



## Effets du cisaillement vertical sur le transport en zone littorale à l'aide d'un modèle 3D à vagues résolues

Simon TREILLOU<sup>1</sup>, Patrick MARCHESIELLO<sup>1</sup>

1. Université de Toulouse, LEGOS (IRD/CNES/CNRS/UT3), Toulouse, France.

[simon.treillou@ird.fr](mailto:simon.treillou@ird.fr) ; [patrick.marchesiello@ird.fr](mailto:patrick.marchesiello@ird.fr)

### Résumé :

La zone littorale, qui comprend la zone de surf et le plateau intérieur (jusqu'à 20 m de profondeur), marque la transition entre le continent et la mer, et de nombreux matériaux y transitent. Il peut s'agir de polluants provenant de rejets fluviaux se répandant le long de la côte, de sédiments contrôlant la morphodynamique des plages ou de larves qui migrent vers le large. Il est donc crucial de mieux comprendre les nombreux processus qui contrôlent le transport et le mélange dans cette zone, tels que les courants d'arrachement (*rip currents*) et les tourbillons de la zone de surf. La plupart des études sur ce sujet sont actuellement réalisées à l'aide de modèles 2D Boussinesq (moyennés en profondeur) à vagues résolues. Bien qu'ils fournissent de bons résultats, ils semblent encore être dans l'incapacité de reproduire certains processus. En effet, les modèles 2D ont tendance à surestimer la propagation du traceur vers le large et à manquer de mélange dans la zone de surf. Récemment, des modèles 3D à vagues résolues ont vu le jour. CROCO (Coastal and Regional Ocean COmmunity model) est l'un d'entre eux et est utilisé ici pour étudier les effets des dynamiques 3D non-hydrostatiques sur le transport littoral. Tout d'abord, des corrections sur la fermeture turbulente et le générateur de vagues sont présentées. Ensuite, CROCO est appliqué à une expérience de rejet de colorants à grande échelle menée en 2009 à Imperial Beach, Californie (IB09), et à une expérience de rejet de colorants en laboratoire. Ces résultats sont comparés à ceux du modèle 2D funwaveC, un modèle Boussinesq à vagues résolues. Les premières conclusions mettent en évidence le rôle du cisaillement vertical. Ce processus réduit la cascade inverse pour les tourbillons à grande échelle et est à l'origine de processus encore non-identifiés pour le mélange de la zone de surf, appelés ici mini-rips, définis comme des instabilités 3D de Kelvin-Helmholtz. Ce travail suggère des rétroactions possibles pour une meilleure paramétrisation des modèles plus simples afin d'obtenir une représentation plus complète des mécanismes de mélange et de transport des écosystèmes côtiers, des contaminants et des sédiments.

### Mots clés :

Mélange en zone de surf, Transport de traceur, Modèle à vagues résolues, Hydrodynamique littorale.

## *Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière*

### **1. Introduction**

La zone littorale, à l'interface entre terre et mer, est une zone cruciale où transitent de nombreux matériaux, tels que du phytoplancton, des larves, des sédiments ou des polluants (BOEHM *et al.*, 2005). La zone littorale est définie ici en deux parties : la zone de déferlement, du rivage au point de déferlement, et le plateau intérieur, du point de déferlement à la profondeur de fermeture. La diversité des traceurs (qu'ils soient passifs ou actifs) est représentative des différents enjeux et de l'importance de mieux comprendre le transport de ces quantités le long de la côte. De nombreux processus influencent ce transport. Le transport longshore est dominé par la dérive littorale, tandis que le transport cross-shore vers le large est essentiellement dominé par les courants d'arrachement (KUMAR *et al.*, 2017). Ces courants d'arrachement peuvent résulter de la variabilité de la bathymétrie le long de la côte (on parle alors de courants d'arrachement bathymétriques), ou du forçage de vagues à crête courte dans le cas d'une bathymétrie uniforme le long de la côte (on parle alors de courants d'arrachement transitoires ou de flash rips). Ici, nous considérons exclusivement les processus se produisant sur des bathymétries littorales uniformes.

