

## PRODUZIONE/DISSIPAZIONE DI ENSTROFIA E VORTICITÀ NEI MODELLI DI CIRCOLAZIONE COSTIERA

*Terrile<sup>1</sup>, Briganti<sup>2</sup>, Brocchini<sup>1</sup>, Kirby<sup>3</sup>*

- (1) Dipartimento di Ingegneria Ambientale, Università degli studi di Genova – Genova (IT)  
e-mail: terrile@diam.unige.it, brocchin@diam.unige.it
- (2) Dipartimento di Scienze dell'Ingegneria Civile, Università degli studi "Roma Tre" – Roma (IT)  
e-mail: briganti@uniroma3.it
- (3) C.A.C.R., Dept. of Civil & Env. Engrng., University of Delaware – Newark,(U.S.A.)  
e-mail: kirby@udel.edu

Parole chiave: Idraulica costiera, Moto ondoso, Enstrofia, Modelli di Circolazione Costiera.

### SOMMARIO

*Si studiano in dettaglio i meccanismi di generazione/dissipazione di vorticità (2D) ed enstrofia tipici di vari modelli di circolazione che risolvono o meno il moto ondoso, quali ad esempio i modelli "wave-resolving" (di tipo Boussinesq) e "wave-averaged", cioè mediati sul periodo d'onda. La circolazione costiera, in un tipico caso di correnti di rip, in presenza di barriere sommerse, è stata valutata attraverso l'ausilio di due modelli numerici: SHORECIRC (wave-averaged) e FUNWAVE2D (wave-resolving). La parte teorica della ricerca consta nella derivazione, per entrambi i modelli, delle rispettive equazioni di trasporto della vorticità e dell'enstrofia. Attraverso tali equazioni è stato possibile individuare sia quali fossero i termini di generazione e dissipazione (definiti negativi) sia, attraverso successive simulazioni numeriche, quanto questi incidessero sulla dinamica della vorticità. Si è potuto osservare che, mentre nel modello wave-resolving a dominare la produzione di vorticità sono termini direttamente dipendenti dal gradiente della profondità, il modello wave-averaged è caratterizzato da forzanti di vorticità/enstrofia dominati dal meccanismo di "shearing" di correnti fluide.*

### 1 INTRODUZIONE

E' ben noto che il frangimento differenziale delle onde, specie se avviene in prossimità di barriere soffici o barre naturali, può generare vorticità sotto forma di macrovortici (*Peregrine*, 1998, 1999; *Bühler*, 2000), cioè di vortici 2D con asse verticale. Questi macrovortici sono tra i maggiori responsabili del mescolamento orizzontale delle acque costiere e, quindi, la loro generazione/dissipazione è da considerarsi di particolare importanza nello studio dell'idrodinamica costiera (*Piattella et al.*, 2006).

Recenti studi analitici sull'evoluzione dei macrovortici indotta dal frangimento delle onde hanno mostrato che il loro comportamento dipende dalla topografia locale del fondale (*Bühler & Jacobson*, 2001; *Brocchini et al.*, 2004; *Kennedy et al.*, 2006). Gli studi numerici sul tema, pur risolvendo in dettaglio il moto e chiarendo quanto descritto nei suddetti studi analitici, hanno anche mostrato che i modelli "wave-averaged" e "wave-resolving" inducono nella zona costiera campi di vorticità che, pur forzati da eguali condizioni, mostrano differenti evoluzioni (*Kirby et al.*, 2002, 2003a, 2003b).

Lo scopo del presente lavoro è quello di analizzare in maggior dettaglio i meccanismi di generazione/dissipazione di vorticità/enstrofia che evolvono in prossimità della zona costiera in modo differente a seconda del modello "wave-averaged" o "wave-resolving" considerato e quindi delle equazioni che caratterizzano in due modelli. A tal proposito sono stati utilizzati i due modelli SHORECIRC (*Sancho & Svendsen*, 1997, *Putrevu & Svendsen*, 1999) e FUNWAVE2D (*Chen et al.*, 2000).

