \quad (3.97)$$

$$\frac{\partial^2 \eta_j}{\partial t^2} - c_j^2 \nabla^2 \eta_j = 0, \quad (3.98)$$

ở đây $c_j = \sqrt{gh}$, $j=1$ tương ứng với đới thêm ($S(y) < x < 0$), $j=2$ tương ứng với vùng khơi đại dương ($x \geq L$). Tại các ranh giới thêm (tại $x=L$) đối với các thành phần ζ_j và η_j cần phải thỏa mãn các điều kiện ghép nối dạng (2.39), (3.66).

Áp dụng phép gần đúng tán xạ một lần (tức bỏ qua sự biến dạng sóng cưỡng bức do kết quả tán xạ của nó trên những bất đồng nhất địa hình), có thể viết điều kiện biên của trường sóng trung bình tại bờ dưới dạng

$$\frac{\partial \zeta_1}{\partial x} = 0 \quad \text{tại } x=0. \quad (3.99)$$

Thực hiện biến đổi Fourier theo thời gian, từ (3.97) ta nhận được phương trình

$$\frac{\partial^2 \hat{\zeta}_j}{\partial x^2} - \mu_j^2 \hat{\zeta}_j = \frac{\omega^2}{c_j^2} W_0, \quad (3.100)$$

ở đây $W_0 = \hat{\zeta}_0(-k_U)$, $k_U = \omega/U$, $\mu_j^2 = (k_v^2 - \omega^2/c_j)$, $(1/U) \exp(ik_U) \times \times (\hat{\zeta}_0, \hat{\zeta}_j)$ – hình tượng Fourier của các hàm ζ_0 và ζ_j .

Ta đưa ra những ký hiệu $k_E = \omega/c_1$, $k_L = \omega/c_2$ (xem hình 3.17). Nếu tính đến các điều kiện biên (2.39), (3.99) và các điều kiện phát xạ, có thể nhận được những nghiệm sau đây của các phương trình (3.100):

$$\hat{\zeta}_1(x) = W_0[A_1 \text{ch}(\mu_1 x) - B_1] \quad \text{khí } 0 < x < L, \quad (3.101)$$

$$\hat{\zeta}(x) = W_0[A_2 e^{\mu_2(L-x)} - B_2] \quad \text{khí } x \geq L, \quad (3.102)$$

trong đó

$$\begin{aligned} A_1 &= (1/\delta_0)\mu_2 h_2 \lambda_0^2, & B_1 &= (k_E/\mu_1)^2, \\ A_2 &= (1/\delta_0)\mu_1 h_1 \lambda_0^2, & B_2 &= (k_L/\mu_2)^2, \end{aligned} \quad (3.103)$$

$\lambda_0^2 = k_0^2(\mu_1^{-2} + \mu_2^{-2})$, còn δ_0 được xác định bằng biểu thức

$$\delta_0 = \mu_2 h_2 \text{ch}(\mu_1 L) + \mu_1 h_1 \text{sh}(\mu_1 L). \quad (3.104)$$

Các biểu thức (3.101), (3.102) là những đồng dạng loại suy (đối với nhiều địa phương) của các biểu thức (3.65), (3.74)–(3.76) đã nhận được ở mục trước đối với các dao động cưỡng bức gây nên bởi những nhiễu khí quyển tuần hoàn. Trong trường hợp khi $c_1 < U < c_2$, tức khi $\mu_1^2 < 0$, $\mu_2^2 > 0$, biêth thức δ_0 có thể có những số không, tương ứng với sự cộng hưởng Greenspan (tức có thể diễn ra sự kích động các sóng ven cưỡng bức); khi $U = c_2$ quan sát thấy cộng hưởng Praudman. Những trường hợp này đã được xét ở trên, vì vậy để đơn giản ở đây chúng ta sẽ giả sử rằng

$U < c_1$, tức các nhiễu khí quyển lan truyền bờ với tốc độ nhỏ hơn tốc độ của các sóng ven bị bắt.

Ta sẽ nghiên cứu trường sóng dài tán xạ liên quan tới trường trung bình bởi điều kiện tại ranh giới bờ [44]:

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial x} = \langle S_y \zeta_{1y} \rangle - \langle S \zeta_{1xx} \rangle. \quad (3.105)$$

Như đã được chỉ ra chẳng hạn ở các công trình [170, 271], điều kiện dạng (3.105) được áp dụng khi tán xạ những thành tạo sóng với các bước sóng lớn hơn nhiều so với kích thước đặc trưng của các bất đồng nhất.

Sau khi biến đổi Fourier theo thời gian và tọa độ dọc bờ y , phương trình (3.98) nhận được dạng

$$\frac{d^2 \hat{\eta}_j}{dx^2} - \chi_j^2 \hat{\eta}_j = 0, \quad j = 1, 2, \quad (3.106)$$

trong đó $\chi_j^2 = k^2 - \omega^2/c_j^2$. Nếu tính đến (3.101), (3.103), (3.104) điều kiện (3.105) sẽ được dẫn tới dạng

$$\frac{d\hat{\eta}_1}{dx} = F(k, k_U) \quad \text{khí } x = 0, \quad (3.107)$$

trong đó

$$\begin{aligned} F(k, k_U) &= W_0 \hat{S}(k + k_0) f(k + k_0), \\ f(k + k_U) &= \mu_1^2 A_1 + k_0(k + k_U)(B_1 - A_1), \end{aligned} \quad (3.108)$$

\hat{S} – hình tượng Fourier của các bất đồng nhất dọc bờ.

Như vậy, trường các sóng dài phát sinh được mô tả bằng hệ các phương trình thuần nhất (3.106), những điều kiện ghép nối (2.39) tại ranh giới thêm, điều kiện phát xạ tại vô cùng và điều kiện biên không thuần nhất (3.107) tại ranh giới bờ. Chính là số hạng $F(k, k_U)$ là nhân tố bên ngoài quyết định đặc điểm hình

thành sự tán xạ trường sóng dài. Số hạng này, như có thể suy ra từ (3.108), phụ thuộc mạnh vào phổ các bất đồng nhất và các tham số của vùng thấp áp (cường độ và tốc độ lan truyền).

Nghiệm cần tìm đối với trường tán xạ có thể biểu diễn dưới dạng

$$\hat{\eta}_1(x) = (1/\delta)(1/p_1) F(k, k_U) [D_1 \cos(p_1 x) - \sin(p_1 x)], \quad (3.109)$$

$$\hat{\eta}_2(x) = (1/\delta) h_1 e^{\chi_2(L-x)}, \quad (3.110)$$

trong đó

$$D_1 = h_2 \chi_2 \sin(p_1 L) + h_1 \chi_1 c \sin(p_1 L), \quad (3.111)$$

$$\delta = h_2 \chi_2 \cos(p_1 L) + h_1 p_1 \sin(p_1 L), \quad (3.112)$$

$$p_1^2 = -\chi_1^2 = \frac{\omega^2}{c_1^2} - k^2.$$

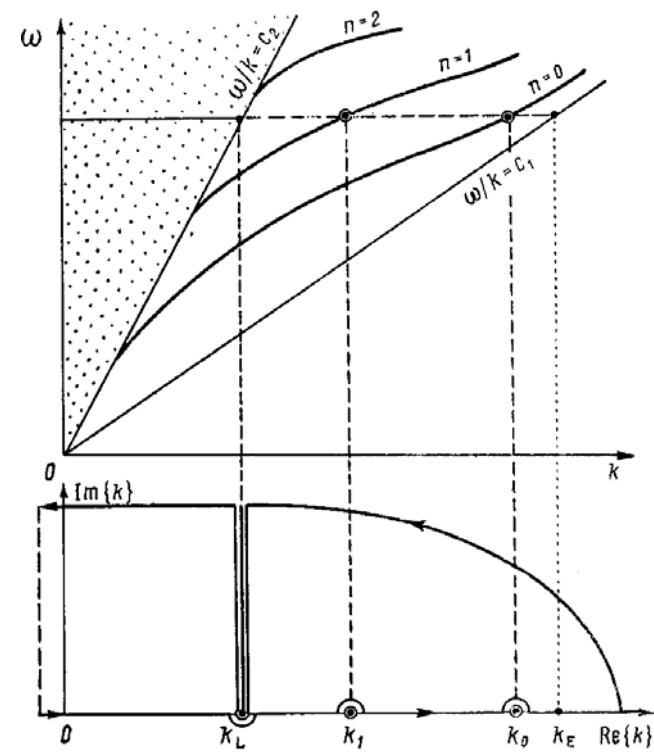
Nhận thấy rằng điều kiện $\delta=0$ hoàn toàn tương ứng với quan hệ tán xạ (2.44) đối với các sóng ven tự do ở trên thêm - bậc.

Khi tính toán biến đổi Fourier ngược theo trục số thực $\text{Re}\{k\}$ sẽ tạo thành những đồng điệu: các điểm rẽ nhánh tại $k = \pm k_L$ và những cực đơn giản tại $k = k_n$, ở đây k_n - những số không của hàm δ , tương ứng với các hài sóng ven riêng biệt (hình 3.18) (các giá trị $|k| = \omega/c_1$ là đặc điểm khắc phục được).

Để tính tích phân cần biến dạng đường bao, như điều này được chỉ ra trên hình 3.18 b. Hướng biến thiên được xác định từ điều kiện phát xạ Zommerfeld.

Các tích phân dọc theo các lát cắt $k = \pm k_L$ mô tả phần đóng góp vào trường sóng tán xạ từ phổ liên tục các sóng Puncarê quyết định dòng năng lượng phát xạ ra vùng khơi đại dương. Trong công trình phần đóng góp này không được đánh giá, sự

chú ý chủ yếu đã giành cho quá trình chuyển năng lượng của thủy triều khí tượng vào các sóng ven.



Hình 3.18. Biểu đồ tán xạ của các sóng ven đối với mô hình thêm - bậc và đường bao lấy tích phân khi tính biến đổi Fourier ngược (từ công trình [44])

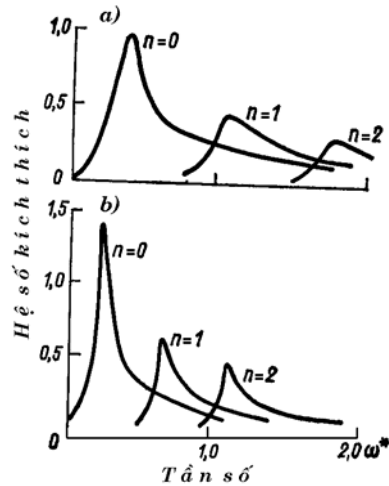
Sau khi tính các hiệu dư tại các cực ứng với các số không của biêth thức (3.111), thì các dao động sóng dài tổng cộng liên quan tới các sóng ven có thể biểu diễn dưới dạng

$$\eta_1(x, y, \omega) = \sum_n F(k_n, k_0) a_n \cos(p_{1n} x) \exp(ik_n y), \quad (3.113)$$

trong đó việc lấy tổng thực hiện theo tất cả các hài có thể có tại tần số đã xét, còn

$$a_n(\omega) = \frac{k_n(h_1 + h_2)}{k_n^2 L(h_1 + h_2) + \omega^2 / (g\chi_2)} \quad (3.114)$$

là hệ số kích thích hài n ($n=0, 1, \dots$). Ta nhận thấy rằng tại các tần số tương ứng với sự xuất hiện hài ($\omega_{\min}^n = k_n c_2$) hệ số kích thích trở thành bằng không. Đây là một kết quả mới và quan trọng do E. A. Kulikov và G. V. Shevchenko nhận được. Trước đây, nhiều nhà nghiên cứu (ví dụ xem các công trình 174, 211, 248) đã giả định rằng tại các tần số này thì ngược lại, cần mong đợi sự xuất hiện của cực đại trong các phổ dao động sóng ở đới ven bờ.



Hình 3.19. Các hệ số kích thích ba hài sóng ven thấp nhất khi triều khí tượng di chuyển dọc theo ranh giới bất đồng nhất thống kê đối với mô hình thêm – bậc với tỷ số các độ sâu $h_1 / h_2 = 0,05$ (a) và $0,025$ (b) (từ công trình [44])

Tần số được cho dưới dạng không thứ nguyên ($\omega^* = \omega L / c_2$)

Các hệ số $a_n(\omega)$ đạt cực đại tại các tần số cực tiểu của tốc độ nhóm, tức tại các tần số Airy (hình 3.19), tương ứng với vùng Nam Kuril; những cực đại này diễn ra tại các chu kỳ 40, 20 và 10 phút (đối với hài sóng ven bậc không, bậc một và hai). Thực vậy, dữ liệu ghi trực tiếp sóng dài gần Nam Kurilsk [7] đã cho thấy sự tăng năng lượng sóng tại các chu kỳ 40 và 10 phút khi xoáy thuận đi qua. Từ hình 3.19 thấy rất rõ rằng giá trị h_1 / h_2 càng nhỏ, tức độ sâu tương đối của thềm càng nhỏ thì, các cực đại hệ số kích thích tại những tần số Airy càng thể hiện mạnh.

Biểu thức của phổ các sóng ven được phát sinh có dạng

$$S_\eta(x, \omega) = \sum_n S_\varepsilon(k_n + k_U) |W_0|^2 f^2(k_n + k_U) a_n^2 \cos^2(p_1 x). \quad (3.115)$$

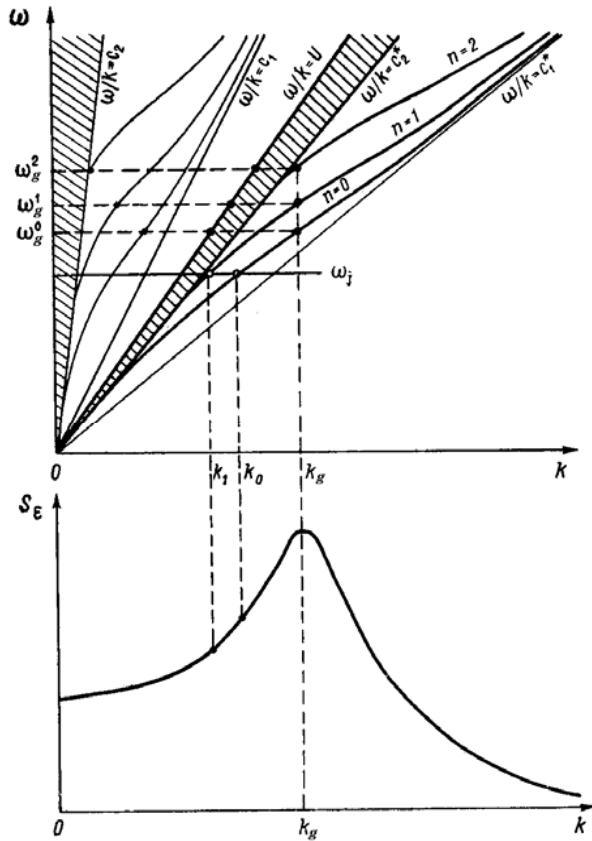
Sự tán xạ vào mỗi hài sóng ven tại tần số cố định $\omega = \omega_j$ được xác định bởi thành phần phổ của các bất đồng nhất bờ $S_\varepsilon(k)$ với số sóng $k^{(n)} = k_n + k_U$ (hình 3.20), trong đó k_n – nghiệm số tương ứng của phương trình tán mạn (3.82). Như vậy,

$$k^{(n)} = k_n(\omega_j) + \frac{\omega_j}{U}. \quad (3.116)$$

Tốc độ chuyển động của nhiễu khí quyển U càng bé, thì $k^{(n)}$ càng lớn và kích thước của những bất đồng nhất bờ ảnh hưởng tới đặc điểm tán xạ của thủy triều khí tượng càng nhỏ. Ngược lại, khi tăng tốc độ U sẽ tăng kích thước của những bất đồng nhất quyết định đặc điểm tán xạ. Về giới hạn, khi $U \rightarrow \infty$ ta có $k^{(n)} \rightarrow k_n(\omega_j)$, tức sự tán xạ thủy triều khí tượng vào các hài sóng ven riêng biệt bị quyết định bởi những bất đồng nhất bờ với cùng các kích thước thẳng như bước sóng của các sóng tương ứng.

Sự trùng hợp các dấu của k_n và k_U (tức k_n và U) thỏa mãn

sóng ven truyền cùng hướng với vùng áp thấp (“tán xạ về phía trước”0, các dấu của k_n và k_U khác nhau thỏa mãn “phát xạ về phía sau”.



Hình 3.20. Sơ đồ phát sinh các sóng ven khi xoáy thuận chuyển động với tốc độ U dọc theo ranh giới bờ bất đồng nhất. Bên trên – biểu đồ tán mạn bị lệch (do chuyển động của xoáy thuận); phía dưới – phổ không gian của những bất đồng nhất địa hình

Thực tế phương trình (3.116) tương ứng các điều kiện đồng thời đối với bài toán đã cho

$$\omega_k = 0, \omega_{k_1} = \omega_{k_2}, k \pm k_1 \pm k_2 = 0 \quad (3.117)$$

và chỉ ra đặc điểm tán xạ cộng hưởng. Những hợp phần không cộng hưởng của nhiễu sóng được phát sinh (tức không thỏa mãn điều kiện đồng thời) có những biên độ nhỏ không đáng kể [71].

Cấu trúc phổ những bất đồng nhất đường bờ là nhân tố quan trọng ảnh hưởng đáng kể tới đặc điểm phát sinh các sóng ven. Cho đến tận ngày nay vấn đề này được nghiên cứu chưa đủ. Fuller và Mysak [170] trong công trình của mình về khảo sát sự tán xạ sóng đi tới từ vùng khơi đại dương, để mô tả phổ các bất đồng nhất bờ đã sử dụng mô hình phổ Gauss

$$S_\epsilon(k) = 2\sqrt{\pi} (R_\epsilon / L) \langle \epsilon^2 \rangle \exp(-k^2 R_\epsilon / 4), \quad (3.118)$$

ở đây các ký hiệu vẫn như trước. Phổ (3.118) là một hàm giảm đơn điệu của số sóng k , không chứa một cực trị nào. Và tương ứng phổ các sóng ven trong trường hợp này cũng sẽ không chứa các cực đại, ngoại trừ các cực đại ứng với những cực đại của hệ số kích thích (những cực tiểu của tốc độ nhóm) (xem hình 3.19).

Tuy nhiên, dữ liệu phân tích phổ trực tiếp về biến thiên của đường bờ cho thấy rằng các phổ bất đồng nhất không phải bao giờ cũng mang đặc điểm đơn điệu. Thật vậy, theo kết quả phân tích của Dolan và Hayden [152] địa hình bờ ở vùng bờ đông bắc nước Mỹ khu vực mũi Hatteras có cực đại thể hiện rõ tại $k = 0,4$ rad/km, tương ứng với kích thước không gian của những bất đồng nhất 15,5 km. Sự hiện diện của cực đại trong phổ các bất đồng nhất cần phải dẫn tới sự kích thích các sóng ven với tần số $\omega_r^{(n)}$ được xác định từ phương trình (3.116) và phương trình tán mạn (3.82) (xem hình 3.20).

Kết quả này là hệ quả của các điều kiện đồng thời và của

một thực trạng là bản thân thủy triều khí tượng có phổ rộng về tần số. Cực trị trong phổ các bất đồng nhất sẽ dẫn tới chỗ là do sự tán xạ mà từ đó “lấy ra” phần năng lượng tại các tần số cộng hưởng tương ứng với các hài sóng ven riêng biệt.

Những tính chất chọn lọc tần số của thêm (ví dụ, sự hiện diện của các tần số Airy ứng với các cực đại của hệ số kích thích các hài riêng biệt) sẽ bổ sung vào phổ của thủy triều khí tượng di chuyển và vào phổ của các bất đồng nhất bờ. Như vậy, phổ kết quả của nhiễu sóng dài sẽ được quyết định bởi: 1) hình dạng và các đặc trưng không gian của thêm; 2) tốc độ, hướng và các tham số khác của xoáy thuận; 3) các đặc điểm phổ của những bất đồng nhất địa hình ngẫu nhiên. Các cực đại trong phổ tần số của các dao động mực nước nền được gây nên bởi sự tán xạ thủy triều khí tượng có thể là hệ quả hoặc là của những cực đại của hệ số kích thích các sóng ven, hoặc là của những cực đại trong phổ các bất đồng nhất. Các tần số của những cực đại trong phổ các bất đồng nhất $\omega_r^{(n)}$ sẽ bị chệch tùy thuộc vào tốc độ chuyển động của nhiễu khí quyển, như chúng ta có thể thấy rõ từ hình 3.20.

Bên cạnh nghiệm tổng quát (3.115) đã nhận được ở trên của bài toán kích thích các sóng ven do kết quả tán xạ thủy triều khí tượng di chuyển trên những bất đồng nhất ngẫu nhiên của đường bờ với phổ cho trước, chúng ta cũng còn có thể nhận được những ước lượng hữu ích trong một số trường hợp đơn giản hơn, khi các bất đồng nhất địa hình là các eo biển và các mũi nhô ra từ bờ. Bài toán như vậy cũng đã được xem xét trong công trình của Kulikov và Shevchenko [44]. Chẳng hạn, họ đã chỉ ra rằng các eo biển là một nhân tố tán xạ mạnh hơn so với các bất đồng nhất đường bờ kiểu như các mũi đất hay vũng biển. Vì vậy, khi thủy triều khí tượng chuyển động dọc theo chuỗi đảo (ví dụ, dọc quần đảo Kuril) để ước lượng dòng năng lượng vào

các sóng ven có thể giới hạn ở mô hình bờ thẳng với địa hình hình trụ và các eo biển phân bố ngẫu nhiên. Mô hình tương tự là đồng dạng loại suy của quá trình kiểu như sóng điện tín ngẫu nhiên với biên độ biến thiên. Khác với phổ các bất đồng nhất bờ được xấp xỉ bằng phổ Gauss (3.14), để mô tả bờ với khả năng cho qua ngẫu nhiên nên sử dụng phổ quá trình Poisson

$$S_{\varepsilon_1}(k) = \hat{h}^2 \delta(k) + \frac{\varepsilon_1^2}{2\pi} \frac{\alpha}{k^2 + \alpha^2} = S_1(k) + S_2(k), \quad (3.119)$$

trong đó \hat{h} – độ sâu trung bình của eo biển; $\delta(k)$ – hàm delta; ε_1^2 – phương sai của độ sâu các eo biển; α – tham số đặc trưng cho độ lặp lại của các eo biển.

Số hạng thứ nhất ở vế phải biểu thức (3.119) $S_1(k)$ liên quan tới dòng nước bù trừ vào các eo và là hiệu chỉnh cho trường trung bình. Số hạng này không ảnh hưởng tới sự tán xạ các sóng dài. Phổ các sóng dài được phát sinh được quyết định bởi hợp phần thứ hai, tức $S_2(k)$. Hàm này, cũng giống như (3.118), là hàm giảm đơn điệu theo sự tăng của k . Tương ứng, dòng năng lượng tán xạ tỷ lệ với $S_2(k)$ sẽ giảm khi k tăng lên, tức khi giảm quy mô không gian của các sóng được phát sinh (mặc dù không đơn điệu, bởi vì tại các tần số Airy có thể tồn tại những cực đại địa phương của hệ số kích thích các sóng ven). Đặc điểm đáng quan tâm của phổ $S_2(k)$ là sự phụ thuộc của nó vào tham số α : tại trị số được cố định bất kỳ $k = k_j$ cực đại của phổ đạt được khi $\alpha = k_j$. Dưới góc độ tán xạ các sóng dài, điều này có ý nghĩa vật lý rất rõ rệt: sự tán xạ tăng lên khi quy mô ngang đặc trưng độ lặp lại của các eo biển bằng bước sóng của sóng được phát sinh.

Sự hiện diện của các cực trị ở các phổ không gian các bất đồng nhất bờ tương tự như những gì quan trắc được ở vùng bờ

đồng bắc nước Mỹ [152, 153] có lẽ là ngoại lệ hơn là thông thường. Thông thường các bất đồng nhất có phổ rộng các quy mô không gian (để mô tả có thể sử dụng các mô hình phổ Gauss (3.118) và Poisson (3.119) và do đó chi phối sự phát sinh phổ các sóng dài rộng về tần số, điển hình đối với những dao động nền ở đại dương. Những dao động này ở trường hợp tổng quát có thể có đặc điểm của cả những sóng ven bị bẫy lẫn các sóng phát xạ*.

Trong mục này đã xét những hiệu ứng xuất hiện khi thủy triều khí tượng chuyển động dọc theo ranh giới bờ bất đồng nhất. Những bất đồng nhất của địa hình đáy ở đới thềm cũng có ảnh hưởng tương tự tới sự hình thành trường sóng. Sự truyền năng lượng từ khí quyển vào các sóng dài ở đây thực tế cũng được thực hiện qua hai giai đoạn: 1) sự hình thành sự dâng mực nước dâng tĩnh ứng với sự giảm khí áp (thủy triều khí tượng); 2) sự tán xạ thủy triều khí tượng trên những bất đồng nhất ngẫu nhiên của địa hình đáy và sự phát sinh các dao động sóng dài. Các sóng được tạo thành mang đặc điểm ngẫu nhiên và đương nhiên không hiệp biến với các nhiễu khí quyển. Cơ chế truyền năng lượng không trực tiếp (qua trung gian) từ khí quyển tới các sóng dài, xét theo các dữ liệu thực nghiệm, đóng vai trò lớn hơn nhiều so với tác động trực tiếp của khí áp hay gió lên mặt đại dương (ít ra, trong điều kiện bình thường không cộng hưởng).

Sự tán xạ cũng thúc đẩy sự truyền năng lượng từ một số kiểu chuyển động sóng tới những kiểu khác và duy trì sự cân bằng giữa các sóng ven và sóng phát xạ (vấn đề này sẽ được xem xét tỉ mỉ ở mục 3.9). Dư lượng năng lượng của các sóng ven

* Trong công trình của Kulikov và Shevchenko [44] sự phát sinh các sóng phát xạ không được khảo sát, nhưng vấn đề này đã được Kadziura [35] phân tích tỉ mỉ khi nghiên cứu sự kích thích các sóng thần ở đới thềm đáy biển di động.

hình thành ở đới thềm do sự tán xạ sẽ chuyển vào các sóng phát xạ và được truyền ra vùng khơi đại dương. Như vậy, đường bờ và đới thềm là chiếc máy phát sinh tự nhiên nhiễu sóng dài (người ta cũng đã biết rõ về vai trò tương tự như vậy của vùng thềm – sườn lục địa đối với các sóng nội [96]).

Khi đánh giá tính hiệu năng của sự tán xạ thủy triều khí tượng vào các sóng ven, đã giả thiết rằng xoáy thuận chuyển động dọc đường bờ với tốc độ không đổi. Sự dừng của chuyển động nhiễu khí quyển sẽ dẫn tới cường hóa sự truyền năng lượng từ khí quyển vào các chuyển động sóng trong đại dương và bằng cách đó là một nhân tố bổ sung quan trọng ảnh hưởng tới sự hình trường sóng dài.

3.7. Cấu trúc không gian của các sóng dài trong đại dương và quan trắc các sóng ven

Những mô hình lý thuyết xét ở chương 2 cho phép giải thích được rất nhiều những đặc điểm phổ thực của trường sóng và trên cơ sở các dữ liệu thực địa khảo sát cấu trúc của các sóng dài ở vùng khơi đại dương và trên vùng thềm. Về phần mình, những quan trắc trực tiếp về các tham số sóng dài là chỉ tiêu cơ bản về tính đúng đắn của các mô hình lý thuyết đã đề xướng.

Việc đo các đặc trưng không gian của các sóng dài ở đại dương là một nhiệm vụ phức tạp hơn rất nhiều so với việc đo biên độ hay chu kỳ của chúng. Để giải quyết nhiệm vụ này cần mạng lưới các trạm nước sâu, hơn nữa sơ đồ bố trí các trạm và khoảng cách giữa chúng cần phải tương ứng với những quy mô các sóng dài được khảo sát. Như đã nói ở chương 1, số lượng những hệ thống polygon máy đo mực nước đặt đáy rất hạn chế, và chúng chủ yếu tập trung ở đới thềm. Một số trạm đơn lẻ đặt

ở ngoài khơi không cho phép xác định những quy mô không gian của các sóng dài và hướng truyền của chúng một cách trực tiếp.

Vấn đề về hướng chuyển động của các sóng đại dương và về phổ góc của chúng nói chung là một trong những vấn đề phức tạp và chưa rõ nhất. Còn để xác định bước sóng có thể sử dụng những cách ước lượng lý thuyết. Như đã nhận xét, tốc độ pha của các sóng dài với độ chính xác cao được mô tả bằng công thức Lagrange $c = \sqrt{gh}$. Do đó, nếu tần số của các sóng lan truyền được biết, thì bước sóng của chúng có thể ước lượng nhờ công thức đơn giản

$$\lambda = 2\pi \frac{\sqrt{gh}}{\omega} = T \sqrt{gh}, \quad (3.120)$$

ở đây T – chu kỳ sóng. Theo (3.120), các quy mô thời gian và không gian của các sóng dài ở vùng khơi đại dương liên hệ tuyến tính với nhau. Một số giá trị sóng dài đối với các độ sâu đặc trưng và chu kỳ dao động được dẫn trong bảng 3.5.

Bảng 3.5. Các giá trị bước sóng (km) ở vùng khơi đại dương phụ thuộc vào độ sâu và chu kỳ

Chu kỳ, phút	Độ sâu, m		
	100	1000	5000
1	1,9	5,9	13,3
5	9,4	29,7	66,4
10	18,8	59,4	133
20	37,6	110	266
30	56,4	178	399
60	113	357	797
120	226	713	1595

Vấn đề quan trọng là khảo sát quy mô liên hệ không gian của những dao động sóng dài ở vùng khơi đại dương. Tam giác

trạm P2, P5, P8 (xem hình 1.11) được thiết lập trong thời gian khảo sát Xô - Mỹ lần thứ hai về vấn đề sóng thần (năm 1978) đã cho phép thực hiện một số ước lượng. Khoảng cách giữa các trạm: P2–P5 – 1260 km, P2–P8 – 1060 km, P5–P8 – 830 km, tốc độ trung bình lan truyền các sóng dài 540–800 km/giờ. Tính toán liên hệ hiệp biến (hình 3.21) cho thấy rằng đối với tất cả ba cặp trạm mức liên hệ tương đối cao được quan trắc thấy tại các tần số thấp, đến tận chu kỳ 3 giờ. Hệ số hiệp biến hơi tăng cao đối với các trạm P5 và P8 nhận thấy tại các tần số cao hơn, chẳng hạn, những cực đại yếu của độ hiệp biến nhận thấy tại các chu kỳ 128, 85 và 46 phút.

Quy mô không gian và thời gian của độ hiệp biến các sóng dài ở đại dương liên quan mật thiết với nhau (giống như trong trường hợp các dao động khí quyển [57, 59]): khoảng cách giữa các trạm càng bé thì mức hiệp biến quan trắc thấy ở các tần số càng cao hơn. Ví dụ, theo dữ liệu của Webb, giữa những dao động áp suất ở sát đáy của hai trạm đặt tại độ sâu 4200 m cách nhau 32 km độ hiệp biến cao đã nhận thấy đối với các dao động với chu kỳ từ 1 đến 15 phút [343].

Cấu trúc không gian của trường hiệp biến liên quan mật thiết với hướng và đặc điểm truyền sóng. Thông thường các đường đẳng trị độ hiệp biến tạo thành những hình ellip với trục lớn trùng với hướng chuyển động sóng [57, 59]. Như vậy, tính bất đẳng hướng (hay, ngược lại, tính đẳng hướng) của trường hiệp biến đối với các sóng dài liên hệ mật thiết với sự hiện diện (hay vắng mặt) của hướng chuyển động thống trị. Như đã nhận xét ở trên (xem mục 1.6), khi không có nguồn năng lượng điểm mạnh từ bên ngoài thì trường các sóng dài ở vùng khơi đại dương là đồng nhất.

Các sóng dài ở thêm và gần bờ có cấu trúc phức tạp hơn nhiều. Những biến đổi độ sâu ở đới này dẫn tới một loạt hiệu

ứng đặc thù, quan trọng nhất trong số đó là sự bẫy sóng và cộng hưởng thêm. Trường sóng ở đây là tổng cộng của phổ liên tục các sóng phát xạ và các hài sóng ven bị bẫy gián đoạn. Dưới góc độ phân tích các đặc trưng không gian của chúng và lý giải những kết quả quan trắc, điều này sẽ tạo nên một loạt những vấn đề là hệ quả của những đặc điểm của các sóng ven và sóng phát xạ:

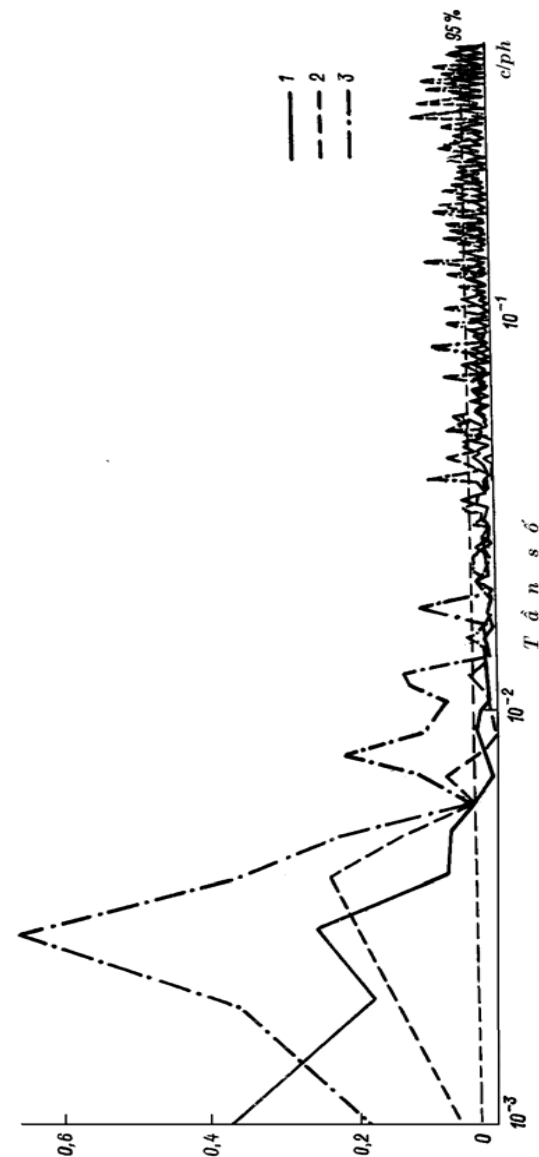
1) Những mối phụ thuộc tản mạn $\omega(k)$ và $k(\omega)$ không phải là đơn trị: tại một tần số ω có thể tồn tại các sóng với những số sóng khác nhau (tức các sóng với những quy mô không gian khác nhau hay lan truyền trên những hướng đối ngược nhau) và ngược lại, những sóng với các tần số khác nhau có thể tương ứng với cùng một giá trị k ;

2) Cả các sóng ven lẫn các sóng phát xạ đều phụ thuộc khá mạnh vào địa hình – sự biến đổi của trắc diện ngang của độ sâu dẫn tới sự biến đổi các quan hệ tản mạn và dạng của những dao động tự nhiên;

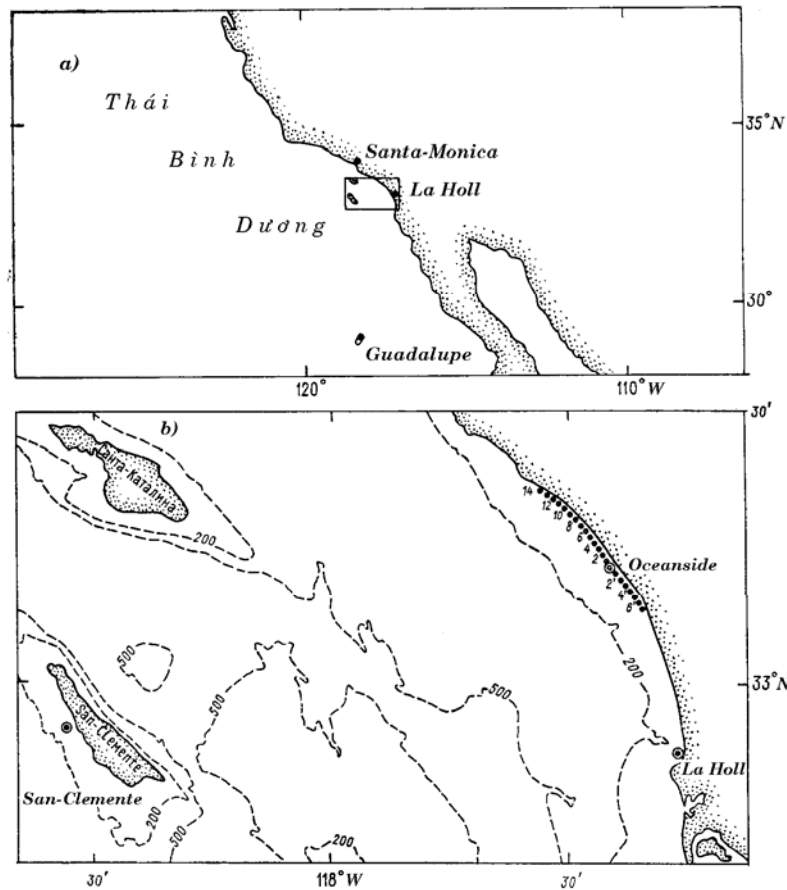
3) Các sóng ven có phương sai biểu hiện rõ;

4) Phân bố năng lượng giữa các sóng ven và các sóng phát xạ cũng như giữa các hài sóng ven riêng biệt có thể thay đổi tùy thuộc vào những điều kiện bên ngoài, tương ứng các đặc trưng trung bình của trường sóng tổng cộng (chẳng hạn, tốc độ pha) khi đó cũng thay đổi mạnh.

Về nguyên tắc, việc xây dựng những mô hình lý thuyết khá hoàn thiện cho phép khắc phục những khó khăn đã nêu lên ở các mục 1–3; đánh giá cấu trúc bên trong của trường sóng, phân chia các sóng bị bẫy và các sóng phát xạ thực tế chỉ có thể dựa trên các thí nghiệm thực địa chuyên đề.



Hình 3.21. Độ hiệp biến giữa các dao động mực nước tại các trạm P2-P5 (1), P2-P8 (2) và P5-P8 (3)



Hình 3.22. Sơ đồ bố trí các máy ghi mực nước ven bờ trên vùng thềm California
 Các số 2, 4, ..., 14 và 2', 4', 6' chỉ các điểm đặt trạm di chuyển với các
 cảm biến điện rung trong thời gian cuộc thí nghiệm năm 1962 [267]

Hiện nay, vai trò quan trọng của các sóng ven trong động lực học đới thềm đã được xác định khá rõ. Chính là sự tồn tại của các sóng đó quyết định sự tăng đột biến của năng lượng

sóng khi di chuyển dần vào bờ, đặc điểm của sự lan truyền dọc bờ v.v... Việc tổng quan những quan trắc hiện có về các sóng ven dẫn trong các công trình [27, 51, 234].

Chúng ta xem xét chi tiết hơn những thí nghiệm về khảo sát các sóng dài do các cộng tác viên của Viện Hải dương học Scripps (La-Holl, Mỹ) thực hiện trên vùng thềm California. Chính là các thí nghiệm này đã dẫn tới sự phát hiện ra các sóng ven ở đại dương và đặt cơ sở cho những quan niệm hiện đại về chế độ sóng trong khu vực biên của đại dương.

Vùng bờ Thái Bình Dương của nước Mỹ đặc trưng bởi đường bờ tương đối thẳng và địa hình bằng phẳng đồng nhất (hình 3.22). Ngày 6 tháng 1 năm 1954 ở khu vực La-Holl đã xảy ra trận gió mạnh kèm theo sự nhảy vọt áp suất khoảng 2 hPa và ắtng cường gió từ 3 nút lên 14 nút. Sau đó trong vòng 1,5 giờ đã quan trắc thấy những dao động áp suất và gió với chu kỳ gần 8 phút (xem hình 3.15 a). Cảm biến mực nước ven bờ theo thiết kế của Green đặt ở La-Holl đã ghi nhận được sự tạo thành các sóng dài đồng bộ với các dao động của áp suất và gió. Cũng chum sóng đó cũng đã xuất hiện ở trạm Oyshenside cách La-Holl 38 km, mặc dù ở đó không hề nhận thấy một nhiễu động khí quyển nào. Việc phân tích đồng thời những băng ghi này đã cho thấy rằng các dao động sóng của mực nước được mô tả khá tốt bằng những chuyên từ sóng ven của Stokes [266].

Việc hoàn thiện thiết bị quan trắc và chuyển sang hệ thống ghi số hóa dao động mực nước đã tạo ra cơ hội phân tích tỉ mỉ các sóng dài trên dải tần số rộng dựa trên những dữ liệu quan trắc tại các trạm đất liền La-Holl, Oyshenside, Santa-Monica (xem hình 3.22) và các trạm nằm trên các đảo biệt lập Wachou, Maury (quần đảo Hawaii) và đảo Gualalupe [268]. Kết quả phân tích thấy rằng phổ sóng dài đối với các trạm đất liền khoảng hai bậc lớn hơn phổ trên đại dương. Tuy nhiên, tài liệu có được chưa

cho phép trả lời câu hỏi cái gì đã gây nên những khác biệt lớn như thế về các đặc trưng năng lượng: sự cộng hưởng thêm đối với các sóng phát xạ đi tới từ vùng khơi đại dương hay sự bẫy sóng trên vùng thêm, và tương ứng, những sóng như thế nào thống trị ở đới thêm – các sóng phát xạ (phổ liên tục) hay các sóng bị bẫy (các hài gián đoạn).

Để giải quyết vấn đề này đã tổ chức một thí nghiệm mới dựa trên những quan trắc đồng bộ bởi hai cảm biến điện rung, một đặt ở khu vực La-Holl, còn một đặt ở cách đất liền 100 km gần đảo San-Clemente (hình 3.22 b). Mỗi dụng cụ được đặt ở độ sâu 30 m và 1 m chìm trong cát để giảm thiểu ảnh hưởng của thăng giáng nhiệt độ. Để phân tích đã sử dụng hai cặp băng ghi đồng bộ 90 giờ (ngày 13–17 và ngày 17–24 tháng 9 năm 1960) với khoảng gián đoạn 30 s. Thí nghiệm này cho thấy rằng trên dải 0,2–10 c/giờ năng lượng chủ yếu của các dao động mực nước trên thêm tập trung ở một số hài sóng bị bẫy, nhưng đã không cho phép phát hiện những đặc trưng không gian – thời gian của các hài đó, vai trò tương đối của chúng, đánh giá ảnh hưởng của các sóng ven tới phổ mực nước [312].

Để trả lời những câu hỏi phức tạp này thì một, hai thậm chí một số trạm là chưa đủ: đòi hỏi thực hiện các quan trắc polygon mới có thể cho phép tính toán phổ các số sóng với độ phân giải đủ cao. Munk, Snodgrass và Gilbert [267] đã giải quyết một cách tốt đẹp bài toán này, chỉ sử dụng có ba dụng cụ: một cảm biến điện rung cố định (“trung tâm”) đặt ở gần Oyshenside và hai cảm biến điện rung di động đặt ở phía nam và phía bắc so với cảm biến trung tâm (xem hình 3.21 b). Cả ba trạm đều nằm cách bờ 500 m trên cùng một đường đẳng sâu (7 m); vị trí của các trạm ngoài đã được thay đổi để làm sao đảm bảo mọi tổ hợp khoảng cách có thể có giữa các trạm: 0,5; 1; 1,5; ...; 21,5 hải lý. Mỗi loạt quan trắc gồm 6000 số ghi với độ gián đoạn 30 s (tức 50

giờ) đã được kiểm tra và xử lý trước mỗi lần bố trí lại các dụng cụ. Các lần kiểm tra chuyên đã cho thấy độ nhạy của các dụng cụ bằng 0,003 cm cột nước, độ hiệp biến giữa các dụng cụ ở dải tần 0–12 c/giờ cao hơn 0,995. Các loạt quan trắc riêng biệt tương ứng với những độ phân giải không gian khác nhau đã được liên kết nhờ phương pháp “tổng hợp độ mở” (apertus syntes) quen thuộc trong kỹ thuật thiên văn vô tuyến. Nó dựa trên giả thiết về tính dừng của quá trình trong không gian và thời gian. Mặc dù về mặt vật lý năng lượng phổ của các loạt quan trắc riêng biệt khác nhau nhiều, nhưng các phổ quy chuẩn của chúng thực tế có tính chất dừng [267]. Những dao động sóng dài của mực nước ở dải chu kỳ từ 1 phút đến 10 giờ đã được nghiên cứu; trong đó đặc biệt chú ý tới dải 5–40 phút. Theo dữ liệu đo ở tất cả 22 trạm (xem hình 3.21 b) đã tính được phổ không gian – thời gian hai chiều (mặt cắt theo hướng dọc bờ)

$$S(k, \omega) = \iint R(\xi, \tau) e^{i(k\xi + \omega\tau)} d\xi d\tau, \quad (3.121)$$

ở đây ξ – khoảng cách giữa các trạm, τ – khoảng chênh thời gian, $R(\xi, \tau)$ – hàm tương quan.

Kết quả phân tích phổ biểu diễn trên hình 3.23 cho thấy rằng trên mặt phẳng $\{\omega, k\}$ năng lượng sóng tập trung ở một số dải hẹp rất tương ứng với các đường cong tản mạn lý thuyết của các sóng ven bị bẫy đã tính được cho những trắc diện độ sâu hiện thực. Người ta thấy một lượng năng lượng nhỏ đáng ngạc nhiên (ít hơn 10 %) rơi vào các sóng phát xạ. Theo ý kiến Munk thì lượng năng lượng nhỏ như vậy của các sóng đi tới từ vùng khơi đại dương ($E_0^{\text{phát xạ}}$) và lượng năng lượng lớn như vậy của các sóng bị bẫy bởi thêm ($E_0^{\text{bị bẫy}}$) được giải thích là do độ rộng của các dải số sóng tương ứng. Các sóng phát xạ tồn tại khi $0 \leq k \leq \omega / \sqrt{gH}$, ở đây $H = \text{const}$ – độ sâu vùng khơi đại dương,

còn các sóng ven $\omega/\sqrt{gH} < k \leq \omega^2/g\alpha$. Do đó,

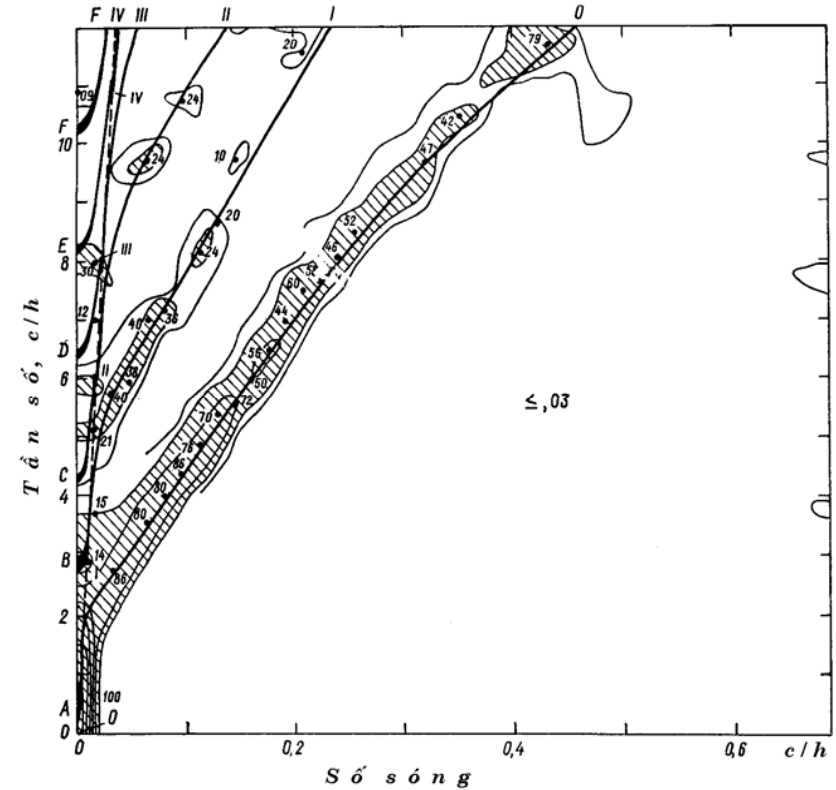
$$\varepsilon_0 = \frac{E_0^{\text{phát xạ}}}{E_0^{\text{bị bẫy}}} \sim \frac{\omega/\sqrt{gH}}{\omega^2/g\alpha - \omega/\sqrt{gH}} \approx \frac{\alpha}{\omega} \sqrt{\frac{g}{H}}. \quad (3.122)$$

Với $T = 2\pi/\omega = 6$ phút, $\alpha = 0,02$, $H = 1$ km $\varepsilon \approx 11\%$, với $H = 4$ km $\varepsilon \approx 5,5\%$. Thực tế ε_0 là tỷ số bước sóng của sóng tới ở đại dương sâu $\lambda_\infty = 2\pi\sqrt{gH}/\omega$ và độ rộng đặc trưng của “ống dẫn sóng”.

Sự phân bố năng lượng giữa các hài sóng ven khác nhau đã không đồng đều, phần năng lượng chủ yếu tập trung vào hài bậc không (mặc dù phần năng lượng đáng kể cũng rơi vào các hài thứ nhất, thứ hai và thứ ba), ngoài ra tại những tần số thấp ($T > 15$ phút) thống trị các sóng truyền lên phía bắc (tức cùng hướng với sóng Kelvin), còn tại những tần số cao hơn thì cả hai hướng (nam và bắc) tỏ ra xấp xỉ ngang bằng nhau.

Một thí nghiệm lý thú khác về nghiên cứu cấu trúc các sóng dài là thí nghiệm polygon thực hiện trong thời gian đợt khảo sát Xô – Mỹ thứ nhất về vấn đề sóng thần [26, 49]. Khác với thí nghiệm trên thêm California, ở đây đã nghiên cứu các sóng quy mô lớn hơn đáng kể. Tương ứng kích thước của polygon đã đạt tới 300 km, ngoài ra các trạm được bố trí tại những độ sâu khá lớn (từ 265 đến 5650 m) và khoảng cách khá xa từ bờ (từ 30 đến 200 km). Đã phân tích các băng ghi đồng thời áp suất thủy tĩnh sát đáy ở năm trạm: P1.1, P3.1, P5.1, P7.1 và P9.1 (xem hình 1.11). Hệ phương pháp xử lý sơ bộ các băng ghi được mô tả chi tiết trong công trình [1]. Việc phân tích không gian – thời gian trường sóng ngẫu nhiên được V. V. Ephimov và E. A. Kulikov thực hiện bằng hai phương pháp khác nhau:

- 1) Phương pháp truyền thống (phổ Barber)



Hình 3.23. Phổ không gian - thời gian của các dao động mực nước đại dương gần vùng bờ California (từ công trình [267])

Trên hình biểu diễn những đường cong tần số lý thuyết đối với bốn hài sóng ven thấp nhất. Đường gạch nối phân chia vùng tồn tại các sóng Puncarê (sóng phát xạ) và sóng ven. Những khu vực tô xẫm được đánh dấu bằng các chữ cái A - E tương ứng với những khoảng khuếch đại cực đại các sóng Puncarê trong mặt phẳng ω, k . Các đường đẳng trị phổ tương ứng với các giá trị 0,03; 0,05; 0,1; 0,25; 0,5; 0,75 và 0,90; các diện tích với mật độ phổ lớn hơn 0,05 được gạch chéo. Vị trí của những cực đại phổ được đánh dấu bằng các điểm, các chữ số chỉ phần trăm năng lượng liên quan tới hài đã cho.

$$E(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{N^2} \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N S_{mn}(\omega) e^{i\mathbf{k}(r_m - r_n)}, \quad (3.123)$$

ở đây N – số trạm với các tọa độ $\bar{r}_{m,n}$; $\|S_{mn}\|$ – ma trận phổ được lập nên từ những ước lượng mẫu của các phổ đơn thời gian và phổ tương hỗ thời gian đối với mỗi cặp trạm r_m, r_n ;

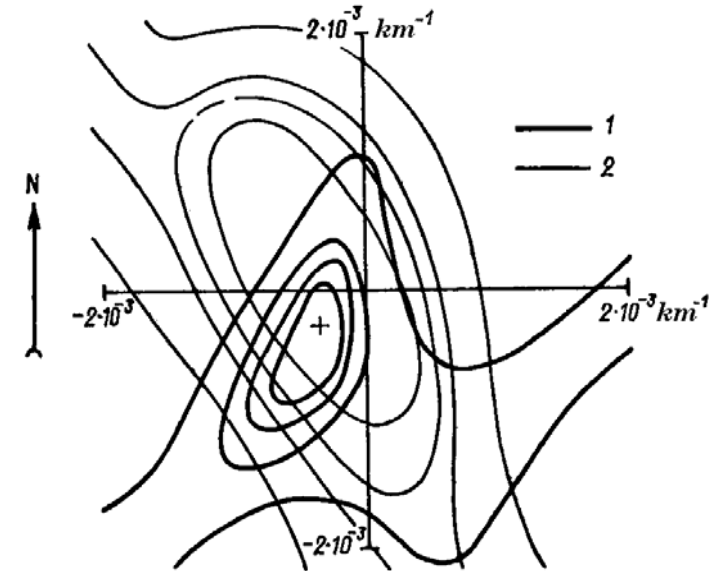
2) Phương pháp đồng dạng cực đại (ước lượng phổ thích nghi) [24]:

$$E(\omega, \mathbf{k}) = \left[\sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N q_{mn}(\omega) e^{i\mathbf{k}(r_m - r_n)} \right]^{-1}, \quad (3.124)$$

ở đây $\|q_{mn}\|$ – ma trận ngược đảo với ma trận phổ $\|S_{mn}\|$.

Các phổ số sóng và tần số đã xây dựng cho phép nghiên cứu cấu trúc không gian của trường sóng. Thấy rằng những cực đại mật độ phổ nằm gần với hướng song song bờ, ngoài ra một trong các cực đại tương ứng với hướng truyền sóng tới phía tây nam, một cực đại khác – tới phía đông bắc [26]. Cũng giống như trên thềm California, phần lớn năng lượng đã truyền trong hướng chuyển động của sóng Kelvin (trong trường hợp này tới phía tây nam), trong đó vị trí của cực đại chính của phổ rất phù hợp với vị trí lý thuyết của hài sóng ven bậc không (hình 3.24).

Lát cắt phổ $E(\omega, k)$ trong mặt phẳng song song đường bờ được dẫn trên hình 3.25. Thấy rất rõ rằng năng lượng trường sóng được tập trung chủ yếu vào những dải tần hẹp và các số sóng tương ứng với hài không của các sóng ven bị bẫy. Hài thứ nhất và thứ hai ở đây biểu hiện yếu hơn nhiều. Nhận thấy sự trùng hợp khá tốt của các cực đại phổ số sóng và tần số và các đường cong tần mạn đã được tính. Năng lượng thuộc về các sóng bị bẫy áp đảo rõ rệt so với năng lượng của các sóng phát xạ.

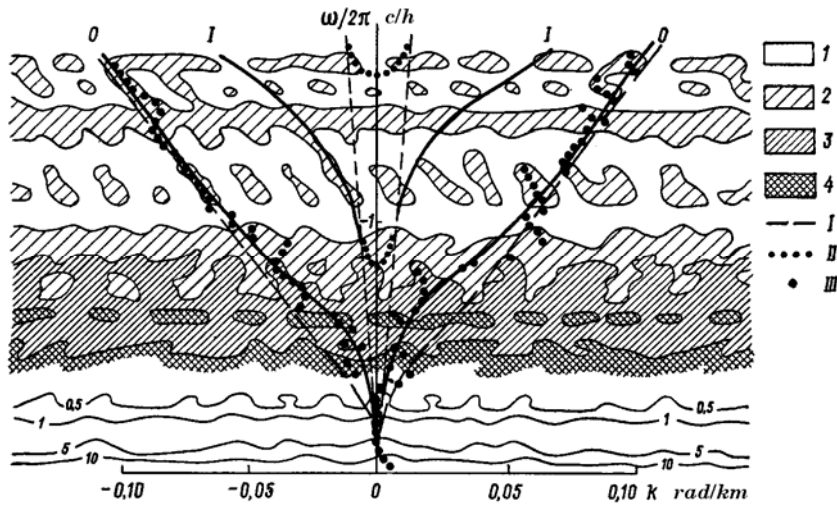


Hình 3.24. Phổ số sóng của các dao động mực nước đại dương tại tần số 0,38 c/giờ (từ công trình [27])

1 – ước lượng bằng phương pháp đồng dạng cực đại (thích nghi); 2 – ước lượng truyền thống. Phổ được quy chuẩn theo giá trị của cực đại chính. Các đường đẳng trị vẽ cách 0,2 kể từ cực đại. Trên hình vẽ các khoảng tin cậy 95 % đối với các ước lượng đó (đường mảnh nét). Dấu chữ thập chỉ vị trí lý thuyết của cực đại đối với hài không của các sóng ven

Như vậy là mặc dù các polygon trên đó trường sóng được đo có kích thước không gian hoàn toàn khác nhau (20 và 300 km) và những quy mô thời gian của các quá trình được nghiên cứu khác nhau (5–40 và 20–200 phút), các kết quả thực tế là như nhau: năng lượng chính của các dao động sóng dài trên thềm thuộc về các sóng ven bị bẫy, hơn nữa hài bậc không thống trị, khi số hiệu hài tăng lên thì vai trò tương đối của chúng giảm; tại các tần số thấp thống trị các sóng ven truyền theo hướng xoay thuận tương đối so với bờ (tức bờ ở phía bên phải ở bắc bán

cầu); tại các tần số cao hơn năng lượng giữa hướng chuyển động xoáy thuận và xoáy nghịch dọc bờ phân bố thực tế đều nhau. Chính là sự hiện diện của các sóng ven giải thích vì sao có khác nhau lớn như vậy về mức năng lượng của các phổ sóng dài ở vùng khơi đại dương và trên thềm.



Hình 3.25. Biểu đồ tán mạn của các sóng ven bị bẫy (hài không và thứ nhất) đối với vùng thềm đại dương đảo Hokkaidô, tính theo mô hình số Đường cong / phân chia khu vực tồn tại các sóng Puncarê và các sóng ven; II – các đường khuếch đại cực đại các sóng Puncarê; trên hình vẽ các đường đẳng trị phổ không gian - thời gian tính theo quan trắc tại bốn trạm đáy (P1.1, P5.1, P7.1 và P9.1); III – các cực đại địa phương của mật độ phổ.

Ký hiệu	1	2	3	4
$E \text{ cm}^2\text{-giờ}$	< 0,03	0,03 – 0,05	0,05 – 0,10	> 0,10

Chúng ta sẽ dẫn ra một ví dụ sáng rõ nữa về việc ghi các sóng ven ở đại dương. Mùa đông năm 1974, ở vùng đảo Long-Irland (vùng bờ Đại Tây Dương của nước Mỹ) đã đặt năm cảm

biến áp suất thủy tĩnh đáy (hình 3.26 a) [120]. Nhờ những cảm biến này, ngày 21 tháng 3 năm 1974 đã ghi được chuỗi sóng dài gây nên bởi xoáy thuận sâu truyền dọc bờ (hình 3.26 b). Các chu kỳ của những sóng này (5,1–6,1 giờ) đã gần xấp xỉ bằng các chu kỳ của các sóng ven do những máy tự ghi mực nước trên bờ ghi được ở cùng vùng đó khi bão Carol đi qua (xem hình 3.15 b) [266]. Những ước lượng lý thuyết do Beardsley và nnk. [120] thực hiện đã cho thấy cả ở vùng này những nhiễu động ghi nhận được cũng mang đặc điểm của các sóng ven: các giá trị chu kỳ và tốc độ pha của hài bậc không tính toán được khá trùng hợp với các kết quả quan trắc. Ngoài ra, như thấy rõ trên hình 3.26 b, biên độ sóng đơn điệu suy giảm khi xa dần khỏi bờ (các độ cao cực đại đã ghi nhận được bằng các máy tự ghi trên bờ ở Woodhole và Sandy-Hook), điều này hoàn toàn ứng với lý thuyết các sóng ven.

Sự trùng hợp của dữ liệu thực nghiệm với những kết quả tính toán lý thuyết cho phép sử dụng những tính toán đó để mô tả cấu trúc không gian của những chuyển động sóng dài ở các vùng khác nhau của Đại dương Thế giới.

3.8. Những đặc điểm cộng hưởng của các sóng dài trên vùng thềm lục địa

Những đặc điểm phổ của dao động mực nước biển (sự hiện diện các đỉnh phổ hay những đoạn trũng) có thể liên quan tới sự hiện diện của các cực trị tương tự trên phổ của các lực tác dụng lên bề mặt đại dương (khí áp, ứng suất gió), hay được gây nên bởi những đặc điểm cộng hưởng của địa hình [52]. Việc đo đạc áp suất thủy tĩnh sát đáy ở vùng khơi đại dương cho thấy rằng

các phổ mực nước ở đáy có đặc điểm giảm đơn điệu khá trơn (xem hình 1.13–1.14). Ngược lại, ở gần bờ thường quan trắc thấy phổ phức tạp hơn nhiều, xuất hiện những cực đại phổ với chu kỳ ở các vùng khác nhau rất khác nhau (hình 3.27). Điều này tạo căn cứ để cho rằng chính là địa hình có ảnh hưởng quyết định tới sự hình thành cấu trúc phổ của các dao động mực nước biển (ở đây đương nhiên không loại trừ khả năng kích thích những dao động liên quan tới tác động cực hẹp của các ngoại lực trong một số trường hợp riêng biệt).

Ví dụ rõ rệt nhất về sự tác động cộng hưởng của địa hình tới trường sóng – đó là những dao động lắc tạo thành ở các vịnh, vũng biển và cảng biển. Tuy nhiên, như đã chỉ ra ở mục 2.5, địa hình đồng nhất tuyến tính cũng là một bộ cộng hưởng đặc thù. Các sóng phát xạ đi tới từ vùng khơi đại dương, khi phản xạ tại bờ, tạo thành ở đới thêm những dao động được gọi là *dao động lắc vùng thêm*. Ví dụ đơn giản nhất về dao động tương tự – sóng đứng, đường nút của nó trùng với ranh giới thêm, còn bụng – với đường bờ. Các chu kỳ tương ứng (T_n) có thể ước lượng theo công thức

$$T_n = \frac{4}{n} \int_0^L \frac{dx}{c(x)} = \frac{4}{\pi} \int_0^L \frac{dx}{\sqrt{gh(x)}}, \quad (3.125)$$

ở đây $n=1, 3, 5, \dots, L$ – độ rộng thêm. Trường hợp nếu thêm có độ sâu không đổi $h(x)=H$, thì

$$T_n = \frac{4L}{n\sqrt{gH}}; \quad (3.126a)$$

nếu thêm có độ nghiêng không đổi $h(x)=\alpha x$, $h(L)=\alpha L=H'$, thì

$$T_n = \frac{4}{n\alpha} \int_0^{H'} \frac{dh}{\sqrt{gh}} = \frac{4L}{n\sqrt{gH'/4}} = \frac{8L}{n\sqrt{gH'}}. \quad (3.126b)$$

So sánh các công thức (3.126a) và (3.126b) cho thấy thêm nghiêng $h(x)=\alpha x$, $h(L)=\alpha L=H'$ có cùng những chu kỳ cộng hưởng như thêm – bậc với độ sâu thêm không đổi $h(x)=\frac{1}{4}H'$. Các tần số cộng hưởng đối với thêm nghiêng được xác định theo công thức [264]

$$f_n = \frac{1}{T_n} = \frac{n\sqrt{gH'}}{8L} = \frac{\alpha n}{8} \sqrt{\frac{g}{H'}} = \frac{n}{8} \sqrt{\frac{\alpha g}{L}}. \quad (3.127)$$

Ta nhận thấy rằng ứng với những giá trị chẵn của n trong các công thức (3.125)–(3.127) là những giá trị cực tiểu của hệ số khuếch đại $\gamma(f)$ của các sóng từ vùng khơi đại dương đi tới, và những cực tiểu trên các phổ mực nước (xem hình 2.12 b).

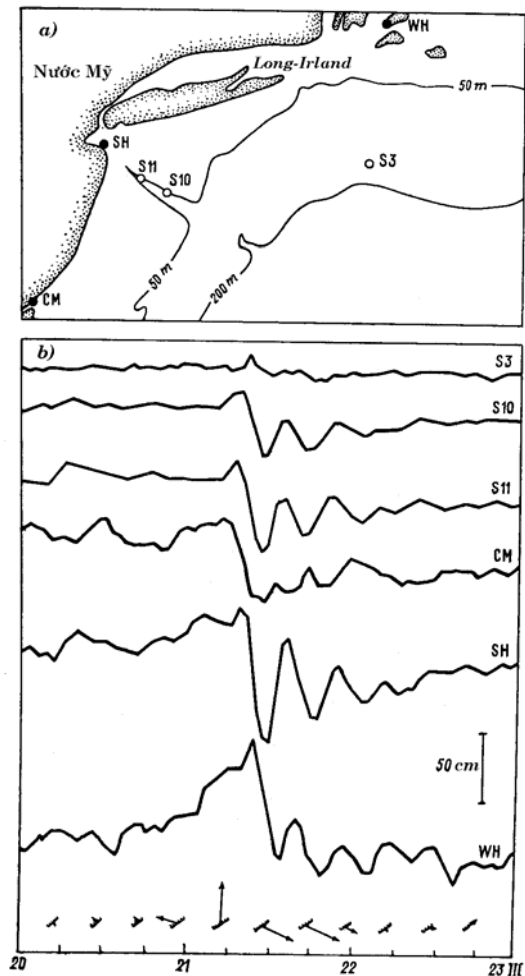
Sử dụng các công thức (3.126b), (3.127), Munk [264] đã tiến hành tính toán các tham số cộng hưởng của năm trắc diện độ sâu tương ứng với các khu vực trạm Mar-del-Plata, Akapulko, Kemp-Pendleton, Mauy và đảo Guadalupe, và đã so sánh chúng với các kết quả quan trắc (bảng 3.6). Trong ba trường hợp sự trùng hợp rất tốt, trong hai trường hợp – các chu kỳ tính toán và quan trắc khác biệt nhau 2–3 lần, điều đó liên quan tới dạng thêm phức tạp ở các vùng tương ứng và sự xấp xỉ thêm nghiêng là không đạt.

