

Asociación Argentina  
de Mecánica Computacional



Mecánica Computacional Vol XXXI, págs. 333-344 (artículo completo)  
Alberto Cardona, Paul H. Kohan, Ricardo D. Quinteros, Mario A. Storti (Eds.)  
Salta, Argentina, 13-16 Noviembre 2012

## CARACTERISTICAS FISICAS DE PLUMAS ATRAPADAS POR EL FONDO

Lina Sitz<sup>a</sup>, Elbio D. Palma<sup>b</sup> y Ricardo P. Matano<sup>c</sup>

<sup>a</sup>*Departamento de Física, Universidad Nacional del Sur.  
(8000) Bahía Blanca, Argentina, [linasitz@gmail.edu.ar](mailto:linasitz@gmail.edu.ar), <http://www.uns.edu.ar>*

<sup>b</sup>*Departamento de Física, Universidad Nacional del Sur y CONICET, (8000) Bahía Blanca,  
Argentina, [uspalma@criba.edu.ar](mailto:uspalma@criba.edu.ar) <http://www.uns.edu.ar>*

<sup>c</sup>*College of Oceanic and Atmospheric Sciences, Oregon State University, USA Corvallis, Oregon,  
USA, [rmatano@coas.orst.edu](mailto:rmatano@coas.orst.edu) <http://www.coas.oregonstate.edu>*

**Palabras Clave:** Descargas de agua dulce, plumas atrapadas por el fondo, modelado numérico.

**Resumen:** La descarga de estuarios y ríos sobre la plataforma continental forma plumas que transportan aguas menos salinas conjuntamente con sedimentos, nutrientes y materiales antropogénicos. Aunque se ha avanzado considerablemente en el conocimiento de la dinámica de plumas superficiales (confinadas a las capas superiores del océano), aquellas atrapadas por el fondo (que ocupan toda la columna de agua) han recibido mucha menos atención. Debido a que estas últimas son generadas por grandes descargas, su impacto en el ecosistema oceánico es mayor. Este trabajo se propone como objetivo ampliar estudios previos analizando la naturaleza de los procesos físicos básicos asociados a la penetración longitudinal y transversal y al transporte de flotabilidad de plumas de gran escala mediante el empleo de modelos oceánicos implementados en un dominio simplificado. En el mismo se analiza la sensibilidad de esas características ante variaciones ambientales (pendiente de la plataforma, fricción de fondo, difusión lateral). Las características de la pluma difieren fundamentalmente aguas abajo (D) y aguas arriba (U) de la descarga. El transporte de flotabilidad en la región D disminuye considerablemente con el aumento de pendiente, siendo compensado por un incremento correspondiente en la región U. Un incremento de la pendiente retrae la pluma hacia la costa en la región D, mientras que expande la pluma transversalmente a la costa en la zona U. La expansión lateral de la pluma en la superficie se halla controlada mayormente por la fricción de fondo. Los resultados muestran además una marcada dependencia del transporte de flotabilidad con la mezcla lateral para todas las pendientes, siendo mayor el transporte en la región D a medida que disminuye la mezcla.

## 1 INTRODUCCIÓN

La descarga de estuarios y ríos sobre la plataforma continental forma plumas que transportan aguas menos salinas conjuntamente con sedimentos, nutrientes y materiales antropogénicos. El Río de la Plata, por ejemplo, inyecta anualmente aproximadamente 57.000.000 m<sup>3</sup> de sílice, nutrientes y micro-nutrientes (e.g. hierro) a la plataforma adyacente (Depetris y Pasquini, 2007). Observaciones y modelos numéricos muestran una significativa expulsión de aguas del Río de la Plata al océano adyacente en la región de la Confluencia Brasil-Malvinas con lo cual se constituiría en un importante factor de intercambio entre la plataforma y el océano profundo (Palma et al, 2008, su Figura 4). Al presente no se ha establecido si esta transferencia es debida a la dinámica interna de la pluma del río o a forzantes externos como el viento, la intensidad de las corrientes de borde (Brasil/Malvinas) y la posición de su Confluencia.

La pluma del Río de la Plata, que está formada por la descarga de 23.000 m<sup>3</sup>/s de agua dulce aproximadamente (Piola et al, 2008) es el prototipo de lo que se denomina pluma atrapada por el fondo (PAF), es decir aquellas que se extienden verticalmente ocupando toda la columna de agua (Yankovsky y Chapman, 1997). Las PAF han sido mucho menos estudiadas que las plumas superficiales (confinadas a las capas superiores del océano); sin embargo, debido a que son generadas por grandes descargas, tienen mucho mayor impacto sobre las distribuciones de flotabilidad, nutrientes y contaminantes en la plataforma continental. En trabajos recientes hemos analizado una de las más interesantes peculiaridades de las PAF, su expansión aguas arriba de la descarga, y hemos demostrado que ese comportamiento es un fenómeno no-lineal asociado con el ajuste geostrófico de la descarga (Matano y Palma, 2010a y 2010b). Estos trabajos han mostrado adicionalmente que los mecanismos dinámicos que llevan a la propagación aguas arriba podrían tener un profundo impacto sobre las características de la pluma en la región aguas abajo (por ejemplo en el transporte de agua dulce). Sin embargo, se desconoce la magnitud de este impacto y cómo se vería afectado por factores ambientales (e.g. pendiente topográfica) o por el forzante externo (e.g. vientos).

