



# VF型位相平均Primitive方程式による碎波帯一陸棚相互作用に関する研究

内山, 雄介

甲斐田, 秀樹

Mcwilliams, James, C.

---

## (Citation)

土木学会論文集B2(海岸工学), 69(2):I\_56-I\_60

## (Issue Date)

2013

## (Resource Type)

journal article

## (Version)

Version of Record

## (Rights)

©2013 公益社団法人 土木学会

## (URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/90002932>



# VF型位相平均Primitive方程式による 砕波帯－陸棚相互作用に関する研究

## Surfzone-inner Shelf Interaction Analyzed with an Eulerian-averaged Primitive Equation Based on a Vortex-force Formalism

内山雄介<sup>1</sup>・甲斐田秀樹<sup>2</sup>・James C. McWilliams<sup>3</sup>

Yusuke UCHIYAMA, Hideki KAIDA and James C. McWilliams

Recent observational studies have rediscovered that littoral currents are inevitable for interaction between surfzone and inner shelf (e.g., Lentz *et al.*, 2008). A synoptic, detailed numerical experiment is conducted to pursue this problem with a multi-nested coupling system consisting of ROMS-WEC (Uchiyama *et al.*, 2010), SWAN and WRF at horizontal resolutions down to 20 m. Both the Eulerian and Lagrangian analysis clearly demonstrate that wave-driven three-dimensional currents significantly enhance lateral and vertical mixing and dispersion. Lagrangian particle tracking and two-particle analysis exhibit that rip and undertow induce vertical secondary flow that plunges those particles downwards beyond the pycnocline, leading to markedly increased initial dilution and thus much faster relative dispersion tendency.

### 1. はじめに

近年の観測的研究により、波により駆動される3次元的な undertow や離岸流等の海浜流系が砕波帯－陸棚間の海水交換に対して重要な役割を担っていることが再認識されつつある（例えば、Lentzら、2008；Omandら、2011；Ohlmannら、2012）。砕波帯は、砕波に伴う岸沖断面内の鉛直循環によって陸棚との海水交換に対してバリアとして作用し、「sticky water」と呼ばれる孤立水塊を形成することがある（Wolanski, 1994）。また、砕波帯-陸棚間海域は、海洋生物のライフサイクルや、漁業等の人間活動など様々な面において重要な役割を果たす領域でもあり、沿岸域における物質の移流拡散問題に代表される工学的諸問題を取り扱うにあたり、砕波帯内外の物質交換機構を理解することは極めて重要な課題である。

しかしながら、陸棚循環流と海浜流とを一体的に解析する3次元的な枠組みは、波-流れ相互作用を正確に考慮する理論、砕波帯を表現するための高解像化、沖合の情報を高精度に取り込むための精緻なダウンスケーリングが必要となるため、技術的に困難であった。そのため、解析方法が十分に確立されておらず、砕波帯-陸棚相互作用に関する研究は立ち遅れている。そこで本研究では、領域海洋循環モデルROMSにvortex force (VF) 型Euler位相平均Primitive方程式を組み込むことにより、波に駆

動される流れの3次元解析を可能にしたROMS-WEC (Uchiyamaら、2010)、領域気象モデルWRFおよびスペクトル波浪モデルSWANからなるカップリングシステムを用いた多段ネスティングによる、外洋の影響を適切に取り込んだ水平解像度20 mの超高解像度3次元海洋モデリングを行い、砕波帯－陸棚間の相互作用について検討する。本稿では、離岸流に代表される海浜流が砕波帯内外の物質輸送へ及ぼす影響について解析した結果を報告する。

### 2. 研究方法

本研究では、高品質な陸棚循環流モデリングの実績がある、開放性海岸である米国サンタモニカ湾を対象海域とした（図-1）。外洋の影響を適切に考慮するため、データ同化を組み込んだ全球海洋再解析データSODA2.0.4を最外側境界条件として、内山ら（2012）による4段ネストモデル結果（水平解像度75m, L4）を2時間毎に境界条件として与え、1-way offline nestingによるさらにもう1段階のダウンスケーリングを行うことにより、砕波帯を解像可能な水平解像度20m (L5)の超高解像度3次元海洋モデリングを行った。海面での風応力および熱・放射フラックスには、NOAA-NCEPによるNARRデータを境界条件としたWRFによる2段階ネスティングにより水平解像度6kmまでダウンスケーリングした結果を外力条件として与えた。波浪は、最外側の境界条件にNDBCのブイ観測データ、海表面の応力としてWRFの結果を用いた3段ネスティングSWAN（水平解像度20m）による推算値を与えた。潮汐シグナルは境界条件（L4の計算結果）