Jusqu'à présent, la plupart des études sur le transport de traceurs dans les zones côtières ont été réalisées à l'aide de modèles 2DH (de type Boussinesq), avec un accent particulier sur les courants d'arrachement transitoires. Ces études nous ont permis de mieux comprendre le comportement des courants d'arrachement, mais ont encore du mal à reproduire pleinement les observations. En particulier, l'impact de la dynamique 3D non hydrostatique sur les tourbillons de la zone de déferlement et le transport de traceurs reste inconnu et pourrait jouer un rôle clé. La récente mise à disposition à la communauté de modèles 3D à vagues résolues, tels que CROCO, nous permet d'aborder ces questions. CROCO a récemment été enrichi d'un solveur pseudo-compressible non-hydrostatique, permettant la résolution explicite des vagues de surface et leur transfert d'énergie à la circulation tridimensionnelle. Les premiers résultats de CROCO appliqués aux courants de retour transitoires ont été publiés par MARCHESIELLO *et al.*, (2021) et ont montré l'impact significatif du cisaillement vertical.

Nous proposons donc d'appliquer CROCO à l'étude du transport de polluants, en simulant deux expériences, l'une en bassin et l'autre sur le terrain. Dans l'expérience en bassin (BAKER *et al.*, 2023) et dans l'expérience de terrain IB09 (HALLY-ROSENDAHL & FEDDERSEN, 2016), un rejet de colorant a eu lieu, permettant une comparaison efficace avec les modèles 2D ou 3D. Les premiers résultats de cette étude montrent l'importance du cisaillement vertical, réduisant la cascade inverse et créant des instabilités de cisaillement 3D (type Kelvin-Helmholtz), un nouveau processus de mélange dans la zone de déferlement.

## 2. Méthodes

### 2.1 Équations continues et compressibles à surface libre

CROCO est un modèle non-hydrostatique, à surface libre et à coordonnées  $\sigma$ , développé autour de ROMS (SHCHEPETKIN & MCWILLIAMS, 2005). Il résout explicitement l'ensemble des équations de Navier-Stokes, y compris les équations de quantité de mouvement et de continuité, la relation cinématique de la surface libre et le traceur C (chaleur, salinité ou tout type de traceur passif) :

$$\frac{\delta \rho u}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} u) + \rho f v - \rho \tilde{f} w - \frac{\delta P}{\delta x} + F_u + D_u + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta x} \quad (1)$$

$$\frac{\delta \rho v}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} v) - \rho f u - \frac{\delta P}{\delta y} + F_v + D_v + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta y} \quad (2)$$

$$\frac{\delta \rho w}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} w) + \rho f u - \frac{\delta P}{\delta z} - \rho g + F_w + D_w + \lambda \frac{\delta \vec{v} \cdot \vec{v}}{\delta z} \quad (3)$$

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) \quad (4)$$

$$\frac{\delta \eta}{\delta t} = w|_{z=\eta} - \vec{v}|_{z=\eta} \cdot \vec{\nabla} \eta \quad (5)$$

$$\frac{\delta \rho C}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} C) + F_c + D_c \quad (6)$$

où  $\vec{v} = (u, v, w)$  est le vecteur des vitesses,  $P$  la pression totale,  $\eta$  l'élévation de la surface libre,  $\rho$  la densité,  $\theta$  et  $S$  la température et salinité potentielles respectivement,  $f$  et  $\tilde{f}$  les paramètres de Coriolis traditionnel et non-traditionnel respectivement,  $\lambda$  la seconde viscosité associée à l'incompressibilité (amortissant les ondes acoustiques),  $F_u, F_v, F_w$  les termes de forçage et  $D_u, D_v, D_w$  les termes de diffusion turbulente.