Este trabajo se propone como objetivo ampliar estudios previos analizando la naturaleza de los procesos físicos básicos asociados a la penetración longitudinal y transversal y al transporte de agua dulce (en adelante transporte de flotabilidad) de plumas de gran escala mediante el empleo de modelos oceánicos implementados en un dominio simplificado. Luego de esta Introducción, en la Sección 2 se describe el modelo numérico a emplear, el experimento base y los experimentos adicionales para analizar la sensibilidad de las PAF ante variaciones de parámetros ambientales (pendiente de la plataforma, fricción de fondo, difusión lateral). En la sección 3 se analizan los resultados mediante el empleo de parámetros físicos que caracterizan la pluma (expansión lateral y longitudinal, transporte de flotabilidad, etc.). Por último, en la sección 4 se presentan una discusión general de los resultados y las conclusiones.

## 2 METODOLOGIA

### 2.1 Descripción del modelo numérico

El modelo seleccionado para nuestro estudio es el Princeton Ocean Model (POM). Las ecuaciones del modelo y los algoritmos numéricos que utiliza para su resolución se hallan detallados en Blumberg and Mellor (1987) y por lo tanto solo se presenta aquí un resumen. El modelo es tridimensional dependiente del tiempo y resuelve las ecuaciones primitivas en

diferencias finitas sobre una grilla C de Arakawa (Durrán, 1999). El modelo utiliza coordenadas sigma en la vertical (que siguen la topografía de fondo) y coordenadas curvilíneas en la horizontal (que permiten un mejor ajuste en las regiones costeras) y emplea un submodelo de clausura turbulenta para resolver la mezcla vertical en las capas superficial y de fondo. La mezcla horizontal se resuelve con un operador laplaciano y un coeficiente de difusión lateral. Para lograr mayor eficiencia computacional en casos donde la propagación de ondas superficiales sea importante el modelo emplea una separación en dos modos, uno externo con paso de tiempo más pequeño y otro interno con paso de tiempo menos restrictivo. Para la resolución de la difusión vertical se emplea un esquema temporal implícito.

## 2.2 Configuración del modelo

El experimento base es similar al descrito por Matano y Palma (2010a). El dominio consiste en una plataforma continental con pendiente constante, un largo de  $\sim 400$  km y un ancho de  $\sim 100$  km (Figura 1a) centrada en una latitud aproximada a la desembocadura del Río de la Plata ( $36^\circ\text{S}$ ). El modelo tiene una resolución horizontal de 1 km y 40 niveles sigma en la vertical, con incremento de la resolución en la superficie y el fondo para resolver apropiadamente los procesos físicos en las capas límites. Los bordes sur, norte y este del dominio se mantienen abiertos, y allí se imponen las condiciones de borde recomendadas por Palma y Matano (2000) y empleadas satisfactoriamente en Matano y Palma (2010a y 2010b). Las mismas consisten en un esquema de radiación con velocidad de fase fija para las variables del modo barotrópico (velocidades medias y elevación de la superficie libre; Flather, 1976), un esquema de radiación con velocidad de fase variable para las velocidades del modo interno (Orlanski, 1976) y un esquema de advección para la salinidad (Stevens, 1990). El borde oeste es una pared impermeable con una entrada donde impondremos la descarga de agua dulce siguiendo el esquema de Kourafalou *et al.* (1996). En este experimento base la anomalía de la descarga será de  $-1 \text{ kg/m}^3$  y el caudal de  $Q = 24.000 \text{ m}^3/\text{s}$ . La mezcla horizontal de momento estará caracterizada por un operador laplaciano y un coeficiente de mezcla constante  $A_m$ . Para la difusividad lateral del campo de densidad emplearemos el esquema advectivo recursivo de Smolarkiewicz y Grabowski (1990). Los coeficientes de mezcla vertical serán parametrizados siguiendo el esquema de clausura turbulenta de Mellor y Yamada (1982).

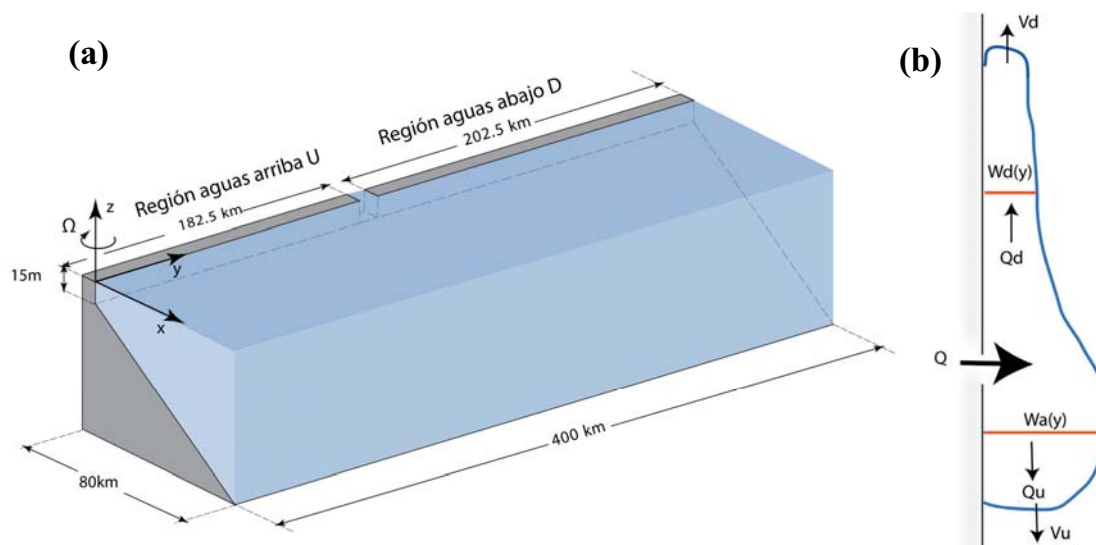


Figura 1. a) Dominio del modelo numérico. b) Parámetros que caracterizan la pluma.

