

TÍCH PHÂN SỐ SÓNG SO VỚI PHƯƠNG TRÌNH PARABOLIC VÀ ỨNG DỤNG Ở VỊNH BẮC BỘ

THE COMPARISON BETWEEN WAVE NUMBER INTEGRATION AND PARABOLIC EQUATION AND THEIR APPLICATIONS IN TONKIN GULF

Đặng Thành Đạt^{1*}, Trần Cao Quyên²

DOI: <https://doi.org/10.57001/huiv5804.2024.367>

TÓM TẮT

Phương pháp Tích phân số sóng (hay thường được gọi là Chương trình trường nhanh (FFP) và phương trình Parabolic (PE) là hai phương pháp phổ biến trong nghiên cứu về truyền âm dưới nước hiện nay. Trong bài báo này, hai phương pháp FFP và PE được các tác giả nghiên cứu về mặt toán học và áp dụng chúng mô phỏng truyền âm ở vịnh Bắc Bộ trong miền tần số thấp (< 200Hz). Kết quả mô phỏng thấy rằng, FFP là phương pháp phụ thuộc độ sâu, còn PE là phương pháp phụ thuộc phạm vi và có tổn hao do tính toán lớn hơn PE. Bên cạnh đó cũng củng cố lý thuyết tổn hao tăng do hấp thụ khi tăng tần số trong quá trình truyền âm dưới nước và cho thấy FFP có tổn hao phụ thuộc vào tần số nguồn nhiều hơn PE.

Từ khóa: Tích phân số sóng, chương trình trường nhanh, phương trình Parabolic, Vịnh Bắc Bộ.

ABSTRACT

The Wavenumber Integration method (often called Fast Field Program - FFP) and the Parabolic Equation (PE) are two popular methods in the study of underwater sound transmission today. In this paper, the author studied the two methods FFP and PE mathematically and applied them to simulate sound transmission in Tonkin Gulf. The simulation results show that FFP is a depth-dependent method, while PE is a range-dependent method and has larger computational losses than PE. In addition, it also strengthens the theory of increased loss due to absorption when increasing frequency during underwater sound transmission and shows that FFP has a loss that depends more on the source frequency than PE.

Keywords: Wavenumber integration, fast field program, Parabolic equation, Tonkin Gulf.

¹Công ty Công nghệ cao OSB

²Trường Đại học Công nghệ, Đại học Quốc gia Hà Nội

*Email: dangthanhdathust@gmail.com

Ngày nhận bài: 20/9/2024

Ngày nhận bài sửa sau phản biện: 05/11/2024

Ngày chấp nhận đăng: 28/11/2024

1. GIỚI THIỆU

Sự lan truyền âm thanh trong đại dương đã được nghiên cứu từ lâu vì vai trò quan trọng của nó trong các ứng dụng truyền thông dưới nước. Một số phương pháp mô hình hóa âm thanh dưới nước có thể kể đến như tích phân số sóng và phương trình parabolic. Gần đây do sự bùng nổ của USV (phương tiện mặt nước không người lái) trong tác chiến của Hải quân và các ứng dụng hàng hải các vấn đề truyền âm biển lại nhận được sự quan tâm đặc biệt.

Trong âm học dưới nước, các phương pháp tích phân số sóng thường được gọi là FFP (Fast Field Programs - Chương trình trường nhanh) do sử dụng Biến đổi Fourier nhanh (Fast Fourier Transforms - FFT) để đánh giá phổ tích phân [1, 2]. FFP do DiNapoli phát triển [1] áp dụng kỹ thuật đệ quy để xác định nghiệm phụ thuộc độ sâu cho nhiều số sóng ngang cùng một lúc. Kỹ thuật này chỉ áp dụng được cho một lớp giới hạn của các bài toán chất lỏng.

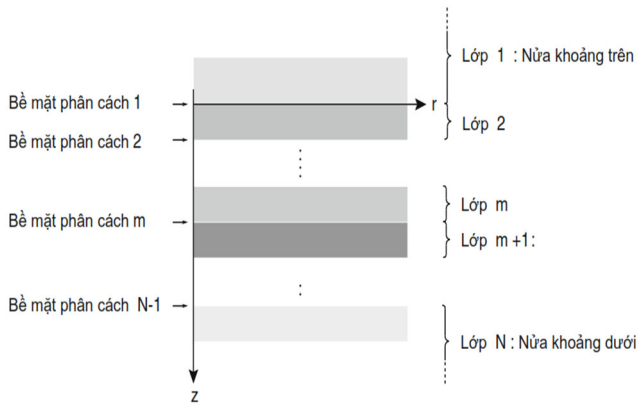
Phương pháp PE được Tappert [3] giới thiệu lần đầu vào những năm 1970 và được coi là phương pháp hiện đại vì nó áp dụng cho môi trường có các lớp phân tách không rõ ràng [3-6, 11]. Ưu điểm của phương pháp parabol bao gồm việc sử dụng nguồn có khả năng truyền một chiều, áp dụng cho sự phụ thuộc phạm vi, cũng như hoạt động trong môi trường không yêu cầu phân lớp chính xác.