Per entrambi i modelli si è effettuata un'analisi teorica, simile a quella di *Brocchini & Colombini* (2004) per lo studio di un modello Nonlinear Shallow Water Equations (NSWE), per ottenere le equazioni di vorticità ed enstrofia dei rispettivi modelli. In particolare, analizzando l'equazione di enstrofia, è stato possibile separare ciascun termine di generazione/dissipazione di vorticità e procedere all'interpretazione di questi termini per entrambi i modelli considerati. Si è considerata la forma dimensionale delle equazioni in esame, essendo questa la più appropriata per il confronto di due tipi di modelli abbastanza diversi come SHORECIRC e FUNWAVE2D, ed essendo lo scopo del lavoro quello di esaminare le caratteristiche dei meccanismi analoghi (produzione dovuta al frangimento, dissipazione viscosa, forzanti causati dalla topografia, interazioni tra le onde, etc.) dei due tipi di modelli piuttosto che di studiare l'influenza dei termini non-lineari e di quelli dispersivi. Oltre alla decomposizione dei vari termini delle equazioni di vorticità ed enstrofia, si sono realizzate delle simulazioni numeriche utilizzando batimetrie tipiche di scogliere sommerse.

## 2 GENERAZIONE E DISSIPAZIONE DI VORTICITÀ

Si è studiato il meccanismo di generazione/dissipazione di vorticità analizzando i risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche fatte con entrambi i modelli "wave-averaged" (SHORECIRC) e "wave-resolving" (FUNWAVE2D), per i quali sono state derivate nel dettaglio le rispettive equazioni di vorticità ed enstrofia. Le quantità che meglio si prestano a tale tipo di analisi sono quelle che ammettono termini definiti positivi/negativi, quali l'energia cinetica e l'enstrofia. Entrambi i tipi di modelli sono stati utilizzati per simulare l'evoluzione della circolazione costiera su batimetrie di diverso tipo con particolare interesse per i macrovortici. Nello specifico si sono scelte tre tipologie batimetriche in cui barriere sommerse a difesa della costa o barre naturali parallele alla riva sono state posizionate a diversa distanza l'una dall'altra: caso (a) batimetria di "rip" con canale piuttosto stretto, (b) batimetria di "rip" con canale piuttosto largo e (c) configurazione di barriera singola (le batimetrie utilizzate sono le stesse già usate da *Kennedy et al.*, 2006).

Le onde simulate, regolari, hanno un'altezza al largo di  $H_0=0.045\text{m}$ , periodo di  $T=1\text{s}$ . Il coefficiente d'attrito al fondo utilizzato è  $c_f=0.01$ . La griglia del dominio di simulazione ha maglie quadrate di lato  $0.05\text{m}$  mentre il passo temporale è  $\Delta t=0.01\text{s}$ . Le simulazioni fatte con SHORECIRC sono state realizzate assumendo velocità media uniforme sulla verticale così da poterle confrontare con FUNWAVE2D.

Dall'analisi di entrambi i modelli, ed in particolare delle equazioni del moto che governano la dinamica descritta, è possibile ricavare le seguenti equazioni di enstrofia. Nel caso del modello "wave-averaged" si ottiene (per maggiori dettagli si rimanda il lettore a *Terrile et al.*, 2006):

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{D\tilde{\omega}^2}{Dt} + \tilde{\omega}^2 \nabla \cdot \tilde{\mathbf{V}} = & S.I + S.II + S.III + S.IV + S.V + CC + WC + \nu_T \nabla \cdot (\tilde{\omega} \nabla \tilde{\omega}) - \underbrace{\nu_T (\nabla \tilde{\omega})^2}_{(T.I)} + \tilde{\omega} \nabla \nu_T \cdot \nabla \tilde{\omega} \\ & + \frac{\tilde{\omega} \nu_T}{h} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \nabla \times \left( 2 \nabla h \cdot \nabla \tilde{\mathbf{V}} - \underbrace{\nabla h \times \hat{\mathbf{k}} \tilde{\omega}}_{(T.II)} \right) \right] - \frac{\tilde{\omega} \nu_T}{h} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \frac{\nabla h}{h} \times \left( 2 \nabla h \cdot \nabla \tilde{\mathbf{V}} - \underbrace{\nabla h \times \hat{\mathbf{k}} \tilde{\omega}}_{(T.III)} \right) \right] + 2 \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot (\nabla \nu_T \times \nabla^2 \tilde{\mathbf{V}}) \\ & + \frac{\tilde{\omega}}{h} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \nabla \nu_T \times (2 \nabla h \cdot \nabla \tilde{\mathbf{V}} - \nabla h \times \hat{\mathbf{k}} \tilde{\omega}) \right] + \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \nabla \times (2 \nabla \nu_T \cdot \nabla \tilde{\mathbf{V}} - \nabla \nu_T \times \hat{\mathbf{k}} \tilde{\omega}) \right] - \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla \times \left[ \frac{1}{h} \boldsymbol{\tau}^B \right] \right\} \end{aligned} \quad (1)$$