Para una mayor comprensión de los fenómenos físicos analizados en este trabajo, definimos una serie de parámetros que caracterizan la pluma de agua dulce. Se define  $W_u$  y  $W_d$  como la expansión lateral (en la superficie) alcanzada por una isolínea seleccionada de anomalía de densidad en la sección U y D respectivamente (Figura 1b).  $V_u$  y  $V_d$  las velocidades de propagación longitudinal de la misma isolínea, en las direcciones de la región U y D respectivamente.  $Q_u$  y  $Q_d$ , el transporte de flotabilidad a través de las secciones mencionadas anteriormente definido como (Fong y Geyer 2002):

$$Q_{fw} = \int_{-h}^0 \int_0^{\infty} v \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho_0} dx dz \quad (1)$$

donde  $h$  es la profundidad de la columna de agua,  $x$  la variable que indica la distancia transversal a la costa,  $v$  la velocidad a lo largo de la costa,  $\rho_0$  la densidad del medio circundante y  $\rho$  la densidad de la pluma.

### 2.3 Descripción del experimento base

Utilizamos como experimento base el caso con pendiente de fondo  $\alpha = 2 \times 10^{-3}$  (caso C4, ver tabla 1), sin fricción de fondo y difusión lateral  $A_v = 20 \text{ m}^2/\text{s}$  (Matano y Palma, 2010). Estudios anteriores se concentraron en el proceso de establecimiento del flujo (los primeros 30 días), en este trabajo analizaremos la evolución temporal por un tiempo más prolongado. El diagrama Hovmöller de densidad mínima en cada sección transversal (Figura 2a) muestra que las características de la pluma difieren fundamentalmente aguas abajo (D) y aguas arriba (U) de la descarga. El agua poco densa se propaga a ambos lados de la descarga, pero la velocidad de propagación hacia el norte ( $V_d$ ) es 4 a 5 veces mayor que la propagación hacia el sur ( $V_u$ ) en los primeros 10 días de simulación. El rápido ajuste inicial en la región D es seguido de una estabilización (isolíneas horizontales en el diagrama) asociado a la mezcla horizontal generada por la circulación transversal. En la región U, sin embargo, la velocidad de propagación es prácticamente constante. Este proceso de ajuste se corresponde con un comportamiento similar en el transporte de flotabilidad (Figura 2b). A partir del día 40 el transporte de flotabilidad hacia el sur  $Q_u$  supera al transportado hacia el norte  $Q_d$ .

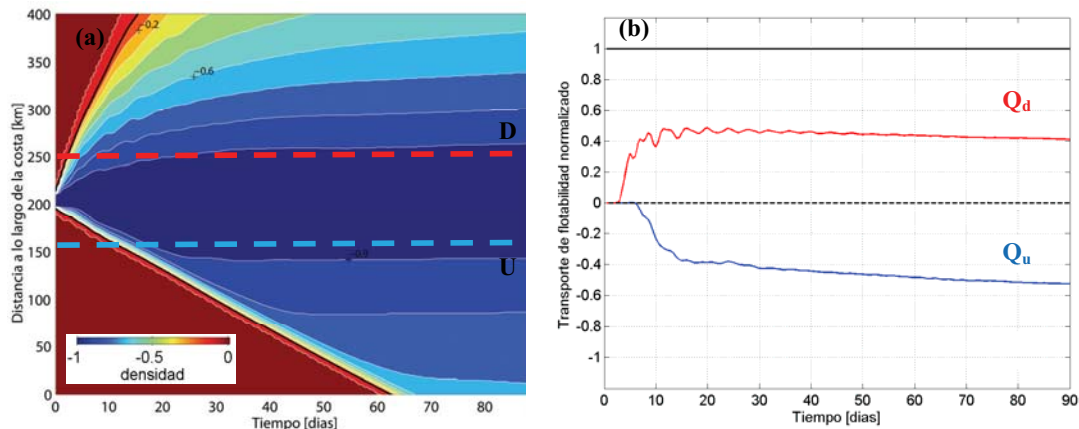


Figura 2: Caso base (AMCBC0-C4). a) Diagrama de Hovmoller de densidad. b) Transporte de flotabilidad (escalado con la descarga  $Q$ ) a través de las secciones D (rojo) y U (azul) indicadas en (a)

El movimiento de avance de la pluma en la dirección U se halla producido por la advección de aguas menos densas desde el punto de descarga. En la medida que esas aguas se desplazan

hacia el sur aumentan el gradiente baroclínico de presiones en esa zona, y consecuentemente las velocidades geostroficas asociadas con él ( $V \sim -\partial\rho/\partial x$ ,  $V$  la velocidad en dirección  $y$ ,  $\rho$  la densidad) (Figura 3e). Debe notarse que también existe una tendencia del flujo a moverse hacia el sur en la región D. Sin embargo, esta tendencia es contrarrestada por el gradiente barotrópico de presiones generado por la descarga a través de la propagación de ondas costeras (Figura 3d). En la región U la energía de estas ondas no puede penetrar (restringidas por la rotación terrestre a moverse hacia el norte) y el desbalance efectivamente fuerza el flujo aguas arriba. La expansión transversal a la costa de agua poco salina en las capas superficiales, es mayor en la región U ( $W_u$ ) que en la región D ( $W_d$ ) (Figura 3 a, b y c).