1 正会員 博(工) 神戸大学准教授 大学院工学研究科市民工学専攻  
2 学生会員 学(工) 神戸大学大学院工学研究科市民工学専攻  
3 Ph.D カリフォルニア大学ロサンゼルス校教授

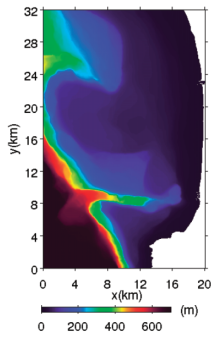


図-1 L5領域全域の水深分布(m). 米国西海岸サンタモニカ湾の南側海域.

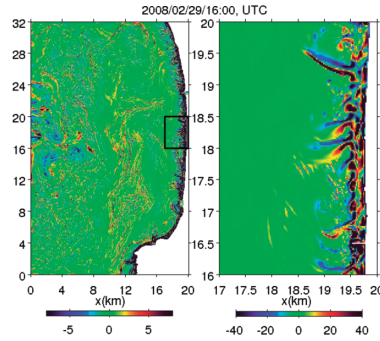


図-2 離岸流が発達している時間(2/29 16:00)における表層無次元相対渦度(ζ/f)の瞬間値. 左: 領域全体, 右: 左図黒枠内拡大図.

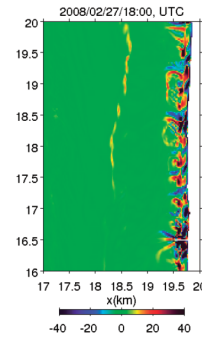


図-3 流れ場が比較的静穏な時間(2/27 18:00)におけるζ/fの瞬間値.

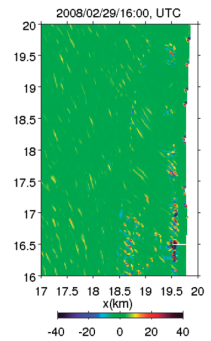


図-5 図-2と同時刻における,  $\varepsilon_b = 0$ として約4日経過したときのζ/fの瞬間値.

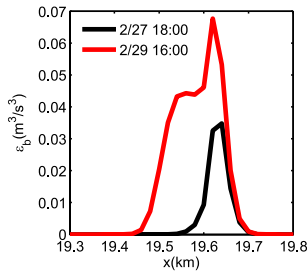


図-4  $x = 18\text{km}$ における砕波エネルギー輸送 $\varepsilon_b$ の岸沖分布の時間変化. 赤: 高波浪時(図-2), 黒: 静穏時(図-3).

中に含まれている. 鉛直乱流モデルには砕波による鉛直混合を考慮したKPPモデルを用いた. 冬期風浪を対象とするため, L5の計算期間は2008年2月から4月の約3ヶ月間とした.

VF型Euler位相平均Primitive方程式の水平方向の運動量保存則は次式で表される.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla_{\perp}) \mathbf{u} + w \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} + f \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{u} + \nabla_{\perp} \phi - \mathbf{F} = -\nabla_{\perp} K + \mathbf{J} + \mathbf{F}^w \quad \dots (1)$$

ここに,  $(\mathbf{u}, w)$ : 流速 ( $\mathbf{u}$ : 水平流速,  $w$ : 鉛直流速),  $t$ : 時間,  $\mathbf{F}^w$ : 波浪に起因する非保存的外力,  $\mathbf{F}$ : 波浪以外に起因する非保存的外力,  $f$ : コリオリパラメーター,  $\phi$ : 圧力,  $K$ : 高次のBernoulli head,  $\nabla_{\perp}$ : 水平ハミルトニアン,  $\mathbf{J}$ : vortex force項とStokes-Coriolis項の和である.  $\mathbf{F}^w$ は, 砕波項 $\mathbf{B}^b$ , bottom streaming項 $\mathbf{B}^{wd}$ , 鉛直乱流拡散項 $\mathbf{D}^w$ の和であり, 特に砕波項 $\mathbf{B}^b$ は次式で表される.

