

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**IMPORTANCIA RELATIVA DEL FORZAMIENTO ATMOSFÉRICO Y
TOPOGRÁFICO DE REMOLINOS OCEÁNICOS POR LAS ISLAS**

BÁRBARA JIMÉNEZ DOUGLAS

Las Palmas de Gran Canaria, 2003

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA



TESIS DOCTORAL

**IMPORTANCIA RELATIVA DEL FORZAMIENTO ATMOSFÉRICO Y
TOPOGRÁFICO EN LA GENERACIÓN DE REMOLINOS OCEÁNICOS
POR ISLAS**

BÁRBARA JIMÉNEZ DOUGLAS

LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

2003

UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS DE GRAN CANARIA

DOCTORADO EN FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE OCEANOGRAFÍA FÍSICA Y FÍSICA APLICADA

**IMPORTANCIA RELATIVA DEL FORZAMIENTO
ATMOSFÉRICO Y TOPOGRÁFICO EN LA GENERACIÓN DE
REMOLINOS OCEÁNICOS POR ISLAS**

*Tesis doctoral presentada por Bárbara Jiménez Douglas, dirigida por Pablo Sangrà
Inciarte*

El Director

La Doctoranda

Fdo.: Pablo Sangrà Inciarte

Fdo.: Bárbara Jiménez Douglas

Las Palmas de Gran Canaria, diciembre de 2003

*A Vicente,
a Pina
y a mi gran familia*

*Mar, ¿qué lengua es la tuya?
La lengua de las preguntas eternas.
¿Y cuál es tu lengua, firmamento?
La lengua del silencio eterno.*

Tagore

AGRADECIMIENTOS

La amistad es semejante a la música: dos cuerdas entonadas al unísono vibran a la vez aunque no se pulse más que una sola.

Quarles

Han sido muchas las personas que me han transmitido el amor, el coraje y la fuerza suficiente para seguir adelante, para levantarme después de la caída y caminar con más fuerza. Esta tesis, como otra etapa más en la vida, ha representado para mí un camino a lo largo del cual numerosas personas han andado a mi lado, ofreciéndome palabras de aliento y su apoyo moral y espiritual. A todas esas personas gracias de todo corazón por el tiempo que me han dedicado, su amabilidad y todo el amor que han puesto en sus acciones.

En primer lugar, expresar mi gratitud al doctor Pablo Sangrà Inciarte, bajo cuya dirección se ha desarrollado este trabajo, por su apoyo científico, los medios puestos a mi alcance y su dedicación.

Deseo dar las gracias a las personas que con su amabilidad, destreza y ayuda resolvieron los problemas surgidos en la elaboración y desarrollo de este trabajo. Gracias a José Ángel, Adolfo y Alberto del Campo por vuestro apoyo informático. Mi más profundo agradecimiento a Luis, Diana, y Jesús por mostrarme con cariño el camino a seguir.

Mi agradecimiento a mis compañeros/as de la residencia y de piso que tanto han escuchado sobre esta tesis, especialmente a Marta y Dania que con su cariño me alegraban los días más grises. Y en esta última etapa a Rosi, Irene, Lidia, Víctor y Marta, por adoptarme como una más en su familia, su cariño y esas agradables veladas.

A nivel moral y emocional tengo mucho que agradecer a un ser excepcional, Pina, gracias por tu amor, tu apoyo, tus comentarios, tu ánimo y tu aliento para que dejara atrás viejas maletas.

A Sigrid por sus enseñanzas, su enorme corazón y todo el amor que me ha aportado, como ella suele decir “gracias de todo corazón”.

A Marisol, gracias por tu apoyo profesional y tu amistad, por todo el amor que pones en tu trabajo y tu saber hacer.

A mi hermano Daniel, con tu partida me mostraste lo importante que es vivir el día a día sin mirar al pasado y avanzando con la certeza de que todo tiene solución. Al resto de mis hermanos y mis padres, gracias por estar allí, por vuestro amor, por enseñarme tanto y reír juntos hasta en los peores momentos.

Mi agradecimiento a mis estupendos amigos Nacho, Alicia, Nieves, Loli y Jesús, gracias por las numerosas veladas pasadas en vuestra compañía, vuestro cariño, apoyo y por poder disfrutar con vuestras enriquecedoras conversaciones.

A Rose Mary, Octavio, Ivan y Ariadne por mostrarme otro punto de vista de las cosas, el arte en la vida. Gracias por vuestra alegría, apoyo y cariño.

A mis amigos de la infancia María, Maribel, Lucia y José Antonio por compartir durante todos estos años sueños, ilusiones, cariño y por su apoyo incondicional.

A Paco, por tus comentarios, tu cariño y compartir este camino que espero que pronto termines.

A Alicia por sus sabios comentarios y su apoyo en los momentos más difíciles tanto profesional como personalmente. Gracias por ser una luz en mi vida.

Gracias a todas las personas que han llenado las otras facetas de mi vida. Gracias a todos los amigos que han compartido conmigo reuniones llenando con su cariño mi corazón.

Gracias a Vicente, mi querido compañero y amigo del alma, por el constante estímulo, comprensión, amor y apoyo que me ha aportado en todo momento, sobre todo en los más difíciles. Gracias por tu paciencia y perseverancia.

Gracias a Nines y a Vicente, por acogerme como a una hija. A Marian, Miguel, Carmen, David y Darinka que en todo momento me han tratado como a una más de la familia.

Dar las gracias a los miembros del CICESE, especialmente a Edgar Pavia y Francisco Ocampo, por el trato recibido y las facilidades que tuve durante mi estancia en México.

Mi agradecimiento a todos los compañeros del Departamento de Física, la Facultad de Ciencias del Mar, Fundación Canaria Universitaria de Las Palmas, OTRI de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria y OTRI del Instituto Canario de Ciencias Marinas, que, de una forma u otra, han colaborado en la realización de este trabajo. Especialmente quiero dar las gracias a José Angel, Flor, Elizabeth, Julieta, Sandra, Yvon, Cristina, Noemí, Patricia y Alicia.

Por último, he de agradecer a la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria la beca de Formación de Personal Investigador concedida para la realización de este trabajo.



ÍNDICE

1.- Introducción

<i>1.1. Introducción</i>	1
--------------------------	---

2.- Oceanografía física de la Cuenca Canaria

<i>2.1. Introducción</i>	7
<i>2.2. Oceanografía de la Cuenca Canaria</i>	12
<i>2.2.1. Transporte geostrófico a escala de cuenca</i>	13
<i>2.2.1.2. Recirculación del Giro Subtropical</i>	13
<i>2.2.2. Acoplamiento Corriente de Canarias y el Afloramiento Canario-Sahariano</i>	25
<i>2.2.3. Actividad a mesoescala</i>	32
<i>2.2.4. Variabilidad estacional en el borde oriental del giro subtropical</i>	35
<i>2.2.4.1. Variación estacional de la capa de mezcla</i>	40
<i>2.3. Régimen de alisios</i>	43

3.- Estructuras mesoescalares en el Archipiélago Canario

<i>3.1. Introducción</i>	49
<i>3.2. Estructuras mesoescalares oceánicas: Remolinos, estelas de aguas cálidas y filamentos de afloramiento</i>	54
<i>3.2.1. Remolinos oceánicos</i>	54
<i>3.2.1.1. Mecanismos de generación de los remolinos</i>	65
<i>3.2.1.2. Efectos biológicos de los remolinos</i>	78
<i>3.2.2. Estelas de aguas cálidas</i>	90
<i>3.2.3. Filamentos</i>	95
<i>3.3. Estructuras mesoescalares atmosféricas</i>	101
<i>3.3.1. Perturbación de los Vientos Alisios por la orografía insular</i>	101
<i>3.3.2. Remolinos</i>	104

4. Modelo numérico

<i>4.1. Introducción</i>	111
<i>4.2. Modelo conceptual</i>	122
<i>4.3. Modelo oceánico: balance de verticidad relativa geostrófica</i>	124
<i>4.3.1. Ecuaciones de aguas someras</i>	127
<i>4.3.2. Expansión asintótica en números de Rossby</i>	129
<i>4.3.3. Aproximación geostrófica</i>	132
<i>4.3.4. Aproximación cuasigeostrófica</i>	134
<i>4.3.5. Capas horizontales de Ekman</i>	137

4.3.6. Ecuación de balance de vorticidad relativa geostrófica	139
4.3.7. Condiciones de contorno	143
4.4. Modelo atmosférico: balance de vorticidad relativa	145
4.4.1. Función de corriente	147
4.4.2. Balance de vorticidad relativa	149
4.4.3. Condiciones de contorno	154
4.5. Modelo acoplado océano-atmósfera	155
4.6. Descriptores de la evolución del flujo	160

5. Experimentos numéricos: mecanismos de generación de remolinos por la isla de Gran Canaria

5.1. Introducción	167
5.2. Descripción y visualización del proceso de generación de remolinos	170
5.2.1. Líneas de corriente	171
5.2.2. Líneas de trazador	172
5.3. Obtención del forzamiento atmosférico	178
5.3.1. Introducción	178
5.3.2. Proceso de simulación	180
5.3.3. Resultados	184
5.4. Modelo oceánico	197
5.4.1. Caso 0: Modelo oceánico base	202
5.4.2. Forzamiento atmosférico	208
5.4.2.1. Caso 1: Sólo viento sin advección	211

5.4.2.2. Caso 2: Viento más advección sin efecto topográfico	214
5.4.2.3. Caso 3: Efecto del viento más topográfico	224
5.4.2.3.1. Cuantificación	240
5.5. Sumario	247

6. Conclusiones

6.1. Conclusiones y antecedentes	251
6.2. Futuras líneas de trabajo	257

Apéndice: Esquema numérico

A.1. Introducción	259
A.2. Esquema numérico en el modelo atmosférico	261
A.2.1. Algoritmo de resolución	266
A.3. Esquema numérico en el modelo oceánico	269
A.3.1. Algoritmo de resolución	273

Referencias	277
--------------------	------------

Capítulo 1

Introducción

La ciencia no tiene ningún valor sino cuando se ha convertido en conciencia

C.Dossi

1.1. Introducción

El Archipiélago Canario consta de siete islas principales distribuidas zonalmente en el lado Este del Giro Subtropical del Atlántico Norte a una latitud cercana a 28°N. La altura de estas islas volcánicas sobre el nivel del mar excede los 2.000 metros con profundos canales que las separan.

Por su situación geográfica y su proximidad al Sahara se podría esperar que las islas fueran desérticas. Sin embargo, la influencia de los Vientos Alisios y el agua fría de la Corriente de Canarias moderan el clima. Además, la batimetría de las islas es típicamente abrupta, con solo una estrecha plataforma, produciéndose condiciones en la costa similares al océano abierto.

Así, el Archipiélago Canario se encuadra en la zona de unión entre el afloramiento de la plataforma continental de la región Noroeste de Africa y las aguas de océano abierto del Giro Subtropical, por lo que, representan un obstáculo importante al flujo de la Corriente de Canarias. Asimismo, y debido a su altitud, constituyen una barrera a los Vientos Alisios. Como resultado, el flujo oceánico se ve perturbado, tanto por el efecto de las islas sobre la propia corriente como por el efecto indirecto del viento sobre la superficie del mar, produciéndose remolinos y estelas de agua cálida a sotavento de las islas. Por otro lado, las islas más orientales se ven afectadas por las aguas del afloramiento africano que extienden su influencia, hacia el archipiélago, en forma de filamentos de agua fría con gran contenido en clorofila de varios cientos de kms. de longitud.

Los primeros estudios describían la región canaria como oligotrófica, comparable a los Giros Subtropicales de océano abierto (De León y Braun, 1973; Braun, 1980; Arístegui *et al.*, 1989). Sin embargo, el análisis en estudios recientes de imágenes de satélite de temperatura superficial del mar y clorofila, y el estudio de datos biológicos y físicos obtenidos en diversas campañas, que muestran la variabilidad mesoescalar de la región, han cambiado esta visión general. Se han llevado a cabo varias campañas observacionales al Sur de la isla de Gran Canaria y

los resultados de algunas de estas muestran la existencia en los campos de temperatura y densidad de una intensa actividad a mesoescala al Sur de Gran Canaria y de otras islas del archipiélago. En concreto, destacan la presencia de un sistema de remolinos (ciclónico-anticiclónico), y las estelas de agua cálida que se desarrollan a sotavento de las islas más elevadas (Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Barton, 1994; Barton *et al.*, 1998; Hernández-Guerra, 1990; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Van Camp *et al.*, 1991).

Este trabajo trata de modelizar, por un lado, la influencia del forzamiento atmosférico en el desprendimiento y generación de remolinos oceánicos al Sur de la isla de Gran Canaria, y por otro, ponderar la importancia que tiene el efecto del viento respecto a la perturbación producida en el flujo oceánico por la presencia de la isla, que se denominará efecto topográfico. Para dicho estudio, por lo tanto, se considerarán dos posibles fuentes de vorticidad. Una, debida a la generación de una capa límite a ambos lados del obstáculo, como consecuencia de la perturbación del flujo oceánico al atravesar la isla, en la que se producirá un gradiente de velocidad que originará el desprendimiento de vórtices. Y otra, relacionada con el flujo atmosférico que generará a sotavento de la isla, a través del bombeo de Ekman, en el límite entre la zona protegida y expuesta al viento de la estela, la contracción y dilatación de los tubos de vorticidad planetaria a cada lado de la isla (zonas de convergencia/divergencia) que desembocará en la generación de vórtices.

Dicho estudio se ha realizado, desarrollando un modelo cuasi-geostrófico que aborda el problema de la perturbación de un flujo geofísico (Corriente de Canarias) por un obstáculo (isla de Gran Canaria) donde se incluye el forzamiento atmosférico

(Vientos Alisios). Los valores del campo de viento incidente son similares a los observados en la zona, de 2, 4, y 10 m/s. Como punto de partida para el desarrollo del modelo cuasigeostrófico se ha tomado el ya desarrollado por Sangrà (1995).

La presentación del estudio realizado a lo largo de este trabajo se distribuirá en los diversos capítulos de la siguiente manera.

En el capítulo II se hará una revisión de la circulación oceánica y atmosférica del Atlántico Norte centrándonos en la Cuenca Canaria. Se tratará la circulación del Giro Subtropical, el Afloramiento Canario-Sahariano, y los fenómenos a mesoescala tanto oceánicos como atmosféricos.

En el capítulo III se revisará los procesos mesoescalares observados en el Archipiélago Canario (remolinos oceánicos y atmosféricos, estelas y filamentos) con especial énfasis en los remolinos oceánicos asociados a la isla de Gran Canaria.

Esta revisión de trabajos previos realizados en la Cuenca Canaria, en ambos capítulos, permitirá analizar y comparar los resultados obtenidos en nuestro trabajo.

En el capítulo IV se desarrollará el modelo conceptual y formularán las ecuaciones asociadas al problema de la generación de remolinos oceánicos asociados a la isla de Gran Canaria. El problema se abordará asimilándolo al problema más general de la perturbación de un fluido geofísico (Corriente de Canarias y Vientos Alisios) por un obstáculo (isla de Gran Canaria). En el caso de la perturbación del flujo oceánico se recurrirá a la dinámica cuasigeostrófica, donde se contemplará

tanto el desarrollo de una capa friccional alrededor del obstáculo como la cizalla (rotacional) del campo de vientos como posibles fuentes de vorticidad capaces de originar el desprendimiento de remolinos. La cizalla del campo de vientos, y por lo tanto el forzamiento del viento por la orografía de la isla, se obtendrá modelizando a su vez la perturbación del flujo atmosférico a través de la ecuación de balance de vorticidad, introduciendo como única fuente de vorticidad el desarrollo de una capa friccional alrededor del obstáculo.

En primer lugar se establecerán las ecuaciones del modelo oceánico y atmosférico formulando el balance de vorticidad para ambos casos. Acto seguido se recapitularán las ecuaciones del modelo acoplado océano-atmósfera y se establecerá el algoritmo básico de la integración numérica de estas. Finalmente se definirán una serie de descriptores de flujo con el fin de caracterizar el proceso de generación de remolinos.

En el capítulo V se mostrarán los resultados de distintas simulaciones con el fin de analizar la influencia del forzamiento atmosférico en la formación de remolinos oceánicos, así como la importancia relativa del efecto topográfico y del forzamiento atmosférico en la generación de remolinos a sotavento de la isla de Gran Canaria. Su estudio se realizará tanto analizando la variación de parámetros característicos, coeficientes de arrastre y de sustentación, que ayudarán a caracterizar la evolución temporal del proceso de desprendimiento de remolinos, como estudiando la modificación de la estructura de la calle de remolinos al variar la velocidad del flujo atmosférico y oceánico incidente.

Finalmente, en el capítulo VI se exponen las principales conclusiones y antecedentes de este trabajo y se enumeran las líneas abiertas para futuros estudios.

Capítulo 2

Oceanografía física de la Cuenca Canaria

No es preciso atar el saber al espíritu; es preciso incorporarlo a éste último
Montaigne

2.1. Introducción

En las cuencas oceánicas del Atlántico Norte y Sur (10°N-40°N) se genera un sistema de corriente superficiales, estrechamente relacionadas con el campo de vientos, que circulan en sentido horario generando los denominados giros oceánicos subtropicales. Los centros de los giros oceánicos y atmosféricos no son coincidentes: los centros de los giros atmosféricos tienden a desplazarse hacia el borde oriental de los océanos, mientras que los giros oceánicos son desplazados hacia el borde

occidental, sobre todo en el Atlántico Norte. El resultado de este desplazamiento oceánico es un sistema de corrientes no simétrico, de forma que los giros se comprimen contra el borde occidental de las cuencas. En los márgenes occidentales tiene lugar un transporte de agua hacia el Norte a través de intensas corrientes – corrientes de borde occidental- mientras que la recirculación hacia el Ecuador ocurre a lo largo de una amplia extensión hacia el Este del giro, donde las corrientes son lentas y poco definidas (figura 2.1). La razón de dicha asimetría puede encontrarse en las restricciones impuestas por el necesario balance de vorticidad a escala de giro (Pedlosky, 1987).

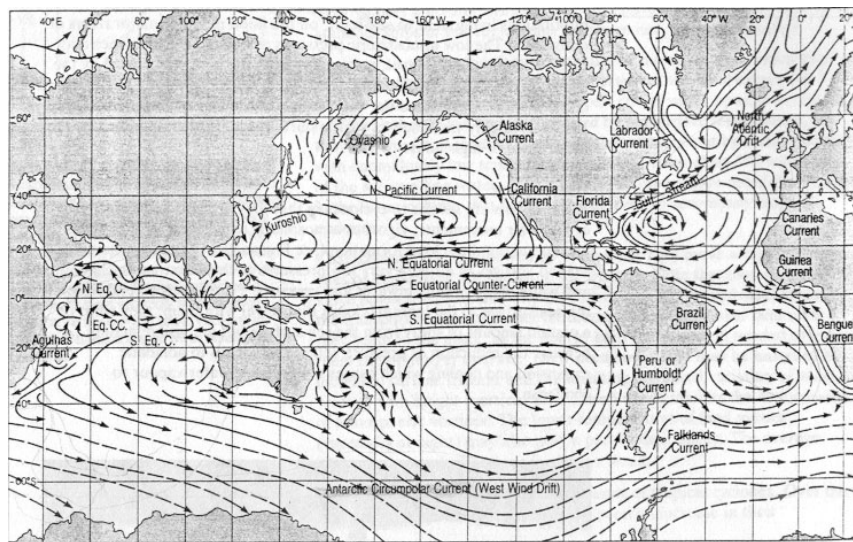


Figura 2.1: Sistema global de corrientes superficial (Oceanography course team, 1995). Las líneas discontinuas muestran las corrientes de agua fría, mientras que las continuas las cálidas.

La estructura de la circulación en la termoclina permanente del Atlántico Norte Subtropical, localizada aproximadamente en los 800 primeros metros, sigue este patrón básico de comportamiento (figura 2.2) en su borde occidental se observa un flujo intenso, que discurre hacia el Noreste a través de una banda estrecha de no más de 100 km, y , en contraste, en el margen oriental la recirculación hacia el Ecuador, que define la mayor parte del giro, es tan lenta y difusa que se hace muy difícil distinguir corrientes específicas. La corriente de borde occidental recibe el nombre de Corriente del Golfo en el Atlántico Norte y Corriente de Kuroshio en el Pacífico Norte. Ambas corrientes tienen una anchura de unos 100 km, y en algunas zonas alcanzan velocidades superficiales superiores a 2 m/s. Por el contrario, la anchura de la Corriente de Canarias y la Corriente de California –borde oriental- es de unos 1000 km y sus velocidades superficiales son menores a 0.25 m/s (Oceanography course team, 1995).

Aunque el estudio de la corriente del borde occidental ha despertado mayor interés en los investigadores, debido a su intensidad, algunos oceanógrafos físicos como Luyten *et al.* (1983), Pedlosky (1983) y Huang (1989) han estudiado la dinámica de la región del borde oriental introduciendo conceptos como *zona de sombra* y *ventilación del borde Este*.

El recorrido del sistema de corrientes que configuran el giro subtropical del Atlántico Norte (figura 2.3) puede iniciarse en el Estrecho de Florida con la denominada Corriente de Florida que fluye hacia el Norte a lo largo de la costa Este de los Estados Unidos, zona en la que se estrecha e intensifica dando lugar a la Corriente del Golfo. Esta corriente se separa de la costa cerca de cabo Hatteras y

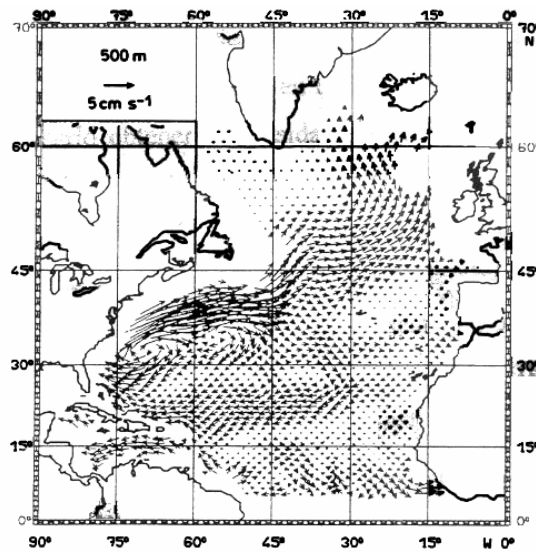


Figura 2.2: Intensificación hacia el Oeste del giro subtropical del Atlántico Norte (Olbert *et al.*, 1985).

fluye hacia el Este en dos brazos principales: uno gira hacia el Norte y alimenta la corriente Noratlántica y otra avanza hacia el Este. Esta última vuelve a bifurcarse, con una rama que recircula en dirección Sur, hacia el mar de los Sargazos, y otra que continúa hacia el Este alimentando la Corriente de Azores. Esta corriente, al Norte del margen oriental, llega al continente africano alimentando a la Corriente de Canarias que fluye hacia el Ecuador paralela a la costa africana (Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988). La Corriente de Canarias, al llegar a los 20°N de latitud, se aleja de la costa y alimenta a la Corriente Norecuatorial (Hernández-Guerra *et al.*, 2001) que circula zonalmente en el Sur de la región. Por tanto, la circulación general

en la Cuenca Canaria esta formada por un sistema de corrientes que forman un bucle anticiclónico (Stramma, 1984; Olbers *et al.* 1985; Maillard, 1986; Siedler y Onken, 1996) que se conecta a la Corriente del Golfo a través de la Corriente de Azores (Klein y Siedler, 1989).

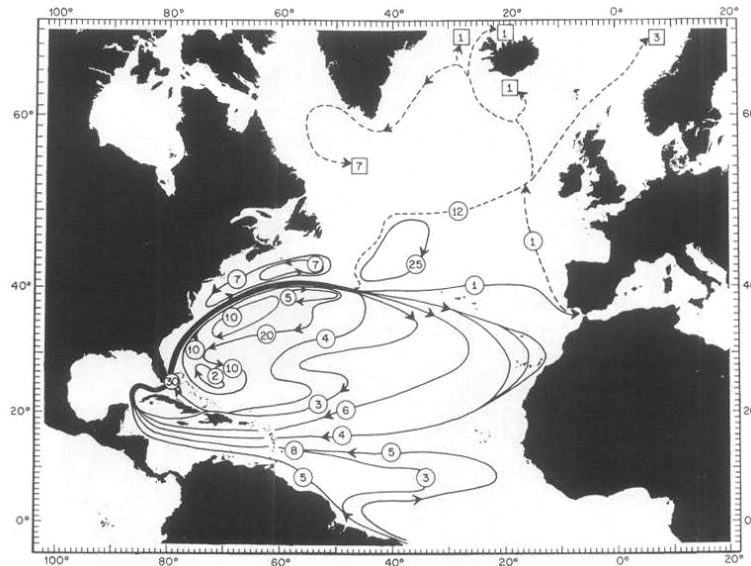


Figura 2.3: Esquema del transporte en el Atlántico Norte para temperaturas superiores a 7°C. Con línea discontinua se señalan aquellas aguas que, en su deriva, pueden cambiar sus propiedades. Los números indican el transporte en Sv (Schmitz y McCartney, 1993).

En la zona subtropical oriental del Atlántico Norte se han llevado a cabo medidas directas de corrientes (Schmitz *et al.*, 1988; VanGriesheim, 1988; Müller y

Siedler, 1992), campañas hidrográficas cuasi-sinópticas (Käse y Siedler, 1982; Käse *et al.*, 1985, 1986; Zenk *et al.*, 1991; Fiekas *et al.*, 1992; Barton *et al.*, 1998; Hernández-Guerra *et al.*, 2001), así como modelos numéricos (Spall 1990, 1992; Onken y Klein, 1991; Laíz *et al.* 2001) que señalan una fuerte variabilidad espacial y temporal de las corrientes, así como su asociación a estructuras frontales. De este modo, aunque la circulación media viene representada por la recirculación del giro subtropical, esta última no tiene lugar a través de un flujo lento y difuso hacia el Ecuador forzado principalmente por el campo de vientos (dinámica de Svedrup), sino que se genera a través de un sistema de corrientes claramente definidas que pueden ser bastante energéticas, fuertemente variables y cuyos mecanismos de forzamiento no son todavía bien conocidos.

2.2. Oceanografía de la Cuenca Canaria

A continuación, se describirá con más detalle la circulación termoclina y la circulación atmosférica en la Cuenca Canaria. En primer lugar, se analizará el transporte geostrófico medio a escala de cuenca y su variabilidad estacional, así como la variabilidad y la actividad a mesoescala de la circulación termoclina. Después se analizará la circulación atmosférica a escala de cuenca, se revisará la variabilidad estacional, tanto de la Corriente de Canarias, como de los Vientos Alisios, con el objeto de establecer la componente a gran escala del flujo incidente sobre el Archipiélago Canario.

2.2.1. Transporte geostrófico a escala de cuenca

La imposibilidad de obtener campos sinópticos (instantáneos) en grandes áreas del océano obliga a revisar las bases históricas de datos hidrográficos para obtener la estructura de la circulación a gran escala (0-1000 km). Ello implica el filtraje temporal y espacial de los datos, obteniéndose, por lo tanto, campos medios. Por otro lado, la ausencia de medidas directas del campo de corrientes hace necesario recurrir al ajuste geostrófico para, a partir de los perfiles verticales medios de densidad, obtener el campo de velocidades. Por ello, para establecer la dinámica a gran escala se estudia la distribución del transporte geostrófico medio. De este modo se realiza, asimismo, un filtraje de la posible dinámica que gobierna el área bajo estudio, no contemplándose posibles procesos ageostróficos.

2.2.1.2. Recirculación del giro subtropical

La distribución del transporte geostrófico en la Cuenca Canaria obtenida por Stramma (1984) (figura 2.4) muestra que éste se estructura formando un bucle anticiclónico que se extiende entre los paralelos 40°N y 15°N, aproximadamente. Este bucle forma parte de la circulación del giro subtropical y se conecta con él a través de la Corriente de Azores y la Corriente Norecuatorial, como se indicó más arriba.

La señal de la Corriente de Azores se reconoce en la figura 2.4 a través de la banda, orientada zonalmente, que forma el límite septentrional del bucle,

localizándose al Sur de las Islas Azores y extendiéndose entre los paralelos 32°N y 37°N. Diferentes estudios cuasi-sinópticos realizados en el área han determinado que, en realidad, la Corriente de Azores, serpentea a través de una estrecha banda de 60 km, asociada a un frente termohalino, el Frente de Azores (Käse y Siedler, 1982; Gould, 1985; Käse *et al.*, 1986; Stramma y Müller, 1989; Fiekas *et al.*, 1992). El serpenteo del frente da lugar a que en el campo medio esta corriente aparezca mucho más ancha de lo que en realidad es.

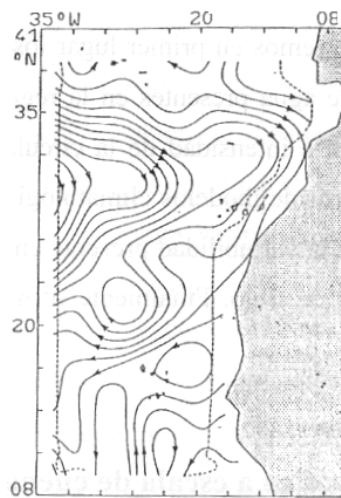


Figura 2.4: Transporte geostrofico de volumen integrado (0-800 m) obtenido a partir de perfiles medios de densidad (Stramma, 1984a). Cada línea de flujo representa 1 Sv ($10^6 \text{ m}^3/\text{s}$).

El origen de la banda que define la Corriente de Azores se localiza en la región de transición entre la Corriente del Golfo y la Corriente Noratlántica alrededor de 40°N-50°W (figura 2.3, figura 2.5). Como se ha comentado, en esta región la Corriente del Golfo se bifurca en dos ramas principales. Una fluye hacia el Norte cruzando la Dorsal Central Atlántica, y otra, hacia el Este subdividiéndose a su vez en una rama septentrional y una meridional. La rama meridional recircula hacia el Mar de los Sargazos y la septentrional fluye hacia el Este cruzando la dorsal y conectando la Corriente de Azores y la Corriente del Golfo. La mayor parte de este transporte gira hacia el Ecuador en el centro de la cuenca alimentando a la Corriente Norecuatorial.

En el campo medio, la Corriente de Canarias aparece como una extensión de la Corriente de Azores que gira hacia el Sur, al Este de la Isla de Madeira, transportando agua hacia el Ecuador a lo largo de la costa africana (figura 2.6), doblando hacia el Suroeste alrededor de 20°N, y separándose de la costa y alimentando la Corriente Norecuatorial (Hernández-Guerra *et al.*, 2001). Algunos autores (Käse *et al.*, 1986; Fiekas *et al.*, 1992) sugieren que esta extensión de la Corriente de Azores, se desdobla a su vez en un ramal que se dirige hacia el Noreste para converger posteriormente con la Corriente de Portugal, que fluye hacia el Sur a lo largo de la costa portuguesa.

Este ramal hacia el Este de la Corriente de Azores es estrecho y no aparece en las observaciones con baja resolución espacial de Stramma (1984) y Stramma y Siedler (1988).

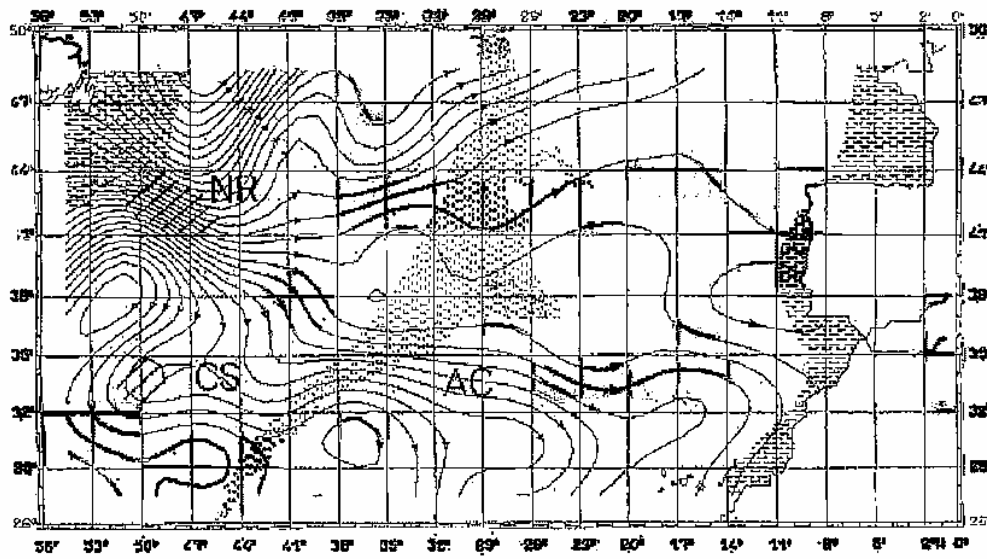


Figura 2.5: Transporte medio anual en la capa de 0-800 m (Klein y Siedler, 1989). El incremento es de $1.5 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$.

Han habido algunas controversias sobre la forma en que la Corriente de Canarias es alimentada. Algunos estudios (Krauss y Wübbler, 1982; Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Fiekas *et al.*, 1992; Navarro-Pérez y Barton, 2001) sugieren que la Corriente de Canarias es alimentada por el brazo más al Este de la Corriente de Azores, y no recibe contribución de la Corriente de Portugal, el brazo hacia el Sur de la Corriente Noratlántica. Mientras que otros estudios (Dietrich *et al.*,

1980; Wunsch y Grant, 1982; Paillet y Mercier, 1997) han sugerido que la Corriente de Portugal alimenta la Corriente de Canarias.

De lo anterior se deduce que, pese a existir un claro acuerdo, en el hecho de que sobre las Islas Canarias incide un flujo que proviene del Norte, existen discrepancias a la hora de definir el origen, la intensidad y la estructura de la Corriente de Canarias, principalmente por la fuerte variabilidad detectada, de forma especial en la zona del archipiélago.

En cuanto a la velocidad geostrofica de la Corriente de Canarias en la bibliografía aparecen las siguientes diferencias en su valor: 0.7 m/s para Fedosev (1970); 0.01 m/s para Stramma (1984); 0.15 m/s para Molina (1976); o inferiores a 0.35 m/s para Molina y Laatzén (1986). Las diferencias entre estos resultados pueden deberse a las diferentes resoluciones y suavizado espacial y a la fuerte variabilidad en la Corriente de Canarias. Este hecho se constata con las medidas directas realizadas con correntímetros por Müller *et al.* (1990) que muestran que la corriente es fuertemente fluctuante en magnitud y dirección en períodos de uno a tres meses, alcanzando velocidades en torno a 0.20 m/s.