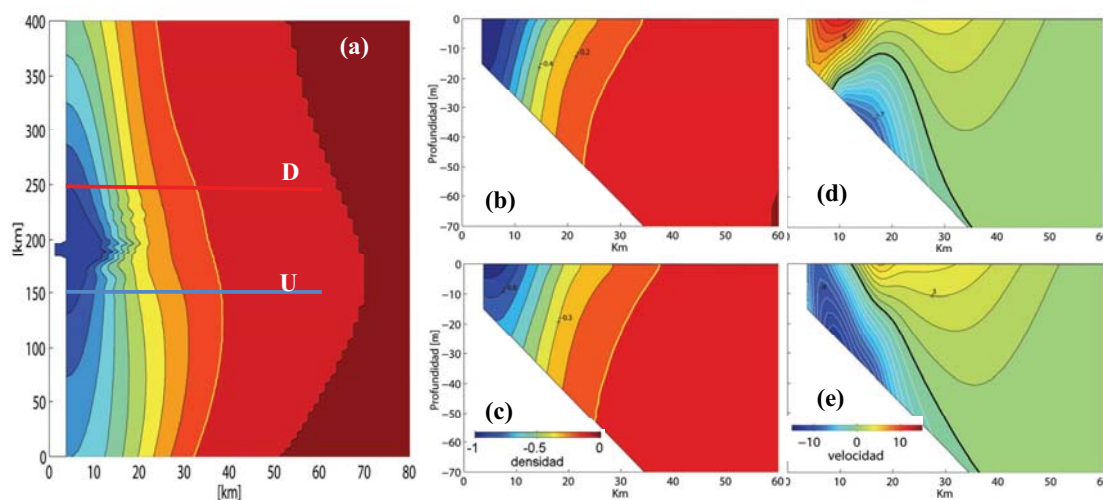


Figura 3: Caso base, AMCBC0-C4 (Día 90). (a) Densidad superficial. (La escala horizontal está aumentada para mejor visualización). La línea gruesa amarilla indica la isopícnica (línea de igual densidad) de 0.1. (b) y (c) Cortes de densidad en las regiones D y U respectivamente. (d) y (e) Cortes de velocidad a lo largo de la costa en las regiones D y U.

Al presente no existen estudios que analicen el impacto de la propagación aguas arriba sobre las características generales de las PAF (expansión longitudinal y lateral, velocidad de propagación, transporte de flotabilidad). Estudios previos asumen generalmente que todo el transporte de flotabilidad se canaliza hacia la región aguas abajo, y desprecian de esta forma el efecto mencionado (Yankovksy y Chapman, 1997; Lentz y Helfrich, 2002). Para analizar estos efectos frente a cambios en la pendiente batimétrica, la fricción en el fondo y la difusión lateral, se condujeron una serie de experimentos variando los parámetros correspondientes.

NOMBRE		C1	C2	C3	C4	C5	C6	C7	C8	C9	C10	C11	C12
	Pend $\times 10^{-3}$	0.5	0.9	1.4	1.8	2.2	2.7	3.1	3.5	4.0	4.4	7.5	10
AMCBC	Fr	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI
	Dif	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI
AMCBC0	Fr	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO
	Dif	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI	SI
AM0CBC	Fr	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO
	Dif	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO	NO

Tabla I: Características de los experimentos numéricos analizados en el texto. Referencias: Fr= Fricción de fondo. Dif=Difusión horizontal. Pend= pendiente de fondo.

Se estudiaron 12 escenarios con fricción y difusión lateral (AMCBC), con distinta

pendiente de fondo. Para los casos 1 a 10 se inició con una pendiente de  $5 \times 10^{-4}$  y se fue incrementando su valor en  $\sim 4 \times 10^{-4}$  para cada caso subsiguiente. Para el caso C11 se asignó una pendiente de valor  $7.5 \times 10^{-3}$  y para el caso C12 la pendiente se seleccionó de  $1 \times 10^{-2}$ . Luego se analizó la respuesta de la pluma sin fricción de fondo (AMCB0) y con fricción y sin difusión lateral (AM0CBC), para los 12 escenarios elegidos. La Tabla I resume los experimentos realizados.

### 3. RESULTADOS

#### 3.1. Efectos de la pendiente topográfica (AMCBC0)

En primer lugar analizaremos la velocidad de propagación de la pluma en las regiones aguas abajo ( $V_d$ ) y aguas arriba ( $V_u$ ) y el alcance a lo largo de la costa para distintas pendientes. Dado que el caso sin fricción de fondo presenta altas velocidades de propagación vamos a seleccionar a modo de comparación la isolínea de 0.5 ya que para este valor de anomalía de densidad se llega en algunos experimentos al estado estacionario dentro del período de la simulación. La Figura 4a muestra que la velocidad de propagación en la región U (medida por la pendiente de las curvas) es prácticamente constante para una pendiente dada, aumenta con el aumento de pendiente y es del orden de 3.25 km/d para el caso C10.

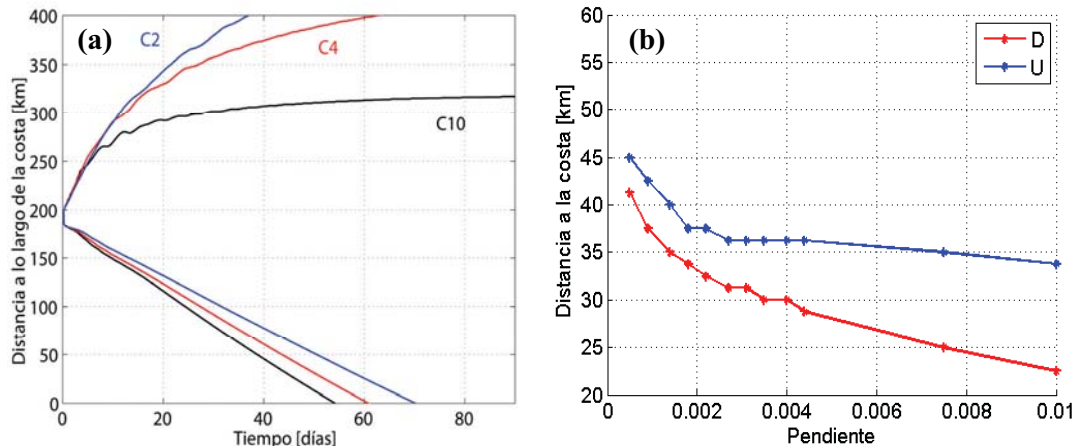


Figura 4: Comparación de los casos sin fricción de fondo (AMCBC0) para distintas pendientes. a) Diagramas de Hovmoller para la isolínea de 0.5 y para los casos C2, C4 y C10 b) Máxima expansión superficial transversal a la costa para todas las pendientes a través de las secciones D (rojo) y U (azul).