$$\mathbf{F}^w = \mathbf{B}^b + \mathbf{B}^{wd} + \mathbf{D}^w; \quad \mathbf{B}^b = -\frac{\varepsilon_b}{\rho_0 \sigma} \mathbf{k} f^b(z) \quad \dots (2)$$

ここに,  $\varepsilon_b$ : 砕波エネルギー輸送,  $\mathbf{k}$ : 波数ベクトル,  $\rho_0$ : 基準密度,  $\sigma$ : 波の周波数,  $f^b(z)$ : 鉛直分布関数であり,  $\varepsilon_b$ ,  $\mathbf{k}$ ,  $\sigma$ はSWANから与えられる. さらなる詳細については, Uchiyamaら(2010)を参照されたい.

### 3. 計算結果

#### (1) 海浜流の消長と感度試験

L5領域における計算結果の一例として, 図-2, 図-3に, 離岸流が卓越する時間, および比較の流れ場が静穏な時間における表層の無次元相対渦度(ζ/f; ζ: 表層における相対渦度の鉛直成分)の瞬間値を示す. 汀線近傍の砕波帯内では, 汀線から沖方向へ強く発達する離岸流と, それに伴う細かく強い渦が沖向きに噴出するように生じている(図-2). 比較の流れが静穏な状況にあってもrip cellが形成され, 汀線に貼り付くようにして弱い渦が恒常的に生じている(図-3).

SWANによる波浪場の推算結果から, 波浪の発達に伴い, 波浪場から流れ場への砕波エネルギー輸送 $\varepsilon_b$ が強化された結果(図-4), 離岸流の沖への発達が促進されることが分かる(図-2). このような砕波による海浜流による砕波帯内外の物質交換への寄与を定量化するため,  $\varepsilon_b$ をゼロとした感度実験を行う. すなわち, 波浪場から流れ場への保存的・非保存的運動量輸送を独立的に扱うことが可能なVF型モデルの長所を活かし, 式(2)の砕波項 $\mathbf{B}^b$ において $\varepsilon_b$ を考慮したcase A(海浜流あり)と,  $\varepsilon_b = 0$ としたcase B(海浜流なし)の2ケースを設定する. case Bでは, Stokes-Coriolis力, VF, Bernoulli head等の保存的な波の効果を保持しつつ, 砕波により生じる流れのみをカットすることが可能となる. 離岸流が最盛となる約4日前の2/25 15:00から $\varepsilon_b = 0$ としたcase Bでは(図-5), 海浜流を考慮したcase A(図-2右)と比較して海浜流はほぼ完全に除去されている. なお,  $\varepsilon_b = 0$ としてから約5時間で海浜流は概ね消滅すること, 沖合海域でのケース間の差異もほとんど認められないことも確認している. したがって, 本手法により, 大局的な流動構造を維持しながら汀線近傍における砕波の影響のみをカットすること

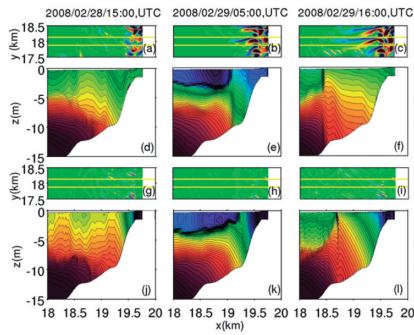


図-6 2/28 15:00, 2/29 5:00, 2/29 16:00における表層無次元相対渦度 $\zeta/f$ の水平分布 (各パネル上段 (a) ~ (c), (g) ~ (i). 黄色で囲まれた領域が検査区間 $L$ を示す)と沿岸方向平均密度 $\sigma_t$  [kg/m<sup>3</sup>]の鉛直断面内分布 (同下段 (d) ~ (f), (j) ~ (l). (a) ~ (f): case A [碎波あり], (g) ~ (l): case B [碎波なし:  $\varepsilon_b = 0$ ]).