CROCO est discrétisé sur une grille C d'Arakawa à l'aide de méthodes de différences finies et d'un traitement explicite séparant modes lents et rapides (ondes acoustiques et mouvements en eaux peu profondes). La discrétisation temporelle est effectuée à l'aide d'un schéma prédicteur-correcteur du troisième ordre. Les termes de flux verticaux qui ne nécessitent pas de précision particulière sont calculés en utilisant un pas de temps implicite pour augmenter la stabilité du calcul. Les termes d'advection horizontale et verticale sont discrétisés à l'aide du schéma essentiellement non-oscillatoire pondéré d'ordre 5 WENO5-Z. Ce schéma est précis pour les problèmes hyperboliques contenant à la fois des chocs et des structures lisses, et particulièrement adapté aux vagues déferlantes. Pour plus de détails sur CROCO, le lecteur est prié de se référer à MARCHESIELLO *et al.* (2021).

### 2.2 Générateur de vagues

Un spectre de vagues 3D est forcé à la frontière offshore par l'intermédiaire d'un générateur de vagues analytique, basé sur la théorie linéaire des vagues en profondeur uniforme (en superposant des composantes linéaires avec différentes phases). On utilise ici un spectre JONSWAP qui présente une répartition de l'énergie des vagues en fonction

## Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

des fréquences et des directions. La surface libre  $\eta$ , ainsi que les vitesses cross-shore et longshore ( $u, v$ ) sont données par :

$$\eta_{bc}(y, t) = \sum_i a_i \cos(k_{y,i}y - \omega_i t - \phi_i) \quad (7)$$

$$\text{avec } a_i = \sqrt{\frac{H_s^2 \overline{D(\theta_i)} S(\omega_i) d\omega}{8 \sum_i S(\omega_i) d\omega}} \text{ et } D(\theta_i) = e^{-\left(\frac{\theta_i - \theta_m}{\sigma_\theta}\right)^2}, \text{ et :}$$

$$u_{bc}(x, y, t) = \eta_{bc}(y, t) \omega_p \cos(\theta_m) \frac{\cosh(k_p(z+h))}{\sinh(k_p h)} \quad (8)$$

$$v_{bc}(x, y, t) = \eta_{bc}(y, t) \omega_p \sin(\theta_m) \frac{\cosh(k_p(z+h))}{\sinh(k_p h)} \quad (9)$$

où  $(x, y, z)$  sont respectivement les directions cross-shore, longshore et verticale,  $i$  représente les indices de la distribution en fréquences et directions,  $a_i$  l'amplitude associée à la fréquence  $\omega_i$  donnée par le spectre de vagues  $S(\omega)$  et à l'angle de vague  $\theta_i$  donné par la distribution gaussienne des directions  $D(\theta)$  ( $\overline{D(\theta)}$  étant la distribution normalisée par l'énergie totale),  $H_s$  la hauteur significative des vagues d'entrée,  $k_{y,i} = k_i \sin(\theta_i)$  le nombre d'onde longshore ( $k_i$  étant le nombre d'onde donnée la théorie linéaire par  $\omega_i^2 = g k_i \tanh(k_i h)$  avec  $h$  la profondeur moyenne,  $\theta_m$  l'angle moyen des vagues et  $\sigma_\theta$  la dispersion directionnelle autour de la moyenne.  $\omega_p$  et  $k_p$  sont la fréquence et le nombre d'onde associés à la période de pic,  $d_i$  est une distribution directionnelle normalisée et  $\phi_i$  une phase aléatoire uniformément distribuée.

Le générateur de vagues a récemment été corrigé dans CROCO pour prendre en compte l'interférence cohérente des vagues (TREILLOU *et al.*, 2024). L'ancien générateur de vagues permettait à des composantes de vagues de directions distinctes mais de mêmes fréquences de se propager, créant une variabilité parasite le long de la côte sous forme de nœuds et d'anti-nœuds stationnaires. Ces interférences cohérentes pouvaient créer des courants d'arrachement stationnaires, préjudiciables à l'ensemble de la solution. L'utilisation d'un générateur de vagues à sommation unique (c'est-à-dire que chaque composante de vague a une fréquence et une direction distinctes) résout ce problème. Pour plus de détails sur le générateur de vagues, le lecteur est invité à se référer à TREILLOU *et al.* (2024).

