

Multiscale coupled three-dimensional model analysis of the tsunami flow characteristics around the Kamaishi Bay offshore breakwater and comparisons to a shallow water model

Phân tích mô hình 3 chiều lồng ghép đa quy mô về đặc trưng dòng chảy sóng thần quanh đập phá sóng Vịnh Kamaishi và so sánh với mô hình nước nông

William J. Pringle • Nozomu Yoneyama • Nobuhito Mori

Biên dịch: Nguyễn Quang Chiến
GV Bộ môn Công trình Biển và Đường thủy
Trường Đại học Thủy lợi



Image by hameleon4422 from Pixabay

Multiscale coupled three-dimensional model analysis of the tsunami flow characteristics around the Kamaishi Bay offshore breakwater and comparisons to a shallow water model

Phân tích mô hình 3 chiều lồng ghép đa quy mô về đặc trưng dòng chảy sóng thần quanh đập phá sóng Vịnh Kamaishi và so sánh với mô hình nước nông

William J. Pringle¹, Nozomu Yoneyama², Nobuhito Mori³

1. Department of Civil and Environmental Engineering and Earth Sciences, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA (corresponding author). ORCID: <http://orcid.org/0000-0002-2877-4812>. E-mail: wjpringlevii@gmail.com

2. Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Uji Campus, Gokasho, Uji, Japan.

3. Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Uji Campus, Gokasho, Uji, Japan. ORCID: <http://orcid.org/0000-0001-9082-3235>

Received: Jan 15, 2018 / Accepted: May 31, 2018 / Published online: Jun 06, 2018

Nhận bài: 15-1-2018 / Chấp nhận: 31-5-2018 / Đăng trực tuyến: 6-6-2018.

Tóm tắt nội dung

A two-way coupled two-dimensional (2DH) shallow water to three-dimensional (3D) Navier–Stokes equation model, named 2-way Coupled Long Wave to Navier–Stokes 3D (2CLOWNS-3D), is applied to the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami in Kamaishi Bay, Japan. 2CLOWNS-3D simulates the entire evolution of the tsunami from its source to inundation at the coast, in which the 3D model component is used to model the flow through the submerged opening of a large-scale offshore tsunami breakwater. 2CLOWNS-3D is compared with a 2DH model simulation in order to identify where it becomes beneficial. It is found that flow rates through the submerged breakwater opening, and thus the resulting inundation heights, are similar between 2DH and 2CLOWNS-3D model simulations when an appropriate momentum dispersion coefficient is applied to the former. However, significant differences between the model simulations are identified in relation to; hydrodynamic forces acting on the submerged caissons, velocities in the large-scale jet structure emanating from the breakwater, and bed shear stresses in the vicinity of the breakwater. Furthermore, the characteristics of the large-scale jet structure simulated by the 3D model are reasonable when employing the realizable $k-\varepsilon$ turbulence closure. Our results demonstrate the practical merit of 2CLOWNS-3D for simulating complex geophysical scale flows.

Một mô hình hai chiều lồng ghép song phương giữa phương trình 2 chiều phương ngang (2DH) nước nông với phương trình Navier–Stokes 3 chiều (3D), gọi là “2-way Coupled Long Wave to Navier–Stokes 3D” (2CLOWNS-3D), được áp dụng cho trận Sóng thần động đất Tohoku-oki năm 2011 ở Vịnh Kamaishi, Nhật Bản. 2CLOWNS-3D mô phỏng toàn bộ diễn biến của sóng thần từ nguồn phát tới vùng ngập lụt ven bờ, trong đó thành phần mô hình 3 chiều được dùng để mô phỏng dòng chảy ngập qua khoảng hở lớn của đập chắn sóng thần xa bờ. 2CLOWNS-3D đã được so sánh với mô hình 2 chiều hướng ngang để phát hiện những ưu điểm của nó. Qua đó nhận thấy rằng lưu lượng chảy ngập này, và do đó là độ sâu ngập, là tương đồng giữa các mô phỏng bằng mô hình 2 chiều và bằng 2CLOWNS-3D khi mô hình 2 chiều có áp dụng hệ số phân tán động lượng phù hợp. Tuy vậy, có sự khác biệt đáng kể giữa kết quả mô hình xét về: lực thủy động tác động lên các thùng chìm, lưu tốc ở những cấu trúc luồng cỡ lớn phun khỏi đập phá sóng, và ứng suất tiếp đáy ở lân cận đập phá sóng. Hơn nữa, những đặc trưng của cấu trúc luồng quy mô lớn mô phỏng bởi mô hình 3 chiều lại hợp lý khi áp dụng phép khép kín rối $k-\varepsilon$ có thể thực hiện. Kết quả nghiên cứu cho thấy ưu điểm thực dụng của 2CLOWNS-3D trong việc mô phỏng dòng chảy phức tạp quy mô địa vật lý.

Keywords: Two-way coupling, Shallow water equations, Navier–Stokes equations, Offshore breakwater, 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami

Từ khóa: Lồng ghép 2 chiều, Phương trình nước nông, Phương trình Navier-Stokes, Đập chắn sóng xa bờ, Sóng thần động đất Tohoku-oki 2011

1 Introduction | Giới thiệu

The March 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami event in northeastern Japan caused catastrophic widespread dam-

Trận động đất sóng thần Tohoku-oki Earthquake Tsunami tháng 3 năm 2011 ở miền Đông bắc Nhật Bản đã gây

age resulting in 15,895 fatalities with an additional 2539 missing (National Police Agency of Japan, 2018). In total, 121,776 buildings fully collapsed, 280,923 buildings partially collapsed, and 116 bridges were damaged as of March 9, 2018 (National Police Agency of Japan, 2018). The direct economic damage in just the first year after the accident has been estimated at US\$221 billion (Kajitani, Chang, and Tatano, 2013).

Due to its long history of tsunami disasters, Japan may have been one of the most prepared nations with regard to its construction of coastal protection structures, e.g. sea-walls, gates, offshore tsunami breakwaters, and planted trees to act as natural tsunami barriers. Suppasri et al. (2013) highlight examples where significant damage occurred during the 2011 tsunami event for each such coastal protection structure. For example, the large-scale offshore tsunami breakwater in Kamaishi Bay, located on the Sanriku ria coast in Iwate Prefecture, was constructed in a water depth of 63 m, making it the deepest caisson breakwater in the world (Tanimoto and Takahashi, 1994). It consisted of a pair of offshore tsunami breakwaters with lengths of 990 and 670 m connected by a 300-m long fully submerged opening, and it was expected to provide full protection to the Kamaishi district. Nevertheless, even this breakwater succumbed to the force of the tsunami where many caissons either completely slid out or leaned out of position (Arikawa et al., 2012; Arikawa and Oie, 2015). Thus, it is important in the consideration of future events to analyze the effects of coastal protection structures on the hydrodynamic aspects of tsunamis in greater detail. This will allow us to more effectively design resilient structures capable of withstanding various degrees of tsunami strengths that can mitigate the energy of tsunamis to its maximum potential.

Previous studies have investigated the influence of the Kamaishi Bay offshore tsunami breakwater on tsunami heights, inundation depths and current velocities along the Kamaishi Bay coast (Arikawa and Oie, 2015; Mori, Yoneyama, and Pringle, 2015; Ozer Sozdinler et al., 2015; Pringle and Yoneyama, 2013; Takahashi et al., 2011) predominantly using horizontal two-dimensional (2DH) non-linear shallow water equation (NSWE) models. A two-way coupled 2DH NSWE to three-dimensional (3D) Navier-Stokes model has also been employed (Mori, Yoneyama, and Pringle, 2015; Pringle and Yoneyama, 2013). The breakwater has been shown to result in an approximately 25–40% reduction to the tsunami heights between elevations offshore of the breakwater and onshore in the bay (Mori, Yoneyama, and Pringle, 2015). Moreover, according to Arikawa and Oie (2015), the breakwater resulted in a 55% reduction to the mean maximum inundation depths in Kamaishi Bay versus the case without a breakwater. However, this reduction rate is less than the possible 70% reduction to inundation depths if the breakwater was not partially damaged (Arikawa and Oie, 2015). Although in most locations the current speeds were decreased, simulations suggest that the breakwater increased current speeds in some residential areas due to the funneling of the wave through the submerged breakwater opening (Ozer Sozdinler et al., 2015).

nên thiệt hại nghiêm trọng trên diện rộng, dẫn tới 15895 thương vong và 2539 người mất tích (Cục Cảnh sát quốc gia Nhật Bản, 2018). Tổng cộng có tới 121776 sụp đổ hoàn toàn, 280923 tòa nhà sụp đổ một phần và 116 cây cầu bị phá hoại tính đến 9/3/2018 (Cục Cảnh sát quốc gia Nhật Bản, 2018). Chỉ trong năm đầu tiên sau thảm họa, thiệt hại kinh tế trực tiếp đã ước tính đến 221 tỉ USD (Kajitani, Chang, và Tatano, 2013).

Với lịch sử lâu dài về sóng thần, Nhật Bản có thể là một trong những nước có sự chuẩn bị kĩ nhất về xây dựng công trình bảo vệ bờ biển như tường biển, cửa cống, đập chắn sóng thần xa bờ, cũng như trồng cây làm rào tự nhiên để cản sóng thần. Suppasri và nnk. (2013) đã nhấn mạnh các ví dụ về thiệt hại đáng kể xảy ra ở trận sóng thần năm 2011 đối với từng loại công trình. Chẳng hạn, đập chắn sóng cỡ lớn ở Vịnh Kamaishi, nằm ngoài khơi bờ biển thung lũng chìm Sanriku ở tỉnh Iwate, được xây dựng ở độ sâu nước 63 m, và trở thành đập thùng chìm sâu nhất toàn thế giới (Tanimoto và Takahashi, 1994). Nó bao gồm một cặp đập chắn sóng tách xa bờ với độ dài lần lượt là 990 và 670 m được nối bởi một khoảng hở là gờ chìm dài 300 m, và được trông đợi sẽ bảo vệ toàn vẹn huyện Kamaishi. Tuy nhiên, ngay cả đập phá sóng này cũng sụp đổ trước áp lực của sóng thần khi nhiều thùng chìm bị hoàn toàn trượt đi hoặc nghiêng khỏi vị trí (Arikawa và nnk., 2012; Arikawa và Oie, 2015). Do vậy, điều quan trọng khi xét đến những sự kiện tương lai là phải phân tích được hiệu ứng của các công trình bảo vệ đối với những khía cạnh chi tiết hơn về thủy động lực của sóng thần. Điều đó cho phép ta thiết kế một cách hiệu quả những công trình bền vững với khả năng chịu được cường độ sóng thần từ thấp đến cao, để giảm nhẹ năng lượng sóng thần hết mức có thể.

Những nghiên cứu trước đây tập trung vào ảnh hưởng của đập phá sóng xa bờ Vịnh Kamaishi đối với chiều cao sóng thần, độ sâu ngập và vận tốc dòng chảy dọc bờ Vịnh Kamaishi (Arikawa và Oie, 2015; Mori, Yoneyama, và Pringle, 2015; Ozer Sozdinler và nnk., 2015; Pringle và Yoneyama, 2013; Takahashi và nnk., 2011) chủ yếu là dùng mô hình 2 chiều ngang (2DH) dựa trên phương trình nước nông phi tuyến (NSWE). Mô hình Navier-Stokes 3 chiều (3D) kết nối song phương với mô hình 2DH NSWE cũng đã được dùng đến (Mori, Yoneyama, và Pringle, 2015; Pringle và Yoneyama, 2013). Đập phá sóng đã cho thấy giảm được khoảng 25–40% chiều cao sóng giữa vùng ngoài đập và khu trong vịnh (Mori, Yoneyama, và Pringle, 2015). Hơn nữa, theo Arikawa và Oie (2015), đập phá sóng giúp giảm tới 55% độ ngập tối đa trung bình toàn vùng Vịnh Kamaishi, so với trường hợp không có đập chắn. Tuy nhiên, tỉ lệ giảm này vẫn thấp hơn mức 70% giảm độ sâu ngập lụt nếu đập chắn sóng không bị hư hại một phần (Arikawa và Oie, 2015). Dù rằng đa số vị trí đều có lưu tốc giảm bớt, song kết quả mô phỏng cho thấy đập chắn sóng đã làm tăng lưu tốc dòng chảy ở vài khu dân cư, do hiệu ứng thu hẹp khi sóng truyền qua khoảng hở của đập (Ozer Sozdinler và nnk., 2015).

Ngoài những tác động quy mô lớn của công trình bờ biển tới chiều sâu ngập và lưu tốc dòng lũ, cũng cần công nhận rằng chi tiết phân bố dòng lũ sóng thần trong vịnh là thông tin quan trọng đối với bến cảng (Lynett và nnk., 2014; Kihara, Fujii, và Matsuyama, 2012; Lynett và nnk.,

In addition to the large-scale impacts of coastal structures on inundation heights and current speeds overland, it is also increasingly acknowledged that details of the distribution of the tsunami currents in the bay are important knowledge for ports and harbors (Lynett et al., 2014; Kihara, Fujii, and Matsuyama, 2012; Lynett et al., 2012; Wilson et al., 2012). Maritime damage due to tsunami currents and drag forces such as destroying boats and docks, ripping vessels from moorings, and impacts from floating debris may be significant even in otherwise largely unaffected regions (Lynett et al., 2014). Furthermore, tsunamis can induce severe topographical changes and sediment depositions that may provide geological evidence from past tsunami events (Suppasri et al., 2016) as well as erosion around coastal structures that can negatively affect their performance (Kihara, Fujii, and Matsuyama, 2012). Excess deposition of sediment can also affect the movement of vessels in and out of harbors and other harbor operations. This may result in dredging costs, or in some cases erosion may even save dredging costs, e.g. the February 27, 2010 Chile tsunami saved US\$100,000 in such costs for Ventura Harbor, California (Wilson et al., 2012).

For investigating possible failure modes of the breakwater due to the overtopping flow, Mitsui et al. (2014) and Arikawa et al. (2012) conducted hydraulic experiments while Mitsui et al. (2014) and Bricker (2013) utilized vertical two-dimensional (2DV) Navier–Stokes models of the overtopping flow. Their conclusions attribute water level difference, large dynamic pressure at the caissons, overflow jet impingement on slope and armor units, scour around the caisson joints, and punching failure of the rubble mound foundation to be major causes of breakwater failure. Sakunaka and Arikawa (2012) investigated the stability of the submerged breakwaters in the opening section using hydraulic experiments and 3D Navier–Stokes modeling.

The aim of this study is to assess the important hydrodynamic characteristics in the vicinity of the submerged breakwater opening for coastal structure design, port protection, and numerical model development purposes. Previous studies have generally only considered idealized experimental setups when using more complex Navier–Stokes models and used 2DH NSW models instead for real-scale applications. Here, we use a 3D Navier–Stokes model applied to the real-scale scenario to detail the complex 3D non-hydrostatic and turbulent flow due to the tsunami in the vicinity of the submerged breakwater opening. Furthermore, comparisons are conducted against a 2DH NSW model simulation. This allows us to identify the benefits of using a 3D Navier–Stokes model in this type of application and to identify what impacts of the tsunami a 2DH NSW model is sufficiently capable of estimating.

Due to computational constraints, a suitable numerical technique is required to generate and propagate a realistic tsunami whilst simulating the 3D non-hydrostatic flow around the submerged breakwater opening and the inundation at the coast. One of these techniques is the two-way coupling of 2DH models with Reynolds-averaged Navier–Stokes (RANS) models (Arikawa and Tomita, 2016; Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016; Takase et al., 2016;

2012; Wilson và nnk., 2012). Dòng sóng thần và lực trượt gây ra thiệt hại như phá huỷ thuyền và bến đậu, bứt tàu thuyền khỏi dây neo, cùng những tác động do rác trôi có thể rất đáng kể ngay cả ở những vùng hầu như không bị ảnh hưởng (Lynett và nnk., 2014). Hơn nữa, sóng thần có thể gây ra những biến đổi mạnh về địa hình và tích tụ bùn cát mà chính chúng có thể cung cấp những chứng cứ địa chất về những trận sóng thần trong quá khứ (Suppasri và nnk., 2016) cũng như xói lở quanh những công trình ven bờ khiến cho giảm hiệu năng của chúng (Kihara, Fujii, và Matsuyama, 2012). Sự bồi tụ bùn cát quá mức cũng có thể ảnh hưởng tới việc tàu thuyền ra vào bến cảng cũng như các hoạt động khác ở bến. Điều này có thể làm tăng giá thành nạo vét, hoặc có những trường hợp mà xói lở giúp giảm giá thành nạo vét. Chẳng hạn, trận sóng thần Chile ngày 27/2/2010 Chile đã giúp giảm US\$100,000 chi phí nạo vét Cảng Ventura, California (Wilson và nnk., 2012).

Để khảo sát những dạng phá hoại khả dĩ do dòng chảy tràn lên đập phá sóng, Mitsui và nnk. (2014) và Arikawa và nnk. (2012) đã tiến hành thí nghiệm thủy lực, còn Mitsui và nnk. (2014) và Bricker (2013) dùng mô hình Navier–Stokes 2 chiều phương đứng (2DV) cho dòng chảy tràn này. Họ kết luận rằng: chênh lệch mực nước, áp suất thủy động lớn tác động lên thùng chìm, dòng chảy tràn đập lên vách dốc và cấu kiện phủ, xói quanh các khớp nối thùng chìm, và sụt nền đá đổ quy mô cục bộ, tất cả là những nguyên nhân chính gây hỏng đập phá sóng. Sakunaka và Arikawa (2012) khảo sát sự ổn định của đập phá sóng chìm trong khoảng cửa bằng những thí nghiệm thủy lực và mô hình Navier–Stokes 3 chiều.

Nghiên cứu này nhằm mục đích đánh giá tầm quan trọng của các đặc trưng thủy động lực ở lân cận cửa đập phá sóng ngầm, phục vụ các mục đích thiết kế công trình bờ biển, bảo vệ cảng và phát triển mô hình số. Những nghiên cứu trước đây thường chỉ xét các bố trí thí nghiệm lý tưởng khi dùng các mô hình Navier–Stokes phức tạp hơn và dùng mô hình NSW 2 chiều thay vì các ứng dụng quy mô thực tế. Ở đây, chúng tôi dùng mô hình Navier–Stokes 3 chiều áp dụng cho kịch bản quy mô thực để chi tiết hoá dòng chảy rối và phi thủy tĩnh 3 chiều phức tạp gây nên bởi sóng thần ở gần cửa đập phá sóng ngầm. Hơn nữa, các so sánh còn được tiến hành với mô phỏng mô hình 2DH NSW. Điều này cho phép ta nhận diện những ích lợi trong việc sử dụng mô hình Navier–Stokes 3 chiều cho kiểu áp dụng này cũng như nhận diện được xem mô hình NSW 2 chiều ngang có thể đủ sức ước tính được những tác động nào.

Do hạn chế về mặt tính toán, cần có một kỹ thuật số phù hợp để phát sinh và truyền sóng thần giống thật, đồng thời phải mô phỏng được dòng chảy phi thủy tĩnh 3 chiều quanh đoạn cửa đập chìm và tình trạng ngập lụt ven bờ. Một trong những kỹ thuật này là việc lồng ghép song phương giữa mô hình 2 chiều ngang với các mô hình Navier–Stokes trung bình Reynolds (RANS) (Arikawa và Tomita, 2016; Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016; Takase và nnk., 2016; Pringle và Yoneyama, 2013; Sitanggang và Lynett, 2010; Fujima, Masamura, và Goto, 2002). Trong một hệ mô hình như vậy, mô hình 2 chiều phương ngang có nhiệm vụ truyền tác động sóng thực tế từ xa bờ vào đến một miền tính RANS 3 chiều khá nhỏ. Ngoài ra, kĩ

Pringle and Yoneyama, 2013; Sitanggang and Lynett, 2010; Fujima, Masamura, and Goto, 2002). In such a modeling system, the 2DH model propagates realistic wave forcings from far offshore toward a relatively small 3D RANS domain. Furthermore, the two-way coupling technique allows the flow from the 3D RANS model to be transferred back to the 2DH model to simulate the effects of local 3D non-hydrostatic conditions on the tsunami flow elsewhere. In previous real-scale studies, the 3D RANS domain has been placed near the coastline and overland to simulate inundation in Onagawa (Arikawa and Tomita, 2016) and Kamaishi (Pringle and Yoneyama, 2013). Furthermore, a one-way coupled 3D particle-based Navier–Stokes solver was used to simulate inundation in Utatsu (Asai et al., 2016). However, it may be more useful to place the 3D RANS domain around single coastal or overland structures to assess the finer details of the hydrodynamics because they can represent local pressures, flow velocities, and turbulent quantities accurately, while they are not efficient for calculating free surface elevations over large scales. Thus, this study uses the 3D RANS model to compute the locally complex 3D non-hydrostatic flow in the vicinity of the Kamaishi Bay offshore tsunami breakwater. Simulation of 3D non-hydrostatic flow through a breakwater opening using a two-way coupled modeling system has been achieved on an experimental scale in previous work (Fujima, Masamura, and Goto, 2002; Fujima, 2006).

In this work, a two-way coupled modeling system, called 2CLOWNS-3D (**2**-way **C**oupled **L**ong **W**ave to **N**avier–**S**tokes **3**D), is employed. The boundary conditions and range of applicability of 2CLOWNS (in 2DV mode) have been evaluated under controlled conditions (Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016). Compared to models that couple to 3D particle-based Navier–Stokes solvers (Asai et al., 2016) and finite-element methods (Takase et al., 2016), the 2CLOWNS-3D structured grid finite-difference modeling system is computationally light, robust, and straightforward to implement because the individual 2DH NSWE and 3D RANS models have very similar numerical schemes and conforming computational grids. In this application of 2CLOWNS-3D, the 3D RANS model is set around the submerged opening of the Kamaishi Bay offshore tsunami breakwater, while the 2DH NSWE model is adopted elsewhere to simulate the tsunami from its source in the open ocean to inundation at the coast. The 2CLOWNS-3D simulation is validated against time series at offshore GPS buoys, and 2011 Tohoku Earthquake Tsunami Joint Survey Group (TTJS) (Mori and Takahashi, 2012) survey measurements of the maximum inundation and run-up heights. Comparisons are made against a 2DH NSWE model simulation in relation to the resulting inundation heights, volume fluxes through the submerged breakwater opening, drag forces and overturning moments acting on the submerged caissons, velocities in the jet structure emanating from the opening, and the related bed shear stresses. Furthermore, the hydrodynamics of the flow over the submerged breakwater opening and in the large-scale jet structure, calculated in the 2CLOWNS-3D simulation, is analyzed in order to examine the important aspects of the 3D non-hydrostatic flow and to determine the fidelity of the 2CLOWNS-

thuật lồng ghép song phương còn cho phép dòng chảy từ mô hình RANS 3 chiều được chuyển ngược về mô hình 2 chiều phương ngang để mô phỏng hiệu ứng của điều kiện phi thủy tĩnh 3 chiều cục bộ đối với dòng chảy sóng thần ở những chỗ khác. Trong các nghiên cứu trước đây trên quy mô thực, miền tính toán RANS 3 chiều đã được đặt gần bờ biển và vào cả trong đất liền để mô phỏng ngập lụt ở Onagawa (Arikawa và Tomita, 2016) và Kamaishi (Pringle và Yoneyama, 2013). Ngoài ra, một bộ giải Navier–Stokes 3D dựa theo hạt được ghép đơn phương đã áp dụng cho mô phỏng ngập lụt ở Utatsu (Asai và nnk., 2016). Tuy nhiên, có thể sẽ hữu ích hơn khi đặt miền tính RANS 3 chiều quanh một công trình bờ biển hay trên cạn để đánh giá chi tiết hơn về chế độ thủy động lực vì qua đó có thể biểu diễn được áp suất, lưu tốc và đặc trưng rối cục bộ một cách chính xác, trong khi sẽ không hiệu quả để tính toán mực nước trên diện rộng. Do vậy, nghiên cứu này sử dụng mô hình RANS 3 chiều để tính dòng chảy phi thủy tĩnh 3 chiều phức tạp ở lân cận Vịnh Kamaishi phía ngoài đập phá sóng xa bờ. Việc mô phỏng dòng chảy phi thủy tĩnh 3 chiều qua cửa đập bằng hệ mô hình ghép song phương đã được thực hiện trên quy mô thử nghiệm ở những nghiên cứu trước đây (Fujima, Masamura, và Goto, 2002; Fujima, 2006).

Trong bài này đã sử dụng một hệ thống mô hình hoá lồng ghép song phương, có tên 2CLOWNS-3D (**2**-way **C**oupled **L**ong **W**ave to **N**avier–**S**tokes **3**D). Điều kiện biên và khoảng áp dụng của 2CLOWNS (với chế độ 2 chiều thẳng đứng) đã được đánh giá dưới điều kiện kiểm soát (Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016). So với các mô hình lồng ghép với bộ giải phương trình Navier–Stokes 3 chiều dựa vào hạt (Asai và nnk., 2016) và phương pháp phần tử hữu hạn (Takase và nnk., 2016) thì hệ 2CLOWNS-3D mô hình hoá sai phân hữu hạn trên lưới cấu trúc có ưu điểm nhẹ hơn về khối lượng tính toán, vững hơn và dễ lập trình hơn vì các mô hình NSWE 2 chiều ngang và RANS 3 chiều đều có lược đồ số giống nhau và lưới tính tương thích. Ở ví dụ hệ 2CLOWNS-3D này, mô hình RANS 3 chiều được đặt quanh cửa đập ngầm trong Vịnh Kamaishi, còn mô hình NSWE 2 chiều ngang được chọn miền khác đi để mô phỏng truyền sóng thần từ nguồn ngoài khơi đến vùng ngập ven bờ. Mô phỏng 2CLOWNS-3D này được kiểm định theo chuỗi số liệu đo tại phao GPS ngoài khơi, và khảo sát diện ngập và mực nước leo tới đa thực hiện bởi Nhóm khảo sát Sóng thần động đất Tohoku 2011 (TTJS) (Mori và Takahashi, 2012). Các so sánh được thực hiện đối với mô phỏng mô hình NSWE 2 chiều xét về độ sâu ngập, lưu lượng chảy qua cửa đập ngầm, lực trượt và mô men lật tác động lên thùng chìm, lưu tốc trong cấu trúc dòng tia phụt ra từ cửa, và các ứng suất tiếp đáy tương ứng. Ngoài ra, chế độ thủy động lực của dòng chảy qua khe cửa đập chìm và cấu trúc dòng tia cỡ lớn tính được từ mô phỏng 2CLOWNS-3D cũng được phân tích nhằm kiểm tra các khía cạnh quan trọng của dòng chảy phi thủy tĩnh 3 chiều và xác định độ chân thực của hệ mô hình 2CLOWNS-3D lồng ghép. Hơn nữa, hai dạng mô hình khép kín rối thông dụng cũng được đánh giá nhằm xác định xem dạng nào phù hợp hơn cho bài toán kiểu này.

3D coupled modeling system. In addition, two forms of the commonly used turbulence closure model are evaluated to determine which is better suited to this type of application.

2 Numerical Methods | Phương pháp số

A two-way coupled 2DH NSWE to 3D RANS model referred to as 2CLOWNS-3D (Pringle, 2016) herein is used in this study. The 1DH to 2DV RANS version (2CLOWNS) was successfully used to model solitary wave transformation and breaking (Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016). 2CLOWNS-3D uses the same concepts and solution method as 2CLOWNS but must now consider an additional horizontal dimension. In particular, interpolation of variables in the tangential direction to the boundaries is required for coupling. Additionally, due to the nature of the current application, frequency dispersion effects are ignored in the 2DH NSWE model that are otherwise required for solitary wave propagation (Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016). This section describes various aspects of the individual 2DH NSWE and 3D RANS models, and the two-coupling between them. For additional details please refer to Pringle (2016).

Trong nghiên cứu này có sử dụng mô hình ghép song phương giữa NSWE chiều và RANS 3 chiều, có tên 2CLOWNS-3D (Pringle, 2016). Phiên bản từ 1 chiều sang RANS 2 chiều phương đứng (2CLOWNS) đã được sử dụng thành công để mô hình hoá sự truyền sóng và vỡ sóng đơn độc (Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016). 2CLOWNS-3D cũng dùng khái niệm và phương pháp giải tương tự như 2CLOWNS song ở đây phải xét thêm một chiều phương ngang nữa. Cụ thể, để ghép mô hình cần có nội suy biến theo phương tiếp tuyến. Ngoài ra, do bản chất của nghiên cứu áp dụng này, các hiệu ứng phân tán tần số đều bị bỏ qua trong mô hình NSWE 2 chiều lại vốn cần cho sự truyền sóng đơn độc (Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016). Mục này mô tả các khía cạnh khác nhau của từng mô hình NSWE 2 chiều và RANS 3 chiều, cũng như việc ghép song phương giữa chúng. Để biết thêm chi tiết, hãy tham khảo Pringle (2016).

2.1 2DH NSWE Model | Mô hình NSWE 2 chiều phương ngang

2.2 Governing Equations | Phương trình cơ bản

The governing equations of the 2DH NSWE model in conservative form are written in the Cartesian coordinate system using Einstein's notation as

Continuity

$$\frac{\partial(\eta - \eta_b)}{\partial t} + \frac{\partial Q_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

Momentum ($i = 1, 2$):

$$\frac{\partial Q_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{Q_i Q_j}{H} \right) + gH \frac{\partial \eta}{\partial x_i} + \left(\frac{gn^2}{H^{1/3}} + \mathcal{F}_D \right) \frac{Q_i \sqrt{Q_j Q_i}}{H^2} = 0 \quad (2)$$

where η is the surface elevation, z_b is the seabed level (allowing for time varying bathymetry), h is the still water depth, $H = h + \eta$ is the total water depth, $Q_i = U_i H$ is the volume flux per unit width in the i th direction, U_i is the depth-averaged velocity in the i th direction, g is the acceleration due to gravity, n is Manning's friction coefficient for the bed stress term, and $\mathcal{F}_D$ is the coefficient of momentum loss due to dispersion.