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu FFP và PE theo phương pháp tiếp cận toán học cũng như tính toán của chúng. Bên cạnh đó, chúng tôi mô hình hóa và mô phỏng Vịnh Bắc Bộ bằng cả FFP và PE. Kết quả thu được theo hệ số tổn thất truyền cho thấy FFP có hệ số tổn thất truyền tốt hơn PE. Các kết quả này rất hữu ích cho thiết kế và chế tạo các USV.

Các phần tiếp theo của bài báo được tổ chức như sau: Phần 2 và 3 lần lượt trình bày các biểu diễn toán học của FFP và PE. Đánh giá mô hình FFP và PE vịnh Bắc Bộ được trình bày trong phần 4. Phần 5 là thảo luận và phần 6 là kết luận.

2. TÍCH PHÂN SỐ SÓNG

2.1. Biến đổi tích phân



Hình 1. Môi trường phân tầng theo chiều ngang

Để phân phối nguồn dọc theo trục tung trong môi trường phân tầng theo chiều ngang, sử dụng một hệ tọa độ trụ (r, φ, z) như trong hình 1, với trục z đi qua các nguồn, làm cho trường độc lập với góc phương vị φ . Phương trình Helmholt [7]:

$$[\nabla^2 + k_m^2(z)]\psi_m(r, z) = f_s(z, \omega) \frac{\delta(r)}{2\pi r} \tag{1}$$

Trong đó $\psi_m(r, z)$, $k_m(z)$ lần lượt là thế năng, số sóng trung bình cho lớp m .

Áp dụng biến đổi Hankel cho (1), thu được phương trình sóng phân tách theo độ sâu:

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - [k_r^2 - k_m^2(z)] \right] \psi_m(k_r, z) = \frac{f_s(z)}{2\pi} \tag{2}$$

Nghiệm tổng cho sự phụ thuộc độ sâu của trường, được gọi là hàm Green phụ thuộc độ sâu, là:

$$\psi_m(k_r, z) = \hat{\psi}_m(k_r, z) + A_m^+(k_r)\psi_m^+(k_r, z) + A_m^-(k_r)\psi_m^-(k_r, z) \tag{3}$$

Trong đó $A_m^+(k_r)$ và $A_m^-(k_r)$ là các hệ số giữa các lớp, $\hat{\psi}_m(k_r, z)$ là nghiệm riêng của (2) và $\psi_m^+(k_r, z)$, $\psi_m^-(k_r, z)$ là nghiệm độc lập đến phương trình đồng nhất.

Xét trong lớp chất lỏng đồng nhất, mô đun khối K và khối lượng riêng ρ , ta có nghiệm đồng nhất của (2) là:

$$\phi^+(k_r, z) = e^{ik_z z} \tag{4}$$

$$\phi^-(k_r, z) = e^{-ik_z z} \tag{5}$$

Trong đó, φ đại diện cho ứng suất nén hoặc thế năng và k_z là số sóng dọc.

$$k_z = \sqrt{k_m^2 - k_r^2} \tag{6}$$

Với lớp không có nguồn:

$$\phi(r, z) = \int_0^\infty [A^- e^{-ik_z z} + A^+ e^{ik_z z}] J_0(k_r r) k_r dk_r \tag{7}$$

Chuyển vị thẳng đứng:

$$w(r, z) = \frac{\partial \phi}{\partial z} = \int_0^\infty [-ik_z A^- e^{-ik_z z} + ik_z A^+ e^{ik_z z}] J_0(k_r r) k_r dk_r \tag{8}$$

Ứng suất pháp:

$$\begin{aligned} \sigma_{zz}(r, z) &= K \nabla^2 \phi(r, z) = -\rho \omega^2 \phi(r, z) \\ &= -\rho \omega^2 \int_0^\infty [A^- e^{-ik_z z} + A^+ e^{ik_z z}] J_0(k_r r) k_r dk_r \end{aligned} \tag{9}$$

Xét nguồn điểm:

$$f_s(z, \omega) = S_\omega \delta(z - z_s) \tag{10}$$

Trong đó, S_ω là cường độ nguồn và z_s là độ sâu nguồn.

Nghiệm riêng của (2):

$$\hat{\phi}(k_r, z) = \frac{S_\omega e^{ik_z |z - z_s|}}{4\pi ik_z} \tag{11}$$

Chuyển vị và ứng suất:

$$\hat{w}(r, z) = \frac{S_\omega}{4\pi} \int_0^\infty \text{sign}(z - z_s) e^{ik_z |z - z_s|} J_0(k_r r) k_r dk_r \tag{12}$$

$$\hat{\sigma}_{zz}(r, z) = -\frac{S_\omega \rho \omega^2}{4\pi} \int_0^\infty \frac{e^{ik_z |z - z_s|}}{ik_z} J_0(k_r r) k_r dk_r \tag{13}$$

2.2. Tích phân số sóng

Trước khi thực hiện tích phân số sóng cần giải được nghiệm cho phương trình sóng phân tách theo độ sâu.