Inicialmente, la velocidad de propagación en la región D ( $V_d \sim 9.15$  km/día) es tres veces mayor que en la región U pero a partir del día 10 comienza a estabilizarse y para el caso C10 llega al estado estacionario cerca del día 90. Como resultado de este comportamiento, el alcance longitudinal es mucho mayor en la región U que en la región D para cada isolínea y aumenta con la pendiente. La velocidad de propagación teórica propuesta por Lenz y Helfrich (2002) para la región D puede calcularse en la forma:

$$V_d \approx V_w \left( 1 + V_w / V_\alpha \right)^{-1} \tag{2}$$

donde  $V_w = (2Qfg')^{1/4}$  y  $V_\alpha = \alpha g' / f$ , con  $f = 1 \times 10^{-4}$  el parámetro de Coriolis y  $g'$  la gravedad reducida:  $g' = \rho' / \rho_0$ . Para el caso base  $V_d \sim 11.9$  km/día, el cual es algo mayor que el calculado con el modelo numérico ( $\sim 9.15$  km/día). La diferencia puede atribuirse al hecho de

que Lenz y Helfrich (2002) usan para sus cálculos la magnitud total de la descarga  $Q$  en lugar del transporte de flotabilidad que efectivamente se deriva aguas abajo ( $Q_d$ ) el cual es mucho menor que  $Q$  (Figura 2b). Tanto los resultados experimentales de Lenz y Helfrich (2002) como los numéricos de Matano y Palma (2010a) muestran una tendencia al aumento de la velocidad de propagación en la región D con el aumento de pendiente durante el proceso de estabilización de la pluma. Aunque el análisis de nuestras simulaciones parecen confirmar esta tendencia, luego de unas semanas de evolución (dependiendo de la pendiente) la tendencia se revierte, siendo la velocidad menor a mayores pendientes (Figura 4a). Es interesante notar también que luego del período de ajuste, en la región U la velocidad de propagación aumenta con la pendiente (Figura 4a).

Cuanto mayor es la pendiente disminuye la expansión transversal a la costa en ambas regiones, siendo más marcada en la región D que en la región U (Figura 4b). Este último resultado es consistente con los experimentos de Yankovsky y Chapman, (1997) y Avícola y Huq (2002), quienes encuentran que la expansión de la pluma en la región D (para descarga y anomalía de densidad fija) debe ser inversamente proporcional a la pendiente.

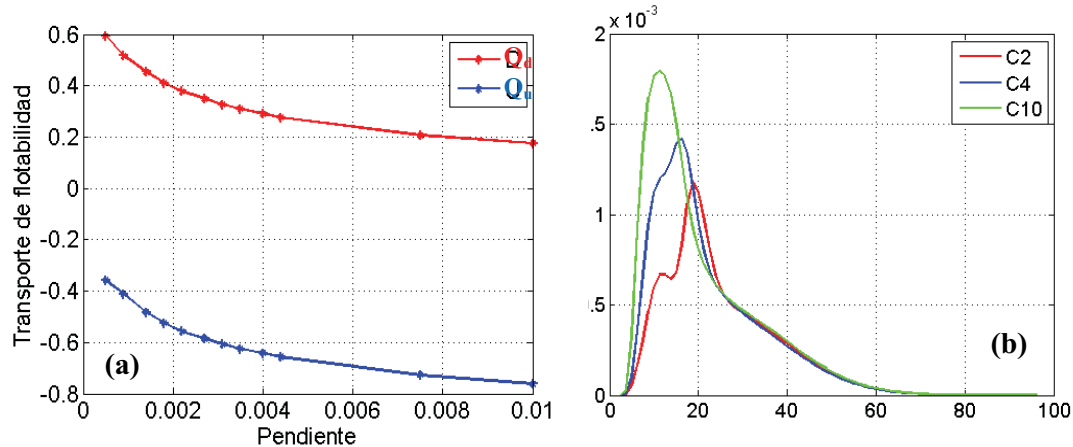


Figura 5: Comparación de los casos sin fricción (AMCBC0) para distintas pendientes. a) Transporte de flotabilidad para todas las pendientes a través de las secciones D (rojo) y U (azul) y b) Término baroclínico de presiones en la capa de fondo para C2 (verde), C4 (azul) y C10 (verde) en la sección U.

El transporte de flotabilidad en la región D disminuye con el aumento de pendiente, siendo compensado por un incremento correspondiente en la región U (Figura 5a). Si aceptamos que la generación de la contracorriente (hacia el sur, presente en ambas regiones) está condicionada a la magnitud del gradiente baroclínico de presiones  $\sim z \frac{\partial \rho}{\partial z}$ , el aumento de profundidad cerca de la costa (por aumento de la pendiente) aumentaría este efecto (Figura 5b). En cambio, la magnitud del transporte en la región D está controlada por la magnitud volumétrica de la descarga la cual se mantiene constante en todos los experimentos. El efecto combinado de ambos factores daría como resultado el incremento del transporte en la región U y la disminución en la región D, con el aumento de pendiente.

### 3.2 Efectos de la fricción de fondo (AMCBC).

La velocidad de propagación de la pluma en las regiones D y U y el alcance a lo largo de la costa para distintas pendientes disminuye con la incorporación de la fricción de fondo. El efecto es más marcado en la región U, donde la fricción mantiene prácticamente invariante la

velocidad de propagación para todas las pendientes (Figura 6a).