Như có thể suy ra từ (2.13), độ nhọn của các đỉnh phổ có thể đặc trưng bằng tham số không thứ nguyên Q (hệ số chất lượng), là tỷ số của tần số cực đại trung tâm trên độ rộng của cực đại. Trong đó thấy rằng Q^2 đặc trưng sự khuếch đại năng lượng trên các tần số cộng hưởng (tương tự như điều này xảy ra đối với các dao động lắc ở các vịnh; xem mục 2.8).

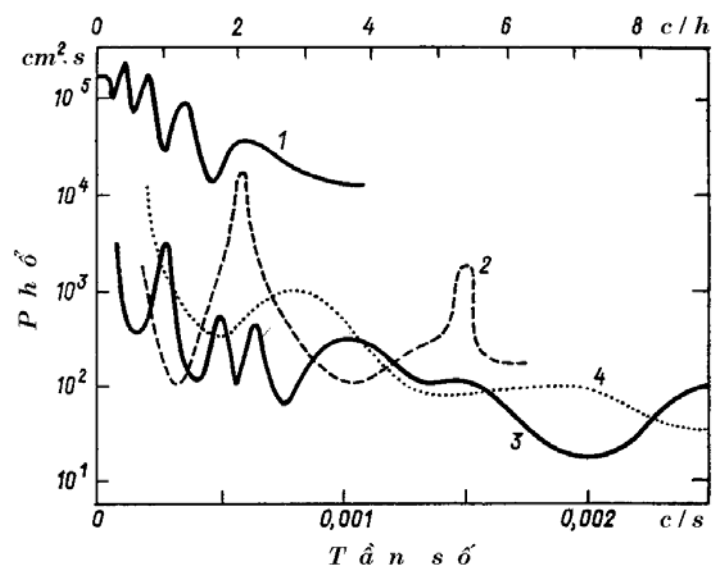
Bảng 3.6. Những đặc trưng quan trắc và tính toán của các cực đại phổ trong dao động mực nước ven bờ (từ công trình [264])

Các đặc trưng	Trạm				
	đảo Guadalupe	Kemp-Pendleton	Akapulko	Mauy	Mar-del-Plata
Các giá trị quan trắc					
Chu kỳ T_1 , giờ	0,043	0,35	0,50	1,0	3,1
Tần số f_1 , c/s	6,5	0,80	0,57	0,28	0,09
Hệ số chất lượng	10	2	14	4	2
Các tham số thêm					
Độ nghiêng α	0,06	0,02	0,02	0,014	0,00073
Độ rộng L , km	1,5	4,6	6,5	5,0	150
Độ sâu h , m	90	92	130	100	110
Các giá trị tính toán					
Chu kỳ T_1 , giờ	0,11	0,34	0,40	1,3	9,2
Tần số f_1 , c/s	2,5	0,82	0,69	0,21	0,03
Hệ số chất lượng	12	3	10	4	11

Những giá trị Q tính theo phương pháp số và ước lượng theo phân tích phổ đã dẫn trong bảng khá trùng hợp. Ngoại trừ những kết quả đối với Mar-del-Plata, nơi đây giá trị Q quan trắc bé, còn giá trị tính toán lớn. Có lẽ, đó là do tính toán Q dựa trên lý thuyết một chiều (giả thiết về đặc điểm hình trụ của địa hình), còn vùng thềm Patagon khá rộng và có đặc điểm hai chiều rõ rệt.



Hình 3.26. Sơ đồ phân bố các trạm bờ (CM – Cape-Mai, SH– Sandy-Hook, WH – Wood Hall) và các trạm đáy (S3, S10, S11) ở vùng đảo Long Irland, bờ Đại Tây Dương của nước Mỹ (a) và chuỗi sóng ven ghi nhận được bằng các trạm đáy và bờ khi xoáy thuận đi qua, ngày 21–22 tháng 3 năm 1974 (b) (từ công trình [120])

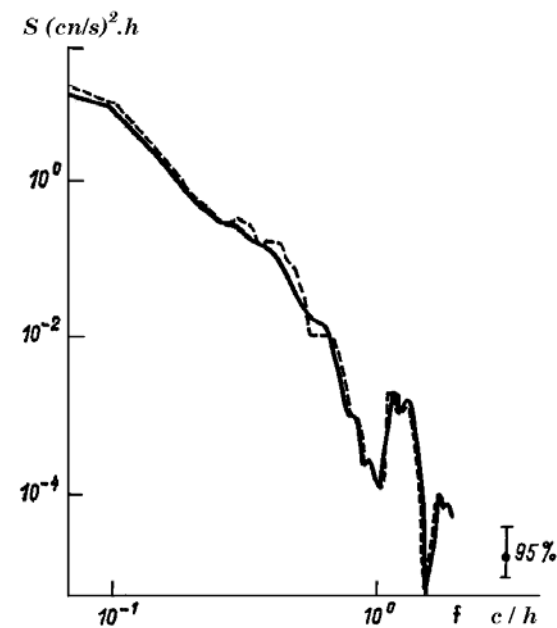


Hình 3.27. Các phổ dao động sóng dài mực nước ở Mar-del-Plata, Achentina (1), Akapulko, Mêhicô (2), Kemp-Pendleton, California (3), Maui, Hawaii (4) (từ công trình [264])

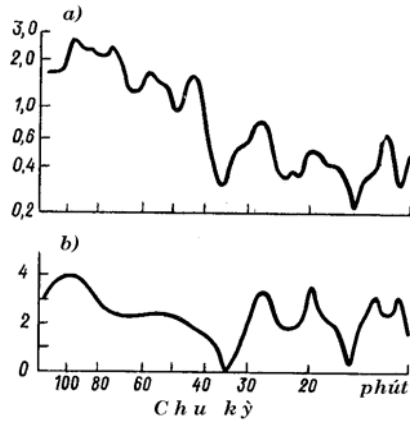
Những kết quả được trình bày trong bảng cho thấy rằng thậm chí mô hình thêm tuyến tính đơn giản cho phép trong nhiều trường hợp lý giải được những đặc điểm phổ dao động mực nước đại dương ở gần bờ. Trên thực tế, cơ sở của cách giải thích này là giả thiết rằng những đặc điểm dao động quan trắc được (tức các cực đại và cực tiểu phổ) chủ yếu là do các sóng phát xạ (sóng Puan-carê) đi tới vuông góc với bờ chi phối. Tính căn cứ của giả thiết này được khẳng định bằng các quan trắc mực nước và dòng chảy ở đối thêm.

Trong công trình của V. M. Giắc và E. A. Kulikov [30] có trình bày những kết quả phân tích dao động mực nước đại dương ghi được bằng trạm cáp đặt ở vùng thềm đảo Shumshu

tại độ sâu 40 m và cách đảo 13 km. Trên các phổ nhận thấy hai đỉnh mang năng lượng chủ yếu với tần số 0,5 và 1,1 c/giờ. Theo kết quả tính toán số trị hệ số khuếch đại $\gamma(\omega, k)$ thì những tần số này hoàn toàn tương ứng với những tần số mà tại đó hệ số khuếch đại của sóng tới vuông góc với bờ có các cực đại. Sự tương ứng khá cao giữa quan trắc và tính toán cho thấy rằng trường các sóng tự do khi tiến vào bờ biến dạng tuân theo hàm $\gamma(\omega)$, hàm này đóng vai trò hàm chuyển tiếp từ vùng khơi đại dương vào bờ.

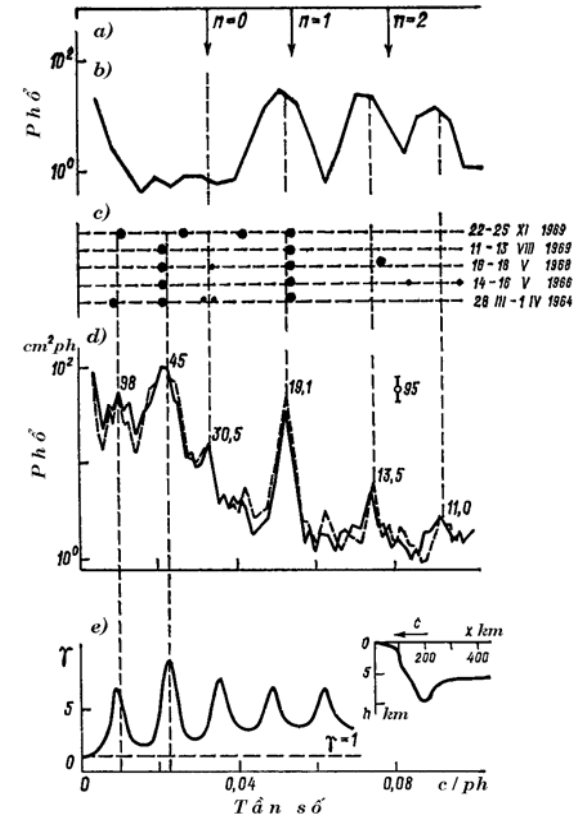


Hình 3.28. Phổ dao động động năng dòng chảy ở lớp sát đáy vùng gần bờ đảo Shikotan (từ công trình [36])



Hình 3.29. Những giá trị quan trắc của phổ sóng dài quy chuẩn (a); các giá trị tính toán của hệ số khuếch đại sóng dài đi tới vùng góc bờ đối với vùng đài quan trắc Miaghi-Enosima (từ công trình [106])

Đương nhiên rằng các giá trị của hàm $\gamma(\omega)$ biến thiên mạnh khi địa hình biến đổi và như các quan trắc thực tế đã chứng tỏ, trường các sóng dài sẽ được thiết lập lại theo cách tương ứng. Ví dụ, ở vùng Nam Kuril các cực đại cộng hưởng của hệ số khuếch đại $\gamma(\omega)$ rơi vào các tần số 0,95; 2,4 và 4,0 c/giờ. Ngày 23 tháng 2 năm 1980 nhờ một cảm biến đáy đặt ở độ sâu 100 m đã ghi nhận được sóng thần của trận động đất Shikotan [23]. Phân tích phổ những băng ghi nhận được đã cho thấy sự áp đảo của những dao động với các tần số 1,1; 2,3 và 4,1 c/giờ, rất phù hợp với những giá trị tnhs toán theo lý thuyết. Những dữ liệu quan trắc sát đáy về dòng chảy thực hiện trên thềm Shikotan mùa thu năm 1976 [36] đã nói lên rằng tính chất dao động trên đây không liên quan tới những đặc điểm của một trận sóng thần cụ thể, mà là do tính chất chọn lọc tần số của thềm ở vùng Nam Kuril: trên các phổ hợp phần tốc độ thể hiện rõ một cực đại với chu kỳ gần 1 c/giờ (hình 3.28).



Hình 3.30. Các kết quả tính toán số trị dao động cộng hưởng ở vịnh Kasatka, đảo Iturup và giá trị quan trắc của chúng

a – các tần số của ba hài dao động thấp nhất ở vịnh Kasatka, tính theo thuật toán RT; b – phổ dao động sóng dài đối với vùng trạm Burevestnikh, tính bằng phương pháp số HN; c – các cực đại mang năng lượng chính trong phổ sóng thần (theo số liệu của công trình [105]); d – các phổ dao động sóng dài mực nước biển tại trạm Burevestnikh tháng 8 và 9 năm 1973, các số chỉ chu kỳ bằng phút; e – hệ số khuếch đại tính toán các sóng đại dương đối với thềm đảo Iturup, hình nhỏ bên cạnh là trắc diện ngang của đáy

Điều đáng lý thú là các tính chất cộng hưởng của thêm bên ngoài được biểu lộ thậm chí trong trường hợp khi ở ngay cạnh những nơi đặt máy ghi có những bất đồng nhất địa hình làm đứt đoạn đường bờ liên tục thẳng tuyến tính. Thật vậy, đài quan trắc Miaghi-Enosima, tại đó tiến hành ghi dao động mực nước đại dương liên tục trong thời gian dài, nằm ở trong đỉnh vịnh Onagawa (xem hình 1.7 b). Aida [106] khi giải thích các quan trắc ở trạm này đã tính toán hàm chuyển tiếp của thêm đại dương cho vùng này, sau đó đã cố gắng tính đến ảnh hưởng của vịnh, xem vịnh như một kênh độ rộng biến thiên. Thực tế, hàm khuếch đại $R(\omega)$ do ông nhận được là tích của các đặc trưng tần số của vịnh Oganawa và thêm bên ngoài (hình 3.29b).

Kết quả so sánh hàm $R(\omega)$ và phổ sóng dài trung bình quy chuẩn (theo các giá trị hàng ngày của tổng phương sai dao động) (hình 3.29 a) cho thấy chúng rất tương ứng với nhau, đặc biệt tại những chu kỳ nhỏ hơn 40 phút. Tại các chu kỳ lớn hơn, theo ý kiến Aida, ảnh hưởng của các sóng bị bẫy mạnh hơn.

A. B. Rabinovich và A. S. Leviant trong công trình [78] đã nhận được kết quả tương tự. Họ cho biết rằng phổ các sóng dài ở vùng làng Burevestnhik nằm trên vịnh Kasatka (bờ Thái Bình Dương, đảo Iturup, quần đảo Kuril – xem hình 3.34 b) được hình thành dưới tác động của hai nhân tố: 1) các dao động riêng của vịnh Kasatka; 2) sự cộng hưởng thêm của các sóng ven (sóng Puancarê) đi từ vùng khơi đại dương tới (hình 3.29). Ví dụ, cực đại chính trên phổ dao động mực nước biển theo số liệu máy tự ghi ở làng Burevestnhik ($T \approx 45$ phút) thực tế trùng hợp hoàn toàn với cực đại thứ hai (cực đại mạnh nhất) của hệ số khuếch đại sóng ven $\gamma(\omega)$ ($T \approx 45,5$ phút). Chu kỳ của cực đại này cũng rất phù hợp với các chu kỳ sóng thần quan trắc được ở trạm này theo như số liệu phân tích của R. A. Iaroshenia [105] (hình 3.30).

Nakano và Unoki [275] nhận xét rằng ở nhiều vũng và vịnh biển của Nhật Bản đã quan trắc được những dao động sóng dài với chu kỳ khá ổn định, lớn hơn nhiều so với các chu kỳ dao động riêng của những thủy vực đó. Theo ý kiến họ, những dao động này liên quan tới những dao động lắc của thêm, tức tới các sóng Puancarê, được khuếch đại cộng hưởng trên thêm.

Trong tất cả những tính toán đã dẫn ở trên, ngoại trừ một phần các tính toán của Aida, người ta đã không tính đến sự cách xa bờ của các máy ghi mực nước, hàm $\gamma(\omega)$ đã đặc trưng cho sự khuếch đại sóng tại đường bờ. Tuy nhiên trên thực tế các sóng phát xạ có cấu trúc rõ rệt trên hướng ngang với đối thêm – sự kế tiếp của các đường bụng và đường nút thể hiện trong phổ dưới dạng các cực đại và cực tiểu với vị trí thay đổi tùy thuộc vào khoảng cách của các dụng cụ đo tới bờ. Đối với các sóng ngoài trọng lực quy mô nhỏ tương đối hiệu ứng này đã được khẳng định một cách đáng tin cậy bởi các dữ liệu quan trắc ở đối ven bờ (chẳng hạn, ở thêm tây nam Kamchatka [230]). Phát hiện hiệu ứng tương tự đối với các sóng gió áp thì phức tạp hơn, bởi vì các dụng cụ đặt trên tuyến ngang đối thêm phải được bố trí ở những khoảng cách đủ lớn kể từ đường bờ và cách so với nhau. Đáng tiếc hiện nay chưa có những khảo sát như vậy.

Một số đặc điểm nhất định của các phổ sóng dài trên thêm (các cực trị) có thể liên quan tới các sóng ven, chẳng hạn tới các tần số Airy ω^e (các cực tiểu tốc độ nhóm) tại đó hệ số kích thích các sóng dài có cực đại.

Tài liệu thực nghiệm hiện có cho thấy rằng, đối với vùng thêm bằng phẳng tuyến tính, các sóng ven chủ yếu quyết định sự tăng đột ngột mức phổ khi tiến dần tới bờ, còn các sóng phát xạ – sự xuất hiện những đặc điểm phổ cụ thể. Nếu thêm không phải là thêm hình dạng trụ, thì những khác biệt giữa các sóng ven và sóng phát xạ bị lu mờ đi rất nhiều và sự lý giải các phổ

sẽ phức tạp hơn.

3.9. Mô hình lý thuyết về phổ của các sóng dài ở đại dương

Trong mục 3.6 đã nhận xét rằng sự tán xạ các nhiễu động không sóng (kiểu như thủy triều khí tượng) trên những bất đồng nhất địa hình có thể là nguồn quan trọng phát sinh các sóng dài ở đại dương. Sự tán xạ có thể giữ vai trò không kém (mà có thể là lớn hơn nhiều) trong sự trao đổi qua lại năng lượng giữa các loại chuyển động sóng dài khác nhau.

Các phổ sóng dài ở đại dương hình thành dưới tác động của ba quá trình chính:

- 1) Sự phát sinh các sóng bởi nguồn bên ngoài (áp suất khí quyển, gió, sóng gió);
- 2) Sự tán xạ các sóng trên những bất đồng nhất địa hình và đường bờ;
- 3) Sự tiêu tán năng lượng sóng [51].

Như trong công trình [72] đã cho biết, thời gian đặc trưng của sự tán xạ trường sóng dài nhỏ hơn nhiều (hai bậc) so với thời gian tắt dần của chúng. Vì vậy, vai trò tán xạ là quyết định trong khi phân bố lại năng lượng sóng theo các hài khác nhau.

Ở trên đã nói rằng sự phân bố năng lượng các sóng dài trong đại dương mang đặc điểm không đồng đều: do các hiệu ứng bão và cộng hưởng thêm phần năng lượng chủ yếu được tập trung ở đới thêm. Ở vùng khơi đại dương các sóng dài mang đặc điểm của các sóng Puncarê (phát xạ): $E_{\infty} = E_{\infty}^{\text{phát xạ}}$, trong đới thêm năng lượng tổng cộng của các sóng dài bao gồm năng lượng của các sóng bị bão (sóng ven) và các sóng phát xạ:

$$E_0 = E_0^{\text{phát xạ}} + E_0^{\text{bị bão}}. \quad (3.128)$$

Những khảo sát cấu trúc không gian của sóng dài trên thêm California và chuỗi đảo Kuril đã cho thấy rằng tỷ phần các sóng phát xạ chỉ là gần 10 % tổng năng lượng sóng trên thêm [26, 27, 267]. Munk là người đầu tiên nhận được kết quả này [267], đã cho rằng đó là điều rất ngạc nhiên. Trên thực tế, các sóng phát xạ được hình thành trong toàn bộ thủy vực đại dương nhờ nguồn phân bố tương đối đều nhau. Các sóng phát xạ quan trọng ở trên thêm là kết quả tổng cộng các sóng được sinh ra trên thêm và các sóng đi từ vùng khơi đại dương tới. Các sóng bị bão có thể được tạo thành chỉ trong phạm vi bản thân vùng thêm. Nhưng mặc dù vậy năng lượng của các sóng bị bão một bậc vượt trội năng lượng các sóng phát xạ! Sự giải thích của Munk về sự kiện này dựa trên giả thuyết về đặc điểm đẳng hướng của phổ sóng dài (xem công thức (3.122)) tỏ ra không đủ thuyết phục: hoàn toàn không thấy rõ sự tỷ lệ giữa năng lượng các sóng phát xạ và sóng ven với độ rộng của các khoảng số sóng tương ứng, hơn nữa, các sóng phát xạ có phổ liên tục, còn các sóng ven – gián đoạn. Ngoài ra, công thức này không tính đến sự phụ thuộc của cường độ phát sinh các loại sóng dài khác nhau vào độ sâu. Cuối cùng, theo (3.122), $\epsilon_0 = E_0^{\text{phát xạ}} / E_0^{\text{bị bão}} \sim \omega^{-1}$, tức vai trò tương đối của các sóng phát xạ tăng lên khi tăng tần số, tuy nhiên, các kết quả thực nghiệm, trong số đó có các kết quả của chính Munk (xem hình 3.23), cho thấy rằng đại lượng ϵ_0 khá ổn định đối với các tần số khác nhau.

I. V. Fine [27, 231] đã nêu ra giả thuyết rằng giá trị ϵ_0 thỏa mãn một trạng thái cân bằng nào đó giữa các sóng phát xạ và sóng bị bão, tức năng lượng của các sóng đó không phải là *không phụ thuộc lẫn nhau*, mà liên hệ mật thiết với nhau. Trong lý thuyết kinh điển đối với thêm hình trụ đồng nhất các sóng ven và phát xạ tuyến tính không tương tác với nhau và

không trao đổi năng lượng. Tuy nhiên, địa hình thực của thềm và trác diện đường bờ luôn luôn chứa những bất đồng nhất dẫn tới sự tán xạ năng lượng sóng và truyền một bộ phận năng lượng các sóng ven vào các sóng phát xạ và ngược lại (bài toán tương tự đã được khảo sát chẳng hạn trong [170, 210]). Thấy rằng để duy trì trạng thái cân bằng đòi hỏi thỏa mãn một số điều kiện hoàn toàn cụ thể. Nếu xem sự hiện diện của trường sóng dài dừng là một thực tế kinh nghiệm, có thể xét những điều kiện cần thiết để thỏa mãn thực tế đó.

Đối với một quá trình ổn định, cần phải thỏa mãn đẳng thức các dòng năng lượng đi đến từ các lực bên ngoài và tiêu tán do ma sát rỗng. Vì sự tiêu tán các sóng dài yếu (so với sự tán xạ), nên sự phát sinh cũng phải tương đối yếu, và do đó, khi nghiên cứu sự tái phân bố năng lượng giữa các hài khác nhau do kết quả tán xạ, có thể bỏ qua các hiệu ứng đó, xem các sóng dài là những sóng tự do.

Vì sự tán xạ các sóng dài trên những bất đồng nhất địa hình không làm thay đổi tần số sóng, nên tần số có thể xem là được giữ cố định. Với $\omega = \text{const}$ dòng năng lượng F dọc theo bờ không phụ thuộc vào tọa độ dọc bờ y . Như đã cho thấy trong [27], các hài sóng biên riêng biệt trực giao nhau trong biểu diễn dòng năng lượng:

$$(k_j - k_m)F_{jm} = (k_j - k_m) \int_0^{\infty} g h (\xi_j U_m^* + \xi_m^* U_j) dx = 0, \quad (3.129)$$

ở đây dấu hoa thị chỉ sự liên hợp phức, ζ – độ dâng mực nước, U – thành phần tốc độ dọc theo bờ.

Khi tán xạ các sóng dài trên những bất đồng nhất ngẫu nhiên của địa hình pha của các sóng tán xạ cũng sẽ ngẫu nhiên. Tính chất quan trọng của sự tán xạ là ở chỗ quá trình này cho phép trao đổi năng lượng giữa tất cả các hài có thể có, thành

thủ trong quá trình phân bố lại năng lượng có thể xảy ra tất cả các trạng thái có thể có của hệ ứng với dòng năng lượng sóng tổng cộng cố định.

Trong công trình [231] và mục 3.3 của công trình [27] đã cho thấy rằng nếu như do kết quả tán xạ ngẫu nhiên nhiều lần mà đạt được sự cân bằng chi tiết (trạng thái cân bằng), thì trạng thái này tương ứng với sự phân bố đều của dòng năng lượng theo các hài:

$$F_k = c_g^k \mathcal{E}_k = \text{const}, \quad (3.130)$$

trong đó c_g^k – tốc độ nhóm của hài k , \mathcal{E}_k – mật độ năng lượng trên một đơn vị bước sóng của hài đó. Đối với phần lớn những trác diện thềm thực, tại tần số giữ cố định tốc độ nhóm tăng lên khi tăng số hiệu hài. Đối với thềm tuyến tính từ (2.28) suy ra

$$c_g^n = \frac{d\omega}{dk} = \frac{g}{2\omega} \sin[(2n+1)\beta] \approx \frac{\beta g}{2\omega} (2n+1). \quad (3.131)$$

Do đó, năng lượng cực đại cần phải tập trung ở hài bậc không và sau đó giảm theo số hiệu hài. Các tính toán thực nghiệm (xem hình 3.22, 3.4) khẳng định kết luận này.

Tính chất này của quá trình sóng ổn định cho phép xác định sự phân bố không gian của năng lượng sóng trong đại dương với trác diện địa hình bất kỳ (hình trụ).

1. Chúng ta xét bài toán về phân bố thống kê năng lượng giữa các hài trong kênh rộng ($L \gg \lambda$, ở đây λ – bước sóng) với độ sâu không đổi H có những bất đồng nhất ngẫu nhiên. Trong trường hợp này tồn tại một số hữu hạn các hài chuẩn dạng

$$\zeta_n = A e^{i(\omega t - k_n y)} \cos(\lambda_n x), \quad (3.132)$$

trong đó n – số hiệu hài, còn k và λ là những hợp phần vectơ sóng liên hệ với nhau bằng biểu thức

$$k_n^2 + \lambda_n^2 = \frac{\omega^2}{gH}. \quad (3.133)$$

Đối với mô hình này có thể nhận được một biểu thức quan trọng liên hệ giá trị mật độ tổng cộng trung bình của năng lượng sóng và dòng năng lượng trung bình của một hài [27]:

$$E = \frac{F\omega}{gH}. \quad (3.134)$$

Phụ thuộc của mật độ thế năng của từng hài vào khoảng cách tới bờ có dạng

$$\mathcal{P}_n = \frac{1}{2} \rho g \zeta_n^2 = \frac{1}{2} \mathcal{C}_n \cos^2(\lambda_n x). \quad (3.135)$$

Tích phân (3.135) theo toàn khoảng biến đổi hướng đi tới của sóng ($0 \leq \alpha \leq 180$, ở đây $\alpha = \arctg(k/\lambda)$), ta được biểu thức của mật độ tổng cộng trung bình của thế năng:

$$P = \langle \mathcal{P}_\Sigma \rangle = \frac{1}{2} \langle \mathcal{C}_n \rangle [1 + J_0(2k_0 x)], \quad (3.136)$$

trong đó $k_0 = \omega \sqrt{gH}$, J_0 – hàm Bessel.

Từ (3.136) rút ra

$$\begin{aligned} P &\rightarrow E/2 \quad \text{khi } x \rightarrow \infty, \\ P &\rightarrow E \quad \text{khi } x \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (3.137)$$

Như vậy, phương sai dao động mực nước gần bờ tăng hai lần so với vùng khơi đại dương. Do đó, ở đại dương thậm chí với đáy hàu như bằng phẳng người ta vẫn thấy sự tăng năng lượng các sóng dài do sự phản xạ nhiều lần.

2. Chúng ta sẽ ước lượng sự phân bố năng lượng trung bình thống kê theo các hài đối với mô hình thêm không đổi (“thêm – bậc”) độ sâu h và độ rộng l , sử dụng phép xấp xỉ sóng ngắn

(tần cao). Trong trường hợp này ngoài các hài Puancarê tồn tại một số hữu hạn các hài sóng ven ($N \sim l/\lambda$).

Ở trạng thái cân bằng ngẫu nhiên thiết lập đẳng thức các dòng năng lượng trung bình không chỉ trong số các hài Puancarê, mà cả trong số các hài sóng bị bẫy (sóng ven). Tại những tần số cao đối với chúng tốc độ nhóm $c_g \sim \sqrt{gh}$, vì vậy mật độ năng lượng tổng cộng trung bình của các hài sóng ven có thể ước lượng như sau:

$$E_0^{\text{bị bẫy}} = \sum_i^N \langle \mathcal{E}_i^{\text{bị bẫy}} \rangle = N \langle \mathcal{E}^{\text{bị bẫy}} \rangle \cong \frac{F\omega}{gh}. \quad (3.138)$$

Từ sự so sánh (3.138) và (3.134) rút ra

$$E_0^{\text{bị bẫy}} / E_\infty = H/h, \quad (3.139)$$

tức năng lượng các sóng bị bẫy tăng theo hướng tới bờ tỷ lệ với sự giảm độ sâu.

Đối với các sóng phát xạ truyền vào phía bờ, năng lượng cần phải tăng lên về phía bờ theo quy luật $h(x)^{-1/2}$, tức là

$$E_0^{\text{phát xạ}} / E_\infty \cong \sqrt{H/h}. \quad (3.140)$$

Từ sự so sánh (3.139) và (3.140) suy ra rằng trên thêm năng lượng các sóng phát xạ và sóng bị bẫy cần phải tương quan với nhau như sau:

$$\varepsilon_0 = E_0^{\text{phát xạ}} / E_0^{\text{bị bẫy}} \cong \sqrt{h/H}. \quad (3.141)$$

Nếu độ sâu vùng khơi đại dương bằng 5000 m, còn độ sâu thêm – 60 m, thì theo (3.141) trên thêm khoảng 90 % năng lượng sẽ thuộc về các sóng bị bẫy và chỉ 10 % thuộc các sóng phát xạ, điều này phù hợp với dữ liệu [267].

Từ (3.141) cũng suy ra rằng tỷ phân tương đối năng lượng

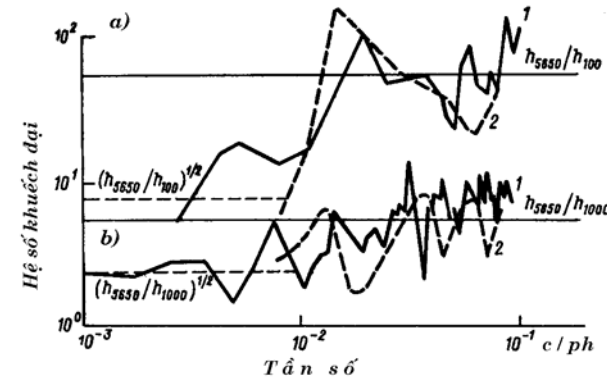
các sóng bị bẫy tăng lên khi giảm độ sâu. Đối với những sóng ngoại trọng lực với chu kỳ từ một số chục giây đến một số phút kết quả này đã được khẳng định chắc chắn bằng thực nghiệm [9, 169].

Nếu tính đến rằng $h \ll H$, từ (3.139) và (3.141) suy ra

$$\langle \zeta_0^2 \rangle / \langle \zeta_\infty^2 \rangle \cong H / h. \quad (3.142)$$

Phù hợp với (3.142), biên độ các sóng khi độ sâu giảm sẽ tăng nhanh hơn rất nhiều so với suy ra từ định luật Green (1.19), các quan trắc đã khẳng định điều này. Ví dụ, theo dữ liệu thực nghiệm của V. S. Buchkov, S. S. Strelakov [9] và Fujinawa [169], biên độ các sóng dài tăng lên theo quy luật $\zeta(x) \sim h(x)^{-1/2}$, hoàn toàn tương ứng với biểu thức (3.142). Đặc điểm đổi thiên biên độ trung bình của các sóng dài như vậy khi tiến gần tới bờ là hệ quả của (3.139), tức bị chi phối bởi sự tập trung năng lượng các sóng dài trên nước nông do kết quả của hiện tượng “bẫy sóng”.

3. Trong công trình [232] E. A. Kulikov và I. V. Fine xuất phát từ tính chất phân bố đều của năng lượng theo các hài đã tính toán hàm chuyển tiếp liên hệ mật độ phổ dao động mực nước của trường sóng ngẫu nhiên ở vùng khơi đại dương và ở lân cận bờ có tính đến địa hình thực ở đới thềm – sườn lục địa. Phổ tại trạm P5 (xem hình 1.13) đã được chọn làm phổ “tiêu chuẩn”, dựa vào nó người ta đã tính các phổ cho vùng Nam Kuril – đảo Hokkaidô tương ứng với những độ sâu và khoảng cách từ bờ khác nhau. Các kết quả tính toán đã được so sánh với các phổ thực tế nhận được tại trạm P2 và tại một trạm cáp đặt tại đáy ở gần đảo Shikotan (xem hình 1.16).



Hình 3.31. Tỷ số phổ dao động mực nước đại dương ở đới thềm ($h = 100$ m) (a) và sườn lục địa ($h = 1000$ m) (b) so với phổ tiêu chuẩn (phổ nước sâu, $h = 5650$ m) (1) và hàm chuyển tiếp lý thuyết (2)

Trên hình 3.31 dẫn những kết quả tính hàm chuyển tiếp từ vùng khơi đại dương ($h = 5650$ m) sang đới sườn lục địa ($h = 1000$ m), (tức từ trạm P5 sang trạm P2) và sang đới thềm ($h = 100$ m) (từ P5 sang trạm cáp). Ở đó biểu diễn các tỷ số đo được S_{1000} / S_{5650} và S_{100} / S_{5650} . Nhận thấy sự trùng hợp khá cao của hàm chuyển tiếp lý thuyết và thực nghiệm. Trên đồ thị cũng biểu diễn những mối phụ thuộc (H/h) và $(H/h)^{1/2}$ tuân tự tương ứng với các công thức (3.142) và (1.19). So sánh với những tỷ số thực tế của các phổ cho thấy công thức (3.142) mô tả khá tốt sự biến động thực của biên độ sóng dài khi tiến dần tới bờ đối với các chu kỳ $T < 100$ phút, còn công thức (1.19) (định luật Green) ở trường hợp này chỉ thỏa mãn đối với các chu kỳ một số giờ và lớn hơn.

Mô hình phổ lý thuyết do Kulikov và Fine đề xuất cho phép ước lượng mức năng lượng sóng dài đối với các vùng khác nhau của Đại dương Thế giới tùy thuộc vào tần số và dạng địa hình,

cũng như giải thích những đặc điểm thực của cấu trúc sóng và sự phân bố năng lượng giữa hai kiểu sóng dài quan trọng nhất (sóng bị bẫy và sóng phát xạ).

Ta lưu ý một hệ quả quan trọng nữa của mô hình này. Ở mục 3.6 đã nhận xét rằng thêm có vai trò như một “máy phát sinh sóng” đối với các sóng dài. Mô hình Kulikov – Fine cho phép giải thích cơ chế vật lý cụ thể của quá trình này. Như đã nêu ở mục 3.5, 3.6, hiệu quả của sự phát sinh các sóng dài trọng lực (cũng như sự tiêu tán) tăng lên theo sự giảm độ sâu, vì vậy chúng chủ yếu được phát sinh ở đới thềm và đới ven bờ. Trong đó độ sâu càng nhỏ thì các sóng bị bẫy (sóng ven) được phát sinh càng nhiều và các sóng phát xạ được phát sinh càng ít. Tự bản thân các sóng bị bẫy không thể truyền năng lượng ra vùng khơi đại dương. Tuy nhiên, do sự tán xạ lượng dư năng lượng của các sóng bị bẫy cần phải được truyền cho các sóng phát xạ (nếu không thì đã xảy ra sự tích tụ năng lượng các sóng bị bẫy và tính vụn năng của phổ đã bị phá vỡ), các sóng phát xạ về phần mình mang năng lượng từ đới thềm ra vùng khơi đại dương. Đương nhiên, những nhiễu động bên ngoài mạnh (bão, bão lớn, sóng thần) có thể phá hủy sự cân bằng năng lượng của hệ thống trong một thời gian nào đó, trạng thái bền vững của phổ cần phải được phục hồi.

Nhìn chung có thể nói rằng, những đặc điểm thực của phổ sóng dài ở đại dương mà trong chương 1 đã đề cập có được sự giải thích khá đầy đủ trong khuôn khổ những quan niệm lý luận đã xây dựng thời gian gần đây.

3.10. Khảo sát dao động lắc ở những vùng ven bờ đại dương

Trong các mục trước của chương này đã khảo sát những

dao động sóng dài của mực nước đại dương hình thành trên thềm và ở lân cận bờ thẳng hay gần thẳng. Những bất đồng nhất lớn của đường bờ, như các vịnh, các fiord, các vũng v.v... dẫn tới tạo thành các hệ thống dao động sóng đứng riêng với những tham số được xác định bởi hình học của thủy vực. Những khía cạnh lý thuyết liên quan tới việc khảo sát các dao động (dao động lắc) cộng hưởng ở các thủy vực với ranh giới mở phía ngoài (cửa vào) đã được xem xét ở mục 2.8. Dưới đây, chúng ta sẽ đề cập tới những dữ liệu thực nghiệm liên quan tới việc nghiên cứu dao động sóng dài cũng như những kết quả tính toán chúng bằng phương pháp số đối với các vùng nước cụ thể.

Thoạt đầu, sự quan tâm nghiên cứu dao động lắc ở các thủy vực tự nhiên và nhân tạo với cửa thông là do hai vấn đề chính:

1) Hiểm họa sóng thần, sự cần thiết phải tính đến những đặc điểm cộng hưởng của các thủy vực khác nhau với mục đích ước lượng những độ cao sóng thần có thể xảy ra trong vùng bờ;

2) Tác động tiêu cực của các dao động lắc trong các cảng tới hoạt động của hạm tàu, hiện tượng xô đẩy tàu thường hay xảy ra ở các cảng của Nhật, Cộng hòa Nam Phi, Mỹ, Pháp, Tây Ban Nha, Nga và những nước khác.

Ở Nhật những nghiên cứu thực địa về dao động sóng dài mực nước trong các vịnh biển đã bắt đầu sớm hơn nhiều so với ở các nước khác, và ngay từ những năm trước chiến tranh đã tích lũy được nguồn tài liệu thực nghiệm to lớn về các dao động lắc. Trước hết, điều đó liên quan tới những đợt ngập lụt biển do sóng thần mà Nhật bản là nước từng chịu đựng nhiều hơn bất kỳ nước nào khác trên thế giới. Song những vấn đề của hàng hải cũng đã kích thích tiến hành những nghiên cứu như vậy.

Vùng bờ biển của quần đảo Nhật Bản có đặc điểm bị chia cắt khá mạnh, nhiều vịnh và vũng biển hình dạng rất khác

nhau tạo nên những điều kiện thuận lợi để hình thành các dao động lắc. Nguồn chủ yếu của chúng là các nhiễu động khí quyển, tuy nhiên ít khi ở đây (đặc biệt ở bờ Thái Bình Dương) gặp thấy những trận sóng thần mạnh. Ngay từ đầu thế kỷ, Omri đã nhận ra rằng các chu kỳ dao động sóng dài nên gây nên bởi những nhiễu động bên ngoài mạnh (ví dụ như, sóng thần) là như nhau. Ông đã giải thích điều này là do vịnh (vũng) biển hay một bộ phận biệt lập nhất định của biển dao động như một con lắc với chu kỳ riêng của mình.

Các sóng đứng ở trong các vịnh gây nên bởi sóng thần có thể đạt tới độ cao khổng lồ, nhưng thậm chí khi không có những nhiễu động địa chấn ở nhiều vũng và vịnh biển thuộc bờ Thái Bình Dương của nước Nhật vẫn quan trắc thấy những dao động lắc đáng kể. Những dao động đó được gọi là yota [207]. Các dao động lắc ở vịnh Nagasaki có đặc điểm rất độc đáo, được gọi là abiki, và đạt tới độ cao một số mét [196, 207].

Honda, Terada và nnk. [207] đã thực hiện một nghiên cứu cơ bản về các dao động lắc ở vùng bờ Nhật Bản. Mặc dù công trình đã ra đời gần 85 năm trước đây (năm 1908), nhưng đến nay nó vẫn còn có tính thời sự về nhiều phương diện. Đối với mỗi thủy vực nghiên cứu, các tác giả đã thực hiện quan trắc trực tiếp về dao động lắc* (nhờ các máy ghi mực nước ven bờ đặt cố định và di động) và thực hiện những tính toán lý thuyết về chu kỳ dao động riêng theo công thức (2.124). Tổng cộng đã thực hiện phân tích như vậy đối với 68 (!) vũng và vịnh của Nhật Bản. Kết quả là các tác giả đã nhận được những kết luận chính

* Ở Nhật một thời gian dài thuật ngữ “dao động lắc” chỉ được dùng để chỉ những dao động sóng đứng trong các thủy vực kín (kiểu như hồ), còn đối với những dao động tương tự trong các vịnh và vũng biển đã dùng thuật ngữ “dao động thủy triều thứ sinh” (secondary undulation of tides) [273]. Thời gian gần đây để chỉ những dao động này người ta cũng đã bắt đầu sử dụng thuật ngữ “dao động lắc” [196, 275].

như sau:

- 1) Ở bờ Thái Bình Dương, nơi nào không có những vũng hẹp dài (inlet) thì dao động lắc có độ cao không đáng kể và có đặc điểm rất không thường xuyên;
- 2) Ở bờ phía biển Nhật Bản dao động lắc đáng kể, mặc dù không thường xuyên;
- 3) Ở các vịnh lớn, và ở cả những vũng biển nước nông với cửa vào hẹp dao động lắc thường ít đáng kể;
- 4) Ở các vũng biển sâu, dài và hẹp và các cửa sông hình phễu dao động lắc biểu lộ rõ nhất.
- 5) Trong các vũng biển kế cận nhau và trên những khu vực bờ thoáng thường quan trắc thấy những dao động như nhau;
- 6) Trong nhiều vũng biển các chu kỳ dao động lắc biến đổi (trong những giới hạn nhất định);
- 7) Trong một số vũng biển các chu kỳ dao động rất ổn định;
- 8) Thường các chuỗi dao động lắc biểu lộ trong cùng một pha của sóng thủy triều;
- 9) Những dao động cơ bản thể hiện rõ trong phạm vi một vũng biển có cùng một pha;
- 10) Các chu kỳ (T) của những dao động ngự trị ở các vũng biển khác nhau được mô tả khá tốt bằng biểu thức

$$T = \frac{4L}{\sqrt{gH}}, \quad (3.143)$$

ở đây L – độ dài, H – độ sâu trung bình của vũng biển;

- 11) Tại cửa vào vũng biển có thể biểu lộ cùng những dao động như ở chính bên trong vũng biển, nhưng biên độ nhỏ hơn.
- 12) Các dao động lắc trong các vũng và vịnh biển gây nên bởi bão hay nguồn ở xa có cùng những chu kỳ ngự trị như

những dao động nên bình thường.

Trước khi xuất hiện các công trình [207] người ta đã cho rằng dao động lắc ở các vịnh và vũng biển – đó là những dao động sóng đứng được tạo thành giữa hai bờ đối diện của thủy vực. Những nghiên cứu của Honda và nnk. [207] đã cho thấy rằng thực tế hầu như trong tất cả các trường hợp những dao động lắc đáng kể đã liên quan tới hài cơ bản (tức hài Helmholtz), gây nên sự dồn nước và rút nước tuần hoàn ra khỏi toàn bộ vũng biển. Các hài bậc cao hơn, kiểu như các sóng đứng thuần túy, chỉ quan trắc thấy ở một số vũng biển (Hokosima, Ophunato, Hakodate).

Những kết quả của Honda và nnk. chủ yếu cho thấy rằng, giả thuyết của Omori về đặc điểm vạn năng (theo nghĩa các chu kỳ áp đảo) của các dao động trong vũng biển không phụ thuộc vào những nguyên nhân gây nên chúng về cơ bản được thỏa mãn, đặc biệt đối với các nguồn nhiễu động bên ngoài ở xa. Trong khi đó, đối với những nguồn ở gần thường gặp thấy tình huống khi các sóng tiến dài đi vào vịnh và vũng biển không phụ thuộc vào chu kỳ của chúng. Biên độ của chúng trong quá trình lan truyền theo vịnh tăng lên theo công thức Airy–Green:

$$\zeta(x) \sim b^{1/2}(x) h^{1/4}(x), \quad (3.144)$$

trong đó $b(x)$ – độ rộng vịnh, tọa độ x hướng dọc theo trục vịnh. Những sóng như vậy đặc biệt nguy hiểm đối với những vịnh có dạng chữ V và các cửa sông hình phễu, ở đó chúng có thể gây phá hủy mạnh mẽ. Những chu kỳ quan trắc được của những sóng này có thể khác nhiều so với các chu kỳ của những dao động nên thông thường.

Các kết luận của Honda, Terada và nnk. [207] về những nhân tố bên ngoài dẫn tới tạo thành dao động lắc rất đáng quan tâm. Đó là các xoáy thuận chuyển động, các vùng front, các

vùng bão, bão lớn v.v... Một tình huống đặc biệt gây tò mò được quan trắc thấy đối với các trạm nằm trong eo biển Naruto (ví dụ, đối với trạm Sioiasumi, bờ đông bắc đảo Sikomu): các dòng chảy thủy triều khi truyền vào biển Nhật Bản sinh ra ở đó những dao động lắc giống như tia không khí khi đi qua miệng kèn gây nên trong ống bầu những dao động thẳng đứng của cột không khí. Dao động lắc với chu kỳ khoảng 2,5 phút sẽ xuất hiện cùng với sự bắt đầu chuyển động của dòng triều từ phía đại dương (tức vào thời điểm nước ròng), đạt độ cao cực đại (cỡ 18 cm) khi dòng chảy cực đại, và trở về không khi dòng chảy yếu dần (vào lúc nước lớn). Khi chu kỳ triều mới bắt đầu thì bức tranh được lặp lại. Khi các dòng chảy triều hướng về phía ngược lại (tức ra phía đại dương) các dao động lắc kiểu đó không được tạo thành.

Về hiện tượng này có một giả thuyết khá hay của Nagaoka do ông nêu ra vào đầu thế kỷ rằng dòng chảy Kuroshio lan truyền với tốc độ một số nút dọc theo bờ Thái Bình Dương có thể là nguồn dao động sóng dài của mực nước ở vùng bờ Nhật Bản [274]. Những quan trắc ở eo biển Naruto chứng tỏ khả năng có thể của cơ chế tương tự phát sinh dao động lắc.

50 năm sau công trình của Honda và nnk. [207], để giải thích hiện tượng dao động lắc ở eo biển Naruto, Nakano và Abe [274] đã tiến hành những thí nghiệm chuyên đề trong phòng thí nghiệm và xây dựng mô hình lý thuyết phát sinh dao động lắc bởi dòng triều. Họ đã chỉ ra rằng nếu tốc độ dòng chảy ở trong eo biển vượt trội một giá trị tới hạn nào đó, thì ở hai phía của dòng bắt đầu tạo thành các xoáy Karman đối xứng ngược (phân bố theo thứ tự bàn cờ). Các xoáy này dẫn tới kích thích những dao động đứng trong các vịnh và vũng biển bên cạnh trong trường hợp nếu như các chu kỳ riêng cơ bản của các thủy vực trùng hợp với chu kỳ đặc trưng của các xoáy (T_{vor}) xác định từ

biểu thức đơn giản

$$T_{\text{vor}} = \frac{l}{u}, \quad (3.145)$$

ở đây l – khoảng cách giữa hai xoáy lân cận nằm ở một phía của dòng, u – tốc độ lan truyền của các xoáy ($u = 0,4 \dots 0,6V$, V – tốc độ của dòng triều). Giá trị $T_{\text{vor}} = 9,79$ s do Nakano và Abe tìm được từ thí nghiệm trong phòng thí nghiệm, nếu tính đến nhân tử tỷ lệ $\gamma = 200$ thì khá gần với chu kỳ các dao động lắc quan trắc ở Sioiasumi $T_0 = 150$ s, khá gần với công thức (3.143).

Trở lại với công trình của Honda, Terada và nnk. [207], chúng ta nhận xét rằng đối với nhiều thế hệ các nhà hải dương học Nhật Bản nghiên cứu dao động lắc, sóng thần và những dao động sóng dài khác, thì công trình này giống như một kiểu bách khoa toàn thư. Đáng tiếc, ở bên ngoài nước Nhật thì công trình này chưa được mấy ai biết tới mặc dù nó đã được công bố bằng tiếng Anh. Nhiều quy luật quan trọng về hình thành các dao động lắc đã từng được nhắc tới trong công trình [207] thì sau nhiều thập niên đã được độc lập phát hiện ở những nước khác.

Dưới ảnh hưởng của công trình [207], ở Nhật Bản trong những năm trước và những năm đầu tiên sau chiến tranh đã tiến hành nhiều nghiên cứu về dao động lắc ở các vịnh và vũng biển, nhưng hầu như trong tất cả những công trình đó sự chú ý chủ yếu giành cho việc xác định những chu kỳ dao động cộng hưởng và rất ít chú ý tới việc xác định độ lặp lại, thời gian kéo dài, độ cao sóng, những biến đổi của chúng theo thời gian (sự phát sinh và tiêu tán), những biến thiên mùa, cơ chế hình thành v.v... Chính là những vấn đề đó đã là đối tượng nghiên cứu của Nakano và Unoki vào đầu những năm sáu mươi [275]. Họ đã phân tích các dao động lắc tại 45 trạm, phần lớn trong số đó chưa được xét trong công trình [207]. Thời gian kéo dài của

các chuỗi quan trắc được sử dụng là từ 1 đến 26 năm. Đã tính toán các tổ chức đồ độ cao và chu kỳ dao động, ước lượng các độ cao cực trị của dao động lắc, độ lặp lại của chúng trong các mùa khác nhau, khảo sát các dao động lắc do sóng thần gây nên v.v...

Những thông tin chính về biểu hiện mạnh của các dao động lắc không phải nguồn gốc địa chấn đối với một số trạm vùng bờ nước Nhật được dẫn ở bảng 3.7. Thấy rõ rằng dao động lắc với độ cao hơn 1 m không phải là hiếm, còn ở một số trạm (Mera, Miako, Kusimoto) thậm chí quan trắc được những dao động với độ cao hơn 140 cm.

Sự biến động các tham số dao động lắc đối với các trạm khác nhau rất lớn: chu kỳ biến đổi từ một số phút (Aiukawa, Abarasu) đến một số giờ (Osaka, Nagoya). Nhưng điển hình nhất là các chu kỳ từ 15 đến 50 phút, độ lặp lại của dao động lắc biến đổi từ 2–3 trường hợp một năm (Kure, Vakaiama) đến 50–60 (Abasiri, Masuiama, Omaezaki), thời gian kéo dài từ 1 giờ đến một số ngày.

Tuy nhiên, trên cơ sở phân tích hình dạng các thủy vực cũng như các tổ chức đồ chu kỳ dao động có thể tách biệt được một số kiểu thủy vực.

A. Các vũng biển dài hẹp với cửa thể hiện rõ

Dao động lắc của các vịnh này mang đặc điểm ổn định thể hiện rõ, các tổ chức đồ đặc trưng bởi những đỉnh hẹp nhọn với một (Simidzu, Aiukawa, Tonoura, Simosu, Phutami v.v...) hay hai (Miako, Uchiura) chu kỳ thống trị.

B. Các vịnh lớn (Tokyo, Osaka, Ise, Kagosima v.v...)

Các tổ chức đồ có đặc điểm nhiều mắt, dao động không ổn định, rất hay quan trắc thấy những dao động không dừng.

Bảng 3.7. Những dao động lắc mạnh quan trắc được ở các trạm khác nhau thuộc vùng bờ quần đảo Nhật Bản (lập theo dữ liệu của công trình [275])

Trạm	Kiểu vịnh	Ngày tháng	Thời gian kéo dài, giờ	Chu kỳ, ph	Độ cao, cm	Nguyên nhân
Miako	A	1/4 1947	4	47	145	Xoáy nghịch
		2/4 1947	5	27	140	Xoáy thuận trên biển Nhật Bản
Aiukawa	A	26/12 1955	16	8	117	Xoáy thuận trên biển Nhật Bản
		2/4 1946	75	6	108	Đợt biến áp suất và xoáy thuận
Mera	E	3/10 1943	15	4-6	169	Bão
		22/9 1939	38	4-7	156	Bão
Onahama	D	3/1 1952	20	23	79	Xoáy thuận trên vùng bờ Thái Bình Dương
Omaezaki	D	18/2 1952	1	15	77	Front lạnh
Nagoia	B	25/9 1956	54	140	77	Bão Harriete
		30/10 1956	13	86	75	Xoáy thuận
		23/6 1952	19	155	72	Bão Dina
Uragami	A	25/9 1953	24	13	88	Bão Lorna
Kusimoto	A	5/11 1952	72	12	143	Bão Agnes
		18/2 1952	32	20	125	Front
		24/9 1953	39	2	122	Bão Tess
Matsuiama	D	13/5 1956	1	14	93	Front
		25/9 1956	3	13	90	Front
		12/9 1954	5	14	86	Bão Maria

281

Uvatzima	C	18/7 1950	64	29	130	Bão Grace
Simidzu	A	9/2 1950	20	25	104	Xoáy thuận trên biển Nhật Bản
Aburztu	A	9/9 1954	97	4	110	Bão No 5412
		27/9 1955	-	15	86	Bão Louiza
Tomie	D	14/4 1942	26	28	130	Xoáy nghịch
		29/2 1940	12	33	126	Xoáy nghịch
		22/1 1954	12	40	125	Front
Megami	A	22/3 1955	4	36	125	Hai front
		3/4 1943	4	35	118	
		18/12 1936	15	25	103	Xoáy thuận trên biển Nhật Bản và front lạnh
Tonoura	A	19/4 1956	14	34	108	Xoáy thuận
		11/4 1956	3	27	104	Xoáy thuận
		2/3 1939	51	12	96	Xoáy thuận trên vùng bờ Thái Bình Dương
Sakai	C	4/3 1951	85	70	127	Xoáy thuận trên biển Nhật Bản
		27/3 1951	72	80	125	Xoáy thuận
Vakkáni	D	7/1 1956	34	39	99	Gió mùa; xoáy thuận trên biển Nhật Bản và front lạnh
		22/12 1956	56	53	91	Gió mùa; xoáy thuận trên biển Okhôt
		10/12 1956	23	56	88	Gió mùa; xoáy thuận trên biển Okhôt

282

Ghi chú: 1. Chỉ có những sự kiện và các trạm với độ cao dao động lúc hơn 70 cm mới được đưa vào bảng (không quá ba đối với một trạm). 2. Các dao động lắc gây nên bởi sóng thần không dân trong bảng.

C. Các vịnh và vũng biển hình dạng không đều (Maisaka, Toba, Sakai, Uvadzima, Ovase v.v...)

Các tổ chức đồ có đặc điểm nhiều một phức tạp.

D. Các thủy vực với cửa mở rộng, với chúng thậm chí thường hay khó xác định đường cửa (Hachinoke, Omaezaki, Onahama, Ivasaki v.v...)

Trên tổ chức đồ chu kỳ có cực đại rộng mờ nhạt hoặc một số cực đại.

E. Các đảo và bờ thoáng (Okada, Chosi v.v...)

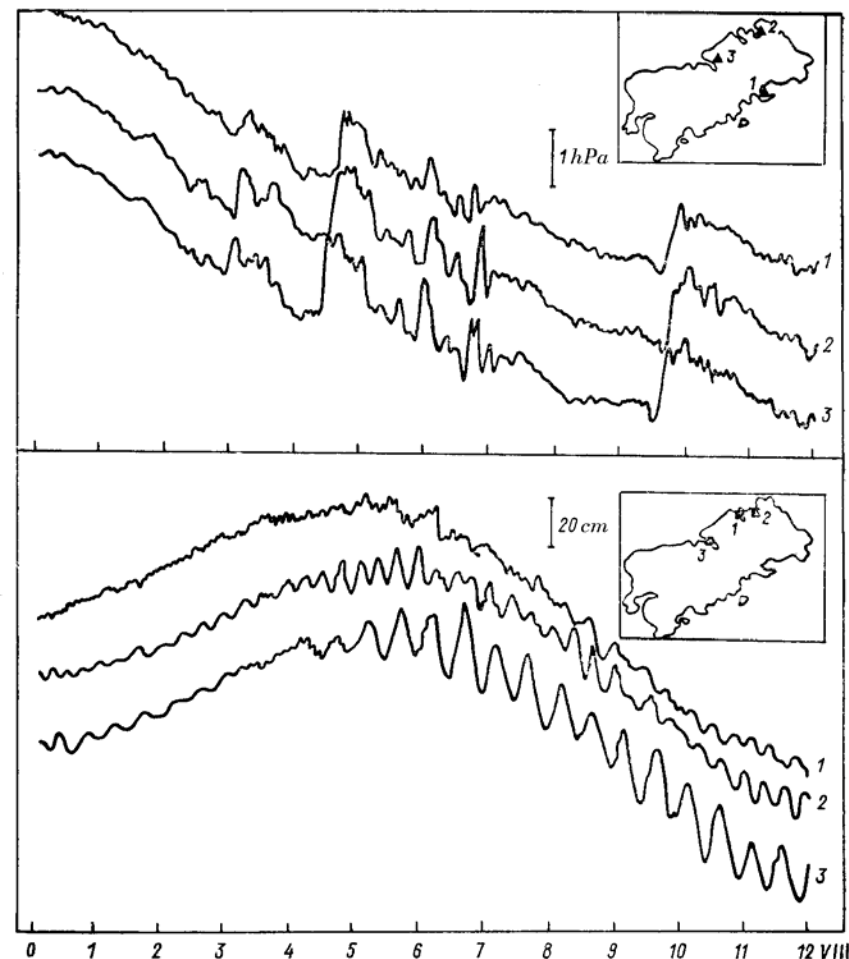
Đối với các trạm này thường hay gặp những dao động khá mạnh, nhưng các tổ chức đồ chu kỳ có đặc điểm khá phức tạp.

Thông thường dao động lắc mạnh nhất gặp thấy ở các thủy vực kiểu A, đối với các vịnh kiểu B dao động lắc ít khi cao hơn 20 cm, các thủy vực kiểu C giữ vị trí trung gian.

Trong bảng 3.7 dẫn dữ liệu về các dao động lắc cực trị tại 18 trạm. Tại 27 trạm còn lại dao động lắc mạnh (độ cao hơn 70 cm) hoàn toàn không gặp thấy, hoặc chúng được gây nên bởi sóng thần.

Nakano và Unoki không giải thích những nguyên nhân khác biệt nhiều như vậy về độ cao của dao động lắc ở các vũng vịnh khác nhau, ví dụ, vì sao một và cùng một nhiều động bên ngoài lại sinh ra những phản ứng rất khác nhau ở các thủy vực khác nhau (ví dụ điển hình là những quan trắc trên đảo Shikotan đã dẫn trên hình 3.32).

Tuy nhiên các kết quả khảo sát lý thuyết về sự hình thành dao động sóng dài trình bày ở trên cho phép trả lời câu hỏi này.



Hình 3.32. Những thăng giáng đồng thời của khí áp (a) và dao động mực nước biển (b) khu vực đảo Shikotan khi front đông ngày 8/ 5/1991 đi qua. Các số hiệu bên cạnh băng ghi tương ứng với số hiệu trạm: a) 1 – vũng Đmitrov, 2 – Malokurilsk, 3 – Krabozavođsk; b) 1 – Otratnoi, 2 – Malokurilsk, 3 – Krabov

Bảng 3.8. Các dao động lắc ven bờ ở một số vịnh, vũng và cảng biển; các hải dao động quan trắc (từ công trình [349])

Tên vịnh, vũng hay cảng biển	Vị trí	Các chu kỳ dao động quan trắc (gần đúng), phút					
Cảng Saint-John	Vịnh Fundy, Canada	74	42				
Vũng Narraganset	Rod Island, Mỹ	44	46				
Vịnh Bermillion	Louisiana, Mỹ	180	120				
Vịnh Galveston	Texas, Mỹ	75					
Vịnh San-Pedro	Los-Angeles, Mỹ	72-8,4	60-65	44-55	35-40	28-35	24-27
Vịnh San-Fransisco	San-Fransisco, Mỹ	116	47	34-41	24-27	17-19	
Vịnh Monterey	California, Mỹ	60-66	36-38	28-32	22-24	16-20	10-15
Vịnh Hilo	Hawaii, Mỹ	20-25	10	7			
Guamika	Puert-Riko	45					
Leruik	Quần đảo Sotland	28-30					
Cảng Leiksoes	Khu vực Portu, Bồ Đào Nha	20-25					
Vịnh Neopalitan	Italia	48	17-18				
Vịnh Venesian - vịnh Triest	Bắc Adriatika	210-240	60	40	10	5	
Euripa (vịnh Talant)	Hy Lạp, khu vực đảo Eubey	105	60				
Kasablanka	Angiêri, Bắc Phi	20-26					
Vịnh Stolovoi, Capetown	Marôcô, Bắc Phi	35-40	18-20				
Vũng Algoa, Port-Elisabete	Nam Phi	58-62	38-43	25-30	18-21	14-17	10-11
Tamatave	Nam Phi	69-75	57	42-52	35	20-25	16-17
Tutikorin, vịnh Manaro	Mađagaska	15	8-10	1-2			
Vịnh Hokodate	Ấn Độ - Sri - Lanka	180					
Vịnh Aomori	Hokkaidô, Nhật Bản	45-57	21-24				
Vịnh Ophunato	Honsio, Nhật Bản	295	103	23-26			
Vịnh Nagasaki	Honsio, Nhật Bản	41-44	36-39	12-17	5-6		
Wellington	Kiusiu, Nhật Bản	69-72	54	44-45	40	32-38	22-25
Littleton	New Zealand	28	?	?			
	New Zealand	156	?	?			

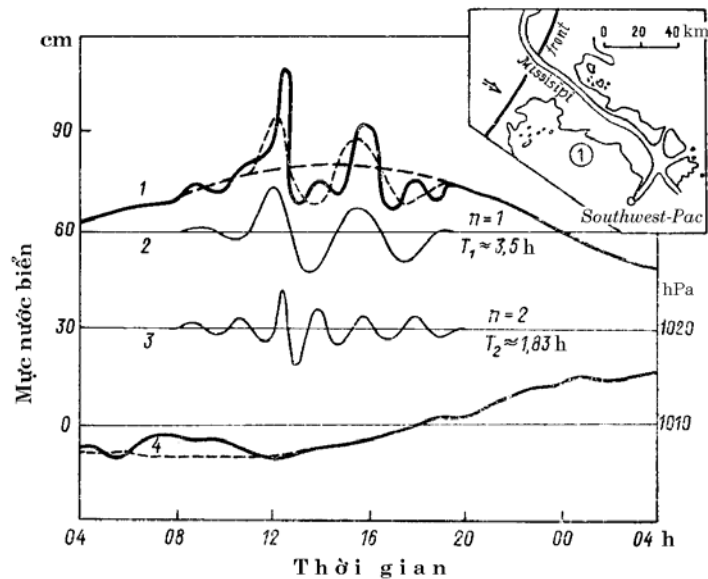
Như đã cho thấy ở mục 2.8, độ lớn tương đối của cực đại cộng hưởng trong phổ năng lượng của các dao động, tức thích ứng thực tế của thủy vực đối với tác động bên ngoài, được xác định bằng hệ số chất lượng Q của hệ thống (của thủy vực cụ thể). Hệ số chất lượng càng cao thì càng có thể kỳ vọng các dao động mạnh đối với thủy vực đang xét (ứng với cùng những điều kiện khác như nhau). Như Miles và Munk [254] đã cho biết, giá trị Q phụ thuộc mạnh vào hình dạng thủy vực và thường (ít ra là đối với hải Helmholtz) tăng lên khi độ rộng cửa giảm. Những vũng và vịnh biển dài hẹp mà Nakano và Unoki xếp vào kiểu A có hệ số chất lượng cao, vì vậy chính là ở đây thường hay quan trắc thấy dao động lắc mạnh. Ngược lại, các vịnh lớn (kiểu B) hay những thủy vực vôi cửa mở rộng (kiểu D) có hệ số chất lượng bé, vì vậy những dao động lắc mạnh ở đây tương đối hiếm.

Những dao động sóng dài đáng kể quan trắc được ở gần bờ thoáng (kiểu E) chắc chắn có cơ chế hình thành khác và có lẽ liên quan tới sự khuếch đại trên thêm đối với các sóng từ vùng khơi đại dương đi tới (do cộng hưởng thêm).

Các nguyên nhân gây nên những dao động lắc cực trị ở vùng bờ nước Nhật rất đa dạng: các xoáy thuận, xoáy nghịch, bão, front lạnh v.v... (xem bảng 3.7). Trong những năm 1989-1991 V. A. Djumagaliev đã tiến hành khảo sát những đặc điểm hình thành dao động lắc ở một số vũng biển đảo Shikotan (Nam Kuril). Nhìn chung, các kết quả nhận được khá phù hợp với những kết quả của Honda, Terada và nmk. [207] và Nakano, Unoki [275]. Ví dụ, đã nhận ra rằng các dao động lắc gần vùng bờ Kuril được sinh ra bởi các nhân tố bên ngoài khác nhau, nhưng thường xuyên nhất là các dao động mạnh xuất hiện khi đợt biển khí áp đi qua (xem hình 3.32). Ở đây, như có thể thấy rõ từ hình vẽ, trong mỗi thủy vực xuất hiện những dao động với chu kỳ riêng của mình: ở vịnh Malokurilsk - gần 18,5 phút, vịnh Krabov - 31 phút, vịnh Otratnoi (nơi dao động lắc biểu

hiện ít rõ nét hơn) – khoảng 28 phút. Các độ cao tương ứng của dao động lắc (quy mô dao động) ở các vịnh đó tuần tự bằng 15–20, 35–40 và 10–12 cm.