Por lo tanto, las diferentes medidas directas realizadas en los últimos años en distintas zonas de la región Canaria indican que las velocidades medias del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el Archipiélago no son lo suficientemente intensas, 0.05 m/s (Navarro-Pérez y Barton, 2001), como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas. Sin embargo, en determinados periodos pueden llegar a serlo, alcanzando en algunas ocasiones

velocidades de 0.20 m/s y, puntualmente, valores máximo de 0.7 m/s. Estudios de laboratorio y numéricos indican que la generación y desprendimiento de remolinos a sotacorriente de un obstáculo se produce a partir de un valor de Re mayor a 60 (Boyer, 1970; Boyer y Davies, 1982; Sangrà, 1995). El número de Reynolds se define como:

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H}$$

Donde U es la velocidad del fluido, L es la dimensión horizontal del obstáculo y A_H es el coeficiente de viscosidad horizontal del fluido. Tomando $L=50$ km, diámetro medio de casi todas las Islas Canarias, $A_H= 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, (Aristegui *et al.*, 1994; Tomczak, 1998) y, teniendo en cuenta que en determinados periodos la Corriente de Canarias puede alcanzar valores puntuales de velocidad de 0.20 m s^{-1} , obtenemos un valor de Reynolds:

$$\text{Re} = \frac{0.20 \text{ ms}^{-1} * 50000 \text{ m}}{10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}} = 100$$

Valor este superior al número de Reynolds crítico necesario para la generación y desprendimiento de remolinos ($\text{Re}>60$) en la zona.

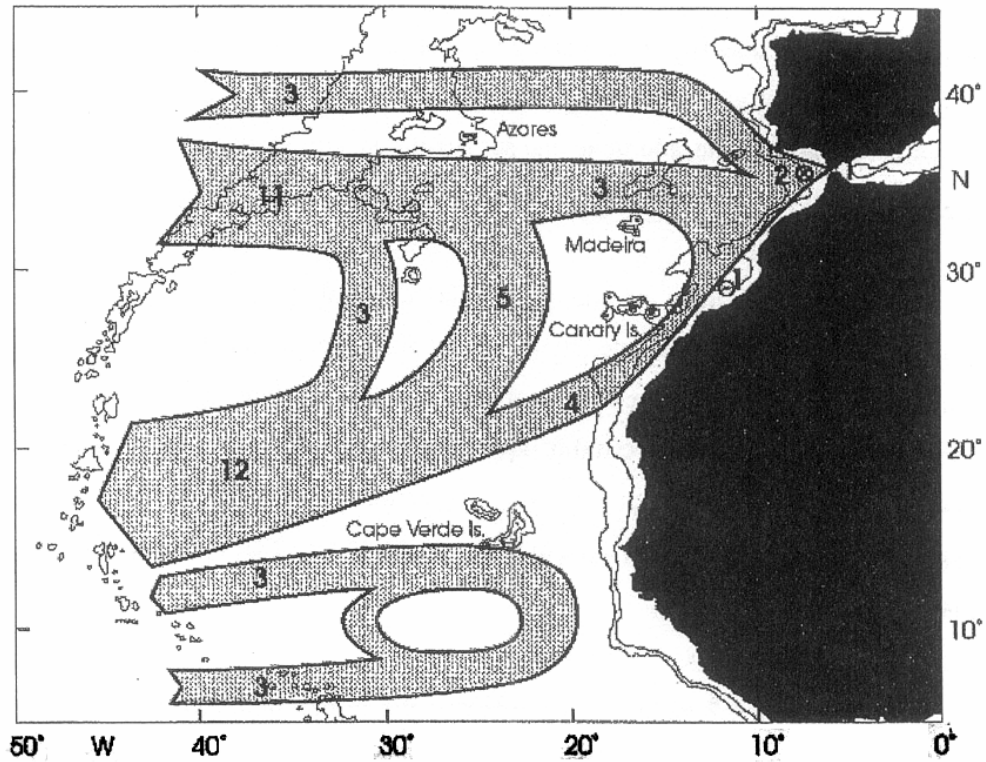


Figura 2.6: Presentación esquemática del transporte geostrofico en el Sureste del Atlántico Norte (Siedler y Onken, 1996).

Con respecto al flujo de la Corriente de Canarias que transita entre las Islas Canarias y la costa africana se ha estimado a través de datos de correntímetros y XBT (eXpendable Bathy Thermographs) (Pelegrí *et al.*, resultados no publicados ver Laíz *et al.*, 2001; Hernández-Guerra *et al.*, 2002; Knoll *et al.*, 2002) así como, a

partir de datos hidrográficos históricos (Navarro-Pérez y Barton, 2001). El transporte de agua entre la isla de Gran Canaria y la costa africana se ha estimado en 1.8 ± 1.4 Sv, del cual aproximadamente la mitad fluye a través del canal entre las islas de Gran Canaria y Fuerteventura y la otra mitad entre Fuerteventura y la costa africana. Este transporte presenta una variabilidad estacional significativa entre 1.2 ± 0.3 Sv en Mayo y 2.6 ± 0.1 Sv en Enero.

Uno de los escasos estudios que se han ocupado de la descripción de las masas de agua, la circulación geostrofica y el transporte de masa de la Corriente de Canarias en el Archipiélago Canario ha sido el de Hernández-Guerra *et al.* (2001). Sus resultados fueron obtenidos a partir de dos secciones de CTD (Conductivity Temperature Depth), perpendiculares al flujo incidente en el Archipiélago Canario, donde fueron tomadas medidas periódicas de XBT como parte del proyecto CANIGO. Estas secciones se realizaron dentro del proyecto BIOCAN'98, cuya finalidad era el estudio de la circulación mesoescalar en la región de las Islas Canarias.

En relación a las masas de agua, Hernández *et al.* (2001) observaron que la Corriente de Canarias estaba constituida principalmente:

- ◆ En la capa superficial (0-700 m) por Agua Central del Atlántico Norte (NACW) (anomalía de densidad de 27.3 kg/m^3).
- ◆ A profundidades intermedias (600-1500 m) por Agua Mediterránea (MW) y Agua Intermedia Atlántica (AAIW). Esta última forma una lengua de unos

500 m de grosor y 200 km de ancho de la costa africana a una zona cercana a la isla de Gran Canaria.

- ◆ A profundidades mayores de 1.500 m por Agua Profunda del Atlántico Norte (NADW).

Los datos analizados por Hernández *et al.* (2001) estaban centrados sobre todo en las masas de agua NACW y AAIW, debido a la resolución espacial que utilizaron en sus estaciones.

La masa de agua en la capa superior (< 700 m), constituida principalmente por NACW, presentaba valores de velocidades hacia el Sur (>20 m/s) (Hernández *et al.*, 2001) suficientemente grandes para generar y desprender remolinos a sotacorriente de las islas, pudiendo ser por tanto la responsable de la fuerte variabilidad a mesoescala de la región. El transporte de masa calculado para la capa superior fue de 2.3×10^9 kg/s hacia el Sur, similar a los valores obtenidos en estudios previos de la Corriente de Canarias ya indicados. Se observó que el transporte de masa era mayor en el canal entre Gran Canaria y Fuerteventura (1.7×10^9 kg/s) que entre la costa africana y Lanzarote (0.6×10^9 kg/s). Como se tratará más adelante esto está relacionado aparentemente con el desplazamiento estacional de la Corriente de Canarias (Stramma y Siedler, 1988).

La masa de agua más profunda (aproximadamente 600-1100 m), que corresponde a AAIW, fluye hacia el Norte con velocidades máximas mayores a 10 cm/s en el canal entre Fuerteventura y Gran Canaria y 3 cm/s entre la costa africana y

Lanzarote. El transporte neto de masa fue de 1.1×10^9 kg/s y en el canal entre Gran Canaria y Fuerteventura fue como máximo de 0.9×10^9 kg/s. Hernández-Guerra *et al.* (2001) proponen que la corriente hacia el Norte detectada en profundidades intermedias a lo largo de la costa africana podría ser la descrita por Fratantoni y Richardson (1999) a lo largo del borde Este. Este flujo hacia el Norte evidenciaría una posible conexión en el borde Este entre la zona subtropical y ecuatorial del Atlántico, y es particularmente relevante en la recirculación de las masas de agua en el Atlántico Meridional debido al retorno hacia el Norte de las masas de agua superficiales e intermedias.

Stramma y Siedler (1988), comparando el transporte geostrófico medio de 0-200 metros y 200-800 metros (figura 2.7) observaron que el eje del bucle del borde Este del Atlántico Norte se desplaza hacia el Norte a medida que aumenta la profundidad (Armi y Stommel, 1983; Stramma y Siedler, 1988). Asimismo, la estructura del sistema de corrientes que lo forma sufre una fuerte alteración. En la capa más profunda, el transporte de la Corriente de Azores es más zonal, la separación entre las bandas más definida y parte del transporte geostrófico asociado a la Corriente de Canarias y a la Corriente Norecuatorial se pierde. Una de las posibles causas de la pérdida de la señal de la Corriente de Canarias al Sur del archipiélago puede ser debida a la homogeneización del campo de densidad producido por una intensa mezcla diapicna. Fiekas *et al.* (1992), a través de observaciones cuasi-sinópticas encontraron una importante actividad a mesoescala al Sur del archipiélago, la cual podría ser responsable de dicho proceso de mezcla (figura 2.8).

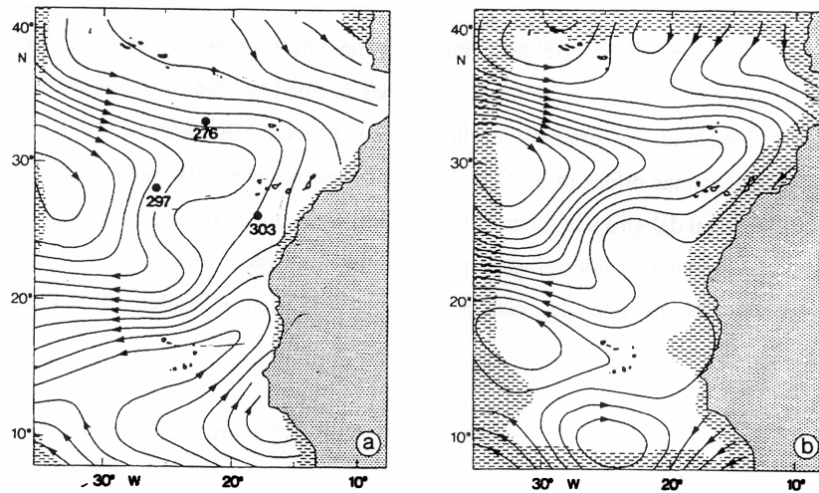


Figura 2.7: Líneas de transporte de volumen medio anual en (a) la capa de 0-200 m y (b) la capa de 200-800 m (Stramma y Siedler, 1988). Los incrementos entre las líneas de corriente representan 0.5 Sv. Los puntos numerados indican la posición de los fondeos.

En cuanto a la Corriente Norecuatorial, se asocia al límite meridional del bucle anticiclónico, que se define a través de una banda zonal producida por la convergencia de la banda de la Corriente de Canarias, las dos bandas occidentales escindidas de la Corriente de Azores y un pequeño transporte proveniente del Sur (figura 2.4, figura 2.6). La Corriente de Canarias y la Corriente Norecuatorial con la que confluye presentan su flujo principal en los 200 primeros metros (Fiekas *et al.*, 1992). La zona de conexión entre ambas corrientes presenta una zona frontal denominada Zona Frontal de Cabo Verde (Zenk *et al.*, 1991), siendo su escala

energética muy inferior y de diferente origen que la Zona Frontal de las Azores (Müller y Siedler, 1992).

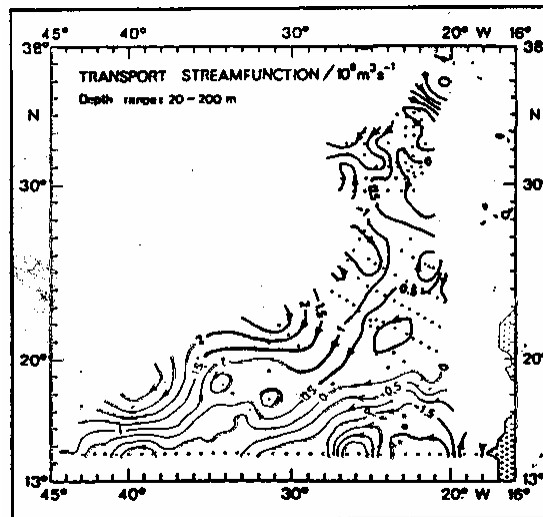


Figura 2.8: Líneas de transporte de volumen cuasi-sinópticas en la Cuenca Canaria a una profundidad entre 20-200 metros (Fiekas et al., 1992). Los incrementos entre líneas de corriente representan 1 Sv.

Medidas directas realizadas en el área han demostrado que el transporte de la Corriente Norecuatorial es bastante más intenso de lo que en principio podría parecer inspeccionado el transporte geostrófico. Ello se debe a que una parte importante del transporte total es ageostrófico al ser el viento uno de los principales mecanismos de forzamiento de la Corriente Norecuatorial (Maillard y Käse, 1989).

A modo de sumario, cabe decir que el transporte geostrófico a escala de cuenca queda definido por un bucle anticiclónico, a través del cual se produce parte de la recirculación del giro subtropical hacia el Ecuador. La estructura del bucle queda definida por un sistema de bandas asociadas a la Corriente de Azores---Corriente de Canarias---Corriente Norecuatorial, cada una con un carácter claramente diferenciado. El transporte asociado con la Corriente de Azores es profundo e intenso; el asociado con la Corriente de Canarias varía su carácter al cruzar el archipiélago volviéndose más difuso, somero y menos intenso. Y finalmente el transporte de la Corriente Norecuatorial es somero, poco intenso y posee una componente ageostrófica importante debido a la influencia directa de los Vientos Alisios (transporte de Ekman).

2.2.2. Acoplamiento Corriente de Canarias y el Afloramiento Canario-Sahariano

En la Cuenca Canaria los Vientos Alisios soplan con una componente hacia el Ecuador a lo largo de la costa africana que determina la aparición de un afloramiento a lo largo de la costa Noroeste de África (Wooster *et al.*, 1976; Speth y Detlefsen, 1982). El agua aflorada, debido a su baja temperatura y su alto contenido en nutrientes, presenta unas características físicas diferentes al agua superficial del océano interior. Las aguas afloradas que presentan temperaturas que oscilan entre los 15°C y los 17°C, en la región Canaria, aparecen de forma general en la banda más próxima a la costa africana, aunque en función de las condiciones del viento

dominante o la geometría de la plataforma el agua más fría puede aparecer en la mitad o en el borde de la plataforma (figura 2.9).

La dinámica del afloramiento costero influye en la actividad a mesoescala en la región Canaria modificando la estructura de la Corriente de Canarias. Ello se debe fundamentalmente a los filamentos fríos que se extienden de la costa africana a las islas conteniendo grandes concentraciones de fitoplancton (Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1997). En numerosas imágenes de satélite de temperatura superficial del mar obtenidas mediante el sensor AVHRR (Advanced Very High Resolution Radiometer) y de concentración de pigmentos de clorofila obtenidas mediante los sensores CZCS (Coastal Zone Color Scanner) y SeaWiFS (Sea-viewing Wide Field-of-view Sensor) se pueden apreciar como la región Sureste Canaria es frecuentemente invadida por aguas del afloramiento africano que se extiende cientos de kilómetros fuera de la costa en forma de filamentos estrechos, ricos en clorofila (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994; Arístegui *et al.*, 1997; Hernández-Guerra y Nykjaer, 1997; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999; Hernández-Guerra *et al.*, 2001).

De Cabo Blanco al Estrecho de Gibraltar (entre 20-35°N) las condiciones del viento son favorables para el desarrollo del afloramiento a lo largo de todo el año, aunque al Norte del Archipiélago Canario presentan una intensidad máxima durante los meses de verano y moderada o débil durante las otras estaciones (Wooster *et al.*, 1976; Speth y Detlefsen, 1982; Nykjaer y Van Camp, 1994). De Cabo Ghir al Cabo Jubi (28°-31°N) la línea costera presenta una prominente forma cóncava, que junto a la morfología del Atlas, hace que el afloramiento en esta región sea más reducido

incluso durante el verano. Este cambio en la morfología costera que afecta a los vientos favorables para el desarrollo del afloramiento, es probablemente una de las causas de la existencia de un filamento casi permanente de agua fría, que se extiende hacia el océano interior unos 100 km con una anchura de unos 100 m, con origen en el Cabo Ghir (Hagen *et al.*, 1996; Pelegrí *et al.*, enviado).

Al fluir la Corriente de Canarias paralela al continente africano dentro de la región correspondiente al afloramiento de la costa Noroeste africana, representa un buen ejemplo de interacción a gran escala entre regiones oceánicas y de afloramiento costero. Algunos estudios regionales o de la circulación oceánica Atlántica (Stramma y Siedler, 1988; Lozier *et al.*, 1995; Siedler y Onken, 1996) han confirmado la existencia de entradas de flujo oceánicas en la región de afloramiento al Norte de las Islas Canarias. Los datos recogidos durante el proyecto europeo CANIGO, entre 1996-1999, han aportado nueva información sobre la zona de influencia de la Corriente de Canarias. Algunas medidas del proyecto se realizaron cerca de la plataforma continental y confirman que la recirculación del ramal Este de la Corriente de Canarias se produce en una región muy estrecha (Pelegrí *et al.*, 1999). Se observó que este flujo de agua, algunas veces se dirige hacia el Sur entre las Islas Canarias y la costa africana, pero otras parece reincorporarse al océano interior, en el Cabo Ghir, antes de fluir hacia el Sur a través del Archipiélago Canario (Pelegrí *et al.*, 1997; Barton, 1998; Barton *et al.*, 1998).

Algunos datos (Lozier *et al.*, 1995) sugieren que se produce un transporte de agua, a una profundidad menor a 150 m, del océano interior a la región de afloramiento al Norte del Cabo Ghir de varios Sv, Stramma (1984) estimó para una

profundidad de hasta 800 m un transporte de 3 Sv, y Stramma y Siedler (1988) determinaron un transporte de 1 Sv para una profundidad de hasta 200 m. Por otro lado, Pelegrí *et al.* (enviado) estimaron que el transporte neto del filamento que se origina en Cabo Ghir hacia el océano interior es entre 0.5 Sv-1 Sv. Estos valores representan tan solo una fracción de la entrada total de flujo al Norte de Cabo Ghir, por lo que la mayoría del transporte deberá fluir hacia el Sur, probablemente entre las islas situadas más al Este de las Islas Canarias o entre las Islas Canarias y la línea costera africana.

Según lo anterior, cabe la posibilidad de que la región del afloramiento constituya el verdadero borde Este del giro subtropical, proporcionando este un forzamiento continuo a gran escala en la zona costera. Sin embargo, la resolución espacial de los estudios llevados a cabo en la región del afloramiento no ha sido suficiente para distinguir como se acopla el sistema.

Un importante estudio referente a la variación estacional del afloramiento y la circulación regional en la zona cercana al Archipiélago Canario fue el realizado por Navarro-Pérez y Barton (2001). Estos autores, utilizando datos históricos hidrográficos y de mareógrafos describieron el flujo hacia el Sur de la Corriente de Canarias y su aproximación al archipiélago. Los cambios estacionales en la circulación regional estaban basados en la división de la Corriente de Canarias en contribuciones baroclínicas y barotrópicas.

SeaS Canarias (Departamento de Biología ULPGC)

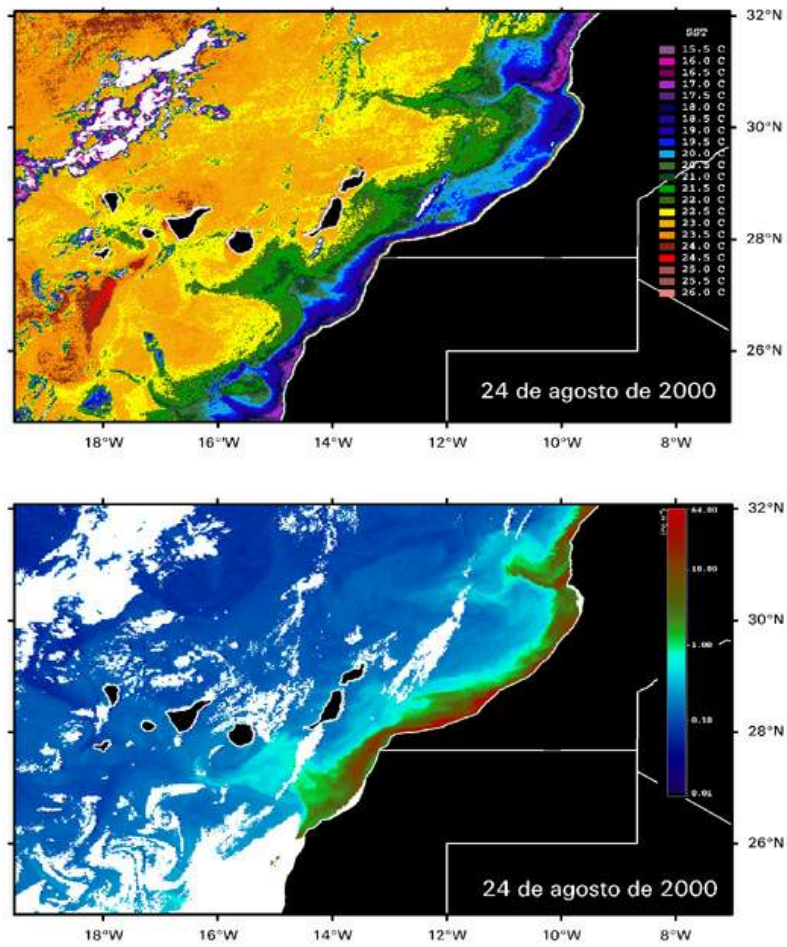


Figura 2.9: Imágenes realizadas por la Unidad de Ecología Asistida por Satélite (Seas) de la Universidad de Las Palmas de Gran Canaria. Representan la temperatura superficial del océano obtenida del satélite NOAA (imagen de arriba) y la clorofila obtenida a través del Seastar (abajo).

El flujo baroclínico, hacia el Sur asociado al frente del afloramiento, está presente durante todo el año pero se intensifica en el verano, cuando el afloramiento es máximo (Pelegrí *et al.*, enviado), y se identifica fácilmente en imágenes de SST (Sea Surface Temperature) como una región frontal (Hernández-Guerra y Nykjaer, 1997). Este flujo a menudo es inestable y como consecuencia produce filamentos que son mayores y más fáciles de identificar durante esta estación. Estos filamentos exportan agua con características costeras a la zona de transición adyacente al afloramiento pero es probable que una gran fracción recircule hacia la costa. Por otro lado, la componente barotrópica, hacia el Sur, probablemente alcance su máximo al final del otoño y es inestable debido a la incapacidad de esta corriente que fluye hacia el Sur de adaptarse al descenso de la Vorticidad Planetaria (Pelegrí *et al.*, enviado). Durante esta época la Corriente de Canarias se separa de la costa retomando su movimiento hacia el Sur, en forma de meandro alrededor del archipiélago, en la zona comprendida entre las islas Canarias centrales y occidentales (figura 2.10). Cuando ocurre esto aparece un flujo hacia el Norte en el canal comprendido entre las Islas Canarias y el continente africano, ya que no se presenta oposición por parte de la corriente de fondo que se dirige hacia el polo. Algunos estudios han mostrado la presencia en profundidades menores de 200 m de esta desviación de esta corriente en forma de meandro alrededor del archipiélago (Fedoseev, 1970; Mittelstaedt, 1991; Navarro-Pérez y Barton, 2001). Una característica similar de la circulación desde un punto de vista teórico fue desarrollado por Laíz *et al.* (2001).

La figura 2.10 representa un esquema de la circulación geostrófica que se ha descrito en esta región a través de datos de correntímetros y transectos de XBT

(Pelegrí *et al.*, enviado). La figura 2.10a muestra la situación predominante la mayoría del año y la figura 2.10b la desviación de la Corriente de Canarias que puede tener lugar a final del otoño.

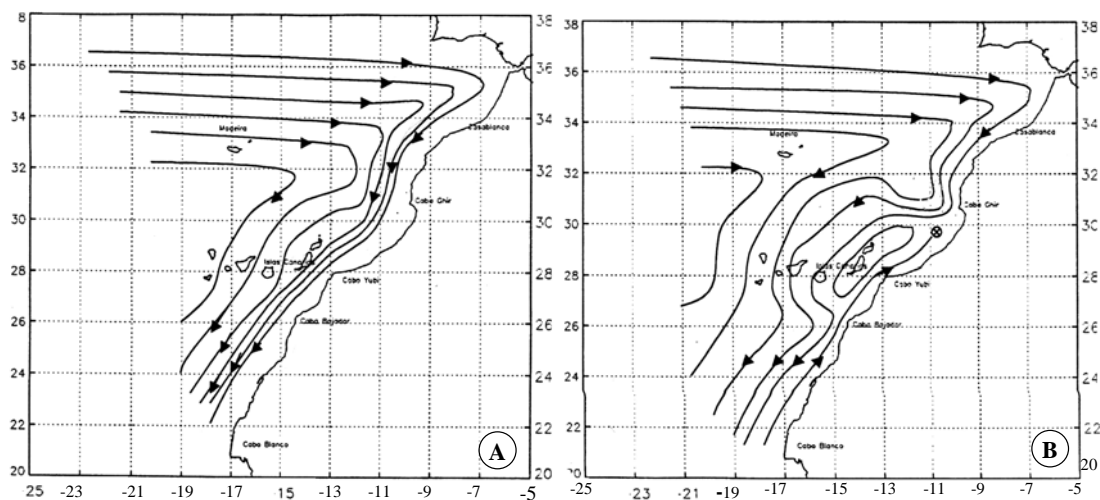


Figura 2.10: Esquema de la circulación geostrofica propuesta para esta región obtenida a través de datos de correntímetros y transectos de XBT (Pelegrí *et al.*, enviado). La figura 2.10a muestra la situación predominante la mayoría del año y la figura 2.10b la desviación de la Corriente de Canarias que puede tener lugar a final del otoño.

2.2.3. Actividad a mesoescala

El régimen del flujo oceánico tiene un fuerte carácter turbulento de modo que en él se desarrollan procesos en un amplio espectro de escalas espaciales y temporales. Diversos estudios (MODE y POLYMODE) han resaltado la importancia de aquellos fenómenos a mesoescala. El término mesoescala se refiere al rango de fenómenos cuya escala espacial dominante se encuentra entre aproximadamente uno a diez veces el radio de Rossby baroclínico, con una escala temporal de una a diez veces el periodo inercial. Ello engloba rangos aproximados de 10 a varios cientos de kilómetros y periodos de tiempo de un día a varias semanas (Wooster *et al.*, 1976; Viehoff, 1989; Klein y Lien-Hua, 1990; Tejera, 1996; Wang, 1997).

En determinadas regiones del océano la energía asociada con los procesos a mesoescala tienen valores bastante superiores a la energía del flujo medio (Wunsch, 1981), por ello es necesario determinar la importancia de la actividad a mesoescala para obtener una visión completa de la dinámica de la región sometida a estudio.

Los resultados obtenidos de correntímetros colocados a 200 m de profundidad a sotacorriente del Archipiélago Canario (Müller y Siedler, 1992), han mostrado que esta área está caracterizada por altos niveles de energía atribuibles a eventos de mesoescala. Estos altos niveles de energía fueron también encontrados en regiones frontales de la Corriente de Canarias y el Frente de Azores.

La variabilidad espacial y temporal del campo de vientos, las irregularidades de la costa y de la topografía del fondo, así como la interacción entre las aguas

oceánicas y costeras (sobre la plataforma continental), generan un amplio conjunto de estructuras a mesoescala en la región canaria características de la frontera oriental de los giros subtropicales (Mittelstaedt, 1991). Las principales estructuras a mesoescala detectadas en la Cuenca de Canarias son: remolinos y estelas de agua cálida asociadas con la perturbación del flujo oceánico y atmosférico por parte de las islas que configuran el Archipiélago Canario (Chopra y Hubert, 1964, 1965; La Violette, 1974; Hernández-Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Molina *et al.*, 1998; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999; Barton *et al.*, 1998, 2000, 2001; Basterretxea *et al.*, 2002), afloramientos, plumas, filamentos y remolinos asociados con la costa africana y la zona de transición costera (Flament *et al.*, 1985; Arístegui *et al.*, 1997; García, 1998; Barton *et al.*, 1998) y la actividad a mesoescala (remolinos, meandros) asociada con el Frente de Azores y la Zona Frontal de Cabo Verde (Fraga, 1974; Manríquez y Fraga, 1982; ; Bower *et al.*, 1985; Barton, 1987; Zenk *et al.*, 1991). La señal superficial de estos procesos y su evolución temporal ha sido detectado a través de la variabilidad tanto del campo de temperatura superficial como en la concentración de pigmentos fitoplactónicos obtenidos a partir de sensores remotos (Hernández-Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; García, 1998), observándose que los filamentos pueden penetrar hasta 300 km en el océano interior pudiendo, como ya ha sido comentado, alterar la estructura de la Corriente de Canarias.

En el próximo capítulo se tratara con mayor detalle la perturbación del flujo atmosférico y oceánico debido a la presencia de las islas, así como la actividad a mesoescala asociada con el afloramiento. En esta sección se tratara principalmente la actividad que se produce en el Frente de Azores y la Zona Frontal de Cabo Verde.

El borde septentrional del giro subtropical definido por la Corriente de Azores discurre a lo largo de un frente termohalino de carácter permanente que se localiza al Sureste de las Azores a la latitud de Madeira, el denominado Frente de Azores (Siedler *et al.*, 1985). De este modo, la Corriente de Azores es forzada por el fuerte gradiente horizontal de densidad asociado a la presencia del frente. Por tanto, el transporte asociado a la corriente de Azores se produce, en realidad, a través de una estrecha corriente de chorro baroclina frontal. Estudios realizados en el área del Frente de Azores han puesto de manifiesto que éste presenta un intenso serpenteo observándose, asimismo, numerosos remolinos a mesoescala a ambos lados de dicho frente. Siedler *et al.* (1985) sugirieron que el serpenteo del frente pudiera estar relacionado con el atrapamiento de ondas de Rossby baroclinas entre la Dorsal Central Atlántica y la costa africana. A este respecto, Krauss y Wübbler (1982) sugirieron que la variabilidad estacional de los Vientos Alisios podría ser uno de los posibles mecanismos de forzamiento de estas ondas. El aumento de la amplitud del serpenteo a través de procesos de inestabilidad baroclina daría lugar a la generación del campo de remolinos observado. En este sentido, Käse *et al.* (1986) sugirieron que las inestabilidades frontales producidas en el rango de profundidad donde se sitúa el Agua Mediterránea podrían contribuir a la generación de Meddies.

El borde Suroriental del giro constituido por la Corriente de Canarias-Corriente Norecuatorial se asocia, asimismo, a la denominada Zona Frontal de Cabo Verde. El Frente de Azores y el de Cabo Verde presentan, sin embargo, un carácter claramente diferenciado. La Zona Frontal de Cabo Verde se caracteriza por dos tipos de fronteras interrelacionadas entre sí (Zenk *et al.*, 1991). Por un lado se observa la

frontera marcada por el límite entre las aguas ventiladas del borde Suroriental del giro subtropical y las aguas aisladas del circuito de recirculación termoclina de la “zona de sombra” (Luyten *et al.*, 1983; Thiele *et al.*, 1986). Por otro, se observa la frontera marcada por el frente termohalino generado como consecuencia de la convergencia entre el Agua Central Noratlántica transportada por el giro subtropical y el Agua Central Suratlántica localizada en la “zona de sombra”. Este frente no presenta fuertes gradientes horizontales de densidad debido a que la salinidad y la temperatura se autocompensan. Por esta razón, no se produce una corriente de chorro frontal como en el caso del Frente de Azores. Otra importante diferencia con respecto al Frente de Azores es que a través de éste último no se produce una variación de masas de agua. Ambos tipos de fronteras son propicias para que se desarrollen procesos a mesoescala excitados a través de inestabilidades baroclínicas y/o barotropas. En este sentido Zenk *et al.* (1991) detectaron un intenso serpenteo del sistema Corriente de Canarias-Corriente Norecuatorial que podría dar lugar al campo de remolinos observado en esta área por Fiekas *et al.* (1992). La radiación de ondas de Rossby baroclínicas a través de esta Zona Frontal simulada por Onken y Klein (1991) y Spall (1992) podrían dar lugar al serpenteo descrito por Zenk *et al.* (1991).

2.2.4. Variabilidad estacional en el borde oriental del giro subtropical

Los distintos estudios sobre la variabilidad estacional de la circulación termohalina en la Cuenca Canaria (Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Klein y Siedler, 1989; Barton, 1995; Siedler y Onken, 1996) coinciden en que aunque globalmente la magnitud del transporte geostrofico no se altera, la estructura del

bucle sufre una contracción en el sentido meridional y una dilatación en el sentido zonal desplazándose a su vez su centro hacia el Sur a medida que se acerca el verano (figura 2.11). La contracción meridional y la expansión zonal originan que en la época de primavera-verano la estructura general del sistema de corrientes quede mejor definida, sobre todo en lo que se refiere a la separación entre las bandas que transportan agua hacia el Ecuador.

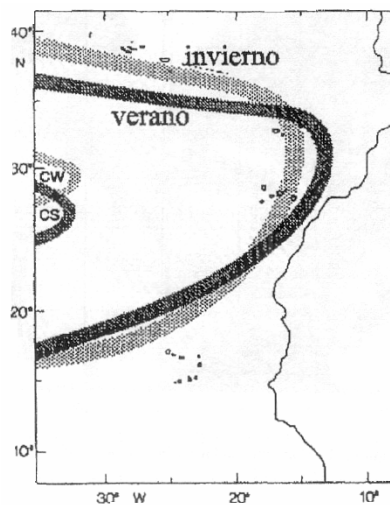


Figura 2.11: Representación esquemática del giro subtropical en los primeros 200 metros de profundidad en verano y en invierno (Stramma y Siedler, 1988).

De este modo, el transporte geostrofico asociado con la Corriente de Azores y la Corriente Norecuatorial se orientan más zonalmente. A su vez, mientras la primera

se desplaza hacia el Sur, la segunda lo hace hacia el Norte con lo que la banda asociada a la Corriente de Canarias se intensifica y queda más realzada (compárese la figura 2.12a y la figura 2.12c). Asimismo, tanto en primavera como en verano, algunas líneas del transporte geostrófico asociado a la Corriente de Canarias (del orden de unos 2 Svedrups) convergen hacia la costa africana, a la altura de archipiélago, para posteriormente reaparecer a una latitud de 23°N. Este hecho parece sugerir, por un lado, que en estos periodos parte de la Corriente de Canarias se desarrolla a lo largo de una estrecha banda que recorre la costa africana, como se ha comentado, intensificándose a medida que nos acercamos al continente africano y, por otro, que se produce una intensa mezcla diapicna debido a la homogeneidad del campo. El aumento del flujo incidente sobre el Archipiélago Canario y la probable mezcla diapicna al Sur de este, hace pensar que en la época de primavera-verano aumenta la actividad a mesoescala y que ésta es inducida por el Archipiélago Canario como consecuencia de la perturbación del flujo por parte del mismo.