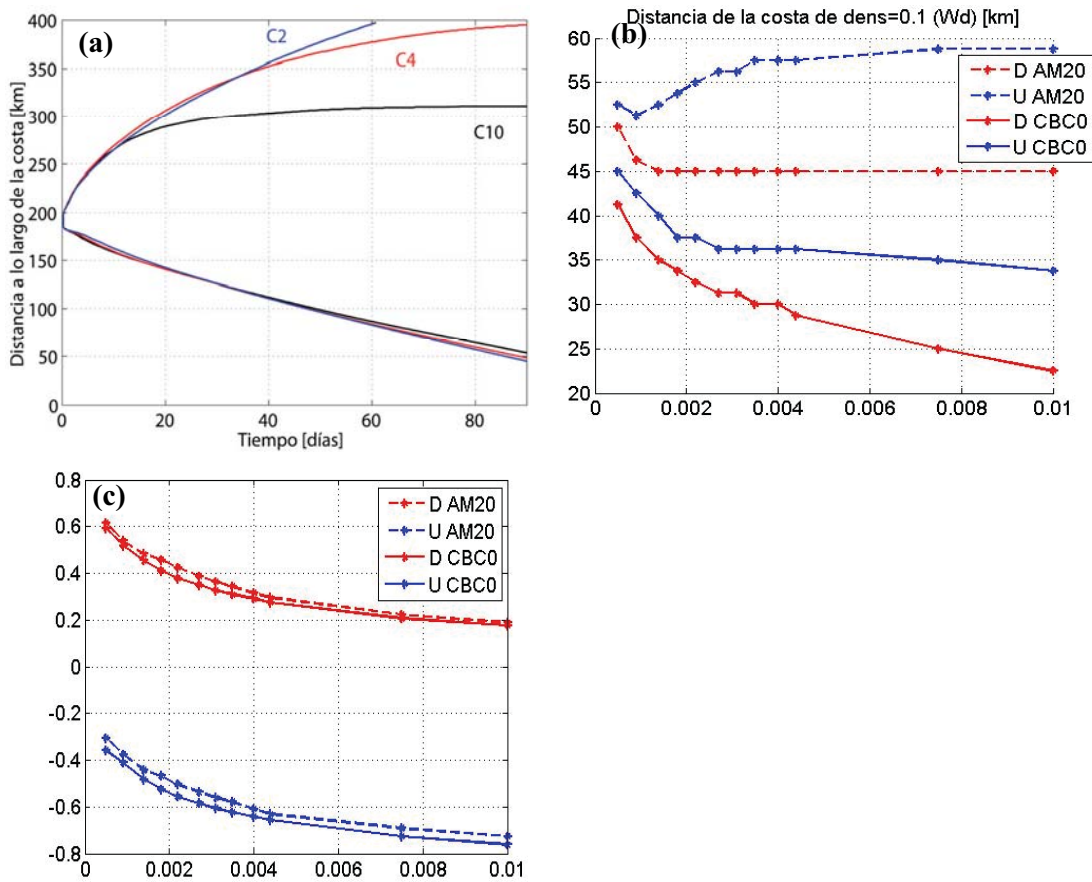


Figura 6: Comparación entre los casos con y sin fricción para distintas pendientes. a) Diagramas de Hovmoller para el caso con fricción de fondo (AMCBC), b) Distancia a la costa y c) Transporte de flotabilidad.

El efecto más marcado de la fricción de fondo se aprecia en la expansión transversal a la costa, la cual aumenta en ambas regiones y se estabiliza rápidamente en la medida que la pendiente crece (Figura 6b). La magnitud y tendencia del transporte de flotabilidad con la pendiente es similar a los calculados en el experimento base (sin fricción de fondo) (Figura 6c).

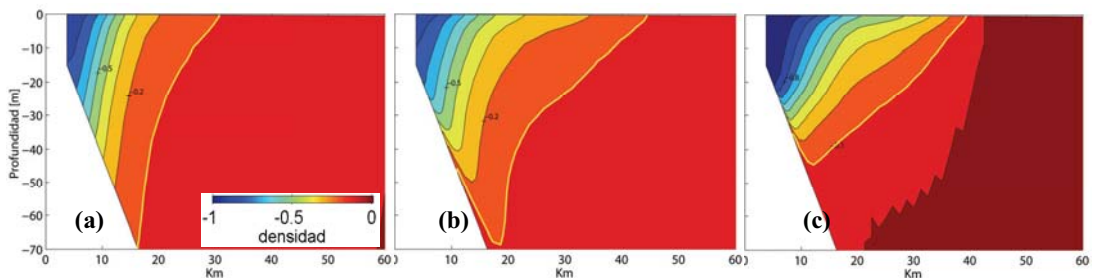


Figura 7: Comparación de la estructura de densidad en la sección D para el caso C10 y para los tres grupos de experimentos: AMCBC0 (a), AMCBC (b) y AM0CBC (c). La línea gruesa amarilla indica la isolínea de 0.1.

El incremento en la expansión superficial de la pluma para estos experimentos está



acompañado por una contracción en el fondo de la columna de agua, evidente en los cortes de densidad en la región D (Figura 7b). Este mecanismo está relacionado por una modificación de la circulación transversal a la costa asociado a la presencia de la capa límite y que aumenta la estratificación de toda la columna.

### 3.3. Efectos de la mezcla lateral (AM0CBC)

Con la eliminación de la mezcla lateral, la estructura transversal del campo de densidades y en particular la expansión superficial de la pluma se modifican sustancialmente comparado con el caso base (Figura 7a y 7b). Sin embargo, una comparación con el resultado de los experimentos AMCBC muestra que en este caso la expansión lateral en la superficie permanece casi invariante (Figuras 7b y 7c), por lo que podemos concluir que este efecto es básicamente producto de la existencia de una capa límite.