Các phương trình cơ bản cho mô hình NSWE 2 chiều phương ngang dưới dạng bảo toàn được viết bằng kí pháp Einstein trong hệ tọa độ Đề-các như sau

Phương trình liên tục

PT động lượng ($i = 1, 2$):

trong đó η là cao trình mặt nước, z_b là cao trình đáy (cho phép địa hình đáy biến đổi theo thời gian), h là độ sâu nước tĩnh, $H = h + \eta$ là độ sâu nước tổng, $Q_i = U_i H$ là lưu lượng qua mỗi đơn vị bề rộng theo phương thứ i , U_i là lưu tốc trung bình độ sâu theo phương thứ i , g là gia tốc trọng lực, n là hệ số nhám Manning trong số hạng ứng suất tiếp đáy, và $\mathcal{F}_D$ là hệ số tổn thất động lượng do sự hoà trộn.

2.3 Numerical Scheme | Lược đồ số

The finite-difference explicit staggered leap-frog calculation scheme is utilized to solve Equations (1) and (2) (Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016; Pringle, 2016). This scheme has been widely used for tsunami computation and is utilized in the commonly applied TUNAMI (Imamura, Yalciner, and Ozyurt, 2006) and COMCOT (Liu, Woo, and Cho, 1998) models. It is found to be computationally efficient with relatively small truncation errors (Ima-

Lược đồ tính toán sai phân hữu hạn hiện dạng nhảy cóc với lưới đan xen được dùng để giải các PT (1) và (2) (Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016; Pringle, 2016). Lược đồ này được dùng rộng rãi để tính sóng thần và được vận dụng trong các chương trình thông dụng là TUNAMI (Imamura, Yalciner, và Ozyurt, 2006) và COMCOT (Liu, Woo, và Cho, 1998). Lược đồ được phát hiện là rất hiệu quả trong tính toán với sai số chặt chẽ tương đối nhỏ

mura and Goto, 1988) because the staggering in time and space allows the linearized form of the governing equations (LSWE) to become second-order accurate. However, the first-order upwind difference is used to discretize the nonlinear advection terms which can lead the scheme to become susceptible to numerical diffusion and dissipation (Son, Lynett, and Kim, 2011).

The procedure to model the evolution of the shoreline is straightforward and follows a finite-volume-like approach with the specification of a minimum allowable depth. It is comparable to the approaches of Imamura, Yalciner, and Ozyurt (2006) and Liu, Woo, and Cho (1998). An additional countermeasure is employed to avoid negative depths by multiplying each of the outgoing volume fluxes by a constant, λ (as defined by Equation (3)), in a given computational cell where a negative depth occurs. Equation (1) is then recalculated to conserve volume (Fukazawa and Tosaka, 2014).

$$\lambda = \frac{H^n \Delta x \Delta y + Q_{in} \Delta t}{Q_{out} \Delta t} \quad \text{for cell where; với những ô lưới có } H^{n+1} < 0 \quad (3)$$

where Δx and Δy are the grid sizes in the x and y Cartesian coordinate directions, respectively, and Δt is the time step. Q_{out} and Q_{in} are the sum of the outgoing and inflowing volume fluxes per tangential grid width ($= Q_i \Delta x_j (1 - \delta_{ij})$), respectively, where δ_{ij} is the Kronecker delta. Superscripts n and $n+1$ refer to the current time step and future time step, respectively.

For flow overtopping sub-grid scale seawalls or breakwaters that are defined on cell boundaries, Honma's empirical weir overflow equation (Honma, 1940) is implemented to estimate the volume flux at the cell boundary:

$$Q_i = \begin{cases} 0 & \text{if } H_U \leq 0 \\ C_w H_U \sqrt{2g H_U} & \text{if } H_D \leq \frac{2}{3} H_U \\ \frac{3}{2} C_w H_D \sqrt{6g(H_U - H_D)} & \text{if } H_D > \frac{2}{3} H_U \end{cases} \quad (4)$$

where $H_U (= \eta_U - z_{wall})$ and $H_D (= \eta_D - z_{wall})$ are equal to the equivalent water depths upstream and downstream of the wall on the cell boundary, respectively ($H_U > H_D$), z_{wall} is the level of the wall crest, and $C_w (= 0.35)$ is the weir discharge coefficient. In addition, when modeling vertical breakwaters of widths larger than the cell resolution (defined by the bathymetry rather than just on a cell boundary), another small adjustment is required. Usually, the water depth on the boundary is found by averaging the depths in the adjacent cell centers (cf. Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016; Pringle, 2016). However, at the point of transition to the vertical breakwater, the depth should be equal to the average of the free surfaces minus the elevation of the caisson height (higher than the ground level) instead. This adjustment, in addition to a nonzero $\mathcal{F}_D$ value, is employed when considering the flow over the submerged caissons of the Kamaishi Bay offshore tsunami breakwater in this study.

The model has been adapted to allow for the two-way nesting of any number of computational grid layers with increasing grid resolution approaching the nearshore area. The time steps Δt are also set different in each layer to satisfy the Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) condition while

(Imamura và Goto, 1988) vì cách bố trí lưới đan xen về thời gian và không gian đã cho phép dạng tuyến tính hoá của phương trình cơ bản (LSWE) trở nên chính xác với bậc 2. Tuy nhiên, sai phân ngược dòng bậc nhất được dùng để rời rạc hoá những số hạng phi tuyến vốn có thể khiến lược đồ bị khuếch tán và tiêu tán số trị (Son, Lynett, và Kim, 2011).

Quy trình để mô hình hoá diễn biến đường bờ thì không phức tạp và theo cách tựa như thể thích hữu hạn với việc chỉ định cho độ sâu cho phép tối thiểu. Cách này tương đồng với phương pháp của Imamura, Yalciner, và Ozyurt (2006); Liu, Woo, và Cho (1998). Một biện pháp phòng ngừa nữa được dùng đến để tránh độ sâu âm bằng cách đem từng lưu lượng ra nhân với một hằng số, λ (như định nghĩa ở PT (3)) ở những ô tính toán nào có độ sâu âm. Phương trình (1) sẽ được tính lại để bảo toàn thể tích (Fukazawa và Tosaka, 2014).

trong đó Δx và Δy lần lượt là kích cỡ ô lưới theo các phương toạ độ Đề-các x và y , còn Δt là bước thời gian. Q_{out} và Q_{in} lần lượt là tổng các lưu lượng ra và vào trên mỗi bề rộng lưới phương tiếp tuyến ($= Q_i \Delta x_j (1 - \delta_{ij})$), trong đó δ_{ij} là delta Kronecker. Các chỉ số n và $n+1$ lần lượt chỉ bước thời gian hiện thời và bước thời gian tương lai.

Với dòng chảy tràn qua những tường biển hay đập phá sóng cỡ phân lưới đã được định nghĩa ở cạnh ô lưới, phương trình thực nghiệm chảy tràn qua đập (Honma, 1940) được lập để ước tính lưu lượng tại cạnh ô lưới:

trong đó $H_U (= \eta_U - z_{wall})$ và $H_D (= \eta_D - z_{wall})$ tương ứng bằng các độ sâu nước phía thượng lưu và hạ lưu của tường đặt ở cạnh ô lưới ($H_U > H_D$), z_{wall} là cao trình đỉnh tường, còn $C_w (= 0.35)$ là hệ số lưu lượng đập tràn. Ngoài ra, khi mô hình hoá các đập phá sóng thẳng đứng có bề rộng vượt quá độ phân giải ô lưới (xác định bởi địa hình thay vì chỉ dựa theo đường biên ô lưới), cần phải có một điều chỉnh nhỏ khác. Thường thì độ sâu nước tại đường biên này được tính bằng trung bình độ sâu nước tại các tâm của ô lưới kề với nó (xem Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016; Pringle, 2016). Tuy nhiên, ở điểm chuyển tiếp tới thành đập thẳng đứng, độ sâu này cần được tính bằng trung bình cộng của hai cao trình mực nước trừ đi cao trình thùng chìm (cao hơn mặt đất). Cách hiệu chỉnh này, cộng với một giá trị khác không $\mathcal{F}_D$, được dùng khi xét dòng chảy qua các thùng chìm thuộc đập phá sóng thần ngoài khơi Vịnh Kamaishi trong nghiên cứu này.

Mô hình đã được điều chỉnh để cho phép ghép, theo cả hai hướng, một số lượng bất kỳ các lớp lưới tính toán với độ phân giải lưới tăng dần khi tiến gần bờ. Bước thời gian Δt xung được đặt khác đi ở từng lớp nhằm thoả mã điều kiện Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) trong khi vẫn tối ưu hoá hiệu suất tính toán. Nội suy tuyến tính

maximizing computational efficiency. Linear interpolation is used to transfer volume flux and free surface information between the nested layers. This two-way nesting procedure (Pringle, 2016) has been compared with a similar method (Imamura, Yalciner, and Ozyurt, 2006) by Nagashima et al. (2015). The major difference is related to the order of calculation and interpolation in the temporal dimension (when time steps are different between layers).

được dùng để truyền thông tin về lưu lượng và mực nước giữa các lớp lưới lồng ghép này. Quy trình lồng ghép theo cả hai hướng (song phương) (Pringle, 2016) được so sánh với một phương pháp tương tự (Imamura, Yalciner, và Ozyurt, 2006) bởi Nagashima và nnk. (2015). Điểm khác biệt chính có liên quan tới bậc phép tính và nội suy trong theo chiều không gian (khi các bước thời gian là khác nhau giữa các lớp).

2.4 3D RANS Model | Mô hình RANS 3 chiều

2.4.1 Governing Equations | Phương trình cơ bản

3D RANS equations can be written in Einstein's notation as

Continuity:

$$\frac{\partial \gamma_i^a u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5)$$

Momentum ($i = 1, 2, 3$):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left((\nu + \nu_t) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (6)$$

where u_i is the mean flow velocity component in the i th direction, g_i is the external force per unit volume, p is the mean fluid pressure, ρ is the fluid density, ν is the kinematic viscosity, ν_t is the turbulent viscosity that appears after making the Boussinesq assumption. γ is the void ratio of a computational cell, γ^a is the aperture ratio of a cell boundary in the i th direction and are used to enable the partial occupation of a computational cell with an object or bottom bathymetry. A two-equation eddy viscosity $k-\epsilon$ model is used for turbulence closure. Here, k ($\equiv \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$) is the turbulent kinetic energy, and ϵ ($\equiv \nu \overline{u'_{i,j} u'_{j,i}}$) is the turbulent energy dissipation rate, where u'_i is the turbulent fluctuation component of the velocity from the mean flow velocity u_i . Two variants on the $k-\epsilon$ model are used in this study; the standard version (Launder and Spalding, 1974) and the realizable version (Shih et al., 1995). To model the free surface, the volume of fluid (VOF) calculation is adopted where the equation for the advection of fluid in terms of the cell volume fraction F is solved:

$$\frac{\partial \gamma^v F}{\partial t} + \frac{\partial \gamma_i^a F u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (7)$$

2.4.2 Numerical Scheme | Lựa chọn số

Equations (5) and (6) are discretized and solved on a staggered grid. The discretization formulas are the first-order Euler, third-order single-point upwind difference, and central difference discretizations for time, advection, and all other terms, respectively. Similar discretization of the $k-\epsilon$ model is performed except a second-order total-variation diminishing scheme is utilized for advection. The velocity-pressure coupling numerical procedure is based on the Simplified Marker and Cell (SMAC) algorithm (Amsden and Harlow, 1970). The VOF calculation for modeling the free surface uses the Piecewise linear interface calculation (a variant on Youngs (1982)) method to discretize Equa-

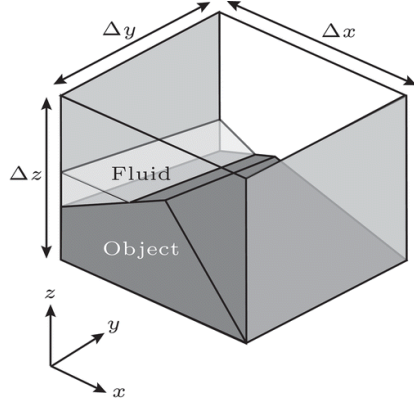
Các phương trình RANS 3 chiều có thể được viết dưới kí pháp Einstein như sau

Liên tục:

Động lượng ($i = 1, 2, 3$):

trong đó u_i là thành phần lưu tốc theo phương i , g_i là ngoại lực tác dụng lên mỗi đơn vị thể tích, p là áp suất trung bình của chất lưu, ρ là mật độ chất lưu, ν là độ nhớt động học, ν_t là độ nhớt rối xuất hiện sau khi áp giả thiết Boussinesq. γ^v là tỉ lệ rỗng của ô lưới, γ^a là tỉ lệ độ mở của đường biên ô lưới theo hướng thứ i và được dùng để kích hoạt sự chiếm chỗ ô lưới bởi vật thể hoặc địa hình đáy. Một mô hình nhớt rối hai phương trình $k-\epsilon$ được dùng để khép kín rối. Ở đây, k ($\equiv \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$) là động năng rối, còn ϵ ($\equiv \nu \overline{u'_{i,j} u'_{j,i}}$) là tốc độ tiêu tán năng lượng rối, trong đó u'_i là thành phần dao động rối của lưu tốc so với trị số lưu tốc trung bình u_i . Hai biến thể của mô hình $k-\epsilon$ được dùng trong nghiên cứu này; phiên bản tiêu chuẩn (Launder và Spalding, 1974) và phiên bản hiện thực hoá (Shih và nnk., 1995). Để mô hình hoá bề mặt thoáng, đã sử dụng cách tính thể tích chất lưu (VOF) trong đó đi giải phương trình chuyển tải chất lưu xét về tỉ lệ thể tích F trong ô lưới:

Các PT (5) và (6) được rời rạc hoá và giải trên lưới đan xen. Những công thức rời rạc bao gồm Euler bậc nhất, sai phân ngược dòng điểm đơn bậc 3, và rời rạc sai phân trung tâm cho thời gian, số hạng đối lưu và những số hạng khác. Cách rời rạc hóa tương tự cho mô hình cũng được thực hiện, chỉ khác ở chỗ dùng một lược đồ total-variation diminishing bậc hai cho số hạng đối lưu. Quy trình lồng ghép lưu tốc - áp suất được dựa trên thuật toán Marker and Cell giản hoá (SMAC) (Amsden và Harlow, 1970). Tính toán VOF để mô hình hoá bề mặt thoáng đã dùng phương pháp tính giao diện tuyến tính ghép mảnh (một biến thể theo Youngs (1982)) nhằm rời rạc hoá PT (7)



Hình 1: | Fig. 1. Illustration of both an object and fluid within a computational cell as described by the improved FAVOR method used in this study. • Minh hoạ cả vật thể lẫn chất lưu trong một ô lưới như theo mô tả bởi phương pháp FAVOR cải tiến dùng trong nghiên cứu này.

tion (7) in space and the first-order Euler difference is used for temporal integration. Additionally, to specify the actual shape of an object or topographical surface in a cell, an improved Fraction of Volume Obstacle Representation (FAVOR) method is utilized. This means that even in free surface cells that are partially occupied by an object (see Figure 1), the correct slope and position of the free surface interacting with the object may be considered while conserving the volume fraction F . The coefficients γ^v and γ^a introduced in Equations (5)–(7) are necessary for the implementation of FAVOR and are calculated through the following operation (refer to Figure 1):

$$\gamma^v = 1 - \frac{V_{\text{object}}}{\Delta x \Delta y \Delta z} \quad (8)$$

$$\gamma_x^a = 1 - \frac{(SA_{\text{object}})_x}{\Delta y \Delta z} \quad (9)$$

where V_{object} refers to the volume of the object in the computational cell and SA_{object} to its surface area on the $y - z$ plane of the cell boundary. Similar expressions are available for γ_y^a and γ_z^a on the other planes.

trong đó V_{object} dùng để chỉ thể tích vật thể trong ô lưới còn SA_{object} là diện tích bề mặt trên mặt phẳng $y - z$ của đường biên ô lưới. Cũng có những biểu thức tương tự cho γ_y^a và γ_z^a trên các mặt phẳng còn lại.

2.5 Two-way Coupling of 2DH NSW and 3D RANS Models | Việc lồng ghép song phương giữa các mô hình 2DH NSW và RANS 3 chiều

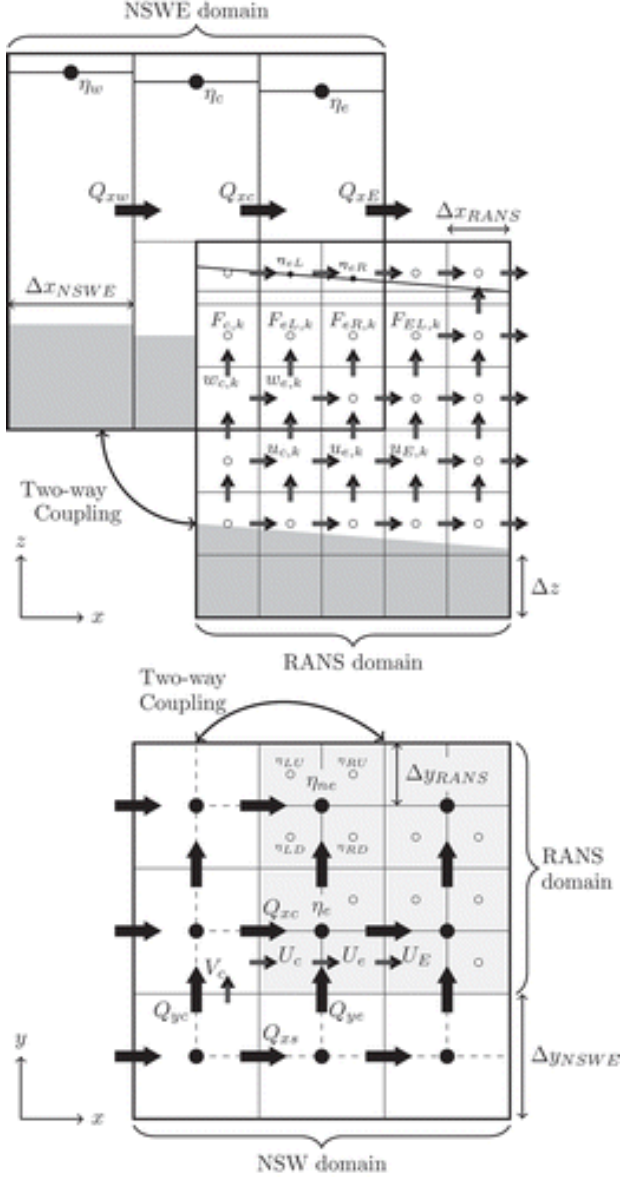
The 2DH NSW model grid layer with the finest resolution and the 3D RANS model domain are tightly coupled considering two-way flow (Pringle, 2016). The basic calculation procedure has been described for the 1DH and 2DV version, 2CLOWNS (Pringle, Yoneyama, and Mori, 2016). Differences between 2CLOWNS and 2CLOWNS-3D arise in the spatial direction due to the extra horizontal dimension and are thus highlighted in this section. Figure 2 gives an illustration of the boundary interface between the 2DH and 3D domains, in which the locations of the variables featured in the equations within this section are indicated (and the subscripts are defined in the caption). Note that typically different Δt is used between each 2DH and 3D domains but to simplify our explanation here, a constant Δt is considered.

Lớp lưới mô hình 2DH NSW với độ phân giải mịn nhất và miền mô hình RANS 3 chiều được lồng ghép chặt chẽ có xét tới dòng chảy theo cả hai hướng (Pringle, 2016). Quy trình tính toán cơ bản đã được miêu tả cho các phiên bản 1DH và 2DV, 2CLOWNS (Pringle, Yoneyama, và Mori, 2016). Những khác biệt giữa 2CLOWNS và 2CLOWNS-3D nảy sinh do có thêm một chiều không gian nằm ngang, và do vậy sẽ được đề cập tới trong mục này. Hình 2 cho thấy minh hoạ mặt tiếp giáp giữa các miền 2DH và 3 chiều, trong đó có chỉ ra tọa độ đặt các biến trong phương trình viết ở mục này (cùng với những chỉ số định nghĩa ở tiêu đề hình vẽ). Lưu ý rằng thường thì các Δt khác nhau sẽ được dùng với các miền 2DH và 3 chiều nhưng để giản hoá lời giải thích viết ra đây, chúng tôi sẽ dùng Δt là hằng số.

2.5.1 3D RANS Boundary Condition | Điều kiện biên RANS 3 chiều

In this study, the nondispersive NSW equations are used. This means that the domain of the 3D RANS model needs

Trong nghiên cứu này, ta dùng phương trình NSW không phân tán. Điều đó nghĩa là miền của mô hình RANS 3



Hình 2: | Fig. 2. Interface region between the 2D NSW and 3D RANS model in 2CLOWNS-3D with the necessary variables required for coupling shown. The subscripts have the following definitions: Q_x is the x -direction flux (defined on cell edge), Q_y is the y -direction flux (defined on cell edge), c is the center cell (free surface) or edge (velocities) between model interface, w is the one cell/edge west of center, e is the one cell/edge east of center, E is the two cells/edges east of center, n is the one cell/edge north of center, s is the one cell/edge south of center, L is the left half of the sub-grid, R is the right half of the sub-grid, U is the upper half of the sub-grid, and D is the lower half of the sub-grid. • Vùng tiếp giáp giữa mô hình NSW 2 chiều và RANS 3 chiều trong 2CLOWNS-3D với các biến thiết yếu sẽ cần đến cho việc lồng ghép ở đây. Các chỉ số dưới được định nghĩa như sau: Q_x là thông lượng theo phương x (định nghĩa ở cạnh bên ô lưới), Q_y là thông lượng theo phương y (định nghĩa ở cạnh bên ô lưới), c là ô trung tâm (mặt thoáng) hay cạnh bên (lưu tốc) giữa mặt tiếp giáp mô hình, w là một ô/cạnh lệch về phía tây so với trung tâm, e là ô/cạnh lệch đông so với trung tâm, E là hai ô/cạnh lệch đông so với trung tâm, n là ô/cạnh lệch bắc so với trung tâm, s là ô/cạnh lệch nam so với trung tâm, L là nửa trái phân lưới, R là nửa phải phân lưới, U là nửa trên phân lưới, và D là nửa dưới phân lưới.

to be large enough so that the pressure is essentially hydrostatic, and the vertical profile of the horizontal velocities is close to uniform at the interface between the models. Assuming this is the case, a no gradient condition on the pressure at the boundary is applied when solving the Poisson pressure equation. In comparison, Takase et al. (2016) strongly enforce the hydrostatic pressure at the boundary, but the differences should be small as long as the domain is large enough to ensure the flow in the 3D RANS model itself is close to hydrostatic near the boundary.

A uniform velocity profile for the horizontal velocities is calculated by $u_{c,k} = U_C = Q_{xc}/H_{xc}$. However, due to restrictions on the domain size, it may be appropriate to introduce an arbitrary velocity distribution so that vortices rotating in the vertical plane may freely cross the boundary. Following Fujima, Masamura, and Goto (2002) and Pringle, Yoneyama, and Mori (2016), this can be achieved by setting the difference in the fluctuation from the depth-averaged velocity to zero across the boundary:

$$u_{c,k} = U_C + \frac{\gamma_{xe,k}^a (F_{eL,k} + F_{eR,k})}{\gamma_{xc,k}^a (F_{c,k} + F_{eL,k})} (u_{e,k} - U_e) \quad (10)$$

The ratio of the F volume fractions and aperture ratios γ_x^a exists to ensure that the volume flux Q_{xc} is conserved. The idea is the same for both the normal and tangential velocities.

The rest of the problem relates to obtaining the depth-averaged velocities in the correct locations. The normal velocity U_c falls directly on the boundary interface so interpolation in the normal direction is not required; however, it may need to be interpolated in the tangential direction if the horizontal resolution is different, e.g. to get U_c in Figure 2:

$$U_c = \frac{(\Delta y_{NSWE} - 0.5\Delta y_{RANS})Q_{xc}/H_{xc} + 0.5\Delta y_{RANS}Q_{xs}/H_{xs}}{\Delta y_{NSWE}} \quad (11)$$

The tangential velocity V_c is a boundary condition for the adjacent velocities inside the 3D domain. Interpolation in the tangential direction may be necessary depending on its position, achieved in a similar way to Equation (11). In the case of V_c in Figure 2, only interpolation along the normal direction is required:

$$V_c = \left(\frac{\Delta x_{NSWE} + \Delta x_{RANS}}{2\Delta x_{NSWE}} \right) \frac{Q_{yc}}{H_{yc}} + \left(\frac{\Delta x_{NSWE} - \Delta x_{RANS}}{2\Delta x_{NSWE}} \right) \frac{Q_{ye}}{H_{ye}} \quad (12)$$

Pringle, Yoneyama, and Mori (2016) showed that with regards to the vertical velocities, a no gradient condition for $w_{c,k}$ is a simple and effective boundary condition, i.e. $w_{c,k} = w_{e,k}$, and is adopted here also. The free surface level is defined inside the boundary in terms of the cell volume fraction, $F_{c,k}$ to ensure that the correct volume flux is transported into the domain via the VOF method. $F_{c,k}$ is determined by linear interpolation of η_c and η_e in the NSW model:

$$F_{c,k} = \begin{cases} 0, & \text{if } z_k \geq \eta_c^*, \\ 1, & \text{if } z_{k+1} \leq \eta_c^*, \\ (\eta_c^* - z_k)/\Delta z, & \text{otherwise/TH còn lại.} \end{cases} \quad (13)$$

chiều phải đủ lớn để áp suất có thể coi như thuỷ tĩnh, và profile phương đứng của lưu tốc hướng ngang phải gần như đều đặn ở mặt tiếp giáp giữa các mô hình. Nếu coi như vậy, thì ta sẽ áp dụng điều kiện không gradien cho áp suất tại biên khi giải phương trình áp suất Poisson. Để so sánh, Takase và nnk. (2016) lại thắt chặt yêu cầu áp suất thuỷ tĩnh tại biên, song những khác biệt vẫn nhỏ miễn là miền đủ rộng để đảm bảo cho dòng chảy trong mô hình RANS 3 chiều bản thân nó sẽ gần như thuỷ tĩnh ở sát đường biên.

Một profile đều của vận tốc hướng ngang được tính bởi $u_{c,k} = U_C = Q_{xc}/H_{xc}$. Tuy nhiên, do những hạn chế về kích cỡ miền, có thể sẽ thích hợp để giới thiệu một dạng phân bố lưu tốc tuỳ ý sao cho các xoáy quay trong mặt phẳng thẳng đứng có thể tuỳ ý cắt qua đường biên. Theo Fujima, Masamura, và Goto (2002) cũng như Pringle, Yoneyama, và Mori (2016), điều này có thể đạt được bằng cách đặt hiệu số nhiễu động từ lưu tốc trung bình độ sâu về bằng 0 dọc theo đường biên:

Sở dĩ xuất hiện tỉ số giữa phần thể tích và tỉ lệ mở γ_x^a là để đảm bảo cho lưu lượng Q_{xc} được bảo toàn. Ý tưởng này là như nhau với cả các vận tốc phương pháp tuyến và tiếp tuyến.

Phần còn lại của bài toán có liên quan tới việc thu được những vận tốc trung bình độ sâu ở các vị trí đúng. Vận tốc hướng pháp tuyến U_c rơi thẳng vào mặt tiếp giáp, bởi vậy không cần phải nội suy ra vận tốc pháp tuyến. Tuy nhiên, có thể sẽ phải nội suy theo hướng tiếp tuyến nếu độ phân giải hướng ngang khác đi, chẳng hạn để thu được U_c trên Hình 2:

Vận tốc hướng tiếp tuyến V_c là một điều kiện biên cho các vận tốc kề với nó trong miền 3 chiều. Việc nội suy theo hướng tiếp tuyến có thể sẽ cần thiết phụ thuộc vào toạ độ của nó, nhận được theo cách tương tự như PT (11). Trong trường hợp V_c trên Hình 2, chỉ cần nội suy dọc theo hướng pháp tuyến:

Pringle, Yoneyama, và Mori (2016) cho thấy rằng về các lưu tốc phương thẳng đứng, một điều kiện không gradien cho $w_{c,k}$ là một điều kiện biên đơn giản và hiệu quả, nghĩa là $w_{c,k} = w_{e,k}$, mà ở đây cũng được sử dụng. Cao trình mặt thoáng được định nghĩa phía trong biên theo tỉ lệ phần thể tích ô lưới, $F_{c,k}$ nhằm đảm bảo rằng giá trị đúng của lưu lượng được truyền vào miền tính qua phương pháp VOF. $F_{c,k}$ được xác định bằng nội suy tuyến tính của η_c và η_e trong mô hình NSW:

$$\eta_c^* = \left(\frac{\Delta x_{\text{NSWE}} + \Delta x_{\text{RANS}}}{2\Delta x_{\text{NSWE}}} \right) \eta_c + \left(\frac{\Delta x_{\text{NSWE}} - \Delta x_{\text{RANS}}}{2\Delta x_{\text{NSWE}}} \right) \eta_e$$

With regards to the turbulent quantities, an assumption is made that there is some small ambient turbulent intensity, I_b , and ratio of turbulent viscosity to kinematic viscosity, ν_{rb} , on the lateral boundary. These also double as initial conditions. $k_{c,k}$ and $\epsilon_{c,k}$ are then evaluated as

$$k_{c,k} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{gh_D} I_b \right)^2 \quad (14)$$

$$\epsilon_{c,k} = C_\mu \frac{k_{c,k}^2}{\nu_{rb} \nu} \quad (15)$$

where $C_\mu (= 0.09)$ is a coefficient of the standard $k-\epsilon$ model, and h_D is a characteristic depth of the domain. For example Lin and Liu (1998) have suggested $I_b = 2.5 \times 10^{-3}$ and $\nu_{rb} = 0.1$ as suitable values; however, in the ocean, one would expect ν_{rb} to be on the order of at least 100 based on background values of vertical shear instability, internal wave breaking, and double diffusion (Large, McWilliams, and Doney, 1994).