Estudios realizados a escala regional parecen confirmar lo expuesto anteriormente. Richardson y Walsh (1986), analizando la variabilidad estacional en el límite meridional del bucle, observaron que la Corriente Norecuatorial se desplazaba hacia el Norte en verano. Asimismo Siedler *et al.*, (1985), encontraron indicios de variabilidad estacional en el límite septentrional del bucle asociado a la Corriente de Azores. Posteriormente, Klein y Siedler (1989) y Stramma y Müller (1989) confirmaron las observaciones de los anteriores autores de que en verano la Corriente de Azores se desplazaba hacia el Sur y la Corriente Norecuatorial hacia el Norte. Sin embargo, el análisis de la variabilidad estacional del transporte geostrófico asociado con la Corriente de Canarias estudiado por Fedosev (1970), entra en

aparente contradicción con las observaciones de Stramma y Siedler (1988). El primer autor, observó que la corriente geostrófica asociada a la Corriente de Canarias se intensifica en invierno y no en verano como sugieren los segundos. Una de las posibles razones de la divergencia entre los resultados de ambos estudios es la diferente resolución espacial adoptada. El trabajo de Fedosev es capaz de resolver parte de la variabilidad espacial a mesoescala. En este sentido, la fuerte actividad a mesoescala generada en el área del afloramiento costero africano (Mittelstaedt, 1991; Van Camp *et al.*, 1991) y en la proximidad del archipiélago, podría perturbar la estructura de la Corriente de Canarias enmascarando la señal estacional a gran escala.

El análisis de datos de mareógrafos llevado a cabo por Navarro-Pérez y Barton (2001) revela también la variación estacional del nivel del mar entre las islas del Archipiélago Canario con valores máximos en verano y otoño. Estos valores máximos se detectan en diferentes meses en función de la cercanía de la isla al continente africano. A principios de Agosto aparece un valor máximo en Arrecife (Lanzarote), a finales de este mes en Tenerife, y a final de Septiembre-Octubre en La Palma. El nivel del mar medio anual entre la Palma y Tenerife, más alejadas de la costa africana, indica un flujo hacia el Sur en invierno y hacia el Norte en verano, mientras que entre Tenerife y Arrecife, más cercanas a la costa africana, presentaba un flujo hacia el Sur todo el año, con mayor intensidad en Agosto y Septiembre. En conclusión, la intensidad del flujo medio hacia el Ecuador es mayor en invierno, cuando el giro subtropical se encuentra desplazado hacia el Norte y alejado de la costa africana, e indica como la posición del giro subtropical afecta a la dinámica de las corrientes en la región (variando de la costa al océano interior a lo largo del año). Estos resultados que indican un flujo hacia el Ecuador de mayor intensidad en verano

cerca de la costa y en invierno alejado de costa, concuerdan con los obtenidos por Stramma y Siedler (1988) y Siedler *et al.* (1985).

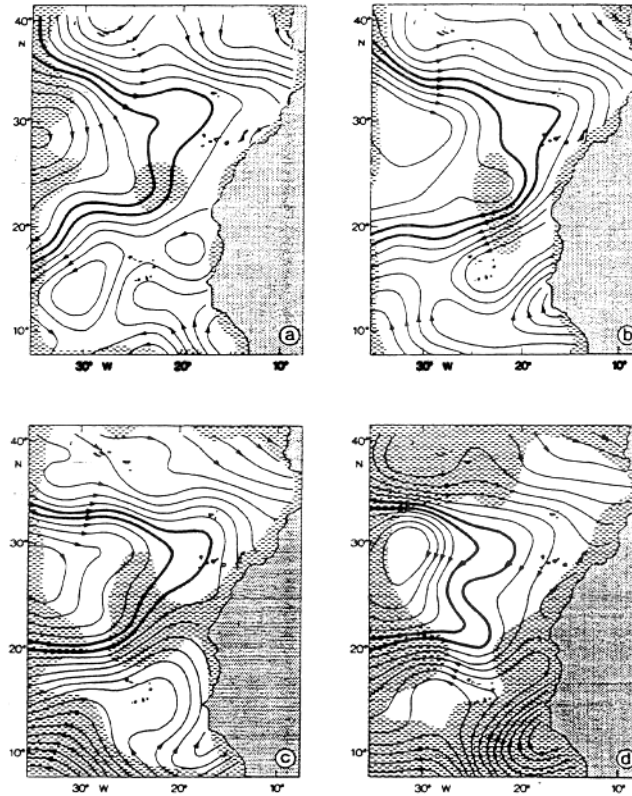


Figura 2.12: Líneas de transporte de volumen medio en los 200 primeros metros durante los periodos de (a) enero-marzo (invierno), (b) abril-junio (primavera), (c) julio-septiembre (verano), (d) octubre-diciembre (otoño) (Stramma y Siedler, 1988). El incremento entre las líneas de corriente es de 0.5 Sv.

Diversos autores sugieren que la señal estacional observada a escala de cuenca pudiera estar correlacionada con la variabilidad estacional del campo de vientos (Stramma y Siedler; 1988; Mittelstaedt, 1991). En este sentido, en el estudio de Mittelstaedt (1991) se presentan los resultados de un modelo numérico de circulación general aplicado a la Cuenca y forzado por el campo de vientos, observado en verano y en invierno. La simulación del campo de corrientes, obtenida a través del modelo, recoge los resultados esenciales de Stramma y Siedler (1988); durante el verano, el sistema de corrientes que forman el bucle queda más claramente definido, el bucle se contrae meridionalmente y expande zonalmente y la Corriente de Canarias se intensifica. Por ello parece razonable pensar que, efectivamente, parte de la variabilidad estacional del bucle se debe a la variabilidad a escala de cuenca del campo de vientos.

2.2.4.1. Variación estacional de la capa de mezcla

Los principales cambios de temperatura en la región Canaria tienen lugar a una profundidad por encima de los 200 m en la columna de agua, debido al intercambio de calor entre el océano y la atmósfera y el hundimiento de la capa de mezcla como resultado del incremento de la velocidad del viento en verano y la convección vertical en invierno. Una completa descripción de la evolución estacional de la temperatura en las capas superiores de la columna de agua ha sido proporcionada por diversos autores (Barton *et al.*, 1998; Ratsimandresy *et al.*, 2001).

Ratsimandresy *et al.* (2001), en diversas campañas dentro del programa europeo CANIGO, observaron en el transecto entre Madeira y las Islas Canarias, como el calentamiento/enfriamiento estacional afectaba a la columna de agua hasta los 200 m. Detectaron que la capa de mezcla es relativamente fría y profunda en Diciembre y Marzo, y cálida y poco profunda en Junio y Octubre. Por otro lado, una característica permanente en la región es la presencia de una anomalía de temperatura negativa en invierno centrada en los 100 m. Esta anomalía tiene su origen en la convección vertical y la mezcla que se produce a medida que se va enfriando la masa de agua de la capa superficial al transcurrir las estaciones. Esto trae consigo que la masa de agua superficial en invierno esté muy mezclada formando una capa de mezcla profunda, y en verano debido al calentamiento de la superficie genere una termoclina estacional, de forma que la masa de agua que se encontraba en superficie queda bajo una capa de mezcla nueva y es extendida horizontalmente a grandes distancias formando lo que se llama el Agua Modal de Madeira (Siedler *et al.*, 1987). La figura 2.13 representa de una forma esquemática la evolución idealizada temporal de la capa de mezcla donde la línea gruesa representa el perfil medio anual. A final del invierno (lw) la capa de mezcla llega a su mínimo de temperatura y máxima profundidad variando lentamente estos parámetros a lo largo del perfil medio en primavera (s), cuando la capa superior del océano comienza a ganar calor. A principios de verano (es), debido al calentamiento de la capa superficial, se forma una capa de mezcla poco profunda que aumenta de grosor hasta finales de verano (ls), debido al efecto combinado del intenso calor y la mezcla inducida por los intensos Vientos Alisios. Y por último, a principios de otoño (ea) la capa superior del océano comienza lentamente a perder calor, proceso que se

incrementa a final de otoño (la) y principios del invierno (ew), aumentando a medida que se acerca el invierno el grosor de la capa de mezcla.

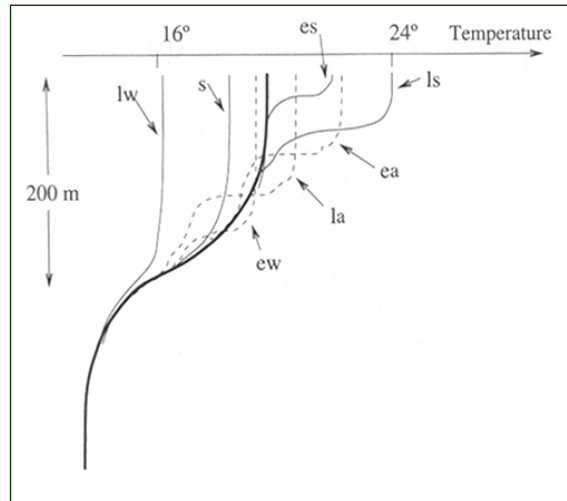


Figura 2.13: Esquema de la evolución idealizada temporal de la capa de mezcla donde la línea gruesa representa el perfil medio anual (Ratsimandresy *et al.*, 2001)

A pesar de su ciclo estacional de ganancia/perdida de calor, la región Canaria tiene una ganancia de calor neto. Esto se debe al hecho de que la Corriente de Canarias es una corriente fría, principalmente en la región del afloramiento, susceptible a ganar calor. La transferencia de este calor de la superficie del océano a capas más profundas, a través de la formación del Agua Modal o por subducción de

agua relativamente salada, podría ser un eficiente mecanismo de absorción del exceso de calor generado en la atmósfera por parte del océano interior (Bindoff y McDougall, 1994).

2.3. Régimen de alisios

La circulación atmosférica a gran escala en la Cuenca Canaria esta representada por los Vientos Alisios que fluyen hacia el Ecuador a lo largo de la Cuenca. Esta circulación está asociada al anticiclón de las Azores cuyo centro se sitúa en 32°N en verano y 28°N en invierno.

Durante todo el año entre las latitudes 20°N y 25°N el alisio es persistente, fuerte y está bien establecido. En invierno los Vientos Alisios del NE alcanzan su mayor intensidad. En esta estación alcanzan su límite más meridional, extendiéndose entre 5°N-10°N y 25°N por la zona costera. Esta situación de invierno, se modifica de forma ocasional por la intrusión de viento procedente del Sahara (Harmattan) en la zona costera entre las latitudes 15°N-28°N. Este viento es muy seco y caliente y arrastra consigo polvo del desierto. No obstante, la mayor parte del tiempo la línea de separación entre el alisio y el Harmattan se encuentra dentro de tierra. En verano, el límite meridional de los Vientos Alisios se desplaza hacia el Norte (10°N), siguiendo el movimiento del anticiclón de las Azores. El alisio es intenso en esa época por encima de la latitud de 20°N (Wooster *et al.*, 1976; Speth *et al.*, 1978; Nykjaer & Van Camp, 1994). En esta estación, en la cual los alisios se encuentran en su posición más septentrional, se observan en las latitudes situadas al Sur de 15°N la

influencia de vientos monzónicos del SW producidos por el calentamiento diferencial del continente africano respecto al océano. El monzón es empujado hacia la costa africana por los alisios del Hemisferio Sur (SE) que en verano alcanzan las latitudes tropicales.

La migración anual del Anticiclón de las Azores se manifiesta en las Islas Canarias como una variación en la intensidad y orientación de los Vientos Alisios que origina un fuerte ritmo anual en el forzamiento del viento. En la figura 2.14 se muestran datos medios mensuales de COADS (Comprehensive Ocean-Atmosphere Data Set) (Roy y Mendelsohn, 1995) que representan la evolución anual de la temperatura superficial, y viento a una latitud de 29°N (al Oeste de las Islas Canarias). A partir de la figura 2.14a se puede observar como la mayor intensidad del viento es evidente entre Junio y Septiembre coincidiendo con la posición más septentrional del anticiclón de las Azores. Asimismo, durante esta época los Alisios sufren un cambio en dirección rotando del Noreste al Norte. En contraste, durante los meses invernales, coincidiendo con la migración hacia el Sur del anticiclón de las Azores, la intensidad de los alisios a la latitud del Archipiélago Canario es mínima. Por otro lado, a partir de la figura 2.14b se puede apreciar como el máximo gradiente de temperatura entre la costa africana y los 20°W se produce entre los meses de Agosto a Septiembre. Ello es debido por un lado al incremento del afloramiento costero durante el verano asociado al aumento de la intensidad de los alisios, y por otro al aumento de la temperatura superficial en el océano interior debido a la mayor insolación y el consecuente calor transferido al océano.

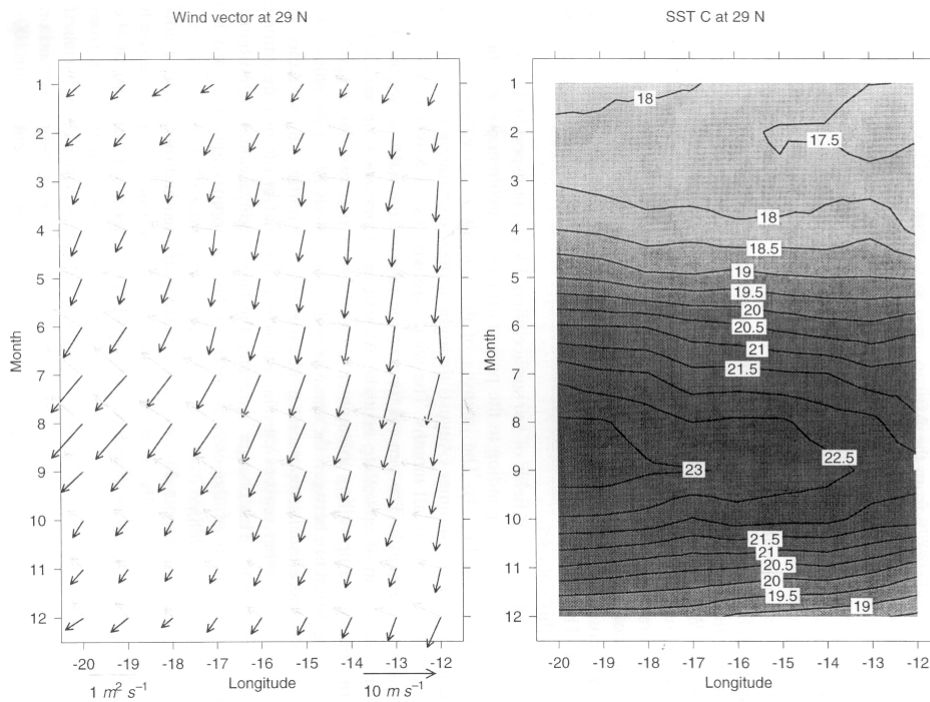


Figura 2.14: Ciclo anual de la temperatura superficial del mar ($^{\circ}\text{C}$) y los vectores del viento a 29°N (Barton *et al.*, 1998).

La figura 2.15 representa el campo medio de vientos en la superficie del mar, transporte de Ekman y temperatura superficial para diferentes meses del año en la región canaria. Coincidiendo con lo comentado más arriba se aprecia un incremento significativo de la intensidad del viento durante el verano (Agosto), y una disminución de intensidad en los meses de Octubre y Marzo. La distribución superficial de temperatura muestra como la región más fría, típica de la zona de

afloramiento, cerca de la costa africana persiste a lo largo de todo el año. De esta forma la intensidad de los alisios y el transporte de Ekman asociado es suficiente a lo largo de todo el año como para producir condiciones favorables al afloramiento de aguas frías subsuperficiales en la costa africana.

En la figura 2.15 si se observan las gráficas a la derecha, hay una notable diferencia en el gradiente de temperatura entre el verano y otros periodos del año. Las isotermas muestran un gradiente de temperatura meridional más débil entre las islas y al Norte de estas en el mes de Agosto en comparación con los meses de Octubre y Marzo. Según Barton *et al.* (1998), este cambio representa una alteración estacional a gran escala de la forma y localización del borde oriental del giro subtropical descrito por Stramma y Siedler (1988).

En lo referente a la velocidad media del viento a través del archipiélago esta puede alcanzar valores entre 5-10 m/s con una dirección media N-NE, llegando a valores por encima de los 20 m/s en los canales entre las islas durante los pulsos de viento más intensos (Hernández-Guerra, 1990; Barton *et al.*, 1998, 2000, 2001).

A modo de sumario cabe decir que los Vientos Alisios sobre el archipiélago tienen una periodicidad estacional bien definida (Mittelstaedt, 1991; Van Camp *et al.*, 1991) con una intensidad máxima durante la primavera-verano y un mínimo durante el otoño-invierno.

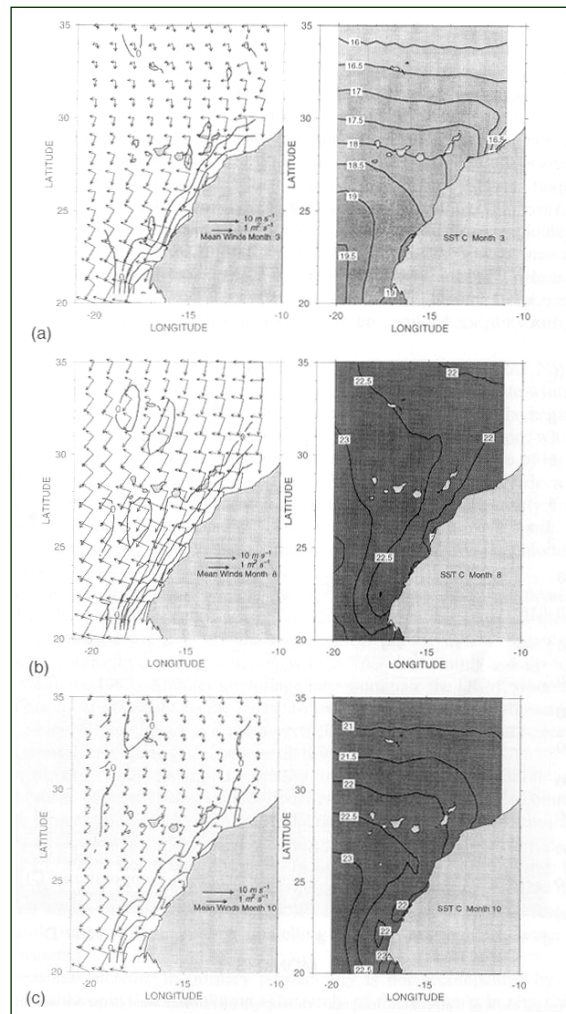


Figura 2.15: Mapas de velocidad de viento, transporte de Ekman y velocidad de afloramiento (izquierda) y temperatura superficial del mar (derecha) para los meses de (a) marzo, (b) agosto, y (c) octubre (Barton *et al.*, 1998). El incremento entre líneas de la velocidad vertical es de 0.1 m/d.

Capítulo 3

Estructuras mesoescalares en el Archipiélago Canario

Los grandes pensamientos vienen del corazón.

Vauvenargues

3.1. Introducción

Comprender cómo influye la presencia de las islas en la perturbación del flujo atmosférico y oceánico, ha sido el objeto de numerosas investigaciones en las últimas décadas. A continuación se sintetizan las más relevantes. Barkley (1972) investigó la estela oceánica a sotacorriente del Atolón de Johnston en el Pacífico Norte describió su resultado como la primera *calle de vórtices de Von Kármán* detectada en el

océano. White (1973) mostró distorsiones en la Corriente Este Ecuatorial al pasar las Islas Galápagos. Patzert (1969), y Lumpkin (1998) observaron la generación de remolinos al Oeste de las islas Hawai. Owen (1980) identificó movimientos similares a remolinos lejos de la costa de la isla de Santa Catalina (Sur de California). Wolanski *et al.* (1984) investigaron la formación de estelas a sotavento de la Isla de Rattray (Noreste de Australia), mostrando que una fracción de la energía cinética del flujo marea se usaba en la generación de remolinos. Wolanski y Hamner (1988) observaron que en aguas costeras poco profundas la interacción de la topografía con la corriente daba lugar a la formación de remolinos y frentes que agregaban huevos, larvas, y otros organismos planctónicos a la zona. Heywood *et al.* (1990) discutieron los efectos de la perturbación del flujo por las islas oceánicas y hallaron un remolino en el Atolón Aldabra en la Corriente Ecuatorial del Sur del Océano Índico. Wolanski *et al.* (1996) combinaron los resultados obtenidos en campo, experimentos de laboratorio y estudios de modelos numéricos para describir la circulación tridimensional en la estela de una isla en aguas costeras poco profundas, al igual que Coutis y Middleton (1999) y Furukawa y Wolanski (1998). Heywood *et al.* (1996) utilizaron un modelo de una capa para estudiar la formación de remolinos y la inestabilidad en la estela a sotavento de la isla tropical de Aldabra. Dietrich *et al.* (1996) estudiaron la perturbación del flujo oceánico producido por islas pequeñas usando un modelo numérico barotrópico. DiGiacomo y Holt (2001) describieron remolinos de pequeña escala (menores de 50 km) producidos en San Pedro, Santa Catalina y Santa Bárbara (Sur de California) inducidos por la isla y la batimetría costera. Finalmente, Coutis y Middleton (2002) desarrollaron un modelo numérico para estudiar el impacto biológico y físico de la formación de la estela en la Isla Cato (Australia).

La perturbación del flujo oceánico y atmosférico por obstáculos topográficos aislados conduce, bajo ciertas condiciones del régimen del flujo, a la generación y desprendimiento de remolinos ciclónicos y anticiclónicos (Barkley, 1972; Chopra, 1973; Wolanski *et al.*, 1984; Wolanski y Hamner, 1988; Arístegui *et al.*, 1994; 1997; Wolanski *et al.*, 1996; Furukawa y Wolanski, 1998; Coutis y Middleton, 1999). En general, el desprendimiento de vórtices está sujeto a la naturaleza del flujo entrante, la topografía del obstáculo, la estratificación y la rotación (Boyer y Kmetz, 1983; Chabert D`Hieres *et al.*, 1989). Estudios teóricos y de laboratorio (Boyer y Davis, 1982; Bearman, 1984; Sangrà, 1995; Dietrich *et al.*, 1996; Heywood *et al.*, 1996) han demostrado que la rotación de la Tierra aplaza el desprendimiento de remolinos a números de Reynolds mayores y provoca una asimetría estructural en la *calle de vórtices* siendo los vórtices ciclónicos más intensos que los anticiclónicos. En el caso de islas con un relieve topográfico bajo, como el Atolón de Aldabra, los efectos producidos en el flujo a sotacorriente son un resultado claro del efecto directo de la perturbación del flujo oceánico por la isla. Pero, como se tratará más adelante, en islas montañosas otro mecanismo que puede favorecer la generación de remolinos es el originado a través del forzamiento atmosférico a sotacorriente de estas (Patzert, 1969; Holland, 1978; Arístegui *et al.*, 1989; 1994; Flament, 1994; Barton *et al.*, 1998; 2000; Basterretxea *et al.*, 2002; Caldeira *et al.*, 2002). El objetivo de este trabajo es ponderar la importancia de estos mecanismos, la perturbación del flujo oceánico por la isla y el forzamiento atmosférico, en la generación y desprendimiento de remolinos oceánicos a sotacorriente de la isla de Gran Canaria.

Debido a su situación y topografía, las Islas Canarias actúan como una barrera al sistema de vientos (Vientos Alisios) y corrientes (Corriente de Canarias)

dominantes, provocando una fuerte variabilidad en los flujos medios oceánicos y atmosféricos en un amplio rango de escalas espaciales y temporales. En prácticamente todas las campañas hidrográficas de los últimos años (dentro del programa europeo MAST y proyectos nacionales CANIGO y FRENTE) se han detectado toda una serie de estructuras mesoescalares en aguas del Archipiélago Canario. La mayoría están asociadas con remolinos, estelas de agua cálida, y con la intrusión de filamentos del afloramiento costero en el área de las islas situadas más hacia el Este (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Barton, 1994a; Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Barton *et al.*, 1998, 2001; Arístegui y Montero, 2002).

Como consecuencia de esta variabilidad en los últimos años ha aumentado el interés por el estudio de la hidrodinámica alrededor del archipiélago, lo que ha conducido a la realización de un número considerable de campañas para obtener datos *in situ* e imágenes de satélite con el fin de estudiar la estructura de estas estructuras, sus mecanismos de generación y su evolución (La Violette, 1974; Müller *et al.*, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994; Barton, 1994; Navarro-Pérez, 1996; Tejera, 1996; Arístegui *et al.*, 1997; Barton *et al.*, 1998; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999; Sangrà *et al.*, 1999; Barton *et al.*, 2000, 2001; Basterretxea *et al.*, 2002).

La primera identificación de remolinos oceánicos generados por las islas en la región canaria se realizó mediante sensores remotos. Hernández-Guerra *et al.* (1993), utilizando imágenes de CZCS (Coastal Zone Color Scanner), describieron un remolino ciclónico al Suroeste de Gran Canaria trazado por un filamento de clorofila procedente de la costa Noroeste de Gran Canaria. Asimismo, Arístegui *et al.* (1994)

hicieron la primera descripción de la estructura térmica de los remolinos ciclónicos y anticiclónicos localizados al Sur de Gran Canaria mediante el análisis de los datos obtenidos en 5 campañas de AXBT y una de CTD realizadas durante dos años, e imágenes de satélite de temperatura superficial (AVHRR), detectando remolinos en casi todas las campañas llevadas a cabo. Pacheco y Hernández-Guerra (1999) detectaron, analizando imágenes históricas de CZCS tomadas durante 8 años, la señal de remolinos ciclónicos asociados con Gran Canaria, La Gomera y La Palma y remolinos anticiclónicos asociados con Gran Canaria durante todas las estaciones del año. Los distintos estudios observacionales indican que los remolinos ciclónicos se separan del flanco Oeste de las islas, identificándose a sotacorriente de las islas de La Palma, La Gomera, Tenerife y Gran Canaria (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999; Barton *et al.*, 1998, 2000; Basterretxea *et al.*, 2002). Los remolinos anticiclónicos se separan del flanco Este de las islas, observándose a sotacorriente de las islas de Tenerife y Gran Canaria (Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999; Barton *et al.*, 1998, 2000, 2001; Molina *et al.* 1998).

La observación de remolinos en la mayoría de las campañas observacionales e imágenes de satélite al Sur de la isla de Gran Canaria sugiere que son una característica permanente del régimen de flujo teniendo, como se tratará más adelante, una fuerte influencia sobre el sistema marino de la región (Arístegui *et al.*, 1997; Rodríguez *et al.*, 1999; Basterretxea y Arístegui, 2000).

Otras estructuras mesoescalares bastante someras que sólo afectan a la capa superficial y son claramente visibles en el campo de temperaturas son unos

filamentos en forma de estelas de aguas cálidas adheridos al Suroeste de Gran Canaria, y a sotavento de la mayoría de las islas del archipiélago, sobre todo en las islas de mayor relieve: La Palma, Gomera, El Hierro, Tenerife, y Gran Canaria (Hernández-Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; Barton *et al.*, 2000, 2001; Basterretxea *et al.*, 2002).

En cuanto a los estudios relacionados con los remolinos atmosféricos son escasos, observándose a sotavento de las islas más altas del Archipiélago Canario, formando una *calle de vórtices de Von Kármán* (Chopra y Hubert, 1964; 1965; La Violette, 1974).

En este capítulo se tratará de dar una visión de algunos de los procesos mesoescalares observados en el Archipiélago Canario (remolinos oceánicos y atmosféricos, estelas y filamentos) con especial énfasis en los remolinos oceánicos asociados a la isla de Gran Canaria.

3.2. Estructuras mesoescalares oceánicas: Remolinos, estelas de aguas cálidas y filamentos de afloramiento

3.2.1. Remolinos oceánicos

La mayoría de los esfuerzos observacionales han ido dirigidos hacia el estudio de los remolinos ciclónicos y anticiclónicos desprendidos de la isla de Gran Canaria (Arístegui *et al.*, 1994, 1997; Barton *et al.*, 1998; Basterretxea *et al.*, 2002).

En la tabla 3.1 se compila el número de remolinos muestreados en las diferentes campañas observacionales llevadas a cabo en aguas de Gran Canaria. Estas campañas han mostrado que los remolinos se forman en todas las estaciones del año y con diferentes condiciones de intensidad de viento. Los remolinos ciclónicos se localizaban al Suroeste de Gran Canaria (EMIAC 9103), o a una distancia que corresponde aproximadamente al diámetro de la isla (50 km) en la costa Suroeste (todas las campañas excepto AXBT-3 y FRENTE 9806). Los remolinos anticiclónicos se localizaban al Sur de Gran Canaria (EMIAC 9103) o a una distancia que corresponde aproximadamente al diámetro de la isla (50 km) en la costa Sur (AXBT-3, FRENTE 9806). En la campaña EMIAC 9103 dos remolinos ciclónicos y uno anticiclónico fueron observados simultáneamente formando una calle de vórtices como *Von Kármán*. Gracias a la gran cobertura espacial proporcionada por las imágenes de satélite se ha podido observar que esta estructura de remolinos ciclónicos y anticiclónicos desprendiéndose sucesivamente de los flancos de la isla a sotacorriente (Berger y White, 1972; Bearman, 1984; Tomczak y Godfrey, 1994), similar a la observada en los experimentos de laboratorio cuando un flujo es perturbado por un obstáculo, es una característica muy común en el Archipiélago Canario (figura 3.1).

En estas campañas también se ha observado que el radio medio de los remolinos suele ser comparable al tamaño de la isla (50 km en el caso de Gran Canaria), y pueden alcanzar una profundidad de 600 m (Sangrà, 1995) ocupando una gran parte de la termoclina principal, zona donde se produce el transporte de la Corriente de Canarias (Stramma, 1984; Stramma y Siedler, 1988; Fiekas *et al.*, 1992).

Campana	Fecha	Ciclónico	Anticiclónico
AXBT-1	5 mayo 1989	1	
AXBT-2	20 febrero 1990		1
AXBT-3	24 mayo 1990	1	
EMIAC 9006	6-12 junio 1990	1	
EMIAC 9103	9-17 marzo 1991	2	1
CANARIAS 9110	25 oct.-5 nov. 1991	1	
MAST 9308	18-24 agosto 1993	1	
FRENTES 9806	6 junio-8 julio 1998		1

Tabla 3.1: Compilación de los remolinos muestreados durante diferentes campañas llevadas a cabo al Sur de la isla de Gran Canaria.

Los remolinos generados y desprendidos de la isla de Gran Canaria presentan una forma elíptica cerca de la isla cuya excentricidad disminuye a medida que se alejan de la isla tornándose más circulares (Arístegui *et al.*, 1994; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999). Un ejemplo de ello es la figura 3.2. En la figura 3.2a (mayo de 1989) se observa que al Suroeste de Gran Canaria la topografía de la isoterma de 16°C forma un abombamiento cuya base se sitúa a 190 m de profundidad y su cima a 130 m indicando la presencia de un remolino ciclónico (CM89). En la figura 3.2b (diciembre de 1989) se distingue una estructura semicerrada que podría tratarse de un remolino ciclónico que ha sido tan solo muestreado parcialmente. En la figura 3.2c (febrero de 1990) se distingue una depresión de la isoterma de 16°C al Suroeste de Gran Canaria del orden de 45 m que señala la presencia de un remolino

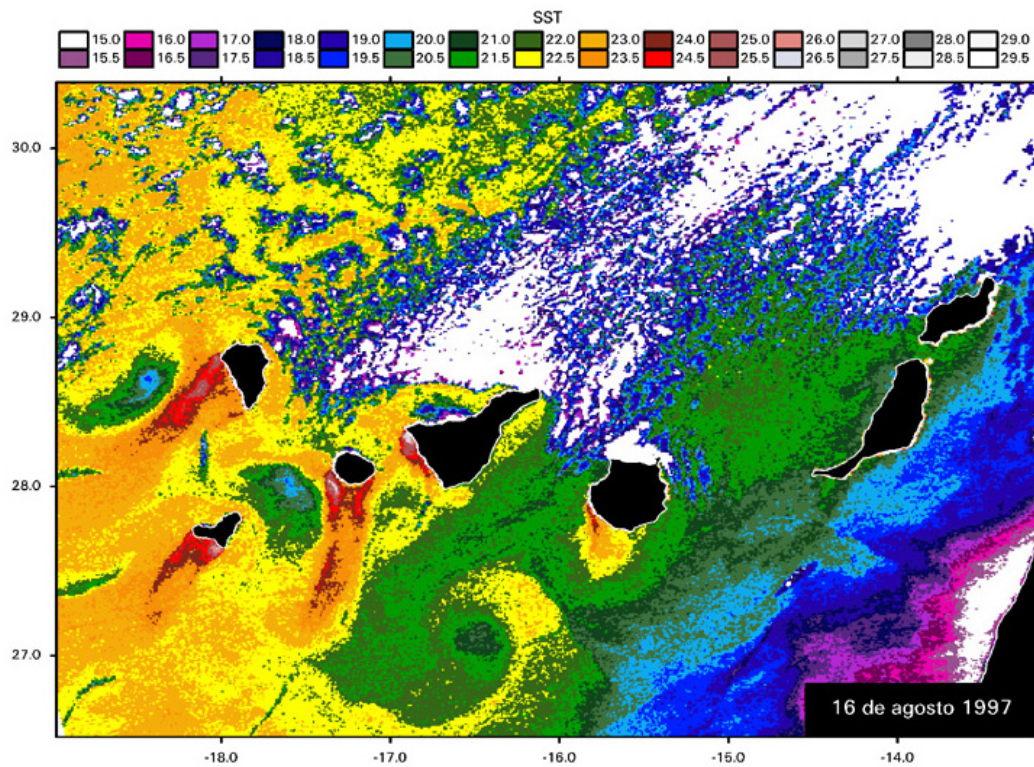


Figura 3.1: Imagen de la temperatura superficial del mar del día 16 de agosto de 1997 tomado por AVHRR/NOAA estación Seas-Canarias (Departamento de Biología, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria). Notar las estelas de aguas cálidas al Sur de las islas de La Palma, El Hierro, La Gomera y Gran Canaria. Asimismo se distinguen núcleos de agua fría al Suroeste de las islas de La Palma, La Gomera y Gran Canaria, que podrían constituir la señal superficial de sendos remolinos ciclónicos.

anticiclónico (AF90). En la figura 3.2d (mayo de 1990) se produce un abombamiento de la isoterma de 16°C al Sur de Gran Canaria cuya base se sitúa a 155 m y su cima a 180 m que se corresponde con la señal de un remolino ciclónico (CM90). Y en la figura 3.2e (junio de 1990) se produce otro abombamiento de la isoterma de 16°C pero esta vez al Suroeste de Gran Canaria y que corresponde con un remolino ciclónico (CJ90).

En la figura 3.2 se aprecia como la forma general de los remolinos es elíptica siendo el más excéntrico el remolino ciclónico CM89 y el de menor excentricidad el remolino anticiclónico AF90.