Các đợt đột biến áp suất thường gắn liền với những vùng chanh chấp front, nhưng đôi khi cũng gặp thấy ở bên trong những thành nội bộ một khối không khí. Những dao động lắc mạnh ở các vũng biển đảo Shikotan đã từng được quan trắc thấy trong khi những chuỗi sóng khí quyển đi qua, đặc biệt khi chu kỳ của những sóng đó gần với chu kỳ cộng hưởng [288].



Hình 3.33. Sự kích thích cộng hưởng dao động lắc tại trạm Southwest Pac, châu thổ sông Missisipi, ngày 18 – 19/3/1952 bởi front khí quyển di chuyển

1 – dao động mực nước biển, 2 và 3 – các hài dao động riêng thứ nhất và thứ hai, 4 – khí áp (từ công trình [349])

Một trường hợp kích thích dao động lắc rất đáng quan tâm được mô tả trong công trình của Wilson [249]. Front khí quyển ngày 17–19 tháng 3 năm 1952 truyền theo đông dọc bờ bắc vịnh Mêhicô đã gây nên những dao động đáng kể mực nước biển tại một loạt trạm ven bờ. Chúng có đặc điểm đặc biệt khác lạ tại trạm Southwest Pac gần cửa sông Missisipi (hình 3.33). Phân tích kỹ bằng ghi mực nước đã cho thấy rằng những dao động quan trắc được là tổng cộng của hai dao động điều hòa chính: thứ nhất – với chu kỳ $T_1 = 3,5$ giờ, biên độ $\zeta_1 = 15$ cm, thứ hai – với $T_2 = 1,83$ giờ, $\zeta_2 = 10,7$ cm và một phần bổ sung nhỏ của dao động điều hòa thứ ba. Các trị số dao động riêng tương ứng gây nên bởi những thăng giáng khí quyển được tính toán theo lý thuyết đối với vịnh hình bán nguyệt (ghi bằng số 1 trên hình 3.33) như sau: $T_1 = 3,23$ giờ, $\zeta_1 = 17,7$ cm; $T_2 = 1,61$ giờ, $\zeta_1 + \zeta_2 = 10,7$ cm, như vậy khá phù hợp với quan trắc.

Các công trình nghiên cứu dao động lắc ở các vũng vịnh và cảng biển trong những năm sau chiến tranh liên quan tới hai vấn đề đã nêu ở trên (sóng thần và xô đẩy tàu) đã phát triển mạnh ở nhiều nước, trước hết là Mỹ và Cộng hòa Nam Phi. Người ta đã xây dựng những phương pháp số tin cậy để tính toán các dao động riêng trong các thủy vực tự nhiên [62, 171, 193, 280], bắt đầu tiến hành những thí nghiệm chuyên đề ngoài hiện trường để đo dao động lắc nhờ những cảm biến áp suất thủy tinh đặt sát đáy [20, 109, 110, 124, 147]. F. Raikhlen [84] và Wilson [349] đã có tổng quan cơ bản về những nghiên cứu lý thuyết và thực nghiệm về dao động lắc, một số thông tin bổ sung hữu ích về dao động lắc có thể tìm thấy trong các cuốn chuyên khảo của Wregel [345], N. A. Labzovski [46], V. S. Búchkov và S. S. Strekalov [9], T. Murty [67, 270]. Hiện nay, chu kỳ các dao động riêng ở nhiều vùng nước của Đại dương Thế giới đã được biết khá tốt (bảng 3.8). Vấn đề then chốt là vấn đề

về cơ chế phát sinh các dao động lắc ở những thủy vực khác nhau. Những dữ liệu khảo sát cho thấy rằng không tồn tại một cơ chế vạn năng nào đó kích thích các dao động lắc thậm chí trong phạm vi một thủy vực: ở những thời điểm khác nhau có những nhân tố khác nhau có thể gây nên các dao động đứng giống nhau về độ lớn. Trong khi đó có thể nói về những quy luật nhất định. Đối với những vịnh lớn với chu kỳ riêng từ một số giờ đến 10 – 20 giờ, có lẽ nguồn chủ yếu của các dao động lắc là thủy triều và nước dâng trong bão. Thật vậy, theo ý kiến của B. Wilson [349], trận nước dâng thảm họa ở Bangladesh ngày 13/11/1970 với gần 1 triệu người chết (có thể là thảm họa tự nhiên khủng khiếp nhất của thế kỷ 20) đã chủ yếu liên quan tới những dao động cộng hưởng trong vịnh Bengan gây nên bởi nước dâng. Trong các vịnh và vũng biển kích thước trung bình với chu kỳ riêng từ 10 phút đến một số giờ, dao động lắc chủ yếu phát sinh bởi các quá trình khí quyển (bão, dải tương phản front, gió giật mạnh, sóng khí quyển v.v...). Đối với những thủy vực như vậy thì sóng thần cũng là mối đe dọa lớn, chúng có cùng những chu kỳ đặc trưng xấp xỉ [67, 88]. Cuối cùng, đối với các vũng biển nhỏ và hải cảng trong đó các dao động riêng có chu kỳ một số phút, thì vai trò chính kích thích dao động lắc là sóng gió và sóng lừng [9, 145, 348].

3.11. Ảnh hưởng của các dao động lắc tới sự hình thành phổ các sóng dài ở vùng Nam Kuril

Trên ví dụ một số vũng biển ở Nam Kuril chúng ta sẽ xét ảnh hưởng của các dao động lắc tới đặc điểm chung của phổ sóng dài ở các khu vực ven bờ đại dương cũng như những kết quả tính toán bằng số các dao động riêng ở các thủy vực tương ứng và các quan trắc trực tiếp về dao động mực nước biển.

Vùng bờ chuỗi đảo Kuril rất không đồng nhất. Ở đây, trong một số vũng và vịnh biển quan trắc được những dao động lắc đáng kể. Các kiểu dao động sóng đứng đặc biệt còn xuất hiện giữa các nhóm đảo, ví dụ ở trong eo biển Nam Kuril – eo biển này giống như một cái hòm giới hạn ở phía tây nam bởi đảo Hokkaidô, ở phía tây bắc – đảo Kunashi, còn ở phía đông nam – chuỗi đảo Malo - Kurilsk (hình 3.34 a).

Sóng thần là mối đe dọa nghiêm trọng đối với vùng bờ Kuril và vì vậy việc tính toán các đặc điểm cộng hưởng của địa hình đối với vùng này có ý nghĩa thực dụng to lớn.

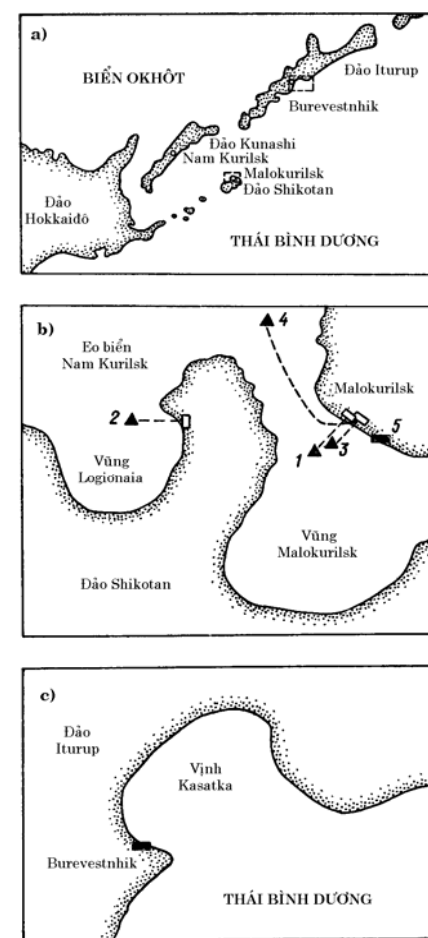
Trong công trình của A. B. Rabinovich và A. S. Leviant [78], để phân tích dao động lắc ở khu vực Nam Kuril đã sử dụng dữ liệu của các trạm ghi mực nước ven bờ Malokurilsk, Nam Kurilsk và Burevestnik (xem hình 3.34 a). Có hai vấn đề thực tế quan trọng chi phối việc lựa chọn những trạm này: 1) việc phân vùng sóng thần khu vực ven bờ các điểm dân cư chính; 2) xây dựng Hệ thống thống nhất tự động quan trắc sóng thần, để đảm bảo việc này cần dữ liệu về mực nước nhiều sóng dài tự nhiên của các trạm ven bờ khác nhau. Tuy nhiên, những trạm này cũng còn có ý nghĩa khoa học thuần túy từ góc độ nghiên cứu ảnh hưởng của điều kiện địa lý tự nhiên tới sự hình thành các dao động riêng (dao động lắc). Máy ghi mực nước ở Malokurilsk (đảo Shikotan) nằm bên trong một vũng biển biệt lập với một cửa hẹp (hình 3.34 b). Máy ghi mực nước của trạm Burevestnik được đặt ở bờ vịnh Kasatka (đảo Iturup), về hình dạng giống như một hình bán nguyệt, tức một thủy vực nửa kín với cửa rộng. Máy tự ghi mực nước ở Nam Kurilsk nằm trên một đoạn bờ tương đối thẳng của đảo Kunashi, nhưng toàn bộ vùng này chịu ảnh hưởng của các dao động riêng của eo biển Nam Kurilsk, một hệ thống phức tạp với cửa vào rộng và các lỗ thông phía bên sườn (các eo phân cách các đảo của chuỗi đảo Malokurilsk và tách biệt Kunashi với Hokkaidô). Phân tích các

dữ liệu thực nghiệm nhận được từ các trạm Malokurilsk, Burevestnhik, Nam Kurilsk và so sánh với những dữ liệu mô hình hóa lý thuyết có thể có giá trị từ góc độ tìm hiểu cơ chế phát sinh dao động lắc trong điều kiện tự nhiên.

Thông thường sự khuếch đại các dao động lắc quan trắc được khi các cơn bão đi qua. Độ lặp lại cực đại của bão đi vào vùng quần đảo Kurl rơi vào các tháng tám – chín. Vì vậy chính là hai tháng này đã được chọn để phân tích trong công trình [78]. Đối với Burevestnhik và Malokurilsk đã sử dụng các băng mực nước năm 1973, lấy số ghi với bước thời $\Delta t = 5$ phút, đối với Nam Kurilsk – năm 1975 với bước $\Delta t = 10$ phút. Khối lượng thông tin lớn đã cho phép khảo sát chi tiết những dao động sóng dài nên ở dải chu kỳ từ 10–20 phút đến một số giờ và ước lượng các đặc trưng thống kê của dao động lắc.

Việc phân tích đã được thực hiện theo từng tháng riêng biệt và bao gồm ba yếu tố chính: 1) tính toán các tổ chức đồ độ cao và chu kỳ của từng dao động; 2) phân tích phổ các băng ghi; 3) phân tích phổ liên hệ của các chuỗi quan trắc đồng thời ở Malokurilsk và Burevestnhik. Thủy triều đã được tính toán theo phương pháp bình phương nhỏ nhất và được loại khỏi các chuỗi ban đầu. Các chuỗi mực nước dư đã được sử dụng để phân tích tiếp.

Phân tích hàm hiệp biến của các quá trình sóng dài ở Malokurilsk và Burevestnhik đã cho thấy rằng trên các chu kỳ bé hơn 7,5 giờ sự liên hệ giữa các dao động ở các trạm này thực tế không tồn tại, và do đó, trường sóng dài đối với mỗi trạm hình thành độc lập với nhau.



Hình 3.34. Vùng Nam Kuril và vị trí các trạm mực nước Nam Kurilsk, Malokurilsk và Burevestnhik (a); vùng vũng Malokurilsk, đảo Shikotan (b): 1–4 – các trạm đặt đáy, 5 – trạm mực nước trên bờ Malokurilsk; vùng vịnh Kasatka, đảo Iturup (c)

Các tổ chức đồ và phổ tính được đối với tất cả các trạm được biểu diễn trên các hình 3.35, 3.36. Thấy rõ rằng các đặc trưng nhận được cho những tháng khác nhau tại một trạm khá phù hợp với nhau, còn vào cùng một thời gian tại các trạm khác nhau thì khác nhau một cách đáng kể. Do sso, những đặc điểm chuyển động sóng dài ở đây được quyết định bởi các dao động riêng của mực nước trong từng thủy vực tương ứng, chứ không phải bởi những nhân tố bên ngoài.

Chúng ta xem xét dao động tại từng trạm riêng biệt, sử dụng bổ sung những kết quả tính toán lý thuyết về dao động lắc trong eo biển Nam Kurilsk [62] và vũng biển Malokurilsk [81], cũng như các dữ liệu thí nghiệm chuyên đề do các cộng tác viên của Viện Thủy văn và Địa vật lý biển ở khu vực đảo Shikotan [20, 147].

Nam Kurilsk

Các tổ chức đồ độ cao và chu kỳ dao động mực nước đối với Nam Kurilsk có đặc điểm một một tương đối đơn giản và được mô tả khá tốt bằng hàm phân bố Releygh. Thống trị những dao động với chu kỳ 20–40 phút và độ cao 2–5 cm (hình 3.35). Sóng cực đại trong tháng tám có độ cao 9,7 cm, trong tháng chín – 11,4 cm. đặc điểm phân bố như vậy, cũng như độ cao và chu kỳ các sóng khá phù hợp với dữ liệu quan trắc thẳng giăng mực nước biển mà V. S. Búchkov và nnk. nhận được trong các tháng giêng – hai năm 1961 nhờ cảm biến Van Dorn đặt ở gần Nam Kurilsk (các chu kỳ dao động quan trắc được nằm trong khoảng 29–38 phút, độ cao trung bình nằm trong phạm vi 3,5–7 cm) [9].

Trên các phổ dao động mực nước ở Nam Kurilsk (hình 3.36 c) nổi rõ các đỉnh phổ có những chu kỳ như sau: 4,7; 3,0; 2,1; 1,7; 1,3; 1,1 giờ; 47; 38; 34; 26 phút. Ngoại trừ hai đỉnh đầu tiên thống trị rõ rệt, các đỉnh còn lại có độ lớn không đáng kể. Tuy nhiên, độ tin cậy của chúng được khẳng định bởi chỗ chúng có

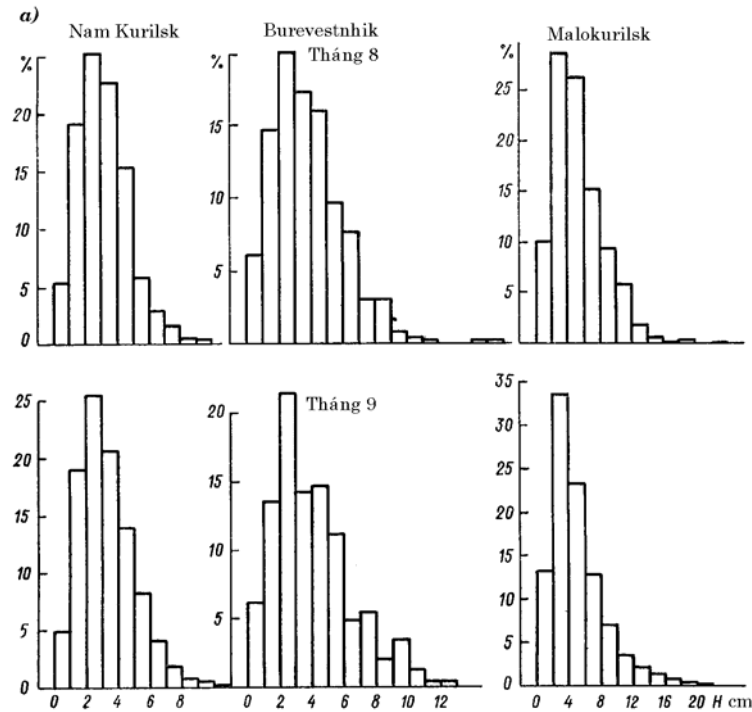
mặt cả trên các phổ tháng tám lẫn phổ tháng chín.

R. A. Iaroshenia [105] đã nhận được những chu kỳ gần như vậy đối với vùng Nam Kurilsk khi xử lý một số băng ghi sóng thần từ xa: 1,9; 1,7; 1,2; 1,0 giờ và 49 phút. Những chu kỳ này đã được V. Ia. Maramzin [62] lý giải như là các dao động lắc của eo biển Nam Kurilsk. Ông đã xây dựng một mô hình số dao động mực nước đối với vùng này. Trong đó đã giả thiết rằng thủy vực được bao quanh từ ba phía bởi tường cứng, còn phía thứ tư (đông bắc) – cho điều kiện như (2.122), tức đường nút sóng. Tính toán được thực hiện bằng phương pháp phần tử hữu hạn. Bằng chương trình định lưới tự động, khu vực eo biển được chia ra thành 314 phần tử hữu hạn với 227 điểm nút. Đã nhận được mười chu kỳ dao động riêng thấp nhất như sau: 1,91; 1,73; 1,30; 1,18; 1,03; 1,02 giờ; 49,2; 43,8; 40,2 và 37,8 phút. Dạng dao động của bốn hài đầu tiên được dẫn trên hình 3.37.

Sự trùng hợp các chu kỳ thu được khi phân tích số liệu máy ghi mực nước ở Nam Kurilsk và theo tính toán của V. Ia. Maramzin là khá cao. Ngoại trừ những dao động với chu kỳ 4,7 và 3,0 giờ. Có thể cho rằng chu kỳ thứ nhất trong hai chu kỳ này liên quan tới hài Helmholtz đối với eo biển Nam Kurilsk nói chung. Trong công trình không tính toán hài Helmholtz, nhưng chu kỳ của nó có thể ước lượng một cách gần đúng. Theo công thức (2.124), với vịnh hình chữ nhật độ sâu không đổi $T_0 = 3T_1$, ở đây T_1 – chu kỳ hài thứ nhất. Đối với mô hình hiện thực hơn có địa hình đáy dạng nửa parabol (xem hình 2.21) $T_0 = 2,44T_1$. Xuất phát từ quan hệ này ta nhận được chu kỳ của hài Helmholtz đối với eo biển Nam Kurilsk bằng 4,66 giờ, gần với chu kỳ của đỉnh phổ chính theo dữ liệu phân tích.

Đối với hài thứ nhất ($T_1 = 1,91$ giờ), theo tính toán, đường

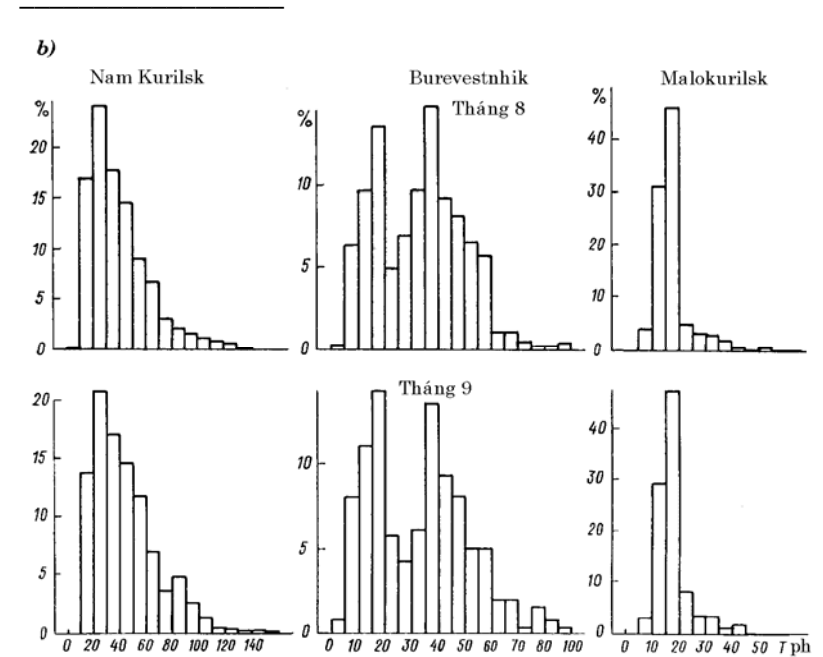
nút đi ngang qua gần Nam Kurilsk, vì vậy dễ hiểu vì sao tại trạm này nó biểu hiện yếu (xem hình 3.36 c). Bản chất của cực đại phổ với chu kỳ 3 giờ không được rõ. Có thể, đó là hài điều hòa thủy triều bức xạ S_8 chưa bị loại bỏ.



Hình 3.35. Các tổ chức đồ độ cao (a) và chu kỳ (b) của dao động sóng dài mực nước đại dương ở Nam Kurilsk, Burevestnik và Malokurilsk

Sự phù hợp cao giữa các chu kỳ lý thuyết và quan trắc chứng minh rằng những cực trị biểu hiện trên phổ sóng dài ở trạm Nam Kurilsk thực sự là do những dao động riêng của eo biển Nam Kurilsk gây nên và cũng chứng tỏ về chất lượng cao

của mô hình số đã đề xuất trong công trình [62] để tính dao động lắc ở vùng này. Những giả thiết đã chấp nhận (không tính đến các eo của chuỗi đảo Malokurilsk và eo giữa Kunashi và Hokkaidô; điều kiện đơn giản tại biên lỏng), có lẽ là không nghiêm trọng.



Đồng thời các kết quả phân tích phổ cho thấy rằng dao động lắc ở vùng Nam Kurilsk thể hiện tương đối yếu, hệ số chất lượng nhỏ, do đó, ở đây không có điều kiện để khuếch đại cộng

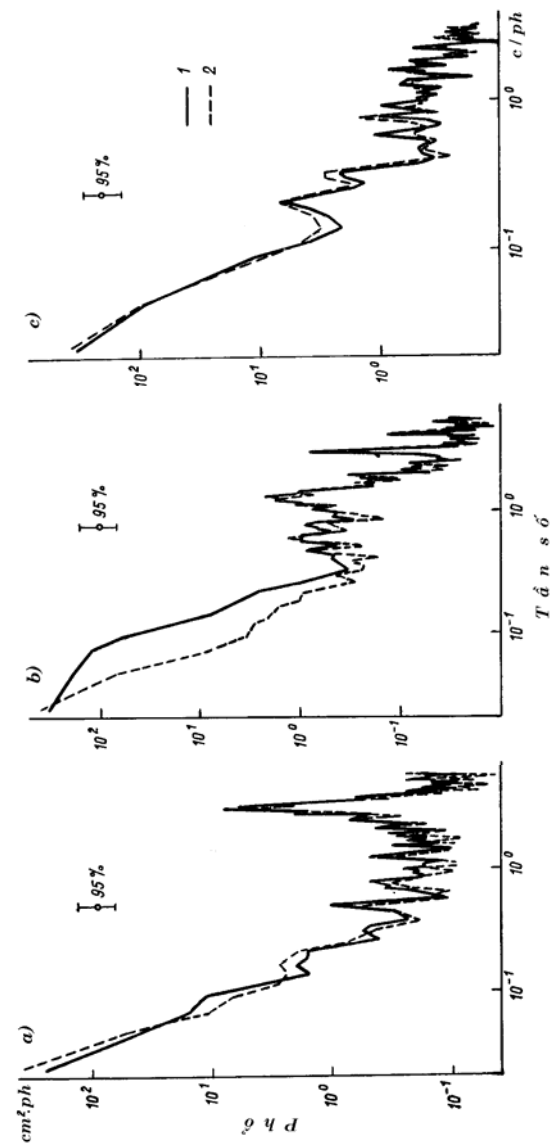
hưởng các sóng tới. Điều này được khẳng định bằng dữ liệu phân tích sóng thần Shikotan (23/2/1980) [23]: sóng thần có độ cao ở vùng thềm bên ngoài cỡ 7 cm, khi tiến tới Nam Kurilsk chỉ tăng lên tới 11 cm, mặc dù các chu kỳ mang năng lượng của chúng (50, 25 và 15 phút) gần bằng các chu kỳ riêng của eo biển Nam Kurilsk.

Chúng tôi lưu ý rằng xét theo các tham số và theo phân loại của Nakano và Unoki [275], thì có thể xếp eo biển Nam Kurilsk vào các thủy vực kiểu *B*, như ở trên đã nhận xét, hiếm khi quan trắc thấy những dao động lắc mạnh.

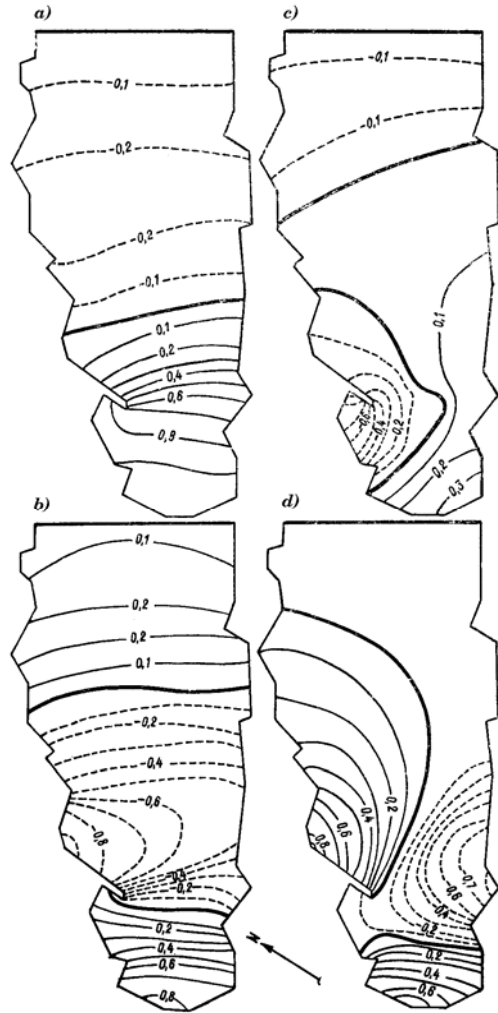
Malokurilsk

Khi phân tích các dao động mực nước đại dương ở khu vực làng Malokurilsk, ngoài các băng máy ghi mực nước trên bờ còn sử dụng số liệu của bốn trạm cáp đặt tại đáy (xem hình 3.34 *b*). Mùa thu năm 1986, nhờ các trạm thiết lập ở vũng biển Malokurilsk và vũng Logionoi (các trạm 1 và 2) đã thu được các băng ghi sóng dài kéo dài tuần tự 7 và 12 ngày [147]. Trong tháng chín năm 1990 đã tiến hành đặt các trạm cố định 3 và 4 bên trong vũng Malokurilsk và tại cửa của nó, các trạm này hoạt động đồng thời trong vòng một số tháng [20]. Quan trắc ở tất cả các trạm đặt tại đáy thực hiện với độ gián đoạn 1 phút.

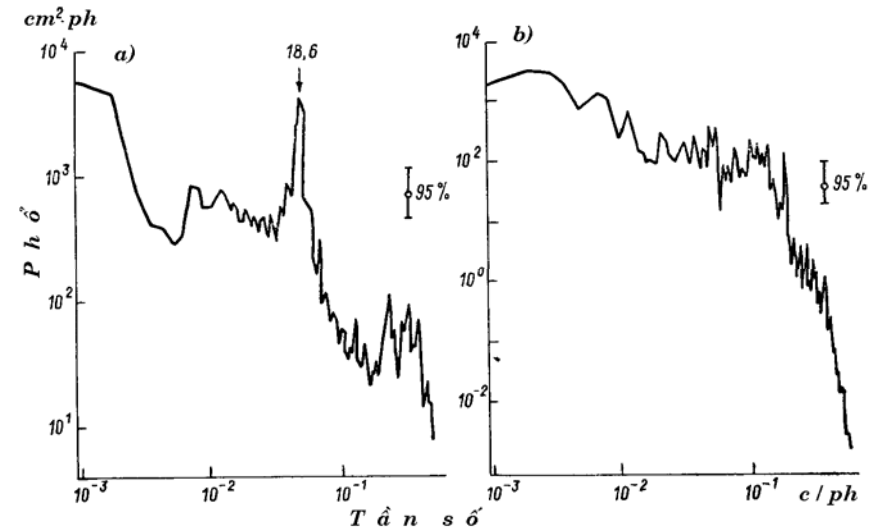
Các dao động sóng dài ở Malokurilsk biểu hiện mạnh và rõ hơn so với ở Nam Kurilsk. Theo số liệu máy ghi mực nước, các độ cao điển hình của sóng là 3–6 cm, cực đại – 24,9 cm (tháng tám) và 26,7 cm (tháng chín) (xem hình 3.35). Phân bố độ cao của những dao động riêng biệt ở đây cũng được mô tả tốt bằng hàm Reyleigh, nhưng chu kỳ (khác với ở Nam Kurilsk) có luật phân bố gần giống phân bố chuẩn.



Hình 3.36. Các phổ dao động mực nước biển ở Malokurilsk (a), Burevestnik (b) và Nam Kurilsk (c) trong tháng tám (1) và tháng chín (2) năm 1973 (a, b) và 1975 (c)

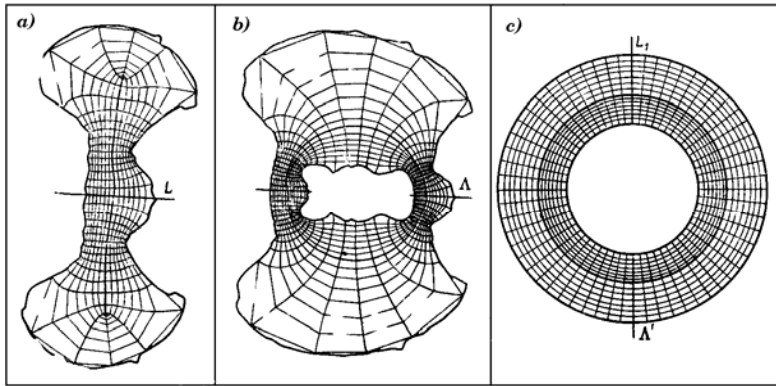


Hình 3.37. Hình dạng các dao động riêng ở vùng eo Nam Kurilsk với chu kỳ 1,91 giờ (a), 1,73 giờ (b), 1,30 giờ (c) và 1,18 giờ (d) (từ công trình [61])



Hình 3.38. Các phổ sóng dài ghi được ở các trạm đáy 1 trong vũng Malokurilsk (a) và 2 trong vũng Logionoi (b)

Các tổ chức đồ chu kỳ thu được trên cơ sở phân tích số liệu máy ghi mực nước (xem hình 3.35) và quan trắc tại trạm 1 nằm ở bên trong vũng Malokurilsk cho thấy sự thống trị rõ rệt của dao động với chu kỳ 17–21 phút. Theo số liệu phân tích phổ, cực đại chính rơi vào chu kỳ 18,6–18,8 phút (xem hình 3.36 a, 3.38 a). Tại trạm 2 đặt ở bên ngoài vũng, cực đại này không thể hiện (hình 3.38 b). Rõ ràng chu kỳ áp đảo liên quan tới các dao động riêng của vũng biển.

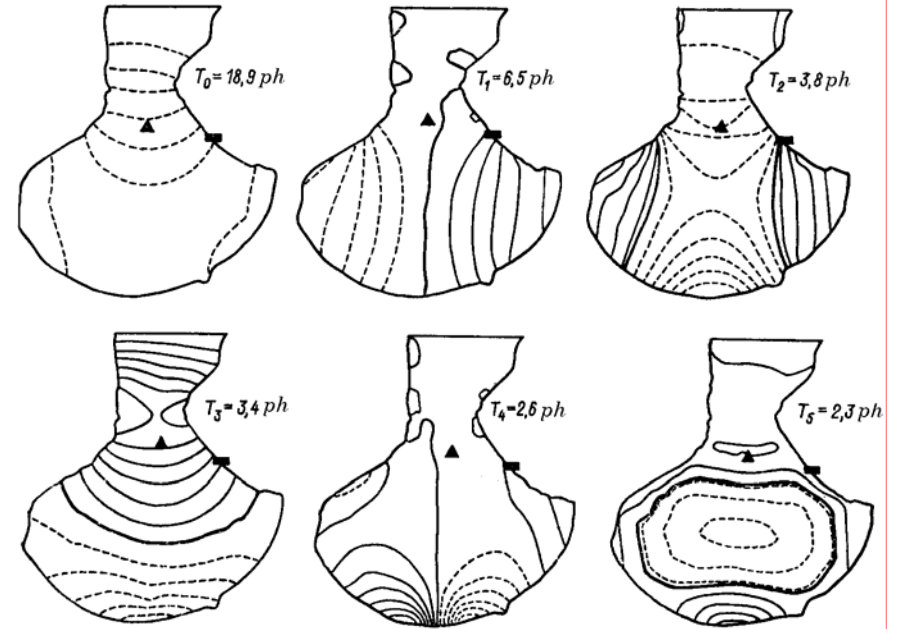


Hình 3.39. Các giai đoạn xây dựng lưới tọa độ đối với vũng Malokurilsk (từ công trình [81])
a – lưới tọa độ trên miền xuất phát; *b* – lưới tọa độ trên miền biến đổi Giukovski; *c* – lưới tọa độ cực trên vòng khuyên tròn thu được sau khi áp dụng thuật toán *RT* ánh xạ đồng dạng

Trên các phổ máy ghi mực nước còn có những cực đại khác (xem hình 3.36 *a*, 3.38), nhưng chúng thể hiện rất yếu so với cực đại chính.

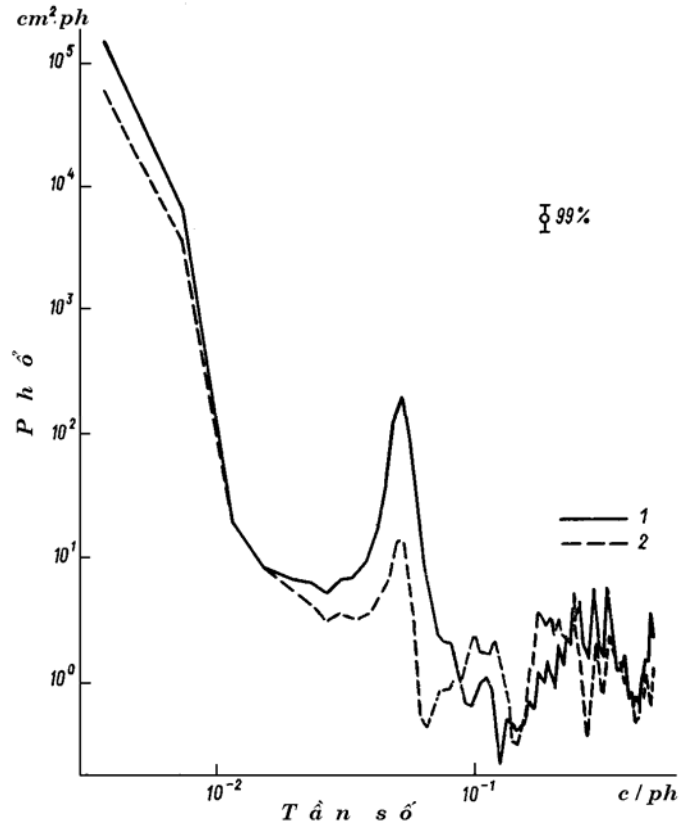
Để ước lượng hệ số chất lượng Q của cực đại chính đã sử dụng công thức gần đúng (2.131), theo đó Q bằng 12–14 đối với máy ghi mực nước và 9,5 đối với trạm I .

Các trị số chất lượng khá cao nói lên khả năng khuếch đại cộng hưởng các sóng thần đi tới từ vùng khơi đại dương. Thật vậy, trong thời gian trận sóng thần ngày 23 tháng 2 năm 1980 độ cao sóng bên trong vũng lên tới 32 cm (tức đã tăng lên hầu như 5 lần so với địa hình bên ngoài) và chu kỳ – khoảng 17 phút [23] (tức thực tế bằng chu kỳ của cực đại phổ chính).

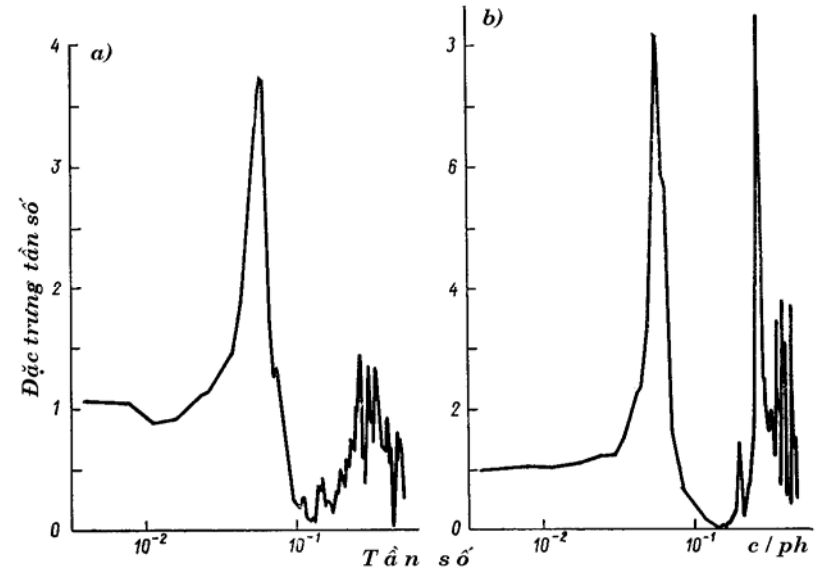


Hình 3.40. Hình dạng tính toán của các dao động riêng ở vũng Malokurilsk Chỉ ra các chu kỳ dao động; vị trí của máy ghi mực nước trên bờ và trạm đáy I

Tính toán các dao động riêng ở vũng đã được thực hiện theo một phương pháp do B. I. Rabinovich đề xuất. Phương pháp này dựa trên phép ánh xạ đồng dạng bằng số miền có hình dạng phức tạp lên vòng tròn hay vòng khuyên nhờ thuật toán *RT* truy hồi số trị [82, 83]. Khi tính toán dao động lắc trong vũng đã giả định rằng tại cửa vào vũng thỏa mãn điều kiện (2.122). Xây dựng phép ánh xạ gương vùng xuất phát tương đối so với trục L (hình 3.39 *a*). Bằng cách đó giả định rằng tất cả các dạng dao động của nước trong vũng có đường nút tại trục này.

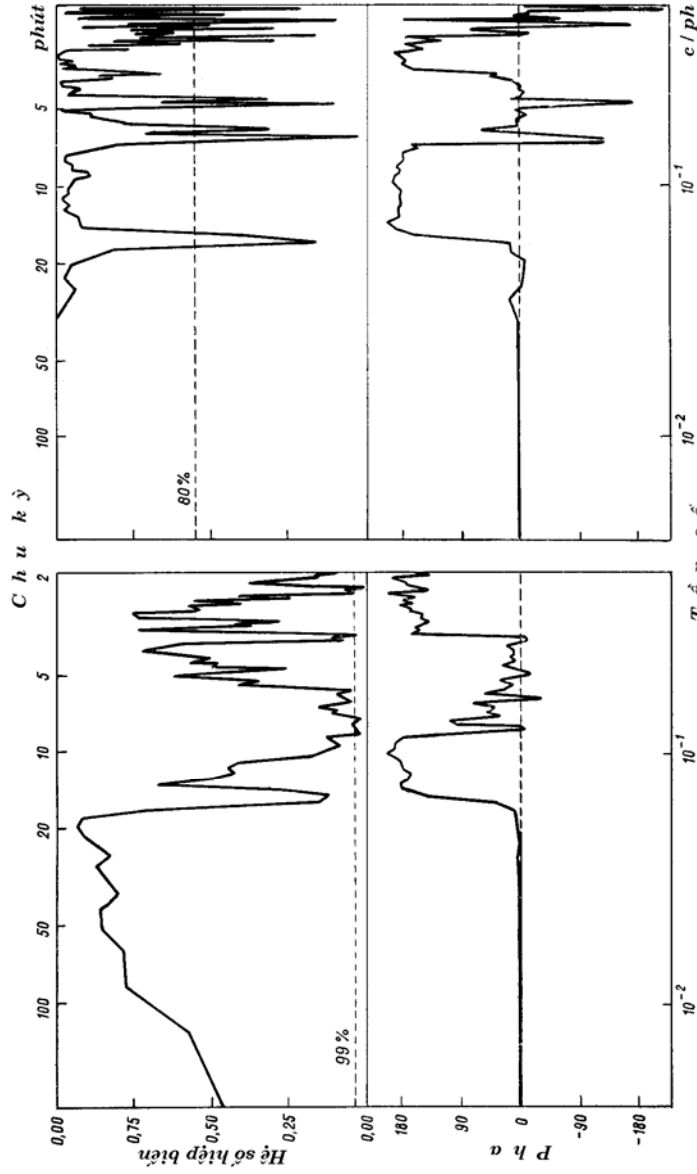


Hình 3.41. Các phổ sóng dài theo dữ liệu quan trắc tại trạm 3 ở vũng Malokurilsk (1) và trạm 4 tại cửa vào vũng (2)



Hình 3.42. Đặc trưng tần số đối với trạm 3 ở vũng Malokurilsk so với trạm 4 theo số liệu quan trắc (a) và tính toán bằng số (b)

Phép ánh xạ lên vòng khuyên sử dụng trong khi tính toán vũng Malokurilsk [81] sẽ đảm bảo kết quả của những thủy vực có dạng trải dài và những thủy vực hình dạng phức tạp chính xác hơn so với phép ánh xạ lên hình tròn. Phép ánh xạ khởi đầu của miền tính xuất phát lên vòng khuyên cong (hình 3.39 b) nhờ phép biến đổi tổng quát Giukovski sẽ cải thiện miền tính và thuận tiện cho việc ứng dụng thuật toán *RT*. Khi xây dựng hình tượng *RT* của vũng Malokurilsk được trình bày trên hình 3.39 c đã cần đến 50 bước với sai số ánh xạ 0,5 %. Vòng khuyên tròn nhận được được “đuổi thẳng ra” thành hình chữ nhật ζ trong mặt phẳng $\zeta = \xi + i\eta$; trong đó lát cắt được thực hiện dọc theo bán trục thực chiều dương của vòng khuyên.



Hình 3.43. Hệ số hiệp biến và dịch pha giữa các dao động sóng dài tại trạm 3 và 4 theo số liệu quan trắc (a) và theo mô hình số (b)

Nhờ kết quả của một chuỗi ánh xạ đồng dạng, phương trình sóng dài dưới dạng (2.136a) viết lại đối với thế vận tốc ψ được biến đổi thành phương trình dạng

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(h \frac{\partial \psi}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(h \frac{\partial \psi}{\partial \eta} \right) + \lambda^2 H^2 \psi = 0, \quad (3.146)$$

ở đây $H^2 = |z'(\zeta)| - \text{jacobien}$ biến đổi mặt phẳng $z = x + iy$ thành mặt phẳng $\zeta = \xi + i\eta$, còn $\lambda^2 = \omega^2 / g$.

Điều kiện biên tại các biên cứng có dạng (2.137a). Bài toán (3.146), (2.137a) tương đương với bài toán về cực tiểu hóa phiếm hàm

$$V = \frac{1}{2} \int_{S'} [h(\nabla \psi)^2 - \lambda^2 H \psi^2] dS, \quad (3.147)$$

để giải nó trong công trình [81] đã sử dụng thủ tục chuẩn của phương pháp Ritz. Với tư cách những hàm tọa độ đã sử dụng các hàm lượng giác thỏa mãn trên mặt phẳng ζ những đòi hỏi độc lập tuyến tính, sự đầy đủ phiếm hàm và tính trực giao hàng số trên miền tính xuất phát.

Sau khi thực hiện các tính toán tương ứng (sử dụng 12 hàm tọa độ) và tìm các tần số riêng đã thực hiện phép biến đổi nghịch và dựng hình dạng dao động. Tính toán thực hiện theo hai phương án: các chu kỳ thu được đối với nước lớn và nước ròng thủy triều đã được lấy trung bình. Trên hình 3.40 dẫn sáu dạng dao động thấp nhất và chỉ ra các chu kỳ tương ứng.

Từ các hình vẽ đã trình bày suy ra rằng cực đại mang năng lượng chính ở vũng Malokurilsk bị chi phối bởi hài Helmholtz; đối với những thủy vực có cửa hẹp (như có thể suy ra từ phân tích của Nakano và Unoki đối với vùng bờ nước Nhật [275]) tình huống như vậy khá điển hình. Trên phổ đối với trạm 1 (xem hình 3.38 a) còn nhận thấy những cực đại yếu ớt, có lẽ được gây

nên bởi các hài dao động riêng thứ hai và thứ ba. Đường nút đối với hài thứ nhất đi ngang qua gần điểm đặt trạm 1, vì vậy không thể hy vọng sự xuất hiện của hài này trên phổ. Trong công trình của V. A. Djumâgliev và nnk. [20] với mục đích ước lượng các đặc điểm chuyển tiếp của vũng Malokurilsk đã sử dụng dữ liệu của các trạm 3, 4 và tiến hành tính toán số (hình 3.41–3.42).

Cực đại trong phổ với chu kỳ 18,2 phút tương ứng với hài cơ bản, đối với trạm 3 áp đảo mạnh. Chính cực đại này cũng thể hiện đối với trạm 4 nằm ở cửa vào vũng, nhưng nó yếu hơn tới một bậc. Trên phổ trạm 3 cũng nhận rõ những cực đại yếu hơn với chu kỳ 3,9; 3,3 và 2,8 phút, khá gần với những chu kỳ tính được theo mô hình [81] của các hài thứ hai, thứ ba và thứ tư (hình 3.40). Chính những cực đại này nổi rõ trên đồ thị đặc trưng tần số (hình 3.42 a) cho biết sự khuếch đại các dao động với tần số khác nhau bên trong vũng biển (tại trạm 3) so với dao động tại cửa (tại trạm 4). Ngoài ra còn xuất hiện thêm cực trị yếu với chu kỳ 6,8 phút gần với chu kỳ của hài thứ nhất.

Đồ thị đặc trưng pha và hàm hiệp biến (hình 3.43 a) cho ta khái niệm trực quan về cấu trúc hài của các dao động. Tại những tần số tương ứng với các tần số cộng hưởng của vũng ta thấy sự giảm đột ngột hàm hiệp biến và sự biến đổi nhảy vọt của pha (biến đổi 180°).

Tính toán lý thuyết những đặc điểm chuyển tiếp của vũng Malokurilsk đã được thực hiện bằng phương pháp HN. Thông thường, việc tính toán đó quy về tính sự thích ứng đối với một xung ban đầu ngắn (có phổ rộng), sau đó phân tích Fourier đối với hàm xung. Tuy nhiên, tính so sánh được của các đặc trưng tần số thu được bằng cách như vậy với những dao động sóng dài nên xác định trên cơ sở các đo đạc trực tiếp gây nghi ngờ. Vì vậy, trong công trình khi tính toán các tính chất tần số của

vũng tại cửa vào đã cho sóng ngẫu nhiên. Để dập tắt phân tần cao của phổ tín hiệu đầu vào đã sử dụng mô hình tự hồi quy bậc nhất:

$$\hat{\zeta}_n = a\hat{\zeta}_{n-1} + \varepsilon, \quad (3.148)$$

ở đây $\hat{\zeta}_1, \dots, \hat{\zeta}_n$ – các trị số mực nước của sóng đầu vào, a – hệ số hồi quy, ε – nhiễu trắng. Phổ của tín hiệu như vậy được mô tả bằng biểu thức

$$S_{\zeta\zeta}(\omega) = S_{\varepsilon\varepsilon} \left\{ (1-a)^2 + 2a[1 - \cos(\omega\Delta t)] \right\}^{-1}. \quad (3.149)$$

Các tính toán đã được thực hiện đối với tương tự sai phân hữu hạn hai chiều của phương trình (2.136a). Miền tính xuất phát đã được xấp xỉ bằng ma trận độ sâu 36×36 với bước 50 m. Việc sử dụng mô hình tự hồi quy của tín hiệu vào đã cho phép ngoài đặc trưng chuyển tiếp xác định hàm hiệp biến và độ dịch pha giữa các điểm riêng biệt của thủy vực và so sánh các kết quả tính toán và quan trắc. Trên hình 3.42 b, 3.43 b thể hiện các tính toán đặc trưng tần số, hàm hiệp biến và dịch pha đối với điểm tương ứng với vị trí trạm 3 so với trạm 4. Sự trùng hợp các tần số của những cực đại cộng hưởng, cũng như cấu trúc hài của các dao động (về điều này có thể xem xét theo hình dạng và cấu trúc của các hàm hiệp biến và dịch pha) với quan trắc là hoàn toàn tốt. Có những khác biệt về giá trị tuyệt đối của các cực đại cộng hưởng: đối với hài cơ bản hệ số khuếch đại tính được bằng 8,2 (quan trắc bằng 3,8), đối với hài thứ hai tuần tự là 8,6 và 1,5. Các khác biệt có thể là do ảnh hưởng triệt tiêu dao động của ma sát mà trong các tính toán số trị đã không kể đến, cũng như do xác định vị trí các trạm đo chưa đủ chính xác.

Burevestnhik

Các tổ chức đồ độ cao sóng ở Burevestnhik, giống như ở Nam Kurilsk và Malokurilsk khá tương đồng với phân bố

Releigh. Các độ cao sóng đặc trưng bằng 1–6 cm, cực đại – 15,8 cm (tháng 8) và 12,0 cm (tháng 9). Các tổ chức đồ chu kỳ có cấu trúc hai hài biểu hiện rõ, một trong các cực đại ứng với chu kỳ 15–20 phút, cực đại thứ hai 35–45 phút (xem hình 3.35).

Trên các phổ dao động mực nước biển nổi rõ các cực đại với chu kỳ: 1,63 giờ, 45; 30,5; 19,1; 13,5 và 11 phút (xem hình 3.36 c), trong số đó đáng quan tâm nhất là các đỉnh nhọn với chu kỳ 19,1 và 13,5 phút và một cực trị biểu hiện rõ với chu kỳ 45 phút.

Tính toán lý thuyết các chu kỳ cộng hưởng đối với vùng Burevestnhik có một loạt đặc điểm đặc thù. Vùng này ít bị che chắn khỏi tác động của sóng đại dương và phổ sóng dài ở đây hình thành dưới tác động của hai nhân tố: 1) các dao động cộng hưởng trên thêm; 2) các dao động riêng của vịnh Kasatka. Ví dụ, cực đại trong phổ mực nước với chu kỳ 45 phút tương ứng với cực đại của hệ số khuếch đại của hàm chuyển tiếp đối với thêm đại dương (xem hình 3.30).

Tính toán các dao động riêng đối với vịnh Kasatka đã được thực hiện bằng hai phương pháp độc lập với nhau [78, 288]. A. B. Rabinovich đã tính toán bằng phương pháp HN, trong đó ở vùng nước bên ngoài đã cho nguồn xung và tính ra các chuỗi mực nước cho những điểm khác nhau của vùng nước bên trong, trong số đó có điểm ứng với trạm Burevestnhik. Bước lưới đã cho bằng 250 m, kích thước miền tính 40×50 . Phân tích phổ các chuỗi mực nước tính được cho thấy sự hiện diện của các cực đại với chu kỳ 19,3; 13,8 và 11,0 phút, những chu kỳ này rất tương ứng với các cực đại phổ của chuỗi mực nước thực đo (xem hình 3.30).

A. S. Leviant đã tính thêm dao động lắc ở vịnh Kasatka bằng cách giải bài toán về các giá trị riêng nhờ thuật toán RT,

tương tự như đã làm đối với vịnh Malokurilsk. Những dạng dao động chính nhận được sau khi tính có các chu kỳ: 31,9 (hài Helmholtz), 18,2; 12,5; 9,8; 9,0 phút v.v... Những khác biệt không lớn so với quan trắc (các chu kỳ tính được hơi nhỏ hơn các chu kỳ thực tế) là do đã bỏ qua sự phát xạ ra vùng khơi đại dương trong khi tính toán bằng phương pháp này (tức do cho đường nút tại cửa), đối với các vịnh và vịnh với cửa rộng thì điều này có thể là quan trọng. Có lẽ, chính là do cửa rộng mà hài Helmholtz trong dao động mực nước đại dương ở Burevestnhik biểu lộ rất yếu (xem hình 3.30).

Những cực trị trên các phổ mực nước thực tế với các chu kỳ 19,1 và 13,5 phút liên quan tới các dao động lắc một và hai nút tạo thành giữa hai bờ đối diện của vịnh.

Thực tế chính những chu kỳ đã từng nổi rõ trong dao động nền của mực nước (45, 19 và 13,5 phút) thì cũng đã biểu lộ trong các băng ghi sóng thần ở vùng này. Các chu kỳ của những cực đại phổ tương ứng đối với sáu sóng thần theo dữ liệu phân tích của R. A. Iaroshenia [110] được đánh dấu trên hình 3.30.

Khái quát các dữ liệu phân tích quan trắc và tính toán lý thuyết đối với tất cả ba trạm (Nam Kurilsk, Malokurilsk và Burevestnhik), có thể nói rằng dao động lắc có vai trò nhất định trong sự hình thành phổ sóng dài ở vùng bờ Nam Kurilsk. Có lẽ, điều này là điển hình cả đối với những vùng ven bờ khác, đặc biệt với đường bờ bị chia cắt nhiều. Các điều kiện địa lý tự nhiên khác nhau dẫn tới những khác biệt về đặc điểm và cấu trúc các dao động cũng như cường độ của chúng.

3.12. Abiki, rissaga và các dao động lắc cực trị khác

Dao động lắc – hiện tượng quan trắc được ở khắp nơi trong các vịnh, vũng, cảng biển. Tuy nhiên, độ cao của chúng ở những vùng nước khác nhau rất khác nhau. Trên đây đã nhận xét rằng tính thường xuyên và cường độ của các dao động lắc được quy định bởi hình dạng và kích thước thủy vực: những dao động đáng kể và khá ổn định thường quan trắc thấy ở các thủy vực hẹp trải dài hoặc ở các vũng biển (cảng biển) với cửa hẹp, tức ở các vùng nước đặc trưng bởi hệ số chất lượng cao. Khá nhiều các ví dụ loại tương tự đã được xem xét trong các mục trước đối với vùng bờ Nhật Bản và quần đảo Kuril. Trong khi đó, ở một số vùng của Đại dương Thế giới ghi nhận được những dao động lắc mạnh tới mức không thể giải thích sự xuất hiện của chúng một cách đơn thuần bằng hệ số chất lượng cao của các thủy vực tương ứng. Thật vậy, theo dữ liệu của N. A. Labzovski, dao động lắc mạnh dị thường quan trắc được ở eo biển Euripa (Hi Lạp) và vũng biển Angiêri [46]. Ở vùng bờ Trung Quốc, các dao động lắc là hiện tượng rất phổ biến, song thực tế trong tất cả các vũng biển và cảng biển chúng có độ lớn không đáng kể, ngoại trừ cảng Lunkôi (quần đảo Shandun), tại đây trong 23 năm (1957–1980) 13 lần quan trắc được dao động lắc với độ cao (quy mô dao động) hơn 1 m, còn ngày 1/9/1980 đã ghi nhận được dao động với độ cao 293 cm [342]. Bức tranh tương tự cũng đặc trưng cho các vùng bờ Triều Tiên: trong phần lớn các trạm dao động lắc không lớn (mặc dù các vịnh và vũng biển dọc vùng bờ rất đa dạng), ngoại trừ cảng Pkhohan, ở đó thường xuyên quan trắc được những dao động lắc đáng kể [139]. Cuối cùng, dao động lắc ở vũng Nagasaki (gọi là “abiki”) có đặc điểm rất độc đáo, ngày 31/3/1978 đã ghi nhận được dao động với quy mô hơn

4,5 m [111]. Ở quần đảo Balearơ, đặc biệt trong vũng Siudadela (đảo Menorka, Tây Ban Nha) nhiều lần gặp thấy dao động lắc (gọi là “rissaga”) cao hơn 3–3,5 m [177, 331]. Nếu như đối với bờ Thái Bình Dương của quần đảo Kuril, của nước Nhật, nước Mỹ có thể nói về những hậu quả thảm khốc có thể có của sự khuếch đại cộng hưởng các sóng thần ở các vũng vịnh riêng biệt, thì những hiện tượng abiki và rissaga tự chúng là một tai biến thiên nhiên dẫn tới những phá hủy đáng kể.

Các thủy vực trong đó quan trắc thấy những dao động lắc cực trị không có khác biệt gì về kích thước, về hình dạng hoặc về những đặc điểm nào khác. Vậy thì cái gì làm xuất hiện các dao động lắc độc đáo ở đó nếu như trong thủy vực lân cận cùng một nhiều động thường gây nên một phản ứng rất yếu?

Giese, Chapman và nnk. [175] đã đề xuất mô hình giải thích sự xuất hiện các dao động lắc lớn ở bờ Puerto-Riko bằng tác động của sóng nội thủy triều tạo thành vào các kỳ cận điểm. Theo ý kiến của họ, cơ chế tương tự cũng có thể là nguyên nhân hình thành các dao động lắc cực trị ở những vùng khác của Đại dương Thế giới, kể cả các hiện tượng abiki và rissaga.

Không phủ nhận về nguyên tắc khả năng kích thích các dao động lắc bởi sóng nội và tính thích dụng của mô hình [175] đối với vùng Puerto-Riko, chúng tôi lưu ý rằng tính chất vận năng của cơ chế này là rất đáng nghi ngờ, hơn nữa, hiện đang có những bằng chứng về tính liên hệ của các dao động lắc với sự đi qua của các nhiễu động khí quyển [177, 196, 260].

Ở các mục 3.3–3.5 khi bàn luận về sự phát sinh các sóng dài trong đại dương đã nói rằng những vụ xuất hiện dao động sóng dài đáng kể nguồn gốc khí tượng (sóng thần khí tượng) thực tế luôn liên quan tới các hiệu ứng cộng hưởng. Một kết

luận tương tự cũng được đặt ra đối với các dao động lắc cực trị (người ta cũng thường gọi là “sóng thần khí tượng” [270]). Tuy nhiên, ở đây phải hiểu rằng, về nguyên tắc những dao động lắc bất kỳ – đó không là gì khác ngoài sự phản ứng cộng hưởng của thủy vực đối với tác động bên ngoài, biểu lộ ra dưới dạng các dao động tại những tần số riêng (tần số cộng hưởng).

Như đã nhận xét, các cơ chế phát sinh dao động lắc ở những thủy vực kín và những thủy vực với biên ngoài mở rất khác nhau. Ở trường hợp thứ nhất sự kích thích dao động lắc diễn ra một cách trực tiếp do nhiễu động bên ngoài (khí quyển) (cũng giống như các sóng dài với cơ chế phát sinh trực tiếp); vấn đề này đã được Wilson [349] xem xét chi tiết. Ở các vũng và vịnh biển (trừ các vịnh lớn) sự kích thích diễn ra thông qua cửa mở, tức cơ chế “hai kỳ”: lúc đầu phải tạo thành nhiễu động sóng dài ở thủy vực bên ngoài, còn nó, về phần mình mới hình thành dao động lắc ở vùng bên trong. Ví dụ rõ rệt nhất – đó là sóng thần: sau khi đã xuất hiện ở vùng khơi đại dương dưới tác động của nguồn địa chấn, nó đi tới vùng bờ, gây nên các dao động sóng đứng ở các vịnh và vũng biển. Quá trình tương tự cũng diễn ra với các sóng sinh ra bởi những nguồn khí quyển. Để kích thích những dao động lắc mạnh cần thỏa mãn ba điều kiện: 1) hệ số chất lượng cao của thủy vực bên trong; 2) sự gần gũi cộng hưởng của các tham số dao động (trước hết về tần số) ở thủy vực bên ngoài và thủy vực bên trong; 3) sự hiện diện nhiễu động sóng dài đủ mạnh ở vùng bên ngoài. Điều kiện cuối cùng (nếu không phải là sóng thần) thì như đã nhận xét, cũng chỉ có thể trong trường hợp cộng hưởng. Như vậy, các điều kiện 2 và 3 – đó là các điều kiện cộng hưởng kép (cộng hưởng của thủy vực bên trong đối với thủy vực bên ngoài và cộng hưởng của thủy vực

bên ngoài đối với ngoại lực). Đương nhiên tất cả các điều kiện này có thể xảy ra chỉ ở một số thủy vực đặc thù và trong những tình huống hiếm hoi. Nhưng chính là khi đó có thể xuất hiện những dao động bất thường kiểu abiki và rissaga.

Bây giờ chúng ta xét một số kiểu cộng hưởng kép và cơ chế khả dĩ hình thành các dao động lắc cực trị.

1. Cộng hưởng của hai thủy vực thông nhau

Một cách đơn giản nhất khả năng cộng hưởng kép có thể mô tả qua ví dụ hai thủy vực kín một phần, một thủy vực là bộ phận của thủy vực kia, với cùng những chu kỳ dao động riêng. Chẳng hạn, đó có thể là một vũng biển bên trong một vịnh hay một cảng biển bên trong một vũng biển.

Với tư cách là ví dụ mẫu ta xét một hệ thống gồm hai thủy vực hình chữ nhật với độ sâu không đổi h_1 và h_2 , độ dài của chúng bằng L_1 và L_2 . Ở đây ta sẽ cho rằng thủy vực thứ hai (bên trong) nhỏ và ảnh hưởng trực tiếp của nó tới dao động riêng của thủy vực bên ngoài có thể bỏ qua. Các chu kỳ riêng ở mỗi thủy vực có thể mô tả bằng công thức (2.124). Khi đó điều kiện cộng hưởng kép sẽ có dạng

$$\frac{L_1}{(2n_1 + 1)\sqrt{h_1}} = \frac{L_2}{(2n_2 + 1)\sqrt{h_2}}, \quad (3.150)$$

trong đó $n_1 = 0, 1, 2, \dots$; $n_2 = 0, 1, 2$ – các số hiệu của các hài ở thủy vực bên ngoài và bên trong. Nếu ở thủy vực bên trong giới hạn bởi hài cơ bản, thì điều kiện (3.150) có thể viết lại dưới dạng

$$\frac{L_1}{L_2} = (2n + 1) \left(\frac{h_1}{h_2} \right)^{1/2}. \quad (3.151)$$

Như Park và nnk. [283] đã cho thấy, chính là tình huống

kiểu này xảy ra với cảng Pkhohan ở bờ đông nam Triều Tiên. Nhờ kết quả mô hình hóa số trị các dao động riêng ở vùng này có tính tới địa hình thực đã thấy rằng hai hài thấp của vịnh Ionilman có chu kỳ 70 và 25 phút. Về phía mình, cảng Pkhohan mới nằm ở đỉnh của vịnh này có các chu kỳ riêng 25 và 7,5 phút. Như vậy, chu kỳ của hài thứ nhất đối với vịnh ngoài đúng bằng chu kỳ cơ bản của cảng. Chính là tình hình đó giải thích những dao động lắc dị thường quan trắc được ở đây.

2. Sự trùng hợp các tần số cộng hưởng ở trong vịnh và ở thêm bên ngoài

Một trong những nguyên nhân khuếch đại nhj các sóng ở thủy vực bên ngoài là hiệu ứng cộng hưởng thêm. Ở các vũng và vịnh biển tiếp giáp với thêm đại dương, hàm khuếch đại tín hiệu đi tới từ vùng khơi đại dương thực tế là tích số của các đặc trưng tần của thêm và của thủy vực bên trong. Vấn đề này đã được bàn luận ở mục 3.8 trên ví dụ các vịnh Onagawa và Kasatka. Sự trùng hợp các tần số cộng hưởng của thêm bên ngoài và các tần số riêng của thủy vực dẫn tới sự khuếch đại cộng hưởng kép các sóng đi tới từ vùng khơi đại dương. Đặc biệt điều này nguy hiểm đối với những vùng có hăng hụt độ sâu đột ngột và địa hình thể hiện rõ, nơi đó hiện tượng cộng hưởng thêm biểu lộ đặc biệt mạnh (xem hình 2.12). Hiện nay vấn đề này được nghiên cứu chưa nhiều, nhưng có lẽ đối với một số vũng biển nằm trên vùng bờ đại dương thì nó có thể có ý nghĩa to lớn.

3. Hiện tượng abiki và sự cộng hưởng Proudman

Bây giờ ta xem xét kĩ hơn về hiện tượng abiki và sẽ chỉ ra rằng những dao động hủy diệt này ở vũng Nagasaki có liên quan chặt chẽ nhất với một số hiệu ứng cộng hưởng, trong đó có

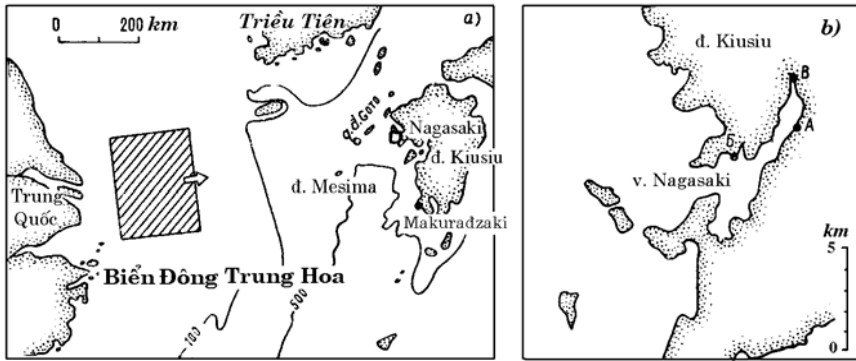
sự khuếch đại Proudman đối với nhiều động sóng dài ở phần phía bắc biển Đông Trung Hoa.