dove i termini S.I, S.II, S.III, S.IV e S.V rappresentano i contributi dovuti al solo moto ondoso alla dinamica dell'enstrofia e sono definiti come:

$$\begin{aligned}
S.I &= -\hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h} (\tilde{\omega} [\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_w) \times \mathbf{u}_w]) dz} \\
&= -\tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\left\{ \nabla \times \left[ \frac{1}{h} [\nabla \zeta \cdot \mathbf{G}_w] \right] + \frac{1}{h} [\nabla \zeta \times (\nabla \cdot \mathbf{G}_w)] \right\}_{\zeta}} - \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\left\{ \nabla \times \left[ \frac{1}{h} [\nabla h_0 \cdot \mathbf{G}_w] \right] + \frac{1}{h} [\nabla h_0 \times (\nabla \cdot \mathbf{G}_w)] \right\}_{-h_0}}, \\
S.II &= -\overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h} (\mathbf{u}_w \cdot \tilde{\omega} \nabla \omega_w) dz}, \quad S.III = -\overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h} (2\tilde{\omega} \omega_w \nabla \cdot \mathbf{u}_w) dz} \\
S.IV &= \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \left[ \tilde{\omega} (\nabla \cdot \mathbf{u}_w) \left( \frac{\nabla h}{h^2} \times \mathbf{u}_w \right) + \tilde{\omega} \frac{\nabla h}{h^2} \times (\mathbf{u}_w \cdot \nabla \mathbf{u}_w) \right] dz}, \quad S.V = \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \tilde{\omega} \omega_w \left( \mathbf{u}_w \cdot \frac{\nabla h}{h^2} \right) dz}. \quad (2)
\end{aligned}$$

I termini CC e WC rappresentano, rispettivamente, i contributi dispersivi (dispersione per disuniformità verticale) dell'interazione Corrente-Corrente e Onda-Corrente e sono definiti come:

$$\begin{aligned}
CC &= -\overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \frac{1}{h} (\tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot [\nabla(\nabla \cdot \mathbf{V}_1) \times \mathbf{V}_1] + \mathbf{V}_1 \cdot \tilde{\omega} \nabla \omega_1 + 2\tilde{\omega} \omega_1 \nabla \cdot \mathbf{V}_1) dz} \\
&= -\hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \left[ \tilde{\omega} (\nabla \cdot \mathbf{V}_1) \left( \nabla \frac{1}{h} \times \mathbf{V}_1 \right) + \tilde{\omega} \nabla \frac{1}{h} \times (\mathbf{V}_1 \cdot \nabla \mathbf{V}_1) \right] dz} - \overline{\int_{-h_0}^{\zeta} \tilde{\omega} \omega_1 (\mathbf{V}_1 \cdot \nabla \frac{1}{h}) dz} \\
&= -\tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\left\{ \nabla \times \left[ \frac{1}{h} [\nabla \zeta \cdot \mathbf{G}_1] \right] + \frac{1}{h} [\nabla \zeta \times (\nabla \cdot \mathbf{G}_1)] \right\}_{\zeta}} - \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\left\{ \nabla \times \left[ \frac{1}{h} [\nabla h_0 \cdot \mathbf{G}_1] \right] + \frac{1}{h} [\nabla h_0 \times (\nabla \cdot \mathbf{G}_1)] \right\}_{-h_0}}, \\
WC &= +2\tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \overline{\left\{ \hat{\mathbf{V}} \times \left[ \nabla \times \left( \hat{\mathbf{V}} \times \frac{\nabla h}{h} \right) \right] - \hat{\mathbf{V}} \times \left( \frac{\nabla h}{h} \cdot \nabla \hat{\mathbf{V}} \right) + \hat{\mathbf{V}} \times \left( \frac{\nabla h}{h} \cdot \hat{\Omega} \right) \right\}} + 2\tilde{\omega} \hat{\omega} \left( \hat{\mathbf{V}} \cdot \frac{\nabla h}{h} \right) \\
&+ 2\tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \hat{\mathbf{V}} \times \nabla(\nabla \cdot \hat{\mathbf{V}}) \right] + 2\hat{\mathbf{V}} \cdot \tilde{\omega} \nabla \hat{\omega} + 4\tilde{\omega} \hat{\omega} \nabla \cdot \hat{\mathbf{V}}. \quad (3)
\end{aligned}$$