Diversos resultados experimentales (Boyer *et al.*, 1984; Chabert D'Hieres *et al.*, 1988, 1989) y numéricos (Sangrà, 1995), corroboran que los remolinos que se desprenden detrás de un obstáculo, al incidir el flujo contra éste, tienen inicialmente una forma geométrica elíptica haciéndose circulares a medida que se alejan del obstáculo. Diversos trabajos (More y Saffman, 1975; Gent y Mc Williams, 1986; McCalpin, 1987; Stern y Flierl, 1987; Meachan *et al.*, 1990) sugieren que el grado de excentricidad de los remolinos se relaciona directamente con procesos de inestabilidad que conducen a su distorsión azimutal. En concreto, Meachan *et al.* (1990) muestran que el grado de inestabilidad (asimetría) es proporcional, básicamente, al grado de deformación del campo de velocidades en el que está embebido el remolino. Por lo tanto, si los remolinos se generasen debido al desprendimiento de la capa límite asociada a Gran Canaria, o lo que es lo mismo, a la perturbación que la isla produce sobre la circulación general, su grado de excentricidad e intensidad serían proporcionales a la intensidad del campo medio.

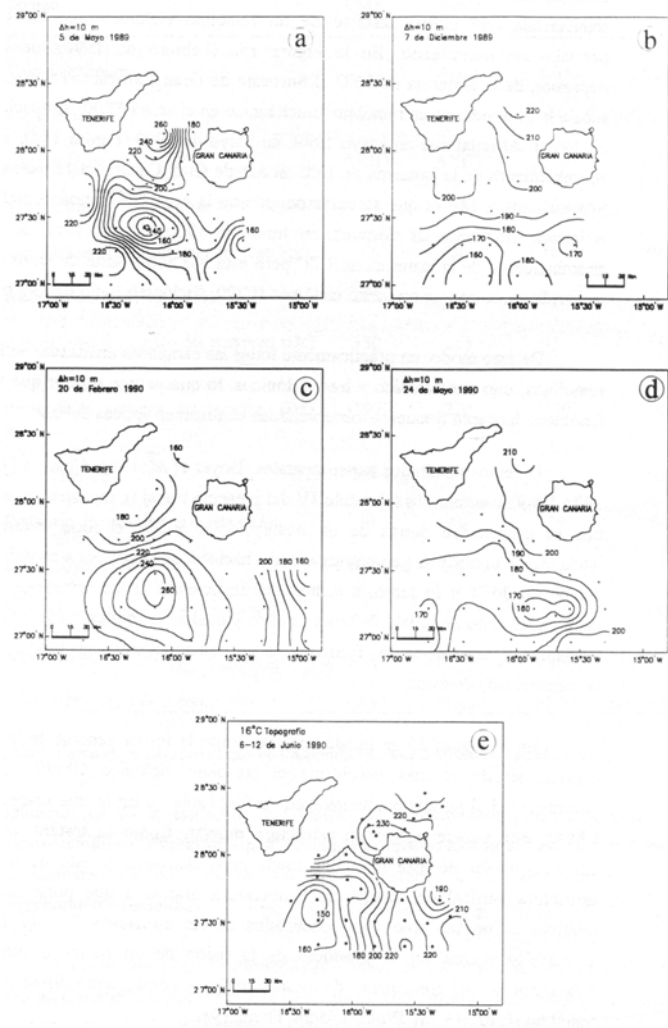


Figura 3.2: Topografías de la isoterma 16°C (Sangrà, 1995).

Patzert (1969) también observó formas elípticas en los remolinos desprendidos en las Islas Hawai, y propuso que las formas elípticas indicaban que las estructuras estaban en su estadio más temprano de formación, argumentando que la excentricidad de los remolinos decrecía con el incremento de la distancia a las islas. Pacheco y Hernández-Guerra (1999) a través de imágenes de CZCS calcularon la excentricidad en función de la distancia a la isla para un remolino anticiclónico asociado con Gran Canaria y para un remolino ciclónico asociado con La Gomera. Los resultados mostraron que el remolino anticiclónico de la isla de Gran Canaria su excentricidad decrecía cuando el remolino se alejaba de la isla. En cambio en la isla de La Gomera el comportamiento era inverso, atribuyéndose este comportamiento a la cercanía de la isla del Hierro que aparentemente interrumpe la evolución normal de los remolinos.

A través de la estructura vertical en la columna de agua del campo de temperaturas se detecta con claridad la señal de los remolinos oceánicos, gracias a los abombamientos y depresiones de las isothermas. (figura 3.3). En la sección vertical correspondiente al 5 de mayo de 1989 (figura 3.3a) la señal del remolino ciclónico CM89 se distingue gracias al abombamiento de las isothermas entre las estaciones 3 y 11, que alcanza su máximo en la estación 9 donde se sitúa el centro del remolino. La sección vertical de AVT correspondiente muestra que este remolino introduce una perturbación negativa del campo vertical de temperaturas produciendo un enfriamiento local de la columna de agua de más de 2.5°C. La perturbación tiene un núcleo claramente definido que sugiere que el centro del remolino está localizado entre las estaciones 9 y 10 y a una profundidad de 175 m, aproximadamente. En cambio, en la sección vertical correspondiente al remolino anticiclónico AF90 (figura

3.3b) se observa una depresión de las isotermas, con un mínimo poco definido entre las estaciones 3 y 4 que marca el centro del remolino. La sección vertical de AVT muestra que la perturbación positiva (calentamiento) de la estructura térmica producida por este remolino no es tan intensa como la del remolino anterior, siendo inferior a 2°C. En ese caso, la perturbación no posee un núcleo claramente definido, sugiriendo que se trata de un remolino menos intenso y más difuso. Por lo tanto, el remolino ciclónico perturba el campo de temperaturas produciendo una sobreelevación de las isotermas, aproximadamente unos 60 m, mientras que el remolino anticiclónico produce una disminución de al menos 100 m. Resultados similares de afloramiento/hundimiento de las isotermas producidas por los remolinos ciclónicos/anticiclónicos respectivamente, han sido obtenidos en las diferentes campañas llevadas a cabo en las islas dentro del programa europeo MAST, y los programas nacionales FRENTE y CANIGO (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994; Barton, 1994; Arístegui *et al.*, 1997; Barton *et al.*, 1998; Sangrà *et al.*, 1999; Barton *et al.*, 2000, 2001).

En cuanto al tiempo que necesitan para crecer y separarse de la isla se ha observado a través de datos hidrográficos y observaciones de satélite que varía entre varios días a dos semanas en función de la intensidad y dirección del flujo oceánico incidente (Arístegui *et al.*, 1994; Barton *et al.*, 2000). Con el objetivo de estudiar la evolución de los remolinos desarrollados y desprendidos de Gran Canaria, ambos en términos de su evolución espacial y coherencia temporal, se lanzaron tres boyas Argos en un remolino anticiclónico desprendido de Gran Canaria a principios de Julio 1998 (Sangrà *et al.*, 1999). La figura 3.4 muestra la trayectoria de una de las boyas. Como se puede observar su trayectoria fue similar a un remolino anticiclónico

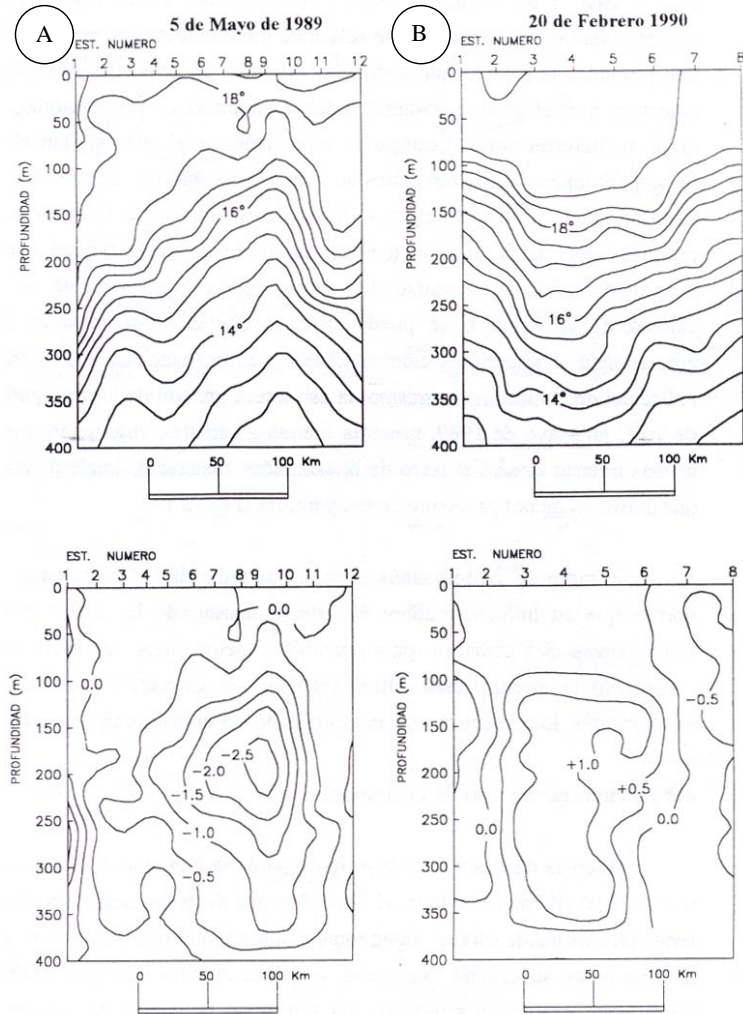


Figura 3.3: Distribución vertical de temperatura (parte superior) y de anomalía vertical de temperatura AVT (parte inferior), de un remolino ciclónico (a) y anticiclónico (b) (Sangrà, 1995).

y tuvo un tiempo de vida de 199 días, lo que sugiere que los remolinos de Gran Canaria podrían durar como estructuras coherentes durante al menos siete meses. El periodo de rotación de las tres boyas se incrementó de 3 a 6 días lo que indica que la tasa de rotación del remolino decrecía a lo largo de su tiempo de vida. El radio inicial del remolino, calculado a través de una campaña con XBT realizada antes de lanzar las boyas, era de 25 km, mientras que el radio final, calculado con la órbita de la boya, fue de 50 km. Esto sugiere que el radio del remolino también se incrementa a lo largo de su tiempo de vida. Las trayectorias orbitales (calculadas de la traslación media del remolino) también mostraban una oscilación del radio alrededor de su valor medio, que sugiere que el remolino evoluciona de un modo intermitente.

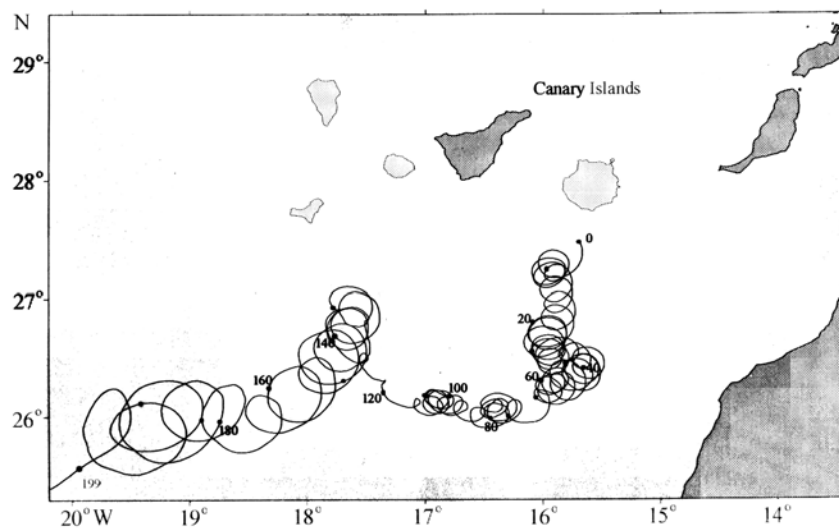


Figura 3.4: Trayectoria de una boya Argos lanzada en un remolino anticiclónico desprendido de Gran Canaria a principios de Julio 1998 (Sangrà *et al.*, 1999).

Diversas investigaciones de laboratorio sobre remolinos desprendidos por islas y cabos han demostrado que los remolinos ciclónicos y anticiclónicos son asimétricos cuando el flujo está fuertemente influenciado por la rotación del sistema (números de Rossby bajos). Los remolinos ciclónicos presentan núcleos pequeños y bien definidos, mientras los anticiclónicos presentan núcleos grandes y difusos (Boyer y Davies, 1982; Boyer *et al.*, 1984; Boyer y Tao, 1987; Chabert d'Hieres *et al.*, 1989). En la figura 3.5 se representa la estructura de la calle de remolinos obtenida en el modelo numérico desarrollado por Sangrà (1995) con una velocidad de corriente de 0.465 m/s ($Re=250$). Empezando el recorrido de la estela en la parte posterior derecha del obstáculo se encuentra el remolino ciclónico C_1 , que está en su estado inicial de desarrollo y ocupa el lado derecho de la calle, inmediatamente a sotacorriente del remolino C_1 se distingue la traza del remolino anticiclónico A_1 que se está desprendiendo de la parte posterior izquierda del obstáculo. Siguiendo el recorrido hacia sotacorriente se tropieza con un segundo remolino ciclónico, C_2 , que está plenamente desarrollado y totalmente despegado del obstáculo. Ocupando el lado izquierdo de la calle, inmediatamente a sotacorriente del remolino ciclónico C_2 se haya otro remolino anticiclónico en pleno estadio de madurez, A_2 . Finalmente, ocupando la parte posterior derecha de la estela y en trance de abandonar el dominio de integración, se encuentra un tercer remolino ciclónico, C_3 , plenamente desarrollado. Como se puede comprobar la traza de los remolinos ciclónicos parece mucho mejor definida, mientras que la de los anticiclónicos aparece difuminada y distorsionada.

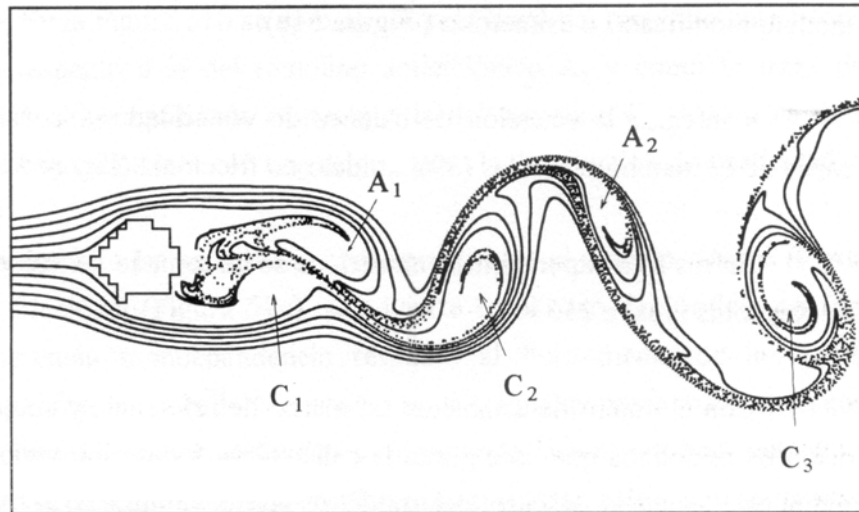


Figura 3.5: Estructura de la calle de remolinos para una velocidad de corriente 0.465 m/s ($Re=250$) (Sangrà, 1995).

3.2.1.1. Mecanismos de generación de los remolinos

Uno de los mecanismos propuestos para la generación de remolinos en la región Canaria es la perturbación de la Corriente de Canarias por las islas (Arístegui *et al.*, 1994; Barton, 1994b; Sangrà, 1995). Para que los remolinos se desprendan de las islas un requisito es que la Corriente de Canarias debe ser suficientemente energética. Sangrà (1994, 1995) se ocupó de este problema simulando numéricamente la perturbación de la Corriente de Canarias por parte de la Isla de Gran Canaria. El problema se planteó en dos dimensiones, como un flujo (Corriente

de Canarias) geofísico, viscoso, incompresible que incide sobre un obstáculo (Isla de Gran Canaria). El modelo adoptado fue del tipo cuasigeostrófico donde no se incluyó el forzamiento atmosférico. En el obstáculo se adoptaron condiciones de no deslizamiento para permitir el desarrollo de una capa de borde friccional alrededor de éste. Los resultados experimentales obtenidos se ilustran en la figura 3.6, donde se observa el aspecto que toman las líneas de corriente a medida que aumenta la velocidad del flujo incidente (el número de Reynolds):

$$Re = \frac{UL}{A_H}$$

Donde U es la velocidad del flujo incidente, L el diámetro de la isla de Gran Canaria (50 km) y A_H es el coeficiente de difusión turbulenta horizontal que se tomo como $A_H = 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Aristegui *et al.*, 1994; Tomczak, 1998). Cuando la velocidad del flujo incidente es reducida ($Re=1$, figura 3.6a) se desarrolla alrededor del obstáculo una capa friccional que permanece adherida a éste. Al aumentar la velocidad del flujo incidente, la capa friccional se va desarrollando hasta que se despegan del obstáculo dando lugar a dos remolinos estacionarios en su parte posterior ($Re=20$, $Re=38$, figura 3.6b y 3.6c respectivamente). Si continúa aumentando la velocidad del flujo incidente, los remolinos se van desestabilizando ($Re=60$, figura 3.6d) hasta que finalmente se despegan del obstáculo y se produce el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos ($Re=100$, figura 3.6e) formándose una *calle de Von Kármán*. Si se comparan estos resultados con los diversos resultados experimentales sintetizados en la tabla 3.2 (adaptada de

Número de Reynolds	Descripción de la estela
< 0.5	El fluido permanece adherido al obstáculo.
2–30	Se forman dos remolinos estacionarios, rotando en sentido contrario y las mayoría de las líneas de corriente convergen detrás del obstáculo.
30–40	Las estela se desestabiliza del tal manera que cuando $Re=34$ se produce la asimetría de los remolinos.
40–70	Se producen oscilaciones periódicas de la estela.
> 60–70	desprendimiento de remolinos detrás del obstáculo.

Tabla 3.2: Estelas detrás de un obstáculo para varios números de Reynolds. Las descripciones se han extraído de investigaciones realizadas en laboratorio por Batchelor (1967), Gerrard (1978) y Massey (1984). Adaptada de Pattariatchi *et al.* (1986) por Sangrà (1995).

Pattariatchi *et al.*, 1986) y otros trabajos recientes (Tomczak, 1998; Coutis y Middleton, 2002), se advierte una más que aceptable concordancia. Asimismo, tanto a partir de las simulaciones realizadas por Sangrà (1995) como de resultados experimentales (Berger y White, 1972; Coutanceau y Bouard, 1977) se ha observado

que para valores del número de Reynolds superiores a $Re=40$ el flujo pasa de ser estacionario a tener una evolución claramente periódica.

En la tabla 3.3 se sintetizan para varios rangos del número de Reynolds la velocidad del flujo incidente y en su caso el periodo de desprendimiento. De un rápido análisis de ella cabría destacar que a partir de velocidades de 0.1 m/s ya se produciría el desprendimiento de remolinos si éste persistiese durante unos 36 días. Asimismo, cuanto mayor sea la velocidad del flujo incidente menor será el tiempo de persistencia necesario para que se produzca el desprendimiento de remolinos de la isla. De esta forma para una velocidad característica del flujo incidente de 0.185 m/s, el tiempo de persistencia necesario para que se desprendiese un remolino ciclónico y otro anticiclónico se reduciría a 16.22 días.

Las medidas directas y cálculos geostroficados de la Corriente de Canarias indican que una velocidad media de 0.2 m/s puede ocasionalmente alcanzarse (Sangrà, 1995) pero según Navarro-Pérez y Barton (2001) el máximo valor geostrofico medio de la Corriente de Canarias a través del Archipiélago Canario es relativamente bajo, 0.05 m/s. Por tanto, sólo durante ciertos periodos del año la Corriente de Canarias es suficientemente energética para generar remolinos. Durante periodos de velocidad de corriente baja y Vientos Alisios moderados otro mecanismo que podría favorecer la generación de remolinos, sugerido por Barton *et al.* (2000) en la isla de Gran Canaria y por Patzert (1969), Flament (1994) y Lumpkin (1998) en el caso de los remolinos de Hawai, es mediante el bombeo de Ekman originado a través del forzamiento del viento en los flancos y estelas de las islas.

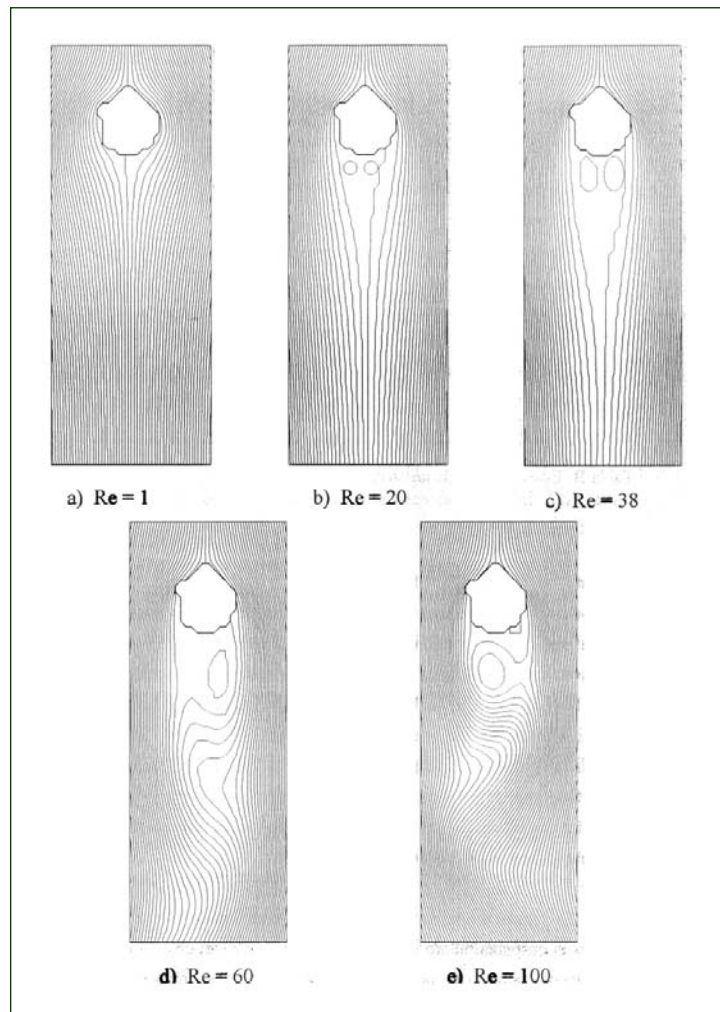


Figura 3.6: Comportamiento de las líneas de corriente para distintos valores del número de Reynolds (Sangrà, 1995).

$$\left. \begin{array}{l} A_H = 100m^2 s^{-1} \\ L = 54km \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} < 20 \rightarrow U = 0.04ms^{-1} \\ 20 < \text{Re} < 40 \rightarrow 0.04 < U(ms^{-1}) < 0.07 \\ \text{Re} > 60 \rightarrow U > 0.1ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 36días \\ \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 16.22días \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 5.36días \end{array} \right.$$

Tabla 3.3: Parámetros característicos para Gran Canaria (Sangrà, 1995)

Después de estudiar el complejo campo de remolinos oceánicos a sotavento en el Archipiélago de Hawai, Patzert (1969) concluyó que el flujo oceánico entrante a través de las islas era demasiado débil para ser el principal mecanismo de generación de remolinos. Patzert (1969) atribuyó el origen del campo de remolinos oceánicos al fuerte cizallamiento del viento local con las islas, que actúan como obstáculos a los Vientos Alisios incidentes.

Otro ejemplo de cómo el forzamiento atmosférico es responsable en algunas ocasiones de la generación de remolinos oceánicos lo encontramos en el Golfo de Tehuantepec (México). En esta zona los vientos intermitentes canalizados a través de un paso de montaña se extienden como un jet sobre el Océano Pacífico generando remolinos oceánicos (Barton *et al.*, 1993; Trasviña *et al.*, 1995).

En la isla de Gran Canaria el proceso que podría producirse a sotavento por el efecto del forzamiento atmosférico se esquematiza en la figura 3.7. En la zona A y C la intensidad del viento es mayor que en B esto induce a un desplazamiento de la corriente hacia la derecha de la dirección del viento. En la zona B-C, al ser mayor la intensidad del viento en C que en B la masa de agua que entra es mayor que la que sale, produciéndose un exceso de masa y por lo tanto hundimiento de esta (vorticidad negativa). En la zona A-B se produce el efecto inverso, de forma que se produce un defecto de masa y el afloramiento de esta (vorticidad positiva).

Es razonable pensar que un mecanismo similar al expuesto pueda operar en las Islas Canarias en periodos de viento moderados. Barton *et al.* (1998), y Basterretxea *et al.* (2002) observaron fuertes distorsiones de la piconclina en el borde entre las aguas superficiales bien mezcladas expuestas al viento y las aguas protegidas en la zona de sotavento de Gran Canaria durante episodios de vientos muy intensos.

Barton *et al.* (1998) a sotavento de la isla de Gran Canaria observaron que entre la zona resguardada y la expuesta la velocidad del viento podía cambiar de 0 a 15 m/s en una distancia de 2 km. Propusieron que estas diferencias de velocidad de viento entre ambas zonas suministraban, a través del bombeo de Ekman, impulsos hacia arriba y hacia abajo a la piconclina a cada lado de la isla, produciendo distorsiones en esta similares al mecanismo explicado en la figura 3.7. Barton *et al.* (1998) observaron que el transporte de Ekman originado a velocidades de viento entre 10-15 m/s, tomando un coeficiente de arrastre de 1.3×10^{-3} , era de 1.9-4.3 m/s. Estos valores producían un afloramiento (o hundimiento) de 5-10 m/d, si se asume

un radio típico de Rossby sobre 15 km, valores de velocidades del bombeo de Ekman comparables en magnitud al afloramiento costero africano. Según Barton *et al.* (1998) a causa de la ausencia de un borde sólido a sotavento de la isla, este afloramiento o hundimiento de la piconclina produciría remolinos en una escala de longitud igual al diámetro de la isla.

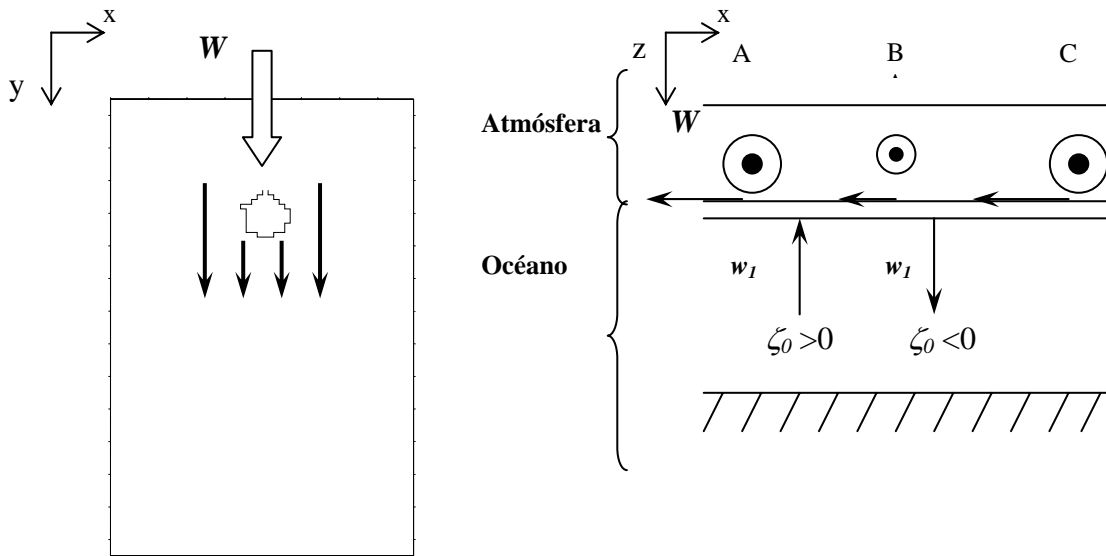


Figura 3.7: Esquema del bombeo de Ekman inducido por el viento en la zona de sombra de la isla. El sentido del flujo atmosférico, W , es hacia fuera de la hoja, w_1 representa el bombeo de Ekman y ζ_0 la vorticidad.

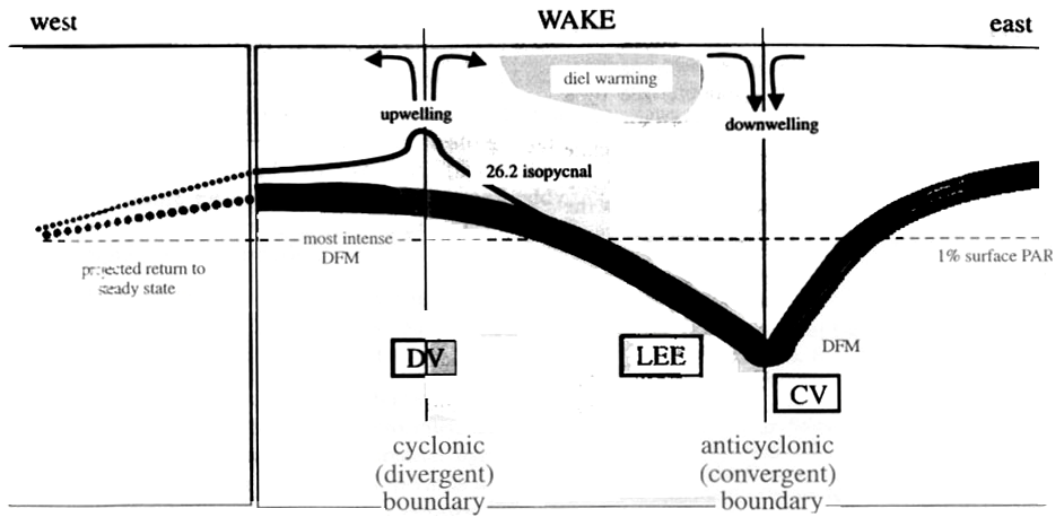


Figura 3.8: Esquema simplificado entre la unión de las estructuras físicas y biológicas en la sección de la estela, vista desde el Sur (Basterretxea *et al.*, 2002).

Basterretxea *et al.* (2002) sugirieron que una posible combinación de los mecanismos de desprendimiento de remolinos por el flujo que pasa un obstáculo y el bombeo de Ekman asociado al forzamiento atmosférico podrían operar durante periodos de viento de moderado a intensos. En la figura 3.8 se muestra el esquema del efecto del forzamiento atmosférico a sotavento de la isla de Gran Canaria desarrollado por Basterretxea *et al.* (2002), como se puede observar es similar al explicado en la figura 3.7. En la zona Oeste se observa un frente de divergencia en el borde entre la región expuesta y la protegida que produce un afloramiento de aguas

superficiales. Por el contrario, en la zona Este se produce un frente de convergencia y en el borde entre la región expuesta y la protegida un hundimiento de aguas superficiales.

En la figura 3.10 se muestran datos experimentales del efecto a sotavento, en la isla de Gran Canaria, del forzamiento atmosférico en periodos de vientos de moderados a intensos. Los datos fueron obtenidos por Basterretxea *et al.* (2002) durante dos días de campaña en el mes de junio 1998 dentro del proyecto FRENTE-9806 a lo largo de la sección 1 y 2 (figura 3.9). La figura 3.10 a, c, e, g, y i corresponden a la sección 1 y las figuras 3.10 b, d, f, h y j, a la sección 2, a una distancia de 10 km de la plataforma de la isla.

En la sección 1 se observa que en las zonas de cizalla del viento se produce un efecto similar al esquematizado en la figura 3.7, y 3.8. Entre la zona expuesta y protegida, se produce un afloramiento, en la zona Oeste (borde ciclónico), y un hundimiento, en la zona Este (borde anticiclónico) con unas perturbaciones verticales de 25 m y una extensión horizontal de 7-8 km. La zona expuesta al Oeste la termoclina es poco profunda (30-40 m), horizontal y bien definida, mientras en el lado Este la termoclina y la picnoclina sufren un hundimiento de 90 m.

La estratificación de la salinidad en general sigue las mismas pautas que la temperatura. En el borde ciclónico la salinidad es menor a 36.8 y se extiende a 50 m de profundidad, y los valores de salinidad más altos coinciden con el borde anticiclónico.

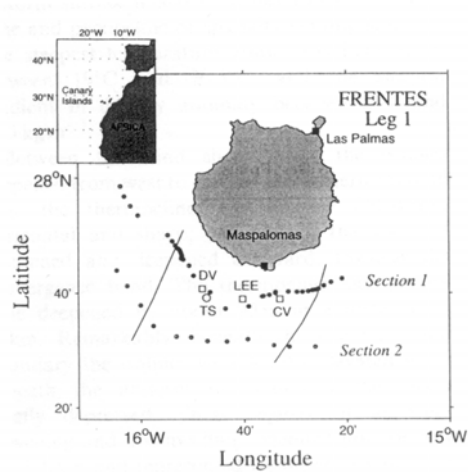


Figura 3.9: Secciones de muestreo dentro del proyecto FRENTE-9806 (Basterretxea *et al.*, 2002)

La sección 2 muestra la misma estructura básica que la sección 1. El afloramiento más débil está en el borde Oeste con una subida de las isotermas y las isopícnas de unos 50 m, pero a diferencia de la sección 1 en la zona Este no se muestra claramente un hundimiento. Esto se debe a que en las estaciones más al Este se muestrean aguas frías y de baja salinidad procedentes de un filamento de aguas afloradas originado cerca de la costa africana.

La temperatura superficial (figura 3.10 c y d) en ambas secciones muestra claramente variaciones de los gradientes de temperatura coincidiendo con las zonas de cizallamiento de viento. Sin embargo, la diferencia de temperatura entre la estela

y las zonas expuestas al viento no es muy grande, tan solo de 1°C, debido a que las muestras se tomaron principalmente de noche cuando el enfriamiento radiactivo reducía la temperatura superficial.

Los resultados suministrados por Barton *et al.* (1998) y Basterretxea *et al.* (2002), son similares a los obtenidos a través de datos de CTD por Caldeira y Marchesiello (2002) para la Isla de Santa Catalina (Sur de California). La diferencia estriba en que mientras en la isla de Gran Canaria el efecto del forzamiento atmosférico afectaba a capas oceánicas profundas, en la isla de Santa Catalina parecía estar asociado con gradientes en una capa oceánica superficial de poco grosor.

Diversos autores han observado que en periodos de baja intensidad de viento se generan remolinos al Sur de la isla de Gran Canaria (Vélez-Muñoz, 1992; Barton *et al.*, 1998). Arístegui *et al.* (1994), sugirieron, al observar remolinos en periodos de menor intensidad de viento, que estos se generaban como resultado de la perturbación del flujo medio por las islas como modelo Sangrà (1995). Pero, como se ha comentado anteriormente, las diferentes medidas directas realizadas en los últimos años en distintas zonas de la región Canaria indican que las velocidades medias del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el archipiélago no son lo suficientemente intensas, 0.05 m/s (Navarro-Pérez y Barton, 2001), como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas. Solo, en determinados periodos pueden llegar a serlo, alcanzando en algunas ocasiones velocidades de 0.20 m/s y, puntualmente, valores máximo de 0.7 m/s.