表-1 Lagrange粒子追跡計算の計算条件.

Case番号	$\varepsilon_b$	粒子初期位置・散布個数	散布時期
A1	あり	碎波帯内側 ( $N = 600$ )	静穏時
A2	あり	碎波帯内側 ( $N = 600$ )	高波浪時
A3	あり	碎波帯外側 ( $N = 1660$ )	静穏時
A4	あり	碎波帯外側 ( $N = 1660$ )	高波浪時
B1	なし	碎波帯内側 ( $N = 600$ )	静穏時
B2	なし	碎波帯内側 ( $N = 600$ )	高波浪時
B3	なし	碎波帯外側 ( $N = 1660$ )	静穏時
B4	なし	碎波帯外側 ( $N = 1660$ )	高波浪時

に成功したと言える.

### (2) 鉛直密度構造

碎波帯内外の物質交換に及ぼす海浜流系の影響を検討するため, 2008年2月28日15:00~29日16:00にかけて発達する離岸流 (図-2) に着目し,  $y = 18.0$  kmを中心とした $17.875\text{km} \leq y \leq 18.125\text{km}$  (沿岸方向延長250 m) の区間 $L$ を検査領域として定義し, 領域内で沿岸方向に平均した鉛直断面内の密度構造を調べる (図-6). 離岸流発達前の比較的静穏な状況にある時間 (2/28 15:00) から離岸流の発達初期段階 (2/29 5:00) にかけて, 底層の高密度水が表層へと湧昇している. 離岸流最盛時 (2/29 16:00) では, case A (碎波あり) では汀線付近の低密度水塊が消滅しているのに対し, case B (碎波なし) ではその大部分が汀線近傍に残留している. これは, 碎波に伴う離岸流によって碎波帯内外の海水交換が助長され, 碎波帯のバリア構造が破壊されることを示している. すなわち, 波に駆動される岸沖方向の流れ (離岸流など) が碎波帯に形成される孤立水塊を解消する役割を持つことが具体的に示されている.

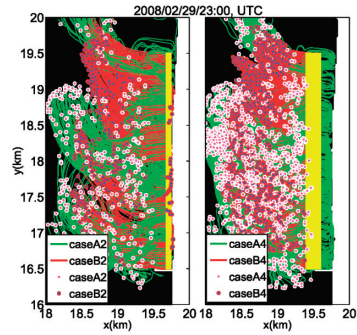


図-7 Lagrange的3次元粒子追跡の計算結果. 左: caseA2およびB2. 右: caseA4およびB4. 各線は粒子の10時間分の軌跡, 点は散布から10時間後の粒子の位置を示しており, 黄色の長方形は各ケースにおける粒子の初期位置である.

### 4. 3次元 Lagrange粒子追跡

密度分布を用いてEuler的な観点から確認された海浜流による碎波帯内外の混合効果を, Lagrange的視点から評価することを目的に, ROMS-L5領域の計算結果を用いた中立粒子の3次元追跡計算を行った. ここでは, バックグラウンドの流況として海浜流が強い時期 (高波浪時, 図-2, 2/29 13:00放流開始) と弱い時期 (静穏時, 図-3, 2/27 18:00放流開始) に対し, 碎波 ( $\varepsilon_b$ ) の有無を変更した4通りの流れ場を対象とし, 粒子の初期散布位置を碎波帯内外の2通りを考慮した計8ケースの追跡計算を行った (表-1). 各ケース $N$ 個の粒子を1度だけ散布し, その軌跡を追った.  $\varepsilon_b$ ピーク位置のやや岸側 (図-2) を碎波帯境界と定義し, 岸沖方向には碎波帯内 $x = 19,680\text{m} \sim 19,740\text{m}$ , 碎波帯外 $x = 19,400\text{m} \sim 19,600\text{m}$ の範囲, 沿岸方向には $y = 16,500\text{m} \sim 19,500\text{m}$ の延長3kmにわたって粒子を配置した (図-7, 黄枠の領域). 粒子の初期水平間隔は20m間隔であり, 水深 $z = -1\text{m}$ に等間隔に分布させ, 各ケースの放流開始時間から3/3 12:00まで粒子追跡を行った.