Phương pháp giải phương trình sóng phân tách theo độ sâu sử dụng ma trận truyền lần đầu được thực hiện bởi Thomson [8] và Haskell [9], với mục tiêu giải quyết vấn đề ổn định số và bộ nhớ tính toán của phương pháp ma trận toàn cầu.

Xét tại lớp m , khối lượng riêng ρ_m , tần số góc ω , véc-tơ thông số trường tại mặt phân cách m , giới hạn phân cách dưới của lớp m là:

$$v_m(k_r, z_m) = c_m(k_r, z_m) a_m(k_r) \tag{14}$$

Trong đó véc-tơ $v_m(k_r, z_m)$ chứa các chuyển vị và ứng suất tại mặt phân cách m , $a_m(k_r)$ là véc-tơ biên độ trường trong lớp m và ma trận hệ số $c_m(k_r, z_m)$ là hàm của số sóng ngang k_r và độ sâu z_m . Phương trình (14) trở thành:

$$\begin{aligned}
 v_m(k_r, z_m) &= \begin{Bmatrix} w(k_r, z_m) \\ \sigma_{zz}(k_r, z_m) \end{Bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} -ik_{z,m} e^{ik_{z,m}(z_m - z_{m-1})} & ik_{z,m} \\ -\rho_m \omega^2 e^{ik_{z,m}(z_m - z_{m-1})} & -\rho_m \omega^2 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_m^- \\ A_m^+ \end{Bmatrix} \\
 &= c_m(k_r, z_m) a_m(k_r)
 \end{aligned} \tag{15}$$

Tương tự, tại mặt phân cách trên m-1 của lớp m, véc-tơ thông số trường là:

$$\begin{aligned}
 v_m(k_r, z_{m-1}) &= \begin{Bmatrix} w(k_r, z_{m-1}) \\ \sigma_{zz}(k_r, z_{m-1}) \end{Bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} -ik_{z,m} & ik_{z,m} e^{ik_{z,m}(z_m - z_{m-1})} \\ -\rho_m \omega^2 & -\rho_m \omega^2 e^{ik_{z,m}(z_m - z_{m-1})} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_m^- \\ A_m^+ \end{Bmatrix} \\
 &= c_m(k_r, z_{m-1}) a_m(k_r)
 \end{aligned} \tag{16}$$

Từ phương trình (15) và (16), phương trình (16) có thể viết thành:

$$\begin{aligned}
 v_m(k_r, z_{m-1}) &= c_m(k_r, z_{m-1}) [c_m(k_r, z_m)]^{-1} v_m(k_r, z_m) \\
 &= P_m(k_r) v_m(k_r, z_m)
 \end{aligned} \tag{17}$$

Với P_m là ma trận truyền cho lớp m.

$$P_m(k_r) = c_m(k_r, z_{m-1}) [c_m(k_r, z_m)]^{-1} \tag{18}$$

Sử dụng tính liên tục của các tham số trường tại các mặt phân cách (tuân thủ điều kiện truyền sóng âm trong chất lỏng[7], trong đó $w(k_r, z_m)$ và $\sigma_{zz}(k_r, z_m)$ thỏa mãn điều kiện liên tục), sử dụng phương trình (18) để đệ quy thiết lập mối quan hệ ma trận giữa các tham số trường tại mặt phân cách m và các tham số tại mặt phân cách thấp hơn n.

$$v_m(k_r, z_m) = R_n^m(k_r) v_{n+1}(k_r, z_n) \tag{19}$$

Với R là ma trận đệ quy.

$$R_n^m(k_r) = \prod_{l=m+1}^n P_l(k_r) \tag{20}$$

Sử dụng điều kiện bức xạ ở lớp thấp nhất, lớp N:

$$\sigma_{zz}(k_r, z_{N-1}) = -\frac{\rho_N \omega^2}{ik_{z,N}} w(k_r, z_{N-1}) \tag{21}$$

Từ phương trình (21):

$$v_N(k_r, z_{N-1}) = \begin{Bmatrix} w(k_r, z_{N-1}) \\ \sigma_{zz}(k_r, z_{N-1}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 \\ -\frac{\rho_N \omega^2}{ik_{z,N}} \end{Bmatrix} w(k_r, z_{N-1}) \tag{22}$$

Xét nguồn tại độ sâu z_s trong môi trường chất lỏng, từ (12) và (13) cho thấy chuyển vị và áp suất là liên tục và chuyển vị là không liên tục, tức là:

$$\begin{Bmatrix} w(k_r, z_s^-) \\ \sigma_{zz}(k_r, z_s^-) \end{Bmatrix} - \begin{Bmatrix} w(k_r, z_s^+) \\ \sigma_{zz}(k_r, z_s^+) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -S_\omega / 2\pi \\ 0 \end{Bmatrix} = \hat{v}(k_r, z_s) \tag{23}$$