### 2.3 Fermeture turbulente

En plus de gérer les fronts de vagues déferlantes à l'aide d'un schéma numérique de capture des chocs (WENO), la turbulence du déferlement est représentée par un modèle  $k - \omega$  qui résout les équations de fermeture turbulente de l'énergie cinétique turbulente  $k$  et du taux de dissipation  $\omega$  ( $\propto \epsilon k^{-1}$ ), suivant la méthode Generic Length Scale (MARCHESIELLO & TREILLOU, 2023). En l'absence d'un forçage de flottabilité, les équations de la turbulence expriment un équilibre entre la production, la dissipation, le transport et la diffusion de cisaillement :

$$\frac{\delta \rho k}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} k) + D_k + \rho(P - \epsilon) \quad (10)$$

$$\frac{\delta \rho \omega}{\delta t} = -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v} \omega) + D_{\omega} + \rho \frac{\omega}{k} (c_{\omega 1} P - c_{\omega 2} \epsilon) \quad (11)$$

où  $D_k, D_{\omega}$  sont les termes de diffusion,  $\epsilon$  la dissipation turbulente cinétique et  $c_{\omega 1}, c_{\omega 2}$  les fonctions de stabilité. La viscosité turbulente  $\nu_t = c_{\mu} l k^{1/2}$  est dérivée de ces équations avec un coefficient  $c_{\mu}$  dépendant des fonctions de stabilité et de la longueur de mélange  $l \propto k^{3/2} \epsilon^{-1}$ . Une correction récente de la fermeture turbulente a été mise en œuvre dans CROCO pour résoudre un problème de mélange excessif dans les régions de flux potentiel de vagues (plateau continental) en raison de l'instabilité linéaire des systèmes de fermeture à deux équations (MARCHESIELLO & TREILLOU, 2023). Cette correction permet des études à vagues résolues en 3D avec stratification.

#### 2.4 Données

Deux expériences sont utilisées dans cette étude : une expérience en bassin à vagues et une série d'observations sur le terrain. L'expérience en bassin à vagues s'est déroulée dans le bassin à vagues directionnel du laboratoire de recherche O.H. Hinsdale d'Oregon State University (BAKER *et al.*, 2023). En utilisant un grand bassin à vagues 3D (48,8 m de long, 26,5 m de large), des vagues à crête courte ont été forcées pour étudier les courants d'arrachement transitoires et leur génération, et pour se concentrer particulièrement sur l'impact de la dispersion directionnelle sur la longueur de la crête de déferlement. Cette expérience a déjà été utilisée pour valider le nouveau générateur de vagues de CROCO avec des résultats très satisfaisants (TREILLOU *et al.*, 2024). Plus de détails peuvent être trouvés dans BAKER *et al.* (2023). Le lâcher de colorant a été réalisé en un seul essai, avec des caméras enregistrant la dispersion du colorant, avec  $H_s = 0.3$  m,  $T_p = 2$  s,  $\theta = 0^\circ$ ,  $\sigma_\theta = 40^\circ$  et  $\gamma = 3.3$  (facteur d'élancement du pic du spectre de JONSWAP). Les limites longshore sont périodiques. Le domaine est fixé à 20 m de large et 30 m de long. Le pas de temps est fixé à 3 ms ( $= T_p/667$ ) et la résolution spatiale est de 10 cm ( $= L_x/200, = L_y/300$ ), avec 10 niveaux verticaux. Les observations de terrain ont été acquises lors de la campagne IB09 menée à Imperial Beach, Californie (32.6°N, 117.1°W) le 13 octobre 2009. La campagne consistait en une expérience de rejet de colorants à grande échelle sur une plage à peu près uniforme le long de la côte (ce qui signifie qu'il n'y avait pas de courants d'arrachement bathymétriques). La houle venait du sud avec un angle d'incidence oblique, créant un fort courant longshore. CROCO a été configuré pour cette expérience de la même manière qu'une configuration de FunwaveC par HALLY-ROSENDAHL & FEDDERSEN (2016). Le modèle est forcé par un vent longshore venant du sud avec une contrainte uniforme de 0.85 N.m<sup>-2</sup> et un spectre de vagues JONSWAP ( $H_s = 0.8$  m,  $T_p = 13$  s,  $\gamma = 3.3$ ). L'angle moyen des vagues et la dispersion directionnelle, responsables de la génération de vagues à crête courte et donc de flash rips, ont été calibrés à l'aide de données. Le domaine de calcul est fixé à 400 m et 1430 m dans les directions cross-shore et longshore respectivement. Les limites nord et sud sont périodiques. Le pas de temps est fixé à 20 ms ( $= T_p/650$ ) avec 10 pas de

## Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

temps rapides pour résoudre la dynamique rapide (la vitesse pseudo-acoustique est fixée à 100 m/s pour réduire la contrainte de stabilité). La résolution spatiale est de 1 m ( $= L_x/400, = L_y/1430$ ) avec 10 niveaux verticaux. Le lecteur est invité à consulter HALLY-ROSENDAHL & FEDDERSEN (2016) et TREILLOU & MARCHESIELLO (2022) pour plus de détails sur la configuration.

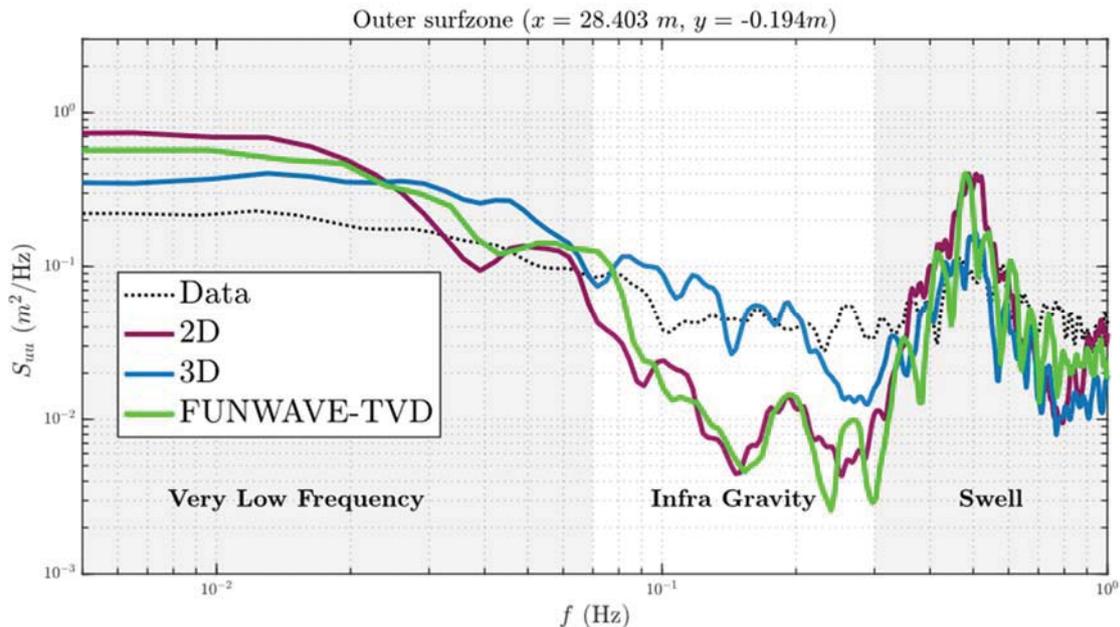


Figure 1. Spectres de vitesse cross-shore dans la zone de surf externe pour les données (points noirs), les simulations CROCO pseudo-2D (ligne rouge) et 3D (ligne bleue), et la simulation Funwave 2D (ligne verte).