Xét về các đại lượng rối động, chúng tôi giả sử rằng có cường độ rối nhỏ trong môi trường nước, I_b , và có tỉ số giữa độ nhớt rối và độ nhớt động học, ν_{rb} , tại biên ngang. Các đại lượng này được nhân đôi cho điều kiện ban đầu. Khi đó, $k_{c,k}$ và $\epsilon_{c,k}$ được xác định như sau

trong đó $C_\mu (= 0.09)$ là một hệ số từ mô hình $k-\epsilon$ tiêu chuẩn, còn h_D là độ sâu đặc trưng của mô hình. Chẳng hạn, Lin và Liu (1998) đã khuyến nghị các giá trị phù hợp là $I_b = 2.5 \times 10^{-3}$ và $\nu_{rb} = 0.1$; tuy nhiên, ngoài biển, ta cần dự trù rằng ν_{rb} phải ít nhất là bằng cỡ 100 dựa trên các giá trị nền của độ bất ổn định trượt phương đứng, sóng vỡ nội, và khuếch tán kép (Large, McWilliams, và Doney, 1994).

2.5.2 2DH NSW E Boundary Condition | Điều kiện biên NSW E 2 chiều

The boundary condition for the 2DH NSW E model simply involves finding the free surfaces and volume fluxes in the 3D RANS domain through free surface detection methods and vertical integration respectively. These are used as ghost cells for the finite-difference stencil of the 2DH model at the boundary to the 3D domain when required. In the case of different horizontal resolutions, the free surfaces and volume fluxes are transferred onto the 2DH NSW E mesh through a simple averaging procedure. For example, to get η_{ne} from Figure 2 ($x-y$ plane), the following operation is performed:

Điều kiện biên cho mô hình NSW E 2 chiều NSW E đơn giản là việc tính các cao trình mặt nước và lưu lượng trong miền RANS 3 chiều, lần lượt bằng phương pháp xác định mặt thoáng và tích phân phương đứng. Những thông tin này được dùng làm ô ảo cho khung mẫu sai phân hữu hạn trong mô hình 2 chiều tại biên với miền 3 chiều khi cần. Trong trường hợp mà độ phân giải phương ngang là khác nhau thì các bề mặt thoáng và lưu lượng được truyền vào lưới NSW E 2 chiều qua cách trung bình hoá đơn giản. Chẳng hạn, để có được η_{ne} từ Hình 2 (mặt phẳng $x-y$), cần thực hiện phép tính sau:

$$\eta_{ne} = \frac{\eta_{LD} + \eta_{RD} + \eta_{LU} + \eta_{RU}}{4} \quad (16)$$

Typically, for visualization purposes, all the information from the 3D RANS mesh is transferred onto the 2DH NSW E mesh even though only required values are used up to the edge of the finite-difference stencil of the 2DH model around the 2DH-3D interface as necessary.

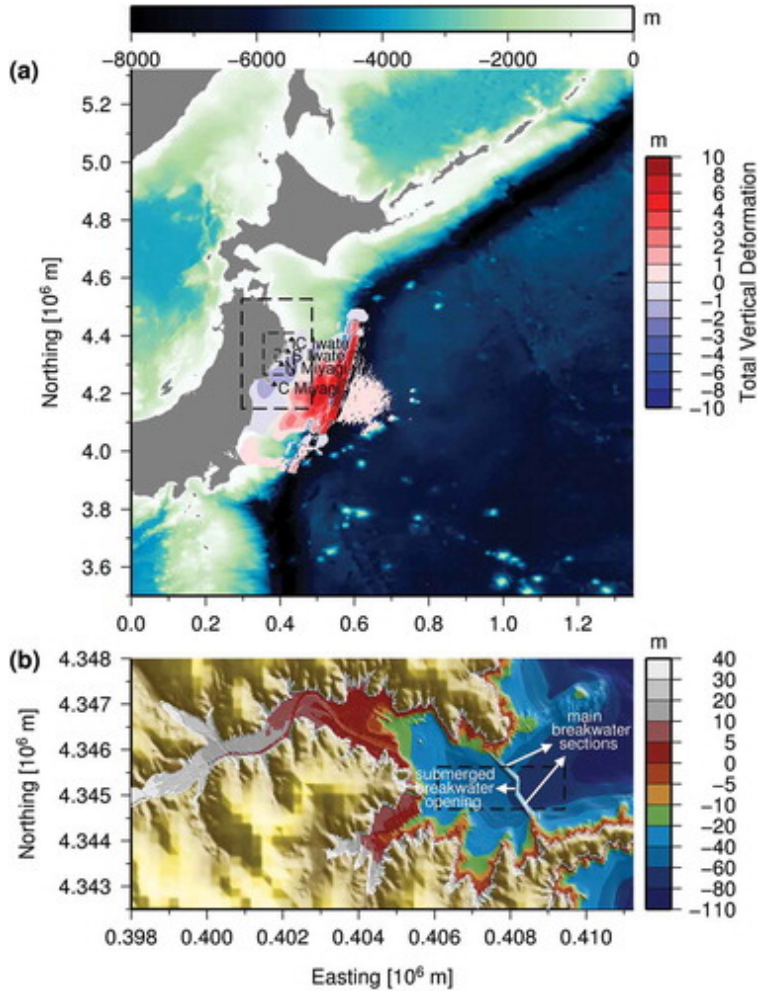
Thông thường, để trực quan hoá, tất cả mọi thông tin từ lưới RANS 3 chiều được truyền vào lưới NSW E 2 chiều mặc dù chỉ những giá trị được yêu cầu đến cho đến viền của khung mẫu sai phân mô hình 2 chiều quanh mặt tiếp giáp 2 chiều - 3 chiều khi cần.

3 Setting and Numerical Setup | Đặc điểm địa lý và thiết lập mô hình

3.1 Kamaishi Bay and Offshore Tsunami Breakwater | Vịnh Kamaishi và Đê chắn sóng thần ngoài khơi

Kamaishi Bay is located in Iwate Prefecture, on the Sanriku ria coastal area of Japan. Kamaishi Bay is separated from Ryoishi Bay in the north by a short peninsula and Toni Bay in the south by a longer peninsula. At the mouth of Kamaishi Bay existed the deepest offshore caisson breakwater in the world extending to a maximum depth of 63 m and spanning a total of almost 2 km in length (Arikawa et al., 2012). It was constructed for the purpose of protecting Kamaishi City from tsunami attacks. The breakwater's crest height sits at 6 m above average low tide level in the

Vịnh Kamaishi nằm ở Tỉnh Iwate, Nhật Bản, trên vùng bờ biển Sanriku – một bờ biển dạng ria. Vịnh Kamaishi tách biệt với Vịnh Ryoishi về phía Bắc bởi một bán đảo ngắn và với Vịnh Toni về phía Nam bởi một bán đảo dài hơn. Ở cửa Vịnh Kamaishi có tồn tại một đập phá sóng thủng chìm xa bờ sâu nhất thế giới, nó vươn ra độ sâu tối đa là 63 m và trải dài suốt gần 2 km (Arikawa và nnk., 2012). Công trình này được xây dựng nhằm bảo vệ thành phố Kamaishi khỏi bị sóng thần tàn phá. Đỉnh đập có cao



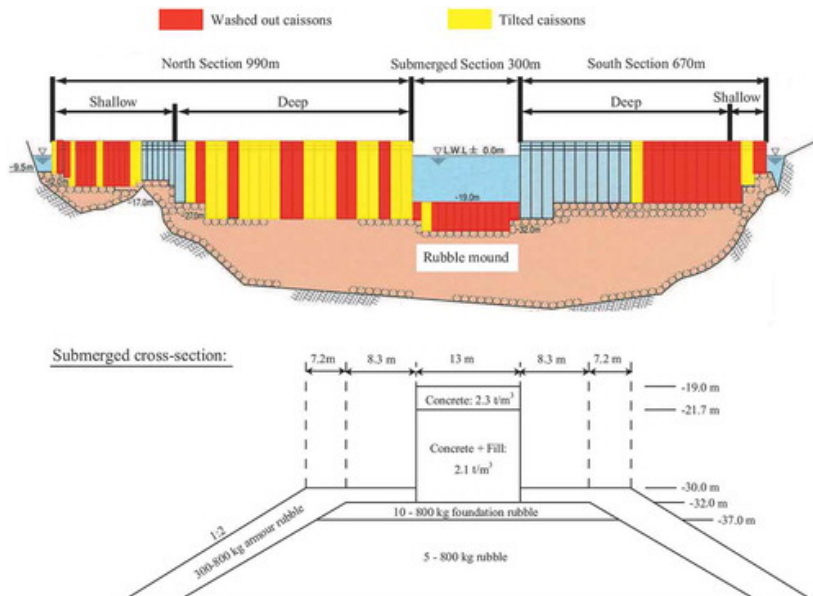
Hình 3: | Fig. 3. (a) Bathymetry in the largest 2DH NSW mesh layer (resolution is 1350 m) with dashed black rectangles indicating the boundaries of the four other higher resolution 2DH NSW mesh layers (450, 150, 50, 10 m). The red-blue filled contour plot shows the total vertical deformation of the ground due predicted by the Satake v8.0 (Satake et al., 2013) source model of the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami (note that absolute vertical deformation smaller than 0.2 m is not plotted for figure clarity purposes). Annotated triangles indicate the locations of the four offshore GPS buoys closest to Kamaishi Bay. (b) Bathymetry/Topography up to T.P. +40 m in the highest resolution 2DH NSW mesh layer (10 m) with the offshore tsunami breakwater included. The dashed black rectangle indicates the boundary of the 3D RANS mesh. • (a) Địa hình đáy trong lưới NSW 2 chiều lớn nhất (độ phân giải 1350 m) viền chữ nhật nét đứt màu đen chỉ ra đường biên của bốn lớp lưới NSW 2 chiều với độ phân giải cao hơn (450, 150, 50, 10 m). Biểu đồ đồng mức tô màu xanh-đỏ cho thấy độ biến dạng mặt đất theo phương thẳng đứng dự báo bởi mô hình nguồn Satake v8.0 (Satake và nnk., 2013) cho trận động đất Tohoku-oki 2011 (lưu ý rằng để rõ ràng, ở đây không vẽ độ biến dạng đứng tuyệt đối nhỏ hơn 0.2 m). Các kí hiệu tam giác chỉ ra vị trí bốn phao GPS ngoài khơi gần sát Vịnh Kamaishi nhất. (b) Địa hình đáy lên tới T.P. +40 m trong lưới NSW 2 chiều với độ phân giải cao nhất (10 m) trong đó vạch ra đập chắn sóng ngoài khơi. Hình chữ nhật viền đứt nét đen cho thấy đường biên lưới RANS 3 chiều.

bay (L.W.L) and is formed from up to 36,000 t trapezoidal and rectangular caissons sitting on a layer of armor rock and rubble mound with a 2:1 slope. The offshore tsunami breakwater has two main sections, north and south that span 990 and 670 m, respectively. They are connected by a submerged opening section where the crest height is L.W.L -19.0 m allowing vessels to traverse through. The positions and depth contours of the breakwater are shown in Figure 3(b).

During the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami, the wave motion on and over the structure induced failure of the breakwater caissons, causing them to either slide out or lean out of position. A schematic of the breakwater is shown in Figure 4 where caissons are marked red indicating failure. Despite its failure, survey results of water marks by TTJS (Mori and Takahashi, 2012) indicate that the inundation levels were considerably lower within Kamaishi Bay, compared to levels at adjacent Ryoishi Bay where an offshore tsunami breakwater was not present. Previous numerical studies have also indicated that the breakwater likely reduced the tsunami heights into the bay by 25–40% (Mori, Yoneyama, and Pringle, 2015) and mean maximum inundation depths by 55% (Arikawa and Oie, 2015).

trình 6 m trên mực nước triều thấp trung bình trong vịnh (L.W.L) và được cấu thành từ những thùng chìm 36.000 tấn dạng hình thang và chữ nhật đặt trên lớp đá phủ và đá học đổ rời với mái dốc 2:1. Đập phá sóng xa bờ có hai đoạn chính, đoạn Bắc trải dài 990 m và đoạn Nam trải dài 670 m. Chúng được kết nối bởi một đoạn mở với cao trình đỉnh là L.W.L -19.0 m, cho phép tàu thuyền qua lại. Vị trí và chiều dài các đường đồng mức đáy của đập phá sóng được chỉ ra trên Hình 3(b).

Trong đợt Động đất sóng thần Tohoku-oki năm 2011, chuyển động sóng tác động vào và vượt qua công trình đã dẫn tới phá huỷ các thùng chìm, khiến chúng bị trượt ra hoặc xô lệch khỏi vị trí. Hình 4 sơ hoạ đập phá sóng trong đó các thùng chìm tô màu đỏ thể hiện bị hư hại. Mặc dù có hư hại như vậy song kết quả khảo sát những vết mực nước thực hiện bởi TTJS (Mori và Takahashi, 2012) lại cho thấy rằng mức độ ngập lụt ở trong Vịnh Kamaishi lại thấp hơn đáng kể so với các mực nước ở Vịnh Ryoishi kề với nó – nơi không có đập phá sóng. Những nghiên cứu mô hình số trước đây cũng cho thấy nhiều khả năng rằng đập phá sóng đã làm giảm chiều cao sóng thần trong vịnh đi khoảng 25–40% (Mori, Yoneyama, và Pringle, 2015) cũng như giảm độ sâu ngập lụt tối đa đi 55% (Arikawa và Oie, 2015).



Hình 4: | Fig. 4. Sketch of Kamaishi Bay breakwater with the damaged caissons shaded red and yellow. Front on view and cross-section of the submerged breakwater opening; adapted from Arikawa et al. (2012).

• Sơ hoạ đập chắn sóng Vịnh Kamaishi với các thùng chìm hư hại được tô màu đỏ và vàng. Các hình chiếu phía trước và mặt cắt ngang khoảng mở của đập chắn sóng; chỉnh lý từ Arikawa và nnk. (2012).

3.2 Bathymetry Data and Computational Meshes | Số liệu địa hình và lưới tính

3.2.1 2DH NSW E Data and Mesh | Số liệu NSW E 2 chiều và lưới

In all the simulations bathymetry and topography data from Kotani, Imamura, and Shuto (1998) with five levels of resolution (Figure 3), 1350, 450, 150, 50, and 10 m are used (the computational grid sizes are set equal to the bathymetric resolution). The data from the first four mesh layers were created in the old Tokyo datum geodetic system with the origin point at UTM 143° longitude and 0° latitude. A total of 500 km was added onto the easting coordinate to avoid negative numbers. To generate the 10-m mesh, bathymetry from the 50-m data set was combined with 0.2 arc-second (≈ 5 m) mesh Digital Elevation Measurement topography data (Geospatial Information Authority of Japan, 2009). All ground levels are given in T.P (=L.W.L. + 0.86 m), the mean sea level in Tokyo Bay.

Roughness data in the form of Manning's n friction coefficients are included in the data set that varies throughout the domain depending on the land use. Manning's n is equal to $0.025 \text{ sm}^{-1/3}$ in offshore areas, $0.020 \text{ sm}^{-1/3}$ over farmland, $0.030 \text{ sm}^{-1/3}$ over forestland, and $0.040 \text{ sm}^{-1/3}$ in populated areas as described in Kotani, Imamura, and Shuto (1998). Sub-grid scale levee crest heights are also contained in the data set and these are set on the cell boundaries using Equation (4) to calculate the volume fluxes here.

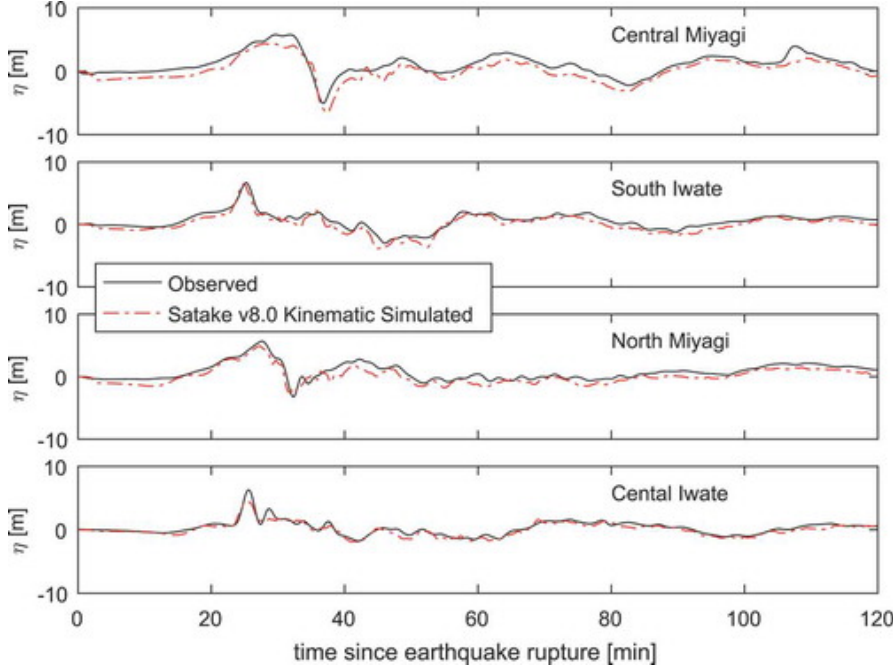
Tất cả những mô phỏng ở đây đều dùng số liệu địa hình từ Kotani, Imamura, và Shuto (1998) với năm cấp độ phân giải (Hình 3) bao gồm 1350, 450, 150, 50, và 10 m (kích cỡ ô lưới tính được đặt bằng độ phân giải địa hình đáy). Số liệu từ bốn lớp lưới đầu tiên được tạo nên từ hệ thống mốc trắc địa cũ của Tokyo với điểm gốc đặt tại kinh độ 143° và vĩ độ 0° UTM. Để tránh cho ra số âm, tọa độ hướng đông được cộng với 500 km. Nhằm tạo lưới 10-m, địa hình đáy từ bộ số liệu 50-m được kết hợp với số liệu địa hình đo cao độ số lưới 0.2 giây (≈ 5 m) (Geospatial Information Authority of Japan, 2009). Tất cả cao trình mặt đất được quy về T.P (=mức nước thấp + 0.86 m), là mức nước trung bình trong Vịnh Tokyo.

Số liệu độ nhám dưới dạng hệ số ma sát Manning n được bao gồm trong số liệu, hệ số này biến động trên toàn miền tùy theo tình trạng sử dụng đất. Hệ số n bằng $0.025 \text{ sm}^{-1/3}$ ở vùng ngoài khơi, $0.020 \text{ sm}^{-1/3}$ trên cánh đồng, $0.030 \text{ sm}^{-1/3}$ trên đất rừng, và $0.040 \text{ sm}^{-1/3}$ ở các vùng dân cư, theo Kotani, Imamura, và Shuto (1998). Trong bộ số liệu cũng có cao trình đỉnh các bờ đê ở mức độ chi tiết phân lưới; các trị số này được đặt cho biên ô lưới bằng PT (4) để tính ra lưu lượng.

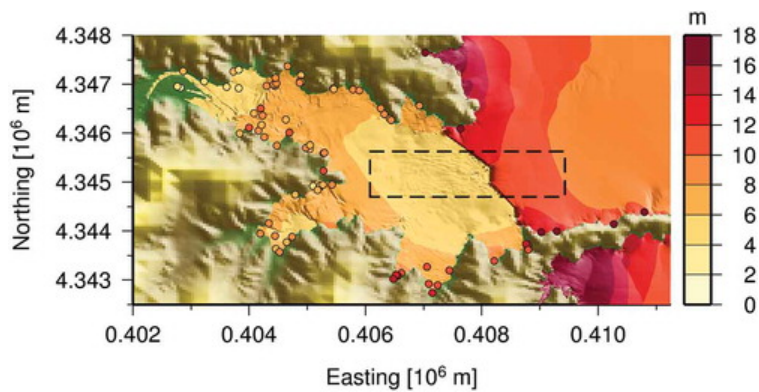
3.2.2 3D RANS Mesh | Lưới RANS 3 chiều

The same bathymetry/topography data from the 2DH NSW E 10 m mesh layer are used to form the 3D RANS mesh in a localized region around the breakwater opening as shown in Figure 3(b). The extent of the domain and grid sizes is estimated based on the experimental studies of Fujima, Masamura, and Goto (2002) and Fujima (2006) (denoted FJexp) where a long sinusoidal tsunami-like wave was propagated through a breakwater opening (and over a submerged structure in Fujima (2006)). The setup in these

Cùng với số liệu địa hình đáy từ lớp lưới NSW E 2 chiều độ phân giải 10 m được dùng để hình thành lưới RANS 3 chiều trong một vùng nội bộ bao quanh cửa đập phá sóng như trên Hình 3(b). Phạm vi miền tính và kích cỡ ô lưới được ước lượng dựa theo những nghiên cứu thực nghiệm bởi Fujima, Masamura, và Goto (2002) và Fujima (2006) (viết tắt là FJexp) trong đó con sóng dài hình sin tựa sóng thần lan truyền qua cửa đập phá sóng (và qua công trình ngầm trong nghiên cứu Fujima (2006)). Cách

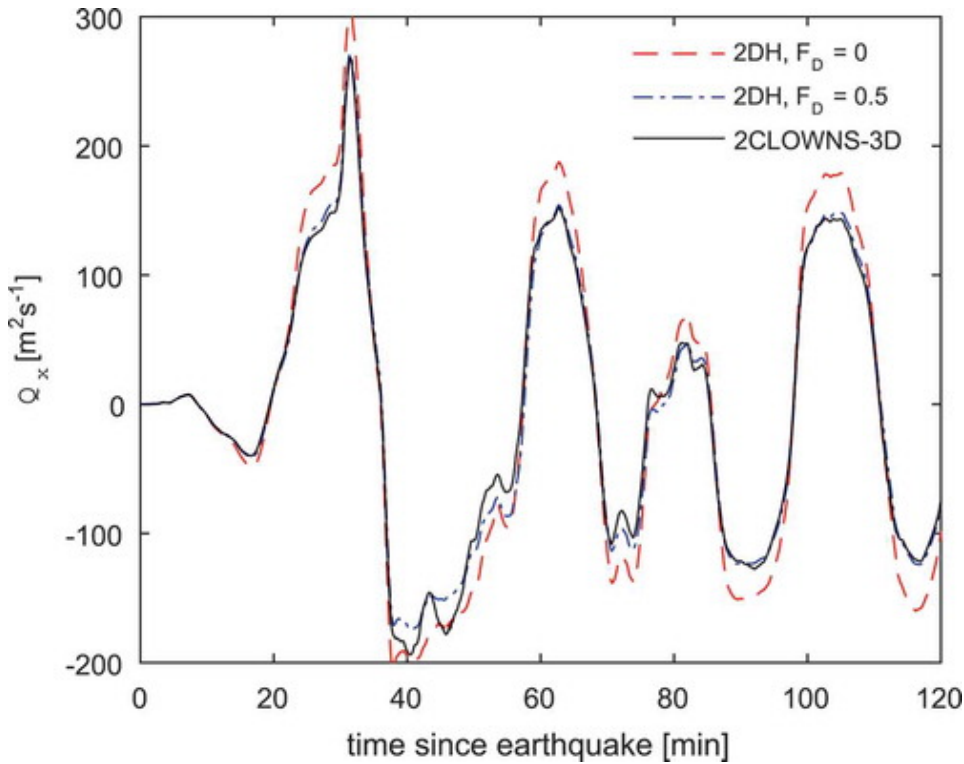
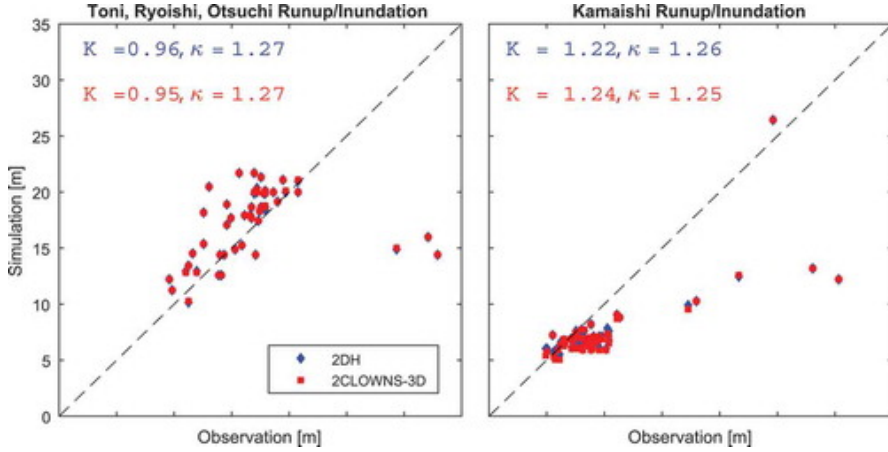


Hình 5: | Fig. 5. Time series of surface elevation (T.P. m) at the four GPS buoys operated by PARIA2011 that are closest to Kamaishi Bay during the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami. Comparison of 2CLOWNS-3D simulation results using the Satake v8.0 kinematic source model (Satake et al., 2013) with observations. • Chuỗi thời gian của mực nước (T.P. m) tại bốn phao GPS vận hành bởi PARIA2011 có vị trí sát Vịnh Kamaishi nhất trong trận động đất sóng thần Tohoku-oki năm 2011. So sánh giữa kết quả mô phỏng 2CLOWNS-3D sử dụng tới mô hình nguồn động học Satake v8.0 Satake et al., 2013) và kết quả đo đạc.

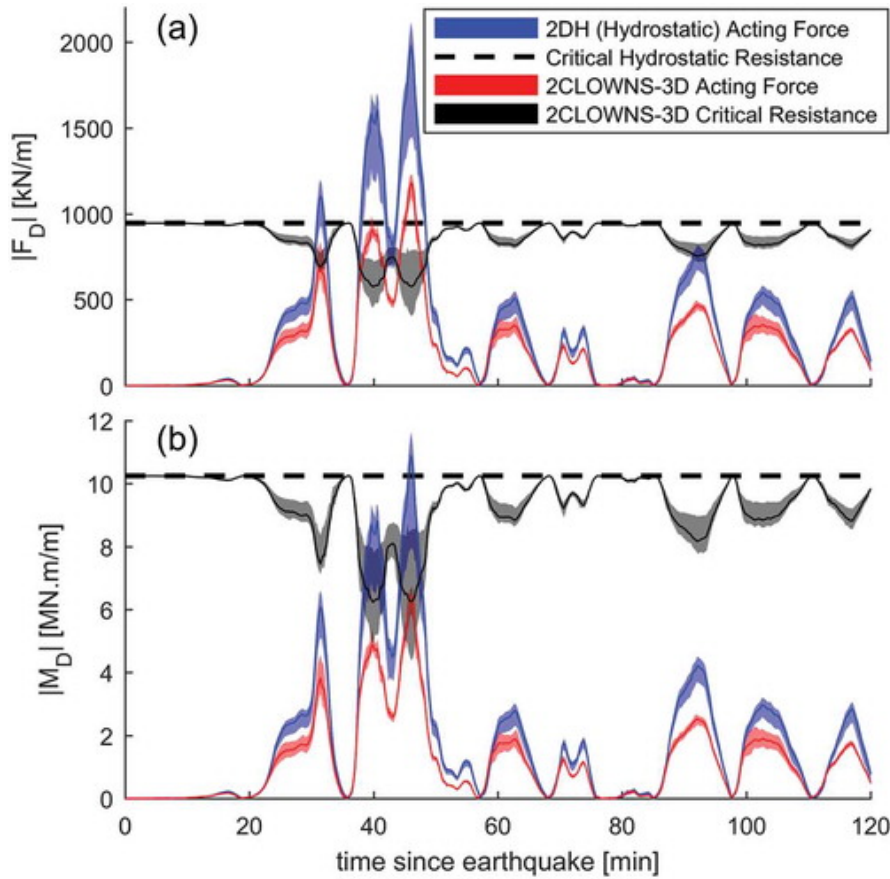


Hình 6: | Fig. 6. Filled contour plot of the maximum calculated free surfaces, $\eta_{\max}$ (in T.P. m) from the 2CLOWNS-3D simulation on the 2DH NSWE 10 m mesh. Filled circles indicate TTJS survey measurements (Mori and Takahashi, 2012). The dashed rectangle indicates the location of 3D RANS mesh. • Biểu đồ khoảng đồng mức màu thể hiện mực nước tối đa tính toán, $\eta_{\max}$ (theo T.P. m) từ mô phỏng 2CLOWNS-3D trên lưới 2DH NSWE độ phân giải 10 m. Các hình tròn thể hiện đo đạc qua khảo sát TTJS (Mori và Takahashi, 2012). Hình chữ nhật nét đứt cho thấy vị trí lưới RANS 3 chiều.