高波浪時を対象としたcase A2, A4 (碎波あり), B2, B4 (碎波なし) における粒子の軌跡および放流から10時間後の位置を図-7に示す. 碎波帯内側に粒子を初期配置した場合 (case A2, B2), case A2 (碎波あり) では3箇所から沖へ噴出する離岸流の影響を強く受け, 最終的に全ての粒子が碎波帯外へ輸送されている. また, 碎波帯外へ流出した後, 海浜流セルによって碎波帯内へ再侵入し, その後再び碎波帯外へ流出する粒子が存在しているが, 時間の経過とともに沖側海域に滞留するようになる. Case B2 (碎波なし) では, 碎波帯内に留まり続ける粒子と, 沖方向へ一様に輸送されるものに分かれている. 追



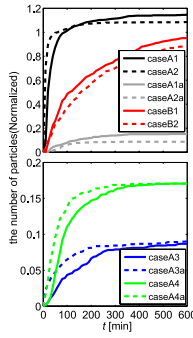


図-8 (a): 砕波帯内側, (b): 砕波帯外側から粒子を放流したとき, 検査断面を通過する粒子の累積個数を放流粒子総数  $N$  で正規化した累積通過率の時系列. 砕波帯外から内側へ侵入するものには case A1a のように  $a$  を付記している. それ以外は砕波帯内から外側への累積通過率.

跡 10 時間後での砕波帯内の残留率は case A2 で 0%, case B2 で 11% であり, 海浜流セルが粒子の岸沖分散に明確な差を与えることが分かる. これに対し, 砕波帯外に粒子を初期配置した場合 (case A4, B4) は, case A4 (砕波あり) では多くの粒子が海浜流によって砕波帯内外を行き来する一方で, case B4 (砕波なし) では岸方向に輸送されて砕波帯内へ侵入する粒子は存在しない. 以上のことから, 砕波に伴う海浜流は粒子の分散パターンや軌跡を大きく変化させることが定性的に示された.

このような粒子分散特性の差異を定量的に評価するべく, 砕波帯境界 ( $x = 19,660$  m に設定) を通過する粒子の累積個数を放流粒子数  $N$  で正規化した累積通過率の時間変化について, 砕波帯内→外および砕波帯外→内へ移動するものに分けて表示した (図-8). 砕波帯内から放流した場合 (図-8 (a)), case A (砕波あり) では case B (砕波なし) より速やかに, かつより多くの粒子が砕波帯外へ輸送されている. 放流直後は case A2 (高波浪時) における砕波帯外への流出数は case A1 (静穏時) を上回るが,  $t < 100$  min には逆転すること, 砕波帯を循環して岸側へ再侵入する粒子 (図-7) は case A1a (静穏時) の方が大きく, case B では再侵入が生じないことなどが分かる. case A1a が case A2a を上回る理由として, 発達した離岸流による強い移流効果により, 静穏時よりも多くの粒子が沖合へと速やかに輸送されるため, 砕波帯内への再侵入が起りにくくなることが考えられる. なお, case A1・case A2 において累積通過率が 1 を上回るのは, 砕波帯外から再侵入した粒子をカウントしているためである.

砕波帯外から放流した場合 (図-8 (b)), case B (砕波なし) では全てのケースで粒子が沖方向に輸送され, 砕波帯内への侵入は起きない. Case A では砕波帯外→内・内→外への通過量は拮抗しており, 砕波帯内に初期分布

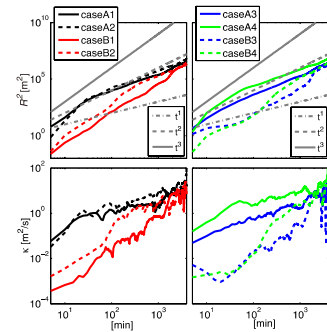


図-9 (左) 砕波帯内側および (右) 砕波帯外側から粒子を放流したケースにおける (上段) 相対分散  $R^2$  と (下段) Lagrange 相対拡散率  $\kappa$  の時間変化.