Sử dụng phương trình (20), thu được nghiệm "lan truyền" từ bề mặt phân cách thấp nhất đến bề mặt phân cách s chứa nguồn là:

$$v_s(k_r, z_s) = R_{N-1}^s(k_r) v_N(k_r, z_{N-1}) + \hat{v}(k_r, z_s) \tag{24}$$

Xét lan truyền đến bề mặt phân cách cao nhất, thu được:

$$\begin{aligned}
 v_1(k_r, z_1) &= R_1^s(k_r) v_s(k_r, z_s) \\
 &= R_1^s(k_r) [R_{N-1}^s(k_r) v_N(k_r, z_{N-1}) + \hat{v}(k_r, z_s)]
 \end{aligned} \tag{25}$$

Để xác định các thông số trường âm tại một phạm vi máy thu cụ thể r và độ sâu z, cần đánh giá bằng số phép biến đổi Hankel nghịch đảo của nghiệm phương trình sóng phân tách theo độ sâu ở độ sâu z:

$$g(r, z) = \int_0^\infty g(k_r, z) J_m(k_r r) k_r dk_r \tag{26}$$

Trong đó, $g(r, z)$ đại diện cho thông số trường cần khảo sát, ví dụ: áp suất âm hoặc thành phần chuyển vị hoặc ứng suất, là các thành phần thu được từ phương trình (25). Bậc của hàm Bessel là $m = 0$, trừ trường hợp chuyển vị ngang và ứng suất cắt khi đó $m = 1$.

Việc đánh giá bằng số tích phân (26) là rất phức tạp, một trong những phương pháp có thể sử dụng là Chương trình trường nhanh (FFP). Trong cách tiếp cận Chương trình trường nhanh do DiNapoli và Deavenport [1] giới thiệu, trục phạm vi r được rời rạc hóa thành:

$$r_j = r_{min} + j\Delta r, j = 0, 1 \dots (M-1) \tag{27}$$

Trong đó, bước phạm vi Δr bị giới hạn bởi sự rời rạc của số sóng thông qua mối quan hệ:

$$\Delta r \Delta k_r = \frac{2\pi}{M} \tag{28}$$

Với M là lũy thừa của 2. Từ đây thu được xấp xỉ của tích phân (26) là:

$$\hat{g}(r_j, z) = \frac{\Delta k_r}{\sqrt{2\pi r_j}} e^{ik_{min} r_j - (m+\frac{1}{2})\frac{\pi}{2}} \sum_{l=0}^{M-1} [g(k_l, z) e^{ir_{min} l \Delta k_r} \sqrt{k_l}] e^{\frac{2\pi i j l}{M}} \tag{29}$$

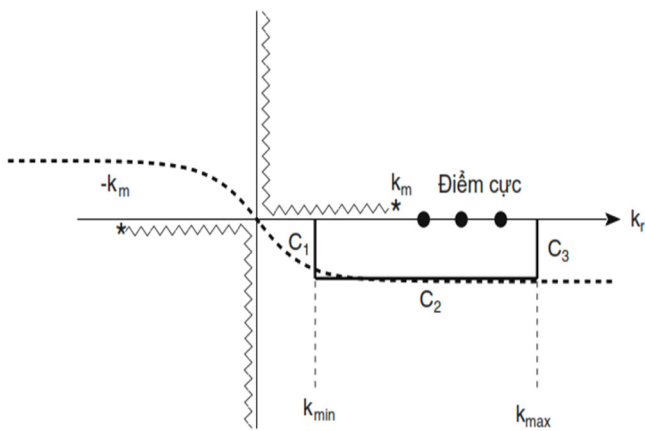
Tuy nhiên việc đánh giá trực tiếp bằng số của tích phân số sóng dọc theo trục thực như trong (26) chỉ có thể thực hiện được đối với các ống dẫn sóng có dạng suy hao nhất định. Trong đại dương, cả nước và đáy đều có sự suy giảm thể tích hữu hạn, nhưng đặc biệt đối với những môi trường có ít tương tác với đáy, tổn thất suy giảm là rất nhỏ. Trong những trường hợp này, cần một cửa sổ phạm

vi lớn và do đó việc lấy mẫu số sóng cần được thực hiện rất tinh tế để tránh hiện tượng bao quanh. Đây là điều không mong muốn trong tính toán, đặc biệt trong trường hợp trường chỉ cần ở phạm vi tương đối ngắn. Vấn đề này có thể được loại bỏ bằng cách di chuyển đường vi phân tích phân vào mặt phẳng phức. Sử dụng định lý Cauchy, (26) có thể được thay thế bằng:

$$g(r, z) = h(r)f(r, z) = h(r) \int_C g(k_r, z) \sqrt{k_r} e^{ik_r r} dk_r \quad (30)$$

Trong đó, C là đường bao trong hình 2, h(r) đại diện cho biên độ và hệ số pha phụ thuộc vào phạm vi:

$$h(r) = \sqrt{\frac{1}{2\pi r}} e^{-i(m+\frac{1}{2})\frac{\pi}{2}} \quad (31)$$



Hình 2. Đường bao tích phân phức để đánh giá tích phân số sóng

Đối với hầu hết các mục đích thực tế, mức suy giảm bao quanh khoảng 60dB là quá đủ [10]. Giá trị tương ứng của độ lệch đường vi phân là:

$$\epsilon = \frac{3}{R \log e} = \frac{3}{2\pi(M-1)\log e} (k_{\max} - k_{\min}) \quad (32)$$

Với R là phạm vi tối đa.