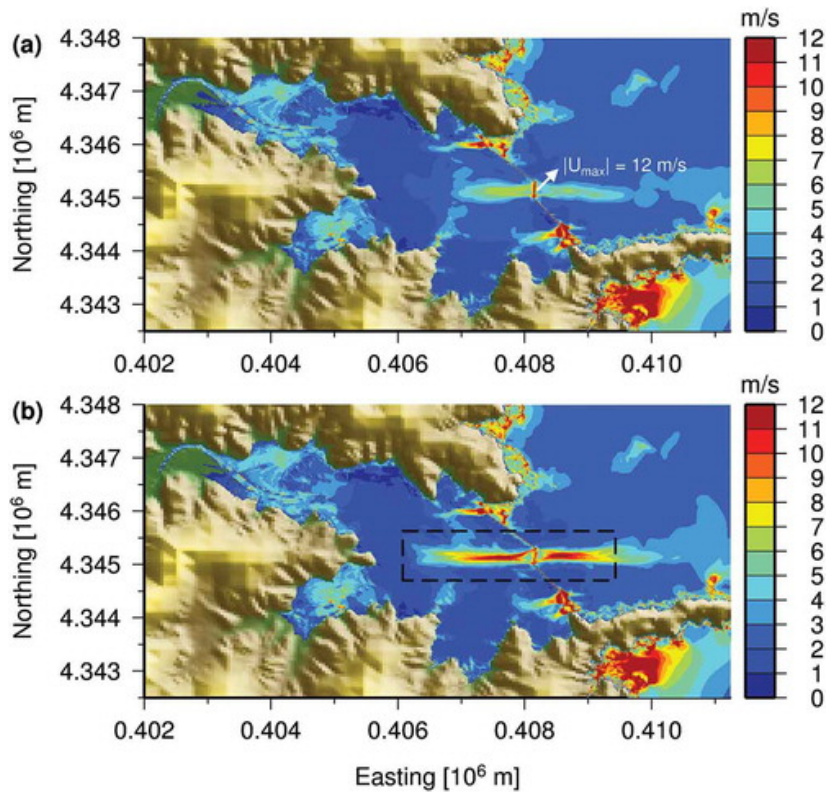
Hình 7: | Fig. 7. Comparison of run-up/inundation heights, $\eta_{\max}$ from the 2CLOWNS-3D and 2DH NSWE model simulations versus TTJS survey measurements (Mori and Takahashi, 2012). Left plot shows the comparison in bays surrounding Kamaishi (Toni, Ryoishi, and Otsuchi), while the right plot shows the comparison inside Kamaishi Bay. The geometric mean K and the geometric standard deviation κ (Aida, 1978) between simulated and measured $\eta_{\max}$ are also indicated. • So sánh giữa chiều cao sóng leo/ngập lụt, $\eta_{\max}$ từ các mô phỏng bằng mô hình 2CLOWNS-3D và 2DH NSWE model với kết quả đo đạc qua khảo sát TTJS (Mori và Takahashi, 2012). Biểu đồ bên trái cho thấy so sánh trong các vịnh bao quanh Kamaishi (Toni, Ryoishi, và Otsuchi), còn biểu đồ bên phải cho thấy so sánh trong Vịnh Kamaishi. Trị số trung bình hình học K và độ lệch chuẩn hình học κ (Aida, 1978) cũng được thể hiện giữa các $\eta_{\max}$ mô phỏng và đo đạc.



Hình 8: | Fig. 8. Time series of the horizontal volume flux per unit width Q_x (averaged in the north-south direction) over the submerged opening of the large-scale offshore breakwater during the 2DH NSWE and 2CLOWNS-3D simulations. Two 2DH NSWE simulations are conducted where; $F_D = 0$ and, $F_D = 0.5$. • Chuỗi thời gian của lưu lượng hướng ngang Q_x trên mỗi đơn vị bề rộng (lấy trung bình theo hướng Bắc-Nam) thông qua cửa đập chắn sóng quy mô lớn; mô phỏng bằng các mô hình NSWE 2 chiều và 2CLOWNS-3D. Hai mô phỏng NSWE 2 chiều được tiến hành với $F_D = 0$ và $F_D = 0.5$.



Hình 9: | Fig. 9. Time series of the forces on the submerged caissons for the 2CLOWNS-3D and 2DH NSWE simulations. (a) Magnitude of drag force per unit width, $|F_D|$, (b) magnitude of overturning moment per unit width about the caisson heel, $|M_D|$. The shaded areas indicate the range of forces over the width of the submerged breakwater opening while lines indicate the mean value. • Chuỗi thời gian của lực tác dụng lên các thùng chìm trong các mô phỏng 2CLOWNS-3D và NSWE 2 chiều. (a) Độ lớn của lực cản trên mỗi đơn vị bề rộng, $|F_D|$, (b) độ lớn mô-men lật trên mỗi đơn vị bề rộng trên chân đế thùng chìm, $|M_D|$. Các diện tích được tô màu cho thấy khoảng giá trị các lực trên bề rộng của cửa đập chìm còn các đường kẻ biểu thị giá trị trung bình.



Hình 10: | Fig. 10. Filled contour plot of the maximum calculated magnitudes of the depth-averaged velocities, $|U|_{\max}$ during model simulations on the 10 m 2DH NSWE mesh. (a) 2DH NSWE, (b) 2CLOWNS-3D dashed black rectangle indicates the extent of the 3D RANS domain. • Biểu đồ khoảng đồng mức màu thể hiện lưu tốc tối đa lấy trung bình độ sâu, $|U|_{\max}$ trong mô phỏng trên lưới NSWE 2 chiều độ phân giải 10 m. (a) NSWE 2 chiều, (b) 2CLOWNS-3D, hình chữ nhật nét đứt thể hiện phạm vi miền RANS 3 chiều.

experiments is directly comparable to the current scenario because their prototype scale of 1/200 implies a water depth, $h = 60$ m. This is equivalent to the representative depth in the vicinity of the Kamaishi Bay breakwater. In FJexp, the domain was chosen to be square-shaped with lengths equal to three times the width of the breakwater opening. The width of the Kamaishi Bay breakwater opening is approximately 310 m. Thus, the width (north–south direction) of the domain is selected to be 930 m in this study centered on $y = 4345,165$ m northing. The length (east–west direction) scaling was chosen to include a comparison of the Froude numbers, Fr of the waveforms between FJexp and the one near Kamaishi Bay breakwater so that the length of the turbulent jet structure that we wish to capture in the 3D RANS model does not extend beyond the domain.

Making the linear long wave assumption implies $Fr \sim H/h$, the dimensionless wave height. The equivalent prototype wave height in FJexp is $H = 4$ m and the leading positive wave measured at South Iwate (the offshore buoy closest to Kamaishi Bay) in $h = 204$ m has $H = 6.7$ m (Figure 5). H at the breakwater ($h \approx 60$ m) can be estimated using Green’s law to be $H \approx 9.1$ m. This implies that Fr is 2.3 times as large in the current scenario in comparison to FJexp for the inundating flow. Hence, the length of the domain onshore of the breakwater should in fact be approximately $(3)(2.3) = 6.9$ times the width of the breakwater opening, equivalent to roughly 2100 m. Similarly for the maximum drawback flow, we take $H \approx -3.0$ m recorded at South Iwate at 46 min after the earthquake rupture (Figure 5). This gives $H \approx -4.1$ m at the breakwater and thus the length of the domain offshore of the breakwater should roughly be the same as FJexp, i.e. three times the width of the breakwater, 930 m. $x = 408,150$ m easting is taken as the center of breakwater where we measure the offshore and onshore distances.

The scaling in FJexp implies that the horizontal resolution on the prototype scale was set to 10 m, the same resolution as the finest 2DH NSWE mesh layer in this study. Hence, 10 m horizontal resolution is also adopted for the 3D RANS mesh. The vertical grid size (Δz) in FJexp was half that at 5 m. However, since Fr is 2.3 times the size for the inundation flow in our setup, we reduce Δz to 2.2 m.

In addition, to justify that coupling for this specific scenario is reasonable, appropriate dimensionless variables introduced in Pringle, Yoneyama, and Mori (2016) can be calculated and compared with the suggested applicable range. Following Chan and Philip (2012), a crude estimate of the slope from between South Iwate wave buoy and Kamaishi Bay is given as $s = 1/70$, where the buoy is at an offshore depth of $h_0 = 204$ m. The peak wave amplitude was recorded as $A_0 = 6.7$ m ($A'_0 = A_0/h_0 = 0.033$) at this location, and Chan and Philip (2012) approximate the effective wave length to be $L_0 = 45$ km. The dimensionless slope parameter is thus $S_0 = sL_0/h_0 = 3.15$. Pringle, Yoneyama, and Mori (2016) suggest that if $S_0 A'_0{}^{-0.5} > 1.9$ and $S_0 s^{-1.095} > 6.3$, then coupling can occur anywhere on a sloping beach even close to the shoreline, and errors associated with coupling will be less than 1%, respectively.

thiết lập những thí nghiệm có thể so sánh trực tiếp với kịch bản đang xét vì tỉ lệ nguyên hình 1/200 ngụ ý rằng độ sâu nước là $h = 60$ m. Trị số này tương đương với độ sâu đại diện ở lân cận đập phá sóng Vịnh Kamaishi. Ở FJexp, miền tính được chọn là hình vuông với chiều dài gấp ba lần bề rộng cửa đập. Bề rộng của đập phá sóng Vịnh Kamaishi thì vào khoảng 310 m. Do vậy, bề rộng (hướng Bắc-Nam) của miền tính được chọn bằng 930 m, đặt tâm tại toạ độ $y = 4345,165$ m bắc. Tỉ lệ chiều dài (hướng Đông-Tây) được chọn nhằm bao gồm so sánh số Froude, Fr của các dạng sóng giữa FJexp và sóng gần đập Vịnh Kamaishi, sao cho chiều dài của cấu trúc luồng tia rối trong mô hình RANS 3 chiều, mà ta muốn nắm bắt, không bị vượt ra ngoài khỏi phạm vi miền tính.

Khi vận dụng giả thiết sóng dài tuyến tính đồng thời đã ngụ ý rằng $Fr \sim H/h$, chiều cao sóng phi thứ nguyên. Chiều cao sóng nguyên mẫu tương đương trong FJexp là $H = 4$ m còn đợt sóng dương dẫn trước, đã đo được tại Nam Iwate (phao đo ngoài khơi gần Vịnh Kamaishi nhất) nơi độ sâu $h = 204$ m, có $H = 6.7$ m (Hình 5). H tại đập phá sóng ($h \approx 60$ m) có thể ước tính được bằng định luật Green, cho ta $H \approx 9.1$ m. Điều này ngụ ý rằng ở kịch bản hiện tại Fr lớn gấp 2.3 lần so với trường hợp FJexp khi xét dòng chảy ngập. Bởi vậy, chiều dài của miền tính từ tuyến đập về phía bờ thực ra chỉ xấp xỉ bằng $(3)(2.3) = 6.9$ lần bề rộng của cửa đập, tức là xấp xỉ bằng 2100 m. Tương tự đối với dòng rút cực đại, ta lấy $H \approx -3.0$ m đo được tại South Iwate vào lúc 46 phút sau đứt gãy động đất (Hình 5). Bằng cách này cho ta $H \approx -4.1$ m tại tuyến đập và do đó chiều dài miền phía ngoài khơi đập cần phải xấp xỉ bằng với FJexp, nghĩa là gấp ba lần bề rộng đập, 930 m. Toạ độ hướng Đông $x = 408,150$ m được chọn làm tâm tuyến đập, từ đó ta đo các khoảng cách ra xa bờ và vào đất liền.

Cách giãn tỉ lệ trong FJexp ngụ ý rằng độ phân giải hướng ngang đối với tỉ lệ nguyên hình được đặt bằng 10 m, chính là độ phân giải lớp lưới NSWE 2 chiều mịn nhất trong nghiên cứu này. Do vậy, độ phân giải ngang 10 m cũng được chọn cho lưới RANS 3 chiều. Kích cỡ ô lưới phương thẳng đứng (Δz) trong FJexp bằng một nửa con số đó, tức là 5 m. Tuy nhiên vì Fr lại lớn gấp 2.3 lần kích thước dòng chảy ngập lụt đã được thiết lập, nên chúng tôi giảm Δz xuống chỉ còn 2.2 m.

Ngoài ra, để lập luận rằng việc lồng ghép tổng kịch bản này là thoả đáng, thì những biến số phi thứ nguyên như đã giới thiệu trong Pringle, Yoneyama, và Mori (2016) có thể được tính ra và so sánh với khoảng giá trị áp dụng được khuyến nghị. Theo Chan và Philip (2012), việc ước tính thô sơ độ dốc đáy giữa phao đo sóng Nam Iwate và Vịnh Kamaishi được cho bởi $s = 1/70$, trong đó phao được đặt ở vùng nước có độ sâu $h_0 = 204$ m. Tại đây, biên độ sóng tối đa đo được là $A_0 = 6.7$ m ($A'_0 = A_0/h_0 = 0.033$), hơn nữa Chan và Philip (2012) đã xấp xỉ chiều dài sóng là $L_0 = 45$ km. Từ đó, tham số độ dốc phi thứ nguyên là $S_0 = sL_0/h_0 = 3.15$. Pringle, Yoneyama, và Mori (2016) khuyến nghị rằng nếu $S_0 A'_0{}^{-0.5} > 1.9$ và $S_0 s^{-1.095} > 6.3$, thì khâu lồng ghép có thể đặt ở bất cứ nơi nào trên bãi biển dốc, thậm chí có thể sát vào tới đường bờ, mà những sai số gắn với lồng ghép vẫn nhỏ hơn 1%. Ở trường hợp này, $S_0 A'_0{}^{-0.5} = 17.4$ và $S_0 s^{-1.095} > 330$, suy ra việc lồng

In this case, $S_0 A_0'^{-0.5} = 17.4$ and $S_0 s^{-1.095} > 330$, inferring that coupling can reliably take place in small depths close to the coast or a breakwater structure while coupling errors due to shoaling are expected to be almost negligible for this scenario.

3.3 Model Conditions | Các điều kiện cho mô hình

The initial water level in the simulation is set at T.P. +0.0 m. The tsunami is generated by temporal deformation of the seabed z_b . The tsunami source used to prescribe the vertical deformation used in this study is based on the Satake v8.0 model (Satake et al., 2013) where a filled contour plot of the total vertical deformation of the seabed is shown in Figure 3(a). Satake v8.0 is inversion based, consisting of 55 sub-faults each of sizes 50×50 km except for near trench sub-faults which are 50×25 km. The total slip varies from 0 to 69 m and the temporal variation of the slip for each sub-fault is specified every 30 s for a total of 5 min. The Okada (1985) rectangular fault model is used to calculate the actual deformations of the seabed. Horizontal displacements are also considered using the Tanioka and Satake (1996) method which become important in regions of large slopes and when the horizontal displacements are significant in comparison to vertical deformations. As demonstrated in Satake et al. (2013) and Goda et al. (2014), this was the case for the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami where the use of the Tanioka and Satake (1996) method increases the seabed deformation quite substantially. Combined with temporal deformation of the seabed (termed “kinematic” source as opposed to the commonly used static instantaneous deformation assumption), the Satake v8.0 model generates very robust agreements with wave buoy observations, among the best surveyed in Goda et al. (2014).

The tsunami is simulated for a total of 2 h from the earthquake rupture. Open boundary conditions are employed in the outermost 2DH NSWE mesh layer to reduce reflections of the tsunami wave. The nesting algorithm of 2CLOWNS-3D is employed to simulate the tsunami from the source toward Kamaishi Bay with increasing resolution. Different time steps Δt are utilized so that the CFL condition is satisfied ($Cr < \sqrt{2}/2$) in each nested layer. However, Δt between two connecting mesh layers must be some integer multiple of each other, so the Courant number, Cr , will be slightly lower or higher in some regions than in others. Δt ranges between 0.19 s in the innermost 10 m 2DH NSWE mesh layer and 3.1 s in the outermost 1350 m 2DH NSWE mesh layer so that the ratio of Δt is 2:1 between each set of consecutive mesh layers.

The time step in the 3D RANS mesh ranges from $\Delta t = 0.039$ to 0.097 s depending on the instantaneous Cr , which is kept at around 0.4 for Cr defined by the long wave speed, and 0.1 for defined by the flow velocity for stability of the SMAC algorithm. In other words, stability of the algorithm due to the flow velocity is far more critical than that based on the long wave speed. Hence, the ratio of Δt reaches 5:1 between the 10-m 2DH NSWE mesh layer and the 3D RANS one. The rather large Δt ratio does not appear to result in any adverse effects on the simulation. Concerning friction effects, a wall function is

ghép có thể được tiến hành ở độ sâu nhỏ sát bờ hoặc một công trình đập phá sóng, còn sai số lồng ghép do hiệu ứng nước nông được cho rằng gần như không đáng kể trong kịch bản này.

Mực nước ban đầu trong mô phỏng được đặt là T.P. +0.0 m. Sóng thần được phát sinh bằng cách làm biến hình đáy biển z_b theo thời gian. Nguồn sóng thần được dùng để ấn định biến hình theo phương đứng dùng trong nghiên cứu này được dựa theo mô hình Satake v8.0 model (Satake và nnk., 2013) trong đó một biểu đồ khoảng đồng mức của biến hình thẳng đứng được thể hiện trên Hình 3(a). Satake v8.0 dựa trên phép nghịch đảo; mô hình có chứa 55 miếng nứt nhỏ mà mỗi miếng có cỡ 50×50 km trừ những miếng nhỏ gần sát rãnh với kích thước 50×25 km. Độ trượt tổng cộng biến thiên từ 0 tới 69 m và biến thiên theo thời gian của độ trượt từng miếng nhỏ được chỉ định mỗi 30 s trong tổng thời gian 5 phút. Mô hình đứt gãy chữ nhật của Okada (1985) được dùng để tính độ biến dạng thực tế của đáy biển. Những chuyển vị hướng ngang cũng được xét đến bằng cách dùng phương pháp Tanioka và Satake (1996), cách này trở nên quan trọng ở những vùng có độ dốc lớn và khi chuyển vị ngang là đáng kể so với biến dạng đứng. Như đã cho thấy bởi Satake và nnk. (2013) and Goda và nnk. (2014), điều đó nghiệm đúng cho trường hợp Động đất Sóng thần 2011 Tohoku-oki, trong đó phương pháp Tanioka và Satake (1996) được áp dụng đã làm tăng đáng kể độ biến dạng đáy biển. Kết hợp với biến dạng theo thời gian của đáy biển (dưới tên gọi nguồn “động học” thay vì giả thiết biến dạng đứng thời tĩnh tại thường dùng), mô hình Satake v8.0 đã tạo nên kết quả rất phù hợp với những số liệu đo đạc bởi phao sóng, trong số những số liệu khảo sát tốt nhất bởi Goda và nnk. (2014).

Sóng thần được mô phỏng cho tổng thời đoạn 2 h từ vết nứt động đất. Các điều kiện biên hở được áp dụng cho lớp lưới NSWE 2 chiều ngoài cùng nhằm giảm những phản xạ của sóng động đất. Thuật toán lồng ghép của 2CLOWNS-3D được dùng để mô phỏng sóng thần từ nguồn lan truyền tới Vịnh Kamaishi với độ phân giải tăng dần. Những bước thời gian Δt tăng dần được dùng để điều kiện CFL vẫn thỏa mãn ($Cr < \sqrt{2}/2$) trong từng lớp lồng ghép. Tuy nhiên, Δt giữa hai lớp lưới nối tiếp nhau phải là một bội số nguyên, bởi vậy số Courant, Cr , ở vùng này sẽ hơi thấp hơn hoặc cao hơn ở vùng khác. Δt biến động từ 0.19 s ở lớp lưới NSWE 2 chiều phân giải 10 m trong cùng lên đến 3.1 s ở lớp lưới NSWE 2 chiều phân giải 1350 m ngoài cùng, để cho tỉ số Δt là 2:1 giữa các lớp lưới kế tiếp nhau.

Bước thời gian trong lưới RANS 3 chiều biến động từ $\Delta t = 0.039$ đến 0.097 s tùy theo trị số Cr tức thời, trị số này được giữ quanh khoảng 0.4 khi Cr được định nghĩa bởi tốc độ truyền sóng dài, và 0.1 khi định nghĩa bởi vận tốc dòng chảy để ổn định thuật toán SMAC. Nói cách khác, độ ổn định thuật toán do lưu tốc dòng chảy còn quan trọng hơn nhiều so với do tốc độ truyền sóng dài. Bởi vậy, tỉ số giữa các Δt lên tới 5:1 giữa lớp lưới NSWE 2 chiều phân giải 10 m và lớp lưới RANS 3 chiều. Tỉ số Δt khá lớn tỏ ra không kéo theo những hiệu ứng tiêu cực đối với mô phỏng. Xét về những hiệu ứng ma sát, một hàm

used in the $k-\epsilon$ turbulence model with uniform roughness heights specified on the seabed (1 mm), and over the rubble mound of the breakwater (10 cm). The results shown in Sections 4–6 are those obtained when using the realizable version of the $k-\epsilon$ model except where indicated.

Computation was performed on 2.67 GHz Intel® Xeon® 5650 Series processors using 12 OpenMP threads. The 2CLOWNS-3D simulation takes up to 5 days to complete while the 2DH NSWSE simulation takes just over 1 h. For reference, the size of the computational matrix (number of cells) for each domain is (in order of increasing resolution) (1) 1000×1350 , (2) 420×840 , (3) 540×960 , (4) 660×840 , (5) 1325×550 , (3D) $335 \times 93 \times 44$. In summary, a total of 3.504 million grid cells are computed in the 2DH NSWSE simulation, and 4.875 million grid cells are computed in the 2CLOWNS-3D simulation.

vách được dùng đến trong mô hình rối $k-\epsilon$ với độ cao mô nhám đều chỉ định cho đáy biển (1 mm), cũng như cho bề mặt đá đổ của đập phá sóng (10 cm). Kết quả cho thấy ở các Mục 4–6 đều nhận được khi sử dụng phiên bản hiện thực của mô hình $k-\epsilon$, trừ khi có nói rõ.

Khâu tính toán được tiến hành trên máy tính dùng bộ vi xử lý 2.67 GHz Intel® Xeon® 5650 Series trên 12 luồng OpenMP. Mô phỏng 2CLOWNS-3D cần tới 5 ngày để hoàn thành còn mô phỏng NSWSE 2 chiều chỉ cần hơn 1 h. Để hình dung, kích cỡ ma trận tính toán (số ô) trong từng miền (theo thứ tự phân giải tăng dần) là (1) 1000×1350 , (2) 420×840 , (3) 540×960 , (4) 660×840 , (5) 1325×550 , (3D) $335 \times 93 \times 44$. Tóm lại, tổng cộng có 3,504 triệu ô lưới được tính trong mô phỏng NSWSE 2 chiều, và 4,875 triệu ô lưới được tính trong mô phỏng 2CLOWNS-3D.

4 Validation of Tsunami Height and Maximum Inundation Measurements | Kiểm định chiều cao sóng thần và đo đặc diện ngập tối đa

This section gives an overview of the simulation results that are measured in the 2DH NSWSE mesh layers. This is to validate that the incoming tsunami wave and maximum inundation measurements are comparable to reality so that we have confidence in the wave forcings given by the source model, the 3D domain size, and two-way coupling scheme in 2CLOWNS-3D.

Mục này cho cung cấp tổng quan về kết quả mô phỏng trích từ các lớp lưới NSWSE 2 chiều. Điều này nhằm kiểm định rằng sóng thần truyền đến cùng diện ngập lụt tối đa đo được đều so sánh tương đối so với thực tế, để ta có thể tin cậy yếu tố sóng cho bởi mô hình nguồn, kích cỡ mô hình ba chiều, cũng như sơ đồ lồng ghép 2 chiều trong 2CLOWNS-3D.

4.1 Free Surface Elevation Time Series | Chuỗi thời gian cao trình mặt thoáng

Temporal variation in the free surface elevation is shown at positions corresponding to the four Port and Airport Research Institute of Japan (2011) GPS buoys (locations are indicated in Figure 3(a)) closest to Kamaishi Bay in Figure 5. Overall, good agreement is found between the measured and simulated time series in both amplitude and phase (no shifting of the time series has been conducted which would normally be required for static instantaneous source models). In particular, the entire time series, including the leading positive wave peak amplitude, at South Iwate (the closest buoy to Kamaishi Bay), is well represented. Thus, the source model is considered suitable for the analysis of maximum inundation heights and hydrodynamic effects in Kamaishi Bay. Furthermore, our model results are in excellent agreement with the simulated results presented in Goda et al. (2014) using the same source model.

Sự biến động theo thời gian của cao trình mặt thoáng được thể hiện ở những vị trí tương ứng với 4 phao đo GPS triển khai bởi Viện Nghiên cứu Cảng và Sân bay, Nhật Bản (2011) (vị trí chỉ ra trên Hình 3(a)) gần sát Vịnh Kamaishi nhất trên Hình 5. Nhìn chung, có sự phù hợp giữa chuỗi thời gian đo đạc và mô phỏng, cả về độ lớn lẫn pha (không cần sự dịch chuyển chuỗi thời gian như thường được áp dụng cho các mô hình nguồn tức thời tính). Đặc biệt, toàn bộ chuỗi thời gian, kể cả biên độ đỉnh sóng dương đầu tiên, tại Nam Iwate (phao đo gần Vịnh Kamaishi nhất), đã được thể hiện tốt. Do vậy, mô hình nguồn được xem như phù hợp để phân tích độ sâu ngập tối đa và các hiệu ứng thủy động lực trong Vịnh Kamaishi. Hơn nữa, kết quả mô hình tính ra đều rất khớp với kết quả mô phỏng đã được trình bày bởi Goda và nnk. (2014) khi dùng cùng mô hình nguồn đó.

4.2 Maximum Inundation Heights | Chiều cao ngập tối đa

The maximum free surface levels $\eta_{\max}$ calculated during the 2CLOWNS-3D simulation are plotted in Figure 6 on the 2DH NSWSE 10 m mesh. Free surface elevations between 10 and 14 m are calculated just offshore of the breakwater. Just onshore of the breakwater $\eta_{\max}$ is significantly reduced to 5–6 m. Thereafter, $\eta_{\max}$ is amplified by the topography. $\eta_{\max}$ becomes largest in the southern part of Kamaishi Bay, while $\eta_{\max}$ remains relatively small and attenuated by the seawalls, levees, and macro-roughness in the populated regions; Kamaishi City situated in the northeast part of Kamaishi Bay and Heita

Mực nước cực đại $\eta_{\max}$ nhận từ mô phỏng bằng 2CLOWNS-3D được vẽ như Hình 6 trên lưới NSWSE 2 chiều độ phân giải 10 m. Phía ngoài khơi đập phá sóng, đã tính được mực nước từ 10 đến 14 m. Ngay sát đập phá sóng về phía bờ, $\eta_{\max}$ giảm đi rõ rệt, chỉ còn 5–6 m. Từ đó trở vào, $\eta_{\max}$ bị khuếch đại bởi địa hình. $\eta_{\max}$ trở nên lớn nhất ở phần Nam Vịnh Kamaishi, mặt khác $\eta_{\max}$ còn tương đối nhỏ và bị làm tắt dần bởi các tường biển, bờ kè, và các đặc điểm nhám vĩ mô thuộc vùng dân cư; Thành phố Kamaishi City nằm ở phần phía Đông Bắc Vịnh Kamaishi còn Heita nằm ở phía Nam vịnh này. Động thái chung này phù hợp với các

situated in the region south of this. This general behavior is in good agreement with other simulations that assume an undamaged offshore breakwater similar to this study (Mori, Yoneyama, and Pringle, 2015; Ozer Sozdinler et al., 2015; Bricker, 2013; Takahashi et al., 2011).

Comparisons with the TTJS tide-corrected survey measurements (Mori and Takahashi, 2012) are conducted. Figure 6 gives a spatial overview of the comparison where the filled circles indicate the measured maximum run-up and inundation heights at those locations. Figure 7 plots simulated versus measured run-up and inundation heights ($\eta_{\max}$ on land) where data are separated between those in the bays surrounding Kamaishi (Toni, Ryoishi, and Otsuchi) and those inside Kamaishi Bay. Goodness of fit between simulation and survey measurements is indicated by the geometric mean, K ($= 1$ perfect fit, < 1 overestimation, > 1 underestimation), and the geometric standard deviation, κ as defined by Aida (1978). It is recommended that $0.95 < K < 1.05$ and $\kappa < 1.45$ (Aida, 1978). In the surrounding bays, $K = 0.95$ and $\kappa = 1.27$, indicating slight overestimation in $\eta_{\max}$ by the simulation. Three outlier locations significantly underestimate the run-up, mainly due to the inadequacy in resolving locally steep topography. Without any calibration, this can be considered a robust result because K and κ are within the recommended limits. On the other hand, inside Kamaishi Bay, $K = 1.24$ and $\kappa = 1.25$, indicating a relatively large overall underestimation in $\eta_{\max}$. However, this is expected because an undamaged rigid breakwater is assumed in this study, while the breakwater was actually damaged during the tsunami, probably during the peak inundating flow given that the dislodged caissons were found on the onshore side of the breakwater (Arikawa and Oie, 2015; Arikawa et al., 2012). It has been previously shown that the measured inundation depths were approximately 21% greater than those simulated using an undamaged breakwater (Arikawa and Oie, 2015). Thus, if $K = 1.24$ is assumed to represent a 24% underestimation in $\eta_{\max}$, then the accuracy of our simulation can be considered adequate.

mô phỏng khác trong đó giả định một đập phá sóng không bị phá hủy tương tự nghiên cứu này (Mori, Yoneyama, và Pringle, 2015; Ozer Sozdinler và nnk., 2015; Bricker, 2013; Takahashi và nnk., 2011).