Tính chất dị thường của các dao động lắc ở vũng Nagasaki (đảo Kiusiu) đã được biết từ lâu. Trong công trình của Honda, Terada và nnk. [207] nhận xét rằng các dao động với biên độ 0,5 m ở đây là hiện tượng thường xuyên, và đôi khi các sóng abiki ở đây có biên độ hơn 2 m. Những chu kỳ điển hình của các sóng này – 32–38 phút và 22–25 phút. Abiki thường hay gặp thấy nhất khi trường khí áp ở vùng này có đặc điểm không ổn định, các đường đẳng áp uốn cong mạnh (chẳng hạn, khi có hai tâm áp thấp nằm gần nhau). Trong những trường hợp riêng lẻ abiki còn quan trắc thấy vào thời tiết tương đối bình lặng. Trong thời gian đó các xoáy thuận sâu tiến tới vùng đảo Kiusiu gây nên các sóng lớn với những chu kỳ ngắn hơn, nhưng không làm xuất hiện các sóng abiki.

Sử dụng số liệu các trạm mực nước trên bờ trong các năm 1961–1979, Akamatsu [111] tiến hành khảo sát tỉ mỉ những đặc trưng thống kê của hiện tượng abiki. Đã phát hiện được rằng trong 30 năm những dao động với độ cao hơn 100 cm tại trạm Matsugai (điểm A trên hình 3.44 b) quan trắc thấy 18 lần. Thông thường nhất abiki quan trắc được vào các tháng 12–4 (cực đại vào tháng 3), còn vào các tháng 7–9 thực tế không bao giờ quan trắc thấy. Thời gian kéo dài dao động – từ 2 đến 45 giờ, nhưng thông thường abiki kéo dài 3–6 giờ; chu kỳ thống trị của các dao động – 35 phút, 95 % tất cả các trường hợp thuộc về các sóng với chu kỳ 30–40 phút.

Sự kiện mạnh nhất và đáng quan tâm nhất đã xảy ra vào ngày 31/3/1979. Theo số liệu của Akamatsu tại trạm Nezumi

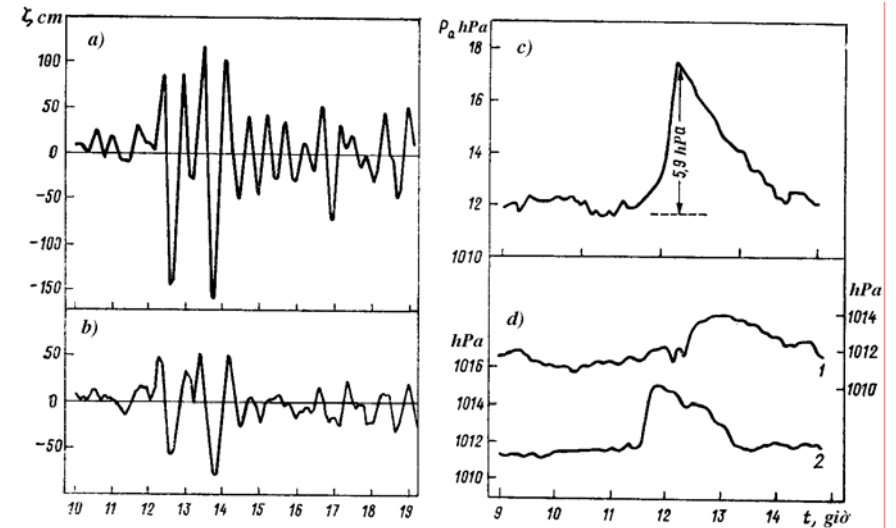
nằm ở cửa vào vịnh (điểm B trên hình 3.44) các sóng abiki có độ cao 130 cm (hình 3.45 b), tại trạm Matsugai ở gần giữa vịnh (điểm A) – 278 cm (hình 3.45 a), còn tại vùng cửa sông Urakami ở đỉnh vịnh Nagasaki (điểm C) ghi nhận được dao động với biên độ 478 cm; chu kỳ của các dao động đối với tất cả các trạm bằng khoảng 35 phút. Các chu kỳ riêng của vịnh Nagasaki theo tính toán số trị của Akamatsu [111] bằng 35, 20 và 10 phút. Các sóng abiki đã gây hư hại tàu và các công trình bờ và làm chết 3 người.



Hình 3.44. Phần phía bắc biển Đông Trung Hoa với khu vực dự kiến hình thành nhiễu động khí quyển gây sóng abiki ngày 31/3/1979 (a); vùng Nagasaki với các vị trí của trạm ghi mực nước trên bờ (b) Độ dài vũng – 6 km, độ rộng đặc trưng – 1 km, độ sâu trung bình – 20 m

Chính là trường hợp này đã được Hibiya và Kajiura [196] sử dụng để nghiên cứu cơ chế hình thành hiện tượng abiki. Họ đã chú ý tới một chi tiết là sự xuất hiện abiki thực tế luôn đi kèm với sự đi qua của đột biến khí áp biểu hiện không chỉ ở Nagasaki, mà cả trên quần đảo Goto và Mesima nằm ở phía tây của đảo Kiusiu (xem hình 3.44 a). Ví dụ, ngày 31/3/1979 hầu

như tất cả các trạm khí tượng ở vùng này ghi nhận được sự đi qua của một nhiễu động khí áp mạnh kiểu sóng đơn, mặc dù các điều kiện thời tiết trong thời gian đó khá bình lặng. Biên độ của nhiễu động này ở các trạm khác nhau bằng từ 2 đến 6 hPa (xem hình 3.45 c, d), theo dữ liệu phân tích nhiễu động lan truyền theo hướng tây với tốc độ khoảng 110 km/giờ.



Hình 3.45. Các sóng abiki ở vũng Nagasaki ngày 31/3/1979 đối với trạm Matsugai (a), Nezumi (b) và sự đột biến khí áp gây nên chúng ghi được tại các trạm Mesima (c), Nagasaki (1) và Phukue (2) (từ công trình [111])

Sau khi cho một vùng thành tạo sóng đơn khí quyển ban đầu (hình 3.44 a) và các tham số của nó ($\Delta P_a = 3$ hPa, $U = 110$ km/giờ, vùng tăng áp suất $L_1 = 28$ km, vùng giảm áp suất $L_2 = 169$ km), Hibiya và Kadziura đã xây dựng mô hình số phát sinh các dao động sóng dài ở phần phía bắc biển Đông Trung Hoa và vũng Nagasaki. Trong quá trình tính toán đã phát hiện

một tình huống quan trọng. Các độ sâu đặc trưng đối với vùng rộng lớn giữa Trung Quốc lục địa và đảo Kiusiu bằng từ 50 đến 150 m, tốc độ sóng dài tương ứng với các độ sâu đó là 80–140 km/giờ, tức khá gần với tốc độ truyền sóng khí quyển. Như vậy, đã xảy ra tình huống kinh điển cộng hưởng Proudman. Sử dụng phương pháp các đặc trưng, Hibiia và Kadziura đã nhận được biểu thức đơn giản có thể sử dụng để ước lượng cường độ các dao động cộng hưởng:

$$\Delta\zeta = -(\Delta\bar{\zeta}/L_1)x_f/2, \quad (3.152)$$

ở đây $\Delta\bar{\zeta}$ – độ chênh mực nước tĩnh học, $x_f = Ut$ – khoảng cách nhiều động khí quyển đi qua. Từ công thức (3.152) suy ra rằng L_1 càng nhỏ, tức đột biến áp suất càng rõ, thì phản ứng mực nước sẽ càng mạnh. Ví dụ, nếu $L_1 = 30$ km, $x_f = 300$ km, thì hệ số khuếch đại $\gamma = |\Delta\zeta/\Delta\bar{\zeta}| \approx 5$. Nếu $\Delta\bar{\zeta} = 3$ cm, thì $\Delta\zeta = 15$ cm đối với vùng đảo Mesima, điều này khá phù hợp với kết quả quan trắc. Một giá trị tương tự đã nhận được theo mô hình số có tính tới phân bố độ sâu thực $\Delta\zeta = 12$ cm.

Tính toán các dao động riêng ở vùng giữa quần đảo Goto và Kiusiu đã cho các trị số chu kỳ 64, 36 và 24 phút tuần tự đối với các hài thứ nhất, thứ hai và thứ ba, và đối với bản thân vũng Nagasaki – 36 và 23 phút*. Do khuếch đại cộng hưởng các sóng với chu kỳ 36 phút cũng như sự cộng khuếch đại địa hình thông thường của các sóng đi tới từ vùng khơi đại dương (theo định luật Airy–Green (3.144)) biên độ các dao động sóng dài của trạm

* Từ những tính toán này thấy rằng ở đây cũng quan trắc thấy sự cộng hưởng đã được mô tả trong mục 1, cộng hưởng này liên quan tới sự trùng hợp các chu kỳ riêng của hai thủy vực kế cận nhau. Cộng hưởng được biểu hiện không quá mạnh, bởi vì hệ số chất lượng của thủy vực bên ngoài nhỏ. Nhưng nó cho phép “làm nổi lên” các dao động với chu kỳ 36 và 24 phút.

Matsugai tăng lên 14,25 lần (so với vùng quần đảo Goto–Messima).

Về tổng thể các dao động được khuếch đại (so với phát sinh ban đầu) 57 lần về biên độ hay 114 lần về độ cao.

Như vậy đột biến áp suất ban đầu 3 hPa do khuếch đại cộng hưởng nhiều lần đã dẫn đến tạo thành ở vịnh Nagasaki các sóng abiki với độ cao một số mét.

Mặc dù Hibiia và Kadziura đã chỉ xem xét một trường hợp hình thành hiện tượng này (thật ra các ông đã chọn trường hợp mạnh nhất), có thể cho rằng cả với những tình huống khác các sóng abiki cũng đã được phát sinh theo cách tương tự.

4. Sự kích thích các dao động cộng hưởng ở các vũng biển bởi các sóng ven và hiện tượng rissaga

Các sóng ven chuyển động dọc bờ có thể gây nên những dao động riêng với cùng tần số trong các vịnh và vũng biển lân cận. Có lẽ, Lemon [230] là một trong những người đầu tiên nghiên cứu hiện tượng này. Sử dụng dữ liệu quan trắc trực tiếp và các tính toán lý thuyết, ông đã chỉ ra rằng dao động lắc ở vũng San-Joan (bờ nam đảo Vankuver) với các chu kỳ 38 và 14 phút được phát sinh bởi các sóng ven lan truyền dọc bờ bắc eo biển Joan-de-Phuka. Các sóng ven ở vùng này khá yếu và dao động lắc tạo thành trong vũng San-Joan có độ cao cỡ 7–10 cm. Tuy nhiên, ví dụ này đáng quan tâm ở góc độ chứng tỏ khả năng về nguyên tắc của cơ chế này kích thích các dao động lắc.

Như đã cho thấy, các sóng ven mạnh xuất hiện với điều kiện thỏa mãn sự cộng hưởng Greenspan, tức khi tốc độ lan truyền các nhiễu động khí quyển trùng với tốc độ chuyển động của các sóng ven. Đây là kiểu cộng hưởng thứ tư, về nguyên tắc

(trong điều kiện thỏa mãn hai điều kiện khác) có thể dẫn tới tạo thành những dao động lắc cực trị. Theo ý kiến của Tintore và nnk. [331], chính là cơ chế này đã làm xuất hiện các sóng rissaga.

Theo đặc điểm của mình các sóng rissaga rất giống các sóng abiki. Đó là những dao động lắc mạnh, thực tế mỗi năm vào thời gian mùa hè (tháng 6 – tháng 9) quan trắc được ở vùng bờ đông nam Tây Ban Nha và ở bờ quần đảo Balearơ. Các sóng rissaga nổi tiếng nhất ở Siudadela – một vũng biển trải dài 1 km, rộng gần 90 m và có đáy thực tế bằng phẳng với độ sâu 5 m nằm ở phần phía tây đảo Menorka. Biên độ đặc trưng của sóng rissaga – 1 m, ở một số trường hợp riêng biệt – trên 2 m (hình 3.46).

Phần lớn các nhà khoa học thống nhất ý kiến rằng hiện tượng rissaga – đó là kết quả tương tác giữa các dao động khí áp, các dao động sóng dài trên thêm và các dao động riêng bên trong các vũng biển [177, 260, 261]. Cơ chế khả dĩ của sự tương tác như vậy đã được mô tả trong công trình của Tintore và nnk. [331]. Họ đã sử dụng mô hình phát sinh các sóng ven bởi những thăng giáng áp suất đối với thêm – bậc do Buchwald và De Szoeker [134] đề xuất. Các dao động trong vũng đã được tính toán đối với mô hình thủy vực hình chữ nhật có cửa mở với độ sâu giảm theo luật hàm mũ (“mô hình đáy lồi theo hàm mũ”). Tại cửa vào vũng (độ rộng của nó có thể xem là nhỏ không đáng kể so với bước sóng của sóng ven) cho các điều kiện liên tục của mực nước và dòng. Kết quả tính toán đã cho thấy rằng, ở vũng Siudadela các dao động cộng hưởng có chu kỳ 9,33 và 3,43 phút, còn các sóng ven (hài bậc không) với những chu kỳ này có bước sóng 18 và 5 km và tốc độ pha 33 và 31 m/s. Những giá trị tốc độ này khá gần với tốc độ quan trắc của các nhiễu động khí

quyển (40 m/s), điều đó tạo ra những điều kiện thuận lợi để khuếch đại cộng hưởng các sóng ven (tức cộng hưởng Greenspan). Giá trị chuyển tiếp cộng hưởng của hài cơ bản (9,33 phút) khá phù hợp với các chu kỳ thực của sóng rissaga ở vũng Siudadela (10 phút) và các chu của sóng khí quyển. Như vậy, theo ý kiến của Tintore và nnk. [331] ở vùng này có những điều kiện lý tưởng để hình thành những dao động lắc cực trị. Hệ số khuếch đại dao động ở trong vũng so với ở cửa theo kết quả tính toán ($\gamma = 300$) tỏ ra thậm chí quá lớn, điều đó là do chưa tính tới ma sát cũng như sự xấp xỉ địa hình thêm còn quá thô.

Trong các công trình của Monserrat và nnk. [177, 260, 261] trên cơ sở dữ liệu quan trắc hiện trường nhận được gần đây nhất đã khảo sát một số trường hợp cụ thể biểu hiện sóng rissaga, chẳng hạn những dao động mạnh ghi nhận được ở Siudadela các ngày 4–8/ 7/1989 (xem hình 3.46) và làm chính xác hóa các kết quả của Tintore và nnk. [331]. Một biểu thức đơn giản đã được đề xuất trong công trình [177] để ước lượng các biên độ (A_{in}) của các dao động lắc ở các vũng gây bởi sóng truyền dọc theo bờ:

$$A_{in} = \frac{4Lh_{out}}{\pi bh_{in}} A_{out} = F_r h_{out} A_{out}, \quad (3.153)$$

ở đây h_{in} – độ sâu trung bình trong vũng, h_{out} – độ sâu trên thêm, b – độ rộng vũng, L – độ dài vũng. Tham số

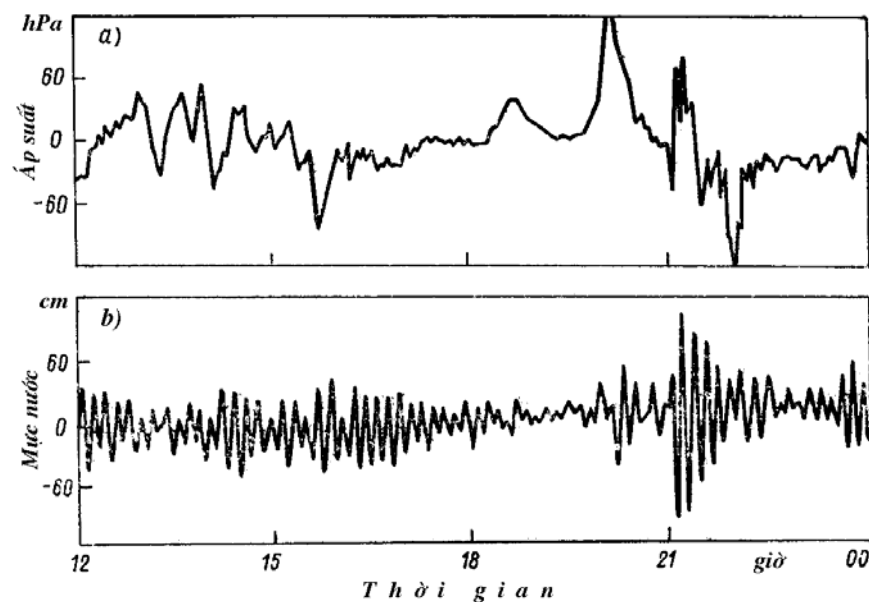
$$F_r = \frac{4L}{\pi bh_{in}} \quad (3.154)$$

không phụ thuộc vào những điều kiện bên ngoài và vào hình học của vùng bên ngoài vũng và thực tế là hệ số khuếch đại tương đối của từng thủy vực bên trong. Vũng Siudadela – một

vũng hẹp, trải dài và nông – dưới góc độ này là một hệ thống khuếch đại lý tưởng, với nó $F_r = 2,83 \text{ m}^{-1}$. Đối với các vũng khác gần đó F_r nhỏ hơn 5–6 lần; từ đây ta hiểu được vì sao chính là trong Siudadela các sóng rissaga thể hiện mạnh mẽ như vậy.

Có lẽ là sự kích thích những dao động cộng hưởng ở các vịnh và vũng biển bởi các sóng ven – một hiện tượng khá phổ biến (mặc dù không phải bao giờ cũng gây nên những dao động có tính phá hủy như abiki hay rissaga). Thật vậy, Yanuma, Tsuji và Nadai [354] đã cho biết rằng các dao động lắc mạnh với chu kỳ khoảng 15 phút ở trong vũng Makuradzaki, phần phía nam Kiusiu (xem hình 3.44 a), được gây nên do sự khuếch đại cộng hưởng một số hài sóng ven bị bẫy trên vùng thềm kế cận với vùng Makuradzaki. Trong đó các sóng ven liên tục cung cấp năng lượng cho các dao động đứng ở trong vũng, nhờ đó chúng có thể duy trì trong vòng nhiều giờ mà không bị suy yếu một cách đáng kể.

Nhìn chung các kết quả của mục này chứng tỏ rằng các sóng biên (bị bẫy và phát xạ) tồn tại thường xuyên ở đới thềm của đại dương và các dao động riêng ở trong những thủy vực kín một phần (các vịnh, vũng, cửa sông hình phễu, cảng) không tồn tại biệt lập, mà tương tác mật thiết với nhau để đôi khi gây nên những hiện tượng dị thường.



Hình 3.46. Các băng ghi thẳng giáng khí áp (a) và các dao động lắc mực nước biển (sóng rissaga) (b) trong cảng Siudadela, đảo Minorka, ngày 6/7/1989 (từ công trình [260])

CHƯƠNG 4

ĐỘNG LỰC HỌC ĐỐI VEN BỜ VÀ CÁC SÓNG NGOẠI TRỌNG LỰC

Các quan trắc hiện trường thực hiện trong thời gian gần đây ở các vùng ven bờ (...) đã cho thấy rằng ở gần bờ trường tốc độ được quyết định bởi những chuyển động sóng với chu kỳ lớn hơn nhiều so với các chu kỳ của sóng gió đi tới. Phân tích nhiều dữ liệu thực nghiệm đã chứng tỏ rằng những chuyển động sóng dài này chủ yếu mang đặc điểm của các sóng ven tiến, mặc dù có một phần năng lượng được chứa trong các sóng ven đứng, các chuyển động sóng cưỡng bức cũng như các sóng tự do lan truyền từ bờ.

Những dòng trôi trong lớp biên sát đáy, được gây nên bởi các sóng ven, tạo thành các hệ thống không gian hội tụ và phân kỳ, ở đó vật liệu trầm tích di chuyển theo một cách tương ứng để hình thành nên những đặc điểm của địa hình.

A. Bowen, D. Huntley. *Sóng, sóng dài và hình thái học vùng ven bờ* (1984)

Trong tựa đề trên đây, Bowen và Huntley – các chuyên gia nổi tiếng trong lĩnh vực hải dương học vùng ven bờ – thực tế đã trình bày dưới dạng cô đọng những cơ sở của quan niệm hiện đại về cấu trúc sóng của các chuyển động trong đới ven bờ và những nguyên nhân vì sao gần đây người ta quan tâm tới những chuyển động đó. Thật vậy, các sóng dài ngoại trọng lực được sinh ra do sự tương tác

phi tuyến của các sóng gió hay sóng lừng, gây nên trong đới này những hiện tượng đa dạng như nước dâng sóng, dòng chảy đứt đoạn, mạch động vỗ bờ. Chúng có vai trò quan trọng trong sự hình thành các đặc điểm địa hình bờ và ven bờ, như các dải bờ đăng ten, các doi đất, các bãi nông dạng lưỡi liềm v.v...

Đới ven bờ ở đây được hiểu là vùng bắt đầu từ mép nước và đến độ sâu một số chục mét, nơi những hiệu ứng nêu trên biểu hiện rõ nét. Chính là những chuyển động sóng và các quá trình đó là chủ đề chính của chương này. Ở đây không xem xét những vấn đề liên quan tới sự dồn, áp sóng vào bờ, đổ nhào sóng và hình thành bọt trên ngọn sóng. Người đọc có thể tìm những vấn đề này và những vấn đề khác gần gũi với chúng ở các chuyên khảo của N. E. Voltsinger, K. A. Klevannui và E. N. Pelinovski [12], Massel [247], Horikawa [208] và trong tổng quan chi tiết của Battjes [117].

Đương nhiên, đới ven bờ không thể xem xét một cách biệt lập. Các sóng đi tới từ vùng khơi đại dương và từ phía vùng thềm bên ngoài, bị biến dạng ở trong đới ven bờ và một phần phản xạ, lại đi ra vùng khơi đại dương. Đáng tiếc, cho đến nay thông tin về đặc điểm của các sóng ngoại trọng lực ở vùng đại dương sâu thực tế không tồn tại, vì vậy, những dữ liệu sẽ dẫn ra ở đây về vấn đề này là không nhiều và chỉ có tính chất bước đầu. Lĩnh vực này còn đang chờ nhà nghiên cứu.

4.1. Các chuyển động sóng dài trong đới ven bờ: lịch sử công tác nghiên cứu

Trong dải chu kỳ từ một số chục giây đến 10–12 phút tồn tại một dạng dao động mực nước rất đáng quan tâm. Một mặt, những dao động này có tất cả những tính chất cơ bản của sóng dài, mặt khác, chúng liên hệ một cách mật thiết nhất với sóng gió và

sóng lừng. Lịch sử nghiên cứu những chuyển động này rất lý thú: các thời kỳ rộ lên sự quan tâm được thay thế bởi các thời kỳ quên lãng khá dài chừng nào những sự kiện mới hay những giả thuyết bất ngờ lại thu hút sự chú ý của các nhà nghiên cứu.

Những quan trắc hệ thống đầu tiên về các sóng dài nguồn gốc không phải thủy triều là do Phorel thực hiện vào cuối thế kỷ trước. Khi thực hiện đo dao động mực nước ở các hồ Thụy Sĩ, ông đã phát hiện rằng bên cạnh những dao động lắc thông thường có chu kỳ đặc trưng một số chục phút, còn gặp thấy những dao động biên độ không lớn, rất giống với các dao động lắc, nhưng có chu kỳ nhỏ hơn nhiều. Phorel đã gọi những dao động này là “những rung chấn” và chỉ ra rằng chúng xuất hiện khi gió mạnh và đặc biệt với một số hướng gió nào đó. Chu kỳ của các rung chấn ở hồ Gionevơ biến đổi từ 45 s đến 4 phút tùy thuộc vào những điều kiện bên ngoài [46].

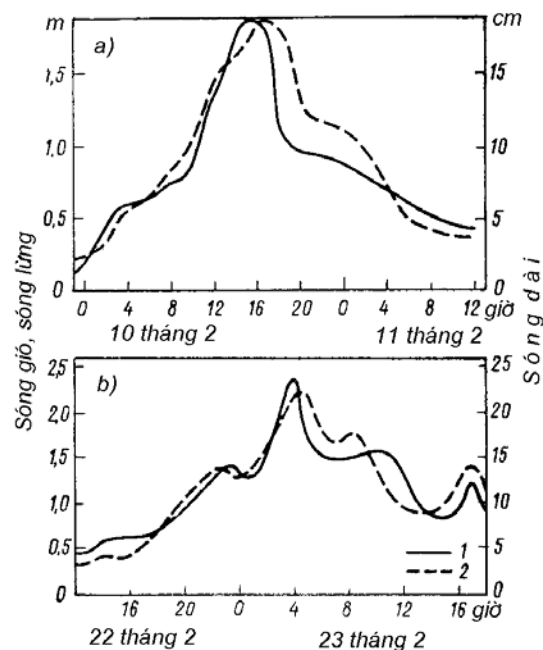
Có lẽ, các nhà khoa học người Nhật là những người đầu tiên nghiên cứu các sóng này ở đại dương. Thật vậy, trong công trình của Honda, Terada và nnk (1908) nói rằng ở vùng bờ quần đảo Nhật Bản trong thời gian các trận bão thường quan trắc thấy những cơn sóng biển mạnh (gekuro) với chu kỳ một số phút. Khi tiến dần tới bờ nông biên độ của chúng tăng lên đáng kể, rồi chúng đổ nhào vào bờ, dẫn đến những hậu quả tai hại. Ở bờ Thái Bình Dương những sóng này đặc biệt nguy hiểm vào mùa thu, trong biển Nhật Bản – mùa đông [207]. Người ta đã từng biết những dao động có kiểu gần như vậy gặp ở vùng bờ đông bắc đảo Honsiu ở vùng Omaezaki với tên gọi là yappiki [334].

Terada [325] đã xác nhận sự hiện diện của các sóng tương tự, cũng như các dao động nền thông thường trong các băng máy ghi mực nước trên bờ. Nakano (1939) đã tiến hành khảo sát chúng một cách tỉ mỉ và nêu ra giả thuyết rằng những dao động này được gây nên bởi các sóng dài phát sinh trong khu vực bão và lan truyền từ đó vào phía bờ [273].

Ở châu Âu và Mỹ thực tế không biết đến những công trình này, còn về “các rung chấn” của Phorel thì người ta đã quên đi trong một thời gian dài. Trong thời gian chiến tranh thế giới thứ hai người ta bắt đầu quan tâm lại tới những chuyển động này, khi đó ở một số cảng và vũng đỗ tàu người ta phát hiện thấy các tàu cập ở cầu cảng thường bị lắc mạnh [84, 345]. Hiện tượng này được gọi là xô đẩy tàu, có liên quan tới những chuyển động của nước ở thủy vực bên trong với chu kỳ 0,5–6 phút, tức xấp xỉ với chu kỳ của những rung chấn mà Phorel đã phát hiện được. Đặc điểm giống dao động lắc của các chuyển động trong hiện tượng xô đẩy tàu, mối liên hệ của hiện tượng này với sóng gió và sóng lừng cũng như sự trùng hợp của chu kỳ xô đẩy tàu với những rung chấn của Phorel đương nhiên làm cho các nhà nghiên cứu có ý tưởng rằng rung chấn và xô đẩy tàu là những quá trình cùng loại.

Có lẽ chính là những vấn đề thực dụng liên quan tới hiện tượng xô đẩy tàu cũng như những khả năng mới của kỹ thuật đo đạc đã kích thích Munk nghiên cứu những chuyển động sóng ở dải chu kỳ này [265]. Những quan trắc đồng thời về sóng gió và các dao động sóng dài do ông thực hiện tháng 2 năm 1948 ở khu vực La Holl (California) đã cho thấy sự tồn tại của những dao động thẳng giáng mực nước đồng thời với chu kỳ cỡ một số phút và biên độ 2–10 cm liên quan mật thiết với độ cao và chu kỳ của các sóng gió và sóng lừng đi tới (hình 4.1) [263]. Munk đã cho rằng những thẳng giáng này được tạo thành khi phá hủy sóng gió ở đới sóng vỗ bờ, nhờ đó năng lượng của sóng gió, sóng lừng “được giải phóng” và chuyển thành năng lượng của các quá trình sóng dài và đã đưa ra chuyên từ *mạch động vỗ bờ* (surfbeats) cho các quá trình này. Theo ý kiến của Munk, đường bờ khi phản xạ những mạch động vỗ bờ đã trở thành nguồn phát xạ năng lượng sóng dài ra đại dương. Điều lý thú là ngay ở trong bài báo đầu tiên này Munk đã nêu ra giả thuyết mà sau này được khẳng định một cách đầy đủ rằng các

mạch động vỗ bờ có thể là nguyên nhân của những hiện tượng như “các dòng chảy gián đoạn” và sự hình thành nước dâng sóng bên trong các vùng cảng.



Hình 4.1. Biến thiên thời gian của sóng gió – sóng lừng (1) và độ cao sóng dài (2) đối với hai thời kỳ: 10–11/2/1948 (a) và 22–23/2/1948 (b) (từ công trình [263])

Công trình của Munk đã kích thích những nghiên cứu tương tự ở các nước khác như Anh, Nhật, Pháp. Tucker [333] đã chú ý tới sự liên hệ giữa các mạch động vỗ bờ và cấu trúc nhóm của sóng gió và đã khẳng định kết luận của Munk rằng độ cao của các mạch động vỗ bờ tỷ lệ với độ cao của sóng gió sinh ra chúng. Khi tiến hành đo đạc ở bên ngoài đới sóng vỗ bờ, ông đã phát hiện rằng các

sóng dài tương quan tốt với đường bao của chùm sóng ngắn quan trắc được ở cùng điểm trước đó 5 phút. Khoảng trễ thời gian này tương ứng với tổng thời gian cần thiết để cho nhóm sóng gió chạy tới bờ và bước sóng để phản xạ và quay trở lại. Như vậy, Tucker cũng như Munk đã cho rằng mạch động vỗ bờ được tạo thành do kết quả sự phản xạ từ bờ.

K. Yoshida [356] đồng thời và độc lập với Tucker đã tiến hành nghiên cứu sâu về cơ chế hình thành các mạch động vỗ bờ và đã chỉ ra rằng những chuyển động này có thể được tạo thành không chỉ ở đới sóng vỗ bờ, mà cả ở vùng khơi đại dương do sự tương tác phi tuyến của các sóng ngắn (sóng gió và sóng lừng). Đáng tiếc, công trình quan trọng này đã hoàn toàn không được các nhà khoa học phương Tây biết tới.

Sau đó hai năm F. Biesel [123] đã tiến hành một khảo sát lý thuyết tương tự và cũng đi đến kết luận rằng sự tương tác của các sóng ngắn dải hẹp có thể làm cảm ứng các sóng dài cường bức gần liền với những chùm sóng ngắn tương ứng. Nhưng cả công trình này cũng không được phổ biến rộng.

Trong thời gian đó Munk [264] tiếp tục nghiên cứu các sóng dài, dựa trên những dữ liệu mới do ông nhận được cùng với Snodgrass và Miller, đã phát hiện rằng các mạch động vỗ bờ lan truyền chủ yếu vào phía bờ, chứ không phải ra phía khơi đại dương như ông đã cho rằng trước đó; hơn nữa năng lượng của chúng khi xa dần khỏi bờ giảm nhanh hơn nhiều so với suy ra từ lý thuyết do ông đề xuất* [263]. Người ta đã không tìm ra được một giả thuyết hợp lý để giải thích những mâu thuẫn này và sự quan tâm tới các

* Giả thuyết về sự bảo toàn dòng năng lượng lan truyền ra phía khơi dẫn tới định luật Green $a \sim h^{-1/4}$ (1.19). Thực tế, như dữ liệu quan trắc thấy, biên độ của các mạch động vỗ bờ giống như các sóng gió áp (xem hình 3.31) giảm tuân theo quy luật $a \sim h^{-1/2}$.

mạch động vô bờ phần nào đã giảm sút.

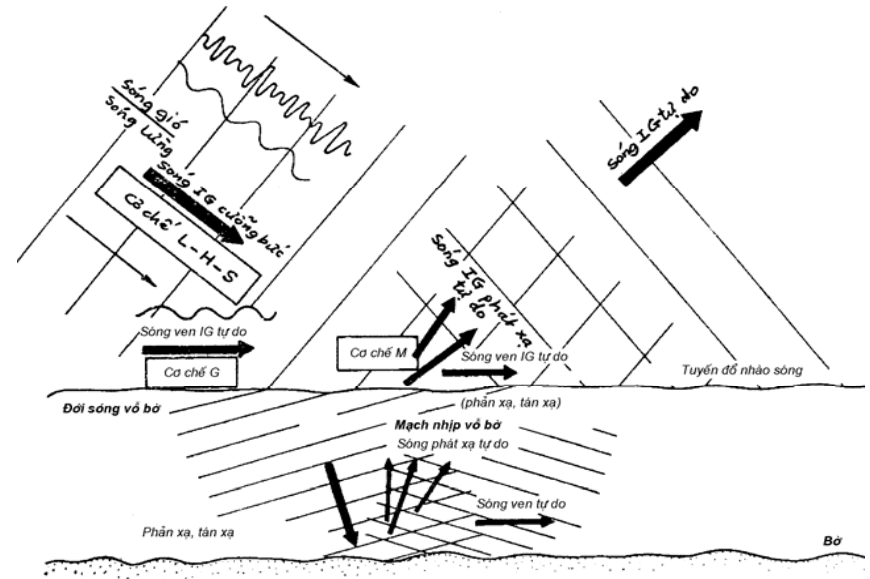
Năm 1955 E. G. Ephimov [68] trên cơ sở những lập luận vật lý tổng quát đã nêu ra giả thuyết về sự hình thành các mạch động vô bờ do cấu trúc nhóm của sóng gió và sóng lừng. Theo ý kiến của ông, sự phân bố không đều của áp suất thủy tĩnh trong nhóm sóng gây nên bởi “dòng chảy sóng” dẫn tới tạo thành các sóng với bước sóng bằng kích thước thẳng của nhóm. “Dòng chảy sóng” mà J. Stockes [103] đã từng tính phụ thuộc vào độ cao sóng; theo ý kiến của Nikiphorov, ở rìa phía trước của chùm sóng, nơi hướng của chùm trùng với tốc độ pha, mặt mực nước tạo thành một vùng lồi, còn ở phần đằng sau của chùm thì mặt đó lõm.

Năm Vật lý Địa cầu Quốc tế (1957–1958) đã thúc đẩy nhiều công trình nghiên cứu hải văn, mở rộng mạng lưới quan trắc, trong đó có các quan trắc về dao động sóng dài của mực nước [144, 145, 321, 322]. Cùng thời gian đó đã phát triển mạnh những nghiên cứu sóng gió [225]. Kết cục là M. Longuet-Higgins và R. Stewart (1962, 1964) độc lập với K. Yoshida và F. Biesel đã xây dựng quan điểm hình thành các mạch động vô bờ như là kết quả sự tương tác phi tuyến của các sóng gió (hay sóng lừng) [242, 243]. Các ông đã đưa ra khái niệm “*ứng suất bức xạ*”, có thể hiểu đó là phần dư của thông lượng sung gây nên bởi chuyển động tịnh tiến của sóng gió. Thực tế ứng suất bức xạ, như Longuet-Higgins và Stewart định nghĩa, tỏ ra liên hệ với “dòng chảy sóng” (“*thông lượng Stockes*”) một cách chặt chẽ nhất. Ứng suất bức xạ khi tác động tới chất lỏng dẫn tới xuất hiện các mạch động vô bờ.

Lý thuyết của Longuet-Higgins và Stewart đã tỏ ra rất hiệu quả. Ví dụ, từ lý thuyết này, rút ra rằng những dao động sóng dài của mực nước gây nên bởi sự tương tác phi tuyến của sóng gió có thể được kích động không chỉ trong dải ven bờ, mà cả ở vùng khơi đại dương (ở đới bão) và lan truyền từ đó vào phía bờ. Bằng cách đó những dữ liệu quan trắc của Munk [263] đã được giải thích. Đã tìm

hiểu ra rằng phản ứng của chất lỏng đối với ứng suất bức xạ (và đồng thời là cường độ của các sóng dài được sinh ra) tăng lên khi giảm độ sâu trung bình (điều này cũng được quan trắc thấy trong thực tế).

Giả thuyết của Nakano [273] rằng khu vực bão là nguồn có thể của những dao động xuất hiện ở lân cận bờ đã có được căn cứ vật lý cụ thể. Sau khi lặp lại một số kết quả của Yoshida và Biesel (trong khi không biết về điều này), Longuet-Higgins và Stewart đã tiến xa hơn trong các lập luận lý thuyết của họ, tạo ra khả năng giải thích một số hiện tượng ở đới ven bờ (nước dâng sóng, xô đẩy tàu) [242, 243].



Hình 4.2. Sơ đồ phát sinh các sóng ngoại trọng lực ở đới ven bờ đại dương (ký hiệu: Cơ chế L-H-S: Longuet-Higgins–Stewart; G: Gallagher; M: Munk)

Đối với các sóng với chu kỳ từ 30 s đến một số phút ở vùng khơi đại dương thuật ngữ “mạch động vỗ bờ” là không chính xác. Với tư cách là tên gọi tổng quát của các sóng dài được gây nên bởi sóng gió và sóng lừng cả ở đối sóng vỗ bờ lẫn ở xa bờ, thời gian gần đây người ta đang sử dụng rộng rãi thuật ngữ “sóng ngoại trọng lực” (sóng IG) [202, 294, 344] đầu tiên do Kinsman [225] đề xuất. Dải tồn tại của các sóng ngoại trọng lực ở đại dương thực tế trùng với dải các sóng ngoại âm trong khí quyển.

Những năm 60 người ta thường xuyên quan tâm nghiên cứu các sóng đại dương ở dải chu kỳ này. Ví dụ, ở Liên Xô, Mỹ, Nhật và một số nước khác rất phổ biến những công trình trong đó khi tính toán nước dâng bão có tính đến thành phần sóng (“nước dâng sóng”). Người ta tiếp tục quan trắc các mạch động vỗ bờ ở những vùng khác nhau của Đại dương Thế giới, xem xét độ lặp lại của chúng, quy luật phân bố, sự liên hệ độ cao các mạch động và sóng gió v.v... [9]. Tuy nhiên, sự bùng nổ thực sự trong việc nghiên cứu các chuyển động sóng ngoại trọng lực đã diễn ra trong những năm 70. Khởi đầu là các công trình của Bowen, Inman [126, 130] và Gallagher [172]. Thực tế trong các công trình này lần đầu tiên đã chỉ ra mối liên hệ bên trong của các quá trình động lực ở đối sóng vỗ bờ và các sóng bị bẫy. Sự xuất hiện của các dòng chảy gián đoạn, sự hình thành của nhiều dạng địa hình bờ và ven bờ có đặc điểm tuần hoàn là hệ quả của cấu trúc có nút của các sóng ven được tạo thành trong khi sóng gió tiến vào bờ [129, 131, 199, 201]. Chính là vì nguyên nhân đó mà các sóng này được chú ý nghiên cứu nhiều hơn.

Hiện nay, vai trò quan trọng của các sóng biên (bị bẫy và phát xạ) trong sự kích thích những chuyển động ngoại trọng lực ở đối sóng vỗ bờ được thừa nhận chung [6, 112, 117, 249]. Dữ liệu của

* Còn gặp những tên khác của các sóng này. Ví dụ, N. A. Labzovski sử dụng thuật ngữ “sóng lừng chu kỳ dài” [46], tuy nhiên thuật ngữ này không hoàn toàn đạt, bởi vì sóng lừng truyền với tốc độ của các sóng tự do (c), còn các dao động đang xem xét – với tốc độ của các nhóm sóng, tức $1/2 c$.

các thí nghiệm chuyên đề thực hiện ở những vùng khác nhau của Đại dương Thế giới [107, 174, 215, 251] cho thấy rằng tổng năng lượng các mạch động vỗ bờ gồm hai hợp phần xấp xỉ như nhau: 1) hợp phần cưỡng bức gây bởi tác động trực tiếp của ứng suất bức xạ tới mực nước tại vùng đang xét; 2) hợp phần tự do hình thành bằng cộng các hài sóng ven gián đoạn và phổ các sóng phát xạ liên tục* (hình 4.2). Về phần mình, các sóng tự do ngoại trọng lực đi tới vùng quan trắc từ bên ngoài cũng như được tạo ra trong khi phá hủy và ngẫu nhiên hóa các sóng cưỡng bức ở đối vỗ bờ. Như vậy, cả giả thuyết hình thành các mạch động vỗ bờ do Munk đề xuất trước đây [263] lẫn lý thuyết Yoshida – Biesel – Longuet-Higgins – Stewart [123, 242, 243, 356] và mô hình Gallagher [172] đã phản ánh đúng những cơ chế khác nhau có thể có của sự hình thành các mạch động vỗ bờ.

Lý thuyết phát sinh các sóng ngoại trọng lực đang được phát triển mạnh và hoàn thiện. Ví dụ, Guza, Davis và Bowen [183, 184, 186] đã chỉ ra rằng các sóng đơn tiến tới bờ dốc đứng, nhờ sự phản xạ và tương tác cộng hưởng, kích thích nên các sóng ven tự điều hòa. Symonds và nnk. [319] đã đề xuất một cơ chế khác phát sinh các sóng tự do ngoại trọng lực nhờ những biến thiên không gian – thời gian của tuyến sóng vỗ bờ (sóng đổ nhào). Mei và Benmoussa [250] đã khái quát hóa mô hình Longuet-Higgins – Stewart phát sinh các sóng cưỡng bức (được xây dựng cho địa hình đơn điệu biến thiên chậm) cho trường hợp khi các quy mô biến đổi độ sâu so sánh được với các quy mô của chùm sóng ngắn. Liu [241] đã cho thấy rằng sự phá hủy tính liên tục của trắc diện độ sâu ở đối thêm có thể là nguồn bổ sung của các sóng tự do ngoại trọng lực phát xạ ra phía khơi đại dương. Một số thông tin quan trọng nữa về cơ chế hình thành và đặc điểm biểu hiện của các sóng ngoại trọng lực có

* Về phương diện này có sự tương tự với thủy triều, thủy triều cũng được hình thành bởi hợp phần cưỡng bức (“các dao động thủy triều riêng”) liên quan tới tác động trực tiếp của các lực tạo triều, và tổng số các sóng tự do Kelvin và Puncarê (“thủy triều cảm ứng”) [27, 269].

thể tìm trong các công trình [6, 54, 118, 119, 142, 148, 202, 208, 240, 298] và những công trình khác.

Những vấn đề này cũng như các hiện tượng khác gặp thấy ở đới vỗ bờ sẽ được xem xét chi tiết hơn trong các mục tiếp sau.

4.2. Những đặc trưng thống kê của dao động mạch động vỗ bờ và sự liên hệ của chúng với các tham số sóng gió và sóng lừng

Những dữ liệu của các tác giả khác nhau cho thấy rằng độ cao và chu kỳ của các mạch động vỗ bờ biến đổi trong phạm vi rộng: độ cao từ 1–2 đến 250 cm, chu kỳ – từ 0,3 đến 5–7 phút. Trong một số trường hợp riêng biệt có thể quan trắc được những chu kỳ lớn hơn, điều này thường liên quan tới những đặc thù địa lý tự nhiên và thủy động lực học của vùng. Thật vậy, theo dữ liệu đo của các nhà khoa học Nhật ở Đài quan trắc Idzu – Osima (xem hình 1.7 c), ở vùng này thống trị những dao động mực nước với chu kỳ từ 6 đến 14 phút, còn độ cao sóng cực đại tương ứng với chu kỳ khoảng 7 phút (hình 4.3), đó là do quanh năm tồn tại các sóng ven với chu kỳ tương ứng lan truyền quanh đảo Osima [192]. Theo dữ liệu của đại đa số các nhà nghiên cứu chu kỳ đặc trưng của mạch động vỗ bờ là 1–3 phút.

Độ cao điển hình của các mạch động vỗ bờ là 1–10 cm [9, 11, 46]. Những độ cao mạch động vỗ bờ lớn bất thường quan trắc được trong vịnh Osaka ở bờ Thái Bình Dương của nước Nhật (1,6–2,5 m) [9] có lẽ là có bản chất cộng hưởng.

Nhân tố chính quyết định độ cao các sóng ngoại trọng lực – đó là cường độ sóng bão. Sự tương đồng đáng ngạc nhiên về đặc điểm biến thiên các mạch động vỗ bờ và sóng lừng thể hiện rất rõ trên

các hình 4.1 và 4.4. Những quan trắc đầu tiên về mạch động vỗ bờ do Munk thực hiện ở vùng California [263] và Tucker thực hiện ở vùng bờ nước Anh [333] đã cho thấy rằng giữa độ cao sóng gió và sóng lừng (H_s) và mạch động vỗ bờ (H_l) tồn tại mối liên hệ thực tế tuyến tính (hình 4.4 b):

$$H_l = \alpha H_s, \quad (4.1)$$

trong đó $\alpha \approx 0,1$. Dinger đã nhận được một trị số tương tự của hệ số α trên cơ sở ghi dao động mực nước biển ở vùng đảo Barbados [264]. Tuy nhiên, những quan trắc sau đó đã cho thấy rằng trị số của α không phải là vạn năng. Thật vậy, theo dữ liệu của M. Darbyshire, ở bờ Nam Phi $\alpha \approx 0,025$ [145]. Theo dữ liệu của V. S. Búchkov và S. S. Strelalov, ở vùng Tuapse $\alpha \approx 0,25$ (hình 4.5 a) [9]. Ngoài ra người ta còn thấy rằng sự tán mạn của các điểm trên đồ thị của quan hệ $H_l = f(H_s)$ là rất lớn và mối liên hệ H_l và H_s có đặc điểm phức tạp hơn là (4.1) [8].

Sử dụng các dữ liệu quan trắc bằng cảm biến điện rung đặt tại độ sâu 20 m gần vùng bờ nước Nhật và tham khảo những kết quả tính toán của Munk [263] và Gida [176], Fujinawa [169] đã nhận được mối phụ thuộc sau đây giữa H_l và H_s : *

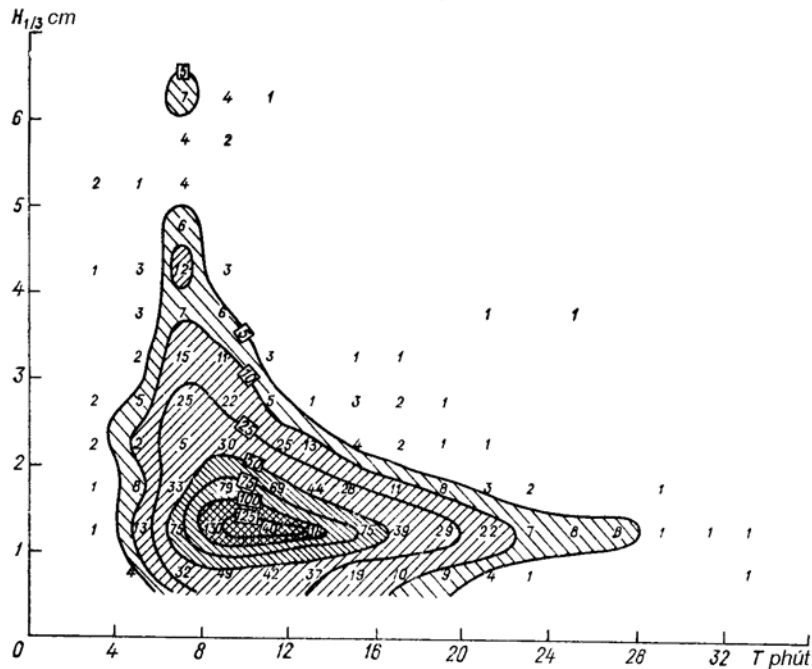
* Các nhà nghiên cứu hiểu “độ cao sóng” một cách khác nhau. Ví dụ, Fujinawa đã lấy $H_s = H_{1/10}^{(s)}$ – độ cao cực đại của sóng gió trong số 10 sóng liên tiếp, còn $H_l = H_{1/3}^{(l)}$ – tương tự trong số 3 sóng. Một số nhà nghiên cứu khi tính toán sử dụng “độ cao các sóng đáng kể” (significant height) $H = 4\sigma$, trong đó σ được tính theo giá trị tung độ trong một khoảng lấy trung bình [190, 198]. Đại lượng $H_s^{(s)}$ cũng có thể xác định như là giá trị lấy trung bình $\bar{H}_{1/3}^{(s)}$ (trong một khoảng nào đó). Trong văn liệu trong nước người ta thường hiểu “độ cao sóng” đơn giản là độ cao trung bình \bar{H}_s . Tương quan giữa các giá trị này xấp xỉ như sau: $H_{1/10} \approx 1,9\bar{H}_s$, $\bar{H}_{1/3}^{(s)} = H_s^{(s)} \approx 1,6\bar{H}_s$.

$$H_l = k_\beta H_s^{3/2}, \quad (4.2)$$

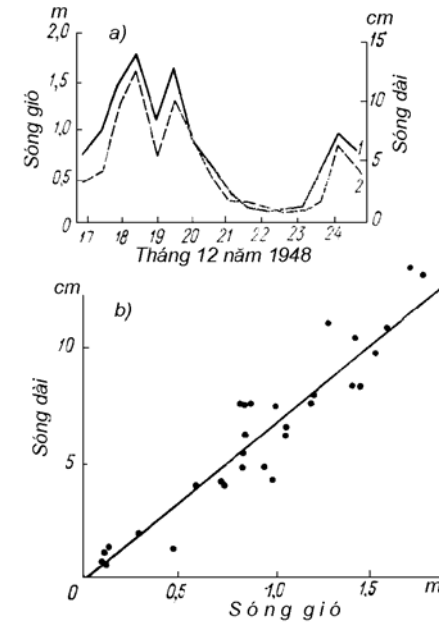
ở đây hệ số k_β tỷ lệ nghịch với căn bậc hai của độ sâu

$$k_\beta = \delta / \sqrt{h}. \quad (4.3)$$

Lưu ý rằng sự tăng lên của hệ số k_β khi giảm độ sâu rất phù hợp với lý thuyết của Longuet-Higgins và Stewart [242].



Hình 4.3. Tổ chức đồ hai chiều phân bố các sóng dài với độ cao và chu kỳ khác nhau theo dữ liệu quan trắc ở vùng Đài quan trắc Iđzu - Osima (các chữ số chỉ số trường hợp)



Hình 4.4. Biến trình thời gian của độ cao sóng gió (1) và sóng dài (2) (a) và đồ thị liên hệ giữa chúng (b) theo dữ liệu quan trắc gần đảo Newfoundland (từ công trình [333])

Công thức cuối cùng của Fujinawa có dạng

$$H_l = \delta H_s^{3/2} h^{-1/2}, \quad (4.4)$$

ở đây $\delta = 0,23$.

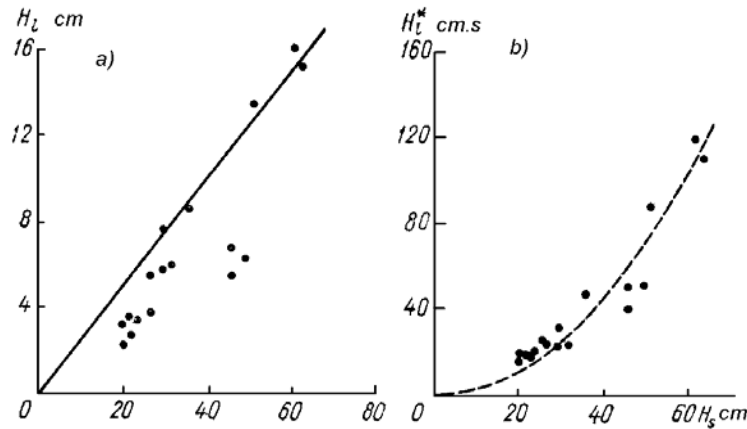
Buchkov và Strekalov [9] đã giả thiết rằng độ cao trung bình của các mạch động vô bờ phụ thuộc không chỉ vào độ sâu và độ cao của sóng gió, mà cả vào chu kỳ sóng gió (T_s). Các ông đã tìm phương trình liên hệ dưới dạng

$$H_l = f(H_s, T_s, h, g). \quad (4.5)$$

Sử dụng các phương pháp của lý thuyết thứ nguyên, các ông đã thu được biểu thức

$$H_l = \frac{\gamma}{\sqrt{gh}} \frac{H_s^2}{T_s} \quad (4.6)$$

Tính có cơ sở của phép xấp xỉ này được thấy rõ trên hình 4.5 b. Đại lượng quy chuẩn $H_l^* = H_l T_s$ có độ tản mạn bé hơn nhiều so với H_l và được xấp xỉ khá tốt bằng đường cong parabol với trị số của hệ số $\gamma \approx 32$. Mỗi phụ thuộc $H_l = aH_s^2 / T_s$ trong công thức (4.6) phù hợp với công thức lý thuyết do R. N. Ivanov thu được đối với độ cao nước dâng sóng như là hàm của độ cao sóng gió [34, 46].



Hình 4.5. Phụ thuộc giữa độ cao mạch động vô bờ H_l và độ cao sóng gió và sóng lừng H_s và chu kỳ của chúng T_s

a – xấp xỉ tuyến tính $H_l = 0,25H_s$, b – xấp xỉ bậc hai dạng

$$H_l^* = H_l T_s = aH_s^2$$

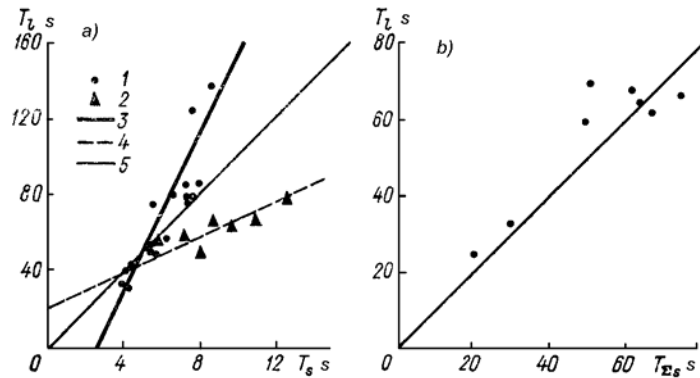
Bảng 4.1. Kết quả đo sóng gió và mạch động vô bờ ở bờ Hắc Hải (theo dữ liệu của công trình [86]) và những giá trị tính toán độ cao mạch động vô bờ

Ngày tháng	Độ sâu h m	Các đặc trưng sóng gió		Các đặc trưng mạch động vô bờ		Độ cao tính toán của mạch động vô bờ	
		T_s s	H_s m	T_l s	H_l m	H_l^{BS} m	H_l^F m
14 XI 1972	5	9,7	1,7	63	0,4	0,47	0,50
	3	12,5	2,2	78	1,2	0,79	0,96
	5	8,0	1,7	49	0,3	0,57	0,50
12 I 1973	1,5	11,0	1,1	67	0,6	0,32	0,48
10 XII 1976	1,5	5,8	1,2	55	0,4	0,72	0,55
2 XII 1978	3	7,2	1,0	56	0,3	0,28	0,29
	1,5	7,2	1,0	57	0,4	0,40	0,42
24 VII 1978	1,5	8,8	1,1	66	0,4	0,40	0,48

Dữ liệu thực nghiệm do V. G. Rubka và E. V. Inanhenko thu được bằng các máy sóng ký trong thời gian bão mạnh ở trạm nghiên cứu của Chi nhánh Hắc Hải của Trạm nghiên cứu Khoa học Trung tâm các năm 1972–1978 đã cho phép đánh giá hiệu quả của các công thức (4.4) và (4.6). Bằng phương pháp bình phương nhỏ nhất người ta đã lựa chọn được các giá trị hệ số $\delta = 0,51$ và $\gamma = 11$, khoảng 2 lần khác biệt với các giá trị tương ứng của các hệ số này dẫn trong các công trình [9, 169]. Có thể cho rằng những khác biệt này trước hết là do địa hình của đới ven bờ (góc nghiêng đáy) quyết định, cũng như cường độ của bản thân các mạch động vô bờ (các giá trị của những hệ số $\delta = 0,23$, $\gamma = 32$ đã nhận được ứng với trường hợp các dao động mạch động vô bờ yếu hơn rất nhiều). Độ cao các

mạch động võ bờ tính toán theo các công thức của Búchkov – Strekalov (H_l^{BS}) và Fujinawa (H_l^F) cùng với dữ liệu quan trắc được dẫn trong bảng 4.1. Về phương diện định tính các kết quả tính toán và quan trắc phù hợp với nhau; sự tán mạn tương đối lớn có thể là do độ chính xác chưa đủ cao khi xác định các tham số sóng gió và mạch động võ bờ.

Độ cao sóng gió được quyết định trước hết bởi cường độ gió, vì vậy đương nhiên giữa độ cao của mạch động võ bờ và của gió tồn tại một mối liên hệ khá mật thiết. Theo dữ liệu đo tại Đài quan trắc Idzu-Osima người ta thấy có sự tương quan cao giữa tốc độ gió và dao động mực nước với chu kỳ 1–2 phút. Hệ số hồi quy tương ứng $\delta_{VL} \approx 2,2$ cm/(m/s). Ví dụ, trong thời gian cơn bão lớn No 6124, với tốc độ gió 24 m/s mạch động võ bờ có độ cao đặc trưng 45 cm.



Hình 4.6. Phụ thuộc giữa chu kỳ mạch động võ bờ T_l và chu kỳ sóng gió T_s (a) hay chu kỳ nhóm sóng (b)

1 – theo dữ liệu của V. S. Búchkov, S. S. Strekalov; 2 – V. G. Rubka, E. V. Ivanhenko; 3, 4 – xấp xỉ tuyến tính của chúng; 5 – mối phụ thuộc $T_l = 10T_s$

Búchkov và nnk. [8, 9] có lẽ là những người đầu tiên chú ý phát hiện rằng sự liên hệ xác định không chỉ tồn tại giữa các độ cao, mà cả giữa các chu kỳ sóng gió và mạch động võ bờ. Theo ý kiến của họ, sự tăng chu kỳ của sóng gió và sóng lừng sẽ làm cho chu kỳ của các mạch động võ bờ liên quan tăng lên. Thật vậy, căn cứ theo dữ liệu thu được bằng cảm biến Van Dorn đặt tại độ sâu 11 m ở vùng Tuapse, các ông đã rút ra mối quan hệ (hình 4.6a)

$$T_l = 20T_s - 50. \quad (4.7)$$

Sự tăng chu kỳ các mạch động võ bờ theo chu kỳ sóng gió thể hiện rõ theo dữ liệu của Rubka, Ivanhenko [86] trình bày trong bảng 4.1. Có thể biểu diễn mối phụ thuộc thực nghiệm dưới dạng

$$T_l = 5T_s + 20. \quad (4.8)$$

Mối liên hệ phát sinh mật thiết tồn tại giữa các sóng ngại trọng lực và chùm sóng gió hay sóng lừng được biểu lộ ở sự phù hợp khá cao của các chu kỳ của chúng. Thật vậy, Basko đã trực tiếp chỉ ra rằng đường bao của sóng gió có chu kỳ bằng chu kỳ của các mạch động võ bờ [2]. Búchkov, Strekalov [9] đã phát hiện sự phù hợp các chu kỳ đó trên cơ sở phân tích các dữ liệu thực tế (xem hình 4.6 b). Fujinawa [162], Middleton và nnk. [251], Huntley và Kim [215] cũng đã nhận được kết quả tương tự, theo dữ liệu của họ thì đường bao của các chùm sóng và dao động sóng dài tương ứng nằm trong sự ngược pha, và điều này cũng có thể rút ra từ lý thuyết của Longuet-Higgins – Stewart [242, 243].

Từ công thức thực nghiệm (4.6) (nếu tính tới sự liên hệ cao của các chu kỳ sóng gió và mạch động võ bờ) suy ra rằng các chu kỳ và độ cao mạch động võ bờ cần phải có quan hệ phụ thuộc tỷ lệ nghịch. Trên thực tế, sự kiện này đã được Takahasi và Aida [321] chú ý tới. Sự giảm chu kỳ của các mạch động võ bờ theo sự tăng của độ cao của chúng quan trắc được khi cơn bão Sara đi qua đảo

Miako biểu hiện rõ trên hình 4.7 [245]. Các quan trắc ở những vùng khác của Đại dương Thế giới, chẳng hạn ở thêm tây nam của Kamchatka, cũng đã cho kết quả như vậy. Cơ chế vật lý của sự phụ thuộc như vậy giữa độ cao và chu kỳ các mạch động võ bờ chưa hoàn toàn rõ.

Phân bố thực nghiệm của độ cao và chu kỳ các mạch động võ bờ (do đó, cả bước sóng) ở đới ven bờ được mô tả khá tốt bằng quy luật tích phân của Reyleigh

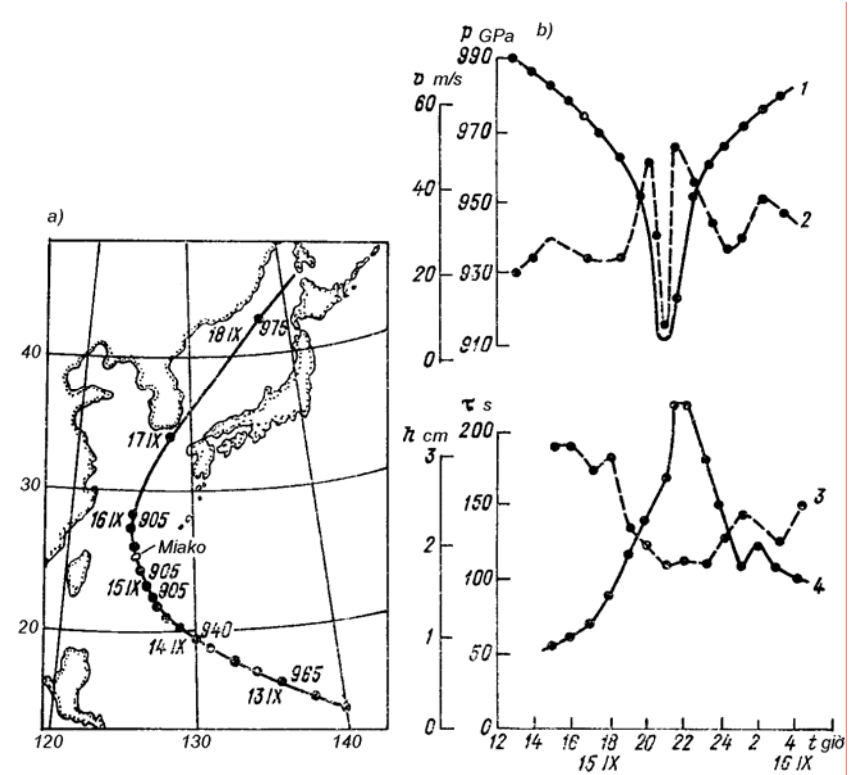
$$F(x; \bar{x}) = \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{x}{\bar{x}} \right)^2 \right], \quad (4.9)$$

trong đó \bar{x} – giá trị trung bình của đặc trưng tương ứng. Nếu lưu ý rằng đối với sóng gió và sóng lừng (chúng là nguồn chính của các sóng ngoại trọng lực) các quy luật phân bố của những tham số chủ yếu ít phụ thuộc vào độ sâu, thì có thể giả thiết rằng cũng chính những quy luật đó sẽ thỏa mãn đối với các sóng ngoại trọng lực ở vùng khơi đại dương, mặc dù chúng ta chưa có những khảo sát trực tiếp về điều đó.

Đương nhiên, những quan hệ đã dẫn giữa các đặc trưng khác nhau của các sóng ngoại trọng lực và những suy luận về sự biến thiên của chúng thực chất là những quan hệ thuần túy thống kê. Như đã nhận xét ở trên, cấu trúc của các sóng ngoại trọng lực khá phức tạp; các hợp phần sóng khác nhau tham gia vào sự hình thành nên chúng. Tùy thuộc vào sự thống trị của hợp phần này hoặc hợp phần khác mà các tham số sóng dài quan trắc được sẽ khác nhau một cách đáng kể. Ví dụ, bước sóng của các sóng ngoại trọng lực cường bức (λ_l) được quyết định bởi bước sóng của chùm sóng gió tương ứng và ít phụ thuộc vào độ dốc đáy và hình học thủy vực. Nếu quy ước cho rằng chùm sóng gồm 10 sóng ngắn với bước sóng λ_s , có thể viết

$$\lambda_l \approx 10\lambda_s = 10 g [T_s^2 / (2\pi)], \quad (4.10)$$

ở đây T_s – chu kỳ của sóng gió. Nếu $T_s \sim 6$ s, thì $\lambda_l \sim 600$ m. Sóng lừng thường có chu kỳ lớn hơn và do đó, bước sóng của chùm sóng lớn hơn. Có lẽ, có thể xem giá trị $\lambda_l = 500 - 1500$ m là khá điển hình đối với các sóng ngoại trọng lực cường bức.



Hình 4.7. Các sóng dài trọng lực gây bởi cơn bão Sara ở vùng đảo Miako ngày 15–16 tháng 9 năm 1959 (từ công trình [245])
a – đường đi của bão, b – biến thiên của khí áp (1), tốc độ gió (2), chu kỳ (3) và biên độ (4) của các sóng dài

Bước sóng của các sóng ngoại trọng lực tự do ở vùng khơi đại dương phụ thuộc vào chu kỳ T_f của chúng và độ sâu địa điểm và được mô tả bằng công thức (3.120) hay một cách chính xác hơn, bằng biểu thức

$$\lambda_f = g \left[T_f^2 / (2\pi) \right]^{1/2} (2\pi h / \lambda_f), \quad (4.11)$$

từ đó λ_f có thể được xác định bằng quy trình lặp đơn. Với $h=100$ m và $T_f = 60$ s $\lambda_f^{(1)} = 1844$ m (1879 m), với $T_f = 180$ s $\lambda_f^{(2)} = 5626$ m (5638 m); với $h=1000$ m những giá trị tương ứng $\lambda_f^{(1)} = 4841$ m (5943 m), $\lambda_f^{(2)} = 17458$ m (17 828 m), ở đây trong dấu ngoặc là những giá trị tính theo công thức (3.120). Với độ sâu một số kilômet các sóng ngoại trọng lực tự do cần phải có bước sóng bằng một số chục nghìn kilômet.