Di particolare interesse sono sia il termine (T.III), che può essere riscritto nella seguente forma:

$$(T.III) = \frac{\nu_T \tilde{\omega} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left[ \frac{\nabla h}{h} \times (\nabla h \times \hat{\mathbf{k}} \tilde{\omega}) \right]}{h} = -\nu_T \left( \frac{\tilde{\omega} \nabla h}{h} \right)^2 \quad (4)$$

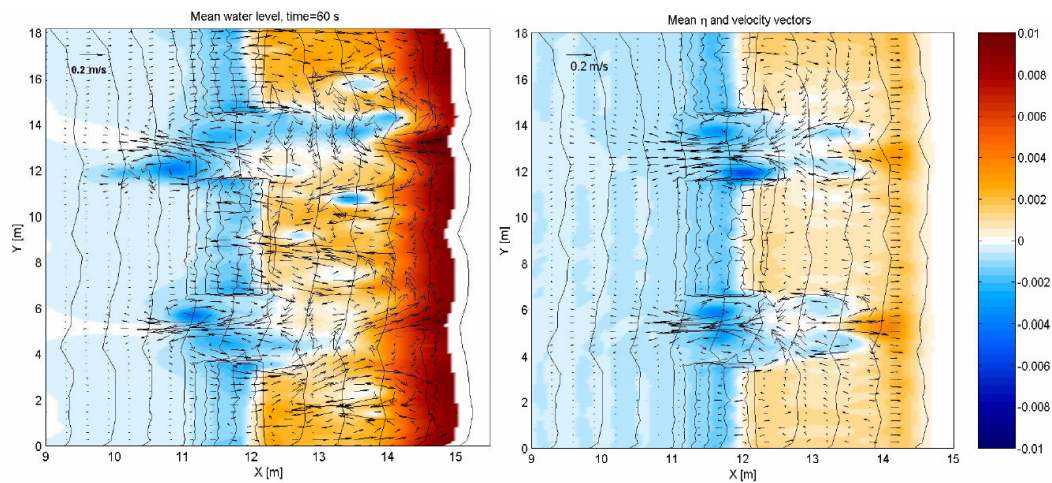
e che è negativo definito, che il termine (T.I) che rappresenta il contributo di dissipazione viscosa.

Sviluppando dall'equazione del moto del modello "wave-resolving" l'equazione di enstrofia si può ottenere una espressione "analoga" in cui ancora una volta è possibile individuare termini di generazione, di dispersione (dispersione in frequenza) e di dissipazione:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2} \frac{D\omega^2}{Dt} + \omega^2 \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha &= \underbrace{\omega z_\alpha \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla \times [(\nabla \cdot \mathbf{u}_{\alpha,t}) \nabla z_\alpha] \right\} + \omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla \times [(\nabla \cdot h \mathbf{u}_{\alpha,t}) \nabla z_\alpha] \right\} + \omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla \times (\nabla \hat{\nu}_T \cdot (\nabla \mathbf{u}_\alpha)) \right\}}_{(D)} \\
&+ \underbrace{\omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla \times \left( \frac{\nabla \hat{\nu}_T}{d} \cdot \mathbf{r} \right) \right\}}_{(S_F.I)} - \omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \nabla \times (\nabla \hat{\nu}_T \times \hat{\mathbf{k}} \omega) \right\} + \frac{\omega}{d} \hat{\mathbf{k}} \cdot [\nabla \hat{\nu}_T \times \nabla \cdot (d \nabla \mathbf{u}_\alpha)] \\
&- \underbrace{\omega \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \nabla \times \left( \frac{\nabla \hat{\nu}_T}{d} \times (\nabla d \times \mathbf{u}_\alpha) \right) \right\}}_{(S_F.II)} + \underbrace{\frac{\omega}{d} \hat{\mathbf{k}} \cdot [\nabla \hat{\nu}_T \times \nabla \cdot (\mathbf{r})] - \frac{\omega \hat{\nu}_T}{2d^2} \nabla d \cdot [\nabla(\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla d \times \mathbf{u}_\alpha)]}_{(S_F.III)} \\
&+ \underbrace{\frac{\omega}{2d} [\nabla \hat{\nu}_T \cdot (\nabla(\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla d \times \mathbf{u}_\alpha))]}_{(S_F.IV)} - \underbrace{\frac{\omega \hat{\nu}_T}{d^2} \hat{\mathbf{k}} \cdot \left\{ \nabla d \times [d \nabla \cdot (\nabla \mathbf{u}_\alpha) + \nabla \cdot \mathbf{r}] \right\}}_{(S_F.V)} \\
&+ \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\hat{\nu}_T}{d} \omega \nabla^2 (\hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla d \times \mathbf{u}_\alpha)}_{(S_F.VI)} - \underbrace{\frac{\hat{\nu}_T}{2} (\nabla \omega)^2}_{(F.I)} + \underbrace{\frac{1}{4} \frac{\hat{\nu}_T}{d} \nabla \omega^2 \cdot \nabla d}_{(F.IIa)} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\hat{\nu}_T}{d} \omega^2 \nabla^2 d}_{(F.IIb)} - \underbrace{\frac{\hat{\nu}_T}{2} \left( \frac{\omega \nabla d}{d} \right)^2}_{(F.III)} \\
&+ \frac{\omega}{2} \nabla \hat{\nu}_T \cdot \nabla \omega + \frac{\omega}{2d} [\nabla \hat{\nu}_T \cdot (\omega \nabla d)] - \frac{\omega \hat{\nu}_T}{d^2} \hat{\mathbf{k}} \cdot [\nabla d \times (\nabla d \cdot \nabla \mathbf{u}_\alpha)] + \frac{\hat{\nu}_T}{2} \nabla \cdot (\omega \nabla \omega). \quad (5)
\end{aligned}$$