Bổ sung độ lệch này vào (30):

$$g(r, z) = h(r)f(r, z) = h(r) \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} g(k_r - i\epsilon, z) \sqrt{k_r - i\epsilon} e^{i(k_r - i\epsilon)r} dk_r \quad (33)$$

Thực hiện nhân $e^{-\epsilon r}$ vào (33) và tính toán gần đúng tích phân mới này bằng FFT, thu được:

$$\begin{aligned} \hat{g}(r_j, z) e^{-\epsilon r_j} &= e^{ik_{\min} r_j - \epsilon r_j} h(r_j) \hat{f}(r_j, z) \\ &= h(r_j) \sum_{n=-\infty}^{\infty} f(r_j + nR, z) e^{-\epsilon(r_j + nR)} \\ &\approx \Delta k_r e^{ik_{\min} r} h(r_j) \sum_{l=0}^{M-1} [g(k_l - i\epsilon, z) e^{ir_{\min} l \Delta k_r} \sqrt{k_l - i\epsilon}] e^{i\frac{2\pi l j}{M}} \end{aligned} \quad (34)$$

Nhận $e^{\epsilon r_j}$ vào (34), thu được:

$$\begin{aligned} g(r_j, z) &= h(r_j) f(r_j, z) \\ &= \Delta k_r e^{(\epsilon + ik_{\min})r_j} h(r_j) \sum_{l=0}^{M-1} [g(k_l - i\epsilon, z) e^{ir_{\min} l \Delta k_r} \sqrt{k_l - i\epsilon}] e^{i\frac{2\pi l j}{M}} \\ &\quad - h(r_j) \sum_{n \neq 0} f(r_j + nR, z) e^{-\epsilon n R} \end{aligned} \quad (35)$$

3. PHƯƠNG TRÌNH PARABOLIC

Xuất phát từ phương trình Helmholtz 2-D chuẩn cho môi trường có mật độ không đổi trong tọa độ trụ [7, 11]:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_0^2 n^2 p = 0 \quad (36)$$

Trong đó, p(r, z) là áp suất âm thanh, $k_0 = \omega / c_0$ là số sóng tham chiếu, $n(r, z) = c_0 / c(r, z)$ là chỉ số khúc xạ.

Từ giả định của Tappert [3], nghiệm của (36) có dạng:

$$p(r, z) = \psi(r, z) H_0^{(1)}(k_0 r) \quad (37)$$

Hàm đường bao $\psi(r, z)$ được giả định thay đổi chậm trong phạm vi.

Hàm Hankel, thỏa mãn phương trình vi phân Bessel:

$$\frac{\partial^2 H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_0^{(1)}(k_0 r)}{\partial r} + k_0^2 H_0^{(1)}(k_0 r) = 0 \quad (38)$$

Với $k_0 r \gg 1$, hàm Hankel được tính xấp xỉ bằng:

$$H_0^{(1)}(k_0 r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi k_0 r}} e^{i(k_0 r - \frac{\pi}{4})} \quad (39)$$

Thay nghiệm (37) và sử dụng (38), (39) vào phương trình (36) thu được:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2 - 1) \psi = 0 \quad (40)$$

Sử dụng xấp xỉ đồng trục cho (40), thu được phương trình sóng sau:

$$2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + k_0^2 (n^2 - 1) \psi = 0 \quad (41)$$

Phương trình này được gọi là phương trình parabol chuẩn [12].

Lấy biến đổi Fourier phức từ miền z sang miền k_z của (41) nhận được:

$$2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial r} - k_z^2 \psi + k_0^2 (n^2 - 1) \psi = 0 \quad (42)$$

Viết lại (42):

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{k_0^2 (n^2 - 1) - k_z^2}{2ik_0} \psi = 0 \quad (43)$$

Nghiệm của (43):

$$\psi(r, k_z) = \psi(r_0, k_z) e^{-\frac{k_0^2(n^2-1)-k_z^2}{2ik_0}(r-r_0)} \quad (44)$$

Lấy biến đổi Fourier phức từ miền k_z sang miền z của (44) nhận được nghiệm trường:

$$\psi(r, z) = e^{\frac{ik_0(n^2-1)(r-r_0)}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(r_0, k_z) e^{-\frac{i(r-r_0)k_z^2}{2k_0}} e^{ik_z z} dk_z \quad (45)$$

Đặt $\Delta r = r - r_0$ và sử dụng ký hiệu F cho biến đổi Fourier phức từ miền z sang miền k_z và F^{-1} là biến đổi nghịch, nghiệm trường được viết lại thành:

$$\psi(r, z) = e^{\frac{ik_0(n^2-1)(r_0, z)-1)\Delta r}{2}} F^{-1} \left\{ e^{\frac{i\Delta r}{2k_0} k_z^2} F \{ \psi(r_0, z) \} \right\} \quad (46)$$

4. KẾT QUẢ MÔ PHỎNG

4.1. Nguồn âm thanh

Thông số nguồn âm trong từng trường hợp mô phỏng như sau:

Trường hợp 1: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

Trường hợp 2: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 50m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 50m.