Như dữ liệu đo trực tiếp các đặc trưng không gian của sóng ngoại trọng lực do Huntley và nnk. [214], Oltman-Shey và Guza [281] thực hiện tại thềm California cho thấy, ở đối ven bờ của đại dương hài sóng ven bậc không áp đảo, bước sóng của nó suy ra từ (2.18) tại những độ dốc đáy β nhỏ được xác định bằng công thức

$$\lambda_0 = \beta g \left[T_0^2 / (2\pi) \right], \quad (4.12)$$

ở đây T_0 – chu kỳ sóng ven. Với $\beta=0,01$ và $T_0 = 60$ s $\lambda_0 = 60$ m, tức khoảng một bậc nhỏ hơn so với các sóng ngoại trọng lực cưỡng bức; với độ nghiêng đáy dốc hơn ($\beta=0,02$) và chu kỳ $T_0 = 180$ s $\lambda_0 \approx 1$ km, tức cũng xấp xỉ bậc như đối với các sóng cưỡng bức.

Như vậy, tùy thuộc vào kiểu của các hợp phần sóng (và vào chu kỳ và các tham số địa hình) mà bước sóng của các sóng ngoại trọng lực có thể biến đổi từ một số chục mét đến một số chục kilômet. Các đặc trưng khác của dao động cũng biến đổi theo cách

tương ứng. Có lẽ chính là vì lý do đó mà chúng ta thấy có sự tán mạn rất lớn trong kết quả quan trắc của các tác giả khác nhau.

Còn có một nét quan trọng nữa liên quan tới đặc điểm biểu lộ của các dao động sóng ở đối ven bờ. Trên thực tế đối này gồm hai phụ vùng với ranh giới là tuyến đổ nhào sóng (xem hình 4.2): 1) đối sóng vỗ bờ; 2) đối ven bờ phía bên ngoài. Xét về động lực học của mình, hai phụ vùng này rất khác nhau. Trong đối phía bên ngoài năng lượng của sóng ngắn (sóng gió và sóng lừng) áp đảo rõ rệt so với năng lượng của dao động sóng dài. Sau khi đổ nhào, năng lượng của sóng ngắn bắt đầu suy giảm nhanh khi tiến dần tới bờ, còn năng lượng của sóng dài thì ngược lại, tăng lên cho nên sóng dài thống trị trong đối sóng vỗ bờ. Trong văn liệu phương tây, để chỉ các sóng (cả sóng ngắn lẫn sóng dài) ở đối sóng vỗ bờ người ta sử dụng thuật ngữ “swash oscillations” [189, 204], có thể dịch là “các sóng (dao động) cử đối vỗ bờ” hay đơn giản là “các sóng vỗ bờ” (hãy đừng nhầm lẫn với các mạch động vỗ bờ).

Những sóng ngoại trọng lực đo được ở đối sóng vỗ bờ và bên ngoài nó có các đặc trưng thống kê và đặc điểm liên hệ với sóng gió rất khác nhau. Như dữ liệu của các thí nghiệm chuyên đề [116, 189, 191, 204, 259 v.v...] đã cho thấy, các sóng vỗ bờ tần số cao (có tần số của các sóng gió đi tới) đạt tới *mức bão hòa* hoàn toàn xác định ở đối sóng vỗ bờ, năng lượng của chúng không tăng hơn mức đó không phụ thuộc vào trạng thái biển ở vùng phía bên ngoài. Battjes [116] sau khi xử lý số lượng lớn băng ghi sóng vỗ bờ, đã tìm ra rằng biên độ của các sóng ứng với mức bão hòa, thỏa mãn quan hệ

$$a_s = \varepsilon_s \frac{g\beta^2}{\omega_s^2}, \quad (4.13)$$

ở đây β – độ nghiêng đáy, $\varepsilon_s = 0,4\pi \approx 1,25$ – tham số vỗ bờ không thứ nguyên (swash parameter” [116]), ω_s – tần số của các sóng tới.

Theo dữ liệu đo của các tác giả khác [189, 204], tham số vô bờ ε_s nằm trong khoảng 1–3.

Battjes [117] cũng đã đề xuất một đặc trưng không thứ nguyên khác gọi là tham số tương tự vô bờ (surf similarity parameter)

$$\xi_b = [\pi g \beta^2 / (a_b \omega^2)]^{1/2}, \quad (4.14)$$

ở đây a_b – biên độ sóng tới (sóng gió hay sóng lừng) tại tuyến sóng đổ nhào. Chúng ta nhận thấy rằng tham số này liên hệ rất mật thiết với tham số đổ nhào sóng Br [12]

$$\text{Br} = \frac{a_r \omega^2}{g \beta^2}, \quad (4.15)$$

ở đây a_r – giá trị độ tung lên theo phương thẳng đứng. Nếu $\text{Br} < 1$ thì sóng áp vào bờ mà không đổ nhào, khi $\text{Br} > 1$ thì sóng đổ nhào, tức tạo thành các sóng vô bờ.

Guza và Thornton [189] đã tiến hành một thí nghiệm hiệu quả về khảo sát các sóng vô bờ. Trên hình 4.8 thể hiện biên độ của các dao động cao tần ($T_s < 20$ s) và thấp tần ($T_s > 20$ s) trong đối sóng vô bờ như là những hàm số của độ cao sóng gió ở vùng phía bên ngoài. Ở đây thấy rõ hiệu ứng bão hòa đối với các dao động tần cao: không phụ thuộc vào biên độ các sóng tới, những dao động này thực tế giữ nguyên không đổi.

Trên hình 4.8 theo trục tung đặt các giá trị độ tung lên dọc theo đáy nghiêng, nhưng có thể tính lại thành li độ theo phương thẳng đứng. Phương trình hồi quy tương ứng liên hệ giữa li độ thẳng đứng (R_s^V) và độ cao sóng tới (H_s) có dạng

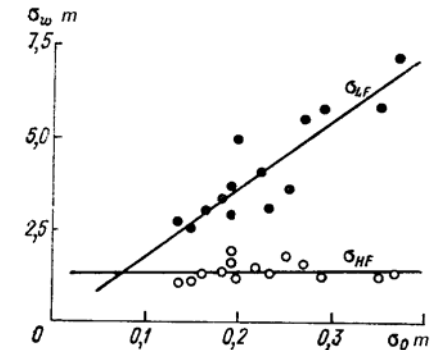
$$R_s^V = 22,8 + 0,01H_s, \quad (4.16)$$

tức mức bão hòa của các sóng tần cao trong trường hợp này bằng 23–25 cm, còn sự liên hệ với các độ cao sóng gió thì cực kỳ yếu ớt.

Các sóng vô bờ tần thấp có đặc điểm hoàn toàn khác. Độ cao của chúng tăng thực tế tuyến tính theo sự tăng độ cao của các sóng tới (xem hình 4.8):

$$R_l^V = 2,7 + 0,69H_s, \quad (4.17)$$

tức độ cao các sóng ngoại trọng lực ở lân cận bờ bằng khoảng 70 % độ cao sóng gió ở vùng bên ngoài. Nếu cho rằng giá trị $\alpha = 0,1$ trong biểu thức (4.1) do Munk [263] và Tucker [333] nhận được đối với vùng bên ngoài đối sóng vô bờ là đủ điển hình, thì (4.17) cho thấy rằng ở đối sóng vô bờ biên độ của các sóng ngoại trọng lực tăng lên xấp xỉ một bậc, còn năng lượng tương ứng tăng lên hai bậc.



Hình 4.8. Biến đổi của các dao động tần cao (σ_{HF}) ở đối sóng vô bờ tùy thuộc vào cường độ của sóng gió đi tới (từ công trình [189]) Theo các trục đặt độ lệch bình phương trung bình của các đặc trưng tương ứng

Sự tăng năng lượng các sóng ngoại trọng lực mạnh như vậy trong đối sóng vô bờ đi kèm theo với sự tái thiết lại toàn bộ cấu trúc dao động và biến đổi các đặc trưng thống kê của chúng. Vì vậy, đương nhiên các quan trắc sóng ngoại trọng lực thực hiện ở lân cận bờ và ở bên ngoài tuyến sóng vô bờ sẽ dẫn tới những kết quả rất khác nhau.

Phân tích phổ các dao động mực nước biển ở dải tần số tồn tại các sóng ngoại trọng lực đã được thực hiện đối với một số vùng của Đại dương Thế giới, thật ra chủ yếu trong đối ven bờ [7, 9, 37, 190,

198 v.v...]. Chỉ thời gian mới đây S. Webb và các cộng sự mới thực hiện được những quan trắc trực tiếp sóng ngoại trọng lực ở vùng khơi đại dương [344]. Trong một số công trình cũng đã tính toán các tổ chức đồ độ lặp lại của chu kỳ các dao động mạch động võ bờ [9, 245, 356]. Các nghiên cứu đã cho thấy vai trò quan trọng của các sóng này trong cân bằng năng lượng chung của những chuyển động sóng dài và sự liên hệ mật thiết của chúng với cường độ hoạt động của biển: trong thời tiết bão mức năng lượng của phổ đối với dải tần này thường tăng lên 1–2 bậc [192, 321]. Các phổ (hay các tổ chức đồ chu kỳ) của các sóng ngoại trọng lực (các mạch động võ bờ) do những tác giả khác nhau thu được có thể chia thành ba nhóm.

1. Có một cực đại phổ thể hiện khá rõ (hay một chu kỳ thống trị trên tổ chức đồ), chu kỳ của cực đại này thường bằng 1–3 phút, lớn hơn một chút thì hiếm hơn. Ví dụ, theo dữ liệu quan trắc mực nước trên đảo Barbados, ở đây thấy cực đại phổ với chu kỳ khoảng 100 s, tại bờ Thái Bình Dương của nước Mỹ gần trạm Camp-Pendleton – một cực đại rộng và yếu với chu kỳ 33–200 s, còn tại trạm La Holl – đỉnh phổ nhọn với chu kỳ 125 s [268]; tại vùng bờ Hắc Hải, theo dữ liệu một số đợt thí nghiệm, thống trị những dao động với chu kỳ từ 49 đến 78 s (xem bảng 4.1), ở gần đảo Osima (vùng bờ Nhật Bản), theo dữ liệu của Hasimoto và nnk. [192] – 7–8 phút (xem hình 4.3).

2. Trong phổ mực nước nhận thấy hai cực đại (còn tổ chức đồ chu kỳ có cấu trúc hai mốt). Ví dụ điển hình về các phổ và tổ chức đồ tương tự được dẫn trên hình 4.9 (theo dữ liệu của A. L. Bondarenko). Đối với mỗi trường hợp các chu kỳ của các cực đại có hơi khác nhau (200 và 90, 210 và 105, 170 và 90, 158 và 90 s, v.v...), nhưng bao giờ cũng là hai chu kỳ. Một số kết quả tương tự của các tác giả khác: Maikaku và Ishida theo dữ liệu quan trắc trên đảo Miako (những cực trị tại các chu kỳ 154 và 175 s) [245], Takahasi (80–100 và 38–47 s) và Fujinawa (500 và 196 s) ở vùng bờ Nhật Bản [169].

3. Phổ có đặc điểm “nhiều trắng”, không có những cực đại phổ

rõ rệt ở dải sóng ngoại trọng lực. Tình hình tương tự đã quan trắc thấy ở các bờ quần đảo Kuril (hình 4.10), Kamchatka, Nhật Bản và ở vùng khơi đại dương trong thời tiết bão mạnh [7, 107, 230, 232].

Thoạt đầu người ta đã giải thích cấu trúc phổ các sóng ngoại trọng lực thuần túy bằng những đặc điểm của các tác nhân bên ngoài (tức sóng gió và sóng lừng) gây nên chúng. Ví dụ, theo lời của Buchkov và Strekalov, “sóng gió thường có một cực đại về độ cao và về chu kỳ, và tương ứng là một cực đại đặc trưng đối với các sóng dài. Sóng hỗn hợp được đặc trưng bằng hai cực đại, nó gây nên các cực đại tương ứng ở các sóng chu kỳ dài quan trắc đồng bộ với nó”. Theo kết quả phân tích các hệ thống sóng gió [38, 39]

$$\tilde{T}_1 = \frac{\bar{T}_1 \bar{T}_2}{\bar{T}_2 - 0,9 \bar{T}_2} \approx 10 T_s, \quad (4.18)$$

ở đây \bar{T}_1 và \bar{T}_2 – các chu kỳ trung bình của sóng gió không đều của các hệ thống trước cộng hưởng và cộng hưởng, trong đó

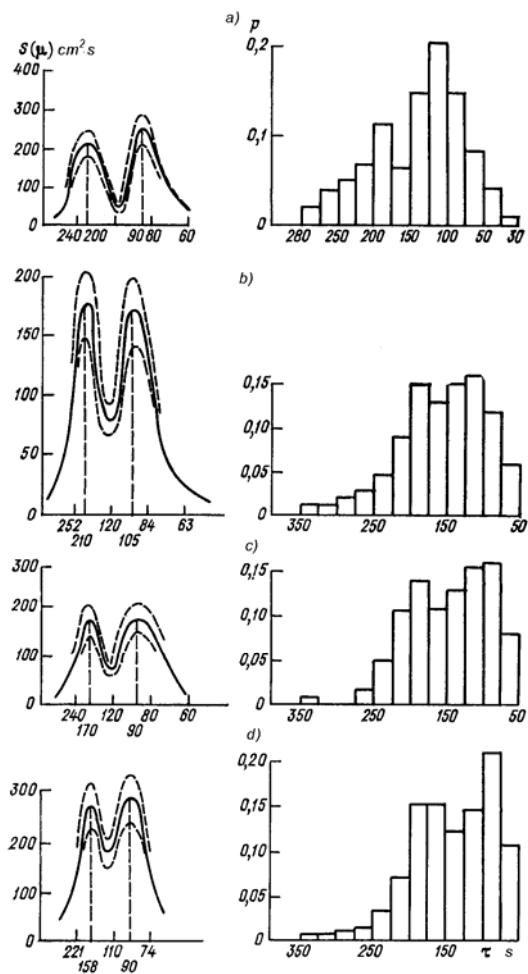
$$\bar{T}_1 \approx 0,9 \bar{T}_2, \quad (4.19)$$

\bar{T}_s – chu kỳ trung bình của sóng gió, \tilde{T}_1 – chu kỳ trung bình của các mạch động võ bờ. Trên thực tế, như đã thấy trên hình 4.6 a, nếu vớt bỏ hai điểm trên cùng, công thức (4.18) mô tả khá tốt các dữ liệu thực nghiệm. Như vậy, theo ý kiến của S. S. Strekalov, ở trường hợp sóng gió phát triển trong phổ các dao động tần thấp thống trị các sóng với chu kỳ được xác định bằng biểu thức (4.18), còn ở trường hợp sóng hỗn hợp (sóng gió cộng với sóng lừng) quan trắc thấy hai chu kỳ thống trị.

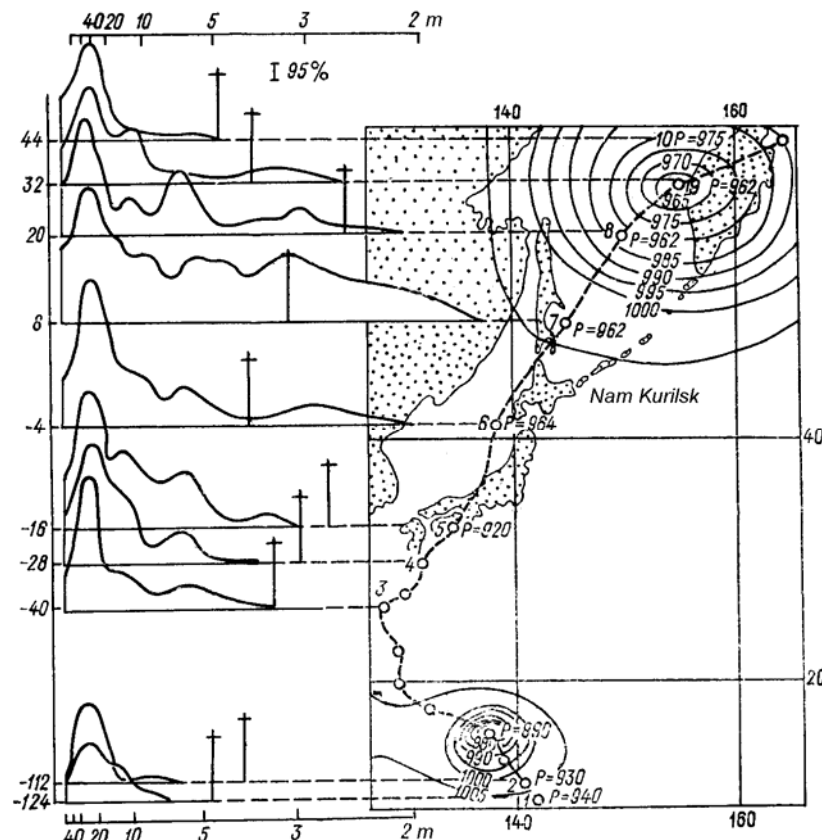
Fujinawa [169] đưa ra một giải thích khác cho những đặc điểm phổ của mạch động võ bờ và cụ thể về sự tồn tại của hai cực đại trong phổ. Ông cho rằng chúng được gây bởi các hài sóng ven bậc không và bậc một lan truyền dọc bờ.

Các tính chất sóng và cộng hưởng của địa hình ven bờ và ảnh hưởng của chúng tới đặc điểm phổ các mạch động võ bờ trước đây đã chưa được đánh giá hết. Ngày nay, mọi người đều thừa nhận

rằng ảnh hưởng của các tác nhân này có thể rất lớn [127, 174, 198, 214, 259] và tỷ phần của chúng trong phổ các sóng ngoại trọng lực là có tính chất quyết định.



Hình 4.9. Các phổ dao động mực nước biển và tổ chức đồ độ lặp lại của các mạch động vô bờ (từ công trình [81])



Hình 4.10. Sự biến đổi của các phổ dao động mực nước đại dương gần Nam Kurilsk khi bão đi qua (từ công trình [7])

Ngoài ngoại lực và những tính chất chọn lọc tần số của địa hình có một tác nhân thứ ba ảnh hưởng tới đặc điểm phổ các sóng ngoại trọng lực. Đó là sự biến dạng phổ dưới ảnh hưởng của tính phi tuyến, sự tiêu tán và v.v... Có lẽ chính những quá trình này dẫn tới sự cào bằng (“làm trắng”) phổ.

4.3. Sự hình thành các sóng ngoại trọng lực bởi cấu trúc nhóm của trường sóng gió

Ngay từ những quan trắc đầu tiên về các mạch động võ bờ do W. Munk [263] thực hiện cũng như dữ liệu đo các sóng tần thấp thu được trước đây ở Nhật [273, 325] đã nhận ra ba đặc điểm quan trọng:

- 1) Các mạch động võ bờ có chu kỳ dao động khá ổn định 1–3 phút;
- 2) Có sự liên hệ rõ rệt giữa các dao động này và sóng gió;
- 3) Các chu kỳ của các mạch động võ bờ thực tế trùng với các chu kỳ điều biến của sóng gió, tức với những chu kỳ của các nhóm sóng.

Tất cả những đặc điểm đó đã làm cho Yoshida giả định rằng các mạch động võ bờ được tạo thành do sự tương tác phi tuyến của các sóng gió và đề xuất ra mô hình tương ứng [356].

Để bắt đầu chúng ta xét sự tương tác hai sóng tiến phẳng với các tần số ω_1, ω_2 , biên độ a_1, a_2 và các số sóng k_1, k_2 truyền trong một hướng (dọc trục x):

$$\begin{aligned}\zeta_1(x, t) &= a_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x), \\ \zeta_2(x, t) &= a_2 \cos(\omega_2 t - k_2 x).\end{aligned}\quad (4.20)$$

Như Yoshida đã cho thấy, sự tương tác phi tuyến của các sóng này hình thành dao động tần thấp với tần số

$$\omega_l = |\omega_1 - \omega_2| \quad (4.21a)$$

và chu kỳ

$$T_l = \frac{T_1 T_2}{|T_1 - T_2|}, \quad (4.21b)$$

tức với cùng tần số và chu kỳ như của đường bao chùm sóng.

Dao động này sẽ có dạng:

- 1) đối với sóng gió ở biển sâu

$$\begin{aligned}\zeta_l(x, t) &= \frac{a_1 a_2}{2} |k_2 - k_1| \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x], \\ \text{trong đó} \quad k_j &= \frac{\omega_j^2}{g};\end{aligned}\quad (4.22)$$

- 2) đối với sóng lừng hay đới nước nông (độ sâu h)

$$\begin{aligned}\zeta_l(x, t) &= \frac{3 a_1 a_2}{2 h (k_1 h) (k_2 h)} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x], \\ \text{trong đó} \quad k_j \operatorname{th} \left(\frac{k_j}{h} \right) &= \frac{\omega_j^2}{g};\end{aligned}\quad (4.23)$$

- 3) đối với đới sóng võ bờ

$$\begin{aligned}\zeta_l(x, t) &= \frac{3 a_1 a_2}{2 h} |k_1 - k_2| x \sin[(\omega_1 - \omega_2)t - (k_1 - k_2)x], \\ \text{trong đó} \quad k_j &= \frac{\omega_j}{\sqrt{gh}},\end{aligned}\quad (4.24)$$

Như Yoshida đã chỉ ra, về bản chất của mình những sóng tần thấp này tương tự như các hợp phần thủy triều nước nông (kiểu như MK_3 hay MS_4) được tạo thành do kết quả tương tác phi tuyến của các sóng điều hòa thủy triều chính hay “các sóng kết hợp” trong âm học.

Tình huống sóng gió (hay sóng lừng) là tổng của hai sóng phẳng với các tần số gián đoạn giữ cố định là một tình huống có phần nào nhân tạo. Vì vậy, Yoshida [356] còn đề xuất một mô hình phát sinh các mạch động võ bờ do sự tương tác phi tuyến của các sóng ngắn phổ liên tục $A(\omega)$. Trong trường hợp này độ cao của các sóng tần thấp H_l với tần số ω_l ở biển sâu có thể biểu diễn như sau:

$$H_1(\omega_1) = \omega_1 \int_{\omega_1}^{\omega_n - \omega_1} (2\omega - \omega_1) A(\omega) A(\omega + \omega_1) d\omega. \quad (4.25)$$

Với tư cách là ví dụ đặc trưng có thể lấy phổ sóng gió có quy luật phân bố chuẩn:

$$A(\omega) = A_0 \exp[-\gamma^2(\omega - \omega_0)^2], \quad (4.26)$$

trong đó $\omega_0 = (\omega_n - \omega_1) / 2$. Giả sử $\gamma(\omega_n - \omega_1) \gg 1$, có thể từ (4.25) và (4.26) thu được biểu thức sau:

$$H_1(\omega_1) \approx 4\sqrt{\pi} \omega_1 A_0^2 (\omega_0 / \gamma) \exp(-\gamma^2 \omega_1^2 / 2). \quad (4.27)$$

Hàm $H_1(\omega_1)$ đạt cực đại tại tần số $\omega_{\max} = \gamma^{-1}$. Do đó, chu kỳ mang năng lượng chính của các sóng tần thấp được tạo thành khi tương tác phi tuyến sóng gió với phổ (4.25) là $T_{\max} = 2\pi\gamma$.

Bằng cách tương tự với sử dụng biểu thức (4.25) có thể tính phổ các sóng tần thấp được phát sinh đối với phổ sóng gió tùy ý. Ví dụ tính toán như vậy được dẫn trên hình 4.11. Thấy rõ rằng các sóng gió có phổ với những chu kỳ đặc trưng 6–7 s, dưới tác động của những hiệu ứng phi tuyến phát sinh các sóng ngoại trọng lực với chu kỳ 1–3 phút.

Về sau những người nghiên cứu khác cũng đã nhận được các biểu thức tương tự [39, 123]. Những khác biệt chủ yếu liên quan tới những dạng khác nhau của hiệu ứng phi tuyến trong khi xây dựng mô hình. Ví dụ, trong công trình của S. S. Strekalov và B. A. Đughinova [91] đã xét sự hình thành các dao động chu kỳ dài trong trường sóng gió trên nước sâu. Cơ sở vật lý của mô hình do các ông đề xuất là thực tế đã quen biết là trong trường sóng gió xuất hiện hai hệ thống: 1) *hệ thống cộng hưởng*, với tốc độ pha bằng tốc độ gió (ứng với nó là cực đại trong phổ sóng gió với tần số nhỏ hơn); 2) *hệ thống trước cộng hưởng*, có tốc độ pha thấp hơn, tăng đơn điệu (hệ thống này tương ứng với cực đại trong phổ với tần số lớn hơn). Sự

tương tác của hai hệ thống này với các tần số ω_1, ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) và các số sóng k_1, k_2 ($k_1 > k_2$) phải dẫn tới tạo thành các dao động tần thấp với tần số $\omega_l = \omega_1 - \omega_2$. Trong gió kéo dài ổn định các tần số của các hệ thống sóng gió trước cộng hưởng và cộng hưởng xích lại gần nhau và do đó, nhờ kết quả tương tác giữa chúng hình thành các sóng dài với những tần số càng ngày càng thấp dần.

Theo dữ liệu của công trình [38], độ cao của các dao động chu kỳ dài phát sinh H_l liên hệ với các độ cao của sóng gió H_1, H_2 (đối với trường hợp đơn giản nhất hai sóng phẳng cùng hướng) bằng biểu thức

$$H_l = \frac{1}{2} H_1 H_2 k_2 = \pi H_1 H_2 \lambda_2 = \frac{2\pi^2 H_1 H_2}{g T_2^2}, \quad (4.28)$$

ở đây $T_2 = 2\pi / \omega^2$.

Đối với trường sóng không đều với điều kiện $\bar{H}_1 \approx \bar{H}_2$ công thức (4.28) sẽ có dạng

$$\bar{H}_l = \sqrt{\pi} \frac{\bar{H}_s^2}{\lambda_s} = 2\pi^{3/2} \frac{\bar{H}_s^2}{g \bar{T}_s^2}, \quad (4.29)$$

trong đó \bar{H}_l – độ cao trung bình của sóng dài, \bar{H}_s – độ cao trung bình của sóng gió, λ_s và \bar{T}_s – tuần tự là bước sóng và chu kỳ trung bình của sóng gió.

Chu kỳ trung bình của sóng dài \bar{T}_l và của sóng gió \bar{T}_s liên hệ với nhau bằng biểu thức (4.18), trong đó giả thiết rằng các chu kỳ của các hệ thống trước cộng hưởng và cộng hưởng thỏa mãn biểu thức (4.19).

Các công thức lấy thuyết (4.18), (4.29) có thể đặt tương ứng với các biểu thức thực nghiệm

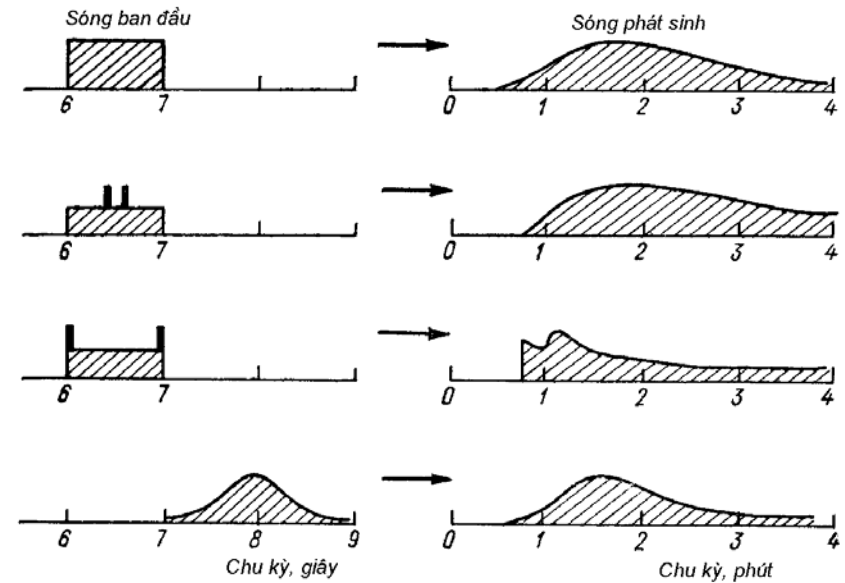
$$\bar{T}_l = \alpha \bar{T}_s; \quad (4.30)$$

$$\bar{H}_l = \delta \frac{\bar{H}_s^2}{g T_s^2}. \quad (4.31)$$

Việc xác định những giá trị số của các hệ số α và δ trong công trình [91] đã được tiến hành dựa trên dữ liệu đo dài hạn bằng sóng ký tiếp xúc điện đặt tại độ sâu $h = 26$ m ở vùng Nhephtianue Kamnhi (biển Kaspi). Các trị số $\alpha = 12$ và $\delta = 11,8$ nhận được bằng cách đó khá ổn định và phù hợp cao với những trị số lý thuyết ($\alpha = 10$, $\delta = 2\pi^{3/2} = 11,1$).

Hiện nay các biểu thức (4.30), (4.31) với những trị số $\alpha = 12$, $\delta = 11$ được sử dụng rộng rãi trong thực tế các tính toán ứng dụng khác nhau, ví dụ, khi đánh giá mức nguy hiểm của sự xô đẩy tàu ở các cảng [64]. Tuy nhiên phải lưu ý hai điểm: 1) Các công thức (4.18), (4.29) và các biểu thức thực nghiệm tương ứng với chúng (4.30), (4.31) đã nhận được với giả thiết nước sâu, trong chúng không có sự phụ thuộc trực tiếp vào độ sâu (khác với các công thức (4.4), (4.6), vì vậy chúng không áp dụng đối với đới ven bờ và các vùng nước nông lớn (tức khi $\lambda_s \gg h$); 2) Sự kiểm tra các công thức này và ước lượng các giá trị số của các hệ số đã tiến hành chủ yếu ở những biển kín (Hắc Hải, Kaspi) với $\bar{H}_s < 2$ m, việc áp dụng chúng đối với điều kiện đại dương và các trận bão mạnh đòi hỏi phải có thêm căn cứ.

Như đã nhận xét, các công trình của Longuet-Higgins và Stewart [242, 243] có vai trò to lớn để hiểu về cấu trúc các mạch động vồ bờ và cơ chế hình thành nên chúng. Ở mức độ này khác, tất cả công trình nghiên cứu hiện đại trong lĩnh vực này đều dựa trên những kết quả của họ và được đối sánh với lý thuyết do họ xây dựng.



Hình 4.11. Sự phát sinh sóng dài do tương tác phi tuyến các sóng gió với phổ liên tục (từ công trình [355])

Longuet-Higgins và Stewart mô tả nhiều hiện tượng đa dạng ở đới ven bờ và ở vùng khơi đại dương, sử dụng khái niệm ứng suất bức xạ S_{xx} (trong sách báo ở Nga người ta thường gọi là “áp lực sóng” [63]), các ông đã nhận được biểu thức của đại lượng này như sau:

$$S_{xx} = E \left[\frac{2kh}{\text{sh}(2kh)} + \frac{1}{2} \right], \quad (4.32)$$

trong đó

$$E = \frac{1}{2} \rho g a_s^2 = \frac{1}{8} \rho g H_s^2 \quad (4.33)$$

là năng lượng sóng gió (hay sóng lừng) trên mặt phẳng đơn vị,

a_s – biên độ của sóng gió, H_s – độ cao, k – số sóng; h – độ sâu của biển.

Trên thực tế, ứng suất bức xạ là lượng dư thông lượng xung gây nên bởi sóng gió (nói chính xác hơn bởi tính phi tuyến). Biểu thức (4.32) còn có thể viết lại dưới dạng

$$S_{xx} = E \left(\frac{2c_g}{c} - \frac{1}{2} \right), \quad (4.34)$$

ở đây c_g – tốc độ nhóm, c – tốc độ pha của sóng gió.

Trên nước sâu $2kh/\text{sh}(2kh) \rightarrow 0$, $c_g \rightarrow \frac{c}{2}$ và do đó,

$$S_{xx} = \frac{1}{2}E = \frac{1}{16}\rho g H_s^2 \quad \text{khi } kh \gg 1; \quad (4.35)$$

trên nước nông $2kh/\text{sh}(2kh) \rightarrow 1$, $c_g \rightarrow c$ và

$$S_{xx} = \frac{3}{2}E = \frac{3}{16}\rho g H_s^2 \quad \text{khi } kh \ll 1. \quad (3.36)$$

Nếu biên độ sóng gió biến đổi theo thời gian (do đó, cả theo không gian), thì sẽ xuất hiện các gradient phương ngang của ứng suất bức xạ. Cấu trúc nhóm của sóng là một ví dụ đơn giản nhất và quan trọng nhất về những biến đổi như vậy.

Mật độ năng lượng của trường sóng như vậy có thể biểu diễn dưới dạng

$$E = E_0 \{1 + b \cos [k_g(x - c_g t)]\}, \quad (4.37)$$

ở đây k_g – độ rộng của khoảng số sóng đối với nhóm các sóng gần lan truyền với tốc độ c_g ,

$$E_0 = \frac{1}{2}\rho g a_0^2, \quad (4.38)$$

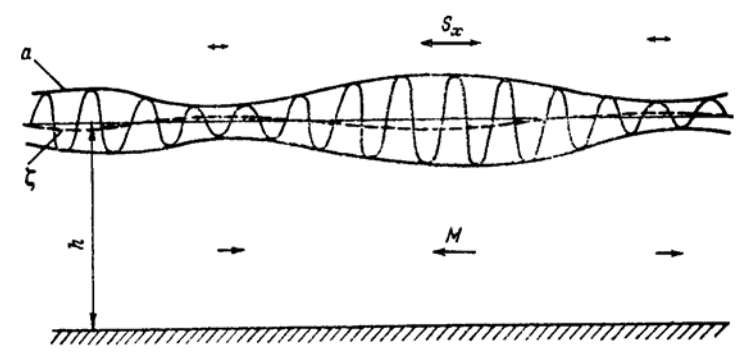
trong đó a_0 – biên độ trung bình của sóng gió trên nước sâu.

Theo gương công trình [243], trước tiên chúng ta xét trường hợp biển sâu, khi $h \gg \lambda_s$, tức $kh \gg 1$, mặc dù bước sóng trong khi đó có thể so sánh được với độ sâu. Khi đó theo (4.35)

$$S_{xx} = \frac{1}{2}E_0 \{1 + b \cos [k_g(x - c_g t)]\}. \quad (4.39)$$

Xuất phát từ các điều kiện cân bằng mô men xung phương ngang, Longuet-Higgins và Stewart [243] đã chỉ ra rằng trong trường hợp này ứng suất bức xạ sẽ dẫn tới xuất hiện những biến thiên tần thấp của mặt đại dương liên quan chặt chẽ với các nhóm sóng gió:

$$\tilde{\zeta} = -\frac{(E - E_0)k_g}{2\rho g [\text{th}(k_g h) - k_g/k]} = -\frac{(a_s^2 - a_0^2)k_g}{4[\text{th}(k_g h) - k_g/k]}. \quad (4.40)$$



Hình 4.12. Tác động của ứng suất bức xạ tới mặt đại dương dẫn tới hạ thấp mực nước trung bình bên dưới những nhóm sóng cao (từ công trình [242])

Từ (4.40) suy ra $\tilde{\zeta}$ luôn luôn nghịch pha so với a_s^2 , tức sự hạ thấp mực nước trung bình tương ứng với các sóng cao trong nhóm, còn sự dâng mực nước – các sóng thấp (hình 4.12). Như vậy ta có

ngay lời giải thích cho kết quả thực nghiệm mà Tucker nhận được và tỏ ra rất nghịch lý rằng các nhóm sóng gió cao liên quan tới ly độ âm của mực nước và ngược lại.

Ta nhận thấy rằng mặc dù các công thức (4.22), (4.29) và (4.40) nhận được đối với một số mô hình khác nhau, tất cả chúng cho thấy rằng các dao động tần thấp (tức các sóng ngoại trọng lực) được tạo thành do sự tương tác phi tuyến của sóng gió và liên hệ chặt chẽ với các nhóm (các chùm) sóng*. Ở đây biên độ (độ cao) của các dao động tần thấp phát sinh tỷ lệ với biên độ (độ cao) của các sóng ngắn. Do đó, trước hết sự xuất hiện các dao động này nên mong chờ trong thời gian các trận bão lớn, khi sóng gió có độ cao cực đại và quá trình tương tác phi tuyến giữa chúng tăng cường.

Có thể làm đơn giản biểu thức (4.40) đối với hai trường hợp cực trị [243].

1) Nếu $k_g h \ll 1$, tức khi bước của nhóm (chùm sóng) lớn hơn nhiều so với độ sâu đại dương:

$$\tilde{\zeta} = -\frac{(a_s^2 - a_0^2)k}{4kh - 1} \quad (4.41)$$

hay, theo giả thiết đã chấp nhận trước đây

$$\tilde{\zeta} = -\frac{(a_s^2 - a_0^2)k}{4h}; \quad (4.41')$$

2) Khi $k_g h \gg 1$ và $k_g / k \ll 1$ phương trình (4.40) có dạng

$$\tilde{\zeta} = \frac{1}{4}(a_s^2 - a_0^2)k_g. \quad (4.42)$$

Bây giờ ta xét trường hợp nước nông, khi $kh \ll 1$. Phản ứng của mực nước biển đối với những biến đổi của ứng suất bức xạ có

* Hiện nay trong sách báo phương Tây người ta thường cũng gọi chúng như vậy, “các sóng liên hệ” (bounded waves) [117, 240, 246, 251, 298].

thể dễ dàng ước lượng từ hệ phương trình sau đây:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(S_{xx} + \rho gh\tilde{\zeta}); \quad (4.45)$$

$$\tilde{\zeta} = \frac{1}{\rho} \frac{S_{xx}}{gh - c_g^2} + \text{const}. \quad (4.46)$$

Tốc độ nhóm c_g không thể vượt quá tốc độ các sóng dài tự do $c = \sqrt{gh}$, vì vậy $(gh - c_g^2) > 0$ và do đó, mực nước trung bình bên dưới nhóm các sóng cao hạ thấp xuống, còn bên dưới các sóng thấp – nâng lên.

Trên nước rất nông, khi $kh \ll 1$ $c_g \rightarrow \sqrt{gh}$ và mẫu số trong các biểu thức (4.45), (4.46) trở thành rất bé. Trong trường hợp này tốc độ nhóm c_g có thể ước lượng bằng

$$c_g^2 = gh[1 - (kh)^2], \quad (4.47)$$

tức là

$$\tilde{\zeta} = -\frac{S_{xx}}{\rho \omega^2 h^2} = \frac{3ga_s^2}{2\omega^2 h^2}. \quad (4.48)$$

Nếu giả thiết rằng độ sâu biến đổi chậm, sao cho sự phản xạ nhỏ có thể bỏ qua, thì theo định luật Green $a_s^2 \sim h^{-1/2}$ và do đó, $\tilde{\zeta} \sim h^{-5/2}$. Như vậy, khi độ sâu giảm các dao động tần thấp phát sinh của mực nước cần phải tăng mạnh.

Theo lý thuyết của Longuet-Higgins – Stewart, các sóng ngoại trọng lực cưỡng bức (các sóng liên hệ) cùng với các nhóm sóng gió – sóng lừng chuyển động từ phía khơi đại dương vào phía bờ. Khi đổ nhào sóng gió ở đới sóng đổ nhào diễn ra “sự giải phóng” năng lượng của các sóng cưỡng bức và chúng phản xạ một phần từ bờ, một phần trực tiếp từ tuyến sóng vỡ bờ, phát xạ ra vùng khơi

đại dương như là những sóng tự do (sóng phát xạ) (xem hình 4.2). Một trong những cơ chế khả dĩ chuyển năng lượng của các sóng đổ nhào sang các sóng ngoại trọng lực được mô tả trong công trình của Dally và Dean [142].

Chúng ta sẽ thực hiện một số tính toán ước lượng số theo lý thuyết về các dao động tần thấp cường bức phát sinh. Chấp nhận $(a_s^2 - a_0^2) = 10 \text{ m}^2$, bước sóng của sóng thứ hai $\lambda_s = 100 \text{ m}$, bước sóng của nhóm $\lambda_g = 1000 \text{ m}$ (tức $k \approx 0,06 \text{ m}^{-1}$, $k_g \approx 0,006 \text{ m}^{-1}$). Đối với nước sâu ($h \geq 500 \text{ m}$), theo công thức (4.42), $\tilde{\zeta} \approx 1,5 \text{ cm}$; nếu $h = 100 \text{ m}$, thì theo (4.41') $\tilde{\zeta} \approx 2,5 \text{ cm}$ (cùng những giá trị đó được ước lượng theo công thức chính xác hơn (4.40) sẽ là 1,7 và 3,4 cm). Nếu $(a_s^2 - a_0^2) = 1 \text{ m}^2$, thì những giá trị này giảm đi một bậc, tức các dao động tần thấp chỉ bằng vài milimet.

Những dữ liệu thích hợp để kiểm tra các biểu thức nhận được rất hiếm, đó là vì những khó khăn kỹ thuật trong khi đo các đặc trưng tương ứng, đặc biệt ở vùng đại dương sâu. V. V. Ephimov và Iu. P. Soloviev [28] đã thực hiện một trong những thí nghiệm không nhiều đó. Việc đo sóng và các dao động tần thấp đã được tiến hành ở phần tây bắc Hắc Hải nhờ sóng ký điện trở dây. Đã sử dụng cột quan trắc bất động đặt tại độ sâu 30 m ở khoảng cách 40 km cách điểm bờ gần nhất. Trong bảng 4.2 dẫn những đặc trưng tích phân cơ bản của ba loạt quan trắc, mỗi loạt kéo dài 50 phút (với loạt thứ nhất người ta đã không tách biệt được các dao động tần thấp vì chúng rất nhỏ). Những giá trị lý thuyết $\tilde{\zeta}$ (trong bảng 4.2 được ký hiệu là η) ước lượng theo công thức (4.40) bằng một số milimet, tức nhỏ hơn nhiều so với quan trắc.

Bảng 4.2. Các đặc trưng thống kê về sóng gió và dao động tần thấp ở phần tây bắc Hắc Hải (từ công trình 28)

W m/s	x km	f_0 Hz	σ_ζ^2 cm ²	ζ_0 cm	σ_0^2 cm ²	σ_η^2 cm ²	$(\bar{b}^2)^{1/2}$
8	120	0,38	130	17	52	–	0,42
15	120	0,20	2100	55	735	24	0,49
19	50	0,185	5370	90	2130	50	0,51

Chúng ta xét sự thích dụng của công thức thực nghiệm (4.31) để tính những dao động này. Cho $T_s = 1/f_0$, $H_s = 2\sqrt{2}\sigma_\zeta$, chúng ta nhận được $\bar{H}_l = 7,6 \text{ cm}$ (với loạt thứ hai) và $\bar{H}_l = 17,0 \text{ cm}$ (với loạt thứ ba); cùng những giá trị đó được xác định trực tiếp từ thí nghiệm ($\bar{H}_l = 2\sqrt{2}\sigma_\zeta$) là 14,0 và 20,0 cm. Như vậy, đối với các dữ liệu đo cụ thể công thức của Strekalov và Đughinov cho những ước lượng khá hiện thực, còn công thức của Longuet-Higgins – Stewart thì thiên thấp rất mạnh.

Những dữ liệu thí nghiệm ở Hắc Hải còn cho thấy một đặc điểm tuyệt vời nữa: chênh lệch pha giữa đường bao chùm sóng và các dao động tần thấp không phải là 180° như suy ra từ công thức (4.40), mà khoảng 300° . Ephimov và Soloviev [28] đã cho rằng những khác biệt về biên độ và pha các dao động tần thấp so với các giá trị lý thuyết là do tham gia hình thành những chuyển động này không chỉ có các ứng suất Reynolds pháp tuyến (ứng suất bức xạ), mà cả các ứng suất tiếp tuyến.

Giả thiết rằng năng lượng của trường sóng có dạng (4.37), họ đã nhận được biểu thức để ước lượng các dao động tần thấp

$$\tilde{\zeta} \cong \alpha \varepsilon b \frac{a_s}{c k_g} \sin[k_g(x - c_g t)], \quad (4.49)$$

trong đó $\varepsilon = a_s k$ – độ dốc trung bình, α – tham số đặc trưng cho sự truyền năng lượng gió cho sóng ($\alpha \approx 0,025$). Từ biểu thức này suy ra rằng pha dao động $\tilde{\zeta}$ chênh 270° so với đường bao nhóm sóng, còn các trị số tuyệt đối $\tilde{\zeta}$ phụ thuộc trước hết vào độ dốc ε , hệ số điều biến b và tham số nhỏ α . Với $\varepsilon \approx 0,1$, $b=1$ và $k_g = 0,1$ công thức (4.49) cho tỷ số giữa biên độ các dao động tần thấp của mực nước và biên độ sóng trung bình bằng 2,5 %, điều này phù hợp với các dữ liệu thực nghiệm.

Lưu ý rằng những khác biệt lớn giữa biên độ dao động tần thấp tính theo công thức (4.40) và quan trắc có thể cũng còn là do sự hiện diện của các sóng ngoại trọng lực tự do từ các vùng ven bờ đi đến vùng quan trắc (ví dụ, trong công trình của Webb và nnk. [344] đã lưu ý về sự thống trị của các sóng ngoại trọng lực tự do ở vùng khơi đại dương so với các sóng cưỡng bức).

Sử dụng các công thức Longuet-Higgins – Stewart, bây giờ chúng ta tính toán một số ước lượng sóng ngoại trọng lực cưỡng bức trên nước nông. Cho $a_s^2 = 1 \text{ m}^2$, $\omega = 2\pi/T_s = 1 \text{ rad/s}$. Khi đó, theo công thức (4.48), với $h=20 \text{ m}$ $\tilde{\zeta} = 3,7 \text{ cm}$, với $h=10 \text{ m}$ $\tilde{\zeta} = 14,7 \text{ cm}$; với $h=7 \text{ m}$ $\tilde{\zeta} = 30 \text{ cm}$. Các giá trị này tỏ ra khá hiện thực và phù hợp với dữ liệu quan trắc của các nhà nghiên cứu khác nhau [8, 192, 230, 251]. Tuy nhiên, trên những độ sâu nhỏ hơn, công thức (4.48) bắt đầu cho những giá trị bị thiên cao mạnh: với $h=2 \text{ m}$ $\tilde{\zeta} = 368 \text{ cm}$, lớn hơn đáng kể so với biên độ của sóng gió đi tới (theo dữ liệu thực nghiệm của Guza và Thornton [189], biên độ của các dao động tần thấp tại mép nước bằng khoảng 70 % biên độ sóng gió tại tuyến sóng đổ nhào). Vì vậy đối với những độ sâu nhỏ lý thuyết

Longuet-Higgins – Stewart đòi hỏi phải hiệu chỉnh chút ít. Tuy nhiên, tính ưu việt của các công trình của các tác giả này [242, 243] không phải ở những ước lượng số cụ thể, mà ở chỗ chúng là một bước quan trọng để hiểu về cơ chế phát sinh các sóng ngoại trọng lực và đã mở ra những hướng nghiên cứu mới.

Những năm gần đây trong việc xây dựng các mô hình phát sinh dao động tần thấp bởi cấu trúc nhóm của trường sóng gió đã có những tiến bộ to lớn [117, 168, 250 v.v...], đã xuất hiện các dữ liệu thực nghiệm quý [229, 240, 251]. Vấn đề có tính phức tạp về nguyên tắc – đó là cơ chế hình thành và biến dạng các sóng ngoại trọng lực trực tiếp ở đới sóng đổ mà lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart không áp dụng được. Công trình của Schaffer và Svendsen [298] trong đó thử xây dựng một mô hình phát sinh các mạch động vỏ bờ xuyên suốt cả đới bên ngoài và đới sóng vỏ bờ là một trong những công trình đầu tiên về vấn đề này.

Vấn đề này đặc biệt phức tạp dưới góc độ kỹ thuật bờ, và có thể hy vọng rằng trong thời gian tới đây những nỗ lực của các nhà khoa học – các chuyên gia trong lĩnh vực động lực học ven bờ sẽ tập trung chính là vào hướng này.

Để kết thúc chúng tôi lưu ý hai điểm cực kỳ quan trọng chi phối sự hình thành các sóng ngoại trọng lực bởi những chùm sóng gió.

1. Như đã nhận xét ở trên, các sóng ngoại trọng lực cưỡng bức liên hệ mật thiết với các chùm sóng và lan truyền với tốc độ nhóm của các sóng ngắn $c_F = c_g = \frac{1}{2} \sqrt{g\lambda/(2\pi)}$, tức xấp xỉ bằng 7–9 m/s.

Giá trị này 20–30 lần nhỏ hơn tốc độ pha của các sóng ngoại trọng lực tự do ở vùng khơi đại dương $c = \sqrt{gh}$. Từ đây những kết quả của Aida và nnk. [107] trở thành hiểu được, theo những kết quả này thì các sóng ngoại trọng lực từ những trận bão xa đã đi đến

vùng bờ Thái Bình Dương của nước Nhật dưới dạng các sóng ngoại trọng lực tự do (sóng ven) lan truyền dọc thềm quần đảo Kuril, còn những sóng từ những trận bão gần thì có đặc điểm ngẫu nhiên rất mạnh và có lẽ liên quan tới thành phần cưỡng bức.

2. Bước sóng của các sóng ngoại trọng lực cưỡng bức được quyết định bởi kích thước của các chùm sóng tương ứng và ít phụ thuộc vào độ sâu. Xét về mọi mặt thì $\lambda_F = 1-2$ km là khá điển hình. Nó nhỏ hơn tới 1-2 bậc so với bước sóng của các sóng ngoại trọng lực tự do (xem bảng 3.5). Do đó, sự phát triển của sóng bão mà trong thời gian đó vai trò tương đối của thành phần cưỡng bức tăng mạnh, cần phải dẫn tới giảm các kích thước tuyến tính đặc trưng của các sóng ngoại trọng lực và giảm hệ số hiệp biến giữa dao động mực nước đo được ở các trạm gần nhau. Một ví dụ rất đặc loại này đã quan trắc được trong thời gian trận bão ngày 3-6/10/1987 tại các trạm đặt ở thềm tây nam Kamchatka [230]. Ngoài ra, các sóng ngoại trọng lực cưỡng bức ngắn hơn tất dần với độ sâu nhanh hơn nhiều so với các sóng tự do, và vì vậy chúng rất khó ghi nhận bằng các cảm biến thủy tĩnh. Vì vậy, kết quả của Webb và các cộng sự [344] trong đó dựa trên số liệu quan trắc nước sâu ở Thái Bình Dương và Đại Tây Dương chỉ phát hiện thấy hợp phần tự do của các sóng ngoại trọng lực, là rất tự nhiên.

4.4. Mạch động võ bờ và các sóng biên

Công trình của Bowen và Inman [130] đã chỉ ra vai trò quan trọng của các sóng ven trong sự hình thành những chuyển động ven bờ. Công trình của Gallagher [172] có giá trị to lớn trong sự phát triển hướng nghiên cứu này và trong việc giải thích các quá trình trong đới ven bờ.

Phát triển lý thuyết của Longuet-Higgins và Stewart,

Gallagher đã cho thấy rằng trong những điều kiện cộng hưởng nhất định, tức với những góc tới nhất định khi sóng gió đi tới bờ, do sự tương tác phi tuyến của các sóng này tạo thành các sóng ven tự do với biên độ có thể đạt tới những giá trị đáng kể.

Ở trường hợp đơn giản nhất, nếu có hai sóng tới với các tần số ω_1, ω_2 và số sóng k_1, k_2 tương tác với nhau thì sự kích thích cộng hưởng các sóng ven diễn ra nếu như $k^* = k_1 - k_2$ thỏa mãn phương trình tán mạn

$$\omega_*^2 = g k_* (2n + 1) \beta, \quad (4.50)$$

trong đó (4.50) là dạng đơn giản hóa của các phương trình (2.23), (2.28) khi các góc nghiêng β nhỏ, n – số hiệu hài.

Như đã nhận xét ở trên, các sóng ven bị bẫy có thể tồn tại khá lâu và truyền đi những khoảng cách lớn không bị mất năng lượng một cách đáng kể. Như vậy, một khi được kích thích ở vùng nào đó, nơi tồn tại các điều kiện cộng hưởng, sau đó chúng có thể được biểu lộ ở nơi rất xa nguồn phát sinh.

Trong trường hợp khi các điều kiện cộng hưởng không hiện thực thì chỉ có thể tồn tại các dao động cưỡng bức thuần túy, khi đó các công thức của Gallagher và Longuet-Higgins – Stewart thực tế trùng hợp với nhau.

Như vậy sau công trình của Gallagher trở nên rõ ràng trường các sóng ngoại trọng lực là tổng của các dao động cưỡng bức, đã được hình thành ở vùng đang xét và có thể được mô tả dựa trên lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart, và các sóng ven tự do đi tới vùng đó từ bên ngoài hay được tạo thành trực tiếp ở đó. Về sau này Suhayda [317] và các nhà khoa học khác đã cho thấy rằng trong sự hình thành các mạch động võ bờ còn có các sóng phát xạ tự do tham gia, nhưng các sóng này (khác với các sóng ven) không thể truyền đi những khoảng cách lớn khỏi nơi chúng sinh ra, và vì vậy vai trò của chúng tương đối nhỏ.

Công trình của Gallagher đã thúc đẩy các nhà khoa học ở nhiều nước khác nhau nghiên cứu sự liên hệ của các mạch động vỗ bờ và các sóng biên. Thật vậy, trong công trình của Guza và Davis [186] đã chứng minh rằng các sóng ven do sự tương tác cộng hưởng phi tuyến có thể được kích thích bởi chùm sóng đơn đi đến bờ vuông góc. Họ đã cho thấy rằng, nếu chùm sóng với tần số ω bị biến dạng dưới tác động của những nhiễu động bé dưới dạng một sóng ven với tần số $\omega/2$, thì sự tương tác phi tuyến giữa chúng sẽ dẫn tới sự chuyển năng lượng và tăng mạnh độ cao của sóng ven. Về sau Guza và Davis (1975) đã chứng minh rằng các hiệu ứng tương tự cũng được quan sát đối với những chùm sóng đi tới bờ dưới một góc tới bất kỳ [183].

Có một loạt nhân tố cản trở sự tăng vô hạn độ cao các sóng ven khi tồn tại điều kiện cộng hưởng (ma sát, phát xạ bức xạ, những tương tác phi tuyến bậc cao hơn và v.v...). Guza và Davis (1976) đã xem xét vai trò tương đối của các nhân tố đó trong khuôn khổ phép xấp xỉ sóng dài [183].

Minzoni và Whitham đã khái quát các kết quả đó đối với sóng ngắn [256].

Phải nhận xét rằng trong tất cả các công trình lý thuyết đó khi xét cơ chế và những đặc điểm phát sinh các sóng ven ở đối ven bờ người ta đã sử dụng những giả định khá quan trọng. Đặc biệt vấn đề về tính hợp lý phổ biến các kết quả thu được cho đối sóng vỗ bờ là vấn đề chưa được rõ. Vì vậy Bowen và Guza [127] đã mưu toan kiểm tra các kết quả nhận được trước đó, trong đó có mô hình của Gallagher bằng cách kết hợp các nghiên cứu lý thuyết với mô hình hóa trong phòng thí nghiệm.

Xét hai hệ thống sóng đi tới bờ dưới các góc bất kỳ φ_1 và φ_2 . Kết quả tương tác giữa chúng tạo thành dao động tần thấp với tần số (ω_l) và số sóng (k_l) thỏa mãn các điều kiện

$$\omega_l = \omega_1 - \omega_2, \quad (4.51)$$

$$k_l = k_1 \sin \varphi_1 - k_2 \sin \varphi_2. \quad (4.52)$$

Đối với sóng gió $\omega^2 = gk$. Do đó, theo phương trình tán mạn Ursell, sự kích thích cộng hưởng các sóng ven diễn ra khi

$$\omega_l^2 = (\omega_1 - \omega_2)^2 = [\omega_1^2 \sin \varphi_1 - \omega_2^2 \sin \varphi_2] \sin [(2n+1)\beta]. \quad (4.52)$$

Cho rằng $\omega_1 > \omega_2$, biểu thức (4.52) có thể biến đổi tới dạng

$$\sin \varphi_1 = (1 - \sigma)^2 \sin \varphi_2 \pm \frac{\sigma^2}{\sin [(2n+1)\beta]}, \quad (4.53)$$

trong đó $\sigma = \omega_2 / \omega_1$. Trên hình 4.13 các điều kiện cộng hưởng kích thích các hài sóng ven khác nhau ($n=0, 1, 2, \dots$) đối với trị số của tham số $\sigma=0,18$ và $\beta=7^\circ$ được biểu diễn bằng những đường thẳng. Trên đó còn chỉ ra vùng tồn tại của các sóng phát xạ. Ở đây giả thiết rằng năng lượng của sóng tới tập trung trong chùm $\varphi_1 = \varphi_2 = 15 \pm 10^\circ$; trong trường hợp này có thể kích thích chỉ những hài nào rơi vào bên trong vòng tròn vẽ trên hình 4.13. Ví dụ, điều kiện cộng hưởng đối với $n=1$ thỏa mãn nếu $\sin \varphi_1 = \sin \varphi_2 = 0,27$. Về nguyên tắc đối với tương quan bất kỳ của các tần số ω_e / ω_1 có thể kích thích hai tập hợp hài tương ứng các hướng truyền ngược nhau của các sóng ven dọc theo bờ, cũng như phổ liên tục của các sóng phát xạ.

Trong trường hợp đơn giản nhất, khi $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$, điều kiện (4.53) có dạng

$$\sigma \approx 2 \sin \varphi \sin [(2n+1)\beta] \quad (4.54)$$

(giả thiết rằng $\sigma \ll 1$). Từ (4.54) suy ra rằng góc nghiêng đáy β càng nhỏ và σ càng dài, thì số lượng lớn hơn và các hài cao hơn sẽ được phát sinh.

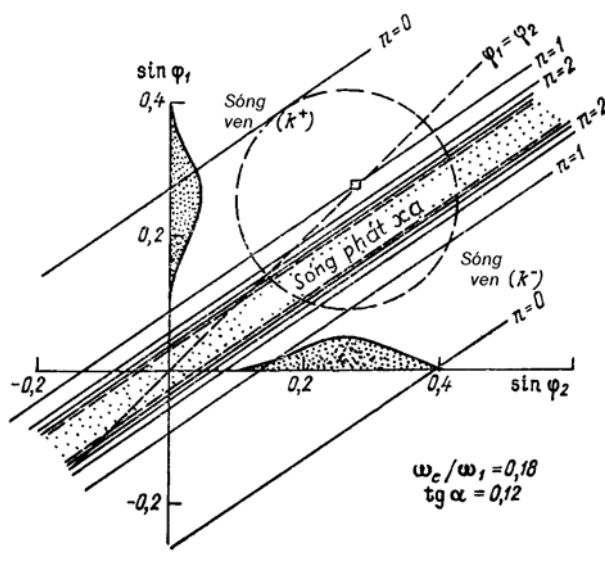
Như thấy rõ trên hình 4.13, chùm $\Delta\varphi$ đặc trưng cho dải hướng truyền sóng lừng mà càng rộng, thì sự kích thích cộng

hướng các hài sóng ven riêng biệt càng khả dĩ hơn. Theo ý kiến của Holman [198] thì phổ hướng chuyển động sóng lừng tương đối rộng là điển hình đối với Đại Tây Dương. Ngược lại, sóng lừng ở Thái Bình Dương đôi khi đi qua những khoảng cách khổng lồ trước khi đạt tới vùng bờ và vì vậy thường có phổ góc rất hẹp [127, 311]. Trong trường hợp đó các sóng ven cộng hưởng được phát sinh khi

$$\omega_e = 2 \omega_0 \sin \varphi \sin [(2n + 1)\beta], \quad (4.55)$$

ở đây $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2) / 2$ – tần số trung tâm của sóng ngắn (sóng lừng). Nếu phổ sóng ngắn là phổ hẹp ($\omega_0 \pm \Delta\omega / 2$)*, thì đối với các sóng dài được tạo thành do kết quả tương tác của chúng sẽ thỏa mãn chỉ tiêu

$$\omega_l < \Delta\omega. \quad (4.56)$$



* Nếu phổ các sóng tới có đặc điểm đơn sắc, thì sự tương tác phi tuyến dẫn tới hình thành những chuyển động với tần số không, tức một hệ thống các dòng chảy dừng.

Hình 4.13. Những điều kiện kích thích cộng hưởng các sóng ven với tần số ω_e bởi hai sóng với tần số ω_1, ω_2 đi dưới các góc

$$\varphi_1, \varphi_2 \text{ tới thêm thẳng với góc nghiêng } \alpha = 6,9^\circ$$

Hình tròn bao quanh vùng kích thích các sóng ven và sóng phát xạ tương ứng với các phổ góc của sóng tới ($\varphi_1, \varphi_2 = 15 \pm 10^\circ$) trên các trục; k^+ tương ứng với hướng dương truyền các sóng ven, k^- – hướng âm.

Điều kiện (4.56) thiết lập ranh giới tần cao của các sóng ngoại trọng lực. Như có thể suy ra từ (4.53), (4.55), (4.56) có thể có những trường hợp khi trường sóng bão và sóng lừng nói chung không dẫn tới phát sinh các sóng ven hoặc chỉ kích thích một hai hài thấp nhất. Tuy nhiên, nói chung các kết quả của công trình của Bowen và Guza đã cho phép mở rộng một cách đáng kể tính thích dụng của tư tưởng của Gallagher về khả năng kích thích các sóng ven bởi các sóng ngắn tiến tới bờ dưới một góc.

Những thí nghiệm trong phòng thí nghiệm do Bowen và Guza [127] tiến hành trong bể sóng chuyên dụng đã khẳng định những dữ liệu tính toán lý thuyết; đã phát hiện ra rằng sự đổ nhào các sóng tới làm thay đổi các kết quả, song không làm thay đổi chúng một cách căn bản và sự kích thích cộng hưởng các sóng ven có thể quan trắc được cả ở trong đối sóng vỗ bờ.

Holman [198] đã giả thiết rằng các sóng ven có thể được kích thích ngay cả trong trường hợp không cần thỏa mãn một cách chính xác các điều kiện (4.53) hay (4.55). Theo [198], biên độ của sóng tự do được tạo thành (a_e) phụ thuộc như sau vào tần số của lực cưỡng bức (ω_f):

$$a_e \sim \left[(\omega_f^2 - \omega_e^2)^2 + \frac{\omega_f^2 \omega_e^2}{Q^2} \right]^{-1/2}, \quad (4.57)$$

ở đây Q – chất lượng của hệ thống. Nếu ω_e – tần số sóng ven, còn

ω_f được xác định bằng biểu thức (4.51a), thì (4.57) chỉ ra hiệu quả phát sinh các hài sóng ven riêng biệt tùy thuộc vào ω_f và Q . Khi chất lượng nhỏ (tức khi sự tắt dần lớn), thì cùng lúc nhiều hài khác nhau có thể được kích thích, khi đó phổ của các tham số quan trắc (mực nước, dòng chảy) sẽ không chứa những đỉnh rõ nét. Với a lớn có thể kích thích chỉ những hài gần cộng hưởng ($\omega_e \sim \omega_f$), trên các phổ cần phải biểu lộ ra dưới dạng các đỉnh rõ nét.

Symonds và nnk. [319] đã chú ý tới hiện tượng các sóng dài tự do có thể hình thành ở đới ven bờ do sự biến thiên thời gian của tuyến đổ nhào sóng gió. Các ông đã cho thấy rằng cơ chế này có thể dẫn tới sự phát xạ mạnh các sóng dài ra vùng khơi đại dương (dưới dạng các sóng phát xạ) và đồng thời chỉ ra rằng bằng cách tương tự còn có thể phát sinh ra các sóng ven lan truyền dọc bờ.

Một thời gia dài, trong khi nghiên cứu các sóng ngoại trọng lực, người ta đã ít tính đến hình học thực của thủy vực (ngoài góc nghiêng đáy). Tuy nhiên, các công trình lý thuyết những năm gần đây đã chỉ ra rằng khi địa hình đáy hay đường bờ có chứa những bất đồng nhất, các bãi ngầm, hẻm sâu, vũng vịnh v.v... với kích thước ngang so sánh được với bước sóng của chùm sóng sẽ xuất hiện những hiệu ứng đáng quan tâm. Được biết rằng khi truyền các sóng dài cưỡng bức (chẳng hạn như các sóng liên quan tới chuyển động của các nhiễu động khí quyển) bên trên những bất đồng nhất kiểu đó có thể diễn ra sự kích thích cộng hưởng các sóng tự do [51]. Mei và Benmoussa [250] đã xem xét những bất đồng nhất đó có vai trò gì trong sự phát sinh các sóng ngoại trọng lực do sự tương tác phi tuyến của các sóng gió và sóng lừng. Họ đã cho thấy rằng trong trường hợp này xuất hiện hai kiểu sóng: 1) các sóng cưỡng bức, gây nên bởi sự tác động của ứng suất bức xạ tới

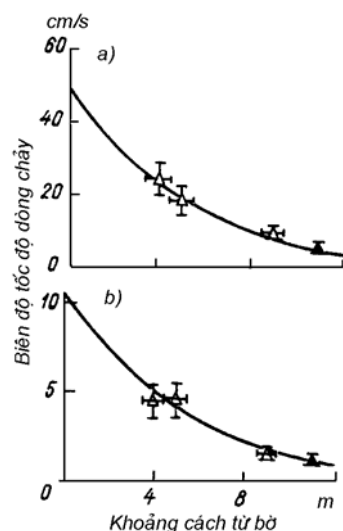
mặt biển (theo lý thuyết của Longuet-Higgins – Stewart) *; 2) các sóng dài tự do có tốc độ pha và hướng truyền khác với tốc độ và hướng của sóng ngắn (sóng gió, sóng lừng) và chùm sóng của chúng. Trong những tình huống nhất định, những sóng dài này có thể bị bẫy ở trong vùng nước nông, ví dụ trên bãi ngầm, hay ở gần đảo, khi đó phát sinh ra các sóng ven vòng tròn giống như các sóng mà lần đầu tiên Longuet-Higgins [51] đã mô tả. Những dao động cộng hưởng mạnh mẽ cũng có thể được kích thích ở trong các vũng và cảng biển, bằng chính cách đó gây nên hiện tượng xô đẩy tàu. Như Mei và Benmoussa nhấn mạnh, tính chất và cường độ của các sóng dài tự do được tạo thành phụ thuộc mạnh vào hướng đi của sóng ngắn tới yếu tố bất đồng nhất của địa hình.