I termini (F.I), (F.II) e (F.III) sono gli analoghi dei termini (T.I), (T.II) e (T.III) nell'equazione (1) relativa al modello "wave-averaged". In particolare, come già visto in precedenza nell'equazione (1), i termini (F.I) e (F.III) sono negativi definiti e rappresentano i meccanismi più importanti del processo di dissipazione dell'instrofia e vorticità. I termini (S<sub>F</sub>.I), (S<sub>F</sub>.II), (S<sub>F</sub>.III), (S<sub>F</sub>.IV), (S<sub>F</sub>.V) e (S<sub>F</sub>.VI) sono i termini equivalenti a i termini (S.) dell'equazione (1) e interpretano il meccanismo di generazione di instrofia e vorticità, questi sono tutti dipendenti dal gradiente della profondità  $d$ . Infine i termini D rappresentano i contributi di dispersione in frequenza.

Per entrambi i modelli vengono riportati i risultati ottenuti con la batimetria di tipo (a) e all'istante  $t=60s$ , nel caso dei risultati di FUNWAVE2D si considera la velocità mediata su due periodi d'onda, così da rendere possibile il confronto qualitativo con SHORECIRC.

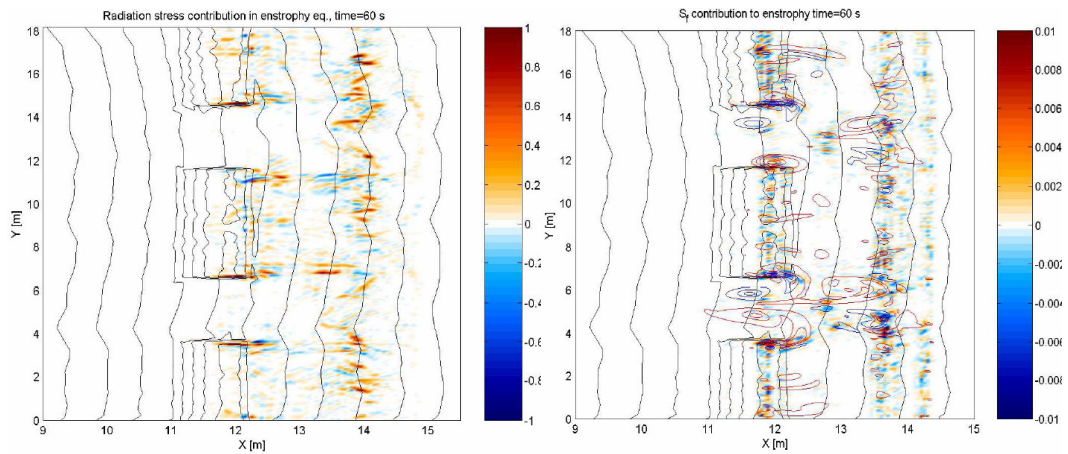


**Figura 1.** Superficie libera media e campo di velocità di SHORECIRC (a sinistra) e di FUNWAVE2D (a destra).

La figura 1 mostra i campi di velocità e la superficie libera media ottenuti con SHORECIRC e FUNWAVE2D. Quello che si osserva è che in entrambi i casi sono identificabili le coppie di vortici di segno opposto in prossimità sia della riva che delle barriere sommerse così come già descritte da *Kennedy et al.