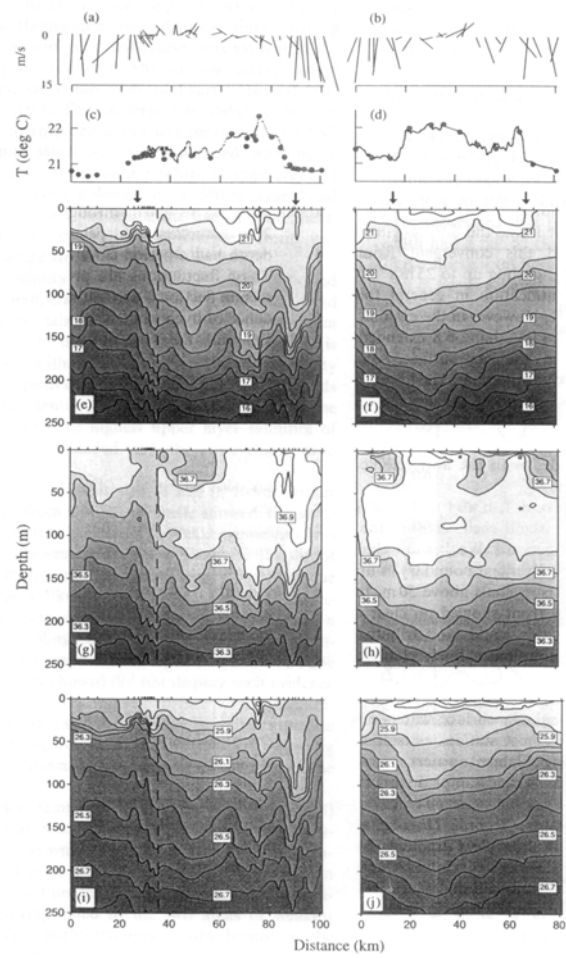


Figura 3.10: Propiedades a lo largo de la sección 1 y 2 de la figura 1: (a) y (b) velocidad del viento, (c) y (d) temperatura superficial de termosalinografos (línea discontinua) y CTD a 3 m (puntos grises). Sección vertical de: (e) y (f) temperatura; (g) y (h) salinidad; e (i) y (j) densidad. Las flechas verticales indican la posición de la zona de cizalla del viento (Basterretxea *et al.*, 2002).

Sin embargo, los diferentes datos experimentales (tabla 3.1) muestran que los remolinos se generan en todas las estaciones del año, por lo tanto, en épocas donde la velocidad del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el archipiélago no es lo suficientemente intensa como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas, como se ha comentado, otro proceso que podría contribuir a la generación de remolinos sería el forzamiento atmosférico, sugerido por Barton *et al.* (2000).

El objetivo de este trabajo será ponderar la importancia del efecto del forzamiento atmosférico, y el efecto topográfico, la perturbación del flujo oceánico por la isla, en el proceso de generación y desprendimiento de remolinos oceánicos al Sur de la isla de Gran Canaria.

3.2.1.2. Efectos biológicos de los remolinos

La presencia de plancton en la región canaria está relacionada con dos factores, por un lado, la influencia del sistema del afloramiento costero africano, y por otro el efecto masa que ejerce las islas en la Corriente de Canarias.

Doty y Oguri (1956) fueron los primeros que introdujeron la idea de “*efecto masa isla*”. Observaron que en la zona a barlovento y sotavento de la isla Oahu (Islas Hawai) se producía un incremento en la producción primaria. Más tarde, Gilmartin y Relevante (1974) estudiaron el “*efecto masa isla*” relacionando las características y la distribución de la producción primaria con parámetros oceanográficos en las Islas

Hawai. Observaron que había diferencias sustanciales en muestras tomadas a barlovento y sotavento, y en aguas costeras y oceánicas.

Dandonneau y Charpy (1985) adoptaron el concepto “*efecto masa isla*” al estudiar los datos de concentración de clorofila en la superficie del mar (SSCC) en el Pacífico Sur Tropical. Definieron el “*efecto masa isla*” como la relación entre la concentración de clorofila de la superficie del mar y la distancia a la isla más cercana, y sugirieron que para estudiar este efecto había que tener en cuenta las características hidrográficas locales.

LeBorgne *et al.* (1985) llevaron a cabo una campaña oceanográfica para medir la biomasa de fitoplanctón en la isla de Mare y la costa Suroeste de Nueva Caledonia. Sugirieron que para comprender el concepto “*efecto masa isla*” se tendría que comparar tanto los parámetros biológicos como los físicos, y la variabilidad espacial y temporal a la hora de llevar a cabo las campañas.

Basterretxea y Arístegui (2000) estudiaron la biomasa de fitoplanctón en dos remolinos generados por la isla de Gran Canaria y un filamento procedente del afloramiento de la costa Noroeste africana. Observaron diferencias en la concentración de clorofila entre las masas de agua de dentro y fuera de la plataforma africana, y como los remolinos afectaban en la distribución vertical de clorofila.

En cuanto al “*efecto masa isla*” en el zooplanctón la primera referencia citada es el trabajo de Boden (1952) que investigó el plancton insular durante una campaña

oceanográfica física en la isla de Bermuda. Un año más tarde Boden y Kampa (1953) discutieron el concepto de dispersión del zooplanctón alrededor de la misma isla.

Jones (1962) estudio el “*efecto masa isla*” en la población de zooplanctón cerca de las islas Marquesas (Pacífico Central), presentaron una evaluación estadística entre la biomasa de zooplanctón y la distancia a las islas.

Allredge y Hamner (1980) investigaron la agregación de zooplanctón a la corriente mareal en el canal entre las islas de Cid y Whitsunday (Australia), y Hamner y Hauri (1981) estudiaron la relación entre los remolinos y la agregación de plancton.

Rissik *et al.* (1997) estudiaron el aumento de clorofila en la estela de arrecifes aislados en el Sur del Mar de Coral enfatizando el papel de la perturbación del flujo.

Caldeira *et al.* (2001) analizaron la composición de la comunidad de zooplanctón en masas de agua cercanas y alejadas de la costa en la isla de Madeira.

Con respecto al estudio de las comunidades de zooplanctón en el Archipiélago Canario durante los últimos 15 años se han realizado toda una serie de proyectos enfocados a estudiar la relación entre la hidrografía y la biología (Hernández-León *et al.*, 1984; Hernández-León, 1988 a, b; Arístegui *et al.*, 1989, 1994, 1997; Barton *et al.*, 1998, 2000). Los diversos estudios han mostrado claramente la importancia del “*efecto masa isla*” en el océano Atlántico Noreste. Hernández-León *et al.* (1984) iniciaron estos estudios analizando los datos de

zooplanctón de una estación a sotacorriente de Gran Canaria. Comparando los datos de esta estación y de las aguas oligotróficas circundantes apreciaron un incremento en la biomasa a sotacorriente de la isla, con valores comparables a los encontrados en el Archipiélago de Bermuda o en las regiones productivas del Mar de los Sargazos. Hernández-León (1988a) analizó el ciclo anual del mesozooplanctón en algunas áreas de la Isla de Gran Canaria y descubrieron un pico de biomasa anual que coincidía con el incremento de intensidad de los Vientos Alisios durante los meses de verano. Hernández-León (1988b) expandieron las investigaciones al “*efecto masa isla*” incluyendo todas las Islas Canarias. Sus resultados mostraban un incremento de la biomasa de mesozooplanctón a sotacorriente de las islas en las zonas limítrofes entre la zona expuesta al viento y las zonas en calma.

Arístegui *et al.* (1989) recopilaron todos los datos de producción primaria y secundaria en el archipiélago y los relaciono con el suministro de nutrientes. Observo incrementos de zooplanctón a sotacorriente de algunas islas.

Hernández-León *et al.* (2001) analizaron los gradientes de biomasa de zooplanctón, alimentación y regímenes de metabolismo en la Cuenca Canaria. Observaron que los organismos que vivían en la región próxima a la costa de las Islas Canarias y en los filamentos procedentes del afloramiento africano presentaban valores diferentes a los que vivían en remolinos ciclónicos y anticiclónicos a sotacorriente de las islas.

En las aguas de océano abierto de la región canaria el ciclo de producción anual del plancton se ve afectado por la termoclina estacional. Ésta restringe el flujo

vertical de nutrientes de aguas profundas a la zona eufótica, limitando el crecimiento del fitoplanctón. La termoclina estacional solo desaparece durante el invierno por el enfriamiento de la capa superficial y el hundimiento de la capa de mezcla que alcanza su máxima profundidad de penetración. En Abril-Mayo empieza a reformarse la termoclina, presentándose una zona eufótica superficial agotada de nutrientes. Desde el final de la primavera al principio del invierno la mayor parte de la clorofila se encuentra a una profundidad máxima (DCM) dentro de la termoclina estacional, y la mayoría de las células de fitoplanctón están casi ausentes de la superficie del agua. Solo durante el final del invierno pueden observarse en las aguas superficiales picos en clorofila y producción primaria.

Los remolinos pueden producir una importante perturbación en la distribución y productividad de las comunidades de plancton en la zona eufótica. Los efectos biológicos derivados de la generación de remolinos por las Islas Canarias depende de muchos factores, como el contenido de clorofila de la fuente de agua que forma el remolino, la intensidad y manifestación en superficie del remolino, el tiempo de vida del remolino, la respuesta temporal de los organismos planctónicos, o el grado de interacción que existe entre el remolino y el agua que le rodea. Imágenes de CZCS de la región canaria muestran zonas de aumento de clorofila cerca de las islas, presumiblemente asociado con las señales de remolinos (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999), pero la localización y origen de estos aumentos varían según el tipo y madurez del remolino.

En la figura 3.11 se muestra un esquema de los flujos verticales y horizontales asociados con la generación de remolinos ciclónicos (C) y anticiclónicos

(A) a sotacorriente de Gran Canaria (Aristegui *et al* 1997). El número (1) es la dirección del flujo incidente (oceánico y atmosférico), el (2) la advección de agua costera con alta concentración de clorofila durante la formación del remolino ciclónico, el (3) la entrada de agua aflorada, con alta concentración de clorofila, de la costa africana alrededor del remolino anticiclónico, el (4) intercambio lateral de clorofila entre la periferia y el centro del remolino, el (5) la mezcla diapicna, el (6) el levantamiento de la termoclina en el remolino ciclónico, el (7) la advección radial de la periferia hacia fuera del remolino ciclónico, el (8) la mezcla isopicna, el (9) el hundimiento de la termoclina en el remolino anticiclónico, el (10) la advección radial de la periferia hacia el centro en el remolino anticiclónico.

Remolinos ciclónicos: Los remolinos ciclónicos producen una sobreelevación de las isopícnas que puede producir la subida de fitoplanctón a la zona eufótica cuando éste está concentrado en un DCM. Esto podría ser un importante mecanismo para el desarrollo de comunidades de plancton que de otra manera estarían severamente limitadas por los nutrientes y explicaría en parte la supervivencia de parches concentrados de zooplanctón y de larvas de peces alrededor de los remolinos a sotacorriente de algunas islas tropicales (Lobel y Robinson, 1986; Boehlert *et al.*, 1992; Cowen y Castro, 1994; Caldeira *et al.*, 2001). En los remolinos ciclónicos del Archipiélago de Hawai se ha observado que este mecanismo de bombeo (Falkowski *et al.*, 1991; Olaizola *et al.*, 1993) produce un incremento de la producción primaria integrada en la vertical de 3.5 veces más que las aguas cercanas que lo rodean. Aunque este aumento fue más bien debido al incremento en la fotosíntesis de la tasa específica de clorofila (un incremento de 67%) que al aumento en sí de la concentración de clorofila. Basterretxea (1994) observó un incremento similar en la

producción primaria (integrada en los primeros 100 m) en un remolino ciclónico asociado a Gran Canaria con respecto a las aguas circundantes.

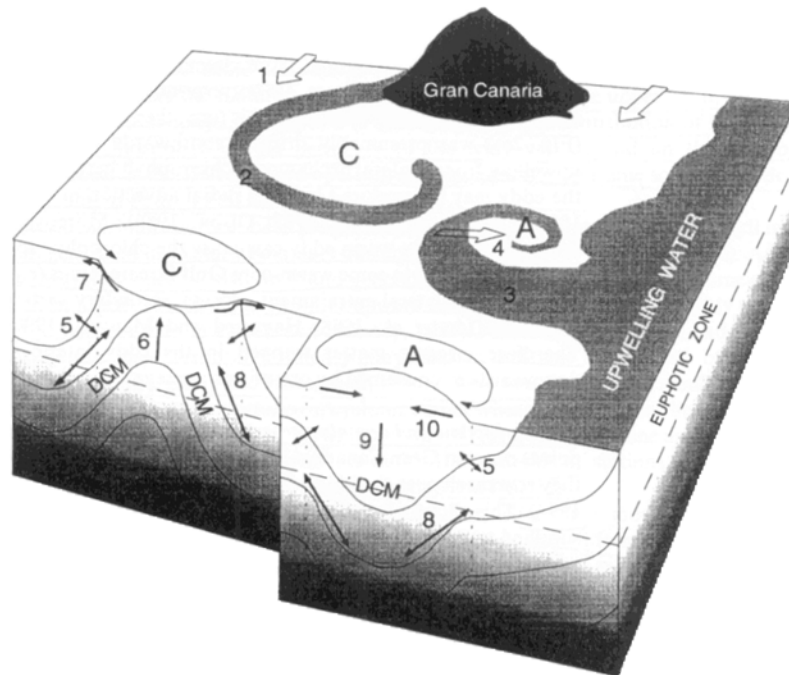


Figura 3.11: Esquema mostrando los flujos verticales y horizontales asociados con la generación de remolinos ciclónicos (C) y anticiclónicos (A) a sotacorriente de Gran Canaria donde el DCM simboliza la profundidad máxima de clorofila (Aristegui *et al* 1997).

La entrada global de nitrógeno nuevo en las capas superiores del océano desde aguas más profundas está estimada sobre $85 \cdot 10^9$ kmol/año (Schlesinger, 1997). Barton *et al.* (1998) estimaron que el flujo vertical total en la región canaria era $0.17 \cdot 10^9$ kmol/año ó un 0.2% del global total del que la zona canaria representa un 0.07% del océano mundial. La región canaria es, por lo tanto, tres veces más activa en el transporte vertical de nitrógeno que la media del océano global. Lo más impresionante de todo es que una gran parte del flujo vertical en la región canaria se produce a través de la generación de remolinos por la isla, que ocupa solo un 1% del área de la región, su flujo vertical estimado por Barton *et al.* (1998) de $29 \text{ molN/m}^2\text{año}$ representa más de 100 veces la media oceánica de $0.24 \text{ molN/m}^2\text{año}$.

Los remolinos ciclónicos, típicamente de núcleo frío, muestran su máximo de clorofila en su periferia, en la superficie del mar o formando un DCM cuando se encuentran cerca de Gran Canaria (figura 3.11). Por el contrario, los valores mínimos de clorofila y valores máximos de nitratos se encuentran en el centro de los remolinos (Arístegui *et al.*, 1994, 1997). La contribución de los DCMs al incremento en clorofila en la periferia de los remolinos dependerá de la concentración de clorofila en el DCM antes de elevarse y la intensidad y escala temporal del efecto domo del remolino (Lohrenz *et al.*, 1993; Olson *et al.*, 1994). Este proceso fue descrito para un remolino ciclónico asociado a Gran Canaria por Arístegui *et al.* (1997). Estos autores observaron como el DCM se elevó de 100 m a 75 m en la periferia del remolino incrementando su concentración al mismo tiempo.

Existen diferentes mecanismos que pueden ser responsables de esta distribución. Un primer proceso se asociaría con la circulación secundaria que se

desarrolla en un remolino ciclónico cuando el balance geostrófico se perturba. Como se ha comentado, los remolinos a sotacorriente de Gran Canaria muestran formas irregulares o elípticas, sugiriendo que están en su estado inicial de formación y por lo tanto es presumible que la circulación asociada a éste tenga una componente ageostrófica significativa. Esta componente ageostrófica puede asociarse a una circulación secundaria que se manifiesta mediante un flujo vertical hacia la superficie en el centro del remolino y un flujo radial hacia su periferia. Esta circulación secundaria puede verse favorecida por el viento a través de una divergencia del transporte de Ekman en la capa de mezcla superficial (Angel y Fasham, 1983). De esta forma en los centros de los remolinos ciclónicos la circulación secundaria puede contribuir al afloramiento de aguas profundas ricas en nutrientes (Aristegui *et al.*, 1994; Barton *et al.*, 1998).

Un ejemplo de cómo la circulación secundaria puede afectar la distribución de clorofila es las observaciones de Hayward y Mantyla (1990). Estos autores describieron un remolino ciclónico costero al Norte de California que como consecuencia de un afloramiento de aguas con baja concentración de clorofila y alto contenido en nutrientes, presentaba una distribución de clorofila de baja concentración en su centro y alta en su periferia. Por otro lado, Olaizola *et al.* (1993) sugirieron que los aumentos de clorofila en la periferia de los remolinos Hawaianos podían ser resultado de un afloramiento localizado en el centro del remolino acoplado con una subducción de aguas recién afloradas más densas y poco profundas en la estela del remolino, que se produce cuando éste es advechado por el flujo medio.

Otro proceso que podría contribuir al aumento de clorofila en la periferia es la existencia de un intervalo de tiempo entre el suplemento de nutrientes y el crecimiento de fitoplanctón, correspondiendo las mayores velocidades verticales de agua con el menor contenido de clorofila en el centro del remolino. A este respecto cabe esperar que los remolinos cerca de Gran Canaria tienen velocidades verticales mayores y por lo tanto bajas concentraciones de clorofila en su centro, mientras que los remolinos ya desprendidos por la isla, maduros, tienen velocidades verticales menores y mayor contenido de clorofila en su centro, debido a que habría habido más tiempo para producirse el crecimiento de fitoplanctón en su interior. Esta hipótesis parece estar apoyada por imágenes de pigmentos de CZCS (Pacheco y Hernández-Guerra, 1999) y observaciones de campo (Barton, 1994b), que muestran mayores concentraciones de clorofila en el centro de los remolinos ciclónicos cuanto más alejados de la isla de Gran Canaria están, es decir, cuanto mayor es su grado de madurez.

Y por último, otro proceso sería la entrada de agua con altas concentraciones de clorofila originadas en los flancos de las islas del Archipiélago Canario. Tanto a partir de imágenes de CZCS como de observaciones *in situ* (Arístegui *et al.*, 1997) se han observado aumentos de clorofila en el flanco Noroeste de Gran Canaria durante diferentes épocas del año, lo que sugiere la presencia de una fuente local de clorofila en este lado de la isla que se extiende en forma de pluma hacia el Suroeste, incorporándose a los remolinos ciclónicos durante sus primeras etapas de formación, y siendo advectado a sotacorriente por la Corriente de Canarias (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1997; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999). Este mecanismo es muy factible al observarse incrementos de la concentración de

clorofila en la periferia del remolino incluso en periodos de fuerte estratificación de la columna de agua. Estas observaciones concuerdan con las simulaciones numéricas, ya comentadas, realizadas por Sangrà (1995).

Remolinos anticiclónicos: Los remolinos anticiclónicos tienen núcleos, típicamente, cálidos donde se produce el hundimiento de las isopícnas y de la materia orgánica concentrada en él, por debajo de la zona eufótica (Aristegui *et al.*, 1997, Aristegui y Montero, enviado) (figura 3.11).

Los remolinos anticiclónicos asociados con Gran Canaria se han detectado a través de imágenes de CZCS gracias a su interacción con los filamentos del afloramiento que se extienden de la costa africana (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999). Los filamentos del afloramiento interactúan con los remolinos aportando aguas con alto contenido de clorofila y baja temperatura en su periferia. El intercambio lateral de clorofila entre la periferia y el interior del remolino puede ser producido por advección radial o difusión turbulenta (Tranter *et al.*, 1983; Olson y Backus, 1985; Olson, 1986), aunque algunas imágenes de CZCS muestran que los remolinos anticiclónicos pueden mover la clorofila en espiral hacia su centro, como se ha detectado en algunos remolinos de la Corriente del Golfo (Olson y Backus, 1985). Debido a estos procesos de intercambio lateral podría producirse un sistema de circulación secundaria vertical en el interior del remolino, y la materia orgánica atrapada en el interior del remolino podría ser o bien transportada hacia el fondo o consumida por organismos agregados al remolino.

Este fenómeno de entrada lateral de agua de un afloramiento costero a un remolino es bastante común en el Sistema de Corriente de California (CCS) (Simpson *et al.*, 1984; Hayward y Mantyla, 1990). Simpson y Lynn (1990) sugieren que la entrada lateral de agua no local rica en nutrientes cerca de la superficie de la zona costera, o la circulación vertical secundaria producida por las interacciones del flujo medio y los remolinos son mecanismos necesarios para suministrar nutrientes y soportar la productividad máxima, en aguas oceánicas, observada en el CCS.

Tiempo de vida de los remolinos y respuesta de los organismos: Según Angel y Fasham (1983) el microplanctón y el fitoplanctón debido a su alta tasa neta de crecimiento, presentan tiempos de respuesta cortos que les permitirían mantenerse dentro de los remolinos, venciendo la difusión turbulenta. Por el contrario, los organismos mayores como el zooplanctón, debido a su mayor tasa de crecimiento, no pueden mantenerse dentro de los remolinos contrarrestando la difusión. Por ejemplo, en la corriente del Golfo, las poblaciones de fitoplanctón pueden responder de unos días a dos semanas al aumento de clorofila, en una proporción del 20% en la periferia de los anillos de núcleo cálido respecto al agua que le rodea (Olson, 1986) venciendo los efectos de la difusión turbulenta. Por lo tanto, los remolinos en las Islas Canarias, que tienen un tiempo de vida de varios meses antes de decaer y permanecen cerca de la isla al menos una semana antes de ser advectados por el flujo medio (Aristegui *et al.*, 1994) permiten al fitoplanctón responder al incremento de nutrientes, si hay un suministro suficiente en la zona eufótica del remolino.

En diferentes campañas se ha comprobado que el aumento en la concentración de clorofila no suelen ir acompañados por un aumento en la

comunidad de zooplanctón en los remolinos ciclónicos (Gómez, 1991; Torres, 1991; Arístegui *et al.*, 1997; Barton *et al.*, 1998). Por el contrario, normalmente se suele encontrar valores mínimos de biomasa de zooplanctón cerca de los remolinos ciclónicos. Por lo que es posible pensar que al no existir un acoplamiento entre el fitoplanctón y zooplanctón se permite la acumulación de biomasa de fitoplanctón. Este no-acoplamiento también ha sido sugerido por Olaizola *et al.* (1993) como un mecanismo para explicar la acumulación de fitoplanctón alrededor de los remolinos ciclónicos en Hawai.

A modo de sumario, cabría decir que todo lo comentado conduce a que las Islas Canarias son unas eficientes suplentes de nutrientes en la zona eufótica por una serie de razones. Primero, están situadas en una región de fuertes flujos oceánicos y atmosféricos que podrían llevar a la formación de energéticos remolinos con núcleos de altas velocidades verticales. Y segundo, los remolinos pueden aportar relativamente altas concentraciones de nutrientes debido al levantamiento regional de la nitroclina oceánica que esta asociada con el afloramiento del Noroeste africano.

3.2.2. Estelas de aguas cálidas

La mayoría de los estudios en la oceanografía de las islas oceánicas se han ocupado principalmente del estudio de la generación de remolinos prestándose menor atención a las estelas de agua cálida que se observan a sotavento de las islas con un relieve importante.

Las aguas superficiales en las regiones protegidas, a sotavento de las islas, aumentan su temperatura debido al dominio del calentamiento superficial diurno frente a la mezcla por viento, dando lugar a la formación de estelas que son moldeadas por la circulación oceánica. Por la noche, la entrada de calor diurno se distribuye convectivamente sobre las capas menos profundas, debilitándose o desapareciendo la estela en aquellas imágenes de satélite tomadas de noche o a primeras horas de la mañana (Flament *et al.*, 1994). En las imágenes de satélite (Hernández-Guerra, 1990; Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1994; Barton *et al.*, 1998; Barton *et al.*, 2000; Xie *et al.*, 2001; Caldeira *et al.*, 2002) se identifica a las estelas como estructuras superficiales, casi lineales, situadas a sotavento de las islas, con un núcleo de agua relativamente más cálido que la de su alrededor (figura 3.12).

Al igual que los remolinos, las estelas parecen ser una característica común en el Archipiélago Canario, particularmente claro a sotavento de las islas más altas, sin embargo, las estelas y los remolinos no están siempre presentes al mismo tiempo (Arístegui *et al.*, 1994; 1997; Barton *et al.*, 1998; 2000). En el Suroeste de Gran Canaria pueden coexistir remolinos ciclónicos que rompen la estructura de la estela. Sin embargo, a sotavento de la Isla del Hierro, donde no se observan remolinos ciclónicos, se desarrollan muy bien este tipo de estructuras.

Las estelas están orientadas en la dirección de los vientos dominantes y su extensión horizontal varía de unas islas a otras, en función de sus diferentes alturas, extendiéndose decenas de kilómetros a sotavento de estas. Una de las estelas más impresionantes por su longitud se observó recientemente en las Islas Hawai por Xie

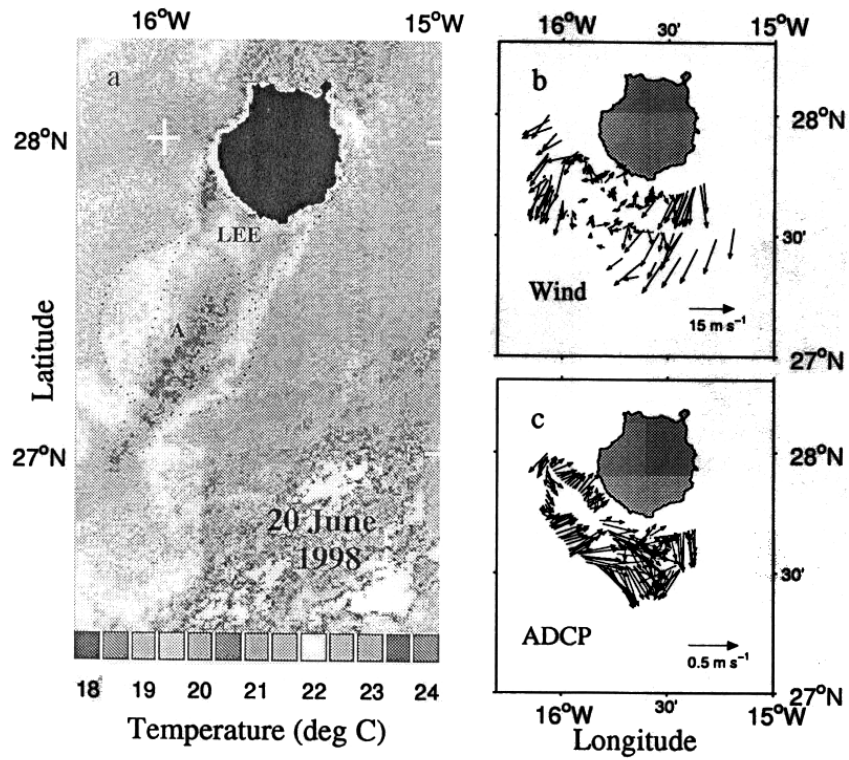


Figura 3.12: (a) Imagen de temperatura superficial del 20 de junio de 1998 (Basterretxea *et al.*, 2002). Se ha marcado con línea discontinua el contorno aproximado de la estela (LEE) y el remolino anticiclónico (A). (b y c) indican el campo de viento y las corrientes superficiales (16-25 m) en el área.

et al. (2001). Con datos de satélite los autores detectaron una estela, generada por el viento, arrastrada hacia el Oeste 3.000 km lejos de la costa del Archipiélago de Hawai. Caldeira *et al.* (2002) describieron una trayectoria de estela similar en la Isla de Madeira con Vientos Alisios del Noreste predominantes y en la isla de Santa Catalina (Sur de California). La estela observada al Sur de Gran Canaria consta de un núcleo más cálido estrecho adjunto a la costa y una pluma menos cálida, de mayor longitud extendida hacia el Suroeste. (Van Camp *et al.*, 1991; Arístegui *et al.*, 1994). En las estelas asociadas a la Gomera, el Hierro y La Palma también puede observarse esta estructura tipo (Hernández-Guerra, 1990). Esta distribución de temperatura superficial podría ser producida por una advección hacia el Suroeste de agua más cálida de la zona de sotavento de la isla. Las estelas de agua cálida reflejan, según Sangrà (1995) la circulación superficial a sotavento de las islas, por lo que su estructura y orientación pueden dar cuenta de la dirección e intensidad del flujo incidente. Tal fenómeno puede ser análogo al mecanismo observado en experimentos de laboratorio con inyección de trazadores detrás de obstáculos (Perry *et al.*, 1982; Eaton, 1987).

En la figura 3.13 se presenta la estructura horizontal y vertical de una estela localizada al Sur de Gran Canaria (Sangrà, 1995). En la figura 3.13b se observa la distribución horizontal de temperaturas a 5 m, puede verse un filamento o estela de núcleo de agua más cálida extendiéndose hacia el Suroeste, delimitado por la isoterma 21.4 °C. Su estructura vertical se muestra en las figuras 3.13c y 3.13d donde se identifica a la estela como una bolsa de agua caliente, limitada por la isoterma de 21.5° C, que no supera los 50 m de profundidad. Por lo tanto, la estela de agua cálida es una estructura mesoescalar bastante somera que sólo afecta a la capa superficial.

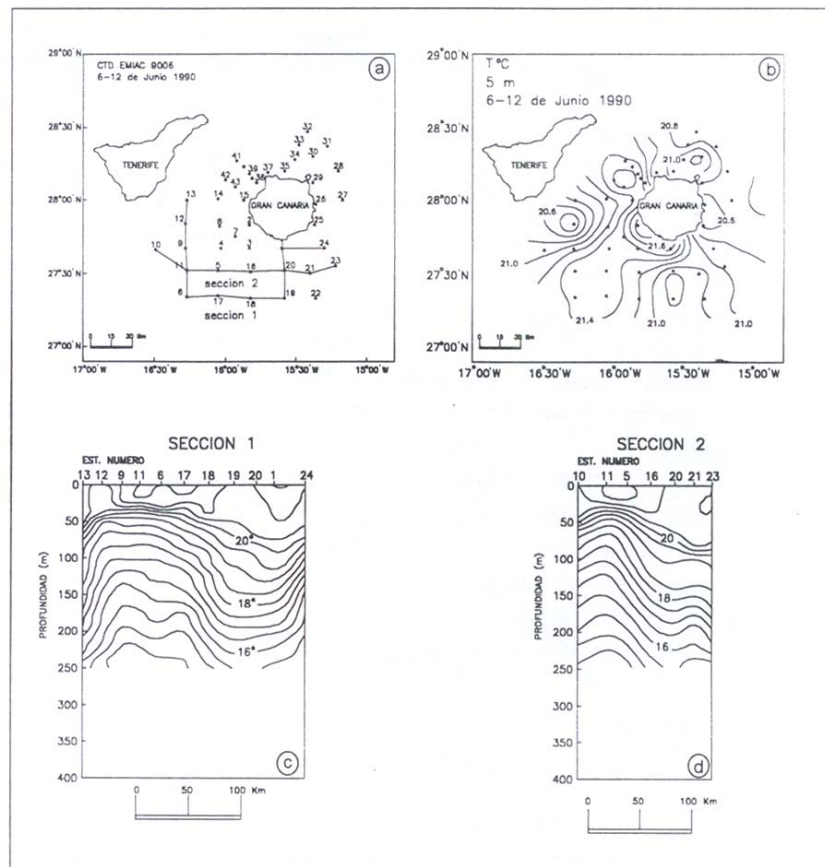


Figura 3.13: Estructura horizontal y vertical de las estelas de agua cálidas (Sangrà, 1995)

El origen de las estelas de agua cálida requiere un estudio más profundo. Según Barton *et al.* (2000) diversos fenómenos atmosféricos están asociados a su formación, entre ellos la presencia de células convectivas, fuerte cizalla en la capa límite atmosférica y las ondas de sotavento generadas a sotavento por montañas (ondas internas atmosféricas de gravedad o *lee waves*). Las imágenes de satélite proporcionadas por el Radar de Apertura Sintética (SAR) pueden aportar sobre todo en regiones someras información sobre el campo de vientos si bien los datos de este sensor requieren de un cuidadoso tratamiento, según Ocampo-Torres (2001). Este tipo de imágenes ha sido utilizado por Barton *et al.* (2000) para describir los diferentes fenómenos atmosféricos, mencionados anteriormente, que pueden dar lugar a las estelas.

3.2.3. Filamentos

La influencia del sistema de afloramiento de la costa africana sobre el Archipiélago Canario se caracteriza por la presencia de filamentos que se adentran en las aguas oceánicas que rodean a las Islas Canarias, exportando materia orgánica de la costa africana a las aguas superficiales canarias (Barton *et al.*, 1998) (figura 2.9).

Los filamentos son estructuras estrechas (no suelen superar los 50 km), que pueden llegar a ser bastante largas (en ocasiones de cientos de kilómetros), extenderse hasta los 150 m de profundidad y llevar hacia el océano interior agua aflorada con velocidades en torno a 25 cm/s. Por ejemplo, Arístegui *et al.* (1997) observaron un filamento de afloramiento con una longitud de 200 km durante el mes

Marzo coincidiendo con un episodio de fuerte viento soplando sobre el área. Los filamentos de afloramiento están separados del agua que le rodea por frentes significativos y son claramente visibles a través de la concentración de pigmento de fitoplanctón e imágenes de SST (Sea Surface Temperature). Como se ha comentado anteriormente, a sotacorriente de la isla de Gran Canaria los filamentos suelen interactuar con los remolinos anticiclónicos, lo que permite detectar la señal de estos a través de imágenes de CZCS (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Pacheco y Hernández-Guerra, 1999).

A partir de imágenes de satélite Van Camp *et al.* (1991) describieron filamentos en la Cuenca Canaria que se localizaban en Cabo Ghir (31°N), Cabo Jubi (28°N) y Cabo Blanco (21°N). Estas son las posiciones en las que suelen observarse los filamentos más importantes de esta región, al Norte de 26°N suelen aparecer otros filamentos menores como los mostrados en toda la cuenca a partir de la secuencia de imágenes de García (1998) o los observados en la costa Noroeste de Fuerteventura (Molina y Laatzén, 1989).