Hiệu quả kích thích chúng, chẳng hạn cường độ của các chuyển động xô đẩy tàu xuất hiện trong cảng, được xác định bằng biểu thức (4.57). Nhìn chung có thể nói rằng các sóng dài tự do (ngoại trọng lực) có nguồn gốc liên quan tới trường sóng gió tương tự như các sóng dài được gây nên bởi các nhiễu động khí quyển (xem chương 3), tuy nhiên khác với các sóng đó, cơ chế phát sinh chúng là phi tuyến.

Những nghiên cứu sóng ngoại trọng lực về mặt lý thuyết, trong đó chỉ ra mối liên quan chặt chẽ của chúng với các sóng biên, đã thúc đẩy phát triển rất mạnh những nghiên cứu thực nghiệm về loại sóng này. Người ta đặc biệt giành sự chú ý tới nghiên cứu các quá trình sóng dài ở trong đới ven bờ, những quá trình có ảnh hưởng quyết định tới sự hình thành những đặc điểm hình thái học của đới này và tác động tới các công trình thủy kỹ thuật. Các cảm biến dòng chảy và trường điện từ tỏ ra rất hiệu quả để phân tích cấu trúc không gian của các mạch động vó bờ và so sánh các đặc

* Trong công trình [250] các sóng đó được gọi là các sóng “bị khóa” (locked), bởi vì chúng liên quan chặt chẽ với chùm sóng tương ứng và lan truyền cùng với chúng.

trung tương ứng với những đường cong tản mạn lý thuyết của các sóng ven và hình dạng riêng của chúng. Ví dụ, sử dụng cảm biến trường điện từ đặt gần bờ, Huntley và Bowen [213] tháng 8 năm 1972 lần đầu tiên đã nhận được sự khẳng định tin cậy bằng thực nghiệm về sự tồn tại các sóng ven ở đới sóng vỗ bờ. * Các đặc trưng dòng chảy đo được ở những khoảng cách khác nhau kể từ bờ đã trùng hợp với các đường cong riêng lý thuyết của hai thành phần tốc độ dòng chảy đối với hài sóng ven bậc không (hình 4.14).



Hình 4.14. Biến thiên của thành phần tốc độ dòng chảy ngang (a) và dọc bờ (b) tính toán và quan trắc tại những khoảng cách khác nhau từ bờ (khoảng tin cậy nêu ra đối với các giá trị quan trắc) (từ công trình [212])

Tiếp tục các công trình đó, Huntley đã tiến hành một thí nghiệm chuyên đề ở vùng biển Ailen nước Anh có sử dụng ba máy ghi dòng chảy điện từ hai hợp phần [214]. Phát hiện ra rằng trong

* Trước đó sự tồn tại của các sóng ven ở gần bờ được xác định theo những dấu hiệu gián tiếp: bằng các dòng chảy gián đoạn, bằng những dạng địa hình tuần hoàn v.v...

các phổ dòng chảy có mặt một tập hợp gián đoạn những cực đại ở dải tần số 0,014–0,05 Hz với cường độ giảm nhanh khi xa dần bờ. Đặc điểm biến đổi của chúng phù hợp với đặc điểm lý thuyết đối với bốn hài sóng ven thấp nhất; phân tích phổ tương hỗ của các hợp phần riêng biệt đã khẳng định giả thiết rằng những cực đại đó được gây nên bởi các sóng ven. Trong đó các tần số của những cực đại khá gần với những tần số thấp nhất có thể của mỗi hài (xem mục 2.4), tức những tần số mà tại đó các đường cong tản mạn của các sóng ven phân chia ra khỏi phổ liên tục của các sóng phát xạ (xem hình 2.4). Các tần số tương ứng được xác định bằng những công thức

$$\omega_n = C \sqrt{n(n+1)}, \quad (4.58)$$

ở đây C – hằng số, phụ thuộc vào hình dạng thềm. Tuy nhiên, kết quả này có phần nào mâu thuẫn với những kết quả lý thuyết của Kulikov, Shevchenko [44] (xem mục 3.6), ở đó đã chỉ ra rằng dưới góc độ phát sinh các sóng ven thì các tần số ω_n không có vai trò gì đặc biệt (khác với các tần số Airy, tại đó cần phải diễn ra sự tích lũy năng lượng sóng).

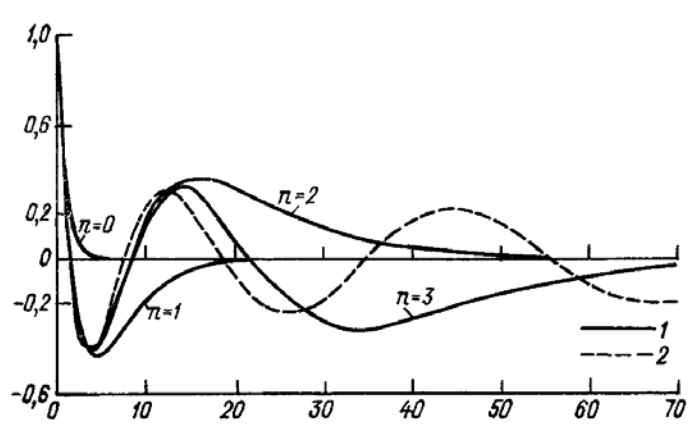
Bowen và Guza [127] đã đề xuất rằng có thể giải thích các kết quả của Huntley theo một cách hơi khác, giải thích trong khuôn khổ một mô hình do các ông đề xướng. Theo (4.55) các sóng ven có thể được kích thích ở những tần số

$$\omega_n \sim \sin[(2n+1)\beta]. \quad (4.59)$$

Với những β bé đối với các hài thấp (ngoài $n=0$) các biểu thức (4.58) và (4.59) thực tế không khác nhau.

Nếu tần số của lực cưỡng bức (của ứng suất bức xạ) ω_f nằm trong dải tồn tại của các sóng phát xạ, tức $\omega_f^2 > gk$, thì sự biến thiên của mực nước và tốc độ dòng chảy trên hướng x được mô tả bằng những hàm số siêu hình học suy thoái. Như Guza và Inman

[187] đã cho thấy, với những giá trị điển hình của độ nghiêng đáy và góc tới của chùm sóng đối với bờ thì trắc diện ngang của các sóng ven có thể được xấp xỉ bằng hàm Bessel bậc không (hình 4.15). Sự giống nhau cao giữa các trắc diện hình dạng dao động của các hài riêng biệt sóng ven và sóng đứng tới (sóng phát xạ) trên hướng ngang của thềm tại những trị số χ nhỏ (xem hình 4.15) gây khó khăn rất nhiều cho việc lý giải những dữ liệu thực nghiệm. Theo ý kiến của Holman [198], chính là vì nguyên nhân này mà một số nhà nghiên cứu đã mô tả các dữ liệu quan trắc về chuyển động sóng ngoại trọng lực ở vùng ven bờ bằng các chuyển từ sóng đứng [190, 258, 259, 317], còn một số khác – bằng các sóng ven [211, 212, 214, 251] (ngoài ra tất cả đều khá thành công).



Hình 4.15. Các trắc diện ngang của các hài ($n = 0, 1, 2, 3$) của sóng ven (1) và sóng phát xạ phản xạ vuông góc từ bờ (2) đối với mô hình thềm nghiêng vô hạn (từ công trình [185])

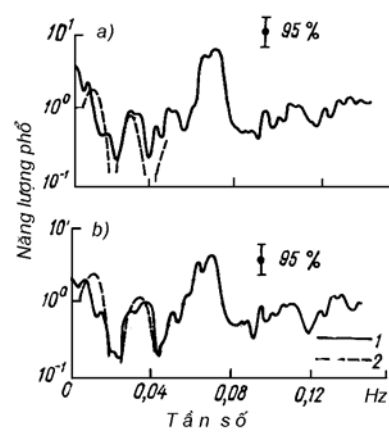
Bản thân Holman để giải thích cấu trúc phổ các sóng ngoại trọng lực tại những khoảng cách khác nhau từ bờ đã đề xuất tính đặc trưng tần số Z dưới dạng $Z(x, \omega)$. Trong đó ông giả thiết rằng

tại bờ phổ có đặc điểm của “nhiều trắng”, tức $Z(0, \omega) = 1$ *. Trên hình 4.16 biểu diễn các kết quả tính toán bằng số hàm $Z(x, \omega)$ (theo phương pháp đã đề xuất trong công trình [200]) đối với những điểm đặt máy đo dòng chảy điện từ (75 và 100 m cách bờ) và dữ liệu đo thực tế. Sự phù hợp giữa lý thuyết và thực nghiệm ở vùng tần thấp là rất cao. Dữ liệu của Holman còn cho phép tách riêng sự biến thiên của các phổ trong các pha thủy triều khác nhau (tức khi độ sâu khác nhau). Những khác biệt không lớn giữa kết quả tính và quan trắc (cực đại thứ nhất tính được hơi cao hơn quan trắc, còn cực đại thứ hai – thấp hơn; rõ nhất là đối với trường hợp quan trắc thực hiện khi nước thủy triều ròng – hình 6 c và d trong công trình [198]) theo Holman thì được giải thích là do phổ thực tại bờ không phải là phổ “trắng”, mà là phổ “xanh” (tức thiên cao về phía các tần số cao). Bằng những lập luận khá thông minh, Holman chứng minh rằng các cực đại trong phổ liên quan chính là tới các sóng ven, chứ không phải các sóng phát xạ.

Đến cuối những năm 70 đã trở nên sáng tỏ rằng một vài hay thậm chí một số dụng cụ rõ ràng là không đủ để phân tích cấu trúc sóng của các chuyển động ngoại trọng lực. Một thí nghiệm hiệu quả do Huntley và nnk. [214] thực hiện khởi đầu cho một giai đoạn mới nghiên cứu vùng ven bờ. 19 cảm biến dòng chảy điện từ hai hợp phần đặt ở vùng La Holl (California) tháng 11 năm 1978 dưới dạng một hình chữ thập đã được sử dụng để phân tích cấu trúc dọc bờ của các mạch động võ bờ và sự biến dạng chúng khi xa dần khỏi bờ.

* Về phương diện vật lý giả thiết này dựa trên giả thuyết Longuet-Higgins – Stewart [243] rằng các sóng ngoại trọng lực tự do xuất hiện do kết quả phá hủy và phản xạ các sóng cưỡng bức từ bờ. Do đó, bờ (nói đúng hơn là tuyến sóng võ bờ) có thể được xem như là nguồn tựa đồng nhất của các sóng tự do. Nhân đây phải nói rằng giả thuyết này rất giống với giả thiết khởi đầu của Munk [263] về cơ chế hình thành các mạch động võ bờ.

Hình 4.16. So sánh các giá trị quan trắc (1) và tính toán (2) phổ dòng chảy của các trạm cách bờ 100 m (a) và 75 m (b) (quan trắc và tính toán thực hiện với thủy triều nước lớn) (từ công trình [198])



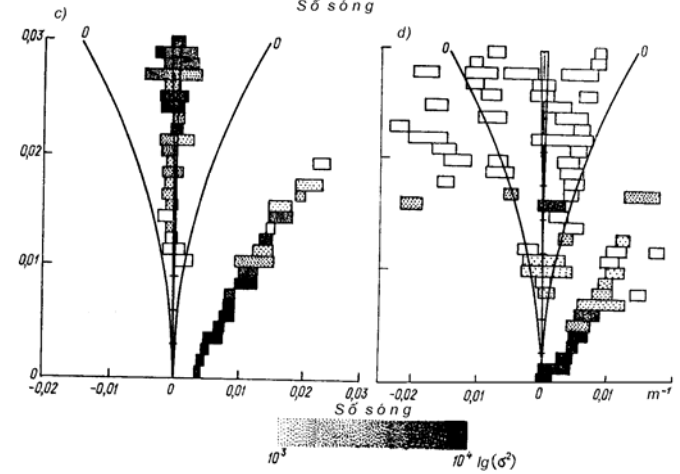
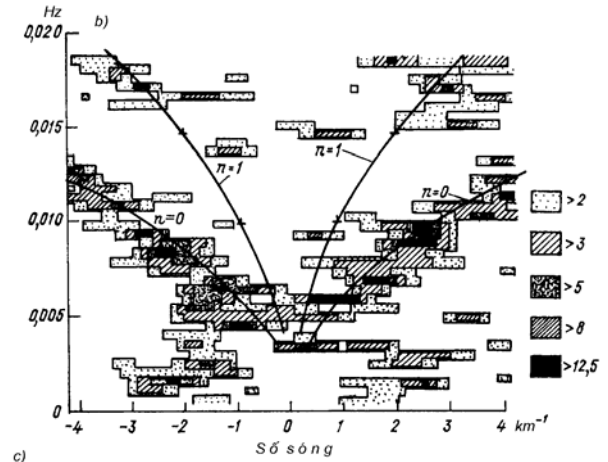
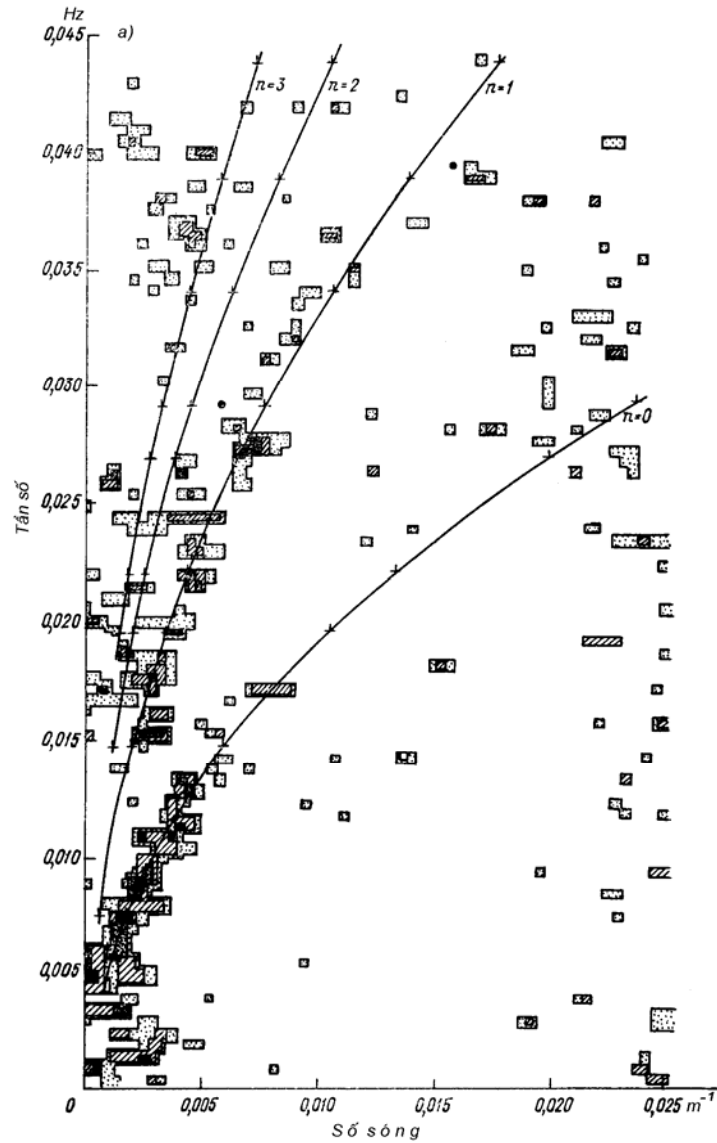
Phân tích phổ không gian bằng phương pháp đồng dạng cực đại đã cho thấy rằng ở dải 30–300 s trường sóng của thành phần dòng chảy dọc bờ được hình thành chủ yếu bởi các hài không và thứ nhất của sóng ven (hình 4.17 a). Trong đó phổ thực tế đối xứng qua $k=0$ (hình 4.17 b), tức tỷ phần năng lượng truyền xuống phía nam và lên phía bắc xấp xỉ như nhau. Các vết do những cực đại phổ số sóng tạo thành phù hợp một cách ngạc nhiên với các đường cong tản mạn lý thuyết của các sóng ven tính được bằng phương pháp số đối với địa hình thực.

Trường sóng của dòng chảy hướng vuông góc với đường bờ thì có đặc điểm phức tạp hơn. Có lẽ những dòng chảy đó được hình thành bởi các hài bậc cao của sóng ven cũng như sóng phát xạ và sóng cưỡng bức. Nếu xét theo kết quả phân tích phổ các sóng ven tiến bậc thấp giữ vai trò nhỏ không đáng kể trong sự hình thành nên chúng.

Trong các công trình của Oltman-Shey, Guza [281] và Oltman-Shey và nnk. [282] phương pháp khảo sát polygon về các sóng ngoại trọng lực đã được phát triển tiếp. Trong công trình thứ

nhất đã thực hiện đo trường dòng chảy ở vùng ven bờ California trên hai polygon: tại khu vực Santa-Barbara (tháng 2 năm 1980) và gần San-Diego (tháng 11 năm 1978). Các kết quả tỏ ra khá gần giống với những gì mà Huntley và nnk. đã nhận được: khoảng 69 % tổng năng lượng sóng của các dòng chảy dọc bờ thuộc về các hài sóng ven thấp nhất ($n \leq 2$); trong các dòng chảy hướng vuông góc với bờ các hài đó chỉ chiếm 17 %, về cơ bản các dòng chảy này được hình thành bởi các sóng phát xạ, chúng mang năng lượng của sóng ngoại trọng lực đi ra vùng khơi đại dương.

Trong công trình của Oltman-Shey và nnk. [282] đã mô tả những kết quả khảo sát thực địa về cấu trúc trường sóng trong thời gian đợt thí nghiệm SUPERDUCK tháng 2 năm 1986 trên thềm Bắc Carolina (bờ Đại Tây Dương của nước Mỹ). Mười cảm biến dòng chảy hai hợp phần đã được bố trí dọc theo đường bờ tại độ sâu 1–1,5 m và ngoài ra còn có bảy dụng cụ với cảm biến áp suất đáy và máy đo cao âm học được đặt theo hướng vuông góc với bờ. Kết quả lý thú và bất ngờ nhất của thí nghiệm này là phát hiện một kiểu sóng tiến mới với chu kỳ đặc trưng từ 1,5 đến một số phút và bước sóng gần 100 m, tức xấp xỉ một bậc nhỏ hơn so với các sóng trọng lực thông thường (sóng ven và phát xạ). Những sóng này truyền dọc theo đường bờ trong cùng hướng của dòng dọc bờ; trên các phổ số sóng chúng được nhận ra khá rõ dưới dạng một vết hẹp các cực đại ở vùng biểu đồ tản mạn mà các kiểu sóng khác không có mặt (hình 4.17 c, d). Như các nghiên cứu tiếp theo cho thấy, những sóng này có tên là sóng xoáy hay sóng dịch chuyển, có nguồn gốc là do dòng chảy dịch chuyển mạnh ở đối ven bờ (xem mục 2.7).



Hình 4.17. Các phổ không gian của dòng chảy dọc bờ theo dữ liệu quan trắc ngày 21/11/1978 ở bờ California (a, b) (từ [214]) và tháng 2 năm 1986 ở vùng bờ Đại Tây Dương Bắc Carolina (c, d) (từ [150])

Biểu diễn các đường cong tần mạn lý thuyết của sóng ven. a – các giá trị lấy trung bình của phổ đối với các sóng truyền trên hướng kinh tuyến; b, c, d – phân bố năng lượng giữa các sóng truyền xuống phía nam (+k) và lên phía bắc (-k); trên các hình c và d (cho 2 ngày khác nhau) thể hiện rõ vùng cực đại phổ ứng với các sóng dịch chuyển.

Như vậy, những thí nghiệm thực hiện đã cho thấy rằng các dòng chảy dọc bờ ở đới ven bờ, và nói chung cấu trúc dọc bờ của các dòng chảy ngoại trọng lực, được hình thành chủ yếu bởi các hài sóng ven bậc thấp, còn trong một số trường hợp riêng lẻ thì cả bởi các sóng dịch chuyển (khi có mặt các dòng chảy dịch chuyển mạnh). Trong sự hình thành cấu trúc sóng trên hướng vuông góc với bờ vai trò quan trọng thuộc về các sóng phát xạ. Như đã được chứng minh trong các thí nghiệm của Suhayda [317], Mizuguchi [258, 269], Guza và Thornton [190], sự biến thiên của năng lượng phổ, độ hiệp biến và các quan hệ pha trong đới sóng vỗ bờ đối với những chuyển động sóng với chu kỳ từ một số giây đến 2–3 phút rất phù hợp với những quan hệ lý thuyết của các sóng đứng. Trong công trình của Kovalev và nnk. [230] đã chỉ ra rằng đối với những chuyển động quy mô thời gian và không gian lớn thì điều này đúng ngay cả ở bên ngoài đới sóng vỗ bờ. Các phổ áp suất sát đáy tại các trạm K2 và Bi bố trí ở vùng Ozernovsk cách bờ 1,4 và 0,8 km đã có những cực tiểu và cực đại thể hiện rõ, chu kỳ của chúng khác nhau đối với các trạm khác nhau và thực tế không phụ thuộc vào những điều kiện bên ngoài. Vị trí của những cực đại và cực tiểu đó, cũng như độ lệch pha giữa dao động sóng dài tại các trạm K2 và Bi đã rất phù hợp với các giá trị ước lượng lý thuyết của các đặc trưng này đối với sóng đứng trên nền đáy nghiêng tuyến tính.

Nhìn chung có thể nói rằng cấu trúc sóng của các chuyển động ngoại trọng lực có đặc điểm khá phức tạp. Sự thống trị của hợp phần này hay hợp phần khác phụ thuộc vào nhiều nhân tố, chẳng hạn, vào khoảng cách từ bờ (khi tiến dần về phía bờ vai trò tương đối của các sóng ven tăng lên, khi xa dần bờ – tăng vai trò của các sóng phát xạ và cưỡng bức). Tuy nhiên có lẽ hai nhân tố sau là quan trọng nhất: 1) các đặc trưng của ngoại lực gây nên các sóng ngoại trọng lực, 2) những đặc điểm địa hình của vùng và trước hết là đới ven bờ. Thật vậy, sự thỏa mãn các điều kiện cộng hưởng

(thường khá hiếm) sẽ dẫn đến phát sinh các sóng ven ngoại trọng lực biên độ lớn, chúng có thể tồn tại khá lâu. Sự gia tăng hoạt động bão thường làm tăng vai trò tương đối của các sóng ngoại trọng lực phát xạ và cưỡng bức.

Ảnh hưởng của các đặc điểm địa hình đới ven bờ tới sự hình thành các sóng ngoại trọng lực được nêu rất trực quan trong công trình tổng quan của Dodd [148]. Ví dụ, tại các bờ “phản xạ” (tức bờ sâu thẳng đứng) thường biểu hiện rõ các sóng đứng, còn tại các bờ “tiêu tán” (bờ nông trải dài) – các sóng ven.

4.5. Dâng nước trong sóng ở các vùng đại dương ven bờ

Sóng gió khi bị phá hủy ở đới sóng vỗ bờ truyền phần lớn năng lượng của mình cho những quá trình tần thấp và dẫn tới một loạt các hiện tượng đặc thù ở đây, trong đó hiện tượng dâng nước trong sóng có ý nghĩa đặc biệt.

Đã từ lâu người ta nhận thấy rằng trường sóng gió gần bờ dẫn tới làm biến đổi mực nước trung bình. Ví dụ, ở vùng bờ Thái Bình Dương của nước Mỹ đã ghi nhận rằng trong thời gian nước dâng bão mực nước trung bình của những khu vực bờ trực tiếp chịu tác động của sóng bão cao hơn nhiều so với những khu vực bị che chắn khỏi sóng gió. Trong một số trường hợp sự khác biệt vượt trội 1 m [345].

Như vậy là sóng gió (cùng với khí áp và gió) góp phần đáng kể vào sự hình thành nước dâng bão. Với tư cách là ví dụ, trên hình 4.18 dẫn kết quả phân tích nước dâng trong bão lớn ở cảng Ulsan khi cơn bão Vera đi qua [315]. Nhờ phân tích hồi quy nhiều biến đã tiến hành ước lượng những thành phần nước dâng khác nhau. Ở đây các hàm đầu vào là áp suất khí quyển, hai hợp phần của ứng suất gió và các độ cao cực đại của sóng gió ở cửa vào cảng. Như đã

thấy từ hình vẽ, sự dâng nước trong sóng đã làm tăng độ cao nước dâng lên khoảng 10–12 cm. Nếu lưu ý rằng cứ mỗi 5 cm mực nước bổ sung có thể gây nên những hậu quả tai hại như thế nào thì độ tăng này thực sự là rất đáng kể. Trong vùng eo biển Triều Tiên, nơi có vùng nước nông rộng lớn, lượng bổ sung do dâng nước trong sóng còn cao hơn nhiều.

Cơ chế vật lý hình thành nước dâng sóng đã một thời gian dài không được rõ. Thực tế Longuet-Higgins và Stewart là những người đầu tiên xây dựng mô hình về hiện tượng này [242, 243]. Các ông đã chỉ ra rằng nước dâng sóng được hình thành do các gradient ngang của ứng suất bức xạ S_{xx} .

Từ điều kiện cân bằng mô men xung suy ra

$$\frac{dS_{xx}}{dx} + \rho g(\tilde{\zeta} + h) \frac{d\tilde{\zeta}}{dx} = 0, \quad (4.60)$$

trong đó, giống như trước đây, $\tilde{\zeta}$ – biến thiên mực nước gây nên bởi tác động của ứng suất bức xạ.

Vì $\tilde{\zeta} \ll h$

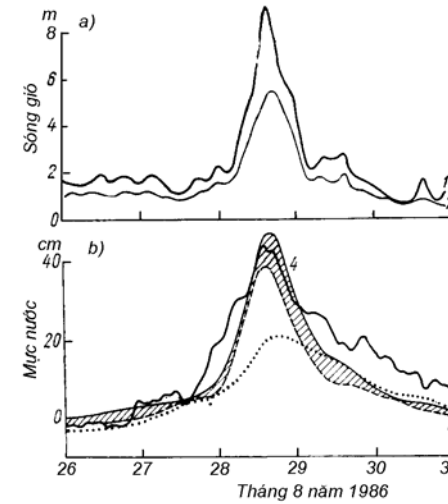
$$\frac{d\tilde{\zeta}}{dx} = -\frac{1}{\rho gh} \frac{dS_{xx}}{dx}. \quad (4.61)$$

Ở bên ngoài đới sóng vỗ bờ có thể thỏa mãn điều kiện bảo toàn thông lượng năng lượng

$$Ec_g = \text{const}. \quad (4.62)$$

Khi độ sâu biến đổi, c_g biến đổi và tương ứng E cũng cần phải biến đổi, và do đó S_{xx} cũng biến đổi. Tích phân (4.61) có tính đến (4.32) và (4.62), ta có

$$\tilde{\zeta} = -\frac{1}{2} \frac{a_s^2 k}{\text{sh}(2kh)} = -\frac{1}{8} \frac{H_s^2 k}{\text{sh}(2gh)}. \quad (4.63)$$



Hình 4.18. Sóng bão và nước dâng gây bởi trận bão Vera ở trạm Ulsan (vùng bờ Hàn Quốc)

a – độ cao sóng gió quan trắc cực đại (1) và đáng kể (2); b – biến đổi mực nước thực (1), kết quả tính mực nước theo mô hình hồi quy chỉ tính tới biến thiên khí áp (2), có tính thêm gió (3) và sóng gió (4); vùng gạch chéo đánh dấu phần đóng góp của dâng nước trong sóng vào tổng mực nước dâng

Trên nước sâu $\tilde{\zeta}$ về giá trị tuyệt đối giảm nhanh, còn trên nước nông ($kh \ll 1$)

$$\tilde{\zeta} = -\frac{a_s^2}{4h} = \frac{H_s^2}{16h}. \quad (4.64)$$

Các công thức (4.63), (4.64) liên hệ giá trị độ chênh mực nước $\tilde{\zeta}$ với các đặc trưng địa phương của sóng gió. Nếu giả thiết rằng ở biển sâu biên độ (a_0) và số sóng (k_0) là những hằng số, thì dao động mực nước ở gần bờ có thể biểu thị qua các tham số sóng gió ở

nước sâu

$$\tilde{\zeta} = -a_0^2 k_0 f(k_0 h), \quad (4.65)$$

trong đó

$$f \sim \frac{1}{8} (k_0 h)^{-3/2}, \quad (4.66)$$

tức phù hợp với biểu thức (4.64), bởi vì $a_s^2 \sim h^{-1/2}$.

Từ (4.63), (4.64) thấy rằng khi giảm độ sâu mực nước hạ thấp xuống. Như vậy, ở đới ven bờ dọc theo tuyến đồ nhào sóng quan sát thấy nước rút do sóng (wave set-down) [132, 243].

Bên trong đới sóng vỗ bờ quan sát thấy bức tranh ngược lại: năng lượng sóng gió giảm, một phần năng lượng được truyền cho các dao động tần thấp và mực nước trung bình nâng lên, tức xuất hiện nước dâng do sóng (wave set-up). Để mô tả quá trình này trong công trình [243] đã sử dụng lý thuyết bán thực nghiệm. Lý thuyết này dựa trên giả thiết rằng biên độ của sóng đồ nhào giảm tỷ lệ với độ giảm độ sâu

$$a_s = \frac{H_s}{2} = v h. \quad (4.67)$$

Từ (4.36) và (4.67) suy ra

$$S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g a_s^2 = \frac{3}{4} \rho g v_s^2 h^2. \quad (4.68)$$

Thế (4.68) vào (4.61), ta có

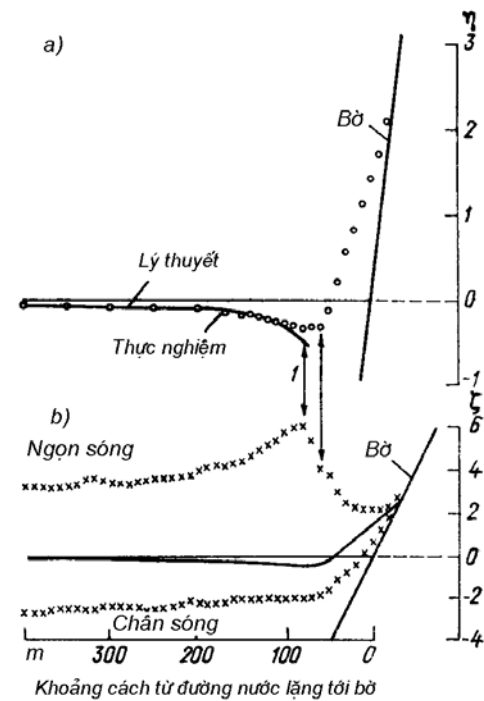
$$\frac{d\tilde{\zeta}}{dx} = -\frac{3}{2} v^2 \frac{dh}{dx}. \quad (4.69)$$

Theo dữ liệu quan trắc của Munk (1949), sự đồ nhào sóng diễn ra khi

$$h = 1,28 H_s, \quad (4.70)$$

do đó, $\gamma = 0,39$. Thời gian gần đây con số này đã được kiểm tra cẩn

thận bằng thực nghiệm [12, 329], theo các dữ liệu khác nhau γ nằm trong khoảng từ 0,27 đến 0,45, song nhìn chung ước lượng của Munk là hiện thực nhất.



Hình 4.19. Trắc diện mực nước sóng (a) và độ cao sóng (b) theo dữ liệu thực nghiệm trong phòng thí nghiệm của [131]. 1 – các điểm ứng với vùng sóng đồ

Ngày nay các dữ liệu đo đạc [204, 224] và thực nghiệm trong phòng thí nghiệm đã khẳng định về cấu trúc như sau của trường mực nước: ở vùng sóng không đồ nhào quan sát thấy sự hạ thấp mực nước, còn ở vùng sóng vỗ bờ – sự dâng lên. Hơn nữa giữa lý thuyết và thực nghiệm trùng hợp với nhau về định lượng (ví dụ xem [130, 132]).

Lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart tỏ ra có hiệu quả cao cả

để giải thích sự hình thành của hiện tượng rút và dâng nước do sóng lần để giải thích cơ chế hình thành các mạch động vỗ bờ ở đới ven bờ.

Bowen và nnk. [132] đã tiến hành một thí nghiệm rất hiệu quả để kiểm tra lý thuyết này. Đã mô phỏng quá trình sóng gió tràn vào bờ và bị phá hủy ở đới sóng vỗ bờ. Những kết quả chính của thí nghiệm được thể hiện trên hình 4.19. Sự phù hợp giữa tính toán lý thuyết và dữ liệu thực nghiệm tỏ ra rất cao. Như có thể suy ra từ lý thuyết, bên ngoài vùng sóng vỗ bờ đã quan sát thấy sự hạ thấp mực nước (nước rút do sóng), còn trong vùng sóng vỗ bờ – nước dâng.

Những nghiên cứu tiếp sau đã cho thấy rằng nước dâng sóng có thể có ảnh hưởng đáng kể tới sự biến thiên mực nước ở đới ven bờ và góp phần quan trọng vào sự hình thành lũ lụt biển (kết hợp với nước dâng do gió và sự dâng mực nước gây nên bởi giảm khí áp). Hiệu ứng này thể hiện đặc biệt mạnh ở những vùng bờ nông, trong các vũng, vịnh nước nông và các cửa sông hình phễu. Ví dụ, nước dâng sóng là một trong những nhân tố chính tạo thành các trận lụt tai hại ở Leningrat [46]. Cơ chế hình thành nước dâng sóng và sự ảnh hưởng của nó tới những trận dâng mực nước ở vịnh Phần Lan đã được R. N. Ivanov nghiên cứu về mặt lý thuyết (chẳng hạn, trong công trình [34]).

Sử dụng lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart, Thompson và Hamon [327] đã rút ra một công thức đơn giản để ước lượng độ cao nước dâng sóng trong cảng hay vũng biển với cửa hẹp

$$\zeta = \frac{3}{4} \frac{a_s^2}{h}, \quad (4.71)$$

ở đây $a_s = H_s / 2$ – biên độ sóng gió tại cửa vũng biển, h – độ sâu trung bình tại cửa. Ví dụ, theo công thức (4.71), nếu độ sâu tại cửa là 3 m và $a_s = 50$ cm, thì xuất hiện nước dâng sóng với độ cao 6 cm,

với $h = 10$ m và $a_s = 3$ m $\zeta = 65$ cm.

Tiếp tục hướng nghiên cứu này, Thompson đã khảo sát ảnh hưởng của nước dâng sóng tới sự biến thiên mực nước trong cảng Sydney dựa trên các chuỗi quan trắc dài 9 năm [326]. Trên cơ sở phân tích hồi quy, ông đã nhận được giá trị của hệ số $k = \Delta \zeta h / a_s^2 = 0,63$, khá gần với giá trị lý thuyết $k = 0,75$ theo công thức (4.71).

Nhờ những thí nghiệm rất thận trọng ở vùng bờ Nam California Guza và Thornton [188] đã phát hiện rằng giữa độ cao nước dâng sóng ở bờ và các độ cao sóng ven bờ tại cửa vào đới ven bờ ($H_{s,\infty}$) tồn tại một mối liên hệ tuyến tính ổn định

$$\zeta = 0,17 H_{s,\infty}, \quad (4.72)$$

Theo ý kiến của các ông, hệ số tuyến tính phụ thuộc vào góc nghiêng của trắc diện độ sâu ở đới ven bờ, nhưng với sự tản mát rất lớn:

$$0,14 < \frac{\zeta}{H_{s,\infty}} < 0,21. \quad (4.73)$$

Lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart đã được xây dựng từ giả thiết rằng sóng gió có đặc điểm đơn sắc. G. V. Matushevski [63] đã cố gắng tính tới đặc điểm ba chiều của trường sóng và đánh giá ảnh hưởng của nhân tố này tới nước dâng sóng. Ông đã chỉ ra rằng độ sâu đổ nhào sóng quyết định tất cả đặc điểm của mực sóng. Chẳng hạn, chính là giá trị cực đại của nước rút do sóng tương ứng với tuyến đổ nhào sóng (hình 4.19). Các sóng đơn sắc bị đổ nhào trên cùng một độ sâu, vì vậy đường thay đổi dấu (tăng mực nước) có thể được xác định một cách đơn trị bằng lý thuyết. Tính không đều của sóng làm cho quá trình hình thành mực sóng trở nên phức tạp hơn nhiều. Các ước lượng thực nghiệm mà G. V. Matushevski nhận được cho thấy rằng, so với lý thuyết, sự khác biệt giữa độ cao

nước dâng ở bờ gây nên bởi tính không đều của trường sóng là trên 33 %.

I. O. Leonchev [53] đã có một đóng góp khái quát quan trọng cho lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart. Đối với địa hình bất kỳ ở đối sóng vỗ bờ, ông đã nhận được biểu thức liên hệ độ cao nước dâng sóng với các tham số sóng tại thời điểm sóng đổ:

$$\tilde{\zeta} = \frac{1}{8} k_H \gamma_b^2 h_b, \quad (4.74)$$

ở đây $\gamma_b = H_b / h_b$ – độ cao tương đối của sóng tại thời điểm đổ nhào, h_b – độ sâu bắt đầu đổ nhào, H_b – độ cao các sóng đổ nhào, còn hệ số k_H là một đặc trưng xác định nào đó của trắc diện đáy ở trong đối sóng vỗ bờ

$$k_H = \left[\frac{h_b}{\bar{h}(x)} \right]^{1/2} \quad (4.75)$$

(dấu gạch ngang chỉ phép lấy trung bình theo đối sóng vỗ bờ). Đối với đáy nghiêng phẳng $k_H = 3/2$ và độ dâng mực nước bằng

$$\tilde{\zeta} = \frac{3,16}{\gamma_b^2 h_b}, \quad (4.76)$$

tức tương ứng với các kết quả của lý thuyết Longuet-Higgins – Stewart.

4.6. Hiện tượng xô đẩy tàu trong các cảng và vùng cảng

Mức độ được che chắn sóng của vùng nước cảng là tiêu chí cơ bản về độ tin cậy đỗ tàu, là bộ phận cấu thành những điều kiện chung đảm bảo an toàn hàng hải. Theo S. Pogosov, xét về phương diện này tất cả các cảng có thể phân chia thành bốn nhóm: 1) *được bảo vệ hoàn toàn* (đó là những thủy vực riêng biệt kiểu như các âu

tàu, cầu cảng bốc dỡ); 2) *được bảo vệ tốt* (như Tuapse, La Hay, Đaka, Cape Town v.v..., vùng nước của các cảng này được bảo vệ tránh tác động trực tiếp của sóng thuộc mọi hướng); 3) *được bảo vệ không hoàn toàn* (như Korsakov, Freetown v.v..., sóng có thể truyền vào một cách tự do từ một số hướng); 4) *không được bảo vệ* (như Gagra, Mogadisho, Uglegorsk v.v..., sóng bên trong vùng nước các cảng này giống như sóng ở các khu vực biển lân cận).

Tuy nhiên, như thực tế đã cho thấy, thậm chí trong các cảng “được bảo vệ tốt” vẫn quan trắc thấy những chuyển động tịnh tiến thuận nghịch mạnh của nước, làm di động và gây hư hại tàu, làm đứt neo và dây giữ, phá hủy cầu cặp [11, 46, 84]. Trong sách báo ở Nga hiện tượng này được gọi là sự xô đẩy tàu (trong sách báo tiếng Anh ở ngoại quốc đôi khi người ta dùng chuyên từ *range* [345, 349]. V. S. Búchkov và S. S. Strekalov [8] nhận xét rằng sự xô đẩy tàu thường thấy ở các vùng bờ sâu, những nơi mà công trình cảng đối diện với biển khơi (Tuapse, Batumi, Korsakov, Neapol, Toulon, Cape Town, Đaka, Kasha-blanka, các cảng bờ Thái Bình Dương của Nhật Bản, Mỹ v.v...). Tuy nhiên, cũng có những trường hợp ngoại lệ với quy tắc này (như cảng Ilichevsk).

Sự xô đẩy tàu có thể gặp vào thời gian bất kỳ trong năm, nhưng thường vào mùa hoạt động cực đại của các quá trình synop. Ví dụ, ở vùng bờ Kavkaz thuộc Hắc Hải hiện tượng xô đẩy thường gặp thấy vào mùa đông. Độ lặp lại của nó theo các năm rất không đều: trong một số năm hầu như không xuất hiện sự xô đẩy tàu, một số năm khác – rất thường xuyên. Xét theo cường độ và mức nguy hiểm có thể phân chia hiện tượng xô đẩy tàu thành một số kiểu (bảng 4.3).

Hiện tượng xô đẩy gây thiệt hại lớn cho ngành hàng hải. Thật vậy, theo dữ liệu của I. Kh. Diasamidze [21ư, ở cảng Batumi trong các năm 1951–1970 do hiện tượng xô đẩy đã ghi nhận được 6308 giờ cảng không thể hoạt động, 619 tàu phải đưa ra vũng tàu bên

ngoài (tức trung bình 314 giờ và 31 tầu trong một năm).

Nghiên cứu một cách hệ thống về hiện tượng xô đẩy đã bắt đầu sau Thế chiến thứ hai. Ở Liên Xô các công trình chính theo hướng này đã được Viện Nghiên cứu Thiết kế biển Hắc Hải cộng tác với Viện Vật lý Thủy văn biển và các cơ sở khác thực hiện (thoạt đầu ở Tuapse, sau đó ở Batumi, Sochi, Poti v.v...) [4, 60, 90, 93].

Bảng 4.3. Ước lượng trực giác cường độ xô đẩy theo điều kiện đỗ tầu ở cầu cảng

Cấp	Mức phát triển hiện tượng xô đẩy	Các dấu hiệu xô đẩy
0	Không có	Tầu đỗ ở bến tương đối yên lặng. Không thấy chuyển động thẳng đứng và ngang tuần hoàn. Đầu dây giữ có độ căng không đổi hoặc giật nhẹ do sóng trong cảng
1	Rất yếu (những dấu hiệu ban đầu)	Quan trắc thấy đầu dây giữ căng và giãn có nhịp yếu, hơi cảm thấy chuyển động tuần hoàn của tầu, Cầu thang rê trượt, nghe thấy tiếng cọt két của cầu cập
2	Yếu	Sự căng và giãn tuần hoàn của dây giữa tăng lên. Số dây giữ tăng, nhưng tầu đứng không bị rê rời và không bị hư hại. Có thể tiến hành công tác bốc dỡ, nhưng đã có khó khăn
3	Trung bình	Đầu dây giữ có thể căng đến đứt. Đỗ tầu bên cầu cập trở nên nguy hiểm. Công tác bốc dỡ ngừng trệ, phải đưa tầu ra khỏi cầu cập
4	Mạnh	Không thể tiến hành công tác bốc dỡ. Đầu dây giữ liên tục bị đứt. Phải lập tức đưa tầu ra xa cầu cập và đưa tầu ra vũng tầu bên ngoài
5	Rất mạnh	Rê tầu theo phương ngang rất mạnh, tầu sẽ bị sự cố

Có thể phân chia ba giai đoạn phát triển các công trình về vấn đề xô đẩy tầu:

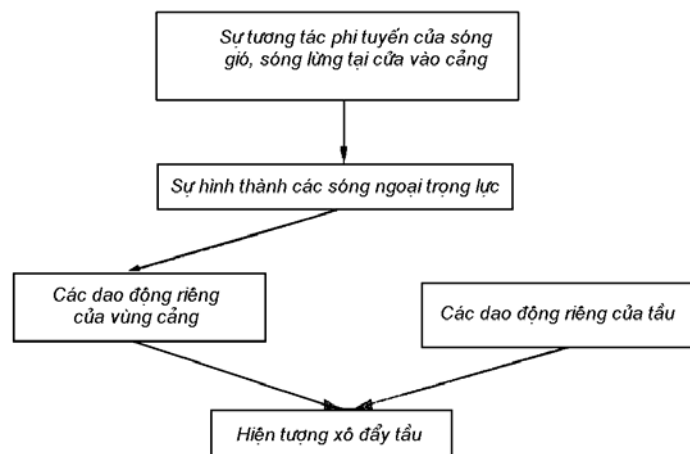
- 1) nghiên cứu bản chất hiện tượng xô đẩy, cơ chế hình thành của nó;
- 2) xây dựng các phương pháp dự báo;
- 3) tìm giải pháp thực tế khắc phục hiện tượng này.

Nhiều nhà nghiên cứu đã xác định được rằng hiện tượng xô đẩy thực tế luôn đi kèm với sóng bão hay sóng lừng mạnh ở cửa vào vùng cảng [11, 46, 145]. Các quan trắc dao động của tầu đỗ ở cảng [296] và dao động mực nước biển trong vùng cảng [90, 145, 303, 348] đã cho thấy rằng chu kỳ đặc trưng của sự xô đẩy bằng 0,5–4 phút, mặc dù ở một số trường hợp gặp thấy các chu kỳ lớn hơn: 6–8 và thậm chí 20 phút [209, 348]. Các tính toán cho thấy những chu kỳ này rất trùng hợp với các chu kỳ riêng của các vùng nước tương ứng.

Như vậy dễ dàng nhận thấy hai sự kiện thực nghiệm: 1) sự liên quan của xô đẩy với trường sóng gió – sóng lừng; 2) sự liên hệ phát sinh của xô đẩy với các dao động lắc. Tuy nhiên thậm chí nếu tính tới những thực tế đó thì bản chất của xô đẩy một thời gian dài vẫn chưa rõ. Thật vậy, Wilson [348] đã cho rằng sóng bão và sóng lừng có phổ năng lượng rộng và hiện tượng xô đẩy được gây nên bởi những thành phần tần thấp của phổ này.

Sự phát hiện của Munk về các mạch động vô bờ [263] và những công trình nghiên cứu tiếp theo về quá trình này [333, 243] đã giúp chúng ta hiểu cơ chế vật lý hình thành hiện tượng xô đẩy (hình 4.20). Chúng ta thấy rõ rằng chính các mạch động vô bờ (nói chính xác hơn các sóng ngoại trọng lực) gây nên hiện tượng xô đẩy khi chu kỳ của chúng trùng hay gần với các chu kỳ riêng của vùng nước cảng. Các khối nước ở thủy vực bên trong tựa như chọn lọc những tần số để cộng hưởng. Nếu như không có những tần số như

vậy thì không tạo thành các dao động lắc đáng kể và do đó không xuất hiện hiện tượng xô đẩy trong cảng.



Hình 4.20. Sơ đồ cơ chế hình thành hiện tượng xô đẩy tàu

Công trình của Miles và Munk [254] đã có vai trò quan trọng trong nghiên cứu những đặc điểm của hiện tượng này (cũng như khắc phục nó). Đã phát hiện ra rằng các công trình cảng, đặc biệt các dè chắn sóng che chắn cửa vào vùng nước cảng, rất có tác dụng thúc đẩy hình thành sự xô đẩy, vì chúng làm tăng hệ số chất lượng của thủy vực. Những chuyển động tịnh tiến thuận nghịch của nước liên quan tới hài Helmholtz có lẽ giữ vai trò chính trong quá trình này.

M. M. Usenkov trong luận án của mình [93] đã nêu ra một loạt hiệu ứng cộng hưởng thúc đẩy sự hình thành và khuếch đại hiện tượng xô đẩy tàu.

Sự cộng hưởng trên vùng thêm và sự cộng hưởng ở trong chính vùng nước cảng nếu kết hợp lại sẽ dẫn tới khuếch đại mạnh các dao

động và ngược lại. Những đặc điểm hình thái đáy tại cửa vào cảng có ảnh hưởng đặc biệt mạnh tới cường độ xô đẩy (sự khuếch đại các sóng phát xạ đã được xem xét ở các mục 2.5, 3.8), điều này cho phép đề xuất những chỉ dẫn nhằm giảm thiểu ảnh hưởng của sự xô đẩy bằng cách làm thay đổi các đặc trưng của cảng một cách có căn cứ.

M. M. Usenkov nhận xét rằng tại cửa vào của đa số các cảng có hiện tượng xô đẩy tồn tại những điều kiện tập trung năng lượng sóng trong dải tần số rộng. Việc chọn các địa điểm xây dựng các cảng mới và thiết kế chúng phải tiến hành có tính tới những chỉ tiêu định lượng về sự ảnh hưởng của các đặc điểm hình thái của vùng thêm tới các loại sóng khác nhau.

Do đó, theo dữ liệu của công trình [93], những quá trình sau đây làm tăng sự xô đẩy tàu:

- 1) Hội tụ năng lượng sóng do kết quả khúc xạ;
- 2) Cộng hưởng thêm;
- 3) Cộng hưởng trong vùng nước cảng.

Ngoài ra, còn có thể nêu ra một số kiểu cộng hưởng có thể dẫn tới tạo thành các sóng ngoại trọng lực mạnh ở vùng nước bên ngoài và bằng cách đó làm khuếch đại những chuyển động xô đẩy trong cảng;

4) Kích thích cộng hưởng các sóng ven ngoại trọng lực ở vùng thêm bên ngoài (cơ chế Gallagher và Bowen – Guza);

5) Sự trùng hợp của một trong những chu kỳ riêng của vùng nước bên ngoài (vũng, vịnh) và vùng nước bên trong (cảng, vùng cảng).

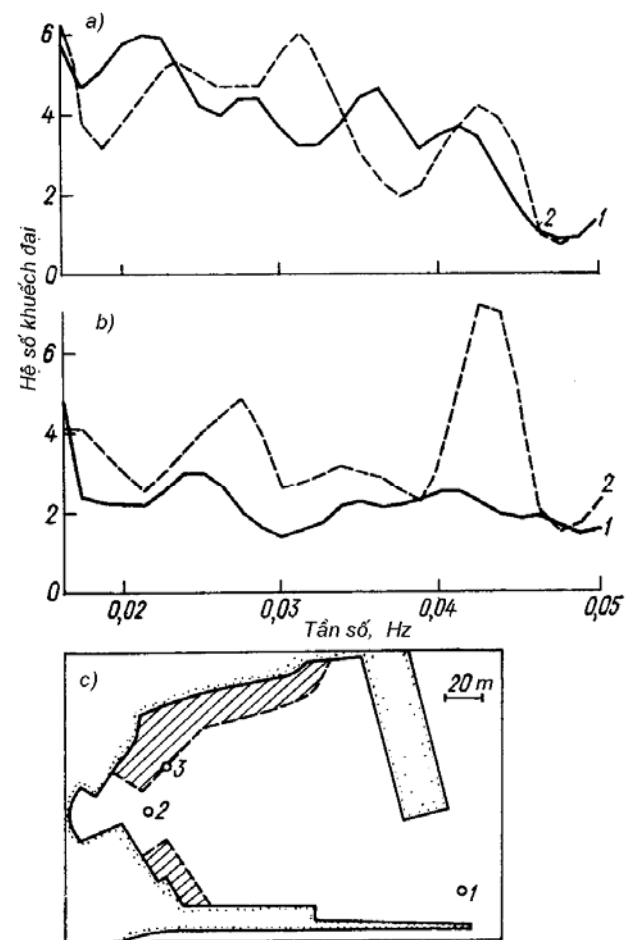
Dễ dàng nhận thấy rằng giữa sự hình thành các dao động lắc cực trị trong các vũng vịnh (abiki, rissaga v.v...) mà chúng ta đã xét ở mục 3.12 và sự xuất hiện hiện tượng xô đẩy trong một số cảng có một sự tương tự rõ rệt. Thấy rõ là sự xô đẩy biểu lộ rõ chỉ ở

trong những vùng nước nơi có những điều kiện *cộng hưởng kép* (và thậm chí *cộng hưởng nhiều lần*).

Còn có một kiểu cộng hưởng quan trọng nữa làm tăng sự tác động tiêu cực của hiện tượng này đối với tàu đỗ trong bến: *dao động cộng hưởng của bản thân tàu*. Các thí nghiệm của Sawaragi và Kubo [296] đã cho thấy những chu kỳ dao động riêng của những tàu chở hàng và chở dầu lớn gần giống chu kỳ của dao động lắc trong vịnh và vùng cảng. Những trường hợp khi chu kỳ dao động riêng của tàu trùng với những dao động mực nước thủy vực là những trường hợp nguy hiểm nhất [345]. Các tàu khác nhau có những chu kỳ cộng hưởng riêng khác nhau, vì vậy thường thấy những tình huống trong đó một số tàu bị dịch chuyển mạnh (đôi khi rất tai hại), còn một số khác chỉ dao động không đáng kể.

Darbyshire [145] cho biết rằng dưới tác động của ma sát của cửa cảng hẹp, các hiệu ứng phi tuyến và những hiệu ứng khác, mạch động vô bờ bên trong vùng cảng bị suy yếu đối với tất cả các tần số, ngoài các tần số cộng hưởng. Tại những tần số cộng hưởng diễn ra sự khuếch đại mạnh dao động và điều đó gây nên sự xô đẩy tàu.

Dự báo hiện tượng xô đẩy tàu chủ yếu được xây dựng trên cơ sở dự báo sóng lớn (hay sóng lừng từ ngưỡng nguồn phát sinh từ xa) đi tới vùng nước cảng trên một hướng nhất định. Ví dụ, theo dữ liệu của Wilson [348] và Darbyshire [145], sóng lừng tây tây bắc gây nên xô đẩy rất mạnh trong cảng Cape Town, còn sóng lừng các hướng nam (thậm chí rất mạnh) không gây nên trong cảng này một dao động sóng dài nào. Ở các cảng biển Hắc Hải thuộc vùng Kapkazơ (Tuapse, Batumi, Sochi) thì các gió mạnh cùng hướng tây là nguy hiểm nhất, chúng thường kèm theo sóng lớn cùng hướng đó [64].



Hình 4.21. Các đặc trưng tần số tính toán cho các điểm bên trong vùng cảng No 2 (a) và No 3 (b) so với điểm 1 nằm tại cửa vào vùng cảng (từ công trình [124])
1 – đối với cảng hiện tại, 2 – đối với cảng thiết kế; c – sơ đồ vùng cảng hiện tại và những thay đổi dự kiến

Mặc dù hiện tượng xô đẩy tàu rất nguy hiểm, hiện nay người ta chưa tính toán hết hiện tượng này khi thiết kế các cảng. Miles và Munk [254] nêu ra những biện pháp tốt nhất khắc phục sự xô đẩy như sau: 1) làm thay đổi các đặc trưng của vùng nước cảng sao cho loại trừ khả năng trùng hợp các chu kỳ của ngoại lực (hay các chu kỳ cộng hưởng thêm) và các chu kỳ dao động riêng của vùng nước cảng; 2) mở rộng cửa vào cảng để làm giảm hệ số chất lượng của nó và bằng cách đó làm suy yếu các dao động lắc. M. M. Usenkov [93] cũng đưa ra những kiến nghị tương tự, chỉ có khác là ông không nói về hệ số chất lượng, mà nêu lên những hiệu ứng khác xạ bất lợi có thể có cần tránh.

Cần nhấn mạnh rằng thậm chí những thay đổi tương đối nhỏ về hình dạng cảng có thể gây nên những biến đổi đáng kể về cấu trúc các dao động riêng. Với tư cách là ví dụ, trên hình 4.21 dẫn những tính toán của Botes và nnk. [124] đối với vùng nước cảng ở vịnh Mossel. Theo các tính toán của họ, việc thiết kế cảng đã dự định phải gây nên sự thay đổi đáng kể các dao động và đặc biệt làm xuất hiện những dao động cộng hưởng mạnh với chu kỳ 25 s.

Đôi khi những thay đổi này có thể dẫn tới sự xuất hiện xô đẩy trong các cảng, nơi trước đó chưa từng thấy hiện tượng này, hoặc ngược lại, triệt tiêu (hay làm suy giảm đáng kể) hiện tượng này ở nơi mà trước đây nó đã từng là mối nguy hiểm. I. S. Diasamidze [21] đã mô tả một ví dụ rất lý thú kiểu đó. Ông dẫn lời thông báo của thuyền trưởng viễn dương E. S. Gotidze: “Năm 1939 tôi có dịp tới thành phố Havr của nước Pháp. Nhân viên hoa tiêu dẫn tàu chúng tôi vào cảng đã răn đe rằng để đỡ tàu an toàn cần tăng số dây giữ hơn bình thường, vì rất có thể có sự xô đẩy mạnh. Rồi lần đó chúng tôi đã bị tác động của hiện tượng xô đẩy. Khi đó tôi nhớ lại cảng Batumi. Sau khi Chiến tranh Vệ quốc Vĩ đại kết thúc (năm 1958), tôi lại có dịp tới cảng Havr, chuyên chở khách du lịch ngoại quốc trên một chiếc tàu khách của Liên Xô. Trong lúc cập cầu cảng tôi đã hỏi hoa tiêu về số lượng dây giữ cần thiết để đỡ tàu

an toàn. Nhân viên hoa tiêu đã trả lời rằng chỉ cần 4 dây từ mũi và đuôi là đủ. Sau khi thấy tôi phân vân lo ngại rằng có thể sẽ có sự xô đẩy trong cảng, hoa tiêu đã kể cho tôi câu chuyện như sau: trong thời gian chiến tranh với nước Đức phát xít một tàu ngầm của Đức đã nhận dạng sai đèn chắn sóng thành tàu đang đỗ và phóng lôi. Một quãng đèn khảng 22–25 m bị phá và trở thành một cửa cảng thứ hai. Hoa tiêu nói: “Ở chỗ chúng tôi mọi thứ không được khôi phục nhanh như ở nước các ông, và một thời gian dài chúng tôi không hiểu sự xô đẩy đã biến đi đâu mất, ngay cả khi bão lớn cũng chẳng thấy. Chỉ về sau chúng tôi mới hiểu ra rằng sự xô đẩy đã bị mất đi nhờ chính cái cửa thứ hai đó, cái cửa do tàu ngầm Đức tạo ra. Và chúng tôi đã không sửa chữa chỗ hư đó”.

Vậy là những thay đổi ngẫu nhiên của đèn chắn sóng ở cảng Havr đã làm thay đổi những dao động sóng trong vùng nước cảng và loại trừ hiện tượng xô đẩy. Mong sao những thay đổi như vậy được làm có chủ định. Đáng tiếc là những nghiên cứu và tính toán sơ bộ về cơ cấu dao động riêng và khả năng thay đổi chúng khi cải tạo các cảng tương tự như những gì mà Botes và nnk. [124, 125] đã làm chưa được thực hiện thường xuyên. Vì vậy, ở nhiều cảng và vùng cảng việc bố trí các công trình chắn sóng là không đạt về phương diện khắc phục sự xô đẩy.

Một điều quan trọng nữa nên tính tới khi thiết kế các cảng và bến đỗ tàu. Cường độ dao động sóng dài tại các điểm khác nhau trong thủy vực bên trong phân bố rất không đều. Trong các công trình của Botes và nnk. [124, 125] dẫn những kết quả tính toán biến dạng trường sóng khi đi vào một số vùng nước cảng vùng bờ Nam Phi, từ đó thấy rằng đối với một số khu vực các sóng đi vào không khuếch đại, ngược lại đối với một số điểm khác xuất hiện những dao động rất mạnh, nhiều lần vượt trội tín hiệu ở cửa vào. Ứng với đặc điểm biến thiên phức tạp của mực nước là chế độ dòng chảy phức tạp. Ở gần các đường nút dao động mực nước cực tiểu,

còn dòng chảy – cực đại, ở các điểm bụng – tình hình ngược lại. Đương nhiên, những khu vực cảng với chuyển động ngang mạnh là rất bất lợi cho việc đỗ tàu, còn những khu vực chuyển động đó tương đối yếu thì tàu đỗ sẽ an toàn hơn.

Tình hình tương tự quan trắc được ở cảng Poti [21]. Do cảng này phân chia thành nhiều nhánh nên tại mỗi phần của cảng phát triển những hệ thống dao động lắc độc lập với chu kỳ khác nhau, chúng cộng với nhau và triệu tiêu lẫn nhau. Vì vậy sự xô đẩy tàu trong toàn thủy vực không xảy ra, ngoại trừ ở ngay lân cận cửa vào cảng.

Dữ liệu quan trắc [145, 348] cho thấy, thậm chí ở những cảng chịu tác động của sự xô đẩy tàu thì không phải cứ mỗi lần ở vùng nước bên ngoài có sóng mạnh là ở vùng nước bên trong xuất hiện dao động cộng hưởng. Điều đó chỉ diễn ra trong những trường hợp khi chu kỳ dao động tự do của thủy vực bên trong và chu kỳ của sóng dài đi vào thủy vực đó trùng nhau hoặc là bội số của nhau. Và số lần gấp bội càng ít thì hiện tượng xô đẩy càng mạnh [64].

Để ước lượng mức độ thâm nhập sóng vào vùng nước bên trong cảng và hiệu quả của các công trình chắn sóng S. Pogosov [73] đề xuất sử dụng công thức

$$\mu = kT_s H_s^{1/2}, \quad (4.77)$$

trong đó T_s – chu kỳ của sóng đi vào, H_s – độ cao sóng, k – hệ số cảng bằng tỷ số giữa diện tích thiết diện ngang của cửa vào vùng nước bên trong trên diện tích của chính thủy vực. Từ công thức (4.47) suy ra rằng chu kỳ sóng càng lớn và sóng càng thấp thì các kết cấu chắn sóng càng kém hiệu quả.

Để dàng nhận thấy rằng công thức (4.47) tương đương công thức (1.7) mà Shipley [304] đã đề xuất với tư cách là đặc trưng biên độ – tần số của triều ký, bản thân vùng nước cảng là một vật đồng dạng khổng lồ của máy triều ký, nó lọc bỏ sóng gió và cho qua các

dao động tần thấp.

Hiện tượng xô đẩy tàu thường đi kèm với dòng chảy biến thiên mạnh ở các cửa cảng. Ở cảng Cape Town tốc độ dòng chảy như vậy đạt tới 5 nút, ở vũng biển Olga (Primorie) – 6 nút. Hiện tượng di dời tàu xuất hiện khi đó được gọi là *ran* (run) [46]. Đây là một hiện tượng khá phổ biến, đôi khi dẫn tới những hư hại tàu rất nặng nề.

Xuất phát từ những đặc điểm vật lý của hiện tượng xô đẩy tàu, Iu. M. Krulov, S. S. Strekalov và B. A. Đughinov đã xây dựng hệ phương pháp ước lượng mức độ nguy hiểm của hiện tượng này đối với các cảng khác nhau [11, 38, 91]. Hệ phương pháp này gồm ba yếu tố chính: 1) tính các đặc trưng xác suất của sóng gió và sóng chu kỳ dài tại cửa vào cảng; 2) tính các chu kỳ dao động riêng trong vùng nước cảng; 3) ước lượng sự khuếch đại cộng hưởng đối với các sóng dài đi vào vùng nước bên trong, cường độ và độ lặp lại của hiện tượng xô đẩy tàu.

Mô hình vật lý hình thành các dao động sóng dài và những khuyến cáo kỹ thuật về việc xác định chúng được trình bày trong công trình [91]. Các tính toán dựa trên giả thiết rằng sự xô đẩy tàu được gây nên bởi các sóng ngoại trọng lực *cường bức*, các tham số của chúng liên hệ mật thiết với các tham số của sóng gió ở thủy vực bên ngoài. Nếu biết các tham số sóng gió, thì để tính toán các yếu tố sóng dài trong nước sâu có thể sử dụng các công thức (4.30)–(4.31). Trong trường hợp thủy vực bên ngoài là vùng nước nông với độ dốc đáy nhỏ ($\beta \leq 0,001$), các tác giả [9] khuyến nghị đưa một hiệu chỉnh vào công thức (4.31) để tính độ cao sóng dài. Các tham số \bar{H}_s và \bar{T}_s (độ cao trung bình và chu kỳ của sóng gió) để sử dụng trong các công thức này có thể được xác định dựa trên số liệu quan trắc thực địa về sóng gió hoặc tính dựa trên các thông tin khí tượng [39].

Trong điều kiện tự nhiên các sóng chu kỳ dài mang đặc điểm

không đều và năng lượng của chúng nằm trong một khoảng tần số nhất định. Phổ của chúng có thể được xấp xỉ bằng đường cong Gauss [39]

$$S_l(\omega) = (2\pi)^{-3/2} \frac{\bar{H}_l^2}{\sigma_0 \bar{\omega}_l} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma_0} \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}_l} - 1 \right)^2 \right], \quad (4.78)$$

ở đây $\sigma_0 \approx 0,15$ – nhân tố độ rộng phổ, \bar{H}_l và $\bar{\omega}_l$ – độ cao trung bình và tần số của sóng dài.