Trường hợp 3: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 50Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

4.2. Thông số môi trường

Trong mô phỏng này, vịnh Bắc Bộ được mô tả như mô hình ống dẫn sóng Pekeris với tốc độ âm thanh được đo từ [13]. Thông số môi trường của vịnh Bắc Bộ được thể hiện trong bảng 1.

Bảng 1. Thông số môi trường

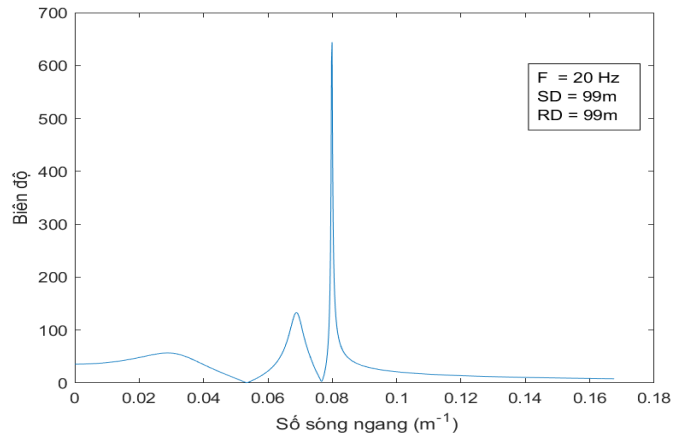
Thông số	Giá trị
Độ sâu vịnh	100m
Tốc độ âm vào mùa đông	$c(z) = 1500 + 0,3z$ (m/s)
Đáy	Cát, $\rho = 2000$ (kg/m ³) $c = 1700$ (m/s)

4.3. Kết quả mô phỏng

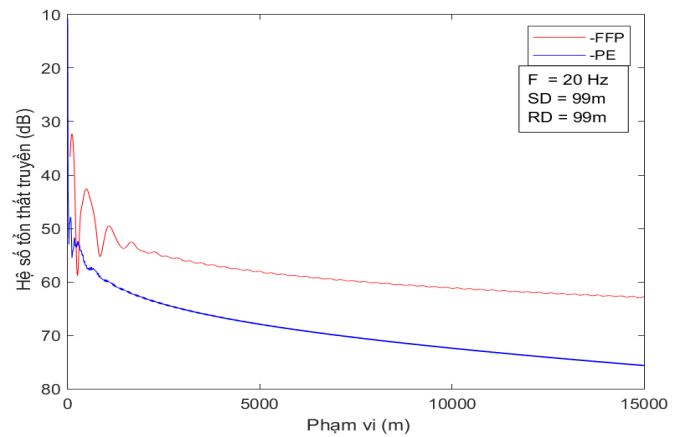
Trường hợp 1: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

Biên độ hàm Green phụ thuộc độ sâu trong trường hợp 1 được thể hiện trong hình 3.

Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE trong trường hợp 1 được thể hiện trong hình 4.



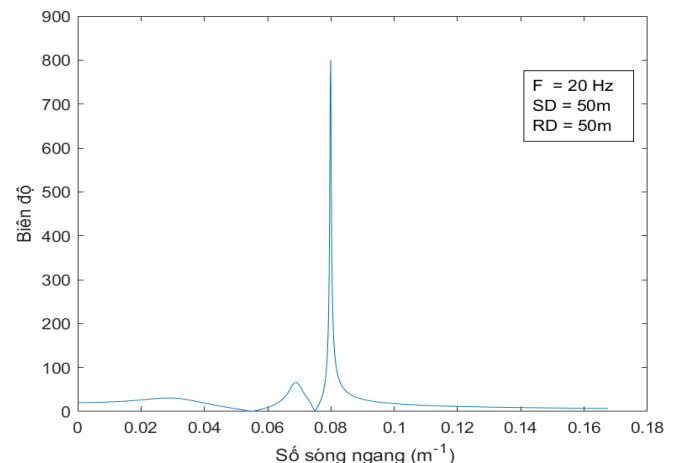
Hình 3. Biên độ của hàm Green phụ thuộc độ sâu (trường hợp 1)



Hình 4. Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE với phạm vi lên tới 15km (trường hợp 1)

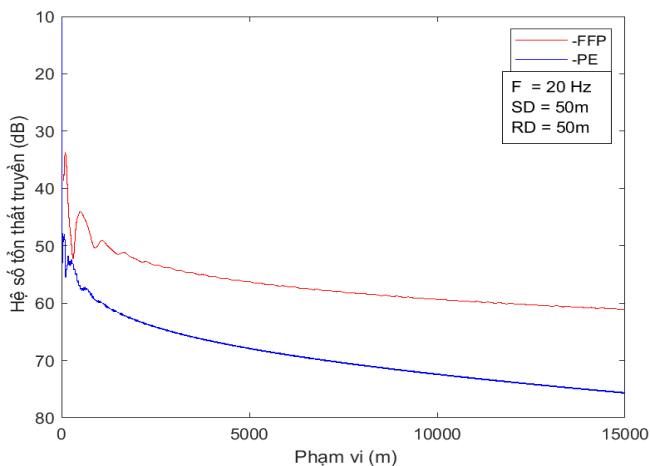
Trường hợp 2: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 50m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 50m.