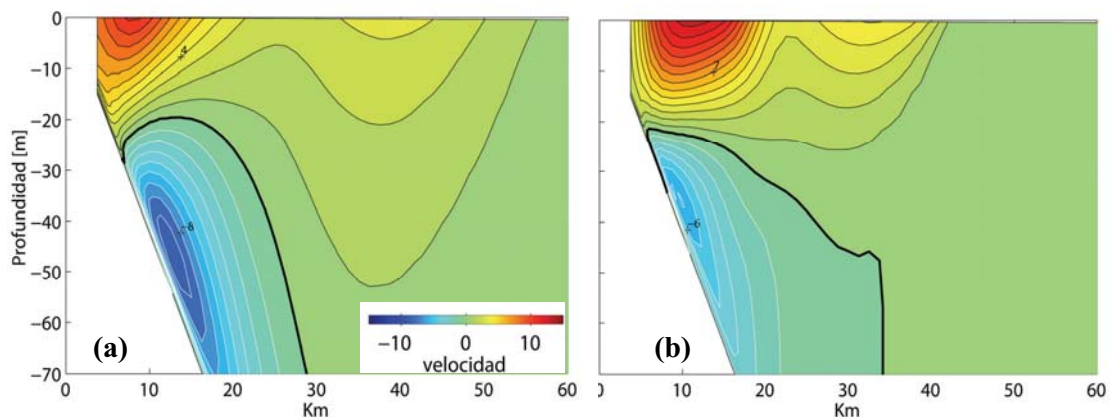


Figura 8. Comparación de la estructura de velocidad a lo largo de la costa en la sección D para el caso C10 y para los grupos de experimentos AMCBC (a) y AM0CBC (b).

La modificación de la estructura vertical del campo de densidades por ausencia de mezcla lateral altera geostroficamente la estructura del campo de velocidades a lo largo de la costa (Figura 8). La corriente cercana al fondo (hacia el sur) disminuye y la corriente hacia el norte se incrementa tanto en extensión lateral como en profundidad (Figuras 8a y b).

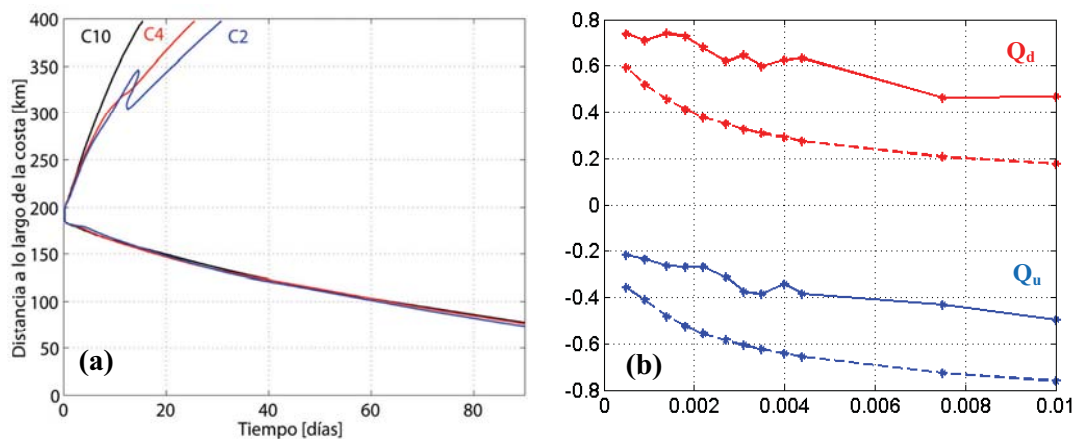


Figura 9: Resultados del experimento sin difusión lateral (AM0CBC) para distintas pendientes. a) Diagramas de Hovmoller para tres casos seleccionados, (b) Transporte de flotabilidad. La curva punteada indica el resultado del experimento base (AMCBC0).

Como resultado, tanto la velocidad de propagación  $V_d$  como el transporte de flotabilidad  $Q_d$  en la región D aumentan considerablemente (Figuras 9a y b). Este último resultado indicaría que la mezcla lateral es uno de los factores más importantes en el proceso de estabilización de la pluma en la región D y por lo tanto en la regulación del transporte de flotabilidad hacia esa región.

#### 4. RESUMEN Y CONCLUSIONES

En este trabajo se estudia la naturaleza de los procesos físicos básicos asociados a la propagación de plumas atrapadas por el fondo mediante el empleo de un modelo oceánico implementado en un dominio simplificado. Particularmente se analiza la sensibilidad de la velocidad de propagación de la pluma y de su estructura horizontal tanto aguas arriba como aguas debajo de la descarga ante variaciones ambientales (pendiente de la plataforma, fricción de fondo, difusión lateral). Los principales resultados del modelado pueden resumirse como sigue:

Para el caso base, la velocidad de propagación longitudinal de la pluma en la región D es mayor que en la región U y crece con la pendiente en los primeros 10 días de simulación. Luego de ese período la velocidad en la región D se estabiliza más rápidamente a mayor pendiente, reduciendo de esta forma el alcance aguas abajo. La velocidad de propagación en la región U permanece prácticamente constante para una pendiente dada y aumenta levemente con el aumento de la pendiente. Los valores de velocidad en la región D son algo menores a los propuestos por Lentz y Helfrich (2002); la diferencia podría atribuirse a la falta de propagación aguas arriba de la pluma en su diseño experimental. El transporte de flotabilidad en la región D disminuye con el aumento de pendiente, siendo compensado por un incremento correspondiente en la región U. La magnitud del transporte está relacionado con el balance entre el gradiente barotrópico de presiones (generado por la propagación de ondas costeras a través de la magnitud de la descarga,  $Q$ ) y el gradiente baroclínico de presiones (producto de la anomalía de densidad inyectada junto con la descarga) (Matano y Palma, 2010a). Para una descarga de magnitud fija, el aumento de pendiente incrementaría el gradiente baroclínico de presiones y por lo tanto la tendencia del transporte de flotabilidad a moverse hacia el sur. Cuanto mayor es la pendiente disminuye la expansión transversal a la costa en ambas regiones, siendo más marcada en la región D que en la región U. Este último resultado es consistente con los experimentos de Yankovsky y Chapman, (1997) y Avícola y Huq (2002).