So sánh với các kết quả khảo sát hiệu chỉnh triều bởi TTJS (Mori và Takahashi, 2012) được thực hiện. Hình 6 cho ta tổng quan trên không gian về những so sánh, trong đó các điểm tròn đặc là để chỉ cao trình nước dâng thực đo cực đại cùng độ sâu ngập tại những địa điểm đó. Hình 7 vẽ đồ thị cao trình nước dâng và độ sâu ngập mô phỏng so với thực đo ($\eta_{\max}$ trên đất liền), theo đó số liệu được tách riêng giữa những vị trí trong vịnh bao quanh Kamaishi (Toni, Ryoishi, và Otsuchi) cũng như vị trí tổng Vịnh Kamaishi. Mức độ phù hợp giữa mô phỏng và đo đạc khảo sát được thể hiện qua trị trung bình hình học, K ($= 1$ là khớp hoàn toàn, < 1 là thiên lớn, > 1 là thiên nhỏ), cũng như độ lệch chuẩn hình học, κ được định nghĩa bởi Aida (1978). Giá trị khuyến nghị là $0.95 < K < 1.05$ và $\kappa < 1.45$ (Aida, 1978). Ở vùng vịnh bao quanh, $K = 0.95$ và $\kappa = 1.27$, cho thấy kết quả $\eta_{\max}$ mô phỏng hơi thiên lớn. Ba vị trí ngoại lai đều tính ra nước dâng thiên nhỏ thấy rõ, chủ yếu là bởi độ phân giải không đủ chi tiết ở địa hình dốc cục bộ. Không có công tác hiệu chỉnh, kết quả này có thể được coi là vững vì cả K lẫn κ đều nằm trong giới hạn khuyến nghị. Mặt khác, bên trong Vịnh Kamaishi, $K = 1.24$ và $\kappa = 1.25$, cho thấy kết quả tính toán thiên nhỏ khá chênh lệch về $\eta_{\max}$. Tuy nhiên, điều này cũng được dự báo trước vì trong nghiên cứu này đã giả sử đập phá sóng cố định không bị phá hủy, còn trong thực tế thì đập phá sóng bị phá hoại trong sóng thần, có lẽ là trong dòng chảy dâng, trên cơ sở nhận thấy các thùng chìm bị dịch chuyển được tìm thấy ở mặt gần bờ của đập phá sóng (Arikawa và Oie, 2015; Arikawa và nnk., 2012). Trước đây, có nghiên cứu cho thấy rằng độ sâu ngập đo được khoảng 21% lớn hơn kết quả mô phỏng một đập phá sóng nguyên vẹn (Arikawa và Oie, 2015). Như vậy, nếu $K = 1.24$ được giả sử để biểu diễn độ thiên nhỏ 24% trong $\eta_{\max}$, thì độ chính xác mô phỏng của ta có thể được coi là thoả đáng.

5 Comparisons between 2DH NSWE and 2CLOWNS-3D Simulations | So sánh giữa các mô phỏng NSWE 2 chiều và 2CLOWNS-3D

This section compares results from the 2DH NSWE and 2CLOWNS-3D simulations to check both large-scale effects on inundation and local effects in the vicinity of the submerged breakwater opening. The aim is to identify where the 2DH NSWE model is adequate and what information can be gained by using a 3D RANS model around the breakwater.

Mục này so sánh kết quả giữa những mô phỏng NSWE 2 chiều và 2CLOWNS-3D để kiểm tra cả hiệu ứng ngập lụt quy mô lớn cũng như hiệu ứng cục bộ gần sát cửa đập. Mục đích là nhằm nhận diện những chỗ chỉ cần dùng mô hình NSWE 2 chiều là đủ và những thông tin nào sẽ có thêm khi dùng mô hình RANS 3 chiều quanh đập phá sóng.

5.1 Maximum Inundation Heights | Chiều cao ngập tối đa

Comparisons of $\eta_{\max}$ between the 2CLOWNS-3D and 2DH NSWE simulations are illustrated in Figure 7. Overall, $\eta_{\max}$ is only slightly affected by the introduction of the 3D RANS model with very small changes in K and κ compared with the 2DH NSWE simulation. In particular, K is increased from 1.22 to 1.24 inside Kamaishi Bay, indicating a minor decrease in tsunami heights. This could be due

Kết quả so sánh $\eta_{\max}$ giữa các mô phỏng 2CLOWNS-3D và NSWE 2 chiều được minh hoạ trên Hình 7. Nhìn chung, $\eta_{\max}$ chỉ hơi bị ảnh hưởng do việc áp dụng mô hình RANS 3 chiều, với những thay đổi rất nhỏ về K và κ so với mô phỏng NSWE 2 chiều. Xét riêng, K tăng từ 1.22 lên 1.24 trong Vịnh Kamaishi; điều này cho thấy sự giảm đôi chút chiều cao sóng thần. Điều này có thể do độ nhớt rối động

to the turbulent viscosity in the 3D model taking slightly more energy out of the flow than in the 2DH NSW model, hinting that small-scale 3D circulation effects can be of minor importance to large-scale effects. However, in general, this result demonstrates that 2DH NSW models are typically suitable to analyze large-scale inundation effects even when a large-scale offshore breakwater shielding the bay mouth is present. Furthermore, the results imply that coupling the 3D RANS and 2DH NSW models in 2CLOWNS-3D does not introduce significant boundary effects that might undermine the simulation due to issues with the coupling scheme and/or domain size. In addition, when using the standard $k-\epsilon$ model, the turbulent viscosity becomes much larger than that when the realizable version is utilized (see Section 6.2.3). The effect of the standard version is to decrease the tsunami heights so that $K = 1.28$ and $\kappa = 1.25$ inside Kamaishi Bay. Nevertheless, this effect is fairly small in comparison to the consideration of the momentum loss due to dispersion at the breakwater opening in the 2DH NSW model discussed in Section 5.2.

trong mô hình 3 chiều đã rút bớt năng lượng từ dòng chảy, so với mô hình NSW 2 chiều. Điều này gợi ý rằng hiệu ứng hoàn lưu 3 chiều có thể ít quan trọng đối với các hiệu ứng quy mô lớn. Tuy vậy, nói chung, kết quả này cho thấy rằng mô hình NSW 2 chiều thường phù hợp để phân tích hiệu ứng ngập lụt quy mô lớn ngay cả khi có đập chắn sóng quy mô lớn hiện diện chắn cửa vịnh. Hơn nữa, kết quả này còn ngụ ý rằng việc lồng ghép các mô hình RANS 3 chiều và NSW 2 chiều trong hệ thống 2CLOWNS-3D đã không gây nên hiệu ứng biên đáng kể vốn có thể làm hỏng kết quả mô phỏng do những vấn đề liên quan tới lược đồ lồng ghép và/hoặc kích cỡ miền tính. Ngoài ra, khi dùng mô hình $k-\epsilon$ tiêu chuẩn, độ nhớt rối sẽ trở nên lớn hơn nhiều so với trường hợp khi dùng phiên bản mô hình hiện thực (xem Mục 6.2.3). Hiệu ứng của phiên bản chuẩn sẽ làm giảm chiều cao sóng thần, do vậy $K = 1.28$ và $\kappa = 1.25$ bên trong Vịnh Kamaishi. Dù vậy, hiệu ứng này còn khá nhỏ khi xét đến sự tổn thất động lượng do phân tán sóng tại cửa đập, trong mô hình NSW 2 chiều đã thảo luận ở Mục 5.2.

5.2 Volume Fluxes Through Submerged Breakwater Opening | Lưu lượng nước qua cửa đập ngầm

It was found that in order for the 2DH NSW model to almost match the 3D RANS model in terms of $\eta_{\max}$, a nonzero value of $\mathcal{F}_D$ for momentum loss due to dispersion over the submerged caissons is required. Calibration of a 2DH NSW model with a physical experiment of tsunami flow through a large-scale breakwater model with a submerged breakwater opening has been previously conducted (Goto and Sato, 1993). In Goto and Sato (1993), it was shown that setting $\mathcal{F}_D = 0.5$ at the computational cells that represent the submerged caissons (and zero everywhere else) gave the best results in terms of offshore and onshore free surface levels. Rather, surprisingly, utilizing $\mathcal{F}_D = 0.5$ in this study also led to strong agreement in the time series of the average horizontal volume flux per unit width at the submerged caissons between the 2DH NSW and 2CLOWNS-3D simulations (Figure 8). In contrast, a 2DH NSW simulation with $\mathcal{F}_D = 0$ everywhere results in 13% greater volume fluxes through the breakwater during the peak inundating flow ($t = 31.6$ min) than when setting $\mathcal{F}_D = 0.5$ at the submerged caissons. Thus, setting $\mathcal{F}_D = 0.5$ is a necessary and suitable value to use at the submerged opening of a large-scale offshore breakwater in a 2DH NSW simulation. Furthermore, the result indirectly indicates that the 3D RANS model can simulate the dispersive flow over the breakwater adequately as the exact same value for $\mathcal{F}_D$ found through calibration with a physical experiment was used.

Đã phát hiện thấy rằng để mô hình NSW 2 chiều được gần như khớp với kết quả mô hình RANS 3 chiều xét về $\eta_{\max}$, ta cần phải có giá trị tổn thất động lượng do phân tán qua thềm chìm, $\mathcal{F}_D$, khác không. Việc hiệu chỉnh mô hình NSW 2 chiều với thí nghiệm vật lý về dòng chảy sóng thần bằng mô hình đập phá sóng cỡ lớn với cửa mở ngầm, trước đây đã được tiến hành (Goto và Sato, 1993). Theo Goto và Sato (1993), bằng cách đặt $\mathcal{F}_D = 0.5$ tại những ô tính toán biểu diễn thềm chìm (còn những ô khác thì đặt bằng không) sẽ cho ta kết quả tốt nhất về mực nước cả phía ngoài khơi lẫn gần bờ. Điều đáng ngạc nhiên là bằng việc dùng $\mathcal{F}_D = 0.5$ trong nghiên cứu đó cũng dẫn tới sự phù hợp mạnh mẽ về chuỗi thời gian số liệu lưu lượng phương ngang qua mỗi đơn vị bề rộng ở các thềm chìm giữa kết quả mô phỏng bằng hai mô hình NSW 2 chiều và 2CLOWNS-3D (Hình 8). Trái lại, mô phỏng bằng mô hình NSW 2 chiều với $\mathcal{F}_D = 0$ mọi nơi sẽ cho ra kết quả lưu lượng qua đập thiên lớn 13% tổng thời kỳ dòng ngập lụt lớn nhất ($t = 31.6$ phút) so với khi đặt $\mathcal{F}_D = 0.5$ tại các thềm chìm. Như vậy, việc đặt $\mathcal{F}_D = 0.5$ là cần thiết và cũng là giá trị phù hợp để dùng cho cửa đập ngầm cỡ lớn trong mô phỏng NSW 2 chiều. Hơn nữa, kết quả còn gián tiếp cho thấy simulation. Furthermore, the result indirectly indicates that the 3D RANS model can simulate the dispersive flow over the breakwater adequately as the exact same value for $\mathcal{F}_D$ found through calibration with a physical experiment was used.

5.3 Hydrodynamic Forces on Submerged Breakwater Caissons | Các lực thủy động tác dụng lên thềm chìm

The hydrodynamic forces on the caissons are estimated in this section. Comparisons with critical values of the drag force, F_D , and overturning moment about the caisson heel, M_D , are evaluated. F_D is determined by summing the pressures on the computational cells normal to

Trong mục này, các lực thủy động lên thềm chìm đã được ước tính. Đã so sánh với những giá trị phân giới lực cản, F_D , và mô-men lật quanh đế thềm chìm, M_D . Xác định F_D bằng cách lấy tổng các áp suất trên ô tính toán vuông góc mặt thềm theo hướng ngang, rồi nhân với diện tích bề

the caisson in the horizontal direction multiplied by the surface area. M_D can be found by summing the multiple of each of those forces by the vertical distance to the caisson heel. To determine the critical values for comparison, the caisson weight and lift force, F_L , are required. The caisson weight is calculated from the dimensions and densities shown in Figure 4. To get F_L , the pressures on the computational cells normal to the caisson in the vertical direction multiplied by the surface area are summed. Since the rubble mound is simulated as an impermeable layer in this study, it is assumed that the pressure acting underneath the caissons is the average of the pressures at the cells located either side of the caisson just above the rubble mound. The critical resistance friction force, F_{Dcrit} , is calculated by

$$F_{Dcrit} = \mu_f(m_c g - F_L) \quad (17)$$

where the coefficient of friction between the caisson and rubble mound, μ_f , is taken to be 0.6 (Tanimoto and Takahashi, 1994), and m_c is the mass of the concrete caisson. Similarly, the critical resisting overturning moment, M_{Dcrit} is equal to

$$M_{Dcrit} = r_d(m_c g - F_L) \quad (18)$$

where r_d is the distance from the center of mass of the caisson to its heel.

Time series of the magnitudes of the acting forces, $|F_D|$ and $|M_D|$, and the critical resistance forces, $|F_{Dcrit}|$ and $|M_{Dcrit}|$, are plotted in Figure 9 per unit width. The mean values with maximum and minimum bounds of the forces over the length of the submerged breakwater opening during both 2CLOWNS-3D and 2DH NSW simulation are shown. Interestingly, the maximum values of $|F_D|$ and $|M_D|$ occur at 40.6 and 46.0 min during the peak drawback flow rather than the peak inundating flow. However, the caissons that were washed out were distributed onshore of the breakwater (Arikawa and Oie, 2015; Arikawa et al., 2012) indicating that failure most likely occurred during the peak inundating flow. According to the 2CLOWNS-3D simulation, the drag force may have just exceeded the critical resistance force for some caissons during the inundating flow, but the overturning moment is significantly below the critical resisting moment. In addition to the drag force, joint flow scour of the rubble mound due to extremely the fast flow (Takahashi et al., 2011; Arikawa et al., 2012) and jet impingement on the slope and armor units (Mitsui et al., 2014) have been identified to undermine caisson stability helping them to slide and tilt. A combination of drag force and joint flow scour are the likely contributors to the failure of the submerged caissons. If the caissons had not failed during the peak inundating flow, it is likely that they would have failed during the stronger drawback flow.

In the 2CLOWNS-3D simulation during peak flow events, the critical resistance forces decrease as the lift force increases. The increase in lift forces is because the pressure on the top of the caissons become significantly less than the hydrostatic pressure (see Section 6.1 for more detail). Furthermore, the pressure forces acting on the front and back faces of the caissons are slightly greater than hydro-

mặt. Có thể tính M_D bằng cách lấy tổng các tích số từng lực này với khoảng cách thẳng đứng tới đế thùng. Nhằm xác định giá trị phân giới để so sánh, ta cần có trọng lượng thùng và lực nâng, F_L . Trọng lượng thùng được tính từ kích thước và mật độ như trên Hình 4. Để thu được F_L , tích áp suất lên các ô tính toán vuông góc với thùng theo hướng đứng với diện tích bề mặt được cộng lại. Vì đá đổ được mô phỏng như một lớp không thấm trong nghiên cứu này nên ta giả sử rằng áp suất tác dụng lên phía dưới thùng chìm được lấy trung bình trị số áp suất ở các ô nằm hai phía thùng chìm ở ngay phía trên đá đổ. Lực ma sát cản phân giới, F_{Dcrit} , được tính bằng

trong đó hệ số ma sát giữa thùng chìm và đá đổ, μ_f , được lấy bằng 0.6 (Tanimoto và Takahashi, 1994), còn m_c là khối lượng thùng chìm bê tông. Tương tự, mô-men kháng lật phân giới, M_{Dcrit} sẽ bằng

trong đó r_d là khoảng cách từ khối tâm thùng chìm tới đế của nó.

Các chuỗi thời gian của độ lớn lực tác dụng, $|F_D|$ và $|M_D|$, cũng như các lực kháng phân giới, $|F_{Dcrit}|$ và $|M_{Dcrit}|$, cho từng đơn vị bề rộng, đều được vẽ trên Hình 9. Trị trung bình cùng các đường giới hạn cực đại lẫn cực tiểu các lực này dọc theo chiều dài cửa đập cho cả mô phỏng 2CLOWNS-3D lẫn NSW 2 chiều được thể hiện. Điều thú vị là, những giá trị cực đại của $|F_D|$ và $|M_D|$ xuất hiện tại 40.6 và 46.0 phút trong dòng rút cực đại thay vì trong dòng dâng cực đại. Tuy nhiên, những thùng chìm bị đẩy xô đi đều nằm rải rác ở phía gần bờ so với tuyến đập (Arikawa và Oie, 2015; Arikawa và nnk., 2012) cho thấy rằng sự cố hỏng hóc hầu như xảy ra trong thời gian nước dâng đạt đỉnh. Theo mô phỏng 2CLOWNS-3D, lực cản có thể chỉ mới vượt lực kháng phân giới xét với một số thùng chìm trong khi dòng chảy dâng, nhưng mô-men lật thì nhỏ hơn hẳn ngưỡng mô-men kháng phân giới. Ngoài lực cản, xói lở nền đáy đá đổ do dòng chảy cực mạnh (Takahashi và nnk., 2011; Arikawa và nnk., 2012) và dòng tia nước đập vào mái dốc lẫn cấu kiện bảo vệ (Mitsui và nnk., 2014), các yếu tố này được nhận định gây ảnh hưởng tới độ ổn định thềm chìm thông qua sự trượt và lật. Sự kết hợp giữa lực cản và xói chân được coi là những yếu tố gây hư hại thùng chìm. Nếu các thùng này không bị hư hại trong thời điểm dòng dâng mạnh nhất thì có vẻ như chúng bị hư hại trong lúc dòng rút mạnh hơn.

Trong mô phỏng 2CLOWNS-3D suốt sự kiện dòng chảy cực đại, các lực kháng tới hạn đều giảm dần khi lực nâng tăng lên. Sở dĩ lực nâng tăng lên vì áp suất lên đỉnh các thùng chìm trở nên nhỏ hơn rõ rệt so với áp suất thủy tĩnh (xem Mục 6.1 để biết thêm chi tiết). Hơn nữa, các áp lực tác dụng lên hai mặt trước và sau của thùng chìm đều lớn hơn một chút so với lực thủy tĩnh. Chính sự kết hợp các yếu tố này đã làm cho tính toán với chế độ phi thủy tĩnh

static. It is a combination of these effects that can make a non-hydrostatic analysis significantly different to a hydrostatic one. An interesting result of this study is that the differences between the free surface elevations near the front and back faces of the submerged caissons become so large in the 2DH NSW model that the hydrostatic drag force predicted by that model far exceeds the drag force simulated using the 3D RANS model (Figure 9). This is because the 2DH NSW model needs to balance the horizontal momentum without non-hydrostatic pressure or vertical accelerations and thus relies totally on the free surface difference (hydrostatic pressure gradient) to achieve this. As a result, the free surface level very close to the submerged caissons becomes wildly inaccurate, even though free surfaces slightly further from the caissons are not significantly different to those in the 3D RANS model. Interestingly, comparing acting forces simulated by the 2DH NSW model with the critical hydrostatic resistance forces results in a similar conclusion on caisson stability to the one we reached with the 2CLOWNS-3D result, i.e. the relative balance of the acting and resisting forces calculated by the 2DH NSW and 2CLOWNS-3D simulations are similar. With that being said, both the acting and critical resistance forces are approximately 65% larger in the 2DH NSW simulation during the peak drawback flow in an absolute sense.

5.4 Depth-Averaged Velocities | Vận tốc trung bình độ sâu

The maximum calculated magnitudes of the depth-averaged velocities, $|U|_{\max}$, are shown in Figure 10 for both the 2DH NSW and 2CLOWNS-3D simulations. Far outside of the 3D domain, no noticeable difference in the velocities arises due to the use of the RANS equations around the breakwater opening. On the other hand, the magnitude and length of the jet structure are noticeably greater in the 2CLOWNS-3D simulation: the magnitude of the centerline velocity exceeds 10 m/s up to roughly 1 km from the submerged caissons for both the inundating and drawback flows; and the edge of the inundating jet structure is located approximately a further 700 m downstream compared to the 2DH NSW simulation. In the 2DH NSW simulation, maximum centerline velocities are equal to approximately 6–7 m/s and quickly diffuse out. In addition, $|U|_{\max}$ is very large, averaging 12 m/s, at the submerged breakwater opening in the 2DH NSW simulation (indicated in Figure 10(a)). $|U|_{\max}$ in the 2CLOWNS-3D simulation at the breakwater opening is more modest, averaging 9.7 m/s. This can be attributed to the fact that the free surface rapidly drops in the 2DH NSW simulation over the submerged caissons (see also Section 5.3) resulting in a small water depth and therefore a very high depth-averaged velocity.

Since the volume flux through the submerged breakwater opening is roughly the same between the two simulations (Figure 8), generally larger values of $|U|_{\max}$ concentrated in the centerline of the jet when using the 3D RANS equations indicate differences to the horizontal spreading rate of the jet. Indeed, the jet is shown to be more diffusive in the north–south directions in the 2DH NSW simulation (Figure 10). While it is plausible that part of

cho kết quả khác hẳn so với thủy tĩnh. Một kết quả thú vị trong nghiên cứu này là những khác biệt về mực nước gần mặt bên phía trước và sau thùng chìm đã trở nên quá lớn trong mô hình NSW 2 chiều, đến nỗi lực cản thủy tĩnh được dự báo bởi mô hình đó lớn hơn hẳn lực cản mô phỏng bằng mô hình RANS 3 chiều (Hình 9). Có điều này là vì mô hình NSW 2 chiều cần phải cân bằng động lượng mà không có áp suất phi thủy tĩnh hay gia tốc thẳng đứng và do vậy hoàn toàn phụ thuộc vào chênh lệch mực nước (gradient áp suất thủy tĩnh) để đạt được điều này. Hệ quả là mặt nước gần sát thùng chìm sẽ trở nên rất kém chính xác, mặc dù mặt nước ở chỗ hơi xa thùng chìm thì không quá khác biệt với kết quả trong mô hình RANS 3 chiều. Điều thú vị là việc so sánh lực tác dụng mô phỏng bởi mô hình NSW 2 chiều với các lực kháng phân giới thủy tĩnh đã cho phép ta rút ra kết luận tương tự về độ ổn định thùng chìm như kết luận mà ta đạt được bằng kết quả 2CLOWNS-3D, nghĩa là cân bằng tương đối giữa lực tác dụng và lực kháng được tính theo các mô phỏng NSW 2 chiều và 2CLOWNS-3D đều tương đồng. Nói vậy, cả lực tác dụng lẫn lực kháng phân giới trong mô phỏng NSW 2 chiều đều lớn hơn khoảng 65% suốt thời gian nước rút cực đại (xét giá trị tuyệt đối).

Độ lớn vận tốc trung bình độ sâu tối đa tính toán, $|U|_{\max}$, được chỉ ra trên Hình 10 với cả mô phỏng bằng mô hình NSW 2 chiều và 2CLOWNS-3D. Ngoài xa miền tính 3 chiều, không nhận thấy có khác biệt đáng kể nào về vận tốc phát sinh khi dùng phương trình RANS quanh cửa đập. Mặt khác, độ lớn và chiều dài cấu trúc luồng tia đã lớn hơn đáng kể khi mô phỏng bằng 2CLOWNS-3D: độ lớn vận tốc theo đường trục giữa đã vượt 10 m/s, suốt dọc chiều dài khoảng 1 km từ chỗ các thùng chìm, cả với dòng dâng lẫn dòng rút; và cạnh bên cấu trúc luồng tia có vị trí khoảng 700 m về phía hạ lưu so với mô phỏng bằng NSW 2 chiều. Trong mô phỏng NSW 2 chiều, các vận tốc dọc trục giữa xấp xỉ bằng 6–7 m/s và nhanh chóng bị tiêu tán. Hơn nữa, $|U|_{\max}$ rất lớn, trung bình lên tới 12 m/s, ngay tại cửa đập trong mô phỏng NSW 2 chiều (như chỉ ra trên Hình 10(a)). $|U|_{\max}$ trong mô phỏng 2CLOWNS-3D ở cửa đập thì khiêm tốn hơn, trung bình là 9.7 m/s. Điều này có thể do mặt nước nhanh chóng hạ thấp trong mô phỏng NSW 2 chiều qua thùng chìm (xem thêm Mục 5.3) dẫn đến độ sâu nước nhỏ hơn và kéo theo đó là lưu tốc trung bình độ sâu lớn hơn.

Vì lưu lượng dòng chảy qua cửa đập gần như nhau giữa hai mô phỏng (Hình 8), nói chung các giá trị lớn hơn của $|U|_{\max}$ đều tập trung ở đường trục giữa luồng tia khi dùng phương trình RANS 3 chiều cho thấy rằng khác biệt về tốc độ lan tỏa hướng ngang của luồng. Thật sự, luồng tia này cho thấy sự khuếch tán mạnh hơn theo hướng Bắc–Nam trong mô phỏng NSW 2 chiều (Hình 10). Dù rằng có vẻ thuyết phục khi lý giải nguyên do một phần là tính chất khuếch tán của lược đồ truyền tải (bình lưu) trong mô hình NSW 2 chiều, song chỉ lý do này thì chưa đủ gây nên sự khác biệt lớn như vậy. Bên cạnh đó, mô hình

the reason for this is the diffusive nature of the advection scheme in the 2DH NSW model, this reason alone cannot account for such large disparity. Besides, the 3D RANS model includes turbulent mixing terms which are ignored by the 2DH NSW model. The majority of the difference instead must be related to the fact that significant vertical accelerations and vertical growth of the jet occur in the 3D RANS model. The 2DH NSW model, due to its single-layer assumption, only allows for the jet to grow in the horizontal direction assuming no vertical variation of the horizontal velocity. Consider that the flow becomes essentially isotropic in three-dimensions as it flows over the submerged caissons growing in both horizontal and vertical directions like a wall-jet (see Section 6.2). Under these conditions, the 2DH NSW model will be insufficient to correctly reproduce the flow structure.

5.5 Bed Shear Stresses | Ứng suất tiếp đáy

The fast flow onshore of the breakwater can cause large bed shear stresses leading to significant sediment transport in the harbor. This could induce unwanted erosion and deposition of sediment which can lead to instability of coastal structures.

To estimate the bed shear stress, τ_b in this study, the quadratic form is used:

$$\tau_b = \rho C_d |u_b|^2 \quad (19)$$

where C_d is a dimensionless coefficient, and $|u_b|$ is the magnitude of the horizontal velocity measured in the computational cell just above the bed. The density of the sea water, ρ , is assumed to be 1025 kg/m^3 , and a constant value of $C_d = 0.0025$ is adopted. The quadratic form with a constant value of C_d is used to make comparisons between the 2DH NSW and 3D RANS models straightforward. Note that in the case of the 2DH NSW model, $|u_b| = |U|$. τ_b is converted to a dimensionless form to represent the ease at which sediment transport is induced:

$$\tau_b^* = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho)gD_{50}} \quad (20)$$

where ρ_s is the density of the sediment and is taken to be 2650 kg/m^3 , and D_{50} is the median grain diameter taken to be 1 mm on the seabed and 10 cm over the rubble mound.

Figure 11 plots the maximum calculated τ_b^* in the area around the breakwater opening from the 2DH NSW and 2CLOWNS-3D simulations. A case where $|U|$ is used instead of $|u_b|$ from the 2CLOWNS-3D simulation is included to illustrate the significance of the vertical variation of the velocities. τ_b^* using $|U|$ is up to 310% larger in the 3D RANS model than the 2DH NSW model which is to be expected since $|U|_{\max}$ is approximately 60–70% larger (Figure 10) within the jet structure. τ_b^* using $|U|$ from the 2CLOWNS-3D simulation is larger than 16 up to 1 km from the submerged caissons and is greater than 1 up to 2 km from the submerged caissons. However, using $|u_b|$ to calculate τ_b^* suggests that values greater than 1 are primarily focused within a 1-km range from the submerged caissons, thus erosion would have likely occurred

RANS 3 chiều bao gồm các số hạng hoà trộn rối vốn bị bỏ qua bởi mô hình NSW 2 chiều. Thay vào đó, phần lớn của khác biệt này phải có liên hệ tới việc trong mô hình RANS 3 chiều có xảy ra gia tốc phương đứng đáng kể cũng như sự phát triển luồng tia theo hướng đứng. Mô hình NSW 2 chiều, nhờ giả thiết rằng nó chỉ có một lớp, chỉ cho phép luồng tia phát triển theo hướng ngang mà không có biến động theo phương đứng của vận tốc hướng ngang. Hãy xét dòng chảy trở nên gần như đẳng hướng trong không gian 3 chiều khi chảy qua thùng chìm có xu hướng phát triển cả theo phương ngang và phương đứng giống như luồng tia sát vách (xem Mục 6.2). Dưới những điều kiện này, mô hình NSW 2 chiều sẽ không đủ để mô tả đúng cấu trúc dòng chảy.

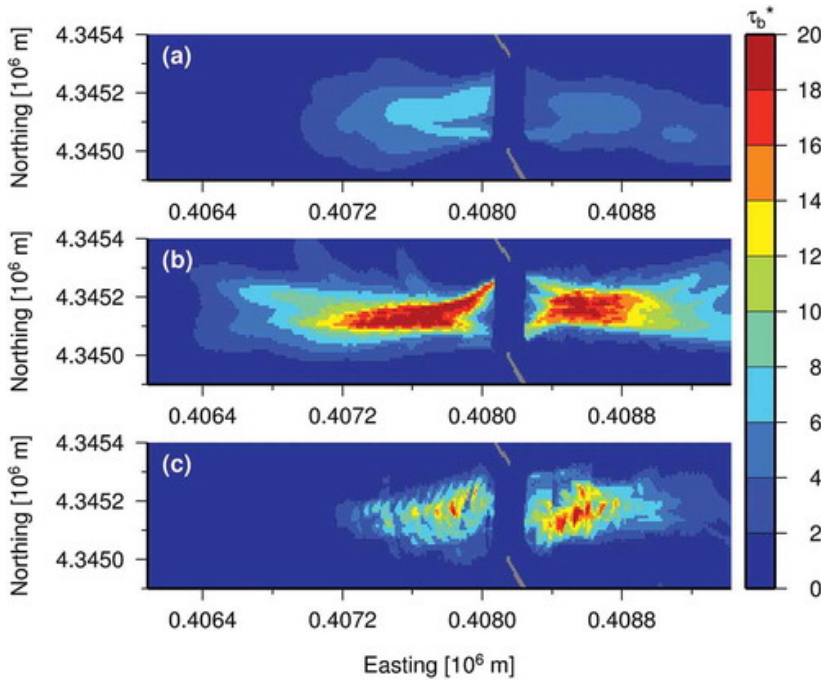
Dòng chảy qua đập hướng về phía bờ có thể gây nên ứng suất tiếp đáy lớn dẫn tới vận chuyển bùn cát rất đáng kể trong cảng. Điều này có thể gây ra hiện tượng xói lở và bồi tụ bùn cát không mong muốn, dẫn đến mất ổn định công trình bờ biển.