El filamento de Cabo Jubi (figura 3.14) es una estructura recurrente que puede extenderse hasta 200 km mar adentro y, al contrario que los otros dos filamentos, se desplaza en ocasiones hacia el Sur colocándose cercano a Cabo Bojador. Este filamento, inicialmente descrito por La Violette (1974), ha sido objeto en los últimos tiempos de muestreos intensivos (Navarro-Pérez, 1996; Arístegui *et al.*, 1997; Barton *et al.*, 1998; Sangrà *et al.*, 1999). Según los resultados obtenidos durante una campaña realizada en agosto de 1993, este filamento adquirió una extensión mar adentro de 120 km, con una anchura de 28 km, una diferencia de

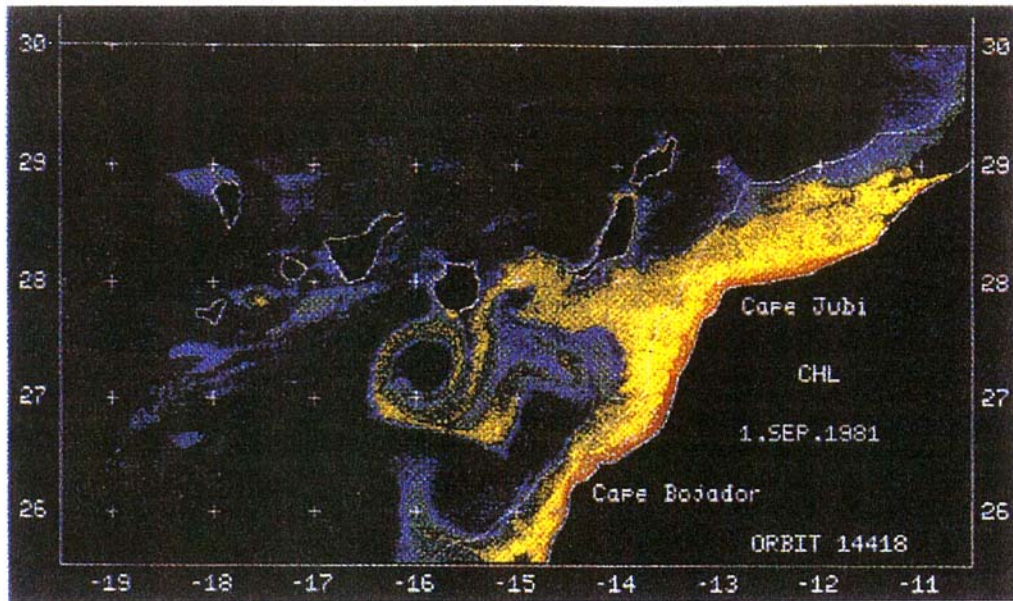


Figura 3.14: Imagen de concentración de pigmento clorofílico del 1 de septiembre del 1981 (Pacheco y Hernández-Guerra, 1999). Se observa un remolino anticiclónico desprendido al Sur de Gran Canaria trazado por las aguas afloradas de un filamento desprendido de Cabo Jubi.

temperatura de 2.5°C con el agua circundante y una variación de salinidad de Norte a Sur atravesando transversalmente el filamento de 0.2 psu (Barton *et al.*, 1998). El filamento finalizaba mar adentro en un remolino ciclónico de 150 km de diámetro, en el núcleo del cuál aparecía también agua aflorada. El transporte hacia el océano interior asociado a este filamento fue de 1 Sv, mucho mayor que el transporte de Ekman, del orden de 0.4 Sv, por lo que claramente no es el viento el único factor que

induce este transporte. A la vista de estos resultados parece claro que los filamentos se convierten en mecanismos para exportar aguas frías y ricas en clorofila hasta aguas oceánicas más pobres (Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Arístegui *et al.*, 1997; Barton *et al.*, 1998).

Otro filamento recurrente es el de Cabo Ghir (Mittelstaedt, 1991; Van Camp *et al.*, 1991; Hernández-Guerra *et al.*, 1993; Hagen *et al.*, 1996; Hernández-Guerra y Nykjaer, 1997; Pelegrí *et al.*, 1999; Pelegrí *et al.*, 2002), que se localiza siempre en las proximidades de este cabo y que aparece incluso en condiciones de viento desfavorables para el afloramiento (figura 3.15). Se caracteriza por afectar a los primeros 100 m de la columna de agua y tener una extensión mar adentro de unos 200 km. En su zona central, flanqueado por sendos remolinos contrarrotantes situados corriente arriba y debajo de la meseta de Cabo Ghir (Hagen *et al.*, 1996). Este filamento aparece también en el modelo CANIGO (Johnson y Stevens, 2000) aunque los autores reconocen que necesitan un modelo de mayor resolución para representar adecuadamente el fenómeno. El transporte asociado a este filamento oscila entre 0.5 Sv cuando el filamento es débil y 1 Sv cuando es moderado (Pelegrí *et al.*, 2002).

El filamento que se sitúa entre Cabo Jubi y Cabo Bojador y que generalmente acaba en un remolino ciclónico de gran tamaño, tiene su origen, según Barton *et al.* (1998) en el estrechamiento al que se ve sometido el flujo al atravesar los canales someros (<1500 m) existentes entre las Islas Canarias más orientales y la costa africana. El filamento de Cabo Ghir, al contrario que el anterior, se desarrolla prácticamente siempre en la misma posición, lo que es indicativo de la importancia de la interacción

del flujo con el cabo y el resalte submarino, continuación del Atlas, que se encuentra en la región.

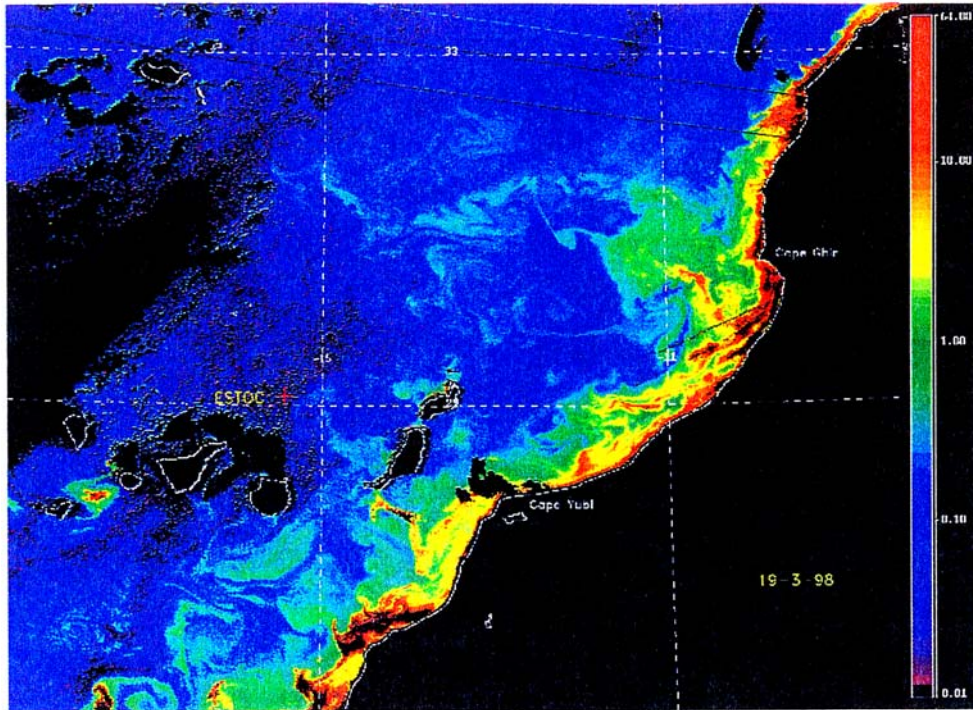


Figura 3.15: Imagen de concentración de pigmento clorofílico del 19 de marzo de 1998. Se observa como un gran filamento se extiende hacia el océano desde el Cabo Ghir (Borges, 2000).

Parece que, además del forzamiento por viento, puede haber otros factores que permitan el desarrollo de filamentos. De acuerdo con Strub *et al.* (1991), los filamentos pueden desarrollarse por una combinación de uno o varios de los siguientes factores: inestabilidades baroclínicas de la corriente costera, irregularidades en la línea de costa (como por ejemplo la presencia de cabos) y en la topografía del fondo, convergencia costera causada por la tensión del viento y la interacción entre una corriente costera y remolinos hacia fuera de la costa. Una discusión exhaustiva de los posibles mecanismos de formación de los diferentes filamentos y estructuras mesoescalares que pueden encontrarse en la zona de transición costera de la Cuenca Canaria puede verse en García (1998). Este autor, a partir de la superposición de la batimetría y la línea de costa en secuencias de imágenes de SST para toda la Cuenca Canaria, discute cuáles son los posibles mecanismos de formación de estas estructuras en cada zona de la cuenca.

Pelegrí *et al.* (2002) discuten la evidencia de que en determinadas regiones del Hemisferio Norte sólo se desarrollan filamentos en aquellas ocasiones en las que la corriente costera se dirige hacia el Sur. Este es el caso de la Corriente de California. En verano esta corriente fluye hacia el Sur y es frecuente la observación de filamentos mientras que en invierno, el viento cambia de dirección y la corriente fluye hacia el Norte, siendo en esta época muy extraña la observación de los mismos. De igual manera, en la Península Ibérica, donde la corriente cambia de sentido estacionalmente, sólo es frecuente la observación de filamentos durante la estación típica de afloramiento (Haynes *et al.*, 1993), mientras que no se encuentran cuando el flujo se dirige hacia el Norte (Haynes y Barton, 1990; Barton, 1998). En la Cuenca Canaria, al Sur del Estrecho de Gibraltar, la Corriente de Canarias fluye

continuamente hacia el Sur y es frecuente la observación de filamentos durante todo el año, aunque con máxima intensidad en verano, y con un contraste muy pequeño de temperaturas entre aguas costeras y oceánicas en otros períodos. Cobra relevancia como factor desencadenante de la formación de filamentos la existencia de un mecanismo adicional basado en la importancia del rozamiento con el fondo en pendientes escalonadas. Lee *et al.* (2001) indican que la principal fuente de vorticidad relativa sobre la pendiente continental es el rozamiento con el fondo, de manera que cuando en el Hemisferio Norte el flujo fluye hacia el Sur este mecanismo puede aportar vorticidad relativa positiva ocasionando que el flujo no se pueda ajustar a la vorticidad planetaria local. Esto impide que el flujo continúe hacia el Sur, separándose de la costa en forma de filamento.

3.3. Estructuras mesoescalares atmosféricas

3.3.1. Perturbación de los Vientos Alisios por la orografía insular

Al encontrarse la región canaria en la zona donde dominan los alisios se presenta la estratificación típica de las regiones tropicales y subtropicales donde soplan estos vientos, es decir, una capa inferior húmeda a la que se superpone otra seca, produciéndose entre ambas una inversión de temperatura. Se pueden distinguir tres capas atmosféricas cuyos vientos dominantes son:

- ❖ Alisio del NE en la capa superficial húmeda cuyo límite está entre 1000 m. y 1500 m.

- ❖ Viento seco del NW en la capa seca intermedia que comienza en el límite de la anterior y cuyo límite superior se sitúa entre los 2500 y los 3000 m.
- ❖ Circulación del SW en la capa superior que suele mantenerse hasta por encima de los 8000 m.

Debido al relieve de las Islas Canarias la circulación normal del alisio tiene mayor influencia en los lugares situados a barlovento (Norte de las islas), con la característica capa de estratocúmulos y el viento NNE. Mientras que en la zona de sotavento (Sur de las islas) no está influenciado por el viento, por lo que la temperatura es algo mayor.

Cuando una corriente de aire encuentra un obstáculo, como por ejemplo una isla, sufre una desviación horizontal tal como indica la figura 3.16. A barlovento se produce un área de vientos convergentes con movimiento vertical ascendente y a sotavento un área de vientos divergentes con movimiento vertical descendente. Entre las dos áreas, las líneas de corriente se acercan entre sí, lo que produce un aumento de la velocidad del viento horizontal.

Si el obstáculo es una isla, como ocurre con la isla de Gran Canaria cuando sopla el alisio del Norte, se produce un aumento de la velocidad del viento entre la zona de barlovento y sotavento. Este efecto en Gran Canaria es más acusado cuando existe una inversión de temperatura entre 400 y 1000 metros de altura, pues en estas condiciones la corriente del Norte al no poder remontar la orografía de la isla, debido a la presencia de la capa de aire estable, se desvía lateralmente hacia el Oeste donde encuentra valles o barrancos que terminan en la costa occidental. Debido al efecto

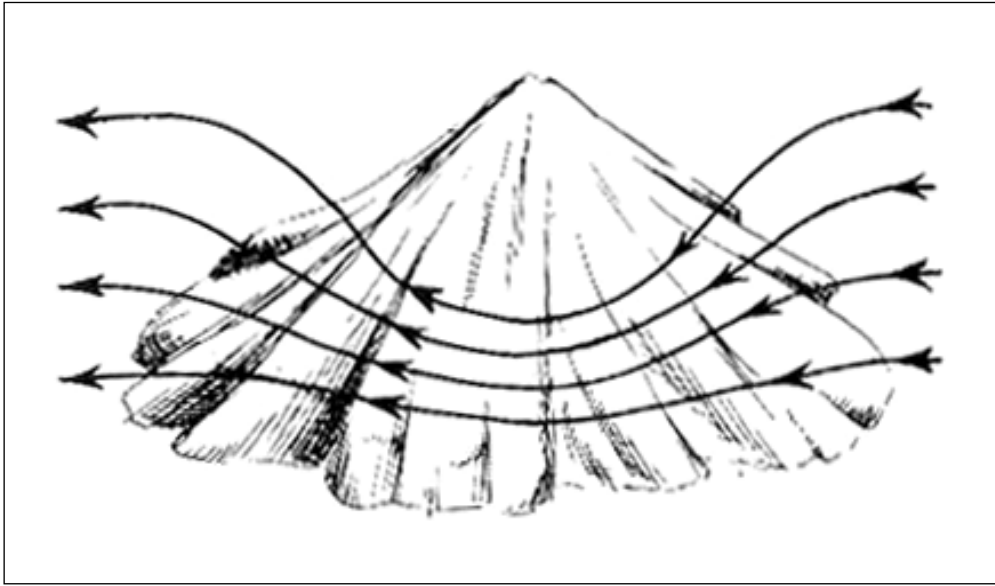


Figura 3.16: Desviación horizontal del viento por efecto de un obstáculo, como una isla o una montaña (Naya, 1984).

Venturi, estos vientos aumentan de velocidad, llegando a la costa (Aldea de San Nicolás) con velocidades del orden de 30 a 40 nudos y con dirección del Este impuesta por la orografía. Estos vientos, al encontrar los alisios del Norte que circulan por la costa occidental, originan un área de vientos convergentes con movimiento vertical ascendente, con valores suficientes como para producir gran cantidad de estratocúmulos. Estas características no son similares en el lado Este de

la isla debido a que la línea costera asciende gradualmente hacia el interior sin presentar barrancos ni valles.

Si no existe tal inversión, parte de la corriente asciende por la montaña y parte es desviada horizontalmente, por lo que el área de vientos convergentes es menos acusada.

3.3.2. Remolinos

La producción de remolinos atmosféricos a escala planetaria (ciclones) y de remolinos a microescala (turbulento) se han estudiado ampliamente, en cambio los remolinos de escala intermedia (mesoescala), debido a su tamaño, han presentado dificultades a la hora de ser observados por lo que los estudios realizados sobre ellos son más bien escasos. Los remolinos a mesoescala tienen un tamaño entorno a 10-50 km, demasiado pequeños para ser delimitado por la red de satélites meteorológicos y demasiado grande para ser vistos por un observador desde Tierra o en un avión. Los satélites meteorológicos Tiros V y VI equipados con cámaras de ángulo estrecho fueron los primeros en revelar la existencia de trayectoria de vórtices a mesoescala a sotavento de las Islas Canarias. Posteriormente, vórtices atmosféricos a mesoescala han sido observados a sotavento en las islas Hawai (Chopra, 1973; Nickerson y Dias, 1981; Chavanne *et al.*, 2002), islas Aleutianas (Oeste del Golfo de Alaska) (Xiaofeng *et al.*, 2000), en la Ensenada Sur de California (Bosart, 1983; Kessler y Douglas, 1991; Davis *et al.*, 2000), isla de Maui (Kyozo *et al.*, 2001), y en la isla de Madeira (Caldeira *et al.*, 2002; Chavanne *et al.*, 2002). Al igual que los remolinos a

mesoescala oceánicos, los atmosféricos también presentan cierta asimetría observada en varias imágenes de sensor remoto de trayectorias de nubes (Chopra y Hubert, 1964, 1965; Pitts *et al.*, 1977; Boyer y Davis, 1982).

Los remolinos atmosféricos a mesoescala se forman en la estela de las islas y son visibles gracias a la trayectoria de las nubes de los estratocúmulos que se encuentran en una zona de fuerte inversión térmica, entre 0.5-1.5 km sobre la superficie del océano (Chopra, 1973; Arístegui *et al.*, 1994; Sangrà *et al.*, 1994; Caldeira *et al.*, 2002). Estos remolinos tienen una anchura del orden del diámetro de la isla y presentan una cierta semejanza a la clásica *calle de vórtices de Von Kármán*. Una descripción aproximada sobre los remolinos atmosféricos en las Islas Canarias fue dada por Chopra (1973) pero todavía no se han realizado observaciones *in situ* a nivel del mar. Este autor observó en los flancos de la isla de Gran Canaria que se desprendían trayectorias a mesoescala con unos vórtices atmosféricos de 10-20 km de radio y en un intervalo de 8 horas en forma de *calle de vórtices de Von Kármán*. Esas estructuras formaban una estela de 60 km de ancho y 600 km de largo cuando eran arrastrados por la corriente a sotavento, al menos a un 70% de la velocidad del viento de la zona. Las fuerzas viscosas de la atmósfera expandían los vórtices individualmente, debilitándolos y desapareciendo después de varias horas (de 18 a 30).

En un estudio reciente Sangrà *et al.* (1994), contrastaron series temporales de datos de estaciones meteorológicas locales con datos sinópticos, sondeos verticales e imágenes de satélite. Sus resultados muestran que los remolinos atmosféricos se producen bajo la presencia de una capa de inversión térmica fuertemente estratificada

(número de Froude entre 0.1 y 0.2) de 400 a 600 metros de espesor y base situada por debajo de los 1500 metros de altura.

En las imágenes de satélite correspondientes a los días 6, 7 y 8 de junio de 1990 (figura 3.17), se puede distinguir al Sur de Gran Canaria la traza de una calle de remolinos atmosféricos orientada en la dirección Noroeste-Suroeste. Teniendo en cuenta la naturaleza periódica del proceso de desprendimiento, el periodo de desprendimiento de los remolinos puede calcularse mediante:

$$T = \frac{h}{U_r}$$

Donde T representa el período de desprendimiento, h la distancia entre dos remolinos consecutivos con el mismo signo, y U_r la velocidad de propagación de los remolinos.

La distancia h , puede calcularse directamente a partir de las imágenes de satélite y la velocidad de propagación puede obtenerse a partir de la siguiente relación cuadrática obtenida por Chopra y Hubert (1964),

$$\left(\frac{U_r}{U}\right)^2 + \left(\frac{U_r}{U}\right) + \left(\frac{4\pi a}{h}\right)^{-1} = 0$$

Donde a representa la anchura de la calle de remolinos y U la velocidad del flujo incidente. La anchura de la calle de remolinos también puede medirse directamente a partir de las imágenes de satélite, y la velocidad del flujo incidente se obtuvo a partir de una estación meteorológica situada en el extremo Noreste de Gran Canaria (tabla 3.4).

Haciendo uso de los anteriores resultados se puede observar que los remolinos atmosféricos no son estacionarios. Estos se desprenden alternativamente de ambos lados de la isla para formar una calle de sucesivos remolinos ciclónicos y anticiclónicos a sotavento de Gran Canaria y el periodo medio de desprendimiento es de aproximadamente nueve horas, similar al obtenido por Chopra (1973), por lo que parece poco probable que durante tan corto lapso de tiempo los remolinos atmosféricos sean capaces de forzar, por si solos, a sus análogos oceánicos, y transmitir su efecto hasta al menos cuatrocientos metros de profundidad. Asimismo, si hubiera una intensa transmisión de momento y energía de los remolinos atmosféricos hacia el océano, los remolinos atmosféricos se disiparían rápidamente y su señal dejaría de percibirse a corta distancia de Gran Canaria. Sin embargo, la entrada de vorticidad por el viento a través del bombeo de Ekman en la estela de la isla si ayudaría a producir la generación y desprendimiento de vórtices oceánicos. Este mecanismo explicado anteriormente en la figura 3.7 ha sido observado por Barton *et al.* (1998) y Basterretxea *et al.* (2002) en medidas tomadas *in situ*. La figura 3.10, y la figura 3.12b muestran los datos experimentales obtenidos por Basterretxea *et al.* (2002). Como se puede observar hay una gran diferencia en los valores de velocidad de viento entre la zona protegida y la expuesta. Esta diferencia ocasionaría la contracción y dilatación de los tubos de vorticidad planetaria

(afloramiento/hundimiento) a sotacorriente de la isla, transmitiéndose dicho efecto al océano interior produciendo la generación de remolinos ciclónicos y anticiclónicos.

Fecha	6 de junio	7 de junio	8 de junio
h (km)	135	125	138
a (km)	51	47	37
U (m/s)	5	5.6	5
U_r (m/s)	3.5	3.9	3.5
T (h)	10.7	8.9	10.9

Tabla 3.4: Parámetros característicos de los remolinos atmosféricos (Sangrà, 1995).

En este trabajo, para simular este mecanismo se utilizará un campo medio de viento consistente en dos remolinos atmosféricos adheridos a la isla que transmitirán vorticidad a través del bombeo de Ekman en la estela de la isla.

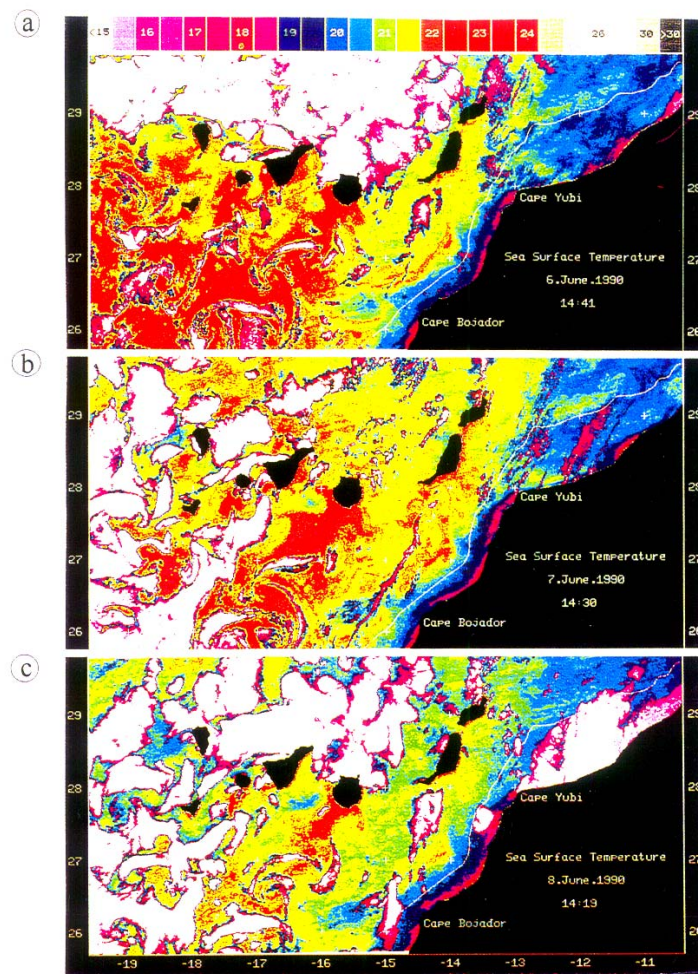


Figura 3.17: Imagen de la temperatura superficial del mar de los días 6, 7, 8 de junio de 1990 (Aristegui *et al.*, 1994). Notar la traza de remolinos atmosféricos en las bandas de estratocúmulos al Sur de las islas de La Palma, Tenerife y Gran Canaria.

Capítulo 4

Formulación del modelo

¡Oh rara y celeste dote la del que sepa razonar, a la vez que sentir!

V. Alfieri

4.1. Introducción

La isla de Gran Canaria, como se indicó anteriormente, supone un obstáculo para los flujos oceánicos y atmosféricos dominantes (Corriente de Canarias y Vientos Alisios), cuya perturbación origina el desprendimiento tanto de remolinos atmosféricos como oceánicos. La forma de la isla, prácticamente cilíndrica, su batimetría apenas sin plataforma insular, sus dimensiones (50 km diámetro), su orografía, y la incidencia sobre está de flujos atmosféricos y oceánicos relativamente

constantes e intensos hacen de esta un ejemplo natural excepcional para el estudio de la perturbación de un flujo geofísico por parte de un obstáculo.

Se han desarrollado diversos modelos numéricos que estudian el efecto de la perturbación del flujo oceánico por islas en la generación de remolinos (Caldeira, 2002), pero, en nuestro conocimiento, no se ha modelizado el posible efecto del forzamiento atmosférico en el desprendimiento y generación de remolinos oceánicos. Uno de los primeros modelos que estudio la perturbación generada por las islas en el flujo oceánico fue el de Pingree y Maddock (1979). Este modelo numérico hidrodinámico en coordenadas polares determino las características de la marea alrededor de una isla. Después, Pingree y Maddock (1985) desarrollaron un modelo numérico barotrópico para el estudio de las corrientes rotatorias y la circulación residual alrededor de islas y taludes.

Heywood *et al.* (1996) desarrollaron un modelo de gravedad reducida de una capa para estudiar la formación de remolinos a sotacorriente de la isla tropical de Aldabra (costa Este de África, NW Madagascar). El principal objetivo fue determinar las condiciones desencadenantes del desprendimiento de remolinos. Datos de ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler) sugerían que a sotacorriente de la isla se formaban remolinos con un tamaño similar al diámetro de la isla. Los autores llegaron a la conclusión de que a números de Reynolds bajos ($Re=11$) y velocidades de flujo incidente de 0.05 m/s el flujo a sotacorriente no era perturbado por la presencia de la isla y no se formaban remolinos. Para mayores números de Reynolds ($Re=47$) y velocidades de flujo incidentes de 0.1 m/s se mostraban atrapados dos remolinos en la zona inmediatamente detrás de la isla. Finalmente a mayor numero

de Reynolds ($Re=178$) y velocidades de corriente de 0.8 m/s, se desprendían remolinos a sotacorriente de la isla formando una *calle de vórtices de Von Kármán*. Heywood *et al.* (1996), también observaron que en función de la orientación de la isla al flujo el valor del número de Reynolds que producía la formación de remolinos o *calle de vórtices de Von Kármán* se modificaba. Por ejemplo, los remolinos eran desprendidos a menores velocidades cuando eran formados por islas pequeñas que por islas más grandes. Otros parámetros que analizaron fueron: la rotación, la viscosidad de los remolinos, la periodicidad del desprendimiento, la velocidad y dinámica de los remolinos a sotacorriente. Los resultados mostraban que la rotación enalza los remolinos ciclónicos frente a los anticiclónicos, y que un incremento en la viscosidad del remolino incrementa el número de Ekman, disminuye el número de Reynolds, por lo tanto proporciona un efecto estabilizador en el flujo. Con respecto a la periodicidad, los resultados mostraban que las islas más pequeñas desprenden, comparado con islas mayores o circulares, menos remolinos para un número de Reynolds dado. En cuanto a la velocidad del remolino, para un cilindro infinito en un flujo no rotante debería ser el 85% de la velocidad de la corriente incidente, indiferentemente de la distancia a sotacorriente. Sin embargo, los remolinos parecen viajar más rápidos inmediatamente después de abandonar la isla y establecerse en un 85% de la velocidad de la corriente incidente cuando están más alejados.

En general, Heywood *et al.* (1996) sugieren que cuando en un modelo numérico donde se simula el flujo se usa la forma de una isla real, las estelas de las islas eran observadas a menores velocidades de flujo incidente que los datos experimentales obtenidos con cilindros.

Wolanski *et al.* (1996) combinaron datos de campo, experimentos de laboratorio y estudios de modelos numéricos para describir la circulación tridimensionalmente en la estela de islas barotrópicas situadas en aguas someras, al igual que Coutis y Middleton (1999), y Furukawa y Wolanski (1998). Observaron que la fricción por fondo generaba una circulación cerrada caracterizada por un fuerte afloramiento en el centro del remolino y un gran hundimiento en los bordes del remolino. Esta circulación podía ser simulada si se parametrizaba explícitamente la turbulencia.

Coutis y Middleton (2002) investigaron la respuesta física y biológica al flujo en las cercanías de la isla de Cato (Costa Este de Australia). Usaron un modelo numérico de ecuaciones primitivas bajo una variedad de condiciones de flujo reales y compararon sus resultados con datos tomados *in situ*. A las paredes laterales y al fondo aplicaron la condición de deslizamiento. El modelo reproducía los efectos producidos en la cercanía de la isla bajo condiciones de flujo incidente débil (0.3 m/s) y fuerte (0.7 m/s). Para velocidades de flujo fuerte observaron que se desprendían remolinos con un periodo de aproximadamente 36 horas. En el caso de velocidades de flujo débiles realizaron un análisis lagrangiano de las corrientes en la estela mostrando una fuerte retención de partículas y un bombeo vertical. Estos resultados coincidían con las observaciones realizadas *in situ* que mostraban un incremento biológico y afloramiento de nutrientes en la cercanía de la isla. Coutis y Middleton (2002) también estudiaron la sensibilidad del modelo a la geometría costera de la isla y a la tasa de rotación comprobando que tenía una fuerte influencia en la formación de la estela. Al incrementar la tasa de rotación se reducía la frecuencia de desprendimiento de los remolinos, y la geometría influía en la

retención de partículas en la estela de la isla. Los experimentos numéricos mostraban que la retención de partículas en la estela estaba controlada por la velocidad y la dirección del flujo incidente.

En cuanto a la generación de remolinos atmosféricos, Smolarkiewicz *et al.* (1987) estudiaron los mecanismos de forzamiento para la formación y evolución de la banda de nubes típicas que se forman a sotavento de las islas Hawaii. Compararon sus resultados numéricos con experimentos en laboratorio y observaciones descritas en la literatura, comprobando que la formación de la banda de nubes es un fenómeno complejo de tres dimensiones inseparable de la circulación del flujo atmosférico alrededor de las islas. Demostraron que tenía que ser analizado tridimensionalmente como un problema de un flujo fuertemente estratificado que circula a través de un obstáculo. La banda de nubes se origina en principio por la interacción dinámica de los Vientos Alisios con la isla, su formación y sus características están controladas por la altura de la isla, la velocidad de los Vientos Alisios, la estabilidad medioambiental y la elevación de la condensación y/o el nivel libre de convención. Smolarkiewicz *et al.* (1987) también realizaron experimentos para comprobar la influencia del forzamiento termal en la formación y evolución de la banda de nubes. Mostraron que la banda de nubes no está relacionada principalmente con el ciclo diurno, pero que los efectos diurnos son débiles modulaciones en los efectos primarios de un flujo fuertemente estratificado circulando a través de una isla. Un resultado teórico de su modelo sugería que el número de Strouhal para la isla de Hawaii era de 0.28 que implicaba un periodo de desprendimiento de vórtices atmosféricos entre 10-20 horas para velocidades de viento de 10 a 5 m/s, respectivamente.

Respecto a estudios realizados en las Islas Canarias, Sangrà (1995) desarrolló un modelo numérico homogéneo cuasigeostrófico para simular la generación de remolinos oceánicos como consecuencia de la perturbación del flujo oceánico (Corriente de Canarias) cuando circulaba a través de la isla de Gran Canaria. Para su resolución numérica utilizó el método de diferencias finitas. Los resultados experimentales obtenidos mostraban que cuando la velocidad del flujo incidente es reducida ($Re=1$) se desarrolla alrededor del obstáculo una capa friccional que permanece adherida a éste. Al aumentar la velocidad del flujo incidente, la capa friccional se va desarrollando hasta que se despegga del obstáculo dando lugar a dos remolinos estacionarios en su parte posterior ($Re=20$, $Re=38$). Si se continúa aumentando la velocidad del flujo incidente, los remolinos se van desestabilizando ($Re=60$) hasta que finalmente se despegan del obstáculo y se produce el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos ($Re=100$) formándose una *calle de Von Kármán*. Estos resultados son similares a los obtenidos por otros autores y que se han explicado más arriba.

Sangrà (1995) también propuso que la asimetría estructural observada en los remolinos ciclónicos y anticiclónicos que se desprendía de la isla podría atribuirse a la circulación secundaria que se establece en la capa friccional vertical adherida al obstáculo (figura 4.1). En la capa friccional localizada a la derecha del obstáculo (mirando hacia sotacorriente) el signo de la vorticidad relativa es positivo (ciclónica). La presencia de la capa de Ekman superior producirá un bombeo de fluido hacia abajo debido al mecanismo de bombeo de Ekman. En contrapartida, la presencia de la capa inferior producirá el fenómeno inverso bombeando agua hacia arriba. El efecto combinado de ambos mecanismos causará una disminución de la vorticidad, y

dará lugar a que se establezca una velocidad normal al contorno, dirigida hacia el fluido interior. De esta forma, se producirá un transporte inercial de vorticidad hacia el fluido interior que se sumará al transporte por difusión.

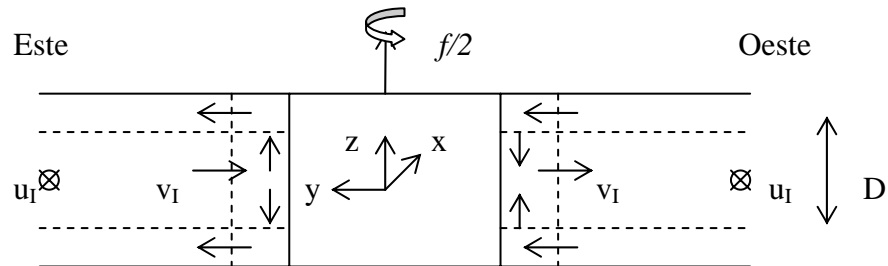


Figura 4.1: Esquema de la circulación secundaria del flujo en la capa friccional vertical adherida al obstáculo. El sentido del flujo interior, u_I , es hacia dentro de la hoja. v_I representa el flujo ageostrófico normal al obstáculo

En la capa friccional situada a la izquierda, el signo de la vorticidad relativa será negativo (anticiclónica). El efecto combinado de las dos capas friccionales horizontales producirá, de igual modo, una disminución de la vorticidad (en valor absoluto). Así mismo, al igual que en el lado derecho, la divergencia del flujo dará lugar a que se establezca una velocidad normal al contorno, dirigida hacia el obstáculo. Por lo tanto, en este lado el transporte inercial de vorticidad será hacia el contorno sólido oponiéndose al transporte por difusión. De este modo, a ambos lados del obstáculo se establecerá un flujo ageostrófico normal al contorno sólido dirigido hacia la derecha (negativo). Esto producirá un incremento del transporte de

vorticidad hacia el fluido interior en el lado derecho, y una disminución en el izquierdo, incrementándose la anchura de la capa friccional en el lado derecho y disminuyendo en el izquierdo. Este incremento de la región de producción de vorticidad positiva será el factor responsable de la asimetría estructural de los remolinos. Las observaciones inferidas a partir de las distintas campañas hidrográficas realizadas al Sur de Gran Canaria sugieren que los remolinos anticiclónicos son menos intensos que los ciclónicos. Sin embargo, esta circunstancia no es significativa desde un punto de vista estadístico debido a que se han observado tan solo tres remolinos anticiclónicos (tabla 3.1). De hecho en el estudio realizado por Pacheco y Hernández-Guerra (1999) sobre las imágenes de CZCS no observaron ninguna asimetría estructural entre los remolinos ciclónicos y anticiclónicos desprendidos de Gran Canaria.