Biên độ hàm Green phụ thuộc độ sâu trong trường hợp 2 được thể hiện trong hình 5.



Hình 5. Biên độ của hàm Green phụ thuộc độ sâu (trường hợp 2)

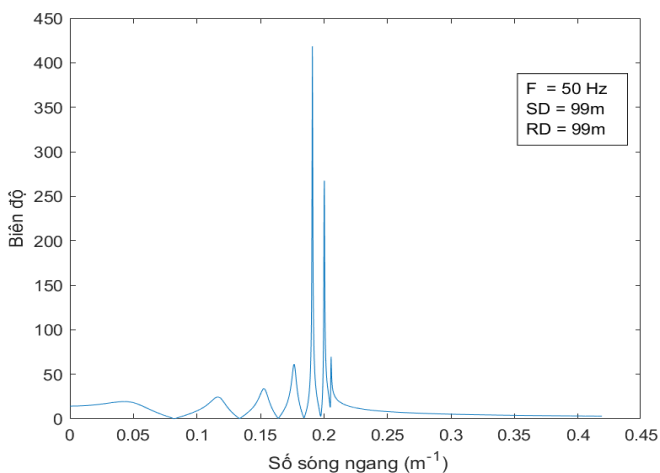
Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE trong trường hợp 2 được thể hiện trong hình 6.



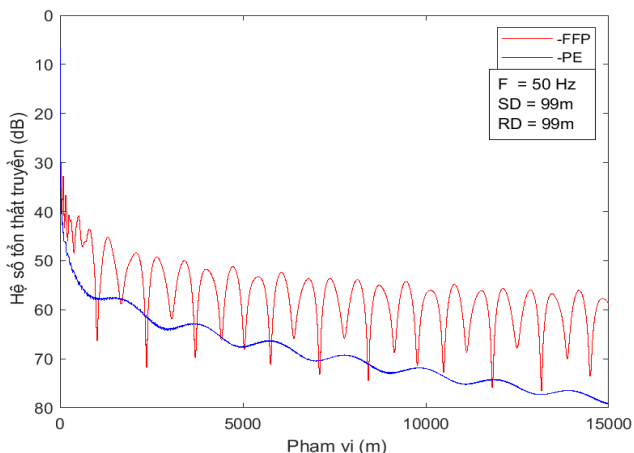
Hình 6. Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE với phạm vi lên tới 15km (trường hợp 2)

Trường hợp 3: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 50Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

Biên độ hàm Green phụ thuộc độ sâu trong trường hợp 3 được thể hiện trong hình 7.



Hình 7. Biên độ của hàm Green phụ thuộc độ sâu (trường hợp 3)



Hình 8. Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE với phạm vi lên tới 15km (trường hợp 3)

Hệ số tổn thất truyền của FFP và PE trong trường hợp 3 được thể hiện trong hình 8.

5. THẢO LUẬN

Trong cả ba trường hợp, hàm Green phụ thuộc độ sâu đều đạt cực đại quanh điểm k_0 giống như lý thuyết.

Trường hợp 1: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

Từ hình 4 có thể thấy tổn hao của FFP và PE lần lượt nhỏ hơn 63dB và 75dB.

Trường hợp 2: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 20Hz và độ sâu 50m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 50m.

Từ hình 6 có thể thấy tổn hao của FFP và PE lần lượt nhỏ hơn 61dB và 75dB.

Trường hợp 3: Nguồn âm là nguồn điểm có tần số trung tâm 50Hz và độ sâu 99m, điểm khảo sát trường âm tại độ sâu 99m.

Từ hình 8 có thể thấy tổn hao của FFP và PE lần lượt nhỏ hơn 76dB và 79dB.

Từ trường hợp 1 và 2 cho thấy tổn hao của phương FFP tăng khi nguồn càng xuống sâu, trong khi tổn hao của phương pháp PE gần như không đổi. Điều này là do phương pháp FFP phụ thuộc độ sâu khảo sát, còn phương pháp PE phụ thuộc vào phạm vi khảo sát. Ngoài ra, có thể thấy trong hai trường hợp này tổn hao của PE đều lớn hơn FFP. Có điều này do phương pháp PE sử dụng tính toán xấp xỉ và phép tính sau phụ thuộc phép tính trước nên tổn hao sẽ bị chồng chất dẫn đến kết quả hệ số tổn hao hơn FFP.