Nhằm đánh giá ứng suất tiếp đáy, τ_b trong nghiên cứu này, dạng công thức bậc hai đã được dùng:

trong đó C_d là một hệ số phi thứ nguyên, còn $|u_b|$ là độ lớn vận tốc hướng ngang đo được ở ô lưới ngay trên đáy. Mật độ của nước biển, ρ , được coi bằng 1025 kg/m^3 , và giá trị hằng số $C_d = 0.0025$ được chọn. Dạng công thức bậc hai với C_d là hằng số được dùng để tiện so sánh giữa các mô hình NSW 2 chiều và RANS 3 chiều. Lưu ý rằng trong mô hình NSW 2 chiều, $|u_b| = |U|$. τ_b được quy đổi về dạng phi thứ nguyên nhằm biểu diễn sự vận chuyển bùn cát dễ dàng đến đâu:

trong đó ρ_s là mật độ trầm tích và được lấy bằng 2650 kg/m^3 , còn D_{50} là đường kính trung vị hạt lấy bằng 1 mm đối với đáy biển và 10 cm đối với công trình đập.

Hình 11 biểu diễn τ_b^* cực đại tính toán trong vùng bao quanh cửa đập, theo các kết quả mô phỏng bằng 2DH NSW và 2CLOWNS-3D. Một trường hợp có dùng $|U|$ thay cho $|u_b|$ của mô phỏng 2CLOWNS-3D để minh hoạ biến động theo phương thẳng đứng của lưu tốc. τ_b^* tính theo $|U|$ sẽ lớn hơn tới 310% trong mô hình 3D RANS so với mô hình 2DH NSW model, điều này có thể dự trù trước, bởi lẽ $|U|_{\max}$ lớn hơn khoảng 60–70% (Hình 10) trong cấu trúc luồng tia. τ_b^* tính theo $|U|$ từ mô phỏng 2CLOWNS-3D thì lớn hơn 16, với phạm vi vươn xa đến 1 km từ chỗ thùng chìm, tới hơn 1 với phạm vi vươn xa tới 2 km từ chỗ thùng chìm. Tuy nhiên, khi dùng $|u_b|$ để tính ra τ_b^* lại gợi ý rằng các giá trị lớn hơn 1 đều chủ yếu tập trung trong phạm vi 1 km từ chỗ thùng chìm, do vậy mà có nhiều khả năng xảy ra xói lở trên khu vực này. Hơn nữa, khi dùng using $|u_b|$ thì τ_b^* lại lớn hơn ở phía



Hình 11: | Fig. 11. Comparisons of the maximum dimensionless bed shear stress, τ_b^* , around the breakwater opening assuming a uniform grain size, $D_{50} = 1$ mm, on the seabed and $D_{50} = 10$ cm over the rubble mound. (a) 2DH NSW simulation, (b) 2CLOWNS-3D simulation using depth-averaged velocity, (c) 2CLOWNS-3D simulation using near-bed velocity. The main breakwater sections are plotted in gray. • So sánh ứng suất đáy cực đại phi thứ nguyên, τ_b^* , quanh cửa đập, khi giả thiết kích cỡ hạt đồng đều, $D_{50} = 1$ mm, ở đáy biển và $D_{50} = 10$ cm trên mái đập. (a) Mô phỏng NSW 2 chiều, (b) mô phỏng 2CLOWNS-3D với lưu tốc trung bình độ sâu, (c) mô phỏng 2CLOWNS-3D bằng lưu tốc dòng sát đáy. Đoạn chính của đập phá sóng được vẽ bằng nét màu xám.

in this region. Furthermore, τ_b^* is larger on the offshore side of the breakwater using $|u_b|$, while τ_b^* is larger on the coastal side using $|U|$ from the 2CLOWNS-3D simulations. Thus, the velocities near the seabed become larger during the peak drawback flow than during the peak inundating flow (see also Section 6.1). Our simulations suggest that the armor of the rubble mound would have been relatively unaffected during the tsunami. However, jet overflow and impingement on the slope and armor blocks, which is likely to cause failure (Mitsui et al., 2014), are not explicitly simulated.

đập hướng ra khơi, còn khi dùng $|U|$ từ kết quả mô phỏng 2CLOWNS-3D thì τ_b^* lại lớn hơn ở phía đập hướng về bờ. Do đó, vận tốc gần sát đáy sẽ trở nên lớn hơn trong khi dòng rút đạt cực đại, so với khi dòng dâng cực đại (xem thêm Mục 6.1). Kết quả mô phỏng đã gợi ý rằng lớp phủ mặt đập thì tương đối không bị ảnh hưởng sóng thần. Tuy nhiên, luồng tia tràn qua và đập vào mái dốc cùng các cấu kiện, vốn nhiều khả năng là nguyên nhân gây hư hại (Mitsui và nnk., 2014), thì lại chưa được mô phỏng rõ rệt.

6 Analysis of the 3D Flow Hydrodynamics around the Breakwater | Phân tích chế độ thủy động lực dòng chảy 3 chiều quanh đập

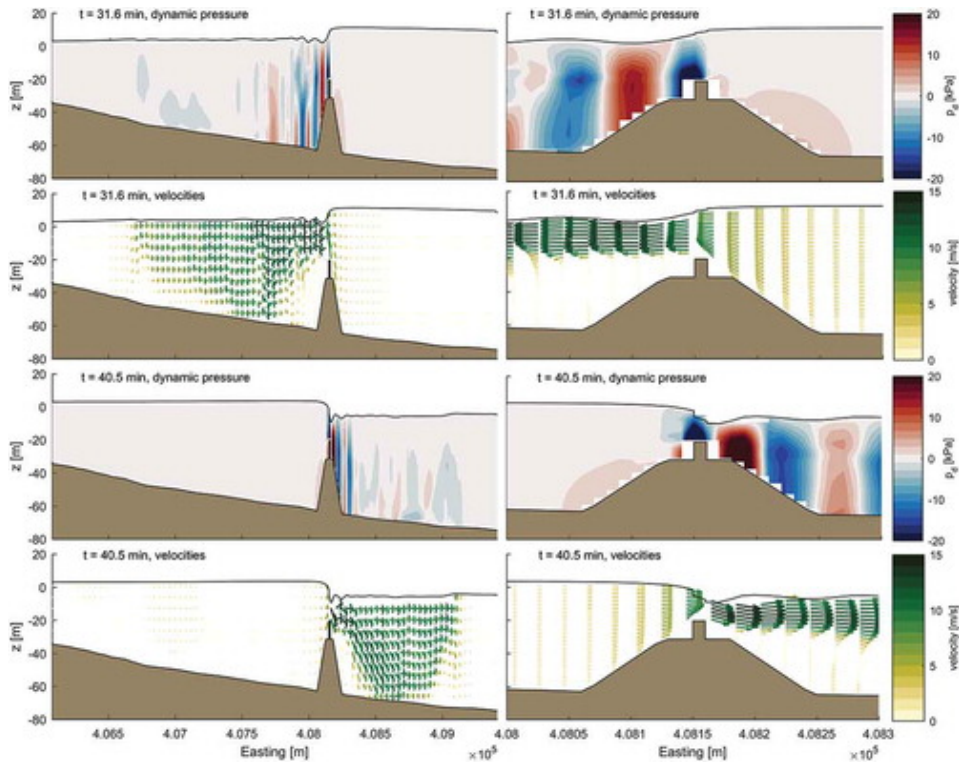
This section investigates the 3D hydrodynamics of the flow around the offshore breakwater resulting from the 2CLOWNS-3D simulation to examine reasons for the disparity in the depth-averaged velocities and forces acting on the caissons between the 2DH NSW simulation and evaluate the ability of 2CLOWNS-3D to adequately model the 3D effects. First, the vertical distribution of the pressure and velocity fields in the 3D domain is discussed. Second, we analyze the jet structure during the peak inundating tsunami flow emanating from the submerged breakwater opening by approximating it as a transient slender wall jet.

Mục này nhằm khảo sát chế độ thủy động lực 3 chiều dòng chảy quanh đập phá sóng từ kết quả mô phỏng 2CLOWNS-3D từ đó xem xét nguyên nhân sai khác giữa các lực tác dụng và vận tốc trung bình độ sâu giữa mô phỏng NSW 2 chiều đồng thời đánh giá năng lực mô hình 2CLOWNS-3D trong việc mô hình hoá hiệu ứng 3 chiều một cách đầy đủ. Thứ nhất là sẽ thảo luận về phân bố theo phương đứng của áp suất và trường vận tốc trong miền tính 3 chiều. Thứ hai là phân tích cấu trúc luồng tia trong khi dòng chảy cực đại qua cửa đập bằng cách xấp xỉ nó như một luồng tia sát vách mỏng.

6.1 Vertical Distribution of the Pressure and Velocity Fields | Phân bố theo phương đứng của áp suất và các trường vận tốc

In Section 5, it has been shown that momentum dispersion effects and the non-hydrostatic pressures become large causing an increase in lift forces over the submerged caissons. Between 2DH NSW and the 3D RANS models, the horizontal distribution of $|U|$ varies considerably. Vertical variations of the velocities in the 3D RANS model

Ở Mục 5, ta đã thấy rằng hiệu ứng phân tán động lượng và các áp suất thủy tĩnh khi tăng cường đã gây ra sự tăng lên của lực nâng tác dụng vào các thùng chìm. Giữa các mô hình 2DH NSW và 3D RANS, sự phân bố hướng ngang của $|U|$ biến động đáng kể. Những biến động phương



may also be significant. This section describes the distribution of the hydrodynamics in the x - z plane during from the 2CLOWNS-3D simulation. Figure 12 plots the velocity field vectors and dynamic pressure p_d (difference from hydrostatic pressure) colormap along the $y = 4345,175$ m northing cross-section at two different times corresponding to the time of peak inundating ($t = 31.6$ min) and drawback ($t = 40.5$ min) flow.

During both the peak inundating and drawback flow, p_d and the velocities are fairly small at both east and west boundaries (left hand side of Figure 12). Therefore, in general, the shallow water flow requirement of hydrostatic pressure and vertically uniform flow at the boundary for accurate coupling between the 2DH NSWE and 3D RANS model appear to be largely satisfied throughout the simulation. Although in the design of the 3D RANS mesh it was not anticipated that the drawback would be as strong or even stronger (Figure 9) than the inundating flow, so the mesh was made shorter in the offshore direction. Nevertheless, there is a good agreement in the time series of the volume fluxes through the submerged breakwater opening between the 2DH NSWE and 2CLOWNS-3D model simulations (Figure 8), thus any negative impact at the boundary can be considered relatively small. Furthermore, the boundary condition that allows for an arbitrary vertical distribution of the horizontal velocities used in this study should enable such vorticities in the 3D RANS model to cross through the model coupling interface (Fujima, Masamura, and Goto, 2002).

As the flow encounters the rubble mound and submerged caisson, the flow structure rapidly changes. First, the horizontal velocity starts to become greater near the free surface than near the seabed as it approaches the submerged caisson. Over the caisson, the horizontal velocity

đứng của vận tốc trong mô hình 3D RANS cũng có khả năng rất đáng kể. Mục này sẽ mô tả phân bố chế độ thủy động lực trên mặt phẳng x - z trong suốt mô phỏng bằng 2CLOWNS-3D. Hình 12 vạch ra trường vec tơ vận tốc và bản đồ màu cho áp suất động p_d (phần chênh lệch so với áp suất thủy tĩnh) dọc theo tuyến mặt cắt $y = 4345,175$ m tại hai thời điểm khác nhau tương ứng với đỉnh ngập lụt ($t = 31.6$ phút) và dòng rút ($t = 40.5$ phút) sau khi xảy ra đứt gãy động đất. Các biểu đồ bên trái bao trùm toàn miền mô hình 3D RANS còn bên phải thì phóng to phân sát đập phá sóng.

Trong suốt cả khi lũ ngập đỉnh lẫn dòng rút, p_d và các thành phần vận tốc còn tương đối nhỏ ở dọc theo hai biên đông và tây (phía tay trái Hình 12). Do vậy, nhìn chung, yêu cầu đối với dòng chảy nước nông—áp suất tuân theo luật thủy tĩnh và dòng chảy đều theo phương đứng tại biên để lồng ghép chính xác giữa mô hình 2DH NSWE và 3D RANS— dường như đã thỏa mãn gần như toàn bộ quá trình mô phỏng. Mặc dù trong khi thiết kế lưới 3D RANS, vẫn chưa dự trù được rằng dòng rút mạnh bằng hoặc thậm chí mạnh hơn là dòng lũ dâng (Hình 9), song lưới được co ngắn lại theo hướng ngoài khơi. Dù vậy, vẫn có sự phù hợp trong chuỗi số liệu về lưu lượng chảy qua cửa đập ngầm xét giữa mô phỏng bằng 2DH NSWE và 2CLOWNS-3D (Hình 8), bởi vậy bất kì ảnh hưởng tiêu cực nào tại biên mô hình đều có thể cho rằng tương đối nhỏ. Hơn nữa, điều kiện biên vốn cho phép tồn tại một phân bố theo phương đứng tùy ý của vận tốc hướng ngang dùng trong nghiên cứu này sẽ cho phép những xoáy như vậy trong mô hình 3D RANS được cắt ngang qua lớp tiếp giáp lưới lồng (Fujima, Masamura, và Goto, 2002).

Khi dòng chảy gặp đập đá đổ và thùng chìm, cấu trúc dòng chảy thay đổi nhanh chóng. Trước hết, vận tốc hướng ngang bắt đầu tăng cao ở gần sát bề mặt hơn là gần sát đáy khi tiếp cận thùng chìm. Phía trên thùng chìm, vận tốc hướng ngang lên tới 12 m/s với cả dòng lũ dâng lẫn dòng rút ở những điểm ô lưới ngay bên trên thùng chìm.

becomes as large as 12 m/s for both inundating and drawback flow at the grid points just above the caisson. The flow downstream of the caisson on the rubble mound is strongly vertically nonuniform due to the shielding effects of the caisson and vertically uniform flow is not recovered until around 1–2 km downstream from the submerged breakwater opening. Furthermore, there are undulations present in the free surface and the vertical velocity field in this region. The dynamic pressure p_d is shown to become slightly positive near the seabed as the wave flows up the rubble mound. Over the submerged caisson, p_d becomes strongly negative (reaching –38 kPa during peak inundating flow and –67 kPa during peak drawback). Thereafter, p_d is positive just downstream of the submerged caisson above the rubble mound before changing back to a negative value near the edge of rubble mound. As also suggested in plots of the bed shear stress (Figure 11), the velocities appear to be directed down toward the seabed at a steeper angle and have a higher magnitude during the peak drawback flow on the offshore side of the breakwater than during the peak inundating flow on the coastal side.

The explanation for the observations described above and shown in Figure 12 is as follows. As the flow encounters the rubble mound, which is a steep 2:1 slope, vertical accelerations are significant especially near the seabed, causing p_d and the vertical velocities to become large. At the caisson, there is a rapid change in the momentum flux which requires a large pressure force imbalance to match it, i.e. the pressure over the caisson must drop considerably. The pressure drop is achieved by the formation of a hydraulic jump where the pressure becomes less than hydrostatic and the free surface drops rapidly (although much less rapidly than predicted by the 2DH NSW model). Downstream of the caisson, a jet structure develops where the horizontal velocities are very small at depths below the edge of the jet but are larger than 10 m/s within the jet. The horizontal velocities within the jet structure are also fairly uniform over the depth. This peak inundating jet structure is the subject of Section 6.2 where its behavior is analyzed in detail. The reason for larger velocities along the seabed during the peak drawback flow could be because it must interact with onshore-directed flow arriving from offshore focusing the flow down toward to the seabed.

Dòng chảy về phía hạ lưu của thùng chìm trên mái dốc đá thì rất không đồng đều theo phương đứng, đó là do hiệu ứng che chắn của thùng chìm và dạng đồng đều theo phương đứng của dòng chảy sẽ không được phục hồi cho đến tận 1–2 km về phía hạ lưu cửa đập ngầm. Hơn nữa, đã xuất hiện những chỗ mấp mô trên bề mặt thoáng cũng như ở trường vận tốc phương đứng trong vùng này. Áp suất động p_d được cho thấy là hơi thiên dương gần đáy biển khi sóng thần dồn về phía đập. Còn phía trên thùng chìm, p_d lại trở nên âm một cách rõ rệt (đạt tới –38 kPa trong suốt cực đại dòng chảy lũ và –67 kPa suốt cực đại dòng rút). Từ đó trở đi, p_d lại dương ngay phía hạ lưu của thùng chìm bên trên mặt đá đổ của đập, trước khi lại đổi dấu thành âm gần mép đập đá. Cũng như được gợi ý qua các biểu đồ ứng suất tiếp đáy (Hình 11), các vận tốc dường như hướng chúc xuống đáy theo góc dốc hơn và có cường độ mạnh hơn trong suốt cực đại dòng rút dọc theo mặt đập hướng ngoài khơi, so với trong cực đại dòng lũ dâng dọc trên mặt đập hướng về phía bờ.

Lời giải thích cho hiện tượng quan sát thấy qua mô tả bên trên và cũng thể hiện ở Hình 12 là như sau. Khi dòng chảy tiếp cận đập, vốn là một mái dốc 2:1, gia tốc phương đứng đã tăng đáng kể, đặc biệt là gần đáy biển, điều này khiến cho p_d và các vận tốc phương đứng trở nên lớn. Tại thùng chìm, đã có một biến động gấp về thông lượng động lượng vốn đòi hỏi chênh lệch áp lực lớn để cân bằng lại nó, nghĩa là áp suất qua thùng chìm phải suy giảm đáng kể. Sự suy giảm áp suất này đạt được bằng cách hình thành nước nhảy nơi mà áp suất trở nên thấp hơn áp suất thủy tĩnh và mặt nước hạ xuống nhanh chóng (dù vẫn còn chậm hơn nhiều so với mức độ hạ thấp được dự đoán trong mô hình 2DH NSW). Phía hạ lưu thùng chìm, một cấu trúc luồng đã phát triển, tại đó vận tốc hướng ngang là rất nhỏ tại các mức sâu hơn mép dưới luồng tia nhưng lại mạnh hơn 10 m/s bên trong luồng. Vận tốc hướng ngang bên trong cấu trúc luồng tia này cũng khá đồng đều trên toàn độ sâu. Cấu trúc luồng tia trong dòng chảy lũ ngập cực đại này sẽ là chủ đề thảo luận của Mục 6.2, trong đó động thái luồng tia sẽ được phân tích kỹ. Lý do có vận tốc lớn hơn dọc trên đáy biển trong suốt cực đại dòng rút có thể là do nó phải tương tác với dòng chảy từ ngoài khơi hướng về bờ ép cho dòng chảy này chúc xuống đáy biển.

6.2 Analysis of the Onshore Directed Large-Scale Jet Structure | Phân tích về cấu trúc luồng quy mô lớn hướng về bờ

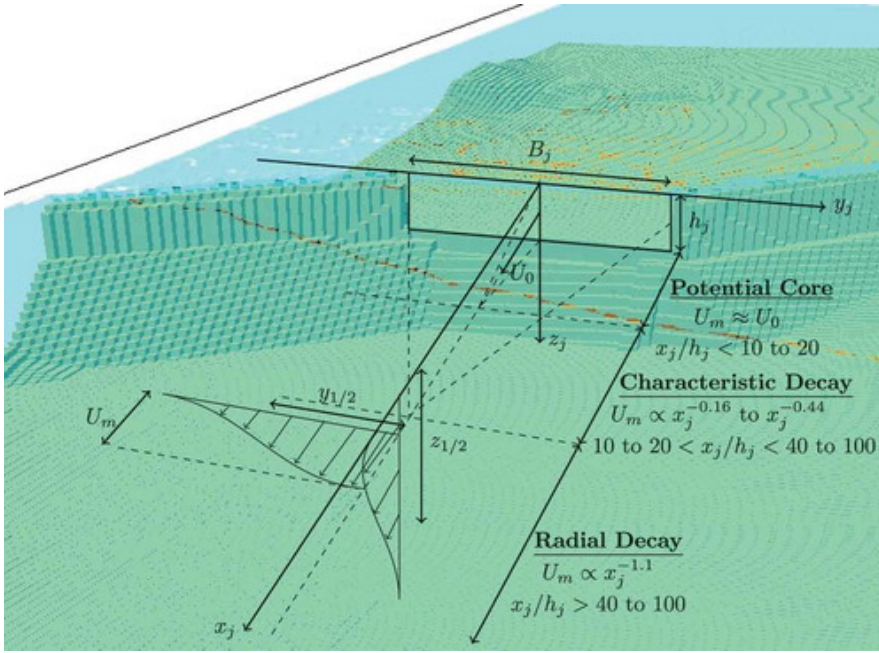
The aim of this section is to examine the basic behavior of the onshore-directed large-scale jet structure and attempt to validate the flow in the 3D RANS model during the 2CLOWNS-3D simulation versus empirical measures of maximum velocity decay and half-width growth for a transient wall jet. Furthermore, as the wall jet is a highly turbulent phenomenon, it allows us to evaluate the performance of the two forms of the $k-\epsilon$ turbulence model.

Mục này nhằm kiểm tra đặc tính cơ bản của cấu trúc luồng quy mô lớn hướng về bờ và cố nhằm kiểm định dòng chảy trong mô hình RANS 3 chiều qua mô phỏng 2CLOWNS-3D so với kết quả đo đạc thực nghiệm về mức độ chiết giảm cực đại vận tốc và phát triển bề rộng nửa luồng (sát vách) biến đổi theo thời gian. Hơn nữa, vì luồng sát vách là hiện tượng mang tính chất rối động mạnh nên nó cho phép ta đánh giá hiệu năng của hai dạng mô hình rối $k-\epsilon$.

6.2.1 Overview of Slender Wall Jet Characteristics | Tổng quan về đặc tính luồng dạng mảnh phun sát vách

The canonical schematic of a slender wall jet in the current setting is shown in Figure 13. The free surface is approxi-

Sơ đồ chuẩn của luồng sát vách mỏng trong nghiên cứu này được chỉ ra trên Hình 13. Mặt thoáng được xấp xỉ bởi



Hình 13: | Fig. 13. Schematic of the canonical wall jet under the current setting of flow through the submerged breakwater opening. The three regions of decay of the maximum (centerline) longitudinal velocity, U_m , are indicated along with the approximate distances from the submerged breakwater opening that the regions extend to (based on a slenderness ratio $10 < B_j/h_j < 20$). • Sơ đồ chuẩn của luồng sát vách mỏng trong nghiên cứu này, biểu diễn dòng chảy qua cửa đập ngầm. Ba miền chiết giảm vận tốc dọc trục cực đại (chính tâm), U_m , được chỉ ra cùng với khoảng cách xấp xỉ từ cửa đập ngầm đến phạm vi từng vùng (dựa theo tỉ lệ mảnh $10 < B_j/h_j < 20$).

mated as a wall (although with the complication that the velocity at the free surface does not go to zero like a true wall), and the jet is free to grow in the horizontal directions and vertically downward until it reaches the seabed. The slenderness refers to the fact that the width of the opening, $B_j = 310$ m, is much larger than the height, $h_j = 25$ m. For further reference, this implies the ratio $B_j/h_j \approx 12.5$. In this study, we make comparisons with empirical measurements of decay of the maximum (centerline) longitudinal velocity U_m downstream from submerged breakwater opening, and growth of the longitudinal velocity half-width (the transverse distance from the maximum velocity position where the velocity becomes half of the maximum for both vertical, denoted $z_{1/2}$, and horizontal, denoted $y_{1/2}$, directions).

For 3D jets, there are three distinct regions with different rates of decay of U_m ; potential core, characteristic decay, and radial decay regions (Sforza and Herbst, 1970) (Figure 13). In the potential core region, U_m remains equal or close to that of the jet exit velocity, U_0 . This region extends up to a distance $x_j/h_j \approx 10$ to 20 from the opening for the slenderness ratio we are concerned with ($B_j/h_j \approx 12.5$) (Sforza and Herbst, 1970). The characteristic decay region refers to decay of U_m similar to that of a plane wall jet. However, the actual rate of decay, as well as the distance the region extends to, depends on the slenderness ratio B_j/h_j . Based on Sforza and Herbst (1970), the rate of characteristic decay of U_m is $\propto x_j^{-0.44}$ extending a distance $x_j/h_j = 100$ from the opening when $B_j/h_j = 20$ and is $\propto x_j^{-0.16}$ extending a distance $x_j/h_j = 40$ from the opening when $B_j/h_j = 10$. The decay rate of U_m in the radial decay region (extending from the characteristic decay region to the edge of the jet) has been found to be similar to that of a round jet decay rate ($\propto x_j^{-1.1}$) independent of B_j/h_j (Sforza and Herbst, 1970).

Half-width growths in the vertical direction, $z_{1/2}$, are found to be independent of B_j/h_j and are $\propto x_j^{0.78 \pm 0.07}$ everywhere in the jet (Sforza and Herbst, 1970). This is

một vách (dù rằng trên thực tế phức tạp thì vận tốc ở mặt thoáng không giảm về không như trên một vách thực sự), và luồng được tự do phát triển theo các hướng ngang và theo hướng thẳng đứng hướng xuống đến tận khi nó tiếp xúc đáy. Đặc tính mảnh ở đây là để chỉ rằng bề rộng của khoang cửa, $B_j = 310$ m, thì lớn hơn nhiều so với chiều cao, $h_j = 25$ m. Để dễ đối chiếu, điều này ngụ ý rằng tỉ số $B_j/h_j \approx 12.5$. Trong nghiên cứu này, chúng tôi so sánh với kết quả đo thực nghiệm độ chiết giảm vận tốc hướng dọc trục chính tâm U_m về phía hạ lưu cửa đập ngầm, và độ leo của khoảng nửa bề rộng tính cho vận tốc hướng dọc (đây là khoảng cách theo phương ngang từ vị trí vận tốc cực đại đến vị trí mà vận tốc chỉ bằng nửa cực đại, xét theo cả phương đứng (kí hiệu là $z_{1/2}$), và theo phương ngang (kí hiệu là $y_{1/2}$)).

Với luồng tia 3 chiều, có ba vùng riêng rẽ với tốc độ chiết giảm U_m khác nhau; vùng lõi thể, vùng chiết giảm đặc trưng, và vùng chiết giảm tỏa tia (Sforza và Herbst, 1970) (Hình 13). Trong vùng lõi thể, U_m duy trì bằng hoặc gần bằng vận tốc luồng tia thoát, U_0 . Vùng này kéo dài đến tận khoảng cách $x_j/h_j \approx 10$ tới 20 tính từ cửa luồng, đối với tỉ số mảnh mà ta đang xét ($B_j/h_j \approx 12.5$) (Sforza và Herbst, 1970). Vùng chiết giảm đặc trưng thể hiện sự chiết giảm của U_m tương tự với chiết giảm của một luồng tia sát vách phẳng. Tuy nhiên, tốc độ chiết giảm, cũng độ vươn dài của vùng này lại phụ thuộc vào tỉ số mảnh B_j/h_j . Dựa theo Sforza và Herbst (1970), tốc độ chiết giảm đặc trưng của U_m thì $\propto x_j^{-0.44}$ lan tới một khoảng cách $x_j/h_j = 100$ từ cửa luồng khi $B_j/h_j = 20$ và $\propto x_j^{-0.16}$ lan tới một khoảng cách $x_j/h_j = 40$ từ cửa luồng khi $B_j/h_j = 10$. Tốc độ chiết giảm của U_m trong miền chiết giảm tỏa tia (trải dài từ vùng chiết giảm đặc trưng cho đến biên giới luồng tia) đã cho thấy nó tương tự với tốc độ chiết giảm của luồng tia tròn ($\propto x_j^{-1.1}$) độc lập với B_j/h_j (Sforza và Herbst, 1970).

Độ leo của nửa bề rộng theo phương thẳng đứng, $z_{1/2}$, cho thấy sự độc lập với B_j/h_j và $\propto x_j^{0.78 \pm 0.07}$ ở mọi nơi trong luồng (Sforza và Herbst, 1970). Trị số này nhỏ hơn

roughly 20% smaller than growth rates of plane $\propto x_j$ (Schwarz and Cosart, 1961) and round wall jets $\propto x_j^{0.94}$ (Bakke, 1957). Half-width growth rates in the horizontal directions are however not characterizable by a single power coefficient. Initially, near the jet, opening growth of $y_{1/2}$ is approximately stagnant for $B_j/h_j \geq 20$ and slightly negative for $B_j/h_j < 20$. Further, downstream the growth rate rapidly increases becoming independent of B_j/h_j (Sforza and Herbst, 1970), estimated from plots to be $\propto x_j^{1.25}$.

khoảng 20% độ loe của luồng phẳng $\propto x_j$ (Schwarz và Cosart, 1961) và luồng tròn sát vách $\propto x_j^{0.94}$ (Bakke, 1957). Tuy vậy, độ loe của nửa bề rộng theo các phương ngang thì lại không đặc trưng được bởi một hệ số mũ duy nhất. Ban đầu, gần luồng tia, độ loe mở của $y_{1/2}$ gần như dừng lại với $B_j/h_j \geq 20$ và còn hơi âm với $B_j/h_j < 20$. Hơn nữa, về phía hạ lưu, tốc độ loe rộng nhanh chóng tăng và trở nên độc lập với B_j/h_j (Sforza và Herbst, 1970), qua các biểu đồ có thể ước tính được $\propto x_j^{1.25}$.