Esteban (2000) desarrolló un modelo numérico barotrópico similar al de Sangrà (1995) con la diferencia de que por un lado para la resolución numérica utilizó el método de elementos finitos, y por otro que no limitó su estudio a una sola isla sino que utilizó múltiples obstáculos. Aplicó dicho modelo a las diferentes islas del Archipiélago Canario. Primero analizó como influía la forma del obstáculo, sus esquinas, y la dirección del flujo en el desprendimiento de vórtices por el obstáculo. Para analizar el efecto de las esquinas, y su posición relativa en las simulaciones utilizó un obstáculo cuadrado que lo hacía girar a intervalos de 15° con respecto al flujo incidente. Los resultados experimentales mostraban que cuando el flujo incidía perpendicularmente sobre una cara del obstáculo (posición 0°), el régimen básico de desprendimiento era parecido al producido por un obstáculo con contorno circular, la única diferencia era el periodo de desprendimiento que para el obstáculo cuadrado

era inferior al circular. Al repetir la simulación con el obstáculo cuadrado girado a 45° con respecto a la posición inicial de 0° , para que dos de las esquinas del obstáculo estuviesen en los flancos, disminuía el tiempo necesario para producirse el desprendimiento cuando se partía del estado de reposo.

Segundo, estudio como variaba la interacción entre dos obstáculos cilíndricos idénticos al modificar la separación entre ambos. Observo que el nivel de interacción aumentaba al disminuir dicha separación, aumentándose la frecuencia del desprendimiento de los vórtices. Este ritmo de desprendimiento elevado permanecía a separaciones más grandes cuanto mayor era el número de Reynolds.

Y por último, analizó la perturbación del flujo por el Archipiélago Canario, donde la distancia entre las islas es suficiente para que se produzca una importante interacción. Primeramente se simularon las islas por separado, posteriormente por pares y finalmente, en un grupo de tres. Al estudiar unidas Gran Canaria y Tenerife se observó que cuando las componentes anticiclónicas de las estelas de ambas islas interaccionan, éstas se alejan de las islas a mayor velocidad que en caso de vórtices que no interaccionaban. Al simular el flujo perturbado por las tres islas (Gran Canaria, Tenerife y La Gomera) seguía existiendo interacción entre Gran Canaria y Tenerife, pero además se detectó interacción entre Tenerife y La Gomera. En algunos momentos se llegaban a unir las componentes anticiclónicas de vorticidad de las estelas de las tres islas. Cuando esto ocurría, las estelas de Tenerife y, especialmente de Gran Canaria, quedaban muy rectas, en el momento en que comenzaba la interacción entre las componentes ciclónicas de las estelas de Tenerife y La Gomera. Después de unos días, el flujo volvía a favorecer el desprendimiento e interacción de

Gran Canaria y Tenerife, quedando la estela de La Gomera recta, sin ondulación. Este tipo de comportamiento también se observó cuando se utilizaron dos obstáculos cilíndricos idénticos, de forma que a lo largo de la simulación la tendencia del flujo era cambiar de dirección alternativamente hacia una isla y posteriormente hacia la otra.

Como se ha comentado anteriormente, las diferentes medidas directas realizadas en los últimos años en distintas zonas de la región canaria indican que las velocidades medias del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el Archipiélago no son lo suficientemente intensas, 0.05 m/s (Navarro-Pérez y Barton, 2001), como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas. Sin embargo, en determinados periodos pueden llegar a serlo, alcanzando en algunas ocasiones velocidades de 0.20 m/s y, puntualmente, valores máximos de 0.7 m/s. Otro mecanismo que podría ser una importante fuente de vorticidad y favorecer la generación de remolinos es el bombeo de Ekman originado a través del forzamiento del viento en los flancos y estelas de las islas en periodos de baja velocidad de corriente y Vientos Alisios moderados (Barton *et al.*, 2000, 2001; Basterretxea *et al.*, 2002).

El modelo que se va a desarrollar en este trabajo trata de analizar numéricamente la influencia del forzamiento atmosférico en la generación de remolinos a sotavento de la isla de Gran Canaria, así como su importancia relativa respecto a la perturbación del flujo oceánico producida por la isla (efecto topográfico). Para el desarrollo del forzamiento atmosférico se ha utilizado

velocidades de viento de 2, 4, y 10 m/s. Como punto de partida para el desarrollo del modelo cuasigeostrófico se ha tomado el desarrollado por Sangrà (1995).

A continuación se desarrollará el modelo conceptual y formularán las ecuaciones asociadas al problema de la generación de remolinos oceánicos a partir de la isla de Gran Canaria. El problema se abordará asimilándolo al problema más general de la perturbación de un fluido geofísico (Corriente de Canarias y Vientos Alisios) por un obstáculo (isla de Gran Canaria). En el caso de la perturbación del flujo oceánico se recurrirá a la dinámica cuasigeostrófica, donde se contemplará tanto el desarrollo de una capa friccional alrededor del obstáculo como la cizalla (rotacional) del campo de vientos como posibles fuentes de vorticidad capaces de originar el desprendimiento de remolinos. La cizalla del campo de vientos, y por lo tanto el forzamiento del viento por la orografía de la isla, se obtendrá modelizando a su vez la perturbación del flujo atmosférico a través de la ecuación de balance de vorticidad introduciendo como única fuente de vorticidad el desarrollo de una capa friccional alrededor del obstáculo.

En primer lugar se desarrollará el modelo conceptual. A continuación se establecerán las ecuaciones del modelo oceánico y atmosférico formulando el balance de vorticidad para ambos casos. Acto seguido se recapitularán las ecuaciones del modelo acoplado océano-atmósfera y se establecerá el algoritmo básico de la integración numérica de estas. Finalmente se definirán una serie de descriptores de flujos con el fin de caracterizar el proceso de generación de remolinos.

4.2. Modelo conceptual

Uno de los problemas clásicos en Mecánica de Fluidos es estudiar cómo evoluciona el flujo a sotacorriente de un obstáculo a medida que va aumentando la intensidad del flujo incidente. Este fenómeno constituye uno de los problemas clásicos en Mecánica de Fluidos por lo que ha sido intensamente investigado desde los primeros trabajos pioneros de Strouhal (1878) y Von Kármán (1911), tanto a través de experimentos de laboratorio como de simulaciones numéricas (Berger y White, 1972; Bearman, 1984; Ething, 1990; Inoue *et al.*, 1995; Inoue y Yamazaki, 1996; Patnaik *et al.*, 1999; Breuer, 2000; Breuer *et al.*, 2000; Keles, 2000; Castro *et al.*, 2001; Lamballais y Silvestrini, 2002). La generación de remolinos debido a la presencia de obstáculos (por ejemplo, islas) en el flujo predominante se ha demostrado claramente tanto en estudios de laboratorio (Boyer y Kmetz, 1983; Chabert D'Hieres *et al.*, 1989) como en simulaciones numéricas, y, a veces, en condiciones naturales. Cuando un flujo pasa un obstáculo se genera una capa límite a ambos lados de éste, en la cual se produce un gradiente de velocidad que origina el desprendimiento de vórtices. Cuando la velocidad del flujo incidente es reducida ($Re=1$) se desarrolla alrededor del obstáculo una capa friccional que permanece adherida a éste. Al aumentar la velocidad del flujo incidente, la capa friccional se va desarrollando hasta que se despega del obstáculo dando lugar a dos remolinos estacionarios en su parte posterior ($Re<40$). Si continúa aumentando la velocidad, los remolinos se van desestabilizando ($Re\geq 60$) hasta que finalmente se despegan del obstáculo y se produce el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos ($Re\geq 100$) formando una *calle de Von Kármán*.

Este proceso en el modelo constituirá una de las fuentes de vorticidad en la formación de vórtices oceánicos cuando el flujo circula a través del obstáculo.

La segunda fuente de vorticidad que se considerará en el modelo es debida a la cizalla del viento local a sotavento de la isla. En la estela, entre la zona protegida y no protegida al viento se origina zonas de convergencia/divergencia, por tanto afloramiento/hundimiento respectivamente que desemboca en la generación de vórtices (Patzert, 1969; Flament, 1994; Barton *et al.*, 1998; Basterretxea *et al.*, 2002). En la figura 4.2 se esquematiza el proceso que se produce a sotavento de la isla. En la zona A y C la intensidad del viento es mayor que en B esto induce a un desplazamiento de la corriente hacia la derecha de la dirección del viento. En la zona B-C, al ser mayor la intensidad del viento en C que en B la masa de agua que entra es mayor que la que sale, produciéndose un exceso de masa y por lo tanto hundimiento de ésta (vorticidad negativa). En la zona A-B se produce el efecto inverso, de forma que se produce un defecto de masa y el afloramiento de ésta (vorticidad positiva).

Las velocidades verticales ageóstroficas en la capa de Ekman superficial ($w_1(1)$) y de fondo ($w_1(0)$) (velocidades de bombeo de Ekman) producen la deformación vertical del tubo de líneas de isovorticidad planetaria. Estas velocidades, que se definen como,

$$w_1(0) = \frac{E_V^{1/2}}{2\varepsilon} \zeta'_D \quad w_1(1) = \left(\frac{\tau_0}{\rho f U D \varepsilon} \right) \text{curl} \tau'$$

transmitirán los efectos del viento y la fricción del fondo hacia el océano interior al alterar su balance de vorticidad geostrófica.

4.3. Modelo oceánico: balance de vorticidad relativa geostrófica

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia D (figura 4.3). Sobre el obstáculo incide un flujo oceánico uniforme cuya velocidad característica es U y un flujo atmosférico uniforme de velocidad característica W . El conjunto del sistema rota con una velocidad angular constante $f/2$ (plano f), en sentido antihorario (ciclónico).

El desarrollo teórico del problema requerirá, en primer lugar, establecer las ecuaciones genéricas del movimiento de un fluido homogéneo en un sistema en rotación. A continuación se considerará como hipótesis de partida que la escala temporal del fluido es tal que éste está influenciado por la rotación del sistema (número de Rossby, $\varepsilon \ll 1$), permitiendo imponer una serie de restricciones a la dinámica general del fluido. Partiendo de dichas restricciones se abordará a continuación el problema mediante el análisis del balance de vorticidad del flujo. En este sentido, la idea de fondo consiste en asumir que el flujo se encuentra en equilibrio geostrófico y que las desviaciones respecto a éste, aunque pequeñas, alterarán su balance de vorticidad. Finalmente, se irá acotando el problema imponiendo las distintas condiciones de contorno que le otorgarán especificidad.

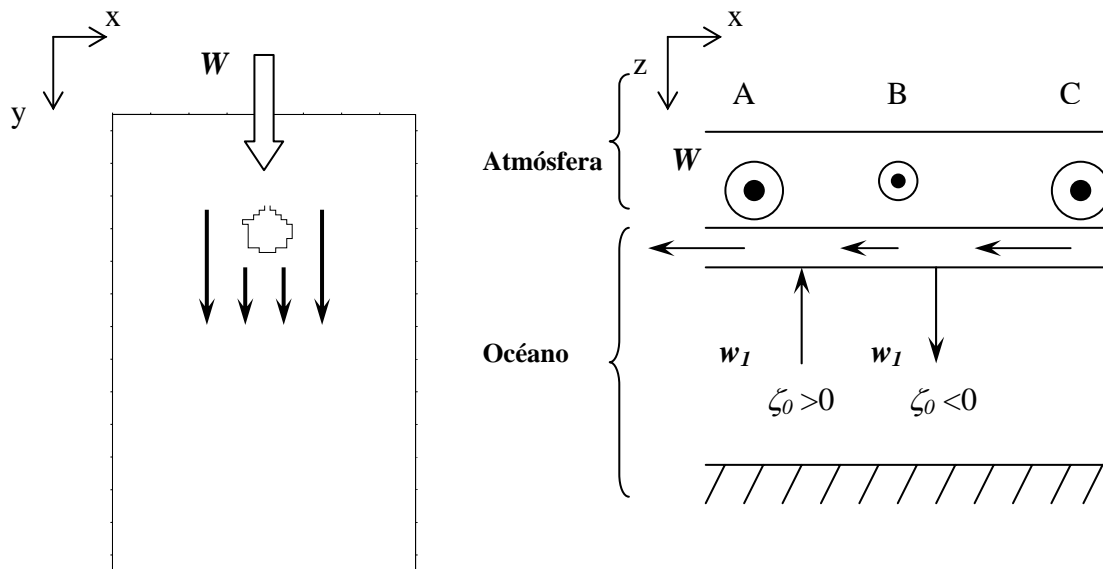


Figura 4.2: Esquema del bombeo de Ekman inducido por el viento en la zona de sombra de la isla. El sentido del flujo atmosférico, W , es hacia fuera de la hoja, w_I representa el bombeo de Ekman y ζ_0 la vorticidad relativa.

Los pasos a seguir en la formulación analítica del problema serán:

- Transformación de un problema tridimensional a uno bidimensional estableciendo las ecuaciones de aguas someras.
- Adimensionalizar las ecuaciones y expansionar asintóticamente las variables dependientes en órdenes del número de Rossby.

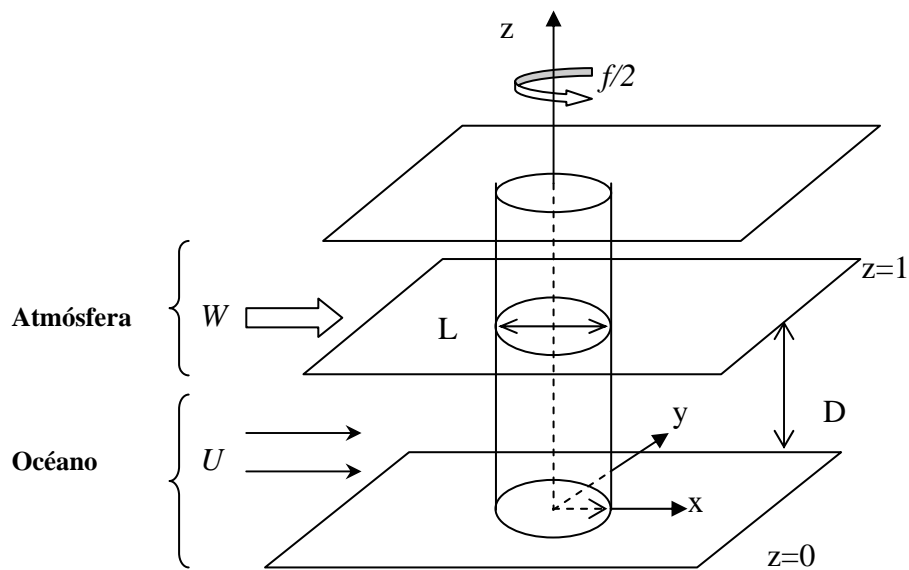


Figura 4.3: Configuración geométrica del flujo a través de un obstáculo en un sistema en rotación.

- Restricción del movimiento al primer orden de la anterior expansión, obteniéndose así la aproximación geostrófica de las ecuaciones de aguas someras.
- Corrección del orden del número de Rossby a la aproximación geostrófica, aproximación cuasigeostrófica, obteniéndose la ecuación del balance de vorticidad relativa geostrófica o ecuación cuasigeostrófica.
- Establecimiento de las condiciones de contorno en las fronteras horizontales mediante la presencia, en éstas, de capas friccionales de Ekman.
- Reformulación de la ecuación cuasigeostrófica teniendo en cuenta las capas friccionales anteriores.

- Formulación de las distintas condiciones de contorno en las fronteras verticales.

4.3.1. Ecuaciones de aguas someras

Las ecuaciones correspondientes a la ley de conservación del momento y a la conservación de masa en el caso de un fluido geofísico homogéneo e incompresible (termodinámicamente inactivo), para un observador en rotación con el sistema son:

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \nabla) \vec{u} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - A_H \nabla_h^2 \vec{u} + A_V \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial z^2} \quad (4.1a)$$

$$\nabla \vec{u} = 0 \quad (4.1b)$$

donde,

$\vec{u} = (u, v, w)$	representa el vector velocidad
$\vec{\Omega} = (\Omega_x, \Omega_y, \Omega_z)$	la velocidad angular
ρ	la densidad del fluido
A_H, A_V	el coeficiente de difusión turbulenta
t	el tiempo

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i}, \frac{\partial}{\partial y} \vec{j}, \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \quad \text{el operador nabra}$$

$$\nabla_h^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad \text{el laplaciano}$$

Como primera restricción se considera que el flujo es bidimensional, es decir, se asume que la escala horizontal característica del movimiento será mucho mayor que la vertical, matemáticamente se expresa como:

$$\delta = \frac{D}{L} \ll 1$$

Utilizando esta restricción como principal argumento y a través de un análisis de escala de las ecuaciones genéricas (4.1a), (4.1b) se llega a la conclusión de que las velocidades horizontales son independientes de la componente vertical, z (Pedlosky, 1987). De esta forma la ecuación genérica del momento (4.1a) queda reducida a sus dos componentes horizontales:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + A_H \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] \quad (4.2a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + A_H \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad (4.2b)$$

donde $f = 2\Omega \sin \lambda$ es el parámetro de Coriolis y λ la latitud.

Respecto a la dirección vertical se admite que las aceleraciones son muy pequeñas estableciéndose un equilibrio entre el gradiente de presión vertical y la fuerza de empuje. Esta restricción sobre las aceleraciones verticales se denomina *aproximación hidrostática* y se formula como:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g + O(\delta^2) \quad (4.2c)$$

El conjunto de ecuaciones (4.2a), (4.2b), (4.2c) junto a la de continuidad, (4.1b), constituyen lo que se denomina las ecuaciones de aguas someras.

4.3.2. Expansión asintótica en números de Rossby

La restricción fundamental que se va a imponer al movimiento del fluido formulado a través (4.1a), (4.1b) es que este se desarrolle a “gran escala”. Se entenderá como movimientos a “gran escala”, a aquellos que estén fuertemente

influenciados por la rotación del sistema. El parámetro de control que pondera la importancia de la rotación del sistema sobre el movimiento es el número de Rossby, que se define como:

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} = \frac{1}{fT}$$

Cuando $\varepsilon \ll 1$, el tiempo T que tardará un elemento de fluido, moviéndose con una velocidad U en atravesar una distancia L será mucho mayor que el periodo de rotación del sistema, $2\pi/f$ por lo que el flujo “sentirá” la rotación del sistema. Por lo tanto, cuando el número de Rossby sea pequeño ($\varepsilon \ll 1$), el movimiento será a gran escala y se verá influenciado por la rotación del sistema.

La adimensionalización del problema, junto a la hipótesis de movimiento a gran escala ($\varepsilon_v/\varepsilon=1$; $\varepsilon_s, \varepsilon_t \ll 1$), permitirá expandir asintóticamente en números de Rossby las variables dependientes y sustituirlas en (4.3a), (4.3b), (4.3c). Así, por ejemplo,

$$u' = u'(x', y', t')$$

se sustituirá por:

$$u'(x', y', t') = u'_0(x', y', t') + \varepsilon u'_1(x', y', t') + \varepsilon^2 u'_2(x', y', t') + \dots$$

La ventaja de la expansión se hará evidente ya que, gracias a ella, se podrá extraer la dinámica dominante que regirá el problema para posteriormente realizar sucesivas correcciones considerando la dinámica de mayor orden.

Si se introducen las siguientes variables adimensionales,

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L} & y' &= \frac{y}{L} & p' &= \frac{p}{\rho f UL} & t' &= \frac{t}{T} \\ u' &= \frac{u}{U} & v' &= \frac{v}{U} & w' &= \frac{wL}{uD} \end{aligned}$$

las ecuaciones (4.2a), (4.2b) y (4.1b) se transforman en:

$$\varepsilon_t \frac{\partial u'}{\partial t'} + \varepsilon \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) - v' = -\frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{E_H}{2} \left(\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right) \quad (4.3a)$$

$$\varepsilon_t \frac{\partial v'}{\partial t'} + \varepsilon \left(u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) + u' = -\frac{\partial p'}{\partial y'} + \frac{E_H}{2} \left(\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right) \quad (4.3b)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x'} + \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{\partial w'}{\partial z'} = 0 \quad (4.3c)$$

donde ε , es el número de Rossby y E_H , el número de Ekman horizontal que se define como:

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} \quad \varepsilon_t = \frac{1}{fT} \quad E_H = 2 \frac{A_H}{fL^2} \quad (4.4)$$

4.3.3. Aproximación geostrófica

Truncando la expansión asintótica de (4.3a), (4.3b) y (4.3c) en el orden-1 se obtiene:

$$\begin{aligned} u'_0 &= \frac{\partial p'_0}{\partial y'} \\ v'_0 &= \frac{\partial p'_0}{\partial x'} \end{aligned} \quad (4.5)$$

dando lugar a que la divergencia horizontal del campo de velocidades del orden-1 sea nula,

$$\nabla_h \vec{u}'_0 = \frac{\partial u'_0}{\partial x'} + \frac{\partial v'_0}{\partial y'} = 0 \quad (4.6)$$

con lo que la velocidad vertical de primer orden (geostrófica) es nula.

Las ecuaciones (4.5) constituyen la *aproximación geostrófica* de la ecuación completa del movimiento (4.1a). Estas indican que en un sistema en rotación, si las alteraciones del campo de velocidad se producen lentamente ($\varepsilon, \varepsilon_t \ll 1$), la aceleración de Coriolis continuará ajustando el campo de velocidad con el de presión. De este modo, el flujo resultante será paralelo a las isobaras y no perpendicular como ocurre en el caso de un fluido que se halle en un sistema que no rote. Esta dinámica será la que prevalecerá sobre nuestro problema.

A menor número de Rossby la condición de que el flujo está en equilibrio geostrófico será más correcta, ya que el error de truncamiento al quedarnos tan sólo con el primer término de la expansión disminuirá. Dicho de otro modo, cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre nuestro movimiento, mejor será el grado de ajuste geostrófico.

La aproximación geostrófica es muy útil en el sentido de que una vez conocido el campo de presiones, el campo de velocidad queda perfectamente establecido. Sin embargo, la aproximación geostrófica tan sólo permite diagnosticar el campo de velocidad y, por si sola, no ofrece una información completa sobre la dinámica del problema a tratar ya que, mientras el número de Rossby sea pequeño, cualquier campo de presión puede dar lugar a un campo de velocidades ajustado geostróficamente. Una forma clásica de resolver este problema sin acudir directamente al balance de momento (ecuación (4.1a)) consiste en considerar cómo las pequeñas desviaciones del ajuste geostrófico alteran el balance de vorticidad geostrófica (si no se especifica se asumirá que se trata de vorticidad relativa). Para

ello será necesario acudir a la dinámica de un orden superior y truncar la expansión en el siguiente orden.

4.3.4. Aproximación cuasigeostrófica

Truncando la expansión en el siguiente orden y realizando una corrección de $O(\varepsilon)$ a la aproximación geostrófica:

$$\frac{\partial u'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial y'} - v'_1 = -\frac{\partial p'_1}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'_0}{\partial y'^2} \right) \quad (4.7a)$$

$$\frac{\partial v'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial y'} + u'_1 = -\frac{\partial p'_1}{\partial y'} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'_0}{\partial y'^2} \right) \quad (4.7b)$$

$$\frac{\partial u'_1}{\partial x'} + \frac{\partial v'_1}{\partial y'} + \frac{\partial w'_1}{\partial z'} = 0 \quad (4.7c)$$

donde Re es el número de Reynolds y representa la relación entre los términos difusivos y los inerciales,

$$\text{Re} = \frac{2\varepsilon}{E_H} = \frac{UL}{A_H} \quad (4.8)$$

Teniendo en cuenta la definición de vorticidad geostrófica,

$$\zeta'_0 = \frac{\partial v'_0}{\partial x'} - \frac{\partial u'_0}{\partial y'} = \nabla^2 p'_0 \quad (4.9)$$

y tomando las derivadas cruzadas en las ecuaciones (4.7a), (4.7b) y restándolas se obtiene una expresión para el balance de vorticidad geostrófica,

$$\begin{aligned} \frac{D\zeta'_0}{Dt'} &= \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial \zeta'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial \zeta'_0}{\partial y'} \\ &= - \left(\frac{\partial u'_1}{\partial x'} + \frac{\partial v'_1}{\partial y'} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} \right) \zeta'_0 \\ &= \frac{\partial w'_1}{\partial z'} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \end{aligned} \quad (4.10)$$

Esta ecuación constituye la *aproximación cuasigeostrófica* de la ecuación completa del movimiento (4.1a). Indica que, aparte del término difusivo ($\text{Re}^{-1} \nabla^2 \zeta'_0$), el responsable de la alteración del balance de vorticidad geostrófica es la convergencia horizontal del campo ageostrófico (orden- ε) de velocidad $\partial w'_1 / \partial z'$. Este término representa la deformación vertical del tubo de líneas de isovorticidad planetaria. Esto puede apreciarse mejor tomando la ecuación de la vorticidad en forma dimensional,

$$\begin{aligned}\frac{D\zeta}{Dt} &= \frac{\partial\zeta}{\partial t} + u \frac{\partial\zeta}{\partial x} + v \frac{\partial\zeta}{\partial y} \\ &= -(\zeta + f) \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)\end{aligned}$$

donde se puede apreciar que la convergencia de los filamentos de vorticidad total (planetaria (f), más relativa, (ζ)) es la responsable de la alteración de la vorticidad relativa. Al realizar la aproximación cuasigeostrófica, ζ tiene un valor tan pequeño que tan sólo la convergencia de los filamentos de vorticidad planetaria se incluye en el balance de vorticidad.

Como u'_0 , v'_0 , ζ'_0 , son independientes de z , la ecuación (4.10) puede ser integrada en la vertical:

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = w'_1(x', y', z=0, t') - w'_1(x', y', z=1, t') + \left(\frac{1}{\text{Re}} \right) \nabla^2 \zeta'_0 \quad (4.11)$$

Esta ecuación indica que la deformación vertical del tubo de líneas de isovorticidad planetaria esta asociado con la presencia de velocidades verticales ageóstroficas en la capa de Ekman superficial ($w_l(1)$) y de fondo ($w_l(0)$). Estas velocidades se analizarán a continuación y se definen como velocidades de bombeo de Ekman y a través de ellas se transmitirán los efectos del viento y la fricción del fondo hacia el océano interior al alterar su balance de vorticidad geostrófica.

La ecuación (4.11) no se puede aplicar directamente ya que aparecen variables tanto de primer orden (geostróficas) como de orden- ε (ageostróficas) asociadas a las velocidades de bombeo de Ekman. Desde este momento la cuestión será poner las velocidades de bombeo ageostróficas en función de variables geostroficas o de parámetros conocidos y con ello introducir el forzamiento del viento y la fricción por fondo.

4.3.5. Capas horizontales de Ekman

El siguiente paso es particularizar el problema suponiendo que en las dos fronteras horizontales donde queda confinado el fluido se desarrollan sendas capas de Ekman friccionales.

Dentro del contexto de la teoría de la capa límite (Pedlosky, 1987), la convergencia/divergencia del flujo en las capas friccionales de Ekman producirá un defecto/exceso de masa en su seno, dando lugar a la generación de velocidades verticales ageostróficas en las fronteras horizontales del fluido interior. Este proceso, que se denomina bombeo de Ekman, se desarrollará mientras exista una discrepancia entre la vorticidad del fluido interior y la de las fronteras, y exige que el número de Ekman vertical sea muy pequeño,

$$E_v = 2 \frac{A_v}{fD^2} \ll 1 \quad (4.12)$$

que es equivalente a suponer que la capa de Ekman ocupa una fracción muy pequeña de la anchura del fluido, constituyendo el grueso la región interior.

La relación entre la velocidad vertical ageostrófica en el fondo ($z=0$) y la vorticidad interior se formula como:

$$w'(x', y', z = 0, t') = \varepsilon w'_1(x', y', z = 0, t') + \dots = \frac{E_v^{1/2}}{2} \zeta'_0(x', y', t')$$

así,

$$w'_1(x', y', z = 0, t') = \frac{E_v^{1/2}}{2\varepsilon} \zeta'_0(x', y', t') \quad (4.13)$$

En la superficie ($z=1$) la relación entre la velocidad vertical ageostrófica y la vorticidad interior se formula como:

$$w'_1(x', y', z = 1, t') = \left(\frac{\tau_0}{\rho f U D \varepsilon} \right) \text{curl} \tau' \quad (4.14)$$

donde τ_0 es la tensión de arrastre del viento actuando sobre la superficie horizontal del flujo, D escala vertical, y $\text{curl} \tau$ representa el rotacional de la tensión del viento y se define como:

$$\text{curl}\tau = \frac{\partial\tau_y}{\partial x} - \frac{\partial\tau_x}{\partial y} \quad (4.15)$$

La tensión del viento cuantifica el flujo de momento desde la atmósfera al océano. Dentro del marco de la teoría cuasigeostrófica este flujo de momento no se transmite hacia el océano interior al menos que este sea rotacional, originando la velocidad de bombeo de Ekman en la capa friccional superficial (ecuación (4.14)), que provoca la deformación vertical del tubo de vórtice, alterando el balance de vorticidad relativa geostrófica y la consiguiente alteración de la vorticidad del océano interior (ecuación (4.16)).

De esta forma, gracias al mecanismo producido por el bombeo de Ekman (ecuación (4.13), (4.14)) los efectos friccionales que se desarrollen en las fronteras horizontales podrán transmitirse al fluido interior.

4.3.6. Ecuación de balance de vorticidad relativa geostrófica

Sustituyendo en la ecuación (4.11) las velocidades de bombeo de Ekman en la superficie (ecuación (4.13)) y en el fondo (ecuación (4.14)), en función de la tensión del viento y la vorticidad relativa geostrófica, se obtiene la ecuación de balance de vorticidad únicamente con variables de primer orden y parámetros conocidos.

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \right) \text{curl} \tau' - \left(\frac{r}{2} \right) \zeta'_0 + \left(\frac{1}{\text{Re}} \right) \nabla^2 \zeta'_0 \quad (4.16)$$

La ecuación (4.16) expresa que la vorticidad geostrófica se verá alterada por tres tipos de procesos ageostróficos, el forzamiento por el viento, la fricción por fondo y la difusión turbulenta de vorticidad.

El primero, expresa el cambio de vorticidad debido a la deformación planetaria del tubo de vórtice causada por las velocidades de bombeo verticales que se generan como consecuencia de la tensión del viento (figura 4.2).

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \right) \text{curl} \tau'_0$$

El segundo, expresa la disminución de vorticidad debido a la deformación planetaria del tubo de vórtice causada por la capa de Ekman friccional del fondo. Su efecto sobre el fluido interior será el de amortiguar la vorticidad geostrófica.

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = - \left(\frac{r}{2} \right) \zeta'_0$$

Este efecto friccional vendrá ponderado por el factor de amortiguamiento r ,

$$r = \frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} = \left(\frac{2A_v f}{D^2} \right)^{1/2} \frac{L}{U}$$

El tercer término representa el transporte de vorticidad por difusión en la región interior del fluido, que será responsable de la difusión turbulenta de vorticidad geostrófica,

$$\frac{D\zeta'_0}{Dt'} = \left(\frac{1}{Re} \right) \nabla^2 \zeta'_0$$

Aunque generalmente Re^{-1} es pequeño, este término tiene una importancia fundamental cuando se desarrollan capas friccionales en contornos sólidos verticales, siendo el responsable del transporte de vorticidad por difusión desde el obstáculo hacia el fluido interior. Como se ha comentado, en función del valor de número de Reynolds se favorecerá o no el despegue de la capa friccional del obstáculo dando lugar a la generación o no de remolinos. Cuando la velocidad del flujo incidente es reducida ($Re=1$) se desarrolla alrededor del obstáculo una capa friccional que permanece adherida a éste. Al aumentar la velocidad del flujo incidente, la capa friccional se va desarrollando hasta que se despega del obstáculo dando lugar a dos remolinos estacionarios en su parte posterior ($Re<40$). Si continúa aumentando la velocidad, los remolinos se van desestabilizando ($Re\geq 60$) hasta que finalmente se

despegan del obstáculo y se produce el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos ($Re \geq 100$) formando una *calle de Von Kármán*.

Como u'_o , v'_o , y ζ'_o se relacionan con p'_o a través de (4.5) y (4.9), el balance de vorticidad puede escribirse enteramente en términos de p'_o ,

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_o}{\partial t'} + J(p'_o, \zeta'_o) &= \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau' \right) - \frac{r}{2} \zeta'_o + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_o \\ \zeta'_o &= \frac{\partial^2 p'_o}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 p'_o}{\partial y'^2} = \nabla^2 p'_o \end{aligned}} \quad (4.17)$$

Donde J simboliza el jacobiano,

$$J(A, B) = \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial B}{\partial y} - \frac{\partial A}{\partial y} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (4.18)$$

Las ecuaciones (4.16) y (4.17) constituyen la aproximación cuasigeostrófica de la ecuación del momento (4.1a), para el caso de un fluido confinado entre dos capas friccionales horizontales. Esta aproximación traslada el problema de resolver el balance de momento a resolver el balance de vorticidad, presentando como ventaja el hecho de que el pronóstico del campo de velocidades se puede realizar resolviendo un campo escalar, el de presión geostrófica, y no uno vectorial. Una vez calculados

los campos de presiones y vorticidad a través de (4.17), para los diferentes casos, el campo de velocidades se diagnostica geostroficamente con (4.5).

4.3.7. Condiciones de contorno

Para poder limitar más el problema de la perturbación de un flujo oceánico por un obstáculo es necesario establecer una serie de condiciones de contorno suplementarias en la que se considere todas las fronteras verticales. Estas condiciones deberán involucrar a la función de corriente (p'_0, ψ') y a la vorticidad (ζ', ζ'_0).

Se impondrá que el flujo entrante ($x'=1$) sea irrotacional y constante, con una velocidad característica U . Esta condición equivale a suponer que la vorticidad del flujo entrante es nula y que el gradiente de la función de corriente es constante (de valor adimensional igual a la unidad),

$$x' = 1 \rightarrow \text{entrada} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \zeta'_{x,y} = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y'} = cte = 1 \end{array} \right\} \quad (4.19)$$

Asimismo se impondrá que el flujo discorra por un canal en cuyas paredes laterales ($y'=1, y'=n\Delta y'$) desliza libremente y son impermeables. La anchura del

canal se tomara lo suficientemente grande para que los posibles efectos de las paredes no se transmitan al fluido interior. De este modo se tratará el caso de un fluido que circula por un canal en cuyas paredes no se produce fricción.

$$y' = 1; y' = n\Delta y' \rightarrow \text{laterales} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \zeta' = 0 \\ \rightarrow \psi' = \psi'_{\text{entrada}} \end{array} \right\} \quad (4.20)$$

En el contorno por donde el fluido abandona el dominio numérico ($x' = m\Delta x'$) se impondrá que el flujo no sea perturbado por la presencia de esta frontera. El traslado de esta condición a la vorticidad y función de corriente se especificará en el apéndice, pero básicamente se ha adoptado una implementación de la condición radiacional de Orlansky desarrollada por Camerlengo y O'Brien (1980).