* (2006). Si riscontrano differenze, sia qualitative che quantitative, tra i risultati dei due modelli: da una parte si determina una ben organizzata e strutturata corrente di rip (modello "wave-resolving") mentre dall'altra parte, nel caso del modello "wave-averaged", il campo di velocità è meno organizzato nelle strutture appena descritte. Tali differenze si possono giustificare con la diversa natura dei due modelli e trovano riscontro nell'analisi dei singoli termini presenti nelle rispettive equazioni di instrofia, (1) e (5).

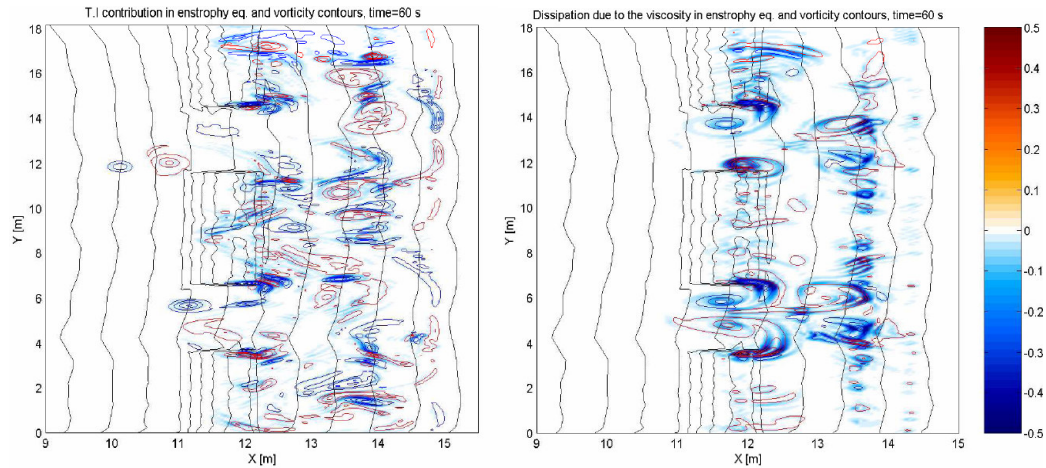
In figura 2 sono riportati i termini (S.), termini di radiation stress dell'equazione (1), e gli analoghi termini (S<sub>F</sub>.), dell'equazione (5). È possibile osservare che il contributo dovuto ai termini di radiation stress (S.), del modello "wave-averaged", non è solo definito positivo ma ammette parti anche negative e quindi non è da considerarsi termine unicamente di sorgente. Comunque, la produzione di instrofia, e quindi di vorticità, è intensa in prossimità delle barre sia sui lati del canale di rip che in quelli di fronte alla spiaggia.

Si osserva, inoltre, che il contributo di generazione è anche elevato in prossimità della zona di frangimento delle onde vicino alla riva. I termini (S<sub>F</sub>.), graficati in figura 2 a destra e relativi all'equazione (5) del modello "wave-resolving", rappresentano la somma dei contributi a  $D\omega^2/Dt$  formalmente equivalenti ai precedenti termini forzanti (S.). Si osserva che tale equivalenza è solo formale essendo (S<sub>F</sub>.) molto meno intenso dei termini (S.) e con distribuzione spaziale diversa dalla tipica struttura del rotore del vettore delle forze dissipative.