6.2.2 Turbulent Modeling of the Jet | Mô hình rối cho luồng

First, it should be mentioned that the assumption has been made in Equation (6) that the turbulence is directionally isotropic. Usually in oceanic flows, anisotropic turbulence is assumed given the vastly different length scales, in addition to the predominantly vertical effects of the oceanic surface boundary layer, internal wave breaking, Richardson instability, and double diffusion, e.g. as found in the KPP model (Large, McWilliams, and Doney, 1994). However, in this case, the flow through the submerged break-water opening and that a good distance downstream completely overwhelms the surface boundary layer and other comparatively small effects such as double diffusion. Here, the mixing in vertical and horizontal directions are both large and the isotropic assumption is considered reasonable in the opinion of the authors (e.g. as used for modeling classical jet phenomena).

Without going into great detail, the differences of the standard and realizable k - ϵ models are highlighted. The equation for k is identical between the models. The difference between the ϵ equations is the source term (Shih et al., 1995). In the standard model, the Reynolds stresses themselves appear in the source term, while in the realizable model, the source term is directly related instead to the mean strain rate, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ($S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$). Since S generally behaves better than Reynolds stresses numerically, the realizable ϵ equation can be described as more robust (Shih et al., 1995). A quantitatively more obvious difference between the models revolves around the expression for ν_t :

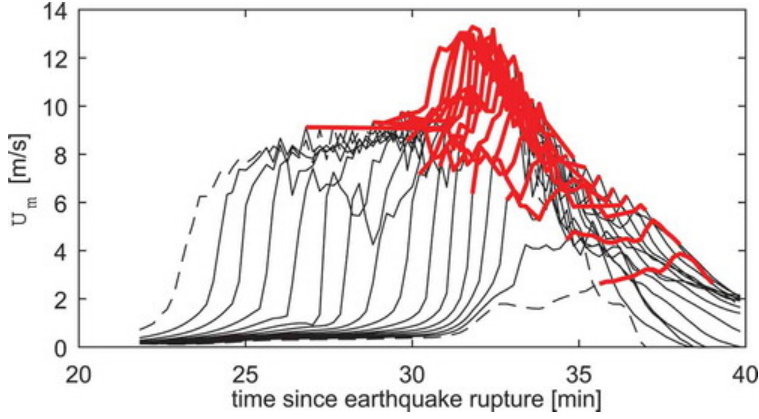
Trước hết, cần nói rằng giả thiết đã áp dụng vào Phương trình (6), theo đó rối động có tính đẳng hướng. Thường thì với dòng chảy biển, rối động phi đẳng hướng sẽ được giả định vì môi trường biển có quy mô độ dài (theo các phương ngang và đứng) khác nhau rất nhiều, cũng như sự tồn tại các hiệu ứng thống trị theo phương đứng của lớp biên bề mặt biển, sóng vỡ nội, bất ổn định Richardson instability, và khuếch tán kép, chẳng hạn như thấy ở mô hình KPP (Large, McWilliams, và Doney, 1994). Tuy vậy, ở trường hợp này, dòng chảy qua cửa đập ngầm và cách xa về phía hạ lưu, dòng chảy này hoàn toàn lấn át lớp biên bề mặt và các hiệu ứng tương đối nhỏ khác như khuếch tán kép. Ở đây, sự hòa trộn theo cả phương đứng lẫn phương ngang đều lớn và giả thiết về tính đẳng hướng được coi là hợp lý theo ý kiến nhóm tác giả (chẳng hạn để mô phỏng cho hiện tượng luồng tia kinh điển).

Để tránh nói quá sâu, ở đây chỉ đề cập đến khác biệt giữa các mô hình k - ϵ chuẩn và khả hiện thực. Phương trình tính k thì giống nhau giữa hai mô hình này. Điểm khác biệt giữa các phương trình ϵ nằm ở số hạng nguồn (Shih và nnk., 1995). Trong mô hình chuẩn, các ứng suất Reynolds bản thân chúng xuất hiện ở số hạng nguồn, còn trong mô hình khả hiện thực, số hạng nguồn lại trực tiếp liên quan đến tốc độ biến dạng trung bình, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$ ($S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i})$). Vì S nói chung sẽ có ứng xử số trị tốt hơn các ứng suất Reynolds, nên phương trình ϵ khả hiện thực có thể coi là vững hơn (Shih và nnk., 1995). Một khác biệt hiển nhiên hơn về mặt định lượng giữa hai mô hình này lại xoay quanh biểu thức biểu thức tính ν_t :

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \epsilon \quad (21)$$

$C_\mu = 0.09$ found for boundary layer flows in the inertial sublayer is adopted as a constant in the standard model. However, for a large mean strain rate ($Sk/\epsilon > 3.7$) in homogeneous shear flows, $C_\mu = 0.05$ (Shih et al., 1995). Using a constant value, $C_\mu = 0.09$, can cause the Reynolds stresses to become negative for $Sk/\epsilon > 3.7$ and the model unrealizable. Modeling C_μ as a variable related to the mean strain rate is thus the main remedy that the realizable model proposes. Indeed, improving the modeling of free shear flows such as a round jet where the standard model overpredicts the spreading rate was one of the motivations for development of the realizable model. Thus, we can expect the realizable model to perform better than the standard one in the current scenario where the mean strain rate becomes large.

$C_\mu = 0.09$ tìm được cho dòng chảy lớp biên trong phân lớp quán tính đã được chọn là hằng số trong mô hình chuẩn. Tuy vậy, với tốc độ biến dạng trung bình lớn ($Sk/\epsilon > 3.7$) trong dòng chảy cắt đồng nhất, $C_\mu = 0.05$ (Shih và nnk., 1995). Khi dùng giá trị hằng số, $C_\mu = 0.09$, có thể khiến cho các ứng suất Reynolds trở nên âm với $Sk/\epsilon > 3.7$ và mô hình sẽ không thể hiện thực được. Việc mô hình hóa C_μ như một biến số liên quan tới tốc độ biến dạng trung bình, vì vậy sẽ là cách khắc phục chính mà mô hình khả hiện thực đề xuất nên. Việc cải thiện mô hình hóa dòng chảy cắt tự do như một luồng tia tròn, ở đó mô hình chuẩn đã ước tính thiên lớn độ lan rộng, chính là một trong số các nguyên nhân thúc đẩy sự phát triển mô hình khả hiện thực. Do vậy, ta có thể dự trù rằng mô hình khả hiện thực sẽ thể hiện tốt hơn là mô hình chuẩn trong kịch bản hiện tại khi tốc độ biến dạng trung bình trở nên lớn.



Hình 14: | Fig. 14. Time series of maximum (centerline) longitudinal velocities, U_m at various longitudinal positions downstream from the submerged breakwater opening for the realizable $k-\epsilon$ model simulation. The dashed black lines are the time series at $x_j/h_j = 0$ and $x_j/h_j = 75$, and the solid black lines are those in the range $0 < x_j/h_j < 75$. Time averaging for analysis of jet characteristics is performed over the time interval where U_m is in the upper 20th percentile (indicated by the red lines) for the plotted interval at each longitudinal position. • Chuỗi số liệu vận tốc hướng dọc (chính tâm) cực đại, U_m ở các vị trí khác nhau trên trục dòng chảy về phía hạ lưu cửa đập ngầm theo mô phỏng bằng mô hình $k-\epsilon$ khả hiện thực. Các đường nét đứt màu đen là chuỗi số liệu tại $x_j/h_j = 0$ và $x_j/h_j = 75$, còn đường nét liền màu đen là chuỗi số liệu trong khoảng $0 < x_j/h_j < 75$. Việc lấy trung bình thời gian để phân tích đặc trưng luồng tia được thực hiện cho thời khoảng mà U_m trong phạm vi phân vị 20% cao nhất (đánh dấu bởi đường màu đỏ) trong các thời khoảng được vẽ đồ thị cho từng vị trí dọc trục dòng chảy.

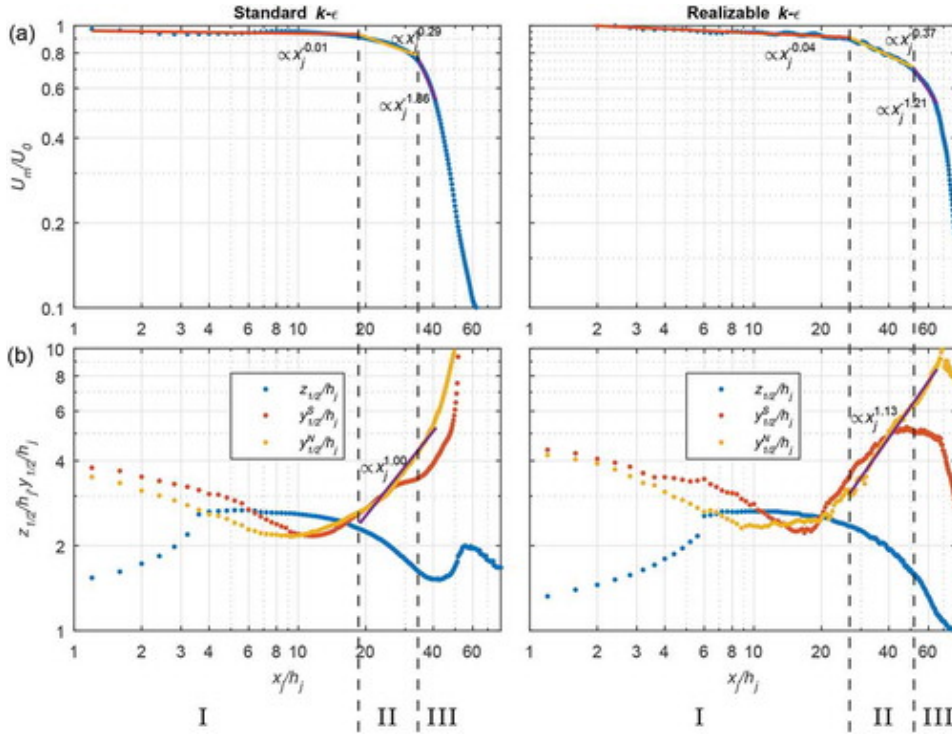
6.2.3 Numerical Results of Jet Characteristics | Kết quả số trị về các đặc tính luồng

First, in order to analyze the jet characteristics, the transient flow needs to be converted into an equivalent steady flow. To achieve this, time averaging is performed over the interval where U_m is in the upper 20th percentile of itself between the 21.7 and 40-min interval for each longitudinal coordinate downstream of the breakwater. As plotted in Figure 14, the upper 20th percentile of U_m (red lines) is shown to encompass the time interval where there is a noticeable peak in U_m for each individual location. Thus, the upper 20th percentile can be said to correspond to the time interval that captures the peak inundating jet structure over which time averaging can be performed.

The decay of U_m versus x_j/h_j in our numerical experiments is shown in Figure 15(a) for both the standard and realizable $k-\epsilon$ models. Three linear best fit lines of the data for each region of decay (potential core, characteristic decay, and radial decay) are approximated using a least squares fit. The Shape Language Modeling engine (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/24443-slm-shape-language-modeling?focused=7538987&tab=function>) is used to find the start and end points of each line/region by employing the “free knot” setting (with four knots) and a polynomial of degree one. The edge of the jet is set at $U_m/U_0 = 0.5$, beyond which a sudden drop-off in velocity is noticeable because the jet did not have enough time to fully develop. The three regions of decay are relatively well defined in both models. The length of each region of decay is longer in the realizable model. Both models satisfy the requirement that the rate of characteristic decay region should be between -0.16 and -0.44 for $B_j/h_j = 12.5$. However, only the realizable model satisfies the observation that the radial decay region should begin somewhere between $40 < x_j/h_j < 100$ (Sforza and

Trước hết, muốn phân tích được đặc tính luồng tia, cần phải quy đổi từ dòng chảy biến đổi về một dòng ổn định tương đương. Để làm được như vậy, đã tiến hành lấy trung bình theo thời gian trong suốt thời khoảng mà U_m nằm trong khoảng phân vị 20% cao nhất, giữa thời khoảng 21.7 phút và 40 phút đối với từng tọa độ dọc trục dòng chảy về phía hạ lưu đập. Như được vẽ biểu đồ trên Hình 14, khoảng phân vị 20% cao nhất của U_m (đường màu đỏ) được cho thấy đã bao trùm thời khoảng trong đó có một đỉnh U_m rõ rệt ở từng vị trí. Do vậy, có thể nói rằng khoảng phân vị 20% thì tương đương với thời khoảng nắm bắt được cấu trúc luồng tại cực đại dòng chảy ngập qua đó ta lấy trung bình thời gian.

Mức độ chiết giảm U_m theo x_j/h_j trong thí nghiệm số vừa rồi được chỉ ra trên Hình 15(a) cho cả mô hình $k-\epsilon$ chuẩn lẫn khả hiện thực. Ba đường thẳng khớp tốt nhất với dữ liệu trong từng vùng chiết giảm (lõi thế, chiết giảm đặc trưng, và chiết giảm tỏa tia) được xấp xỉ bằng phép khớp bình phương nhỏ nhất. Bộ giải “Shape Language Modeling” (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/24443-slm-shape-language-modeling?focused=7538987&tab=function>) được dùng để tìm các vị trí khởi đầu và kết thúc mỗi đường/vùng, qua việc chọn thiết đặt “nút thắt tự do” (với 4 nút thắt) và đa thức bậc nhất. Rìa của luồng tia được đặt tại $U_m/U_0 = 0.5$, mà vượt quá phạm vi này sẽ xuất hiện sự sụt giảm vận tốc thấy rõ vì luồng tia không có đủ thời gian để phát triển đầy đủ. Ba vùng chiết giảm này được phân định khá rõ ràng trong cả hai loại mô hình. Mô hình khả hiện thực thì cho ta chiều dài lớn hơn cho mỗi vùng. Cả hai mô hình đều thỏa mãn yêu cầu là tốc độ chiết giảm ở vùng đặc trưng thì phải vào khoảng từ -0.16 đến -0.44 đối với $B_j/h_j = 12.5$. Tuy vậy, chỉ có mô hình khả hiện thực mới thỏa mãn được hiện tượng quan sát được rằng vùng chiết giảm tỏa tia phải khởi đầu từ trong



Hình 15: | Fig. 15. (a) Decay of the maximum (centerline) longitudinal velocity, U_m , of the transient wall-jet with distance downstream of the breakwater; (b) growth of the half-width of the transient wall-jet in the horizontal, $y_{1/2}^S$, $y_{1/2}^N$, and vertical $z_{1/2}$ planes. Left plots: Standard $k-\epsilon$ model; Right plots: realizable $k-\epsilon$ model; Regions I: potential core; II: characteristic decay; III: radial decay. • (a) Độ chiết giảm vận tốc hướng dọc (chính trục) cực đại, U_m , của luồng tia không ổn định sát vách theo khoảng cách xuôi về hạ lưu đập; (b) độ leo của nửa bề rộng luồng tia không ổn định trên các mặt phẳng ngang, $y_{1/2}^S$, $y_{1/2}^N$, và đứng, $z_{1/2}$. Phía trái: Mô hình $k-\epsilon$ chuẩn; Phía phải: mô hình $k-\epsilon$ khả hiện thực; Miền I: lõi thế; Miền II: chiết giảm đặc trưng; Miền III: chiết giảm tỏa tia.

Herbst, 1970). Furthermore, the realizable model gives a decay rate of -1.21 fairly close to the expected rate of -1.1 . The standard model gives a larger decay rate (-1.86). However, the rate of decay in the radial region can not be exactly defined since it fluctuates based on the choice of the edge of the jet. Although varying the edge of the jet between $0.4 \leq U_m/U_0 \leq 0.6$ gives an average decay rate of -1.91 (SD = 0.35) and -1.25 (SD = 0.39) for the standard and realizable models, respectively, indicating that the realizable model does appear to more adequately approximate the longitudinal decay of U_m overall.

The growth of $y_{1/2}$ and $z_{1/2}$ versus x_j/h_j is plotted in Figure 15(b). Here, $y_{1/2}^S$ and $y_{1/2}^N$ refer to the horizontal half-widths in the south and north directions, respectively. Although it is expected that the growth of $z_{1/2}$ will conform to a power law for both models, the growth rate of $z_{1/2}$ rapidly accelerates before interaction with the seabed at $z_{1/2}/h = 2.6$. Note however that the growth here is taking place in the potential core region and is thus somewhat unreliable. Furthermore, in our example, the growth of $z_{1/2}$ should be complicated by the presence of the seabed and due to the fact that velocity at the free surface does not go to zero like a true wall. Comparatively, $z_{1/2}$ develops slower for the realizable model than the standard one. The basic pattern of growth of $y_{1/2}$ is replicated by both models; in an initial region, $y_{1/2}$ actually decreases before a sharp increase in growth beyond approximately from or before the transition into the characteristic decay region. The growth of $y_{1/2}^N$ from the characteristic decay region follows a power law quite reliably until the edge of the jet particularly in the realizable model ($\propto x_j^{1.13}$), slightly

phạm vi $40 < x_j/h_j < 100$ (Sforza và Herbst, 1970). Hơn nữa, mô hình khả hiện thực sẽ cho ta tốc độ chiết giảm là -1.21 , gần sát với tốc độ dự trù là -1.1 . Mô hình chuẩn thì cho tốc độ chiết giảm lớn hơn (-1.86). Song tốc độ chiết giảm trong vùng tỏa tia không thể xác định chính xác được vì nó dao động tùy theo cách chọn rìa của luồng tia. Mặc dù việc thay đổi định vị rìa luồng tia trong phạm vi $0.4 \leq U_m/U_0 \leq 0.6$ sẽ cho ra tốc độ chiết giảm trung bình là -1.91 (độ lệch chuẩn = 0.35) và -1.25 (DLC = 0.39) lần lượt khi dùng mô hình chuẩn và mô hình khả hiện thực; điều này cho thấy rằng về tổng thể thì mô hình khả hiện thực có vẻ phù hợp hơn để tính xấp xỉ độ chiết giảm U_m dọc theo dòng chảy.

Sự mở rộng $y_{1/2}$ và $z_{1/2}$ theo x_j/h_j được vẽ trên Hình 15(b).

Ở đây, $y_{1/2}^S$ và $y_{1/2}^N$ và lần lượt là nửa bề rộng ngang về hướng Nam và về hướng Bắc. Dù có dự trù rằng sự tăng của $z_{1/2}$ sẽ tuân theo luật hàm mũ trong cả hai mô hình, song tốc độ tăng trưởng $z_{1/2}$ đã rất mạnh trước khi tương tác với đáy biển ở $z_{1/2}/h = 2.6$. Tuy nhiên, cần lưu ý rằng ở đây tăng trưởng xảy ra trong vùng lõi thế và do vậy có phần kém tin cậy. Hơn nữa, ở ví dụ đang xét, sự tăng của $z_{1/2}$ bị phức tạp hóa bởi đáy biển ở đó và bởi vận tốc bề mặt nước không giảm về không như với một bức vách thực thụ. Khi so sánh, $z_{1/2}$ ở mô hình khả hiện thực thì phát triển chậm hơn là ở mô hình chuẩn. Tiết tấu cơ bản của tăng trưởng $y_{1/2}$ đã được tái lập ở cả hai mô hình: trong vùng khởi đầu, $y_{1/2}$ đã thực sự giảm trước khi tăng mạnh ngoài phạm vi xấp xỉ vào khoảng từ hoặc trước giai đoạn chuyển tiếp tới vùng chiết giảm đặc trưng. Sự tăng trưởng $y_{1/2}^N$ từ vùng đặc trưng thì tuân theo quy luật hàm mũ một cách khá tin cậy cho tới tận rìa luồng tia, đặc biệt là ở mô hình khả hiện thực ($\propto x_j^{1.13}$), chỉ hơi thấp hơn so với

below the growth rate estimate of 1.25 from physical experiments.

The characteristics of the jet when using the realizable $k-\epsilon$ model appear to be more reasonable in comparison with the empirical data than the standard model. Figure 16(a) demonstrates how the maximum calculated turbulent viscosities, ν_t , along the centerline of the jet are much larger in the standard model reaching a maximum of $15.4 \text{ m}^2/\text{s}$ at $x_j/h_j = 47$ which is close to the position of the jet edge determined in Figure 15. In contrast, ν_t gradually climbs up to a maximum of $4.9 \text{ m}^2/\text{s}$ near the edge of the domain in the realizable model. This indicates that the jet simulated by the standard model is far more viscous than that simulated by the realizable one; hence, the development of the jet occurs closer to the breakwater as demonstrated in Figure 15. Furthermore, maximum turbulent intensities $I \equiv [\frac{2}{3}/u_i u_i]^{1/2}$ in the standard model consistently exceed 100% intensity and reach a maximum of approximately 300% (Figure 16(a)). Such large values of I seem entirely unreasonable. In contrast, in the middle section between $20 < x_j/h_j < 50$, I in the realizable model ranges between 11% and 19%. Also, I spikes to around 100% at positions closer to the breakwater around $x_j/h_j = 12$, and I is increased up to approximately 50% further downstream beyond $x_j/h_j = 50$. From our observations, these increases in I appear to be controlled by the effects of bed friction. Close to the breakwater, interaction between the jet flow and the rubble mound occurs. Further downstream highly turbulent flow generated by the interaction of the jet with the seabed is directed up toward the free surface and becomes entrained by the jet.

Figure 16(b) illustrates the minimum calculated values of C_μ along the centerline of the jet. The plot demonstrates how ν_t is able to stay smaller in the realizable model. As we expect during high mean strain rate flows, C_μ reduced to values smaller than 0.05 in some regions, particularly those closer to the breakwater, which also tend to correspond to areas of high I . Thus, we believe that the realizable $k-\epsilon$ model allows for a more robust simulation of the turbulent jet structure emanating from the breakwater and should be used over the standard version under similar conditions.

tốc độ tăng trưởng dự tính là 1.25 qua các thí nghiệm vật lý.

Đặc tính của dòng tia khi dùng mô hình $k-\epsilon$ khả hiện thực thì có vẻ khớp các điểm số liệu thực nghiệm, hơn là khi dùng mô hình chuẩn. Hình 16(a) cho thấy rằng cực đại độ nhớt rối tính toán, ν_t , dọc theo đường trục chính của luồng tia thì lớn hơn nhiều khi dùng mô hình chuẩn, đạt cực đại ở mức $15.4 \text{ m}^2/\text{s}$ tại $x_j/h_j = 47$, trị số này sát với vị trí rìa luồng tia xác định trên Hình 15. Trái lại, ν_t dần leo lên cực đại $4.9 \text{ m}^2/\text{s}$ gần rìa miền tính toán trong mô hình khả hiện thực. Điều này cho thấy rằng luồng tia mô phỏng bởi mô hình chuẩn thì có tính nhớt hơn nhiều so với mô phỏng bằng mô hình khả hiện thực. Bởi vậy, sự phát triển luồng tia xảy ra gần sát hơn với đập, như được cho thấy ở Hình 15. Hơn nữa, cường độ rối cực đại $I \equiv [\frac{2}{3}/u_i u_i]^{1/2}$ trong mô hình chuẩn thì luôn duy trì vượt mức 100% và đạt cực đại vào khoảng 300% (Hình 16(a)). Những giá trị lớn của I như vậy có vẻ hoàn toàn vô lý. Trái lại, ở đoạn giữa trong khoảng $20 < x_j/h_j < 50$, I theo mô hình khả hiện thực lại biến động từ 11% đến 19%. Hơn nữa, I nhấp nhô đến khoảng 100% ở những vị trí gần sát với đập, khoảng $x_j/h_j = 12$, và I tăng lên đến khoảng 50% xa hơn về phía hạ lưu từ $x_j/h_j = 50$ trở đi. Theo quan sát thấy, những lượng tăng này của I có vẻ bị kiểm soát bởi hiệu ứng ma sát đáy. Gần hơn về phía đập, sự tương tác giữa luồng tia và mái đập đá xảy ra. Xa hơn về phía hạ lưu, dòng chảy rối mạnh gây ra bởi tương tác giữa luồng tia với đáy biển sẽ được hướng lên bề mặt thoáng và dần bị hút vào luồng tia.

Hình 16(b) minh họa các giá trị tính toán cực tiểu của C_μ dọc theo đường trục chính luồng tia. Hình vẽ cho thấy bằng cách nào mà ν_t giữ giá trị nhỏ với mô hình khả hiện thực. Như dự trù trong các dòng chảy có tốc độ biến dạng trung bình lớn, C_μ giảm xuống giá trị nhỏ hơn 0.05 ở đôi chỗ, đặc biệt là gần sát với đập, vốn cũng có xu hướng tương ứng với nơi có I cao. Do vậy, chúng tôi tin rằng mô hình $k-\epsilon$ khả hiện thực cho phép mô phỏng, một cách vững vàng hơn, cấu trúc luồng tia rồi phun ra từ đập, và nên được chọn thay cho dạng chuẩn trong những điều kiện tương tự.

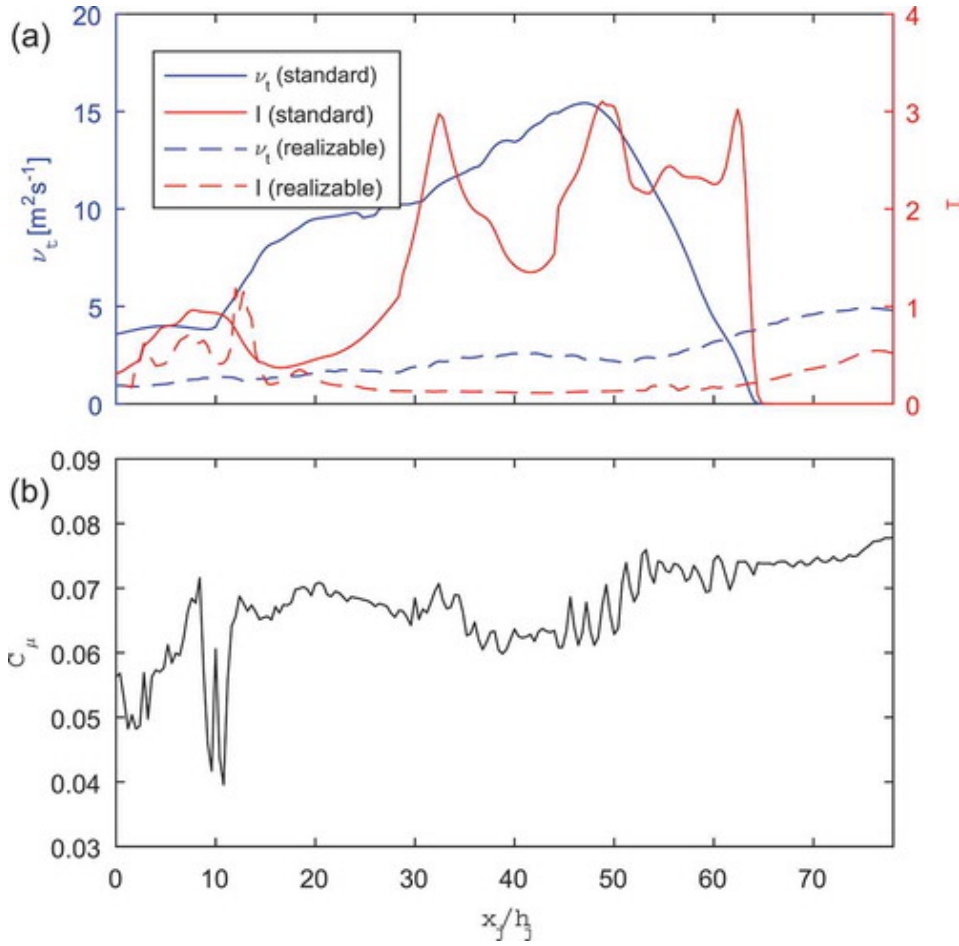
7 Conclusion and Discussion | Kết bài và thảo luận

This study used a two-way coupling approach between 2DH NSWE and 3D RANS models, named 2CLOWNS-3D. The hydrodynamics of the 2011 Tohoku-oki Earthquake Tsunami on and around the submerged opening of the Kamaishi Bay large-scale offshore tsunami breakwater, where the majority of the volume flux is conveyed in and out of the bay, were analyzed. For a total of 4.875 million grid cells, the computational time for 2 h of simulation time in the 2CLOWNS-3D model is approximately 5 days using 12 OpenMP threads.

Comparisons of modeled and observed free surface elevation time histories at offshore GPS buoys show that the tsunami source model is suitable for our application. Maximum inundation and run-up heights were also compared with survey measurements and found to be relatively accu-

Nghiên cứu này sử dụng cách lồng ghép song phương giữa các mô hình 2DH NSWE và 3D RANS, được đặt tên là 2CLOWNS-3D. Chế độ thủy động lực của đợt Sóng thần Tohoku-oki năm 2011 tác động lên đập quanh cửa đập ngầm quy mô lớn ngoài khơi ở Vịnh Kamaishi, trong đó đa phần lưu lượng chảy hướng vào và ra ngoài vịnh, đã được phân tích. Với tổng số 4.875 triệu ô lưới, thời gian tính toán cho 2 h mô phỏng trong mô hình 2CLOWNS-3D thì mất khoảng 5 ngày khi chạy trên 12 luồng OpenMP.