Trường hợp 1 và 3 cho thấy khi tăng tần số của nguồn sẽ làm tăng hệ số tổn hao của cả hai phương pháp FFP và PE, điều này đúng với lý thuyết hấp thụ khi tăng tần số trong quá trình truyền âm dưới nước. Tuy nhiên kết quả cho thấy FFP có tồn hao phụ thuộc vào tần số nguồn nhiều hơn PE.

Ngoài ra, trong phương pháp FFP, trong trường hợp trường tại một lớp là trường giảm nhanh dẫn tới ma trận đường chéo trong phương trình (18) sẽ có một số mũ rất lớn và một số mũ rất nhỏ. Về mặt lý thuyết các số hạng liên quan đến số mũ sẽ bị triệt tiêu trong phương trình (25), tuy trong quá trình tính toán các phép tính này được tính lần lượt và do độ chính xác của thiết bị tính toán bị giới hạn nên điều này sẽ không đúng về mặt số học. Do đó ảnh hưởng đến nghiệm của phương trình (18) làm chúng không ổn định. Từ đó khiến phương pháp FFP không ổn định số trong trường hợp trường giảm nhanh.

6. KẾT LUẬN

Bài báo đã trình bày được tính toán toán học chặt chẽ của FFP và PE. Trong đó, FFP dựa trên ma trận truyền và chương trình trường nhanh, còn PE là thuật toán biến đổi Fourier Split-Step. Bài báo cũng đã mô hình hóa và mô phỏng truyền âm trong vịnh Bắc Bộ thành công bằng cả FFP và PE trong ba trường hợp khác nhau. Từ kết quả mô phỏng thấy rằng, FFP là phương pháp phụ thuộc độ sâu, còn PE là phương pháp phụ thuộc phạm vi và có tổn hao do tính toán lớn hơn PE. Bên cạnh đó cũng củng cố lý thuyết tổn hao tăng do hấp thụ khi tăng tần số trong quá trình truyền âm dưới nước và cho thấy FFP có tổn hao phụ thuộc vào tần số nguồn nhiều hơn PE. Ngoài ra phương pháp FFP có thể không ổn định số do giới hạn thiết bị tính toán trong trường hợp trường giảm nhanh. Các kết quả này rất hữu ích cho thiết kế và chế tạo các USV.

LỜI CẢM ƠN

Cảm ơn Công ty Công nghệ cao OSB và Trường Đại học Công nghệ, Đại học Quốc gia Hà Nội đã tạo điều kiện và hỗ trợ thực hiện nghiên cứu này.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1]. F. DiNapoli, R. Deavenport, "Theoretical and numerical Green's function field solution in a plane multilayered medium," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67, 92-105, 1980.
- [2]. H. Kutschale, *Rapid computation by wave theory of propagation loss in the Arctic ocean*, Rep. CU-8-73. Lamont-Doherty Geological Observatory, Columbia University, New York, 1973.
- [3]. F. D. Tappert, "The parabolic approximation method," in *Wave Propagation and Underwater Acoustics*, New York, Springer, 224-287, 1977.
- [4]. D. Lee, "The state-of-the-art parabolic equation approximation as applied to underwater acoustic propagation with discussions on intensive computations," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 76, S9, 1984.
- [5]. E. C. Young, D. Lee, "A model of underwater acoustic propagation," *Mathematical and Computer Modelling*, 11, 58-61, 1988.
- [6]. J. Soneson, Y. Liu, "Validation of a wide-angle parabolic model for shallow-focus ultrasound transducers," *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142, 2697-2697, 2017.
- [7]. F. B. Jensen, W. A. Kuperman, M. B. Porter, H. Schmidt, *Computational Ocean Acoustics*. New York: Springer, 2011.
- [8]. W. T. Thomson, "Transmission of Elastic Waves through a Stratified Solid Medium," *J. Appl. Phys.*, 21, 2, 89-93, 1950.
- [9]. N. Haskell, "The Dispersion of Surface Waves on Multilayered Media," *Bulletin of the Seismological Society of America*, 43, 17-34, 1953.

[10]. H. Schmidt, *SAFARI: Seismo-acoustic fast field algorithm for range independent environments - User's Guide*. Rep. SR-113, SACLANT Undersea Research Centre, La Spezia, Italy, 1988.

[11]. T. C. Quyen, "Underwater Sound Propagation in Tonkin Gulf using Parabolic Approximation," *Journal of Science and Technology, Hanoi University of Industry*, 49, 24-26, 2018.

[12]. R. Hardin, F. Tappert, "Applications of the split-step Fourier method to the numerical solution of nonlinear and variable coefficient wave equations," *SIAM Rev*, 15, 423, 1973.

[13]. P. V. Thuc, "Ocean Sound and Sound Field in South East Asia Sea," *National and Science Technology Express*, 2011.

AUTHORS INFORMATION

Dang Thanh Dat¹, Tran Cao Quyen²

¹OSB Hitech Company Limited, Vietnam

²University of Engineering and Technology, Vietnam National University, Hanoi, Vietnam