Phổ các dao động lắc ở thủy vực cảng có thể biểu diễn dưới dạng

$$S_{in}(\omega) = Z(\omega, \omega_r; Q) S_l(\omega, \omega_r, H_l, \sigma_0), \quad (4.79)$$

ở đây Z – đặc trưng tần số của thủy vực bên trong (tức thực tế là hàm khuếch đại các sóng dài) có thể được ước lượng theo công thức (2.128); Q – hệ số chất lượng của thủy vực bên trong, ω_r – tần số cộng hưởng.

Hệ số khuếch đại của độ cao trung bình của các dao động sóng dài không đều trong thủy vực cảng R_H có thể tính theo công thức

$$R_H = \frac{\bar{H}_{in}}{\bar{H}_l} = \left[\frac{\int_0^\infty S_l(\omega) Z(\omega) d\omega}{\int_0^\infty S_l(\omega) d\omega} \right]^{1/2}, \quad (4.80)$$

trong đó S_l có dạng (4.78), còn $Z(\omega)$ – (2.128).

Để xác định các tham số ω_r và Q ở các thủy vực thực Strelalov và Đughinov [91] đề nghị sử dụng mô hình Ippen – Goda [84] – thủy vực hình chữ nhật độ sâu không đổi liên hệ với vùng biển khơi qua cửa độ rộng tùy ý. Trong công trình [91] phương pháp này được áp dụng để ước lượng độ lặp lại và cường độ xô đẩy tàu ở các cảng Tuapse, Sôchi và Klaipėdė. Các kết quả tính toán đã

cho thấy rằng cảng Tuapse phải là cảng chịu hiện tượng xô đẩy mạnh nhất, điều này phù hợp với dữ liệu thực nghiệm. Bởi vì hệ số chất lượng của cảng này cao hơn, còn chu kỳ cộng hưởng gần với các chu kỳ trung bình của sóng dài ở biển khơi hơn là ở cảng Sôchi và Klaipėdė.

Trong các tính toán ở công trình [91] đã sử dụng đặc điểm vành bờ các thủy vực cảng Tuapse, Sôchi và Klaipėdė có hình dạng đơn giản, khá gần hình chữ nhật. Đương nhiên rằng đối với các thủy vực với hình học phức tạp thì việc sử dụng mô hình Ippen – Goda trở thành không chính xác. Trong trường hợp này các tham số Q và ω_r có thể xác định trên cơ sở quan trắc trực tiếp hoặc nhờ các phương pháp số giống như đã làm trong các công trình [20, 78] đối với vịnh Malokurilsk (xem mục 3.11).

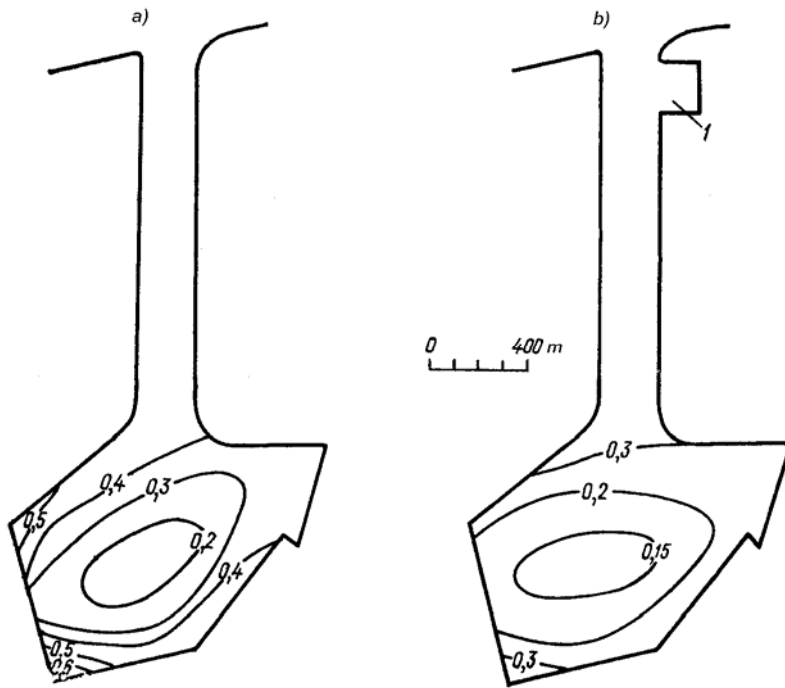
Như trong “Tài liệu hướng dẫn phương pháp ...” [64] nêu, “sự xô đẩy tàu cũng như nhiều hiện tượng khí tượng thủy văn nguy hiểm khác không thể ngăn chặn được, vì vậy đấu tranh hiệu quả với nó có nghĩa là làm sao dự đoán kịp thời sự xuất hiện, cường độ và sự kết thúc của nó và từ đó giảm thiểu thời gian ngừng trệ tàu, phòng ngừa các sự cố và hư hại bến cảng”. Tuy nhiên, lời khẳng định này không hoàn toàn chính xác. Như ví dụ cảng Havre cho thấy, có thể tác động tích cực đối với sự xô đẩy tàu. Thật vậy, I. Kh. Diasamidze [21] chỉ ra những biện pháp sau đây đấu tranh với sự xô đẩy:

- 1) Sử dụng các cánh cổng chuyên dụng đóng cửa vào cảng*;
- 2) Thiết lập các đê giả và đê thủy lực lân cận cửa vào cảng;
- 3) Thiết lập những cơ cấu phản xạ chuyên dụng làm triệt tiêu năng lượng các dao động sóng.

* Các cổng và kênh bậc như vậy cũng được sử dụng nhiều ở các cảng nơi dao động thủy triều mạnh (ví dụ, ở Inchon, Hàn Quốc) để điều chỉnh độ cao mực nước trong cảng.

Đáng tiếc, phương pháp thứ nhất, là phương pháp hiệu quả nhất, đòi hỏi chi phí tài chính lớn và hạn chế sự phát triển tương lai của cảng. Các phương pháp thứ hai và thứ ba không đủ hiệu quả để phòng vệ khỏi các sóng dài.

Giải pháp quan trọng đấu tranh với sự xô đẩy đó là cải tạo cảng (ví dụ, mở rộng cửa vào cảng) nhằm mục đích làm thay đổi chu kỳ của hài cơ bản và giảm hệ số chất lượng, điều đó có thể dẫn tới giảm các dao động cộng hưởng.



Hình 4.22. Sự suy yếu các dao động riêng trong cảng nhờ tạo ra “cái túi” bên cạnh (1) có vai trò một hệ cộng hưởng Helmholtz (từ công trình [133])
Các đường đẳng trị chỉ dao động tương đối ở vùng nước bên trong cảng

Wallemboire [84] đã đề xuất một ý tưởng rất thông minh làm giảm thiểu cường độ các dao động sóng đứng trong thủy vực cảng: tạo ra các khe thông hay kênh bên sườn cảng, có vai trò như các bộ cộng hưởng Helmholtz với các tham số được chọn sao cho chu kỳ riêng cơ bản của chúng đúng bằng chu kỳ thống trị của các dao động trong thủy vực chính. Các thủy vực phụ giống như “lấy đi” một phần năng lượng đi vào từ biển khơi, nhờ đó mà độ cao dao động trong vùng nước cảng suy giảm. Ý tưởng này đã được phát triển mạnh trong các công trình của D. Prandle [285], E. Bowers [133] v.v... Với tư cách là ví dụ trên hình 4.22 biểu diễn kết quả tính toán số của Bowers, ở đây trực quan chỉ ra sự giảm thiểu đáng kể các dao động lắc trong cảng sau khi xây dựng một “cái túi” chuyên dụng ở kênh nối cảng với thủy vực bên ngoài.

Ta nhận thấy rằng nhìn chung việc phân chia vùng nước cảng bằng những bến đậu, đê chắn sóng và cầu cập tàu thành những thủy vực tựa biệt lập thường dẫn tới giảm thiểu cường độ xô đẩy (như ở cảng Poti). Một trong những nguyên nhân của hiện tượng này là tạo ra các hệ dao động độc lập làm suy yếu lẫn nhau. Tuy nhiên còn có một nguyên nhân khác, có thể là quan trọng hơn, sẽ được xem xét trong mục 4.7.

4.7. Về ảnh hưởng của độ xoáy chất lỏng tới chuyển động sóng dài trong cảng

Mặc dù đã đạt được những thành tựu to lớn để hiểu về sự xô đẩy, nhiều hiệu ứng liên quan tới hiện tượng này đến nay vẫn chưa được giải thích. Thật vậy, ở một số cảng (ví dụ, ở Tuapse) người ta thấy sự dịch chuyển tiến lui trong hiện tượng xô đẩy của các tàu đỗ song song, khi đó một tàu thì tiến lên, còn tàu khác thì lùi lại [60]. Thoảng hoặc còn xuất hiện những kiểu chuyển động phức tạp hơn (dạng xoay tròn và dạng đường xoắn). Khó có thể giải thích những

chuyển động tương tự trong khuôn khổ một mô hình toán kinh điển.

Quan niệm chất lỏng không xoáy là cơ sở của phần lớn những mô hình hiện tồn tại về dao động lắc trong các vịnh và vùng cảng. Tuy nhiên chất lỏng hiện thực có độ xoáy, một số đặc điểm của chuyển động sóng dài trong các vùng cảng chính là liên quan tới ảnh hưởng của các xoáy, tính tới các xoáy đó có thể là cơ sở để đấu tranh với hiện tượng xô đẩy. Ở đây có thể sử dụng chính những phương pháp đã được ứng dụng rộng rãi trong kỹ thuật vũ trụ – tên lửa để trấn áp các dao động chất lỏng trong các bình chứa [65].

A. B. Rabinovich [76] đã thực hiện một nghiên cứu tương tự. Theo gương công trình này, chúng ta xem xét ảnh hưởng mà độ xoáy của chất lỏng tác động tới các chuyển động sóng dài trong các vùng cảng, chẳng hạn tới sự trấn áp dao động.

Người ta phân biệt hai dạng trấn áp dao động chất lỏng: trấn áp tuyến tính (hay ma sát) và trấn áp phi tuyến. Dạng thứ nhất chủ yếu gây nên bởi sự tản mát năng lượng trong lớp biên mỏng ở đáy lân cận bờ. Các hệ số trấn áp tương ứng phụ thuộc nhiều vào số Reynolds. Trấn áp phi tuyến xuất hiện trong những dao động của chất lỏng ở trong các khoang có những yếu tố cấu tạo hay những bộ phận khác nhau (các con trạch, các vách ngăn v.v...) [65]. Đối với các thủy vực tự nhiên và nhân tạo, những yếu tố đó có thể là các bến tàu, cầu cập tàu, dề chắn sóng, mũi phá sóng v.v... Đặc điểm quan trọng của trấn rung phi tuyến là sự phụ thuộc vào biên độ dao động. Thông thường theo độ lớn sự trấn rung phi tuyến vượt trội đáng kể so với trấn rung tuyến tính. Số Reynolds trong trường hợp này không có vai trò đáng kể, điều này có ý nghĩa thực tế to lớn, bởi vì để xác định các hệ số trấn rung cần tìm cho phép chúng ta sử dụng các mô hình đồng dạng hình học trong phòng thí nghiệm không lớn về kích thước.

Thông thường trong thực tế biên độ dao động và kích thước

các vật cản không lớn, điều đó cho phép tính tới sự trấn rung phi tuyến (cũng như tuyến tính) bằng cách đưa những lực tiêu tán tương ứng vào các phương trình chuyển động [65].

Ta xét sự trấn rung phi tuyến đối với các dao động lắc trong các vùng cảng hay vũng biển bằng các bến đỗ tàu dạng tỏa tia phân bố khá xa nhau sao cho có thể bỏ qua ảnh hưởng qua lại giữa chúng. Thế năng của hài dao động riêng bậc n có thể biểu diễn dưới dạng

$$E_n = \frac{1}{2} \iint \rho g \zeta_n^2(x, y) dx dy = \frac{1}{2} \rho g \zeta_n^2 S, \quad (4.81)$$

ở đây ρ – mật độ chất lỏng, S – diện tích thủy vực bên trong, ζ_n – biên độ đặc trưng của dao động bên trong vùng cảng đối với hài n .

Năng lượng tản mát ΔE_n trong chu kỳ T_n có thể biểu diễn như là công của các lực cản mà bến đỗ tàu tác động tới chuyển động chất lỏng trên hướng tiếp tuyến:

$$\Delta E_n^j = \int_0^{T_n} \left(\frac{1}{2} C_x^j \rho V_{jn}^2 \right) |V_{jn}| b_j h_j dt, \quad (4.82)$$

ở đây C_x – hệ số trở kháng, h_j – độ sâu, b_j – độ dài của bến đỗ tàu thứ j , nó được xem là nhỏ so với kích thước đặc trưng của vùng nước $r_0 = (S/\pi)^{1/2}$. Với tư cách là V_{jn} có thể lấy thành phần tiếp tuyến của tốc độ ở bờ lân cận vị trí của bến đỗ tàu, nó biến thiên tuần hoàn theo thời gian với tần số ω_n :

$$V_{jn}(x_j, y_j, t) = V_{jn}(x_j, y_j) \cos(\omega_n t).$$

Dạng dao động quan trọng nhất của chất lỏng trong vùng cảng là hài Helmholtz (hài bậc không). Nếu để đơn giản cho rằng độ sâu trong vùng cảng không đổi (h_0), với hài này có thể liên hệ tốc độ đặc trưng của chất lỏng bên trong thủy vực V_0 với tốc độ dòng tại

cửa vào V_e

$$V_0(t) \approx \frac{\varepsilon}{2r_0h_0} V_e(t), \quad (4.83)$$

ở đây ε – diện tích thiết diện ngang tại cửa vào vùng cảng (hay vũng biển). Về phần mình tốc độ V_e liên hệ với dao động mực nước bằng quan hệ

$$V_e(t) = \frac{\omega_0 S}{\varepsilon} \hat{\zeta}_0 \sin(\omega_0 t) \quad (4.84)$$

và do đó, tốc độ V_0 có thể biểu diễn dưới dạng

$$V_0(t) = \frac{\omega_0 S}{r_0 h_0} \hat{\zeta}_0 \sin(\omega_0 t). \quad (4.85)$$

Thế (4.85) vào (4.82) và lấy tích phân tương ứng, ta được

$$\Delta E_0^j \approx \frac{1}{6} C_x^j \rho b_j \frac{\omega_0^2}{h_0^2} \left[\frac{S \hat{\zeta}_0}{r_0} \right]^3. \quad (4.86)$$

Giảm lượng logarit đối với hài Helmholtz khi tính tới một bến đỗ tàu bằng

$$\delta_0^j = \frac{\Delta E_0^j}{2E_0} = \frac{1}{6} C_x^j \left(\frac{b_0}{r_0} \right) \left(\frac{\zeta_0}{h_0} \right) \left(\frac{\omega_0}{\sigma_0} \right)^2, \quad (4.87)$$

ở đây $\sigma_0 = (gh_0)^{1/2} (\pi r_0)$. Trong trường hợp N bến đỗ tàu giảm lượng tích phân δ_0 có thể biểu diễn như là kết quả lấy tổng N giá trị riêng biệt δ_0^j .

Như vậy, tốc độ tắt dần dao động trong vùng cảng được quyết định bởi một số tham số không thứ nguyên: $\hat{\zeta}_0 = \zeta_0 / h_0$ – biên độ tương đối của dao động liên quan tới cường độ của các tác nhân bên ngoài; $\Omega_0 = \omega_0 / \sigma_0$ – tần số quy chuẩn của dao động cơ bản được gây nên bởi những đặc điểm trắc lượng hình thái của thủy vực;

$B_j = b_j / r_0$ – độ dài tương đối của các bến đỗ tàu, hệ số trở kháng C_x^j , cũng như số lượng bến đỗ tàu. Các biểu thức giống như vậy cũng nhận được đối với những hài dao động khác.

Với các trị số điển hình $B_j = 0,2$; $\zeta_0 = 0,1$; $\Omega_0 = 1$ và $C_j = 10$, nếu $N = 6$ giảm lượng δ_0 ước lượng theo công thức (4.87) gần bằng 0,2. Tương ứng, hệ số chất lượng dao động trong vùng cảng ($Q = \pi / \delta$) gây nên bởi sự tản mát năng lượng sóng tại các vật chắn (bởi sự trấn rung phi tuyến) bằng khoảng 16. Các trị số chất lượng đặc trưng ở các vũng biển và vùng cảng liên quan tới sự phát xạ qua biên ra biển khơi cũng có bậc như vậy (xem các mục 2.8, 3.11), tức là hai hiệu ứng này tương đương nhau về mức độ tác động. Sự ảnh hưởng của tiêu tán tuyến tính do mất mát năng lượng sóng trực tiếp trong lớp biên bởi ma sát yếu hơn một cách đáng kể.

Hệ số C_x^j đóng vai trò then chốt trong biểu thức (4.87) và ở mức độ đáng kể quy định đặc điểm tản mát năng lượng của các chuyển động tần thấp trong vùng cảng. Trong chất lỏng lý tưởng $C_x = 0$, tức vật cản không có tác động cản đối với dòng và sự tắt dần không diễn ra; trong những điều kiện thực $C_x \neq 0$, các dao động lắc bị suy yếu do chuyển hóa một phần năng lượng của chúng vào năng lượng của các chuyển động xoáy.

Trong các công trình [65, 222, 252 v.v...] đã cho thấy rằng trên một dải rộng các tốc độ chuyển động ở thủy vực bên trong hệ số trở kháng C_x không phụ thuộc vào số Reynolds và là hàm số của một tham số không thứ nguyên tương đương với số Struhal (Sh). Ví dụ, theo dữ liệu khảo sát thực nghiệm đối với dao động chất lỏng trong bình chứa với các cạnh viền quanh hình tròn do J. Miles [252] thực hiện, mỗi phụ thuộc này có dạng

$$C_x = f(\text{Sh}) = 15 \left(\frac{\pi V_n}{b \omega_n} \right)^{-1/2} \quad \text{khi} \quad \frac{\pi V_n}{b \omega_n} \leq 20. \quad (4.88)$$

G. Keulagan và L. Carpenter [222] đã nhận được một mối phụ thuộc kiểu tương tự trên cơ sở dữ liệu phân tích các thí nghiệm trong phòng thí nghiệm cho chất lỏng chảy lượn quanh đường viền bên trong trong một bán không gian chất lỏng (thí nghiệm này tương ứng với dòng chảy dọc bờ lượn quanh cầu cập tàu hay đê phá sóng ở bờ thẳng). Số Struhal đối với hệ thống này có thể được xác định như sau:

$$\text{Sh} = \frac{2 \pi V_n}{b \omega_n} = \frac{T_n V_n}{b}. \quad (4.89)$$

Số Struhal viết dưới dạng như trên thường được gọi là số Keulagan–Carpenter [104].

Như dữ liệu rất nhiều thí nghiệm cho thấy, đặc điểm chuyển động chất lỏng đằng sau vật cản có thể rất khác nhau: từ vùng một liên hệ với độ xoáy không đổi tới sự chảy lượn quanh có đứt đoạn các xoáy [10]. Ví dụ, Lebedev và các cộng sự [50] đã tiến hành nghiên cứu thực nghiệm chất lỏng trong bình chứa có các đường viền tỏa tia ở bên trong và kiểm tra các mô hình toán khác nhau mô tả những chuyển động đó và đã chỉ ra rằng tùy theo giá trị của số Struhal tồn tại ba chế độ chảy lượn quanh các đường viền khác nhau: 1) khi $\text{Sh} \ll 1$ – chảy lượn quanh không có đứt đoạn; 2) khi $\text{Sh} \sim 1$ – chảy lượn quanh đứt đoạn và tạo thành các xoáy (chế độ tựa dừng, trong đó tùy theo hướng của dòng các xoáy “nhảy” từ một phía của đường viền sang phía khác); 3) khi $\text{Sh} \gg 1$ – tạo xoáy mạnh mẽ và các xoáy được kéo đi theo dòng (chế độ không dừng đáng kể). Trong tập ảnh của M. Van-Dake có những bức ảnh rất đẹp có thể minh họa rõ về tất cả ba chế độ (xem các hình 5, 11 và 39 trong [10]). Trong đó kích thước các xoáy tạo thành trùng hoặc hơi nhỏ hơn kích thước của các vật cản.

Một tham số quan trọng phản ánh các đặc điểm của vùng nước bên trong là $V^* \approx b/T_n$ – tốc độ tới hạn, tại đó bắt đầu sự tạo thành các xoáy. Với những trị số đặc trưng $b=150$ m và $T_n=5$ phút tốc độ tới hạn $V^* \approx 50$ cm/s, khi tăng kích thước của vật cản V^* tăng lên, điều này dễ dàng giải thích về mặt vật lý.

Tốc độ dòng chảy trong các vũng biển và vùng cảng biển đổi trong phạm vi rộng: từ một số cm/s đến một số m/s [349]. Với những khác nhau như vậy về tốc độ ở các vùng nước bên trong có thể quan sát thấy tất cả ba chế độ hoàn lưu. Việc khảo sát hoàn lưu trong những điều kiện thực địa không phải là một nhiệm vụ đơn giản. Những thí nghiệm loại này chỉ mới được thực hiện trong thời gian gần đây và hiện còn rất ít. Ví dụ, trong công trình của Lopez và Pina [244] có nhắc tới một thí nghiệm tiến hành ở cảng Bilbao (Tây Ban Nha) bằng các quả phao hình cầu phát sáng. Trong đó ở khu vực các cầu cập tàu thấy tuần hoàn xuất hiện các xoáy.

Đặc trưng thuận tiện nhất để đo trong các vùng cảng là dao động mực nước. Như có thể suy ra từ biểu thức (4.85), tốc độ dòng chảy là hàm tuyến tính của biên độ dao động riêng của vùng nước. Vì vậy số Struhal có thể biểu diễn dưới dạng

$$\text{Sh} = \hat{\zeta}_0 / \zeta^*, \quad (4.90)$$

ở đây ζ^* – giá trị tới hạn của biên độ dao động tương ứng với sự biến đổi chế độ hoàn lưu. Sự tăng biên độ dao động dẫn tới tăng số Struhal và cường hóa sự tạo thành các xoáy. Các xoáy tạo thành ở lân cận bến đỗ tàu cần phải gây nên những chuyển động tàu phức tạp, và thực tế điều đó đã gặp thấy.

Kích thước, hình dạng và sự phân bố các bến đỗ tàu có ảnh hưởng một cách mạnh mẽ tới các quá trình động lực diễn ra trong vùng cảng. Bài toán xác định kích thước tối ưu và vị trí các bến đỗ tàu, các cầu cập tàu, các đê phá sóng dưới góc độ giảm thiểu sự xô

đẩy cũng như sự sắp đặt tối ưu các tàu khi có nguy cơ xô đẩy là bài toán hoàn toàn có ý nghĩa. Trong một thủy vực cụ thể bất kỳ đặc điểm chuyển động (hoàn lưu) chỉ phụ thuộc vào một tham số – số Struhal, số này đến lượt mình được xác định bởi biên độ của các dao động tương ứng.

Cần tính đến khả năng xuất hiện các xoáy vĩ mô ở các các thủy vực bên trong khi hoạch định và thiết kế các công trình cảng và thủy kỹ thuật. Một mặt, sự chuyển hóa năng lượng của các dao động riêng thành năng lượng của các chuyển động xoáy cần phải dẫn tới sự giảm phi tuyến các dao động và như hệ quả là làm yếu hiện tượng xô đẩy. Mặt khác, các xoáy tạo thành có thể làm phức tạp chuyển động và sự đổ tàu trong vùng cảng.

Trong từng trường hợp cụ thể để giải quyết bài toán có tính tới các hiệu ứng đã nêu đòi hỏi việc mô hình hóa toán học, vật lý và tiến hành những thí nghiệm thực địa. Thật vậy, tỷ phần của cơ chế tiêu tán tuyến tính (gây bởi ma sát và những mất mát phát xạ) và cơ chế phi tuyến (liên quan tới tản mát năng lượng tại các vật cản) có thể phân chia dựa trên khảo sát chất lượng (nó có thể dễ dàng ước lượng được nhờ phân tích phổ đối với các quan trắc [254, 264] với các biên độ dao động riêng khác nhau: phần tuyến tính của chất lượng phải giữ nguyên không đổi, còn phần phi tuyến – biến đổi tỷ lệ nghịch với căn bậc hai của biên độ dao động.

Những lập luận dẫn trong bài báo [76] cho phép hoạch định những thí nghiệm tương ứng. Ví dụ, mục đích của những thí nghiệm đó phải là xác định biên độ tối hạn của dao động ζ^* , khoảng biến thiên chất lượng và các số Struhal Sh tùy theo những điều kiện bên ngoài cũng như khảo sát sự ảnh hưởng của số Struhal và các tham số bên trong của thủy vực tới đặc điểm hoàn lưu trong vùng cảng.

4.8. Các dòng chảy đứt đoạn

Một trong những hiện tượng lý thú nhất ở đới ven bờ – những dòng chảy ngược đặc biệt, có dạng những tia hẹp có tên là *các dòng chảy đứt đoạn* (rip currents) (hình 4.23) [32, 301]. Những tia này có độ rộng chỉ khoảng vài chục mét và thường cách nhau một số trăm mét. Tại những khu vực giữa các tia dòng chảy chủ yếu song song với bờ. Tốc độ của các dòng chảy đứt đoạn phụ thuộc vào độ cao sóng gió. Trong sóng bão mạnh tốc độ đạt tới 5 m/s, khi đó các tia trải dài ra phía biển tới khoảng cách một số trăm mét kể từ bờ [32].

Các dòng chảy đứt đoạn là mối nguy hiểm to lớn đối với những người bơi lội không thận trọng. Ở California người ta ghi nhận được rất nhiều vụ chết người do dòng chảy cuốn ra xa bờ. Tại vùng bờ Hắc Hải thuộc Kavkazơ những trường hợp như vậy cũng không phải là hiếm.

Shepard, Emery và La Fond đã thực hiện những quan trắc đầu tiên về dòng chảy đứt đoạn vào năm 1940 tại vùng bờ California [301]. Các dòng chảy đứt đoạn được nhận ra đặc biệt rõ trên các tấm ảnh máy bay nhờ các khối nước đục bị cuốn ra xa bờ.

Theo dữ liệu của Shepard và nnk. [301, 302], Tam [324] và nnk., theo cấu trúc dòng chảy đứt đoạn có thể được phân chia thành ba bộ phận: 1) dòng chảy nuôi dưỡng (rip feeder current), 2) dòng chảy đứt đoạn, 3) đầu dòng chảy đứt đoạn (rip head). Các dòng chảy nuôi dưỡng được gây nên bởi các sóng bị phá hủy lan truyền thực tế song song đường bờ. Thông thường, khi hai dòng như vậy chạy theo hướng ngược nhau, gặp nhau, chúng quay ngoắt về phía biển và tạo thành dòng chảy đứt đoạn (xem hình 4.23). Tùy theo mức độ đi ra xa về phía biển tia dòng chảy dần dần (nhưng chậm) mở rộng ra. Khi dòng chảy đạt tới vùng gọi là “đầu dòng chảy” thì nó mở rộng ra đột ngột và đồng thời giảm tốc độ. Tiếp sau

đó dòng chảy đứt đoạn mất đặc tính riêng của mình và hòa trộn với những chuyển động khác của đới ven bờ. Sóng càng mạnh thì các dòng chảy đứt đoạn càng xâm nhập ra xa khỏi bờ.

Theo dữ liệu của Eliot [159]:

1) Có những khu vực bờ dòng chảy đứt đoạn quan trắc được rất thường xuyên;

2) Tại những khu vực đó các dòng chảy đứt đoạn có cấu trúc không gian đều đặn biểu hiện rõ;

3) Tại một số vùng vị trí của các trục dòng chảy đứt đoạn rất ổn định và tồn tại nhiều ngày liền, những vùng khác – chúng di chuyển dọc theo đường bờ.

Cơ chế vật lý chi phối sự xuất hiện của các dòng chảy đứt đoạn một thời gian dài vẫn không được rõ. Thật vậy, nhiều nhà nghiên cứu đã cho rằng chúng được gây nên bởi những bất đồng nhất của địa hình dưới nước*. Tuy nhiên, người ta nhận ra rằng các dòng chảy đứt đoạn gặp thấy trước hết ở những nơi bờ có dạng thẳng bằng phẳng, còn địa hình đáy tương đối đồng nhất [143]. Không đi sâu vào lịch sử nghiên cứu của vấn đề này, chúng tôi lưu ý rằng mô hình lý thuyết hình thành các dòng chảy đứt đoạn là do Bowen [126] xây dựng, ông này dựa trên mô hình của Longuet-Higgins – Stewart đã chỉ ra rằng các dòng chảy này liên quan tới độ biến thiên dọc bờ của ứng suất bức xạ và do đó, tới các độ cao của mạch động vỗ bờ. Sau các thí nghiệm trong phòng và ngoài thực địa do Bowen và Inman [130] đồng thời thực hiện, người ta nhận ra rằng sự biến thiên dọc bờ của ứng suất bức xạ đến lượt mình lại được gây nên bởi các sóng ven đứng tạo thành khi chùm sóng tiến tới đường bờ.

Việc mô hình hóa trong phòng thí nghiệm đã được các ông

* Ngày nay người ta đã chứng minh một cách đầy thuyết phục rằng trên thực tế tình hình ngược lại: các dòng chảy đứt đoạn thúc đẩy sự xuất hiện các dạng địa hình dưới nước, ví dụ như các bãi bồi dạng lưỡi liềm (xem mục 4.9).

thực hiện tại bể sóng với đáy nghiêng ($\text{tg}\beta = 0,075$). Nghiệm giải tích đối với các sóng ven trong đại dương bán vô tận với đáy nghiêng do Eckart [158] nhận được có dạng (2.21), và phương trình tán mạn tương ứng có dạng (2.23) hay trong bài toán chính xác hơn của Ursell [335] – có dạng (2.28). Trong các thí nghiệm trong phòng của Bowen và Inman sự hiện diện của các tường cứng bao quanh thủy vực đã dẫn tới điều kiện bổ sung

$$v(x, y) = 0 \Big|_{\substack{y=0, \\ y=b}} \quad (4.91)$$

từ đó suy ra rằng $v(x, y) \sim \sin ky$, ngoài ra

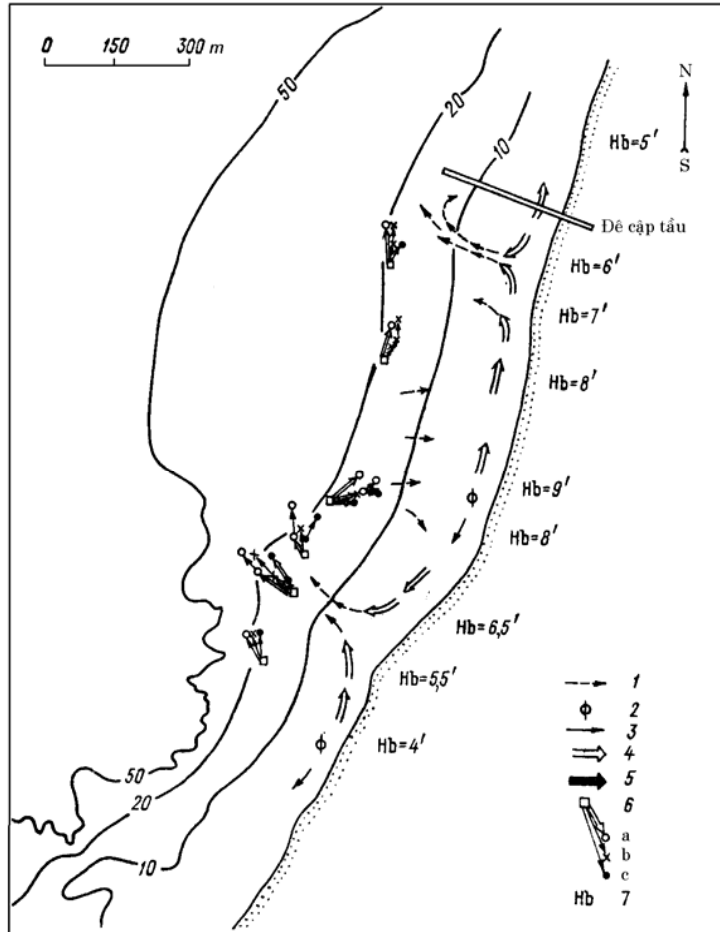
$$kb = m\pi, \quad (4.92)$$

ở đây $m = 1, 2, \dots$ Như vậy, khác với đại dương bán vô tận (xem mục 2.3), nơi bước sóng của các sóng ven là hàm số liên tục của tần số, đối với thủy vực bị giới hạn từ ba phía có thể tồn tại chỉ một tập hợp gián đoạn các tần số và bước sóng

$$\omega_{mn} = \left[g \frac{m\pi}{b} \sin(2n+1)\beta \right]^{1/2} \approx \left[g \frac{m\pi}{b} (2n+1) \text{tg}\beta \right]^{1/2}, \quad \lambda_m = 2b/m. \quad (4.93)$$

Bowen và Inman đã gọi những sóng này là *các sóng ven đứng*.

Như kết quả mô hình hóa trong phòng thí nghiệm đã cho thấy, các sóng tới làm phát sinh các sóng ven đứng với cùng tần số như tần số của các sóng tới (ω_{in}) hay với tần số cận điều hòa $\omega_{in}/2$ (điều này tương ứng với mô hình lý thuyết của Guza– Davis [186]). Như có thể suy ra từ điều kiện (4.93), nếu các sóng ven cùng tần số không thể tồn tại, thì phát sinh đồng thời một số hài sóng ven với các tần số gần với ω_{in} và $\omega_{in}/2$.



Hình 4.23. Ví dụ điển hình về hoàn lưu ven bờ ở khu vực La Holl (California) (từ công trình [302])

1 – dòng chảy quan trắc, 2 – không có dòng chảy, 3–5 – dòng chảy đo với tốc độ 0–0,25 nút (a), 0,25–0,50 nút (4) và 0,50–1,00 nút (5), 6 – các điểm đặt trạm đo dòng chảy tại ba tầng: mặt (a), trung gian (b) và sát đáy (c), 7 – độ cao sóng vỗ bờ (foot).

Trên hình biểu diễn dê cập tàu của Viện Hải dương học Scripps

Giá trị tương đối của các hài riêng biệt được xác định bằng tham số

$$\chi = \frac{\omega^2 x_b}{g \operatorname{tg} \beta}, \quad (4.94)$$

ở đây x_b – độ rộng của đới sóng vỗ bờ. Khi χ tăng vai trò của các hài bậc cao tăng lên. Như có thể suy ra từ (4.67), (4.70) x_b được xác định hoàn toàn bởi độ cao sóng bão H_s , đi tới từ vùng khơi đại dương: độ cao đó càng lớn thì sự đổ nhào sóng gió diễn ra ở độ sâu càng lớn và do đó, đới sóng đổ nhào càng rộng.

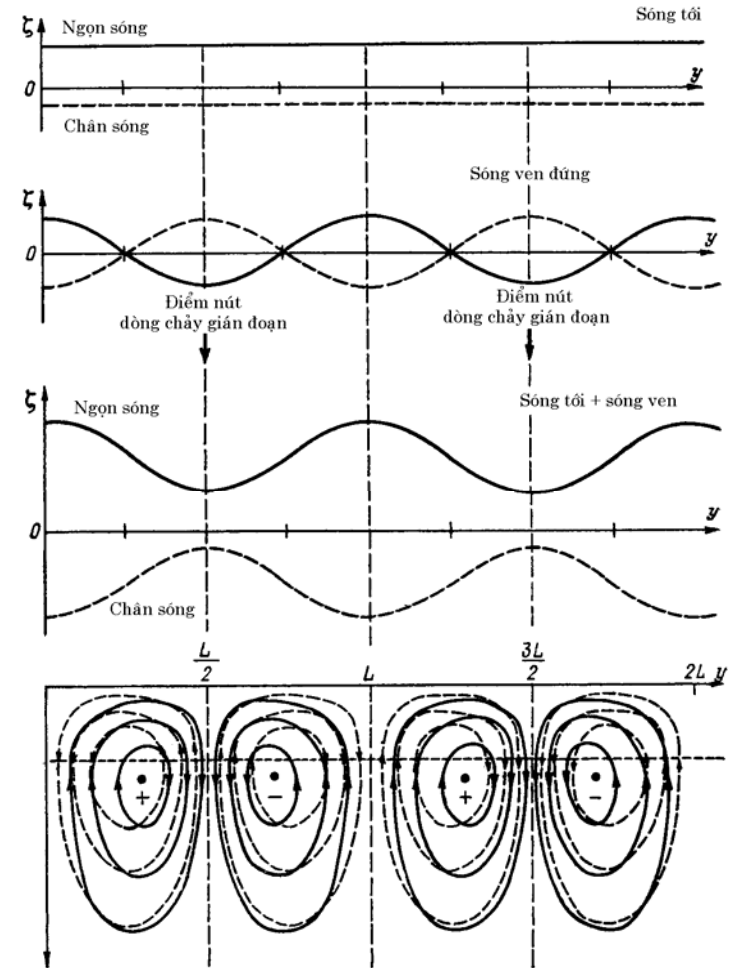
Theo các tính toán của Bowen và Inman, sự tương tác giữa các sóng đi tới bờ và các sóng ven được kích động cần phải tạo ra một hệ thống hoàn lưu nhất định ở vùng ven bờ, điều này rất phù hợp với các kết quả quan trắc thực địa [302, 324]: dòng chảy hướng vào bờ ở đới trước đổ nhào, dòng chảy dọc bờ – ở đới sóng đổ nhào và những dòng hẹp mạnh của dòng chảy đứt đoạn quay ngược lại [126]. Những dòng cuối cùng này, như người ta tìm hiểu được, tập trung tại loạt các điểm đối nút luân phiên (các điểm bụng) của các sóng ven đứng, thành thử các dòng chảy đứt đoạn dọc theo bờ tạo thành một hệ thống không gian đều đặn với khoảng cách cách nhau bằng bước sóng của các sóng ven (hình 4.24). Những quan trắc chuyên đề thực hiện ở vùng bờ tây bắc vịnh California đã khẳng định kết luận này và cho phép nhận ra rằng các sóng ven hình thành (và các dòng chảy đứt đoạn đi kèm với chúng) liên quan chủ yếu *không phải với bản thân các sóng gió, mà với các mạch động vỗ bờ tạo thành do kết quả tương tác của chúng.*

Tính phi tuyến có vai trò quan trọng trong sự hình thành các dòng chảy đứt đoạn. Trong trường hợp tuyến tính, các sóng ven ở đới ven bờ tạo thành hệ thống các xoáy đều đặn, mỗi xoáy trong số đó có sự đối xứng bên trong. Tính phi tuyến sẽ dẫn tới sự mở rộng và suy yếu dòng nước hướng vào phía bờ và sự thu hẹp đột ngột và

cường hóa dòng chảy ngược lại (xem hình 4.24).

Các dòng chảy đứt đoạn có thể được gây nên không chỉ bằng những sóng đứng, mà còn bằng những sóng ven tiến trong trường hợp chu kỳ của chúng trùng với chu kỳ của các sóng tới. Sự tương tác của hai hệ thống sóng trong trường hợp này dẫn tới tạo thành một hệ thống bên vững của các dòng chảy tương tự như đã dẫn trên hình 4.24. Các sóng ven tiến còn có thể gây nên các dòng chảy đứt đoạn dịch chuyển dọc theo vùng bờ tương tự như những gì mà Eliot [159] đã quan trắc được.

Trong công trình của A. Kaneko [221] đã phát triển tiếp lý thuyết hình thành các dòng chảy đứt đoạn. Ông đã cho thấy rằng các dòng chảy đứt đoạn cũng có thể được phát sinh nhờ kết quả tương tác phi tuyến của các sóng ven phát xạ và sóng ven đứng cùng một chu kỳ. Đồng thời thấy rằng những quá trình đã sinh ra các sóng này (ứng suất bức xạ, sự đổ nhào và sự phản xạ của sóng gió v.v...) trong khi mô hình hóa các dòng chảy đứt đoạn có thể không cần tính tới một cách trực tiếp, chỉ cần cho các tham số của các sóng phát xạ và các sóng ven. Đại đa số các tính toán số thực hiện trên máy tính điện tử, trong đó các sóng ven được cho dưới dạng (2.21), còn các sóng phát xạ – dưới dạng (2.26), đều cho kết quả phù hợp quan trắc.



Hình 4.24. Sơ đồ tạo thành dòng chảy gián đoạn

Ở ba đồ thị phía trên đường liền nét tương ứng với thời điểm t , đường gạch nối – $t + T/2$. Ở đồ thị dưới dẫn sơ đồ hoàn lưu trong đới ven bờ: đường gạch nối mảnh – mô hình tuyến tính, đường liền nét – mô hình phi tuyến. Điểm chấm chỉ tuyến đổ nhào của sóng gió đi tới (sơ đồ lập theo dữ liệu tính toán [126, 130])

4.9. Địa hình dạng ren (feton), các bãi dạng lưới liềm và những dạng địa hình tuần hoàn khác

Tác động của sóng biển là nhân tố chính hình thành bờ và đới ven bờ. Sóng đồng thời là nhân tố phá hủy và nhân tố xây dựng. Hai quá trình đối ngược liên tục diễn ra ở vùng bờ: 1) sự di chuyển trầm tích ven bờ và sự tích tụ chúng; 2) sự xâm thực – sự phá hủy cơ học bởi sóng biển đối với đá gốc tạo thành bờ và phần ven bờ của đáy biển [32].

Có nhiều sách báo về động lực học đới bờ và địa mạo biển. Những nguyên lý cơ bản của bộ môn này được trình bày trong cuốn chuyên khảo của V. P. Zenkovich [32], những khía cạnh kỹ thuật quan trọng của vấn đề – trong công trình của G. A. Saphianov [87], những vấn đề tương tác sóng và bờ được trình bày trong các cuốn chuyên khảo của W. Baskom [2] và I. O. Leonchev [54] cũng như các tuyển tập chuyên đề [92, 228] v.v... Trong mục này, theo gương công trình [77] sẽ chỉ xem xét một số vấn đề đặc thù liên quan tới những quá trình sóng là đối tượng của nghiên cứu này.

Theo truyền thống người ta cho rằng nhân tố chính quyết định sự hình thành hình thái ven bờ – đó là sóng gió (đặc biệt sóng bão). Thật vậy, hầu như luôn luôn sự xâm thực bờ mạnh mẽ là hệ quả của các trận bão lớn. Khi nhìn thấy những con sóng khổng lồ, đôi khi cao hơn 10 m, tràn tới bờ, thì điều hoàn toàn logic là rút ra kết luận rằng chính chúng dẫn tới sự biến dạng của đới bờ. Tuy nhiên, thời gian gần đây người ta đã nhận ra rằng không hoàn toàn như vậy, rằng các sóng bão chỉ là nguyên nhân gián tiếp của những biến đổi và biến dạng địa hình, còn nguyên nhân trực tiếp của chúng – những chuyển động sóng ngoại trọng lực [129, 199]. Trước hết, điều này là do quá trình đổ nhào sóng làm hạn chế độ cao của

các sóng đi tới từ biển khơi, thành thủ tại bờ $H_s \sim 0^*$. Như đã nhận xét ở trên, sự tăng trưởng độ cao sóng gió tại nơi đổ bộ vào bờ không dẫn tới những biến đổi đáng kể của chúng ở đới sóng đổ, mà chỉ mở rộng bản thân đới này. Đối với các sóng ngoại trọng lực thì không có sự hạn chế này, và về nguyên tắc độ cao của chúng có thể tăng không giới hạn về phía bờ (xem hình 4.8) [117, 189].

Còn một tình huống nữa, theo đó ảnh hưởng tương đối của sóng ngoại trọng lực tăng lên một cách đáng kể (so với sóng gió). Xuất phát từ điều kiện giới hạn rằng gia tốc của dòng chảy ngược dọc đáy nghiêng không thể vượt hơn gia tốc rơi tự do, Munk và Wimbush [61] đã đưa ra chỉ tiêu

$$\zeta_s = \frac{\beta}{\sqrt{R_s / \lambda_0}} = \frac{\beta T}{\sqrt{2\pi R_s / g}} \geq \sqrt{\pi}, \quad (4.95)$$

ở đây β – góc nghiêng đáy, R_s – độ cao mực nước dâng lên của sóng, λ_0 – bước sóng của sóng tới trên nước sâu, T – chu kỳ sóng. Từ (4.95) suy ra rằng

$$R_s \leq \frac{g\beta^2 T^2}{2\pi^2}. \quad (4.96)$$

Đối với bờ nông thoải ($\beta \sim 0,01$) và chu kỳ điển hình của sóng lừng ($T = 10$ s) $R_s \leq 1$ cm, trong khi đó đối với các mạch động vỗ bờ ($T = 120$ s) $R_s \leq 71$ cm; đối với bờ sâu ($\beta > 0,03$) những đại lượng

* Các tường bờ xây và đê chắn dùm để bảo vệ bờ khỏi sóng bão đôi khi dẫn tới hiệu ứng ngược lại: phá hủy sự cân bằng tự nhiên của vật liệu cát và cuội, xuất hiện các hố sâu, kết quả là sự đổ nhào sóng diễn ra ngay tại bờ (tức tại tường bảo vệ hoặc đê), dẫn tới xói luống và đổ nhào các công trình chắn sóng. Ví dụ điển hình về ảnh hưởng tiêu cực của các tường chắn sóng tới động lực bãi – đó là vụ bào mòn tai hại vùng bờ Pitsunda trong thời gian các cơn bão mùa đông năm 1969. Như G. A. Saphianov [87] đã viết, “xây dựng tường chống sóng ở đới đổ nhào là một hành động mạo hiểm và hoàn toàn mâu thuẫn với kết luận của các nhà chuyên môn về bờ biển”.

này tăng lên khoảng một bậc. Từ điều kiện (4.95) suy ra rằng các sóng tiến tới bờ có chu kỳ càng lớn thì chúng càng có thể tạo nên mực dâng sóng ở bờ lớn hơn. Thí nghiệm của Guza và Thornton [189] (xem hình 4.8) đã cho thấy rằng với độ cao bất kỳ của các đi tới $H_s > 30$ cm các sóng ngoại trọng lực ở lân cận bờ áp đảo rõ rệt. Như Holman [198, 203] đã chỉ ra, sự thống trị của các sóng ngoại trọng lực đặc biệt rõ trong thời gian các cơn bão lớn và chính các sóng này trước hết quyết định sự hình thành hình thái bờ.

Một trong những hiện tượng đáng ngạc nhiên ở đới ven bờ – sự tồn tại của những dạng địa hình tuần hoàn đặc biệt. Những cấu trúc tuần hoàn đặc thù như các dải bờ hình ren (festons) hay *các mũi đất dạng bãi đỉnh nhọn* (beach cusps), các ba dạng lưỡi liềm (prescentic bars) và những dạng khác đã được biết từ lâu. Ví dụ, trong cuốn chuyên khảo của Johnson (1919) đã có một chương chuyên về các dạng địa hình đó [219], những vấn đề phân loại và nguồn gốc hình thành của các dạng đã được xem xét trong Lane (1888), Jefferson (1899), Ivans (1941), Conen (1948) v.v... (xem [32, 185, 206, 227]). Mới đây T. Lippmann và R. Holman [239] đã đề xuất một bảng phân loại vạm năng các ba cát biển. Tuy nhiên bản chất của những thành tạo này đến mãi gần đây vẫn còn chưa rõ.

Các dải bờ hình ren có lẽ là ví dụ nổi tiếng nhất về địa hình tuần hoàn. Trên bình đồ chúng có dạng các vũng hình lưỡi liềm và các mũi đất đỉnh nhọn. Kích thước của các mắt ren biến thiên từ một số chục cm đến hàng trăm km [151, 187, 206, 227], nhưng hình dạng của chúng có đặc điểm giữ nguyên đến ngạc nhiên, những nhóm mắt ren lớn xuất hiện hay biến mất thực tế cùng một lúc. Các dải bờ hình ren rất phổ biến ở các vùng bờ của các biển Hắc Hải và Kaspi, ở vùng bờ tây của Kamchatka. Các tác giả V. P. Zenkovich, E. N. Egorov, A. T. Vladimirov, Z. I. Gurieva, V. V. Longinov, G. A. Saphianov và những người khác đã nghiên cứu về chúng [32, 87].

Dolan và Ferm [151] đã đề xuất bảng phân loại các bờ hình ren dựa trên kích thước của chúng: loại “điển hình” – 8–25 m, loại “bão” – 70–120 m, loại “lớn” – 700–1200 m v.v... Tuy nhiên về mặt nguồn gốc phát sinh phân loại này ít có căn cứ, các dải bờ hình ren loại “bão” và loại “điển hình” thực tế không có gì khác nhau ngoài kích thước.

Tác giả đã gặp những dải bờ cát hình ren biểu hiện khá rõ ở vùng bờ Nam Triều Tiên thuộc biển Nhật Bản [77]. Kích thước đặc trưng của chúng bằng khoảng 150 m, tức chúng thuộc loại “bão” theo bảng phân loại của Dolan và Ferm. Tuy nhiên chúng đã được bảo tồn không có biến đổi gì đáng kể ngay cả trong thời tiết hoàn toàn lặng gió.

Người ta đã đưa ra nhiều giả thuyết khác nhau giải thích nguồn gốc của các dải bờ hình ren. Ví dụ, Johnson [219] cho rằng các dải bờ hình ren được hình thành từ những bất đồng đều ngẫu nhiên khởi nguyên của bờ dưới tác động của dòng vỗ bờ. Giả thuyết về nguồn gốc mài mòn của các dạng bờ hình ren là giả thuyết phổ biến nhất (Ivans, Berd, Rivas và nnk.). Một quan điểm ngược lại cho rằng vai trò chính trong sự hình thành các dải bờ hình ren thuộc về các quá trình tích góp dần (Branner, Bagnold, Kunen). Còn có một số quan điểm chung dung khác nhau (Otvos, Gonhitski và nnk.) [32, 187, 292]. Nhược điểm cơ bản của tất cả những lý thuyết này là ở chỗ chúng giải thích rất không thuyết phục về cấu trúc tuần hoàn đều đặn đến ngạc nhiên của các dải bờ hình ren. Với nỗ lực lý giải đặc điểm này của bờ hình ren, Homma, Sonu [206] và Schwartz [299] đã đề xuất rằng các bờ hình ren được tạo thành bởi những di chuyển trầm tích bờ dưới dạng các sóng cát*.

* Theo ý kiến của Guza và Inman [187] ở đây đã lợi dụng sự tương tự với sự tạo thành của các đụn cát trong các hệ thống sông: những bất đồng nhất ban đầu không lớn của bề mặt dưới ảnh hưởng của tác động cộng hưởng của gió tạo

Mặc dù vẻ bên ngoài rất hấp dẫn, sau này người ta thấy rằng giả thiết này khphông có tính vạn năng và không cho phép, chẳng hạn, giải thích sự xuất hiện của bờ hình ren đối với các vùng bờ đá tảng gốc.

Một cách linh cảm các nhà khoa học và chuyên gia nhiều nước khác nhau hiểu rằng vai trò quan trọng nhất trong sự hình thành các dải bờ hình ren thuộc về sóng biển, rằng chúng là kết quả tương tác của các quá trình biển và bờ. Trong một số công trình các tác giả đã thử liên hệ các kích thước không gian của bờ hình ren và biên độ sóng gió.

V. P. Zenkovich đã thực hiện một loạt quan trắc rất tinh tế. Ông đã chú ý tới một thực tế là các dải bờ hình ren được tạo thành với những tập hợp hoàn toàn xác định của độ nghiêng đáy, đặc điểm vật liệu và các yếu tố sóng. Đôi khi hàng tuần liền đường bờ có thể giữ nguyên bằng phẳng, nhưng sau đó bỗng nhiên xuất hiện một tập hợp điều kiện khả dĩ duy nhất và thế là dải bờ hình ren được tạo ra trong một số phút, cứ như tự hiện ra trước mắt chúng ta. Trong đó các nhóm lớn dải bờ xuất hiện và biến mất thực tế đồng thời [32].

Những thành tạo địa hình ngầm ven bờ rất giống với bờ hình ren có tên là “các ba dạng lưỡi liềm”. Chúng tựa như là phản xạ gương của các bờ hình ren: các mũi đất có đỉnh nhọn của bờ hình ren hướng về phía biển, còn các dạng tương tự của các ba – hướng vào phía bờ. Thông thường nhất các ba hình lưỡi liềm gặp thấy trong các vịnh biển và chúng tựa như bao lấy các vịnh, nhưng đôi khi chúng có mặt ở lân cận các bờ thẳng trải dài. Các ba hình lưỡi liềm gặp thấy ở rất nhiều vùng ven bờ khác nhau của Đại dương Thế giới (vùng bờ Đại Tây Dương của nước Mỹ, vùng bờ các biển

thành các hệ thống đụn cát, đôi khi đạt tới kích thước khổng lồ. Đối với các dải bờ hình ren các dòng dọc bờ có thể đóng vai trò của gió.

Địa Trung Hải, Nhật Bản, Hắc Hải...), nhưng hầu bao giờ như ở những nơi đó quy mô của dao động thủy triều cũng không lớn [131, 206]. Như Homma và Sonu [206] nhận xét, trong một số trường hợp riêng biệt có thể gặp thấy nhiều hệ thống ba phân bố ở những khoảng cách khác nhau kể từ bờ.

Lý thuyết tương đối phổ biến là lý thuyết cho rằng những dạng địa hình này xuất hiện dưới tác động của các dòng chảy đứt đoạn, những dòng chảy này cũng có cấu trúc tuần hoàn rõ nét (xem hình 4.23). Ví dụ, P. Komar [227] chỉ rõ rằng các dòng chảy đứt đoạn là nguyên nhân chính của những cấu trúc tuần hoàn của địa hình ven bờ. Tuy nhiên, bằng nấp hưởng của các dòng chảy đứt đoạn khó giải thích được sự đa dạng về quy mô của những dạng địa hình đó.

Đến cuối những năm 60 đã tích lũy được nhiều tài liệu quan trắc về sự biến đổi của địa hình. Với nhiều nhà nghiên cứu đã trở nên sáng tỏ rằng những thành tạo tuần hoàn ở trên bờ và lân cận bờ có liên hệ với một quá trình sóng nào đó thể hiện một cách có tính chu kỳ ở đới ven bờ. Và xuất hiện giả thuyết rằng quá trình đó là các sóng ven ngoài trọng lực.

Các dòng chảy liên quan tới sóng ven tạo thành một hệ thống xoáy luân phiên nhau; cường độ của các dòng chảy yếu dần khi xa dần khỏi bờ. Chỉ cần so sánh sơ đồ các dòng chảy này (hình 4.25) và các dạng địa hình ven bờ có thể hiểu rằng các hiện tượng đó liên quan mật thiết với nhau. Những thí nghiệm trong phòng thí nghiệm của Galvin (1965), Harris (1967), Bowen và Inman (1969) [131] đã cho thấy rằng các sóng ven được tạo thành khi sóng gió tiến vào vùng nền đáy nghiêng gần bờ sẽ dẫn tới sự bào mòn nền đó, tích cực di chuyển vật liệu trầm tích và bằng cách đó về nguyên tắc có thể sinh ra những dạng địa hình có tính tuần hoàn khác

nhau ở đối ven bờ.

Xuất phát từ những lập luận chung này Bowen, Inman [131] và Guza, Inman [187] đã xây dựng các mô hình lý thuyết phát sinh các ba hình lưới liềm và bờ hình ren tương ứng. Các tính toán của họ và dữ liệu mô hình hóa trong phòng thí nghiệm chứng tỏ rằng những thành tạo cấu trúc này có một nguồn hình thành chung – các sóng ven đứng.

Theo ý kiến của Bowen và Inman [131], các ba hình lưới liềm được tạo thành do kết quả lắng đọng vật liệu lơ lửng ở một khoảng cách nào đó cách bờ, nơi tốc độ quỹ đạo của các phân tử (theo một mô hình khác của họ, đó là tốc độ vận chuyển sóng) nhỏ hơn một giá trị tối hạn nào đó u_t . Xuất phát từ mô hình của Eckart (xem mục 2.2) có tính tới (2.12), (2.13) và (2.21), mô đun tốc độ của các phân tử đối với hài sóng ven bậc không, bậc một và bậc hai có thể biểu diễn dưới dạng

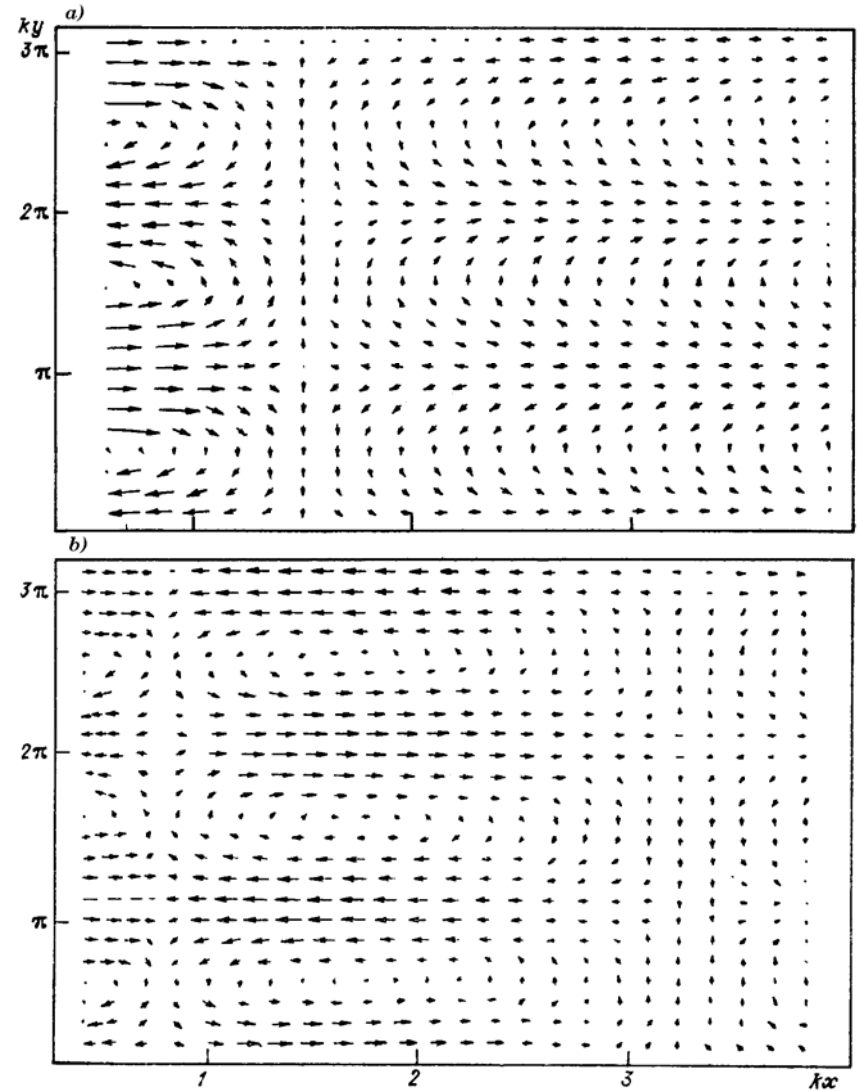
$$|\bar{u}_0(x, y)| = (u_0^2 + v_0^2)^{1/2} = A_0(gk/\omega) \exp(-kx); \quad (4.97a)$$

$$|\bar{u}_1(x, y)| = (u_1^2 + v_1^2)^{1/2} =$$

$$A_1(gk/\omega) \left\{ k^2(x+1)^2 - [1 - 2k(x+1)] \sin^2(ky) \right\}^{1/2} \exp(-kx); \quad (4.97b)$$

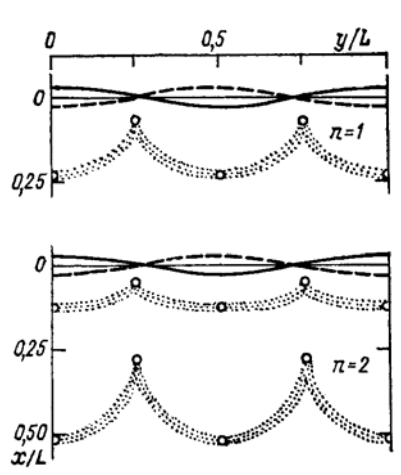
$$|\bar{u}_2(x, y)| = (u_2^2 + v_2^2)^{1/2} =$$

$$= A_2(gk/\omega) \left\{ k^2(x^2 - 4x + 2) + 4(x-2) \times \right. \\ \left. \times [x - 2 - k(x^2 - 4x + 2)] \sin^2(ky) \right\} \exp(-kx). \quad (4.97)$$



Hình 4.25. Sơ đồ hoàn lưu ven bờ của các hài sóng ven bậc một (a) và hai (b)

Phân bố tốc độ đối với các hài thứ nhất và thứ hai được dẫn trên hình 4.25. Thấy rõ rằng những điểm nơi $|\bar{u}| < u_i$, phân bố ở trong đới bao quanh đường $|\bar{u}| = 0$. Đối với hài bậc không – đó là vùng với ranh giới hình chữ nhật bằng phẳng phân bố ở một khoảng nào đó cách bờ, đối với các hài bậc cao hơn – đó là các cung hình lưỡi liềm tuần hoàn, số lượng các cung đó tương ứng với số hiệu của hài (hình 4.26). Tuy nhiên, như các thí nghiệm trong phòng thí nghiệm đã cho thấy, thực tế không thể hiện thực hóa tình huống để trong đó đối với một hài nào đó tồn tại ổn định một số hệ thống ba: các sóng đủ mạnh để làm phát sinh ba ở phía bên ngoài thường dẫn tới phá hủy ba ở phía bên trong.



Hình 4.26. Biểu diễn bằng sơ đồ sự tạo thành hệ thống ba hình lưỡi liềm bởi các hài sóng ven bậc một và bậc hai (từ [131])

Công trình của Bowen và Inman [131] đã cho phép giải thích bản chất của các ba hình lưỡi liềm, cũng giống như công trình trước đó của các ông [130], trong đó đề xuất mô hình phát sinh các

dòng chảy đứt đoạn, đã kích thích làm tăng mạnh sự quan tâm tới các sóng ven. Ngay sau đó Guza và Inman [187] đã xây dựng một mô hình hình thành các bờ hình ren, trong đó vai trò quan trọng thuộc về sự tương tác của các sóng ven đứng và các sóng đi tới (sóng phát xạ). Tùy thuộc vào đặc điểm của bờ, như các tác giả giả thiết, có thể tồn tại ít nhất hai kiểu bờ hình ren nguồn gốc phát sinh khác nhau: các bờ hình ren *kiểu phản xạ*, liên quan tới sự phản xạ sóng từ bờ sâu hình tròn, và *kiểu tiêu tán*, được phát sinh tại các bờ có sự đổ nhào sóng thể hiện rõ và có các nhân hoàn lưu ven bờ phát triển (đặc trưng cho các bờ nước nông). Sự chú ý đặc biệt trong công trình [187] đã giành cho việc khảo sát và mô hình hóa trong phòng thí nghiệm về các bờ hình ren kiểu phản xạ, như người ta đã tìm hiểu được, chúng được hình thành hoặc là bởi các sóng ven tựa điều hòa (có chu kỳ gấp đôi chu kỳ của sóng tới) của hài bậc không, hoặc là bởi các sóng ven đồng bộ (với các chu kỳ của sóng tới) của một trong các hài bậc thấp.

Sự nghiên cứu tương tự về cơ chế phát sinh các bờ hình ren mà Guza, Bowen [185] và Sallenger [292] thực hiện đã khẳng định về cơ bản các kết luận của Guza và Inman. Nhìn chung lý thuyết các sóng ven đã cho phép giải thích nhiều đặc điểm cấu trúc thực và sự biến động của các bờ hình ren, chẳng hạn như những đặc điểm mà V. P. Zenkovich [32] đã nêu. Trên thực tế, để tạo thành các sóng ven đứng cần một tập hợp khá hiếm (tập hợp cộng hưởng) các điều kiện bên ngoài, hơn nữa tập hợp đó là riêng đối với mỗi vùng (xem [127, 172]). Đương nhiên, sự biến đổi của các điều kiện đó sẽ dẫn tới biến mất các sóng ven và tương ứng, phá hủy các bờ hình ren mà chúng đã tạo nên. Đồng thời, nhờ mất mát năng lượng nhỏ, nên các sóng ven sau khi đã xuất hiện có thể tồn tại một thời gian khá dài (nếu không có những điều kiện phá hủy chúng), vì vậy thường các bờ hình ren được bảo tồn ổn định nhiều ngày. Nguyên nhân của sự phân hóa lớn của các bờ hình ren về quy mô

không gian (xem [151]) cũng trở nên sáng rõ: các bờ hình ren cỡ nhỏ (1–15 m) liên quan với các sóng ven được gây bởi sự phản xạ trực tiếp của sóng gió từ bờ; các bờ hình ren lớn hơn (20–150 m) – với tác động của sóng lừng; các bờ hình ren lớn (300–2000 m) – với cấu trúc nhóm của sóng lừng và sự tạo thành các sóng ngoại trọng lực; cuối cùng, các bờ hình ren (hay như người ta thường gọi là “các bờ tuần hoàn” – shore rhythms) với kích thước 10–100 km – với các sóng ven gây bởi những nhiễu động khí quyển.