El efecto más marcado de la incorporación de fricción en el fondo es un aumento significativo de la expansión lateral de la pluma en la superficie en ambas regiones (D y U). Esta expansión superficial está relacionada con una modificación en la circulación transversal que induce un flujo hacia la costa en la capa límite de fondo y un aumento de la estratificación de la columna de agua. La velocidad de propagación de la pluma en las regiones D y U y el alcance a lo largo de la costa para distintas pendientes disminuye con la incorporación de la fricción de fondo. El efecto es más marcado en la región U, donde la fricción mantiene prácticamente invariante la velocidad de propagación para todas las pendientes. La magnitud y tendencia del transporte de flotabilidad con la pendiente es similar a los calculados en el experimento base (sin fricción de fondo).

La ausencia de difusión lateral produce un profundo impacto en la distribución del transporte de flotabilidad. En la región D el transporte aumenta aproximadamente al doble de los valores obtenidos para el caso base. Esta tendencia aumenta levemente con la pendiente. Este último resultado indicaría que la mezcla lateral es uno de los factores más importantes en el proceso de estabilización de la pluma en la región D y por lo tanto en la regulación del transporte de flotabilidad hacia esa región. Por otro lado, la ausencia de mezcla lateral reduce

la expansión lateral de la pluma si se lo compara con el caso en el cual se incluyen ambos efectos (mezcla lateral y fricción de fondo) por lo que se concluye que la inclusión de fricción de fondo es el factor determinante en la expansión lateral. Aunque los resultados fueron obtenidos con un dominio centrado en una latitud predeterminada ( $36^{\circ}\text{S}$ ) los mismos pueden extrapolarse a otras latitudes siempre y cuando los efectos de rotación terrestre sean importantes.

## REFERENCIAS

- Avícola, G. y Huq, P. (2002). Scaling Analysis for the Interaction between a Buoyant Coastal Current and the Continental Shelf: Experiments and Observations, *J. of Phys. Oceanogr.* 32, 3233-3248.
- Blumberg, A. F., y G. L. Mellor, (1987), A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In Three Dimensional Coastal Ocean Models. *Coastal Estuarine Sci.*, vol 4, edited by N. Heaps, 1-16, AGU Washington, D. C.
- Depetris, P. y A.E. Pasquini (2007). The Geochemistry of the Paraná River: An Overview in: *M.H. Iriondo, J.C. Paggi, and M.J. Parma (Eds.) The Middle Paraná River: Limnology of a Subtropical Wetland*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Durrán, D. (1999). Numerical Methods for Wave Equations in Geophysical Fluid Dynamics, Springer, 465 pp.
- Flather R.A. (1976), A Tidal model of the north-west European Continental Shelf, *Memories de la Societe Royale des Sciences de Liege*, 6 serie, 10, 141-164.
- Fong, D. A. y R. W. Geyer (2002). The alongshore transport of freshwater in a surface-trapped river plume, *J. of Phys. Oceanogr.*, 32, 957-972.
- Kourafalou, V. H. , L. -Y. Oey, J. D. Wang and T. N. Lee, 1996: The fate of river discharge on the continental shelf 1. Modeling the river plume and inner shelf coastal current. *J. Geophys. Res.*, 101, 3415–3434.
- Lentz, S. J. y K. R. Helfrich, 2002: Buoyant gravity currents along a sloping bottom in a rotating fluid. *J. Fluid Mech.* 464, 251—278.
- Matano R. P., y E. D. Palma, (2010a). The Upstream Spreading of Bottom-Trapped Plumes, *J. of Phys. Oceanogr.* 40, 1631-1649.
- Matano R. P., y E. D. Palma, (2010b). The Spin-Down of Bottom-Trapped Plumes, *J. of Phys. Oceanogr.*, 40, 1651-1658.
- Mellor, G. L., y T. Yamada, (1982): Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 20, 851-875.
- Orlanski I. (1976), A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows, *J. Comput. Phys.*, 21, 251-269.
- Palma, E. D., y R. P. Matano, (2000), On the implementation of open boundary conditions to a general circulation model: The 3-D case. *J. Geophys. Res.* 105, 8605-8627.
- Palma, E. D., R. P. Matano, y A. R. Piola (2008), A numerical study of the Southwestern Atlantic Shelf circulation: stratified ocean response to local and offshore forcing, *J. Geophys. Res.*, 113, C11010, doi:10.1029/2007JC004720.
- Piola, A.R., Romero, S.I., y U. Zajaczkovski (2008b). Space-Time variability of the Plata plume inferred from ocean color. *Cont. Shelf Res.*, 28, 1556-1567.
- Smolarkiewicz, P. K., y W. W. Grabowski, (1990). The multidimensional positive definite advection transport algorithm: Nonoscillatory option. *J. Comput. Phys.*, 86, 355–375.
- Stevens, D. P. (1990), On open boundary conditions for three dimensional primitive equation ocean circulation models, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 51, 103-133.
- Yankovsky A.E. y D. C. Chapman, (1997): A Simple Theory for the Fate of Coastal

Discharges, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1386-1401.