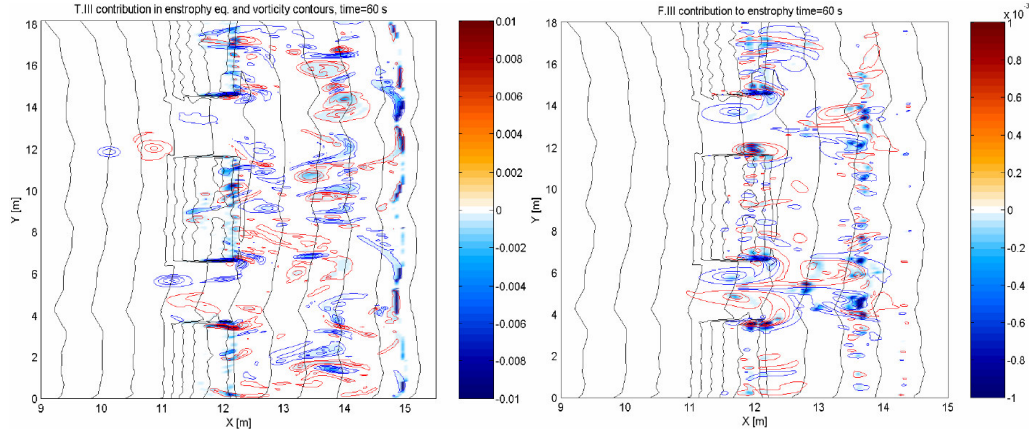
**Figura 2.** Termini di radiation stress ( $S_r$ ) del modello “wave-averaged” SHORECIRC (a sinistra) e termini ( $S_r$ ) del modello “wave-resolving” FUNWAVE2D (a destra).

I termini di dissipazione viscosa, negativi definiti (T.I) e (F.I), relativi ai due modelli sono stati graficati in figura 3, mentre i contributi di dissipazione forzati dalla topografia locale (T.III) e (F.III), anch’essi negativi definiti, sono riportati in figura 4.



**Figura 3.** Termini di dissipazione viscosa e contorni di vorticità (T.I), per il modello “wave-averaged” SHORECIRC (a sinistra) e (F.I), per il modello “wave-resolving” FUNWAVE2D (a destra).

Si osserva che le dissipazioni dovute alla topografia locale, e quindi ai termini (T.III) e (F.III), sono minori di quelle di tipo viscoso (figura 3, termini (T.I) e (F.I)). In particolare il termine (F.III) del modello “wave-resolving” è più debole dell’analogo termine (T.III), come è possibile osservare dal confronto proposto in figura 4.



**Figura 4.** Termini di dissipazione forzata dalla topografia locale e contorni di vorticità (T.III), per il modello “wave-averaged” SHORECIRC (a sinistra), e (F.III), per il modello “wave-resolving” FUNWAVE2D (a destra).

La particolare batimetria scelta genera, in prossimità delle barre, una disuniformità spaziale del frangimento delle onde e, di conseguenza, seguendo l’approccio di *Peregrine* (1998) e *Brocchini et al.* (2004), è sorgente delle macrostrutture vorticose. L’intensità della vorticità generata è, quindi, funzione della dissipazione energetica cioè, formalmente:

$$E_D = \frac{d\Gamma}{dt}, \quad (6)$$

dove  $E_D$  rappresenta la dissipazione d’energia e  $\Gamma$  è la circolazione calcolata lungo una linea chiusa che attraversa una volta sola il fronte dell’onda frangente.

L’equazione (6) è stata valutata sia per via teorica con un “modello a bore” (*Brocchini et al.*, 2004) che per via numerica, a seconda di come sono modellate all’interno di entrambi i modelli, SHORECIRC e FUNWAVE2D, le dissipazioni dovute al frangimento.

Batimetria	$E_D$ (teorico) [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	$E_D$ (numerico- SHORECIRC) [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	$E_D$ (numerico- FUNWAVE2D) [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
caso (a)	0.0223	0.0065	0.0036
caso (b)	0.0229	0.0064	0.0036
caso (c)	0.0228	0.0064	0.0036

**Tabella 1.** Dissipazione di energia teorica e numerica.

I risultati riportati in tabella 1 permettono le seguenti osservazioni: (1) la dissipazione d’energia dovuta al frangimento  $E_D$  (e quindi  $\Gamma$ ) non dipende dalla particolare topografia locale, (2) i valori molto bassi di  $E_D$  calcolata numericamente per entrambi i modelli, mostrano una grande differenza tra le dissipazioni suggerite dal “modello a bore” e quelle determinate dai modelli numerici.



## CONCLUSIONI

Il presente studio, numerico e teorico, è incentrato sulla generazione e dissipazione di vorticità/enstrofia indotta dalla topografia locale in prossimità della zona costiera. Si sono derivate ed analizzate le equazioni che descrivono la dinamica dell'enstrofia per due diversi tipi di modello di circolazione: "wave-averaged" (SHORECIRC) e "wave-resolving" (FUNWAVE2D).