Cả những tính toán lý thuyết lẫn những thực nghiệm trong phòng thí nghiệm đều chứng minh một cách thuyết phục mối liên hệ của các bờ hình ren và những dạng địa hình tuần hoàn khác với các sóng ven. Tuy nhiên một thời gian dài người ta không có được những khẳng định thực địa trực tiếp về mối liên hệ này. Cuối cùng, D. Huntley (người mà R. Holman [199] đã gọi là “người đi kiếm sóng ven may mắn nhất”, ý nói những quan trắc của ông đã được mô tả trong mục 4.4) và A. Bowen [213] đã thực hiện được những quan trắc như vậy. Khi tiến hành đo ở vùng bờ Đại Tây Dương gần bán đảo New Scotland (Canada), họ đã ghi được các sóng ven với chu kỳ 13,8 s và bước sóng 12,0 m (hài bậc không) gây nên bởi sóng gió mạnh với chu kỳ nhỏ bằng một nửa (6,9 s). Ngay sau đó đã tạo thành những đoạn bờ hình ren với kích thước không gian đặc trưng bằng 12,7 m.

Trong công trình [201] Holman và Bowen đã khái quát hóa các kết quả của những nghiên cứu trước đây về ảnh hưởng của các chuyển động sóng tới sự hình thành những dạng địa hình tuần hoàn. Họ đã chỉ ra rằng một sóng ven tiến riêng biệt chỉ hình thành một hệ thống các ba tuyến tính song song với đường bờ, số lượng các ba được xác định bằng số hiệu của hài tương ứng (trước đây A. Short [305] đã nghiên cứu vấn đề này). Hai hài bất kỳ cùng tần số do kết quả tương tác với nhau tạo thành các hệ thống tuần hoàn phức tạp của các dòng chảy trôi và do đó hình thành nên

những cấu trúc tuần hoàn đều đặn. Trong trường hợp riêng, khi các số sóng dọc bờ của chúng (k_1, k_2) tạo thành các sóng ven đứng, chúng sinh ra những dạng địa hình đối xứng như các bờ hình ren hay các ba hình lưỡi liềm. Khi $k_1 \neq k_2$ các cấu trúc có thể có dạng tuần hoàn phức tạp hơn. Cần nhấn mạnh rằng sự tồn tại đồng thời của các sóng với k khác nhau, nhưng cùng một tần số – đó không phải là hiện tượng không có, mà hoàn toàn bình thường. Chẳng hạn, nó có thể liên quan với sự hiện diện của phổ góc của các sóng tới (sóng lừng) đã tạo thành các sóng ven (xem hình 4.13). Tuy nhiên, để cho các cấu trúc địa hình tuần hoàn có tính chất dừng, cần phải làm sao để các sóng ven gây nên chúng hiệp biến với nhau (tức phải bảo tồn sự không đổi pha giữa các sóng). Nếu như các pha là hoàn toàn ngẫu nhiên (điều này thường được giả thiết trong lý thuyết phổ), thì những dạng địa hình đã được tạo thành do kết quả tương tác giữa chúng sẽ nhanh chóng biến mất.

Tổng kết các tính toán đã thực hiện, Holman và Bowen [201] rút ra kết luận rằng hai hài sóng ven cùng một tần số có thể sinh ra ba kiểu dạng địa hình tuần hoàn khác nhau: 1) các ba tuyến tính, song song bờ (nếu các hài không hiệp biến hay một trong số các hài áp đảo rõ rệt); 2) các thành tạo tuần hoàn tại bờ và các ba tuyến tính ở vùng ven bờ (hiệp biến yếu giữa các hài); 3) các dạng địa hình ổn định rất tuần hoàn (hiệp biến cao). Ví dụ rõ nét nhất về các dạng cuối cùng là các ba hình lưỡi liềm, nhưng các sóng hiệp biến cao còn có thể tạo thành những thành tạo tuần hoàn phức tạp khác. Khi tương tác ba hài hay nhiều hơn, thì các dạng địa hình tạo thành có thể có đặc điểm rất phức tạp.

Dolan và cộng sự [153] đã thực hiện một công trình rất đáng tò mò. Họ đã tính toán các đặc trưng phổ không gian – thời gian của địa hình trên khu vực giữa các mũi đất Gatteras và Lookout (vùng bờ Đại Tây Dương của nước Mỹ) trong 40 năm và đối sánh chúng với các đặc trưng phổ của sóng ven. Sự trùng hợp tỏ ra khá

cao. Tuy nhiên các kết quả của họ không cho phép rút ra một kết luận đơn trị rằng nhân tố chính hình thành nên những đặc điểm địa hình đó là các sóng ven. Đôi khi cũng có thể có quá trình ngược lại, khi những bất đồng nhất của đường bờ hay địa hình đáy có tác động cộng hưởng tới sự phát sinh các sóng ven (xem [44, 170]).

Nhìn chung sự tương tác của các sóng ven (và các kiểu sóng khác) và địa hình không phải là một quá trình tầm thường. Như trong mục này đã cho thấy, các bờ hình ren, các ba và những dạng địa hình khác được tạo thành dưới tác động của sóng ven. Nhưng sau khi đã xuất hiện, đến lượt mình chúng bắt đầu ảnh hưởng tới trường sóng, làm biến đổi các đặc trưng của nó, và kết cục có thể dẫn tới sự phá hủy bản thân các dạng địa hình đó. Có lẽ, các dạng địa hình ven bờ tuần hoàn cũng như các dạng khác là kết quả của sự cân bằng động giữa các quá trình mài mòn và tích tụ liên quan với tác động của sóng biển. Sự phá hủy cân bằng đó dưới tác động của những nguyên nhân tự nhiên hay nhân tạo nào đó sẽ dẫn tới sự biến dạng nhanh của địa hình.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

1. Багрянцев В. И. и др. Измерение длинных волн в открытом океане. В сб. Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1980. С. 11-27.
2. Баском В. Волны и пляжи. Пер. с англ. Л: Гидрометеиздат, 1966. 280 с.
3. Бондаренко А. Л. Дистанционный регистратор долгопериодных волн. Тр. НИИГМП. 1968. Вып. 20. С. 40-51.
4. Бондаренко А. Л. О явлении тягуна. Метеорология и гидрология. 1972. № 7. С. 71-80.
5. Бондаренко А. Л., Бычков В. С. Морские барические волны. Метеорология и гидрология. 1983. № 6. С. 86-91.
6. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. Пер. с англ. М: Мир, 1988. 324 с.
7. Бычков В. С., Дуванин А. И., Лейбо А. Б., Монахов А. В. Эволюция морских барических волн во времени. Вестник МГУ, сер. геогр. 1972. № 1. С. 99-101.
8. Бычков В. С., Лейбо А. Б., Скирко Н. Е. О связи длиннопериодных волн с ветровым волнением. Изв. АН СССР, ФАО. 1970. Т. 6. № 8. С. 827-831.
9. Бычков В. С., Стрекалов С. С. Морские нерегулярные волны. М: Наука, 1971. 132 с.
10. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. М: Мир, 1986, 181 с.

11. Ветер, волны и морские порты. Л: Гидрометеиздат, 1986. 264 с.
12. Вольцингер Н. Е., Клеванный К. А., Пелиновский Е. Н. Длинно-волновая динамика прибрежной зоны. Л: Гидрометеиздат, 1989. 271 с.
13. Герман В. Х., Левиков С. П. Вероятностный анализ и моделирование колебаний уровня моря. Л: Гидрометеиздат, 1988. 231 с.
14. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. Т. 1, 2. Пер. с англ. М: Мир, 1986. Т. 1, 397 с., Т. 2, 415 с.
15. Голицын Г. С. О временном спектре микропульсаций атмосферного давления. Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1964. № 8. С. 1253-1258.
16. Горелик Г. С. Колебания и волны. М: Физматгиз, 1959, 572 с.
17. Госсард Э. Э., Хук У. Х. Волны в атмосфере. Пер. с англ. М: Мир, 1978. 532 с.
18. Григоркина Р. Г., Фукс В. Р. Воздействие тайфунов на океан. Л: Гидрометеиздат, 1986. 243 с.
19. Давидан И. Н., Лопатухин А. Н., Рожков В. А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л: Гидрометеиздат, 1985. 256 с.
20. Джумагалиев В. А., Рабинович А. Б., Файн И. В. Теоретическая и экспериментальная оценка передаточных особенностей Малокурильской бухты, о. Шикотан. Изв. АН СССР, ФАО. 1993. Т. 29.
21. Диасамидзе И. Х. Условия возникновения и прогноз тягуна (на примере Батумского морского порта). Дис. канд. геогр. наук. М: Гидрометцентр, СССР. 1973.
22. Дитрих Г., Калле К. Общее мореведение. Пер. с нем. Л: Гидрометеиздат, 1961. 461 с.
23. Дыхан Б. Д. и др. Первая регистрация цунами в открытом океане. Докл. АН СССР. 1981. Т. 257. № 5. С. 1088-1092.
24. Ефимов В. В. Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. Киев: Наукова думка, 1981. 255 с.

25. Ефимов В. В., Куликов Е. А. Применение методов адаптивной оценки пространственно-временных спектров к анализу захваченных волн. Изв. АН СССР, ФАО. 1978. Т. 14. № 7. С. 748-756.
26. Ефимов В. В., Куликов Е. А., Лаппо С. С., Соловьев С. Л. Краевые волны в северо-западной части Тихого океана. Изв. АН СССР, ФАО. 1978. Т. 14. № 3. С. 318-327.
27. Ефимов В. В., Куликов Е. А., Рабинович А. Б., Файн И. В. Волны в пограничных областях океана. Л: Гидрометеиздат, 1985. 280 с.
28. Ефимов В. В., Соловьев Ю. П. Низкочастотные колебания уровня моря и групповая структура ветровых волн. Изв. АН СССР, ФАО - 1984. Т. 20. № 10. С. 985-994.
29. Жак В. М., Великанов А. М., Сапожников И. Н. Дистанционный регистратор уровня моря. В сб. Волны цунами. Труды Сах-КНИИ. 1972. Вып. 29. С. 189-195.
30. Жак В. М., Куликов Е. А. Анализ распространения длинных волн на шельфе северной части Курильской гряды. Метеорология и гидрология. 1978. № 6. С. 51-55.
31. Жак В. М., Соловьев С. Л. Дистанционная регистрация слабых волн типа цунами на шельфе Курильских островов. Докл. АН СССР. 1971. Т. 198. № 4. С. 816-817.
32. Зенкович В. П. Основы учения о развитии морских берегов. М: Изд. АН СССР, 1962. 710 с.
33. Зотин М. И. Современные методы и приборы измерения уровня моря. Обнинск: ВНИИГМИ-МЦД, 1982. 40 с.
34. Иванов Р. Н. Волновой и дрейфовый нагон в море. Изв. АН СССР, ФАО. 1965. Т. 1, № 1. С. 94-108.
35. Кадзура К. Направленность излучения энергии цунами, возбуж-

- денного вблизи континентального шельфа. В сб. Волны цунами. Труды Сах-КНИИ. 1973. Вып. 32. С. 5-26.
36. Ковалев П. Д. Особенности флуктуаций поля скорости течения в диапазоне частот 0,1-10 цикл/ч. В сб. Нестационарные длинноволновые процессы на шельфе Курильских островов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1984. С. 116-120.
 37. Ковалев П. Д., Рабинович А. Б., Ковбасюк В. В. Гидрофизический эксперимент на юго-западном шельфе Камчатки (КАМ-ШЕЛ-87). Океанология. 1989. Т. 28, № 5. С. 738-744.
 38. Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Дугинов Б. А. Физическая модель формирования длиннопериодных колебаний в поле ветровых волн. Труды Союзморниипроект. 1979. Вып. 52. С. 52-65.
 39. Крылов Ю. М., Стрекалов С. С., Цыплухин В. Ф. Ветровые волны и их воздействие на сооружения. Л: Гидрометеиздат, 1976. 256 с.
 40. Куликов Е. А. Регистрация уровня океана и прогноз цунами. Метеорология и гидрология. 1990. № 6. С. 75-82.
 41. Куликов Е. А., Павленко В. Г., Лаппо С. С., Рабинович А. Б. Вторая советско-американская экспедиция по изучению цунами в открытом океане. Океанология. 1979. Т. 19, № 2. С. 357-359.
 42. Куликов Е. А., Пул С. Л., Рабинович А. Б. Спектр длинных волн в открытом океане и радиационные приливы. В сб. Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1980. С. 28-38.
 43. Куликов Е. А., Шевченко Г. В. Генерация длинных волн флуктуациями атмосферного давления в полуограниченном океане. В сб. Нестационарные длинноволновые процессы на шельфе Курильских островов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1984. С. 15-18.
 44. Куликов Е. А., Шевченко Г. В. Возбуждение краевых волн при взаимодействии движущегося метеоприлива со статистически неоднородной береговой границей. В сб. Теоретические и экспериментальные исследования длинноволновых процессов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 20-27.
 45. Куличков С. Н. О распространении волн Лэмба в атмосфере вдоль земной поверхности. Изв. АН СССР, ФАО. Т. 23, № 12. С. 1251-1262.
 46. Лабзовский Н. А. Непериодические колебания уровня моря. Л: Гидрометеиздат, 1971. 237 с.
 47. Ламб Г. Гидродинамика. Пер. с англ. Л: ГИТТЛ, 1947. 928 с.
 48. Лаппо С. С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. М: Наука, 1979. 181 с.
 49. Лаппо С. С., Соловьев С. Л. Первая советско-американская экспедиция по изучению цунами в открытом океане. Океанология. 1976. Т. 16, № 4. С. 718-719.
 50. Лебедев В. Г., Мытарев А. И., Рабинович Б. И., Чурилов Г. А. Экспериментальная проверка математической модели космического аппарата с внутриабаковыми демпфирующими устройствами, учитывающими завихренность жидкости. Космические исследования. 1991. Т. 28. № 4. С. 521-530.
 51. ЛеБлон П., Майсек Л. Волны в океане. Т. 1, 2. Пер. с англ. М: Мир, 1981. Т. 1. 480 с., Т. 2. 356 с.
 52. Левиков С. П., Привальский В. Е. О спектре нерегулярных колебаний уровня моря и его зависимости от спектров атмосферного давления и касательного напряжения ветра. Изв. АН СССР, ФАО. 1972. Т. 8, № 1. С. 79-86.
 53. Леонтьев И. О. О возможности прогноза волнового нагона в прибойной зоне с произвольным профилем дна. Океанология. 1980. Т. 20, № 2. С. 290-299.

54. Леонтьев И. О. Динамика прибойной зоны. М: ИОАН СССР, 1989. 184 с.
55. Лихачева О. Н. Вынужденные колебания уровня у берегов Курильской гряды в синоптическом диапазоне частот. Океанология. 1984. № 2. С. 245-250.
56. Лихачева О. Н., Рабинович А. Б. Сезонные и синоптические колебания уровня океана в Северо-Курильске. В сб. Нестационарные длинноволновые процессы на шельфе Курильских островов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1984. С. 116-120.
57. Лихачева О. Н., Рабинович А. Б. Оценка связанности пространственных и временных масштабов атмосферных процессов в энергоактивных зонах Мирового океана. В кн. Комплексный глобальный мониторинг Мирового океана. Труды I Международного симпозиума. Т. 3. Л: Гидрометеиздат, 1985. С. 329-338.
58. Лихачева О. Н., Рабинович А. Б. Реакция уровня океана на колебания атмосферного давления в районе Курильской гряды. Океанология. Т. 26, № 6. С 931, деп. ВИНТИ, № 2585-В86. 18 с.
59. Лихачева О. Н., Рабинович А. Б., Файн А. В. Анализ поля атмосферного давления над Охотским морем и северо-западной частью Тихого океана. В сб. Теоретические и экспериментальные исследования длинноволновых процессов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 144-157.
60. Лызлов И. Изучение явления тягуна в портах Черного моря. Морской флот. 1960. 10. С. 19-20.
61. Манк У., Вимбуш М. Простой критерий разрушения волн на береговом склоне. Океанология. 1969. Т. 9, № 1. С. 71-75.
62. Марамзин В. Я. Расчет сейшевых колебаний методом конечных элементов в бассейнах произвольной формы. В сб. Теоретические и экспериментальные исследования длинноволновых процессов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 104-114.

63. Матушевский Г. В. Радиационное напряжение (волновой напор) и средний волновой уровень нерегулярных трехмерных волн в прибрежной зоне. Изв. АН СССР, ФАО. 1975. Т. 11, № 1. С. 75-82.
64. Методическое пособие по составлению прогноза тягуна. Л: Гидрометеиздат, 1980. 61 с.
65. Микишев Г. Н., Рабинович Б. И. Динамика твердого тела с полостями, частично заполненными жидкостью. М: Машиностроение, 1968- 532 с.
66. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л: Гидрометеиздат, 1981. 320 с.
67. Мурти Т. С. Сейсмические морские волны цунами. Пер. с англ. Л: Гидрометеиздат, 1981. 447 с.
68. Никифоров Е. Г. О процессе ветрового волнения. ЛВТУ. Ученые записки. 1955. Вып. 1. С. 57-70.
69. Пасечник И. П., Федосеенко Н. Е. Электродявмический микробарограф с гальванометрической регистрацией. Изв. АН СССР, сер. геофиз. 1958. № 1. С. 121-130.
70. Педлоски Д. Ж. Геофизическая гидродинамика. Пер. с англ. М: Мир, 1984. Т. 1. 400 с.
71. Пелиновский Е. Н. Распространение волн в статистически неоднородном океане. В сб. Нелинейные волны. М: Наука, 1979. С. 331-355.
72. Пелиновский Е. Н. Нелинейная динамика волн цунами. Горький: ИПФ АН СССР, 1982. 226 с.
73. Погосоз С. Длинные волны и безопасность судна. Морской флот. 1971. № 10. С. 21-22.
74. Поплавский А. А., Куликов Е. А., Поплавская Л. Н. Методы и алгоритмы автоматизированного прогноза цунами. М: Наука, 1988. 128 с.
75. Праудмэн Дж. Динамическая океанография. М: Изд. Иностран. лит.,

1957. 418 с.

76. Рабинович А. Б. О влиянии завихренности жидкости на длинноволновые движения в гаванях. Докл. АН. 1992. Т. 325. № 3. С. 597-601.
77. Рабинович А. Б. Фестоны и бары: природа и особенности образования. Вестник ДВО. 1992. № 3, 4 (43-44). С. 71-79.
78. Рабинович А. Б., Левянт А. С. Влияние сейшевых колебаний на формирование спектра длинных волн у побережья Южных Курил. Океанология. 1992. Т. 32. № 1. С. 29-38.
79. Рабинович А. Б., Соколова С. Б. Использование множественной регрессии для анализа колебаний уровня океана в районе Курильской гряды. В сб. Теоретические и экспериментальные исследования длинноволновых процессов. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1985. С. 158-168.
80. Рабинович А. Б., Шевченко Г. В. О двухтактном механизме диссипации приливной энергии в океане. Докл. АН СССР 1984. Т. 276, № 6. С. 1470-1473.
81. Рабинович Б. И., Левянт А. С. Численное решение задачи расчета сейш на основе RT -алгоритма конформного отображения. В сб. Природные катастрофы и стихийные бедствия в Дальневосточном регионе. Владивосток. ДВО АН СССР, 1990. С. 328-342.
82. Рабинович Б. И., Тюрин Ю. В. Об одном рекуррентном численном методе конформного отображения. Докл. АН СССР. 1983. Т. 272, № 3. С. 532-535.
83. Рабинович Б. И., Тюрин Ю. В. Рекуррентный численный метод конформного отображения двусвязных областей на круговое кольцо. Докл. АН СССР. Т. 272, № 4. С. 795-798.
84. Райхлен Ф. Резонанс гавани. Пер. с англ. В кн. Гидродинамика береговой зоны и эстуариев. Л., 1970. С. 114-166.
85. Рождественский А. В. Длинноволновый „шум”, генерируемый

тайфуном в океане. В сб. Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1980. С. 76-79.

86. Рыбка В. Г., Иваненко Э. В. Трансформация одномерного частотного спектра в зоне прибоя. В сб. Натурные и экспериментальные исследования в области морской берегозащиты. М., ВНИИТС. 1984. С. 88-101.
87. Сафьянов Г. А. Инженерно-геоморфологические исследования на берегах морей. Изд. МГУ. 1987. 149 с.
88. Соловьев С. Л., Го Ч. Н. Каталог цунами на западном побережье Тихого океана. М: Наука, 1974. 310 с.
89. Стась И. И. Мареограф открытого моря. Тр. МГИ АН СССР. 1962. Вып. 26. С. 70-73.
90. Стрекалов С. С., Бычков В. С., Лейбо А. Б. Воздействие морских длинопериодных волн на акваторию порта Туапсе. Труды Союзморниипроект. 1969. Т. 27 (33). С. 88-95.
91. Стрекалов С. С., Дугинов Б. А. Метод расчета сейшевых колебаний, вызывающих явление „тягула” в порту. Труды Союзморниипроект. 1979. Вып. 52. С. 84-92.
92. Теоретические проблемы развития морских берегов. М: Наука, 1989.
93. Усенков М. М. Исследование условий возникновения явления тягуна в морских портах и возможности борьбы с ним. Дис. канд. техн. наук. Л: ЛГМИ, 1975.
94. Файн И. В. Расчет захваченных волн для района Курильской гряды. В сб. Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток ДВНЦ АН СССР, 1980. С. 87-92.
95. Файн И. В. Частотные свойства Курильского шельфа. В сб. Генерация цунами и выход волн на берег. М: Радио и связь. 1984. С. 80-83.
96. Физика океана. Т. 1: Гидрофизика океана. Т. 2: Гидродинамика

океана. М: Наука, 1978.

97. Филатов Н. Т. Мареографы открытого моря. Обнинск: ВНИИ-ГМИ-МЦД, сер. Автоматизация сбора и обработки гидрометеорологической информации. 1978. 28 с.
98. Харви Р., Витусек М., Шинмото Д., Константинов Ф. И. Аппаратура, использованная в советско-американском рейсе. В сб. Гидрофизические исследования океана. Владивосток: ДВНЦ АН СССР, 1977- С. 50-58.
99. Черкесов Л. В. Поверхностные и внутренние волны. Киев: Наукова думка, 1973. 247 с.
100. Шевченко Г. В. Генерация длинных волн движущейся барической депрессией в океане со статически неоднородным дном. Препринт Сах-КНИИ ДВНЦ АН СССР, Южно-Сахалинск. 1982. 9 с.
101. Шепдерович И. М. Регистраторы длинных океанских волн. Метеорология и гидрология. 1960. № 9. С. 41-44.
102. Шендерович И. М. Аппаратура для изучения волн цунами. Л: Гидрометеоздат, 1977. 86 с.
103. Шулейкин В. В. Физика моря. М: Наука, 1968. 1083 с.
104. Яковлев В. В. Воздействие цунами на вертикальные цилиндрические преграды. В сб. Накат цунами на берег. Горький: ИПФ АН СССР, 1985. С. 148-170.
105. Ярошня Р. А. Исследование собственных колебаний уровня бухт Курило-Камчатского побережья. В сб. Теоретические и экспериментальные исследования по проблеме цунами. М: Наука, 1977. С. 153-164.
106. Aida I. Water level oscillations on the continental shelf in the vicinity of Miyagi-Enoshima. Bull. Earth Res. Inst. 1967. Vol. 45. Pt. I. P. 61-78.
107. Aida I., Date D., Koyama M. On the characteristics of long-period fluctuations of the water level observed at Miyagi-Enoshima. Bull. Earth Res. Inst. 1970. Vol. 48. Pt. 5. P. 983-997 (in Japanese).
108. Aida I., Date D., Sakashita S., Koyama M. The new tsunami recorders (ERI-V) at the Enoshima and the Izu-Oshima Tsunami Observatories. Bull. Earth. Res. Inst. 1981. Vol. 56, Pt. 3. P. 571-585 (in Japanese).
109. Aida I., Hatori T., Koyama M., Nagashima H., Kajjura K. Long-period wave in the vicinity of Onagawa Bay. I. Field measurement in Onagawa and Olsachi Bays. J. Oceanogr. Soc. Japan. 1972. Vol. 28. N. 5. P. 207-219.
110. Aida I., Koyama M., Hashimoto M. Observations of water surface level in the vicinity of the mouths of Onagawa and Olcachi Bays. Bull. Earth Res. Inst. 1985. Vol. 60. Pt. 2. P. 135-146 (in Japanese).
111. Akamatsu H. On seiches in Nagasaki Bay. Pap. Meteor. Geophys. 1982. Vol 33. N 2, P. 95-115 (in Japanese).
112. Akylas T. R. Large-scale modulations of edge waves. J. Fluid Mech. 1983. Vol 132. P. 197-208.
113. An intercomparison of open sea tidal pressure sensors. UNESCO Techn. Papers in Mar. Sci. 1975. N. 21, 67 p.
114. Aubrey D. G. Our dynamic coastline. Oceans. 1980. Vol. 23. N. 4.
115. Ball F. K. Edge waves in the ocean of finite depth. Deep-Sea Res., 1967. Vol. 14. P. 179-188.
116. Battjes J. A. Surf similarity. Proc. 14th Coastal Eng. Conf. Copenhagen, 1974. P. 466-480.
117. Battjes J. A. Surf-zone dynamics. Annual Rev. Fluid Mech. 1988 -Vol. 20. P. 257-293.
118. Bandou T., Mitsuyasu H., Kusaba T. An experimental study on wind waves and low frequency oscillations of water surface. Reports Res. Inst. Appl. Mech. 1986. Vol. 33. N 101. P. 13-32.
119. Bauer B. O. Assessing the relative energetic of „infragravity” motions in lakes and bays. J. Coastal Res. 1990. Vol 6. N 4. P. 853-864.
120. Beardsley R. C., Mofjeld H., Wimbush M. et al. Ocean tides and weather-induced bottom pressure fluctuations in the Middle Atlantic

- Bight. *J. Geophys. Res.* 1977. Vol 82. N 21. P. 3175-3182.
121. Bell T. H. Topographically generated internal waves in the open ocean. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80. N 3. P 320-327.
122. Bernard E. N., Milburn H. B. Long wave observations near the Galapagos Islands. *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90. N C2. P. 3361-3366.
123. Biesel F. Equations generales au second order de la houle irreguliere. *La Houille Blanche.* 1952. Vol. 7. P. 372-376.
124. Botes W. A. M., Russell K. S., Huizinga P. Resonance in South African harbours. *Proc. 18th Coastal Eng. Conf., Cape Town.* 1982. P. 439-453.
125. Botes W. A. M., Russell K. S., Huizinga P. Model harbour seiching compared to prototype data. *Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston.* 1984. P. 846-857.
126. Bowen A. J. Rip currents. 1. Theoretical investigations. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74. N 23. P. 5467-5478.
127. Bowen A. J., Guza R. T. Edge waves and surf beat. *J. Geophys. Res.* 1978. Vol. 83. N C4. P. 1913-1920.
128. Bowen A. J., Holman R. A. Shear instabilities of the mean long-shore current. 1. Theory. *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94, N C12. P. 18023-18030.
129. Bowen A. J., Huntley D. A. Waves, long waves and nearshore morphology. *Marine Geology.* 1984. Vol. 60. V 1/4. P. 1-13.
130. Bowen A. J., Inman D. L. Rip currents. 2. Laboratory and field observations. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol. 74. N 23. P. 5479. 5490.
131. Bowen A. J., Inman D. L. Edge waves crescentic bars. *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 76. N 36. P. 8662-8671.
132. Bowen A. J., Inman D. L., Simmons V. P. Wave set-down and set-up. *J. Geophys. Res.* 1968. Vol. 73. N 8. P. 2569-2577.
133. Bowers E. C. The modelling of waves and their effects in harbors. In *Hydraulic Modelling in Maritime Engineering.* London: Thomas Telford Ltd. 1982. P. 121-127.
134. Buchwald V. T., de Szoeke R. A. The response of a continental shelf to a travelling pressure disturbances. *Austral. J. Mar. Freshwater Res.* 1973. Vol. 24. P. 143-158.
135. Caldwell D. R., Snodgrass F. E., Wimbush M. H. Sensors in the deep sea. *Physics Today.* 1969. Vol. 22. N 7. P. 34-42.
136. Cartwright D. E., Zetler B. D., Hamon B. V. Pelagic tidal constants. *Intern. Assoc. Phys. Sci. Oceans (IAPSO), Publ. Sci.* 30. 1979. 65 p.
137. Chapell J., Wright L. D. Surf zone resonance and coupled morphology. *Proc. 16th Coastal Eng. Conf. Hamburg.* 1978. P. 1359-1377.
138. Chapman D. C. The generation of barotropic edge waves by deep-sea internal waves. *J. Phys. Oceanogr.* 1984. Vol. 14. P. 1152-1158.
139. Chu K. S. The seiches at Pohang Harbour. *J. Oceanol. Soc. Korea.* 1976. Vol. 11. N 2. P. 61-56 (in Korean).
140. Clarke D. J. Long edge waves over a continental shelf. *Deut. Hydr. Zeit.* 1974. Bd. 27. Ht. 1. S. 1-8.
141. Clarke R. H. Pressure oscillation and fallout downdraughts. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1962. Vol. 88. N 378. P. 459-469.
142. Dally W. R., Dean R. G. Transformation of random breaking waves on surf beat. *Proc. 20th Coastal Eng. Conf., Taipei.* 1986. P. 109-123.
143. Dalrymple R. A. Rip currents and their causes. *Proc. 16th Coastal Eng. Conf. Hamburg.* 1978. P. 1414-1427.
144. Darbyshire J. A preliminary investigation of long wave at Newlyn. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1958. Vol. 8. N 359. P. 66-69.
145. Darbyshire M. Long waves on the coast of the Cape Peninsula. *Deut. Hydr. Zeit.* 1963, Bd. 16, Ht. 4. S. 167-185.
146. Davis G. A., Nielsen P. Field measurements of wave set-up. *Proc. 21st Coastal Eng. Conf., Malaga.* 1988. P. 539-552.

147. Djumagaliev V. A., Leviant A. S., Fine I. V. Calculation of resonance frequencies of bays. *Tsunamis: Their Science and Hazard Mitigation. Proc. Intern. Tsunami Symp. Novosibirsk. 1990.* P. 131-135.
148. Dodd N. The surf zone, infragravity motions and rhythmic beach features: A survey. Institute for Marine and Atmospheric Research. Utrecht, The Netherlands. 1992. R 92-4. 69 p.
149. Dodd N., Thornton E. B. Growth and energetic of shear waves in the nearshore zone. *J. Geophys. Res.* 1990. Vol. 95. N C9. P. 16075-16083.
150. Dodd N., Oltman-Shay J., Thornton E. B. Shear instabilities in the longshore current: A comparison of observation and theory. *J. Phys. Oceanogr.* 1992. Vol. 22. N 1. P. 62-82.
151. Dolan R., Ferm J. C. Crescentic landforms along the Atlantic coast of the United States. *Science.* 1968. Vol. 159. N 3815. P. 627-629.
152. Dolan R., Hayden B. Patterns of shoreline change. In: *CRC Handbook of Coastal Processes and Erosion.* Boca Raton, Florida: CRC Press. 1983. P. 123-149.
153. Dolan R., Hayden B., Felder W. Shoreline periodicities and edge waves. *J. Geology.* 1979. Vol. 87. N 2. P. 175-185.
154. Donn W. L. The Great Lakes storm surge of May 5, 1952. *J. Geophys. Res.* 1959. Vol. 64. N 2. P. 191-198.
155. Donn W. L., Balachandran N. K. Coupling between a moving air-pressure disturbance and the sea surface. *Tellus.* 1969. Vol. 21. N 5. P. 701-706.
156. Donn W. L., Ewing M. Stokes edge waves in Lake Michigan. *Science.* 1956. Vol. 124. P. 1238-1242.
157. Donn W. L., McGuinness W. T. Air-coupled long waves in the ocean. *J. Meteorology.* 1960. Vol. 17. N 5. P. 515-521.
158. Eckart C. Surface waves in water of variable depth. *Mar. Phys. Lab., Scripps Inst. Oceanogr.* 1951. Wave Rep. N 100. S10. Ref. 51-12. 99 p.

159. Eliot I. The persistence of rip current patterns on sandy beaches. *First Austral. Conf. Coastal Eng. Sydney. 1973.* P 29-34.
160. Evans D. V., McIver P. Edge waves over a shelf, full linear theory. *J. Fluid Mech.* 1984. Vol. 142. P 79-85.
161. Ewing M., Press F., Donn W. L. An explanation of the Lake Michigan wave of 26 June 1954. *Science.* 1954. Vol 120. P. 684-686.
162. Eyries M., Dars M., Erdelyi L. Maregraphie par grand fond. *Cahiers Oceanogr.* 1964. T. 16. N 9. P. 781-798.
163. Filloux J. H. Bourdon tube deep sea tide gauges. In: *Tsunamis in the Pacific Ocean.* Honolulu: University Press. 1970. P. 223-238.
164. Filloux J. H. Pressure fluctuations on the open floor over a broad frequency range: New program and early results. *J. Phys. Oceanogr.* 1980. Vol. 10, N 12. P. 1959-1971.
165. Filloux J. H. Pressure fluctuations on the open-ocean floor off the Gulf of California: tides, earthquakes, tsunamis. *J. Phys. Oceanogr.* 1983. Vol 13. N 5. P. 783-796.
166. Filloux J. H., Luther D. S., Chave A. D. Update on seafloor pressure and electric field observations from the North-Central and North-Eastern Pacific: Tides, infratidal fluctuations and barotropic flow. *Proc. Intern. Tidal Hydrodyn. Conf., NOAA. Galherburg. 1988.*
167. Flick R. E., Inman D. L., Guza R. T. Two-dimensional surf-beat. *Proc. 17th Coastal Eng. Conf., Sydney. 1980.* P. 624-638.
168. Foda M. A., Mei C. C. Nonlinear excitation of long trapped waves by a group of short swells. *J. Fluid Mech.* 1981. Vol 111. P. 311-345.
169. Fujinawa Y. Some properties of surf-beats. *J. Oceanogr. Soc. Japan.* 1979. Vol 35. N 1. P. 9-25.
170. Fuller J. D., Mysak L. A. Edge waves in the presence of an irregular coastline. *J. Phys. Oceanogr.* 1977. Vol 7. N 6. P. 846-855.
171. Gaillard P. Numerical calculation of seiche motion in harbours of arbitrary shape. *Proc. 18th Coastal Eng. Conf., Cape Town. 1982.* P.

172-191.

172. Gallagher B. Generation of surf beat by non-linear wave interaction. *J. Fluid Mech.* 1971. Vol 49. Pt. 1. P. 1-20.
173. Garrett C., Munk W. Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.* 1972. Vol. 2, N 3. P. 225-264.
174. Gerritsen F., Van Heteren J. Low frequency oscillations on the Dutch coast. *Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston.* 1984. P. 625-641.
175. Giese G. S., Chapman D. C., Black P. G., Fornshell J. A. Causation of large-amplitude coastal seiches in the Caribbean coast of Puerto Rico. *J. Phys. Oceanogr.* 1990. Vol. 20. N. 9. P. 1449-1468.
176. Gida Y. Irregular wave deformation in the surf zone. *Coastal Engineering in Japan.* 1975. Vol 18. P. 13-27.
177. Gomis D., Monserrat S., Tintore J. Pressure-forced seiches of large amplitude in inlets of the Balearic Islands. *J. Geophys. Res.* 1992. Vol 97.
178. Gonzalez F. I., Mader C. L., Eble M. C., Bernard E. N. The 1987-88 Alaskan Bight tsunamis: Deep ocean data and model comparisons. *Natural Hazards.* 1991. Vol. 4, N 2/3. P. 119-140.
179. Gossard E. E. Spectra of atmospheric scalars. *J. Geophys. Res.* 1960. Vol. 65. N. 10. P. 3339-3351.
180. Gossard E. E., Munk W. H. On gravity waves in the atmosphere. *J. Meteorol.* 1954. Vol. 11. P. 259-269.
181. Greenspan H. P. The generation of edge waves by moving pressure disturbances. *J. Fluid Mech.* 1956. Vol. 1. P. 574-592.
182. Grimshaw R., Sun P., Sudi Q., Shimin T. The generation of edge waves by radiation stress. *Appl. Math. Preprint AM91/46.* Univ. New South Wales, Australia. 1991. 27 p.
183. Guza R. T., Bowen A. J. The resonant instabilities of long waves obliquely incident on a beach. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80. N 33.

P. 4529-4534.

184. Guza R. T., Bowen A. J. Finite amplitude edge waves. *J. Mar. Res.* 1976. Vol. 34. N 2. P. 269-293.
185. Guza R. T., Bowen A. J. On the amplitude of beach cusps. *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86. N C5. P. 4125-4132.
186. Guza R. T., Davis R. E. Excitation of edge waves on a beach. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. N 9. P. 1285-1291.
187. Guza R. T., Inman D. L. Edge waves and beach cusps. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol 80. N 21. P. 2997-3012.
188. Guza R. T., Thornton E. B. Wave set-up on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 1981. Vol 86. N C5. P. 4133-4137.
189. Guza R. T., Thornton E. B. Swash oscillations on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87. N C1. P. 483-491.
190. Guza R. T., Thornton E. B. Observations of surf beat. *J. Geophys. Res.* 1985. Vol 90. N C2. P. 3161-3172.
191. Guza R. T., Thornton E. B., Holman R. A. Swash on steep and shallow beaches. *Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston.* 1984. P. 708-723.
192. Hasbimoto M., Aida I., Salrashita S., Koyama M. On the characteristics of long period fluctuations of the water observed around Oshima Island. *Bull. Earth Res. Inst.* 1986. Vol 61. Pt. I. P. 129-142 (in Japanese).
193. Hasselman K. On the mass and momentum transfer between short gravity waves and large-scale motions. *J. Fluid Mech.* 1971. Vol 50. Pt. 1. P. 189-205.
194. Haugnel A., Labadie G., Latieux B. A finite element method for the shallow water equations. *Proc. 18th Coastal Eng. Conf., Cape Town.* 1982. P. 617-634.
195. Herron T. J., Tolstoy I., Kraft D. W. Atmospheric pressure back-ground fluctuations in the mesoscale range. *J. Geophys. Res.* 1969. Vol 74. N 6. P. 1321-1329.
196. Hibiya T., Kajiura K. Origin of Abiki phenomenon (a kind of seiches) in

- Nagasaki Bay. *J. Oceanogr. Soc. Japan*. 1982. Vol. 38. N. 3. P. 172-182.
197. Hicks S. D., Goodbeart A. J., Iseley C. W. Observations of the tide on the Atlantic continental shelf. *J. Geophys. Res.* 1965. Vol. 70. N 8. P. 1827-1830.
198. Holman R. A. Infragravity energy in the surf zone. *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86. N C7. P. 6442-6450.
199. Holman R. A. Edge waves and the configuration of the shoreline. In: *CRC Handbook of Coastal Processes and Erosion*. Boca Raton, Florida: CRC Press Inc., 1983. P. 21-33.
200. Holman R. A., Bowen A. J. Edge waves on complex beach profiles. *J. Geophys. Res.* 1979. Vol. 84. N C10. P. 6339-6346.
201. Holman R. A., Bowen A. J. Bars, bumps and holes: models for the generation of complex beach topography. *J. Geophys. Res.* 1982. Vol. 87. N C1. P. 457-468.
202. Holman R. A., Bowen A. J. Longshore structure of infragravity wave motions. *J. Geophys. Res.* 1984. Vol. 89. N C4. P. 6446-6452.
203. Holman R. A., Huntley D. A., Bowen A. J. Infragravity waves in storm conditions. *Proc. 16th Coastal Eng. Conf., Hamburg*. 1978. P. 268-284.
204. Holman R. A., Sallenger A. H. Setup and swash on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 1985. Vol. 90. N C1. P. 945-953.
205. Holman R. A., Sallenger A. H. High-energy nearshore processes - EOS, *Trans. Amer. Geophys. Union*. 1986. Vol. 67. N. 49. P. 1369-1371.
206. Homma M., Sonu C. Rhythmic patterns of longshore bars related to sediment characteristics. In: *Proceed. 8th Coastal Eng. Conf., New York*. 1963. P. 248-278.
207. Honda K., Terada T., Yoshida Y., Isitani D. An investigation on the secondary undulations of oceanic tides. *J. College Sci., Imper. Univ.*

- Tokyo. 1908. 108 p.
208. Horikawa K., editor. *Nearshore dynamics and coastal processes: Theory, measurement and predictive models*. University of Tokyo Press. 1988.
209. Hotta S., Masaru M., Isobe M. Observations of long period waves in the nearshore zone. *Coastal Engineering in Japan*. 1981. Vol. 24. P. 41-76.
210. Howe M. S., Mysak L. A. Scattering of Poincare waves by an irregular coastline. *J. Fluid Mech.* 1973. Vol. 57. P. 111-128.
211. Huntley D. A. Long period waves on a natural beach. *J. Geophys. Res.* 1976. Vol. 81. N 36. P. 6441-6449.
212. Huntley D. A., Bowen A. J. Field observations of edge waves. *Nature*. 1973. Vol. 243. N 5403. P. 160-162.
213. Huntley D. A., Bowen A. J. Beach cusps and edge waves. *Proc. 16th Coastal Eng. Conf., Hamburg*. 1978. P. 1378-1393.
214. Huntley D. A., Guza R. T., Thornton E. B. Field observations of surf beat. 1. Progressive edge waves. *J. Geophys. Res.* 1981. Vol. 86. N C7. P. 6451-6466.
215. Huntley D. A., Kim C. S. Is surf beat forced or free? *Proc. 19th Coast. Eng. Conf., Houston*. 1984. P. 871-885.
216. Huthnance J. M. On trapped waves over a continental shelf. *J. Fluid Mech.* 1975. Vol. 69. Pt. 4. P. 689-704.
217. Irish J. D., Snodgrass F. E. Quartz crystals as multipurpose oceanographic sensors. 1. Pressure. *Deep-Sea Res.* 1972. Vol. 19. N 2. P. 165-169.
218. Jelesnianski C. P. Numerical computations of storm surges without bottom stress. *Mon. Wea. Rev.* 1966. Vol. 94. N 6. P. 379-394.
219. Johnson D. W. *Shore processes and shoreline development*. New York: J. Wiley. 1919. P. 457-486.
220. Jordan C. L. Surface pressure oscillations during the typhoon at

- Okinawa. Mon. Wea. Rev. 1962. Vol. 90. N 5. P. 191-193.
221. Kaneko A. A numerical experiment on nearshore circulation in standing edge waves. Coastal Engineering. 1983. Vol. 7. P. 271-284.
222. Keulagan G. H., Carpenter L. H. Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid. J. Res. National Bureau Stand. 1958. Vol. 60. N 5. P. 423-440.
223. Kimball B. A., Lemon E. R. Spectra of air pressure fluctuations at the soil surface. J. Geophys. Res. 1970. Vol. 75. N 33. P. 6771-6777.
224. King B. A., Blackley M. W. L., Carr A. P., Hardcastle P. J. Observations of wave-induced set-up on a natural beach. J. Geophys. Res. 1990. Vol. 95. N C12. P. 22289-22297.
225. Kinsman B. Wind waves: Their generation and propagation on the ocean surface. Englewood Cliffs. New York: Prentice Hall. 1965. 676 p.
226. Kjelaas A. G., Gossard E. E., Young J. M., Moninger W. R. Dispersion and spectra of gravity waves probably generated by a convective storm. Tellus. 1975. Vol. 27. N 1. P. 25-33.
227. Komar P. D. Phytmic shoreline features and their origins. In: Large-scale Geomorphology. London: Oxford Univ. Press. 1981.
228. Komar P. D. (Eds). CRC Handbook of Coastal processes and erosion. Boca Raton, Florida: CRC Press. 1983.
229. Kostense J. K. Measurement of surf beat and set-down beneath wave groups. Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston. 1984. P. 724-740.
230. Kovalev P. D., Rabinovich A. B., Shevchenko G. V. Investigation of long waves in the tsunami frequency band on the southwestern shelf of Kamchatka. Natural Hazards. 1991. Vol. 4. N 2/3. P. 141- 159.
231. Kulikov E. A., Fine I. V. Long waves scattering and theoretical model of spectrum. IAPSO, 18 Gen. Assembly. Hambrug. 1983, Programs and Abstracts. P. 306-308.
232. Kulikov E. A., Rabinovich A. B., Spirin A. I. et al. Measurement of

- tsunamis in the open ocean. Marine Geodesy. 1983. Vol. 6. N 3-4. P. 311-329.
233. Larsen L. H. Surface waves and low frequency noise in the deep ocean. Geophys. Res. Letters. 1978 -.Vol 5. N 6. P. 499-501.
234. Le Blond P. H., Mysek L. A. Trapped coastal waves and their role in shelf dynsmics. In: The Sea. Vol. 6. New York: J. Wiley. 1977. P. 459-495.
235. Lee J. J. Wave-induced oscillations in harbours of arbitrary geo-metry. J. Fluid Mech. 1971. Vol 45. P. 375-399.
236. Le Mehaute B., Wilson B. W. Harbor paradox (Discussion). J. Waterways. Harb. Div. 1962. Vol. 88. N 2. P. 173-195.
237. Lemon D. D. Seiche excitation in a coastal bay by edge waves travelling on the coastal shelf. M. Sc. thesis. Univ. of Brit. Columbia, Vancouver, 1975. 81 p.
238. Lennon G. W. Sea level instrumentation, its limitations and optimisation of the performance of convetional gauges in Great Britain. Intern. Hydr. Rev. 1971. Vol 42. N 2. P. 129-147.
239. Lippmann T. C., Holman R. A. The spatial and temporal variabilty of sand bar morphology. J. Geophys. Res. 1990. Vol. 95. N C7. P. 11575-11590.
240. List J. H. Wave groupiness as a source of nearshore long waves. Proc. 20th Coastal Eng. Conf., Teipei. 1986. P. 497-511.
241. Liu P. L. -F. A note on long waves induced by short wave groups over a shelf. J. Fluid Mech. 1989. Vol. 205. P. 163-170.
242. Longuet-Higgins M. S., Stewart R. W. Radiation stress and mass transport in gravity waves, with applications to "surf-beats". J. Fluid Mech. 1962. Vol. 13. Pt. 4. P. 481-504.
243. Longuet-Higgins M. S., Stewart R. W. Radiation stresses in water waves: a physical discussion, with applications. Deep-Sea Res. 1964. Vol 11. N 4. P. 529-562.

244. Lopez J. C. S., Pina G. G. Long wave in a Spanish harbour. Proc. 21st Coastal Eng. Conf., Malaga. 1988. P. 984-998.
245. Maikaku D., Ishida I. On the waves of long period, generated in the stormy area of typhoon. Umi to Sora.=1967. Vol. 42. N 2. P. 57-65 (in Japanese).
246. Mansard E. P. D., Barthel V. Shoaling properties of bounded long waves. Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston. 1984. P. 798-814.
247. Massel S. R. Hydrodynamics of coastal zones. Amsterdam: Elsevier, 1989. 336 p.
248. Massel S., Musielak S. Long-period oscillations in surf zone. Pol. Acad. Sci., Inst. Hydroeng., Hydrotechn. Trans. 1980. Vol. 41. P. 79-85.
249. Mei C. C. The applied dynamics of ocean surface waves. New York: J. Wiley. 1982. 740 p.
250. Mei C. C., Benmoussa C. Long waves induced by short-wave groups over an uneven bottom. J. Fluid Mech. 1934. Vol 139. P 219-235.
251. Middleton J. H., Cahill M. L., Hsieh W. W. Edge waves on the Sydney coast. J. Geophys. Res. 1987. Vol 92. N C9. P. 9487-9493.
252. Miles J. W. Ring damping of free surface oscillations in a circular tank. J. Appl. Mech. 1958. Vol. 25. N 6. P. 25-32.
253. Miles J. W., Lee Y. K. Helmholtz resonance of harbors. J Fluid Mech. 1975. Vol 67. P. 445-464.
254. Miles J., Munk W. Harbor paradox. J. Waterways Harb. Div. 1961. Vol. 87. N 3. P. 111-130.
255. Miller G. R., Munk W. H., Snodgrass F. E. Long-period waves over California's continental borderland. Part II: Tsunamis. J. Mar Res-1962. Vol 20. N 1. P. 31-41.
256. Minzoni A. A., Whitham G. B. On the excitation of edge waves on beaches. J. Fluid Mech. 1977. Vol. 9. Pt 2. P. 273-287.
257. Mitsuta Y., Yoshizumi S. Characteristics of the Second Miyakojima Typhoon. Bull. Disas. Prev. Res. Inst. 1968. Vol. 18. Pt. I. N 131. P. 15-34.
258. Mizuguchi M. A field observation of wave kinematics in the surf zone. Coastal Engineering in Japan. 1982. Vol. 25. P. 91-107.
259. Mizuguchi M. Swash on a natural beach. Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston. 1984. P. 678-694.
260. Monserrat S., Ibbetson A., Thorpe A. J. Atmospheric gravity waves and "rissaga" phenomenon. Quart. J. Roy. Met. Soc. 1991. Vol. 117. P. 553-570.
261. Monserrat S., Ramis C., Thorpe A. J. Large-amplitude pressure oscillations in the western Mediterranean. Geophys. Res. Lett. 1991. Vol. 18. N 2. P. 183-186.
262. Monserrat S., Thorpe A. J, Gravity-wave observations using an array of microbarographs in the Balearic Islands. Quart. J. Roy. Met. Soc. 1992. Vol. 118.
263. Munk W. H. Surf beats. Trans. Amer. Geophys. Union. 1949. Vol. 30. N 6. P. 849-854.
264. Munk W. H. Long ocean waves. In: The Sea. Ideas and Observations on Progress in the Study of the Sea. New York J. Wiley, 1962. P. 647-663.
265. Munk W. H., Iglesias H. V., Foison T. R. An instrument for recording ultra-low-frequency ocean waves. Rcv. Sci Insii. 1948. Vol. 19. N 10. P. 654-658.
266. Munk W. H., Snodgrass F. E, Carrier G. F. Edge waves on the continental shelf. Science. 1956. Vol. 123. N 3187. P. 127-132.
267. Munk W. H., Snodgrass F. E., Gilbert F. Long waves on the continental shelf: An experiment to separate trapped and leaky modes. J. Fluid Mech. 1964. Vol. 20. Pt. 4. P. 529-554.
268. Munk W. H., Snodgrass F. E., Tueder M. J. Spectra of low-frequency ocean waves. Bull. Scripps Inst. Oceanogr. 1959. Vol. 7. N 4. P. 283-362.

269. Munk W. H., Snodgrass F. E., Wimbush M. H. Tides off shore: Transition from California coastal to deep sea waters. *Geophys. Fluid Dyn.* 1970 Vol. 1. N 1/2. P. 161-235.
270. Murty T. S. Storm surges. *Meteorological ocean tides.* Ottawa: Department of Fisheries and Oceans. Bul. 212. 1984. 897 p.
271. Mysak L. A. Wave propagation in random media, with oceanic applications. *Rev. Geophys. Space Phys.* 1978. Vol 16. N 2. P. 233-261.
272. Mysak L. A., Tang C. L. Kelvin wave propagation along an irregular coastline. *J. Fluid Mech.* 1974. Vol 64. Pt 2. P. 241-261.
273. Nakano M. On the secondary undulations of tides caused by cyclonic storms. *J. Met. Soc. Japan.* 1939. Ser. 2. Vol. 17. P. 140-154 (in Japanese). English edition *Oceanogr. Mag.* 1949. Vol. 1. P. 13-32.
274. Nakano M., Abe T. Standing oscillation of bay water induced by currents. *Records Oceanogr. Works in Japan.* 1959. Spec. N 3. P. 75-96
275. Nakano M., Unoki S. On the seiches (the secondary undulations of tides) along the coast of Japan. *Records Oceanogr. Works in Japan.* 1962. Spec. N 6. P. 169-214.
276. Nowroozi A. A., Sulton G., Auld B. Oceanic tides recorded on the sea floor. *Ann. Geophys.* 1966. T. 22, N. 3. P. 512-517.
277. Nowroozi A. Long-term measurements of pelagic tidal height off the coast of northern California. *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. N 3. P. 434-443.
278. Okada M. Ocean bottom pressure gauge for Tsunami Warning System in Japan. 2nd UJNR Tsunami Workshop, Honolulu, 1991.
279. Okada M., Katsumata M. Tsunami observations using ocean bottom pressure gauge. Second Intern. Tsunami Workshop on Technical Aspects of Tsunami Warning System, Novosibirsk. 1989. UNESCO, IOC, Workshop Rep. N 58. Suppl. P. 184-190.
280. Olsen K., Hwang L. S. Oscillations in a bay of arbitrary shape and variable depth. *J. Geophys. Res.* 1971. Vol. 76. N. 21. P. 5048-5064.
281. Oltman-Shey J., Guza R. T. Infragravity edge wave observations on two California beaches. *J. Phys. Oceanogr.* 1987. Vol. 17. N 5. P. 644-663.
282. Oltman-Shey J., Howd P. A., Birkemeier W. A. Shear instabilities of the mean longshore current. 2. Field observation. *J. Geophys. Res.* 1989. Vol. 94. N C12. P. 18031-18042.
283. Park H. I., Chung J. Y., Oh I. S. Numerical experiments of the seiche in Young-il Bay and Pohang New Harbour Korea. *J. Oceanol. Soc. Korea.* 1986. Vol. 21. N 4. P. 245-258 (in Korean).
284. Platzman G. W. Two-dimensional free oscillations in natural basins. *J. Phys. Oceanogr.* 1972. Vol. 2. N 2. P. 117-138.
285. Prandle D. The use of wave resonators for harbour protection. *Dock Harbour Author.* 1974. P. 279-260.
286. Pugh D. Methods of measuring sea level. *Dock Harbour Author.* 1976. Vol. 57. N 667. P. 54-57.
287. Pugh D. T. Tides, surges and mean sea level: A handbook for engineers and scientists. Chichester: J. Wiley, 1987. 472 p.
288. Rabinovich A. B., Djumagaliev V. A., Leviant A. S. Theoretical and experimental investigation of seiches in Far East bays. 6th Japan and East China Seas Study Workshop, 1991. Fukuoka, Japan. 1991. P. 62.
289. Rae J. B. Offshore measurements of tides and sea level. *Dock, Harb. Auth.* 1976. Vol. 57. N 667. P. 57-58.
290. Rauschelbach H. On the history of deep-sea tide gauges. *Ann. Hydrogr., Deut. Seewarte, Hamburg.* 1932. P. 73-76.
291. Redfield A. C., Miller A. R. Water levels accompanying Atlantic coast hurricanes. In: *Interaction of Sea and Atmosphere, Meteorological Monograph.* 1957. Vol. 2. P. 1-23.
292. Sallenger A. H. Beach cusp formation. *Mar. Geol.* 1979. Vol 29. N 1. P. 23-37.
293. Sallenger A. H., Holman R. A. On predicting infragravity energy in the

- surf zone. Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston. 1984. 1940-1951.
294. Sallenger A. H., Holman R. A. Infragravity waves over natural barred profile. *J. Geophys. Res.* 1987. Vol. 92. N C9. P. 9531-9640.
295. Satake K., Okada M., Abe K. Tide gauge response to tsunamis: Measurements at 40 tide gauge stations in Japan. *J. Mar. Res.* 1988. Vol. 46. P. 557-571.
296. Sawaragi T., Kubo M. Long-period motions of a moored ship induced by harbor oscillations. *Coastal Engineering in Japan.* 1982. Vol. 25. P. 261-276.
297. Saxena N., Zielinski A. Deep-ocean system to measure tsunami wave height. *Mar. Geodesy.* 1981. Vol. 5. N 1. P. 55-62.
298. Schaffer H. A., Svendsen I. A. Surf beat generation on a mild-slope beach. Proc. 21st Coastal Eng. Conf., Malaga. 1988. P. 1058-1072.
299. Schwartz M. L. Theoretical approach to the origin of beach cusps. *Geol. Soc. Amer. Bull.* 1972. Vol. 83. N 4. P. 1115-1116.
300. Sezawa K., Kanai K. On shallow water waves transmitted in direction parallel to a sea coast, with special reference to Love waves in heterogeneous media. *Bull. Earth. Res. Inst.* 1939. Vol. 17. P. 685-694.
301. Shepard F. P., Emery K. O., La Fond E. C. Rip currents: A process of geological importance. *J. Geology.* 1941. Vol. 49. N 4. P. 337-369.
302. Shepard F. P., Inman D. L. Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1950. Vol. 31. N 4. P. 555-665.
303. Shillington F. A. Long period edge waves off southern Africa. *Cont. Shelf Res.* 1984. Vol. 3. P. 343-357.
304. Shipley A. M. On measuring long waves with tide gauge. *Deut. Hydr. Zett.* 1963. Bd. 16. S. 136-140.
305. Short A. D. Multiple offshore bars and standing waves. *J. Geophys. Res.* 1975. Vol. 80. N 27. P. 3838-3840.
306. Snodgrass F. E. Shore-based recorder of low-frequency ocean waves. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1958. Vol. 39. N 1. P. 114-120.
307. Snodgrass F. E. A precision digital tide gauge. *Science.* 1964. Vol. 146. N 3641. P. 198-208.
308. Snodgrass F. E. Deep sea instrument capsule. *Science.* 1968. Vol. 162. N 3849. P. 78-87.
309. Snodgrass F. E. Study of ocean waves, 10^{-5} to 1 Hz. *Inst. Geophys. Planet. Phys., Univ. California.* 1969. Surv. paper N 8. 34 p.
310. Snodgrass F., Brown W., Munk W. MODE: IGPP measurements of bottom pressure and temperature. *J. Phys. Oceanogr.* 1975,- Vol. 5. N 1. P. 63-74.
311. Snodgrass F. E., Groves G. W., Hasselman K. F. et al. Propagation of ocean swell across the Pacific. *Phil. Trans. Roy. Soc.* 1966. Vol. A259. P. 431-497.
312. Snodgrass F. E., Munk W. H., Miller G. R. Long-period waves over California's continental borderland. Part 1. Background spectra. *J. Mar. Res.* 1962. Vol. 20. N 1. P. 3-30.
313. Snodgrass F. E., Munk W. H., Tucker M. J. Offshore recording of low-frequency ocean waves. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1958. Vol. 39. N 1. P. 114-120.
314. Snodgrass F. E., Wimbush M. H. Evaluation of deep sea tide gauge sensors. *Proc. IEEE Intern. Conf. Engin. Ocean Envir.* 1974. Vol. 1. P. 350-353.
315. Sokolova S. E., Rabinovich A. B., Chu K. S. Investigation of storm surges for the USSR and Korean coasts of the Japan Sea. *J. 6th Japan and East China Seas Study Workshop,* 1991. Fukuoka, Japan, 1991, Programme and Abstracts. P. 63.
316. Spencer R., Gwilliam T. J. P. A sea-bed capsule for measuring tidal pressure variations at depth up to 4000 meters. *Proc. IEEE Intern.*

- Conf. Engin: Ocean Envir. 1974. Vol. 1. P. 339-343.
317. Suhayda J. N. Standing waves on beaches. *J. Geophys. Res.* 1974. Vol. 79. N 21. P. 3065-3071.
318. Sutton G. H., Barstow N. Ocean-bottom ultralow-frequency (ULF) seismo-acoustic ambient noise: 0.002 to 0.4 Hz. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1990. Vol. 87. N 6. P. 2005-2012.
319. Symonds G., Huntley D. A., Bowen A. J. Two-dimensional surf beat: long wave generation by a time-varying breakpoint. *J. Geo-phys. Res.* 1982. Vol. 87. N C1. P. 492-498.
320. Taira K., Teramoto T., Kitagawa S. Measurements of ocean bottom pressure with a gurtz sensor. *J. Oceanogr. Soc. Japan.* 1985. Vol. 41. N 3. P. 181-192.
321. Takahasi R., Aida I. Spectral nalyzes of long period ocean waves observed at Izu-Oshima. *Bull. Earth. Res. Inst.* 1962. Vol. 40. Pt. 3. P. 561-573 (in Japanese).
322. Takahasi R., Hirano K., Aida I., Hatori T., Shimizu S. Observations at Miyagi-Enoshima Tsunami Observatory during IGY period. *Bull. Earth. Res. Inst.* 1961. Vol. 39. Pt. 3. P. 491-621.
323. Takezawa M., Mizuguchi M. Wave run-up on a natural beach. *Proc. 21st Coastal Eng. Conf., Malaga.* 1988. P. 151-165.
324. Tam C. K. W. Dynamics of rip currents. *J. Geophys. Res.* 1973. Vol. 78. N 12. P. 1937-1943.
325. Terada T. Secondary undulations of tides caused by cyclonic storms. *Proc. Tokyo Math. Phys. Soc., 2nd Ser.* 1912. Vol. 6. P. 196-201.
326. Thompson R. O. R. Y. Set-up of Sydney Harbour by waves, wind and atmospheric pressure. *Austral. J. Mar. Freshwater Res.* 1983. Vol. 34. P. 97-103.
327. Thompson R. O. R. Y., Hamon B. W. Wave setup of harbor water levels. *J. Geophys. Res.* 1980. Vol. 85. N C2. P. 1151-1152.
328. Thornton E. B., Guza R. T. Surf zone longshore currents and random

- waves: field data and models. *J. Phys. Oceanogr.* 1986. Vol. 16. N 7. P. 1165-1178.
329. Thornton E. B., Wu C. S., Guza R. T. Breaking wave design criteria. *Proc. 19th Coastal Eng. Conf., Houston.* 1984. P. 31-41.
330. Tidal measurement and instrumentation. *Hydrogr. Soc. Seminar, 1987, London.* Hydrographic Soc. Spec. publ., N 19. 35 p.
331. Tintore J., Gomis D., Alonso S., Wang D. P. A theoretical study of large sea level oscillations in the Western Mediterranean. *J Geophys. Res.* 1988. Vol. 93. N C9. P. 10797-10803.
332. Trevorrow M. V., Yamamoto T., Turgut A., Goodman D. Measurements of ambient seabed seismic levels below 1.0 Hz on the shallow eastern US continental shelf. *J. Acoust. Soc. Amer.* 1989. Vol. 86. N 6. P. 2318-2317.
333. Tucker M. J. Surf beats; sea waves of 1 to 5 min period. *Proc. Roy. Soc. London.* 1950. Vol. A202. N 1071. P. 565-573.
334. Unoki S., Isozaki I. A possibility of generation of surf beats. *Proc. 10th Conf. Coastal Eng. Tokyo, 1966.* P. 207-216.
335. Ursell F. Edge waves on a sloping beach. *Proc. Roy. Soc. London.* 1952. Vol. A214. P. 79-97.
336. Van der Hoven I. Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0.0007 to 900 cycles per hour. *J. Meteorology.* 1957. Vol. 14. P. 160-164.
337. Van Dorn W. G. A portable fsunami recorder. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1956. Vol. 37. P. 27-30.
338. Van Dorn W. G. A new long-period wave recorder. *J Geophys. Res.* 1960. Vol 65. N 11. P. 1007-1012.
339. Viera F., Buchwald V. T. The response of the East Australian continental shelf to a travelling pressure disturbance. *Geophys. Asfrophys. Fluid Dyn.* 1982. Vol. 19. P. 249-265.
340. Vitousek M. J. An evaluation of the vibrotron pressure transducer as a mid-ocean tsunami gage. *Hawaii Inst. Geophys., Univ. Hawaii.* 1965.

HIG-65-13. 12 p.

341. Bitousek M. J., Miller G. R. An instrumentation system for measuring tsunamis in the deep ocean. Honolulu. University Press. 1970. P. 239-252.
342. Wang X., Li K., Yu Z., Wu J. Statistical characteristics of seiches in Longkou Harbor. *J. Phys. Oceanogr.* 1987. Vol. 17. 1063-1065.
343. Webb S. C. Coherent pressure fluctuations observed at two sites on the deep floor. *Geophys. Res. Lett.* 1986. Vol. 13 N 1. P. 141-144.
344. Webb S. C., Zhang X., Crawford W. Infragravity waves in the deep ocean. *J. Geophys. Res.* 1991. Vol. 96. N C2. P. 2723-2736.
345. Wregel R. L. Oceanographical engineering. London Prentice Hall. 1964. 532 p.
346. Wiegei R. L., Snyder C. M., Williams J. E. Water gravity waves generated by a moving low pressure area. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1958. Vol. 39. N 2. P. 224-236.
347. Williams D. T. Pressure wave observations in the central midwest. *Mon. Wea. Rev.* 1953. Vol 81. P. 278-289.
348. Wilson B. Generation of long period seiches in Table Bay, Cape Town by barometric oscillations. *Trans. Amer. Geophys. Union.* 1953. Val. 35. N 5. P. 733-746.
349. Wilson B. Seiches. *Advances in Hydroscience.* 1972. Vol. 8. P. 1-94.
350. Worthy A. L. Wind-generated, high-frequency edge waves. *Austral. J. Mar. Freshwater Res.* 1984. Vol 35. N 1. P. 1-7.
351. Yamada H., Okabe J., Kimazawa M. On the resonance effect in a storm surge (Part 1). *Bull. Disas. Prev. Res. Inst.* 1965. Vol. 15. Pt. 1. P. 45-61.
352. Yamada H., Okabe J. On the resonance effect in a storm surge (Part 2). *Bull. Disas. Prev. Inst.* 1965. Vol. 15. Pt. 2. P. 59-74.
353. Yamada N., Yamamoto S., Hasokawa Y. Field observations and analyses of long-period oscillation in harbours and bays. *Coastal Engineering in Japan.* 1983. Vol. 26. P. 39-50.
354. Yanuma T., Tsuji Y., Nadai A. Observation of the standing edge waves

trapped in the continental shelf region in the vicinity of the Makurazaki harbor, Kagoshima Prefecture. *J. Oceanogr. Soc. Japan.* 1992. Vol. 48.

355. Yeh H. H. Experimental study of standing edge waves. *J. Fluid Mech.* 1986. Vol. 168. P. 291-304.
356. Yoshida K. On the ocean wave spectrum with special reference to the beat phenomena and the 1-3 minute waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan.* 1950. Vol. 6. N 2. P. 49-56.