を与えた場合 (図-8 (a)) とは逆に, 高波浪時 (case A4) に静穏時 (case A3) の約 2 倍もの活発な粒子交換が生じる. これは, 粒子の初期位置が砕波帯外であるため, 高波浪時には, 発達する離岸流の影響のみならず海浜流セルによる岸向き流れの影響を同時に強く受けるからである.

以上のことから, 離岸流と海浜流セルによって砕波帯内外ともに初期分散が著しく増大し, 砕波なしの場合よりも速やかに沖への粒子輸送が行われること, 砕波によって砕波帯内外の交換や循環・滞留が生じ, その程度は粒子の初期配置場所によって異なり, それぞれ高波浪の影響を受けていることが明らかになった.

次に, Lagrange 粒子の水平方向分散について考察するために, 二粒子分散解析を行ない, 初期変位 20 m の全ての粒子ペアに対して相対分散  $R^2$  (Davis, 1985) および Lagrange 相対拡散率  $\kappa$  を求めた (図-9).  $R^2$  は粒子ペアの相対的な分散の程度を表し, ペア間距離の偏差の 2 乗をアンサンブル平均して求められる.  $\kappa$  は  $R^2$  の時間に関する一階微分値である.

$R^2$  の時系列 (図-9 上) から, 砕波・海浜流によって粒子の初期分散が促進されていること, 時間の経過とともにケース間の差が減少して  $R^2 \sim t^2$  に漸近することが示されている. 砕波帯内放流の場合は (図-9 左), case B では波浪条件によって  $R^2$  に差が見られるものの, case A ではほとんど認められないことから, 砕波の有無が相対分散に対して多大な影響を与えていることが分かる. 一方, 砕波帯外放流の場合 (図-9 右) もほぼ同様の傾向を示しており, 砕波の有無が  $R^2$  の差の主原因となっている. 砕波を考慮した場合, case A4 (高波浪時) における  $R^2$  が case A3 (静穏時) を常時上回っているが, これは図-8 (b) の傾向と合致し, 海浜流セルによる循環に伴う砕波帯内外の粒子交換に関連しているものと考えられる.  $\kappa$  の時系列 (図-9 下) も,  $R^2$  に見られる傾向を支持するものとなっている. こうした砕波の有無による初期分散の

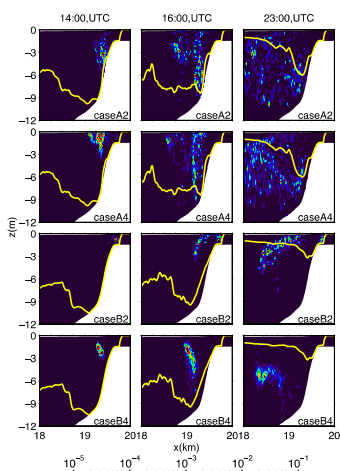


図-10 沿岸方向に積分した粒子分布を用いて計算された Lagrangian PDF 鉛直断面内分布 (カラー) および KPP モデルによる混合層深さ (黄線). 左: 放流1時間後, 中央: 3時間後, 右: 10時間後, 上段より, case A2, A4, B2, B4. (2008年2月29日)

性質の違いは, 期間の短い移流拡散現象に対して非常に大きな影響を与えるものと考えられる.

最後に, 砕波によって生じる流れが鉛直方向の粒子分散へ及ぼす影響について, 次式で表される Lagrangian PDF (例えば, Mitarai et al., 2009) により検討する.