### 3. Résultats

#### 3.1 Validation avec une expérience en bassin

Les résultats de la simulation 3D de l'expérience du bassin à vagues ont généralement montré une très bonne correspondance avec les données. Comme le montre la Figure 1, le spectre des vitesses cross-shore est bien reproduit par la simulation 3D alors qu'il y a des différences plus significatives avec une simulation pseudo-2D (où la turbulence du déferlement est augmentée pour réduire le cisaillement vertical dans la zone de déferlement), qui est étroitement comparable à Funwave. Dans la région de la houle, la surestimation de l'énergie par la simulation 2D est une conséquence des vitesses moyennes en profondeur données par les modèles 2D, puisque les capteurs de l'expérience mesurent les vitesses près du fond. Des différences importantes et intéressantes apparaissent dans la région IG, où les modèles 2D sous-estiment fortement l'énergie, alors que le modèle 3D a une bien meilleure adéquation. Cela peut s'expliquer par la présence de mini-rips dans la simulation 3D, qui résultent d'instabilités 3D créées

par le cisaillement vertical. Dans la région des basses fréquences (VLF), au contraire, les modèles 2D donnent une énergie excessive (près de 3 fois l'énergie observée) alors que le modèle 3D permet de la réduire considérablement.

Ces résultats hydrodynamiques ont un impact important sur le transport du traceur, comme l'illustre qualitativement la Figure 2. Dans cette figure, nous pouvons voir l'estimation de la concentration de surface du colorant déduite de la vidéo de la libération du colorant comparée aux concentrations de surface des simulations 2D et 3D. Il est à noter que les observations et les simulations de modèles ne peuvent pas être comparées quantitativement ici, car les observations sont représentées par une intensité de pixel normalisée, tandis que les concentrations de modèles sont représentées par une concentration normalisée. Le plus remarquable est que la quasi-totalité de la zone de déferlement est remplie de traceur dans l'expérience après 70 secondes de libération du colorant, alors que dans la simulation 2D, le traceur est encore principalement piégé près de la ligne de rivage, ne s'échappant que par des filaments cohérents (courants d'arrachement).

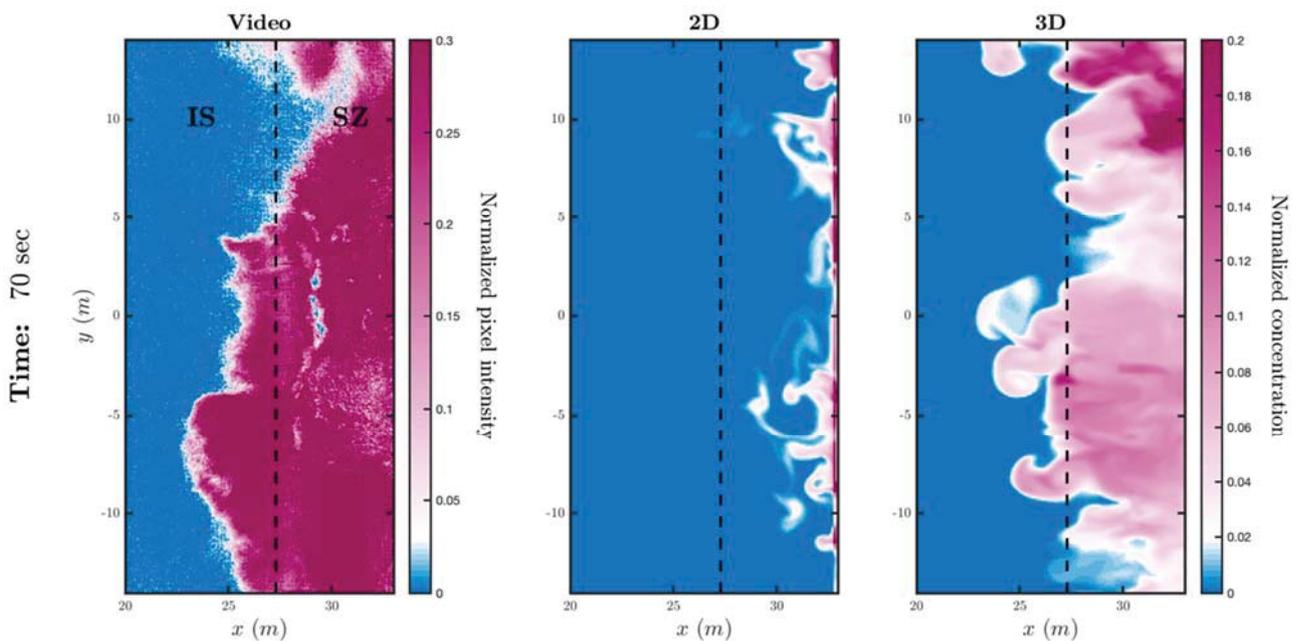


Figure 2. Expérience en bassin (à gauche), simulations 2D (au milieu) et 3D (à droite) concentration de traceur en surface 70 s après la libération du colorant. Les concentrations du bassin et de la simulation 3D sont celles de surface tandis que celle de la simulation 2D est intégrée sur la profondeur.