So sánh giữa chuỗi thời gian cao trình mặt thoáng quan sát và mô phỏng tại các phao GPS ngoài khơi cho thấy rằng mô hình nguồn sóng thần thì phù hợp cho ứng dụng nghiên cứu này. Diện ngập tối đa và chiều cao sóng leo cực đại cũng được so sánh với dữ liệu đo đạc thực địa và cho thấy khá chính xác ở trong vịnh bao quanh Kamaishi



Hình 16: | Fig. 16. (a) Maximum values of the turbulent viscosity, ν_t , and turbulent intensity, I , along the centerline of the transient wall-jet with distance downstream of the breakwater comparing the standard and realizable $k-\epsilon$ models; (b) minimum values of the coefficient of turbulent viscosity, C_μ , along the centerline with distance downstream of the breakwater for the realizable $k-\epsilon$ model. • (a) Những giá trị cực đại của độ nhớt rối, ν_t , và cường độ rối, I , dọc theo đường trục chính của luồng tia không ổn định sát vách, biểu diễn theo khoảng cách về phía hạ lưu đập, so sánh giữa các mô hình $k-\epsilon$ chuẩn và khả hiện thực; (b) những giá trị tối thiểu của hệ số độ nhớt rối, C_μ , dọc theo đường trục chính của luồng tia không ổn định sát vách, biểu diễn theo khoảng cách về phía hạ lưu đập, tính theo mô hình $k-\epsilon$ khả hiện thực.

rate in the bays surrounding Kamaishi but underestimated inside Kamaishi Bay. This can be explained by the damage to the breakwater caissons during the actual tsunami event, whereas the simulations in this study consider the breakwater to be a rigid structure.

2CLOWNS-3D and 2DH NSWE simulations were compared to outline the benefits of 2CLOWNS-3D, and to identify what impacts of the tsunami the 2DH model is sufficiently capable of estimating. Time series of the volume fluxes through the breakwater opening, and maximum inundation and run-up heights between 2CLOWNS-3D and 2DH NSWE simulations were shown to be only marginally different when a suitable momentum dispersion loss factor is included in the 2DH NSWE simulation at the submerged breakwater opening ($\mathcal{F}_D = 0.5$ appears to be suitable for the Kamaishi offshore breakwater). This indicates that, as long as a momentum dispersion loss factor is considered, a 2DH NSWE model is suitable for inundation analysis even when a large-scale offshore breakwater shielding most of the bay mouth is present. The results also help to confirm the robustness of the 2CLOWNS-3D coupling scheme and adequacy of the 3D RANS domain size.

The drag forces on the submerged caissons were found to be more significant than the overturning moment. The resisting forces of some caissons were marginally exceeded during the peak inundating flow when failure is expected to have occurred. The most severe drag forces and overturning moment occur during the peak drawback event. Jet impingement on the slope and armor blocks, and joint flow scour of the rubble mound (not simulated in this

nhưng lại dự tính thiên nhỏ bên trong vịnh. Có thể giải thích điều này qua sự hư hại của những thùng chìm trong sự kiện sóng thần, còn trong mô phỏng thì lại coi đập phá sóng là một công trình bền chắc.

Hai mô phỏng 2CLOWNS-3D và 2DH NSWE được so sánh để vạch ra những lợi ích của 2CLOWNS-3D, và để nhận diện những tác động nào mà mô hình 2DH có đủ khả năng ước tính được. Chuỗi thời gian lưu lượng qua cửa đập, diện ngập tối đa và chiều cao sóng leo cực đại giữa các mô phỏng 2CLOWNS-3D và 2DH NSWE được cho thấy rằng chỉ khác đôi chút khi ta dùng một trị số phù hợp cho hệ số tổn thất phân tán động lượng trong mô phỏng 2DH NSWE tại cửa đập ngầm ($\mathcal{F}_D = 0.5$ tỏ ra phù hợp cho đập phá sóng ngoài khơi Kamaishi). Điều này cho thấy rằng, miễn là xét tới một hệ số tổn thất phân tán động lượng, thì mô hình NSWE 2 chiều cũng phù hợp để phân tích ngập lụt ngay cả khi tồn tại một đập phá sóng cỡ lớn xa bờ, che chắn phần lớn cửa vịnh. Kết quả này cũng giúp ta khẳng định độ vững vàng của sơ đồ ghép 2CLOWNS-3D và kích thước miền tính mô hình 3D RANS như vậy là đủ.

Các lực kéo trượt tác dụng lên thùng chìm cho thấy đáng kể hơn nhiều so với mô-men lật. Các lực hãm một số thùng chìm đã bị vượt quá đôi chút trong lúc dòng chảy lũ đạt cực đại khi đó dự trù sẽ có hư hại công trình. Các lực kéo trượt và mô-men lật dữ dội nhất xảy ra lúc dòng rút đạt cực đại. Luồng tia nước xung kích vào mái dốc và các cấu kiện phủ mái đập, và dòng kết hợp làm xói mái đập (vốn không được mô phỏng trong nghiên cứu này) cũng có thể giữ vai trò quan trọng làm suy yếu độ ổn định

study) also likely played an important role to undermine caisson stability. The 2DH NSWE simulation was shown to estimate approximately 65% greater peak acting and resisting forces on the submerged caissons during the maximum drawback event in comparison with the 2CLOWNS-3D simulation because of its inability to consider vertical accelerations and associated non-hydrostatic pressures.

The depth-averaged velocities are in general 60–70% larger in the center of the jet structures emanating from the submerged breakwater opening during the 2CLOWNS-3D simulation in comparison to the 2DH NSWE simulation. Furthermore, the bed shear stresses in the vicinity of the breakwater were larger in the 3D RANS model. Significant near bed velocities in the 3D RANS model, capable of erosion of seabed sediment, are generally concentrated in a region approximately 1 km from the submerged breakwater opening. Furthermore, these near bed velocities and shear stresses were found to be stronger during the peak drawback event than during the peak inundating flow. Analysis of the vertical distribution of the velocities and dynamic pressure highlights the importance of vertical accelerations around the submerged breakwater opening. Large negative values of dynamic pressure occur over the submerged caissons where a hydraulic jump occurs with a sudden drop in free surface levels. A large-scale jet structure develops downstream of the caissons with noticeably different horizontal growth rates between the 2DH NSWE and 2CLOWNS-3D simulations.

Analysis of the onshore directed large-scale jet structure was conducted with the assumption that it behaves like a 3D transient slender wall jet. Decay of the maximum (centerline) velocity and half-width growth in the horizontal direction was shown to approximately match empirical measurements. Growth in the vertical direction appears to be influenced by the effect of the seabed and the free surface (not present in a typical wall jet), and thus not easily comparable with physical experiments. In general, it was found that a realizable $k-\epsilon$ turbulence model performs better than the standard version. The standard model gives excessive turbulent viscosity and intensities that the realizable model was able to suppress by reducing the C_μ variable during periods of high mean strain rate.

This study demonstrates the viability of using a coupled modeling system like 2CLOWNS-3D to enable a real-scale 3D Navier–Stokes simulation of the flow in the area of interest. Placing a 3D RANS model around a large-scale offshore coastal structure allows for an in-depth analysis of the tsunami hydrodynamics, which becomes quite different from typical shallow water flow near the breakwater (e.g. large negative dynamic pressure over the caisson, and development of 3D jet structure downstream of the breakwater). This will enable the design of coastal structures like the Kamaishi Bay offshore tsunami breakwater to be improved by providing the details of real-scale hydrodynamic forces more precisely, in addition to simultaneously computing the effects of the breakwater on the coast through the two-way coupling system. Simulations that take into account porous flow and scour of the rubble mound could also be conducted. Moreover, more accurate estimates of current speeds that affect ships and port

thùng chìm. Mô phỏng 2DH NSWE được cho thấy rằng đã ước tính xấp xỉ 65% lớn hơn cực đại các lực tác dụng và lực hãm các thùng chìm trong lúc dòng rút đạt cực đại so với mô phỏng bằng 2CLOWNS-3D vì mô hình 2 chiều này không thể xét đến gia tốc phương đứng và kèm với đó là áp suất phi thủy tĩnh.

Nhìn chung, các vận tốc trung bình độ sâu thì lớn hơn 60–70% ở tâm cấu trúc luồng tia phụt từ cửa đập chìm trong mô phỏng 2CLOWNS-3D so với mô phỏng 2DH NSWE. Hơn nữa, ứng suất tiếp đáy ở lân cận đập thì lớn hơn khi dùng mô hình 3D RANS. Các vận tốc sát đáy lớn đáng kể ở mô hình 3D RANS, khả năng gây xói lớp cát đáy biển, nói chung thường tập trung ở khu vực xấp xỉ 1 km từ cửa đập ngầm. Hơn nữa, các vận tốc sát đáy và ứng suất tiếp được cho thấy rằng đều mạnh hơn lúc dòng rút cực đại hơn là lúc lũ lên cực đại. Kết quả phân tích phân bố phương đứng của vận tốc và áp suất động đã nhấn mạnh tầm quan trọng của gia tốc phương đứng ở quanh cửa đập ngầm. Những giá trị âm lớn của áp suất động đã xảy ra trên các thùng chìm nơi xảy ra nước nhảy cùng với mực nước sụt giảm đột ngột. Một cấu trúc luồng tia cỡ lớn đã hình thành ở hạ lưu thùng chìm với sự khác biệt thấy rõ về tốc độ loe rộng giữa các mô phỏng bằng 2DH NSWE và 2CLOWNS-3D.

Phân tích cấu trúc luồng tia cỡ lớn hướng về bờ đã được thực hiện với giả thiết rằng nó ứng xử tương tự như một luồng tia không ổn định 3 chiều mảnh sát vách. Độ chiết giảm của cực đại vận tốc (trục chính) lẫn độ loe nửa bề rộng luồng theo phương ngang đã cho thấy sự gần khớp với kết quả đo đạc thực nghiệm. Sự loe rộng theo phương đứng thì có vẻ như bị ảnh hưởng bởi hiệu ứng của đáy biển và mặt thoáng (vốn không hiện hữu ở dòng tia sát vách điển hình), và do vậy không dễ gì so sánh được với thí nghiệm vật lý. Nói chung, đã cho thấy rằng mô hình rối $k-\epsilon$ khả hiện thực thì công hiệu hơn là dạng chuẩn. Mô hình chuẩn đã cho ra độ nhớt rối và cường độ rối quá lớn mà mô hình khả hiện thực lại có thể kìm hãm bằng cách giảm giá trị biến số C_μ trong những thời điểm mà tốc độ biến dạng trung bình cao.

Nghiên cứu này cho thấy sự khả thi của việc dùng một hệ thống mô hình hoá lồng ghép, như 2CLOWNS-3D, để cho phép mô phỏng trên quy mô thực phương trình Navier–Stokes 3 chiều cho dòng chảy trên khu vực quan tâm. Việc đặt một mô hình 3D RANS quanh một công trình bảo vệ bờ đặt ngoài khơi đã cho phép ta phân tích sâu sắc chế độ thủy động lực của sóng thần, vốn trở nên khác biệt hẳn so với dòng chảy nước nông điển hình nên lân cận đập (chẳng hạn áp suất động âm có trị số lớn bên trên thùng chìm, và sự hình thành cấu trúc luồng tia 3 chiều về phía hạ lưu đập). Điều này sẽ cho phép thiết kế những công trình bảo vệ bờ như đập chắn sóng thần ngoài khơi vịnh Kamaishi được cải thiện bằng cách cung cấp chi tiết các lực thủy động trên quy mô thực, một cách chính xác hơn, ngoài ra còn đồng thời tính toán hiệu ứng của đập chắn đối với bờ biển thông qua hệ thống lồng ghép song phương. Những mô phỏng xét tới dòng chảy qua môi trường rỗng và sự xói lở lớp đá đắp đập cũng có thể được tiến hành. Hơn nữa, kết quả tính toán chính xác hơn về tốc độ dòng chảy ảnh hưởng tới tàu thuyền và công trình cảng cũng như ứng suất tiếp đáy gây ra biến đổi địa mạo đáy

structures and bed shear stresses that induce morphological changes to the sea bed (both shown to be substantially different between 2DH NSW and 3D RANS models up to 1–2 km from the breakwater in this study) will be valuable information for port and ship operators.

The current study uses a fairly coarse grid resolution around the breakwater structure due to the requirement of a relatively large 3D domain based on the flow conditions. An improved coupled system could use more computationally and numerically efficient 3D “non-hydrostatic” models (e.g. Ma, Shi, and Kirby, 2012) to simulate the flow in Kamaishi Bay. This will allow for the 3D RANS model domain to be defined only at the breakwater structure itself, significantly reducing the domain size. Furthermore, improving the parallelization of the code using Message Passing Interface, or adopting existing codes that utilize this (e.g. Ma, Shi, and Kirby, 2012; Takase và nnk., 2016), in order to use many computational processors is recommended. Future work should also focus on improving the adaptability of the models (e.g. adding and dropping terms in the governing equations dynamically) and the coupling between them (e.g. dynamic movement of domain extents) to allow for increased grid resolution whilst maintaining and improving computational efficiency.

biển (cả hai đều cho thấy sự khác biệt rõ rệt giữa các mô hình 2DH NSW và 3D RANS cho tới khoảng cách 1–2 km từ đập chắn sóng trong nghiên cứu này) sẽ là thông tin quý giá giúp cho đơn vị vận hành cảng và tàu thuyền.

Nghiên cứu này đã sử dụng độ phân giải lưới tính khá thô bao quanh công trình đập, do tình hình dòng chảy yêu cầu phải có một miền 3 chiều khá lớn. Một mô hình lồng ghép cải tiến có thể dùng mô hình 3 chiều “phi thủy tĩnh” vốn hiệu quả hơn về mặt số trị và điện toán (VD Ma, Shi, và Kirby, 2012) để mô phỏng dòng chảy trong Vịnh Kamaishi. Bằng cách này sẽ cho phép miền tính mô hình 3D RANS được xác định chỉ ở bản thân mỗi công trình đập, nhờ đó mà giảm đáng kể kích thước miền tính. Hơn nữa, rất khuyến khích việc cải thiện lập trình song song mã lệnh nhờ Message Passing Interface, hay tiếp nhận mã lệnh có sẵn ứng dụng tính năng này (VD Ma, Shi, và Kirby, 2012; Takase và nnk., 2016), nhằm tận dụng nhiều lõi vi xử lý. Nghiên cứu trong tương lai cũng nên tập trung vào cải thiện tính thích nghi của mô hình (như “cơ động” thêm hoặc bớt các số hạng trong phương trình cơ bản) và lồng ghép chúng giữa chúng (như dịch chuyển động phạm vi mô hình) nhằm cho phép tăng độ phân giải lưới tính trong khi vẫn duy trì và cải thiện hiệu quả tính toán.

Acknowledgements | Lời cảm tạ

This study was made possible thanks to the financial support of the Japanese Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology (MEXT).

Nghiên cứu này được hoàn thành nhờ vào trợ giúp tài chính từ phía Bộ giáo dục, văn hoá, thể thao, khoa học và kĩ thuật Nhật Bản (MEXT).

Disclosure statement | Tuyên bố

No potential conflict of interest was reported by the authors.

Tác giả không báo cáo bất kì xung đột lợi ích tiềm năng nào.

Additional information | Thông tin thêm

Funding | Tài trợ

This study was made possible thanks to the financial support of the Japanese Ministry of Education, Culture, Sports, Science, and Technology (MEXT).

Nghiên cứu này được hoàn thành nhờ vào trợ giúp tài chính từ phía Bộ giáo dục, văn hoá, thể thao, khoa học và kĩ thuật Nhật Bản (MEXT).

Tài liệu

- [1] Aida, I. 1978. “Reliability of a Tsunami Source Model Derived from Fault Parameters.” *Journal of Physics of the Earth* 26 (1): 57–73. doi:10.4294/jpe1952.26.57.
- [2] Amsden, A. A., and F. H. Harlow. 1970. “A Simplified MAC Technique for Incompressible Fluid Flow Calculations.” *Journal of Computational Physics* 6 (2): 322–325. doi:10.1016/0021-9991(70)90029-X.
- [3] Arikawa, T., and T. Oie. 2015. “A Consideration Aimed at Improving the Resiliency of Protective Structures against Tsunami.” In *Post-Tsunami Hazard Reconstr. Restor.*, edited by V. Santiago-Fandin˜o, Y. A. Kontar, and Y. Kaneda, 211–223. Cham: Springer International Publishing.
- [4] Arikawa, T., M. Sato, K. Shimosako, I. Hasegawa, G.-S. Yeom, and T. Tomita. 2012. “Failure Mechanism of Kamaishi Breakwaters Due to the Great East Japan Earthquake Tsunami.” *Coastal Engineering Proceedings* 33. doi:10.9753/icce.v33.structures.16.

- [5] Arikawa, T., and T. Tomita. 2016. "Development of High Precision Tsunami Runup Calculation Method Based on a Hierarchical Simulation." *Journal of Disaster Research* 11 (4): 639–646.
- [6] Asai, M., Y. Miyagawa, A. Muhari, and F. Imamura. 2016. "Coupled Tsunami Simulations Based on a 2D Shallow-Water Equation-Based Finite Difference Method and 3D Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics." *Journal of Earthquake and Tsunami* 10 (4): 1–19. doi: 10.1142/S1793431116400194.
- [7] Bakke, P. 1957. "An Experimental Investigation of a Wall Jet." *Journal of Fluid Mechanics* 2 (5): 467–472. doi:10.1017/S0022112057000270.
- [8] Bricker, J. D. 2013. "Turbulence Model Effects on VOF Analysis of Breakwater Overtopping during the 2011 Great East Japan Tsunami." In *Proceedings of the 35th IAHR World Congress, Chengdu, China*.
- [9] Chan, I.-C., and L.-F. L. Philip. 2012. "On the Runup of Long Waves on a Plane Beach." *Journal of Geophysical Research* 117 (C8): C08006. doi:10.1029/2012JC007994.
- [10] Fujima, K. 2006. "Effect of a Submerged Bay-Mouth Breakwater on Tsunami Behavior Analyzed by 2D/3D Hybrid Model Simulation." *Natural Hazards* 39 (2): 179–193. doi:10.1007/s11069-006-0022-x.
- [11] Fujima, K., K. Masamura, and C. Goto. 2002. "Development of the 2D/3D Hybrid Model for Tsunami Numerical Simulation." *Coastal Engineering Journal* 44 (4): 373–397. doi:10.1142/S0578563402000615.
- [12] Fukazawa, S., and H. Tosaka. 2014. "Seamless and Mass-Conservative Numerical Simulation of Tsunami and Inundation with Infiltration of Water into Underground." In *Proceedings of the 1st International Conference on Computational Engineering and Science for Safety and Environmental Problems.*, Sendai, Japan, 703–706.
- [13] Geospatial Information Authority of Japan. 2009. 5 M Mesh Digital Elevation Measurements of Japan (JGD2000). Japan: Tsukubashi, Ibaraki Prefecture Office.
- [14] Goda, K., P. Mai, T. Yasuda, and N. Mori. 2014. "Sensitivity of Tsunami Wave Profiles and Inundation Simulations to Earthquake Slip and Fault Geometry for the 2011 Tohoku Earthquake." *Earth, Planets and Space* 66 (1): 105. doi:10.1186/1880-5981-66-105.
- [15] Goto, C., and K. Sato. 1993. Development of Tsunami Numerical Simulation System for Sanriku Coast in Japan. Vol. 32, 3–44 (in Japanese). Yokosuka, Japan: Port and Airport Research Institute.
- [16] Honma, H. 1940. "Coefficient of Flow Volume on Low Overflow Weir." *Proceedings of JSCE* 26 (6): 635–645 (in Japanese).
- [17] Imamura, F., and C. Goto. 1988. "Truncation Error in Numerical Simulation by the Finite Difference Method." *Coastal Engineering in Japan* 31 (2): 245–263. doi:10.1080/05785634.1988.11924496.
- [18] Imamura, F., A. C. Yalciner, and G. Ozyurt. 2006. Tsunami Modelling Manual (TUNAMI model). Technical Report.
- [19] Kajitani, Y., S. E. Chang, and H. Tatano. 2013. "Economic Impacts of the 2011 Tohoku-Oki Earthquake and Tsunami." *Earthquake Spectra* 29 (S1): 457–478. doi: 10.1193/1.4000108.
- [20] Kihara, Naoto, Naoki Fujii, and Masafumi Matsuyama. 2012. "Three-Dimensional Sediment Transport Processes on Tsunami-Induced Topography Changes in a Harbor." *Earth, Planets and Space* 64 (10): 787–797. doi: 10.5047/eps.2011.05.036.
- [21] Kotani, M., F. Imamura, and N. Shuto. 1998. "Tsunami Runup Calculations and Damage Estimation Method Using GIS." *Proceedings of Coastal Engineering, JSCE* 45: 356–360 (in Japanese).
- [22] Large, W. G., J. C. McWilliams, and S. C. Doney. 1994. "Oceanic Vertical Mixing: A Review and A Model with A Nonlocal Boundary Layer Parameterization." *Reviews of Geophysics* 32 (4): 363.
- [23] Launder, B. E., and D. B. Spalding. 1974. "The Numerical Computation of Turbulent Flows." *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3 (2): 269–289. doi:10.1016/0045-7825(74)90029-2.
- [24] Lin, P., and P. L. F. Liu. 1998. "A Numerical Study of Breaking Waves in the Surf Zone." *Journal of Fluid Mechanics* 359: 239–264.
- [25] Liu, P. L.-F., S. B. Woo, and Y.-S. Cho. 1998. Computer Programs for Tsunami Propagation and Inundation. Technical Report. Ithaca, New York: Cornell University.
- [26] Lynett, P. J., J. Borrero, S. Son, R. Wilson, and K. Miller. 2014. "Assessment of the Tsunami-Induced Current Hazard." *Geophysical Research Letters* 41 (6): 2048–2055. doi: 10.1002/2013GL058680.
- [27] Lynett, Patrick J., Jose C. Borrero, Robert Weiss, Sangyoung Son, Dougal Greer, and Willington Renteria. 2012. "Observations and Modeling of Tsunami-Induced Currents in Ports and Harbors." *Earth and Planetary Science Letters* 327–328: 68–74. doi: 10.1016/j.epsl.2012.02.002

- [28] Ma, G., F. Shi, and J. T. Kirby. 2012. “Shock-Capturing Nonhydrostatic Model for Fully Dispersive Surface Wave Processes.” *Ocean Modelling* 43–44: 22–35. doi:10.1016/j.ocemod.2011.12.002.
- [29] Mitsui, J., A. Matsumoto, M. Hanzawa, and K. Nadaoka. 2014. “Stability of Armor Units Covering Rubble Mound of Composite Breakwaters against a Steady Overflow of Tsunami.” *Coastal Engineering Proceedings* 34. doi: 10.9753/icce.v34.structures.34
- [30] Mori, N., and T. Takahashi, The 2011 Tohoku Earthquake Tsunami Joint Survey Group. 2012. Nationwide Post Event Survey and Analysis of the 2011 Earthquake Tsunami. *Coastal Engineering Journal* 54 (1): 1250001-1-1250001-27. doi:10.1142/S0578563412500015.
- [31] Mori, N., N. Yoneyama, and W. J. Pringle. 2015. “Effects of the Offshore Barrier against the 2011 off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake Tsunami and Lessons Learned.” In *Post-Tsunami Hazard Reconstr. Restor.*, edited by V. Santiago-Fandinó, Y. A. Kontar, and Y. Kaneda, 121–132. Cham: Springer International Publishing.
- [32] Nagashima, H., S. Sasaki, W. J. Pringle, and N. Yoneyama. 2015. “Numerical Assessment of Critical Locations for Tsunami Inundation.” *Journal of Japan Society of Civil Engineers, Ser. B3 (Ocean Engineering)* 71 (2): I 509–I 514 (in Japanese). doi: 10.2208/jscejoe.71.I_509.
- [33] National Police Agency of Japan. 2018. “Damage Situation and Police Countermeasures.” https://www.npa.go.jp/news/other/earthquake2011/pdf/higaijokyo_e.pdf (accessed April 23, 2018).
- [34] Okada, Y. 1985. “Surface Deformation Due to Shear and Tensile Faults in a Half-Space.” *Bulletin of the Seismological Society of America* 75 (4): 1135–1154.
- [35] Ozer Sozdinler, C., A. C. Yalciner, A. Zaytsev, A. Suppasri, and F. Imamura. 2015. “Investigation of Hydrodynamic Parameters and the Effects of Breakwaters during the 2011 Great East Japan Tsunami in Kamaishi Bay.” *Pure and Applied Geophysics* 172 (12): 3473–3491. doi:10.1007/s00024-015-1051-8.
- [36] Port and Airport Research Institute of Japan. 2011. “GPS Wave Buoy Measurements of the Tohoku off the Coast of the Pacific Earthquake Tsunami.” <https://nowphas.mlit.go.jp/prg/pastdata/static/sub311.htm> (accessed June 12, 2018).
- [37] Pringle, W. J., and N. Yoneyama. 2013. “The Application of a Hybrid 2D/3D Numerical Tsunami Inundation-Propagation Flow Model to the 2011 off the Pacific Coast of Tohoku Earthquake Tsunami.” *Journal of Japan Society of Civil Engineers, Ser. B2 (Coastal Engineering)* 69 (2): I 306–I 310 (in Japanese). doi: 10.2208/kaigan.69.I_306.
- [38] Pringle, W. J. 2016. “Two-Way Coupled Multiscale Tsunami Modelling from Generation to Coastal Zone Hydrodynamics.” PhD diss., Graduate School of Engineering, University of Kyoto. doi:10.14989/doctor.k19677.
- [39] Pringle, W. J., N. Yoneyama, and N. Mori. 2016. “Two-Way Coupled Long Wave RANS Model: Solitary Wave Transformation and Breaking on a Plane Beach.” *Coastal Engineering* 114: 99–118. doi:10.1016/j.coastaleng.2016.04.011.
- [40] Sakunaka, J., and T. Arikawa. 2012. “Research on Stability of Opening Section at Baymouth Breakwater.” *Coastal Engineering Proceedings* 33. doi: 10.9753/icce.v33.structures.58.
- [41] Satake, K., Y. Fujii, T. Harada, and Y. Namegaya. 2013. “Time and Space Distribution of Coseismic Slip of the 2011 Tohoku Earthquake as Inferred from Tsunami Waveform Data.” *Bulletin of the Seismological Society of America* 103 (2B): 1473–1492. doi:10.1785/0120120122.
- [42] Schwarz, W. H., and W. P. Cosart. 1961. “The Two-Dimensional Turbulent Wall-Jet.” *Journal of Fluid Mechanics* 10 (4): 481–495. doi:10.1017/S0022112061000299.
- [43] Sforza, P. M., and G. Herbst. 1970. “Study of Three-Dimensional, Incompressible, Turbulent Wall Jets.” *AIAA Journal* 8 (2): 276–283. doi:10.2514/3.5656.
- [44] Shih, T.-H., W. W. Liou, A. Shabbir, Z. Yang, and J. Zhu. 1995. “A New k- Eddy Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows.” *Computers Fluids* 24 (3): 227–238. doi:10.1016/0045-7930(94)00032-T.
- [45] Sitanggang, K. I., and P. J. Lynett. 2010. “Multi-Scale Simulation with a Hybrid Boussinesq-RANS Hydrodynamic Model.” *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 62 (9): 1013–1046. doi: 10.1002/fld.2056.
- [46] Son, S., P. J. Lynett, and D.-H. Kim. 2011. “Nested and Multiphysics Modeling of Tsunami Evolution from Generation to Inundation.” *Ocean Modelling* 38 (1–2): 96–113. doi:10.1016/j.ocemod.2011.02.007.

- [47] Suppasri, A., J. D. Panon Latcharote, N. L. Bricker, A. Hayashi, K. Yamashita, F. Makinoshima, V. Roeber, and F. Imamura. 2016. “Improvement of Tsunami Countermeasures Based on Lessons from the 2011 Great East Japan Earthquake and Tsunami Situation after Five Years.” *Coastal Engineering Journal* 58 (4): 1640011-1-1640011-30. doi:10.1142/S0578563416400118.
- [48] Suppasri, A., N. Shuto, F. Imamura, S. Koshimura, E. Mas, and A. C. Yalciner. 2013. “Lessons Learned from the 2011 Great East Japan Tsunami: Performance of Tsunami Countermeasures, Coastal Buildings, and Tsunami Evacuation in Japan.” *Pure and Applied Geophysics* 170 (6–8): 993–1018. doi:10.1007/s00024-012-0511-7.
- [49] Takahashi, S., Y. Kuriyama, T. Tomita, Y. Kawai, T. Arikawa, D. Tatsumi, and T. Negi. 2011. “Urgent Survey for 2011 Great East Japan Earthquake and Tsunami Disaster in Ports and Coasts Part I (Tsunami). English Abstract of Technical Note of Port and Airport Research Institute No. 1231.” <https://www.weather.gov/media/ctwp/PDF/Tohokutsunamiportssurvey.pdf> (accessed Jun 12, 2018).
- [50] Takase, S., S. Moriguchi, K. Terada, J. Kato, T. Kyoya, K. Kashiya, and T. Kotani. 2016. “2D-3D Hybrid Stabilized Finite Element Method for Tsunami Runup Simulations.” *Computational Mechanics* 58 (3): 411–422. doi:10.1007/s00466-016-1300-4.
- [51] Tanimoto, K., and S. Takahashi. 1994. “Design and Construction of Caisson Breakwaters the Japanese Experience.” *Coastal Engineering* 22 (1–2): 57–77. doi:10.1016/0378-3839(94)90048-5.
- [52] Tanioka, Y., and K. Satake. 1996. “Tsunami Generation by Horizontal Displacement of Ocean Bottom.” *Geophysical Research Letters* 23 (8): 861–864. doi:10.1029/96GL00736.
- [53] Wilson, R. I., A. R. Admire, J. C. Borrero, L. A. Dengler, M. R. Legg, P. Lynett, T. P. McCrink et al. 2012. “Observations and Impacts from the 2010 Chilean and 2011 Japanese Tsunamis in California (USA).” *Pure and Applied Geophysics* 170 (6–8): 1127–1147. doi:10.1007/s00024-012-0527-z.
- [54] Youngs, D. 1982. “Time-Dependent Multi-Material Flow with Large Fluid Distortion.” In *Numerical Methods in Fluid Dynamics*, edited by K. W. Morton and M. J. Baines, 273–285. Vol. 24. New York: Academic Press.