I risultati ottenuti hanno permesso di osservare che:

- il modello "wave-resolving" considerato predice una chiara e ben strutturata corrente di rip, diversamente, in SHORECIRC ("wave-averaged") il campo di velocità è meno organizzato. Tale differenza, la si è potuta giustificare sulla base dell'analisi dei singoli termini presenti nell'equazione di conservazione di quantità di moto ed enstrofia di ciascun modello;
- nel modello "wave-resolving" la produzione di vorticità è dominata dai termini direttamente dipendenti dal gradiente della profondità ( $S_F$ ), cioè dalla topografia locale;
- il modello "wave-averaged" presenta forzanti di vorticità/enstrofia dipendenti non più direttamente dalla topografia locale ma indirettamente, attraverso il moto ondoso locale;
- in ambedue i modelli, a parte le dissipazioni al fondo, il meccanismo più intenso di dissipazione di vorticità/enstrofia non è quello legato ai gradienti di profondità ma, piuttosto, quello viscoso.

**Ringraziamenti.** Si ringrazia il M.I.U.R. per il parziale finanziamento dello studio tramite il contratto INTERLINK-II04C02L8E. J.T.K. è stato supportato dal Office of Naval Research, Coastal Geosciences Program.

## BIBLIOGRAFIA

- M. Brocchini, M. Colombini, "A note on the decay of vorticity in shallow flow calculations", *Physics of Fluids* 16, (2004), pp. 2469-2475.
- M. Brocchini, A. B. Kennedy, L. Soldini, A. Mancinelli, "Topographically controlled, breaking-wave-induced macrovortices. Part 1. Widely separated breakwaters" *J. Fluid Mech.* 507, (2004), pp. 289-307.
- O. Bühler, "On the vorticity transport due to dissipating or breaking waves in shallow-water flow" *J. Fluid Mech.* 407, (2000), pp. 235-263.
- O. Bühler, T. E. Jacobson, "Wave-driven currents and vortex dynamics on barred beaches" *J. Fluid Mech.* 449, (2001), pp. 313-339.
- Q. Chen, R. A. Dalrymple, J. T. Kirby, A. B. Kennedy, A. Chawla, "Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. II: 2D" *J. Waterw., Port, Coast. and Ocean Eng.* 126, (2000), pp. 48-56.
- A. B. Kennedy, M. Brocchini, L. Soldini, E. Gutierrez, "Topographically-controlled, breaking wave-induced macrovortices. Part 2. Changing geometries" *J. Fluid Mech.* (2006), in press.
- J. T. Kirby, Q. Chen, J. Noyes, S. Elgar, R. T. Guza, "Evaluation of Boussinesq model predictions of nearshore hydrodynamics" *Proc. AGU Fall Meeting, San Francisco*, (2002).
- J. T. Kirby, Q. Chen, J. Noyes, S. Elgar, R. T. Guza, "Evaluating the low frequency predictions of a Boussinesq wave model: Field cases" *Proc. ISOPE*, (2003a).
- J. T. Kirby, Q. Chen, J. Noyes, S. Elgar, R. T. Guza, "Modeling unsteady nearshore currents" *Proc. Coastal Engineering Today, Gainesville*, (2003b).
- D. H. Peregrine, "Surf zone currents" *Theor. Comput. Fluid Dyn.* 10, (1998), pp. 295-309.
- D. H. Peregrine, "Large-scale vorticity generation by breakers in shallow and deep water" *Eur. J. Mech. B/Fluids* 18, (1999), pp. 403-408.
- A. Piattella, M. Brocchini, A. Mancinelli, "Topographically-controlled, breaking wave-induced macrovortices. Part 3. The mixing features" *J. Fluid Mech.* (2006), in press.
- U. Putrevu, I. A. Svendsen, "Three-dimensional dispersion of momentum in wave-induced nearshore currents" *Eur. J. Mech.*, (1999), pp. 409-427.
- F. Sancho, I. A. Svendsen, "Unsteady nearshore currents on longshore varying topographies" *Cent. for Appl. Coastal Res, Univ. of Delaware* (1997), Internal Rep. CARC-97-10, Newark, Delaware.
- E. Terrile, R. Briganti, M. Brocchini, J.T. Kirby, "Topographically-induced enstrophy production/dissipation in coastal models" *Phys. Fluids*, (2006), in corso di revisione.