Ce n'est pas le cas dans la simulation 3D, où les mini-rips (avec une longueur cross-shore d'environ la largeur de la zone de déferlement) fournissent un mélange très efficace qui remplit rapidement la zone de déferlement avec un traceur homogène, comme dans les

## Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière

observations. Malheureusement, l'expérience n'est pas suffisamment longue pour permettre de visualiser les différences à long terme, alors que les flash rips à court terme sont de nature stochastique.

### 3.2 IB09 : un rejet de colorant à grande échelle

Pour mieux comprendre l'impact du cisaillement vertical sur les échanges cross-shore en dehors de la zone de surf, nous nous concentrons sur la campagne IB09. L'hydrodynamique de la simulation CROCO a déjà été validée sur cette plage uniforme longshore dans TREILLOU & MARCHESIELLO (2022).

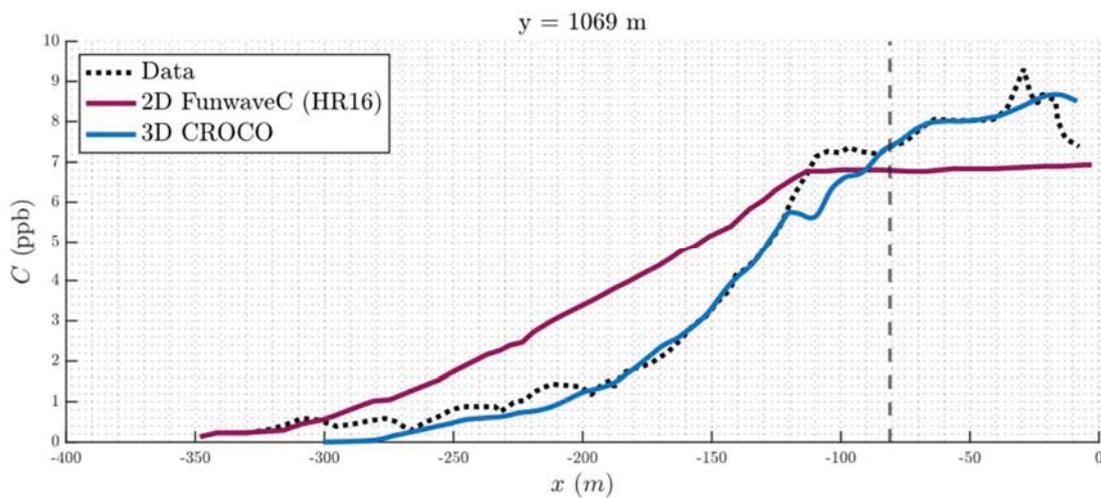


Figure 3. Profil cross-shore moyenné dans le temps de la concentration du traceur à 1000 m en aval de la libération du colorant. Les données (ligne noire), la 2D (ligne rouge) et la 3D (ligne bleue) sont représentées. Le trait de côte est à  $x=0$  m, et la ligne grise verticale représente la limite de la zone de déferlement.

Nous présentons ici un profil cross-shore (Figure 3) de la concentration de traceur moyennée dans le temps à 1 km en aval de la libération du colorant. Les observations présentent deux caractéristiques distinctes, avec une concentration presque constante (ce qui signifie que le colorant a été bien mélangé) sur environ 100 m (approximativement la largeur de la zone de déferlement), et un profil de type exponentiel sur le plateau intérieur. Si les simulations 2D et 3D présentent toutes deux un profil bien mélangé dans la zone de déferlement (ici en raison des nombreux courants d'arrachement le long du kilomètre de plage), la simulation 2D a tendance à échanger plus de traceur vers le large que la simulation 3D, qui correspond mieux aux données. A 200 m du rivage, la concentration de traceur en 2D est presque deux fois supérieure à la concentration en 3D. Ce transport réduit en 3D est dû à une réduction de la cascade inverse par cisaillement vertical (MARCHESIELLO *et al.*, 2021), diminuant ainsi l'énergie des courants d'arrachement et donc leur capacité à exporter des traceurs vers le large.