$$f'_x(\xi; \tau, \mathbf{a}) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \delta(\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a}) - \xi) \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに,  $N$ : 粒子の総数,  $\delta$ : ディラックのデルタ関数,  $\tau$ : 移流時間,  $\mathbf{X}_n(\tau, \mathbf{a})$ : 時間  $\tau$  における流体粒子  $n$  の位置,  $\xi$ :  $\mathbf{X}_n$  に対する標本空間である. Lagrangian PDF は移流時間  $\tau$  に対して与えられる粒子の変位に関する確率密度関数である. 砕波あり/なし, 砕波帯内/外放流の計4ケースに対する鉛直断面内の Lagrangian PDF の時間発展 (図-10) を見ると, case A (砕波あり) では, 粒子の初期配置位置によらず分散初期から混合層内において鉛直方向に顕著な分散が生じている. 粒子分散の程度は時間経過とともに大きくなり, 10時間を経過すると底面から表層までの広い範囲に粒子が分布する. 分散初期段階に着目すると, case A2 (砕波帯内放流) では undertow による底層流, case A4 (砕波帯外放流) では表層・中層の離岸流の影響を強く受けている. Case B (砕波なし) では, 粒子の鉛直・岸沖方向の分散幅は case A よりもかなり小さく, 10時間経過後も粒子はパッチ状のままである. Case B2 (砕波帯内放流) では時間をかけて徐々に粒子が砕波帯外へ流出し, case B4 (砕波帯外放流) では砕波帯内へ流入することなく, 沈み込みながらパッチ形状を保ったまま沖方向へと輸送されている. つまり, 砕波に伴う3次元海浜流は, 鉛直方向の粒子分散に対しても多大な影響を与えており, 水深によって undertow や離

岸流など異なる性質の流れによって輸送されることが示された.

## 5. まとめ

ROMS-WEC, SWAN, WRFを用いた超高解像度ダウンスケール海洋モデルにより, 外洋影響を強く受ける陸棚循環流と, 砕波帯周辺で発達する海浜流の相互作用に関する3次元数値解析を実施した. 密度を用いた Euler 的視点, および中立粒子を用いた Lagrange 的視点から解析を行ない, 離岸流に代表される3次元海浜流系が砕波帯-陸棚間の混合を著しく促進し, 沿岸域の「stickiness」を解消させる役割を果たすことを具体的かつ定量的に示した. 水平分散に対する砕波の影響は, 初期分散過程において最も顕著に現れるという特徴を有していた. その傾向は陸棚域へ流出するまでの数時間にわたって継続するため, 引き続き生じる広域分散にも多大な影響を与える可能性が高い. 一方で, 海浜流セルによる水平循環によって物質が砕波帯周辺に滞留する状況も確認された. また, 3次元海浜流は, 表層・中層に形成される離岸流, 底層に形成される undertow などを通じて鉛直分散過程に対しても重要となることが示された.

謝辞: 本研究は科学研究費基盤研究C (24560622) の援助を受けた.

## 参 考 文 献

- 内山雄介・西井達也・J.C.McWilliams (2012): VF型位相平均 Primitive 方程式を用いた沿岸海洋影響に及ぼす波浪の影響に関する研究, 土木学会論文集B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, pp. I\_426-I\_430.
- Davis, R (1985): Drifter observations of coastal surface currents during CODE: The statistical and dynamical views, J. Geophys. Res., Vol.90, pp.4756-4772.
- Lentz, S. J., M. Fewings, P. Howd, J. Fredericks, and K. Hathaway (2008): Observations and a model of undertow over the inner continental shelf, J. Phys. Oceanogr. Vol.38, pp.2341-2357.
- Mitarai, S., D. A. Siegel, J. R. Watson, C. Dong and J. C. McWilliams (2009): Quantifying connectivity in the coastal ocean with application to the Southern California Bight, J. Geophys. Res., Vol.114, C10026, doi:10.1029/2008JC005166.
- Omand, M., J. Leichter, P. J. Franks, R. T. Guza, A. Lucas, and F. Feddersen (2011): Physical and biological processes underlying the sudden surface appearance of a red tide in the nearshore, Limnol. Oceanogr., Vol.56 (3), pp.787-801.
- Ohlmann, J. C., M. Fewings and C. Melton (2012): Lagrangian observations of inner-shelf motions in southern California: Can surface waves decelerate shoreward-moving drifters just outside the surf zone?, J. Phys. Oceanogr., Vol.42, pp.1313-1325.
- Wolanski, E. (1994): *Physical Oceanographic Processes of the Great Barrier Reef*, CRC Press, Boca Raton, Florida, 194pp.
- Uchiyama, Y., J. C. McWilliams and A.F. Shchepetkin (2010): Wave-current interaction in an oceanic circulation model with a vortex force formalism: Application to the surf zone, Ocean Modell., Vol. 34:1-2, pp. 16-35.