#### 4. Conclusions

Dans la continuité de la configuration CROCO présentée par TREILLOU & MARCHESIELLO (2022), nous présentons ici de nouveaux résultats issus de la comparaison entre modèles 2D et 3D. Deux comparaisons sont effectuées, d'une part avec les données d'une expérience en bassin contrôlé et d'autre part avec les données de la campagne de terrain à grande échelle IB09. Les deux expériences offrent des résultats plus que satisfaisants sur la capacité des modèles 3D à capturer des subtilités non présentes dans les modèles 2D. En particulier, ces comparaisons mettent en évidence l'effet du cisaillement vertical sur le transport littoral, via deux processus : la réduction de la cascade inverse (c'est-à-dire moins de traceur propagé vers le large) et la création d'instabilités de cisaillement 3D, appelées mini-rips (un nouveau processus de mélange très efficace dans la zone de déferlement). Une analyse plus approfondie est à venir, en isolant les différents processus responsables du mélange dans la zone littorale et en calculant leurs diffusivités. Ce travail permettra de mieux comprendre les processus régissant la dispersion littorale et suggérera de meilleures paramétrisations dans des modèles plus simples.

#### 5. References

- BOEHM A.D., KEYMER D.P., SHELLNBARGER G.G. (2005). *An analytical model of enterococci inactivation, grazing, and transport in the surfzone of a marine beach*. Water Research 39, 3565-3578. <https://doi.org/10.1016/j.watres.2005.06.026>
- BAKER C.M., MOULTON M., PALMSTEN M.L., BRODIE K., NUSS E., CHICKADEL C.C. (2023). *Remotely sensed short-crested breaking waves in a laboratory directional wave basin*. Coastal Engineering 183, 104327. <https://doi.org/10.1016/j.coastaleng.2023.104327>
- HALLY-ROSENDAHL K., FEDDERSEN F. (2016). *Modeling Surf zone to Inner-Shelf Tracer Exchange*. J. Geophys. Res. Oceans, 121, 4007-4025. <https://doi.org/10.1002/2015JC011530>
- KUMAR N., FEDDERSEN F. (2017). *The Effect of Stokes Drift and Transient Rip Currents on the Inner Shelf. Part I: No Stratification*. Journal of Physical Oceanography, 47, 227-241. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0076.1>
- MARCHESIELLO P., AUCLAIR F., DEBREU L., MCWILLIAMS J., ALMAR R., BENSILA R., DUMAS F. (2021). *Tridimensional nonhydrostatic transient rip currents in a wave-resolving model*. Ocean Modelling 163, 101816. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2021.101816>
- MARCHESIELLO P., TREILLOU S. (2023). *Correction of GLS turbulence closure for wave-resolving models with stratification*. Ocean Modelling 184, 102212. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2023.102212>

## *Thème 1 – Hydrodynamique marine et côtière*

SHCHEPETKIN A., MCWILLIAMS J. (2005). *The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model*. Ocean Modelling 9, pp 347-404. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2004.08.002>

TREILLOU S., MARCHESIELLO P. (2022). *Impact de la dynamique non-hydrostatique 3D sur le transport de traceurs dans la région littorale*. XVII<sup>ème</sup> Journées Nationales Génie Côtier – Génie Civil, Chatou, pp 191-200. <https://doi.org/10.5150/jngcgc.2022.021>

TREILLOU S., MARCHESIELLO P., BAKER C.M. (2024). *Correction of coherent interference in wave-resolving nearshore models and validation with experimental data*. Ocean Modelling 189, 102369. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2024.102369>