En cuanto la condición para la vorticidad en los contornos sólidos del obstáculo, dependerá de sí se decide tomar condiciones de deslizamiento o no-deslizamiento. En el caso que se considere que el fluido desliza libremente en el contorno sólido, no se producirán gradientes de velocidad normales al obstáculo, por lo tanto no habrá producción de vorticidad por parte del obstáculo desarrollándose un flujo potencial (irrotacional e incomprensible) alrededor de este.

$$\text{Condición de deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{\text{obs}} = 0$$

Cuando el fluido no desliza libremente, se establecerá un gradiente normal de velocidad tangencial al obstáculo, desarrollándose una capa friccional en el contorno sólido del obstáculo, por lo que esta condición será la responsable de que el obstáculo actúe como fuente de vorticidad alterando el balance de vorticidad del fluido interior.

$$\text{Condición de no deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{obs} \neq 0$$

4.4. Modelo atmosférico: balance de vorticidad relativa

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia H (figura 4.4). Sobre el obstáculo incide un flujo atmosférico uniforme cuya velocidad característica es W . El conjunto del sistema rota con una velocidad angular constante $f/2$ (plano f), en sentido antihorario (ciclónico).

El desarrollo teórico del problema requerirá establecer las ecuaciones genéricas del movimiento de un fluido homogéneo en un sistema en rotación. A diferencia del modelo oceánico en el atmosférico el movimiento del fluido no estará fuertemente influenciado por la rotación del sistema, por ejemplo, para una velocidad

característica del viento de 10 m/s, el diámetro de la isla $L=50$ Km, obtenemos un valor del número de Rossby,

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} = \frac{10 \text{ m/s}}{2 * 7.3 * 10^{-5} \text{ s}^{-1} * \text{sen } 28^\circ * 50000 \text{ m}} = 2.9$$

mayor que 1, por lo tanto el flujo no estará fuertemente influenciado por la rotación del sistema y en este caso no se podrá realizar una aproximación cuasigeostrófica.

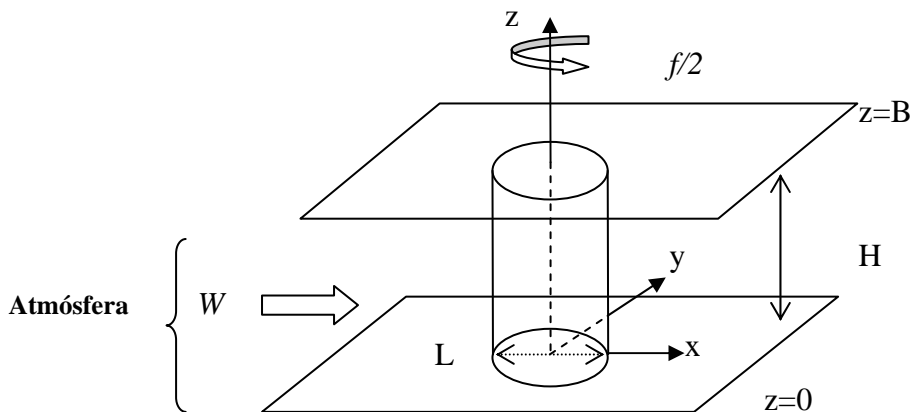


Figura 4.4: Configuración geométrica del flujo atmosférico a través de un obstáculo en un sistema en rotación.

Las ecuaciones que se plantearán en el caso atmosférico derivarán en ecuaciones análogas a la ecuación 4.17, con la diferencia de que en este caso estaremos tratando con balance de vorticidad relativa total (geostrófica+ageostrófica). Primero se abordará el problema mediante el análisis del balance de vorticidad del flujo y la función de corriente, que en este caso al no existir aproximación cuasigeostrófica no se podrá asociar al campo de presiones. Y por último, se acotará el problema imponiendo condiciones de contorno análogas al modelo oceánico.

4.4.1. Función de corriente

La ecuación de continuidad para un flujo incomprensible es:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.21)$$

Donde u , v , y w son las velocidades del viento en la dirección x , y , y z respectivamente. Integrando esta ecuación verticalmente entre el fondo y la superficie, y considerando que ambas son materiales (condición dinámica), se obtiene:

$$\int_0^{\frac{\partial \eta}{\partial t}} \frac{\partial w}{\partial z} dz = - \int_{z=0}^{z=H} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (4.22)$$

Donde U , V son los transportes integrados en el plano horizontal, en las direcciones x e y respectivamente, y η es la altura de la superficie libre. En este trabajo consideramos el flujo atmosférico barotrópico, la escala horizontal característica del movimiento será mucho mayor que la vertical, por lo tanto las velocidades horizontales son independientes de la componente vertical, z (Teorema de Taylor-Proudman; Pedlosky, 1987). Por tanto se puede expresar el transporte horizontal como:

$$U=uh \quad V=vh \quad (4.23)$$

Donde u , y v son las velocidades horizontales constantes en la vertical y h es la profundidad de la columna de agua.

Asumiendo la condición de *rigid-lid* ($\eta=0$), y fondo constante ($h=cte$) al integrar verticalmente la ecuación de continuidad (4.22) las velocidades u , v son independientes de la profundidad. Al sustituir los transportes de la ecuación (4.23) en la (4.22) la ecuación de continuidad queda como:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.24)$$

que indica que el flujo es no divergente, lo que permite la creación de una función de corriente, ψ , que satisface la ecuación (4.24) definida como:

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4.25)$$

La dirección de la velocidad es paralela a las isolíneas de función de corriente, ψ , y la intensidad de la corriente será mayor cuanto más próxima se encuentren estas. En este caso, a diferencia del modelo oceánico, la función de corriente no puede asociarse al campo de presión.

4.4.2. Balance de vorticidad relativa

Las ecuaciones de un fluido geofísico homogéneo e incompresible (termodinámicamente inactivo), para un observador en rotación con el sistema se definen como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + A_H \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[A_z \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (4.26a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + A_H \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[A_z \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad (4.26b)$$

donde f es el parámetro de Coriolis, P la presión, ρ la densidad del aire, y A_H, A_Z , son los coeficientes de viscosidad turbulenta horizontal y vertical respectivamente. Aplicando el teorema de Taylor-Proudman las ecuaciones (4.26a) y (4.26b) se expresan como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + A_H \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[A_Z \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (4.27a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + A_H \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[A_Z \frac{\partial v}{\partial z} \right] \quad (4.27b)$$

Al integrar las ecuaciones (4.27a) y (4.27b) sobre una capa de espesor h , se obtienen las siguientes expresiones:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + A_H \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{\rho h} (\tau_0^x - \tau_B^x) \quad (4.28a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + A_H \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] + \frac{1}{\rho h} (\tau_0^y - \tau_B^y) \quad (4.28b)$$

donde $\tau_0^{x,y}, \tau_B^{x,y}$ son las tensiones en la capa inferior y superior en la dirección x , e y . En el modelo estos términos no se incluirán ya que no se considerará el desarrollo de capas friccionales horizontales.

Teniendo en cuenta la anterior asunción e introduciendo las siguientes variables adimensionales,

$$\begin{aligned} x' &= \frac{x}{L} & y' &= \frac{y}{L} & P' &= \frac{P}{\rho f U L} & t' &= \frac{L}{U} \\ u' &= \frac{u}{U} & v' &= \frac{v}{U} & z' &= \frac{z}{D} \end{aligned}$$

las ecuaciones (4.28a) y (4.28b) se transforman en:

$$\frac{U^2}{L} \left(\frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} \right) - U f v' = -f U \frac{\partial P'}{\partial x'} + \frac{U}{L^2} A_H \left[\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right] \quad (4.29a)$$

$$\frac{U^2}{L} \left(\frac{\partial v'}{\partial t'} + u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} \right) + U f u' = -f U \frac{\partial P'}{\partial y'} + \frac{U}{L^2} A_H \left[\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right] \quad (4.29b)$$

dividiendo por $\frac{U^2}{L}$ las ecuaciones (4.29a) y (4.29b) quedan como:

$$\frac{\partial u'}{\partial t'} + u' \frac{\partial u'}{\partial x'} + v' \frac{\partial u'}{\partial y'} - \frac{1}{\varepsilon} v' = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial P'}{\partial x'} + \frac{1}{\text{Re}} A_H \left[\frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 u'}{\partial y'^2} \right] \quad (4.30a)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t'} + u' \frac{\partial v'}{\partial x'} + v' \frac{\partial v'}{\partial y'} + \frac{1}{\varepsilon} u' = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial P'}{\partial y'} + \frac{1}{\text{Re}} A_H \left[\frac{\partial^2 v'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 v'}{\partial y'^2} \right] \quad (4.30b)$$

donde,

$$\varepsilon = \frac{U}{fL} \qquad \text{Re} = \frac{UL}{A_H}$$

Tomando las derivadas cruzadas en las ecuaciones (4.30a), (4.30b) y restándolas se obtiene la expresión:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \\ - \frac{1}{\text{Re}} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4.31)$$

donde al sustituir la ecuación (4.24), que indica que el flujo es no divergente, y el valor de la vorticidad relativa,

$$\zeta = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (4.32)$$

obtenemos la ecuación:

$$\frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial t} + \vec{u} \frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial x} + \vec{v} \frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial y} = -\frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{\zeta} \quad (4.33)$$

La ecuación 4.33 expresa que la vorticidad se verá alterada por la difusión turbulenta de vorticidad. Al igual que en el oceánico el término Re^{-1} tiene una importancia fundamental cuando se desarrollan capas friccionales en contornos sólidos verticales, siendo el responsable del transporte de vorticidad por difusión desde el obstáculo hacia el fluido interior.

Sustituyendo las expresiones de la función de corriente (ecuación (4.25)) en la expresión de la vorticidad relativa (4.32) se obtiene la ecuación de Poisson,

$$\nabla^2 \psi = \zeta \quad (4.34)$$

que permite calcular los valores de la función de corriente en función de la vorticidad relativa.

Las ecuaciones (4.33) y (4.34) constituyen el balance de vorticidad barotrópica para un flujo no divergente, y condición de *rigid-lid*.

4.4.3. Condiciones de contorno

Las condiciones de contorno que se utilizarán para limitar más el problema de la perturbación de un flujo atmosférico por un obstáculo son análogas a las utilizadas en el modelo oceánico. A continuación se enumeran de una forma esquemática:

- ◆ Flujo entrante ($x'=1$) irrotacional y constante, con una velocidad característica W .

$$x' = 1 \rightarrow \text{entrada} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \zeta'_{x,y} = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial \psi'}{\partial y'} = cte = 1 \end{array} \right\} \quad (4.35)$$

- ◆ Paredes laterales ($y'=1, y'=n\Delta y'$) el flujo desliza libremente y no se produce fricción.

$$y' = 1; y' = n\Delta y' \rightarrow \text{laterales} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow \zeta' = 0 \\ \rightarrow \psi' = \psi'_{\text{entrada}} \end{array} \right\} \quad (4.36)$$

- ◆ Flujo saliente ($x' = m\Delta x'$) implementación de la condición radiacional de Orlansky desarrollada por Camerlengo y O'Brien (1980) (Ver apéndice).
- ◆ Contornos sólidos del obstáculo condición de no-deslizamiento.

$$\text{Condición de no deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{obs} \neq 0$$

4.5. Modelo acoplado océano-atmósfera

El modelo atmosférico que se planteará es idealizado no considerando la topografía de la isla con el fin de obtener un campo de vientos irrotacional, ya que el interés de este trabajo recae más en la influencia del viento en la generación de remolinos oceánicos que en simular con precisión la perturbación del flujo atmosférico por la isla. El movimiento del flujo atmosférico (Vientos Alisios) se considerará como una capa en movimiento por debajo de la capa de inversión y no superará en ningún caso la cima de la isla. Por lo tanto, la orografía considerada no será real, y el flujo será bidimensional, hipótesis aceptable en condición de Alisios con fuerte nivel de inversión, como es el caso de Gran Canaria.

Para obtener el campo de vientos se simulará numéricamente integrando las ecuaciones adimensionales (4.33) y (4.34), y adoptando la condición de no deslizamiento (4.39). Los valores de forzamiento atmosférico que se considerarán son similares a los observados en el Archipiélago Canario. Se utilizará el mismo dominio de integración (adimensional) y condiciones en los contornos laterales

(4.40) que en el caso oceánico, y el flujo incidente sobre el obstáculo, W , se considerará constante e irrotacional.

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} = -\frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \bar{\zeta} \quad (4.33)$$

$$\nabla^2 \psi = \zeta \quad (4.34)$$

En el modelo oceánico se estudiará con detalle el problema de la perturbación del flujo por la isla y la influencia del forzamiento atmosférico en dicha perturbación. Se considerará un fluido homogéneo con comportamiento barotrópico, y para simular numéricamente la perturbación del flujo por la isla y la influencia del forzamiento atmosférico se integrará la ecuación adimensional correspondiente a la aproximación cuasigeostrófica para un fluido homogéneo, (4.17):

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + J(p'_0, \zeta'_0) &= \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau' \right) - \frac{r}{2} \zeta'_0 + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \\ \zeta'_0 &= \frac{\partial^2 p'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 p'_0}{\partial y'^2} = \nabla^2 p'_0 \end{aligned} \quad (4.17)$$

El dominio de integración (adimensional) en el modelo oceánico se corresponderá con el esquematizado en la figura 4.5. Se ha discretizado la costa Gran Canaria 5.4 km, y el fondo se ha considerado plano, hipótesis aceptable al ser la plataforma insular pequeña. El flujo incidente sobre el obstáculo, U , se considerará constante e irrotacional (4.37), y en el flujo saliente se aplicará la condición de Orlansky (4.38) (ver apéndice) (Carmelengo y O'Brien 1980). En los contornos sólidos del obstáculo se adoptará la condición de deslizamiento o no deslizamiento (4.39) y en los contornos laterales, que confinan al fluido, se permitirá a éste deslizarse libremente (4.40).

$$x' = 1, \text{entrante} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial p'_0}{\partial y'} = cte \end{cases} \quad (4.37)$$

$$x' = m\Delta x', \text{saliente} \rightarrow \text{Orlansky} \quad (4.38)$$

$$\text{obstáculo} \rightarrow \begin{cases} \text{deslizamiento} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \text{no-deslizamiento} \rightarrow \zeta'_0 \neq 0 \end{cases} \quad (4.39)$$

$$y' = 1, y' = n\Delta y', \text{laterales} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow p'_0 = p'_{\text{entrante}} \end{cases} \quad (4.40)$$

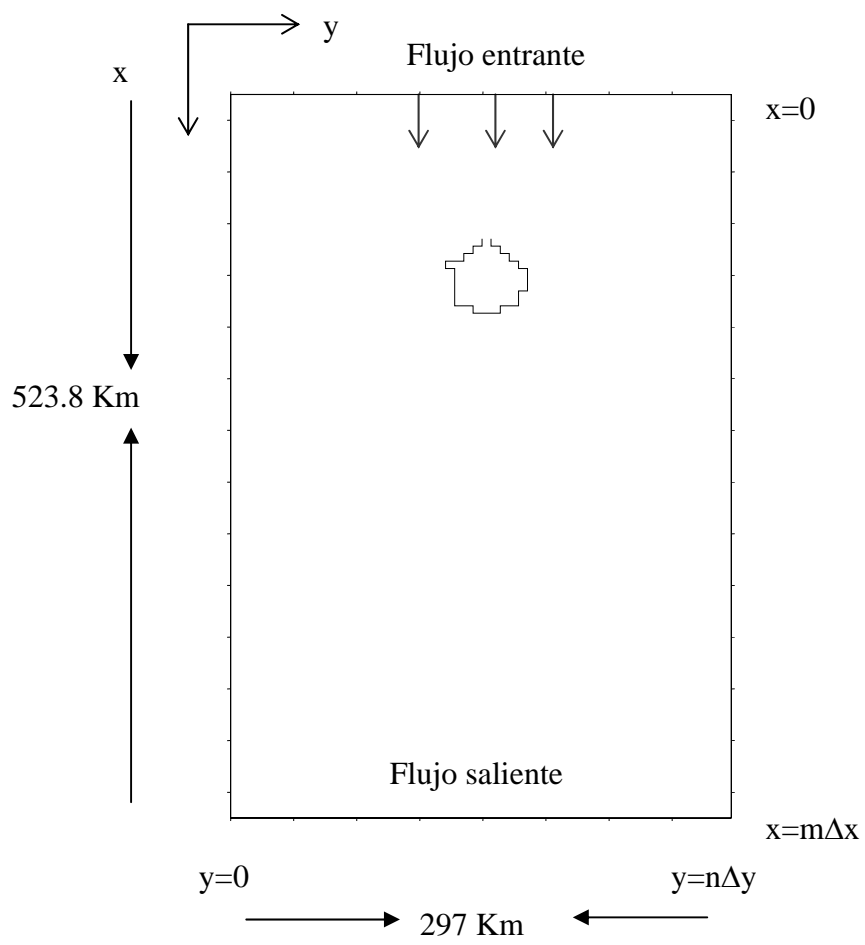


Figura 4.5: Estructura de la malla empleada para el modelo

Para el acoplamiento entre el modelo atmosférico y oceánico se seguirán los siguientes pasos:

1. Integración numérica de las ecuaciones (4.33) y (4.34) para obtener las componentes del campo de vientos.
2. Obtención de la tensión de arrastre a través de la sustitución de los valores medios de la velocidad del viento en la expresión:

$$\vec{\tau} \equiv (\tau_x, \tau_y) \quad \begin{aligned} \tau_x &= \frac{1}{\tau_0} C_D \rho_a u |\vec{w}| \\ \tau_y &= \frac{1}{\tau_0} C_D \rho_a v |\vec{w}| \end{aligned} \quad (4.41)$$

donde u, v son las componentes de la velocidad del viento (W) en proximidad a la superficie del mar, y ρ_a es la densidad superficial del aire (1.26 kgm^{-3}). C_D es el coeficiente adimensional de arrastre y se define, según McClain *et al.* (1996), como:

$$C_D = \left(\frac{2.7}{|w|} + 0.142 + 0.0764 |\vec{w}| \right) * 10^{-3} \quad (4.42)$$

3. Obtención del rotacional de la tensión del viento sustituyendo los valores de la tensión de arrastre en la ecuación (4.15):

$$\text{curl}\tau = \frac{\partial\tau_y}{\partial x} - \frac{\partial\tau_x}{\partial y} \quad (4.15)$$

4. Obtención del rotacional de tensión de viento medio.
5. Sustitución del valor medio del rotacional de la tensión del viento e integración numérica en la ecuación (4.17) del modelo oceánico.
6. Obtención de gráficas de la función de corriente y vorticidad donde se representa el efecto de la perturbación del flujo por la isla (efecto topográfico) y la influencia del forzamiento atmosférico.

4.6. Descriptores de la evolución del flujo

Para estudiar la evolución del flujo en este trabajo se recurrirá a una serie de parámetros que ayudarán a caracterizar la evolución temporal del proceso de desprendimiento de remolinos y la sensibilidad de éste a la velocidad de la corriente incidente (número de Reynolds). En el siguiente capítulo, se analizará la variación del periodo de desprendimiento, y de los coeficientes de arrastre y sustentación en función de diferentes valores de velocidad de corriente incidente (números de Reynolds).

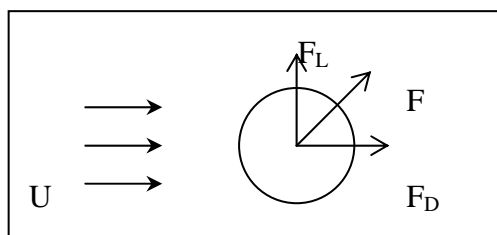


Figura 4.6: Fuerza de sustentación, F_L , y la fuerza de arrastre F_D .

El coeficiente de sustentación, C_L , surge como resultado de adimensionalizar la componente, perpendicular al flujo incidente, de la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo, F_L (figura 4.6). De esta forma, cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo. Ello es debido a que su valor es función de la circulación alrededor del obstáculo.

$$C_L = \frac{F_D}{\rho U^2 L} = \iint \zeta \vec{k} d\vec{A} \quad (4.43)$$

En la figura 4.7 se muestra la evolución del coeficiente de sustentación a largo del tiempo para diferentes números de Reynolds. Del análisis global de esta figura se pueden extraer dos características principales en lo que respecta al proceso de producción de vorticidad por parte del obstáculo. Por un lado, después de un periodo inicial de transición se establece un régimen periódico cuyas oscilaciones,

alrededor del valor medio, son notablemente regulares. Por otro lado, dicho valor medio es negativo indicando, que en media, el obstáculo produce más vorticidad negativa (anticiclónica) que positiva (cyclónica). Las oscilaciones son debidas al desprendimiento alternativo del obstáculo de vórtices ciclónicos y anticiclónicos, si se parte de un mínimo a lo largo de un ciclo completo de oscilación se produce el desprendimiento alternativo de un vórtice anticiclónico del lado izquierdo del obstáculo y de uno ciclónico de su lado derecho. Por ello el periodo de oscilación del coeficiente de sustentación indica el tiempo que transcurre entre el desprendimiento de dos vórtices del mismo signo y su inversa es, por definición, la frecuencia de Strouhal.

Como el coeficiente de sustentación cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo, cuanto mayor sea ésta, mayor será la amplitud de sus oscilaciones. En este sentido si se compara la amplitud en la figura 4.7 para diferentes números de Reynolds se advierte que esta crece con el número de Reynolds. De esta forma, al aumentar el número de Reynolds aumenta la producción periódica de vorticidad por parte del obstáculo y, por lo tanto, la intensidad de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

El coeficiente de arrastre, C_D , cuantifica la resistencia que ofrece el obstáculo al flujo y se obtiene como resultado de adimensionalizar la componente, paralela al flujo incidente, de la fuerza (F) que el flujo ejerce sobre el obstáculo, F_D (figura 4.6).

$$C_D = \frac{F_D}{\rho U^2 L} = \int_{obs} \tau dl \quad (4.44)$$

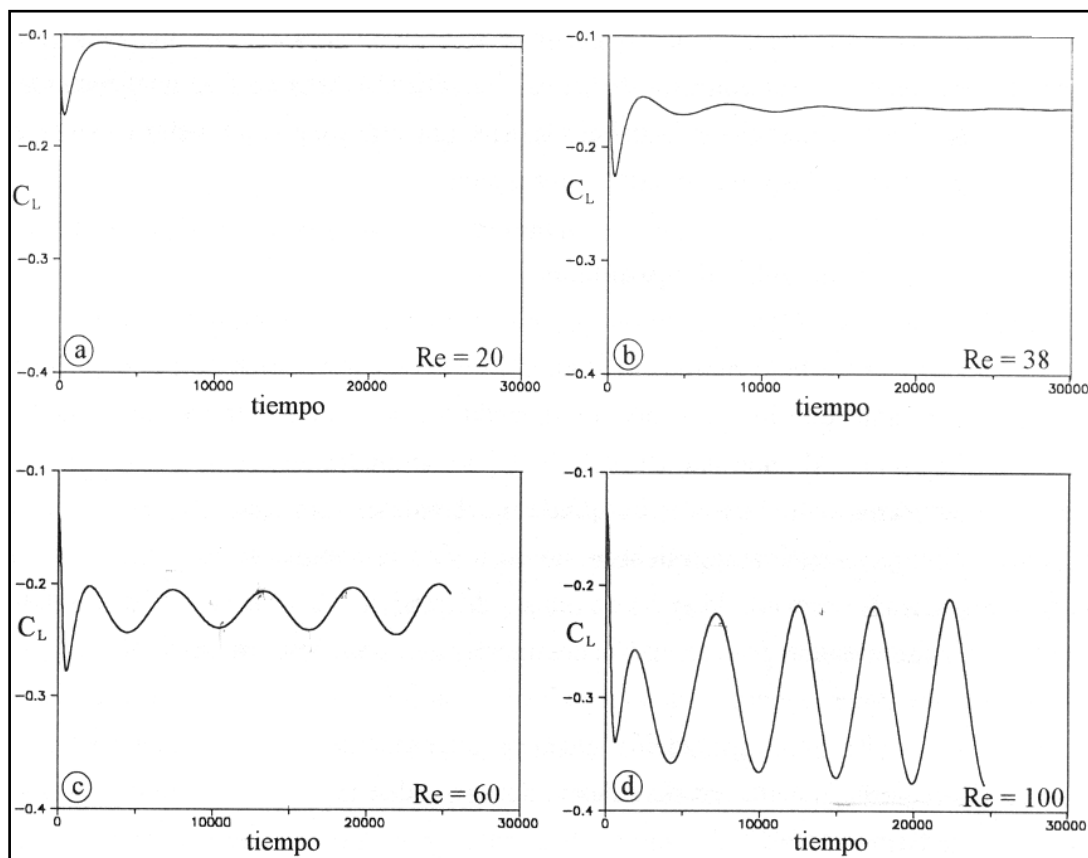


Figura 4.7: Variación con el tiempo del coeficiente de sustentación, C_L , en función del número de Reynolds (Sangrà, 1995). La escala de tiempo es adimensional y representa el número de iteraciones del modelo.

El coeficiente de arrastre cuantifica la resistencia que ofrece el obstáculo al flujo, por lo tanto, su valor medio será función tanto de la intensidad de la vorticidad incidente como de la geometría del obstáculo. Asimismo, al ser función de la cizalladura su evolución dependerá del campo de velocidad y no del campo de vorticidad.

Al igual que en el caso del coeficiente de sustentación, la curva de evolución del coeficiente de arrastre presenta un fuerte carácter periódico transcurrido un periodo inicial, oscilando de forma bastante regular alrededor de su valor medio (figura 4.8b). Sin embargo, se pueden apreciar dos diferencias principales con respecto a la evolución del coeficiente de sustentación (figura 4.8a). La primera y más aparente, la constituye el hecho de que la frecuencia de oscilación es justamente el doble que la correspondiente al coeficiente de sustentación. Esto responde a que las oscilaciones del coeficiente de arrastre son debidas al desprendimiento de vortex (remolinos del campo de velocidad) (Eaton, 1987; Perry *et al.*, 1982; Sangra, 1995).

De esta forma, el primer ciclo de oscilación del coeficiente de arrastre se corresponde con la etapa de gestación y emancipación de un vortex anticiclónico y el segundo con la etapa de gestación y emancipación del vortex ciclónico. La segunda diferencia, se debe a que el modo de oscilación no es tan regular como en el caso del coeficiente de sustentación y presenta una cierta modulación, que puede atribuirse a la asimetría del obstáculo que trae como consecuencia una menor intensidad del vortex ciclónico respecto al vortex anticiclónico.

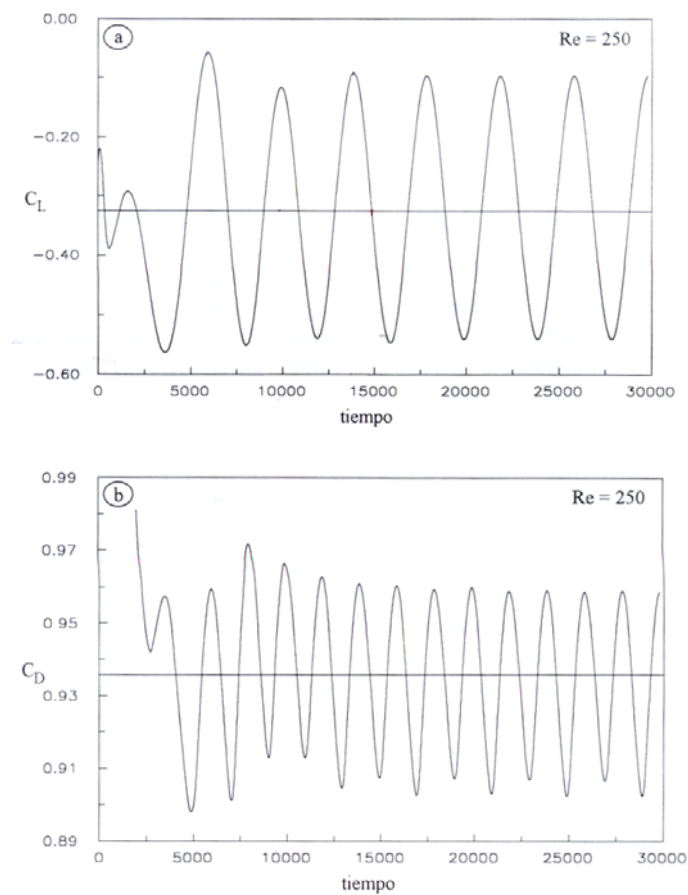


Figura 4.8: Evolución a lo largo del tiempo del (a) coeficiente de sustentación, C_L , y (b) coeficiente de arrastre, C_D , para $Re=250$. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones utilizadas en el modelo numérico (Sangrà, 1995).

Estos hechos son debidos a la mayor sensibilidad del coeficiente de arrastre (campo de velocidad) a las perturbaciones del flujo y a la asimetría del obstáculo.

El periodo de desprendimiento, T_r , describe el periodo en el que tendrá lugar la génesis y el desprendimiento alternativo, de un remolino ciclónico y uno anticiclónico, y se define como:

$$T_r = \frac{1}{S} * T \quad (4.45)$$

donde S es la frecuencia de Strouhal, y es igual a:

$$S = \frac{fL}{U} \quad (4.46)$$

y como hemos indicado anteriormente, S se calcula a partir de la inversa del periodo de oscilación del coeficiente de sustentación.

Las curvas de evolución de T_r en función del número de Reynolds mostrarán que al aumentar el número de Reynolds disminuirá el tiempo necesario para que se produzca el desprendimiento de dos vórtices del mismo signo.

Capítulo 5

Mecanismos de generación de remolinos por la isla de Gran Canaria

El verdadero saber es, esencialmente, armonía.

A. Panzini

5.1. Introducción

En este capítulo se analizará el efecto de dos de los posibles mecanismos en la generación de remolinos oceánicos al Sur de la isla de Gran Canaria, el forzamiento atmosférico y la perturbación producida en el flujo oceánico cuando atraviesa la isla, que se le denominará efecto topográfico. Los objetivos serán, por un lado, valorar la influencia del forzamiento atmosférico en el desprendimiento y

generación de remolinos oceánicos al Sur de la isla de Gran Canaria, y por otro, ponderar la importancia que tiene el efecto del viento respecto al efecto topográfico. Para dicho estudio, por lo tanto, se considerarán dos posibles fuentes de vorticidad. Una, debida a la generación de una capa límite a ambos lados del obstáculo, como consecuencia de la perturbación del flujo oceánico al atravesar la isla, en la que se producirá un gradiente de velocidad que originará el desprendimiento de vórtices. Y otra, relacionada con el flujo atmosférico que generará a sotavento de la isla, a través del bombeo de Ekman, en el límite entre la zona protegida y expuesta al viento de la estela, la contracción y dilatación de los tubos de vorticidad planetaria a cada lado de la isla (zonas de convergencia/divergencia) que desembocará en la generación de vórtices.

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí. Sobre el obstáculo incide un flujo uniforme cuya velocidad característica es W , para el flujo atmosférico, y U , para el flujo oceánico. El conjunto del sistema rota con una velocidad angular constante $f/2$ (plano f), en sentido antihorario (ciclónico).

La malla utilizada en la integración numérica se ha orientado en la dirección Suroeste-Noreste con el fin de que la dirección del flujo entrante coincida con la dirección dominante de la Corriente de Canarias y de los Vientos Alisios respectivamente. El paso de malla utilizado ha sido de $\Delta x = \Delta y = 5.4$ Km, considerándose 56 puntos en la dirección y (Noroeste-Sureste $j=1,56$) y 98 en la dirección x (Noreste-Suroeste, $i=1, 98$) siendo las dimensiones totales de la malla

M*N= 523.8*297 Km. No se ha tenido en cuenta la presencia de las Islas de Tenerife y Fuerteventura debido a que en este trabajo se estudia la perturbación del flujo por un obstáculo aislado y no por una combinación de obstáculos. A este respecto el modelo no pretende predecir la estructura del flujo sino estudiar los procesos involucrados en su perturbación.

El problema consistirá en obtener por un lado, distintos forzamientos atmosféricos, para ello se ha utilizado velocidades de viento incidente de 2, 4, y 10 m/s coherentes con los valores observados *in situ* en el Archipiélago. Y por otro, realizar diversas simulaciones analizando para un mismo forzamiento atmosférico el comportamiento del flujo oceánico al variar la intensidad de la corriente.

En primer lugar, se describirá la técnica empleada para visualizar el flujo. En segundo lugar se abordará el modelo atmosférico obteniendo los campos medios del viento para diferentes velocidades de viento, 2, 4, y 10 m/s. Y por último, se analizará el modelo oceánico planteando diferentes casos en función de que se incluya o no el efecto del forzamiento atmosférico y el efecto topográfico. Su estudio se realizará tanto analizando la variación de parámetros característicos, los coeficientes de arrastre y de sustentación, como estudiando la modificación de la estructura de la calle de remolinos al variar la velocidad del flujo oceánico incidente (número de Reynolds) y el forzamiento atmosférico.

5.2. Descripción y visualización del proceso de generación de remolinos

Existen dos técnicas generalizadas a la hora de visualizar el flujo alrededor de un obstáculo (Perry *et al.*, 1982; Eaton, 1987). La primera y de uso más común en los experimentos numéricos, consiste en visualizar el campo instantáneo de velocidad a través de la estructura de las líneas de corriente/función de corriente. La segunda y de amplia difusión en los experimentos de laboratorio, es la de visualizar el campo instantáneo de vorticidad a través de la estructura de las líneas de trazador. Ambas técnicas son complementarias ya que suplen aspectos muy distintos de la estructura del flujo.

La visualización experimental (en el laboratorio o en la naturaleza) del desprendimiento de remolinos a través de las líneas de corriente ha permitido revelar detalles muy importantes de la recirculación del fluido en la estela del obstáculo como, por ejemplo, la generación periódica a ambos lados del obstáculo de callejones instantáneos de fluido (Perry *et al.*, 1982). En este sentido, las principales ventajas de visualizar el flujo a través de las líneas de corriente son que éstas proporcionan información sobre la estructura del flujo incidente y los procesos de arrastre de fluido. En contrapartida, debido a que la región perturbada por el obstáculo (estela) está constituida por parcelas de fluido que poseen un amplio espectro de tiempos de residencia, no son adecuadas para revelar la naturaleza de los mecanismos que se producen. Para ello se recurre a la visualización del flujo a través de las líneas de trazador. Estas permiten hacer consideraciones tanto sobre el transporte de masa como sobre el campo de vorticidad. En este sentido, mediante la visualización de las líneas de trazador se podrá identificar la procedencia del material

que forma los remolinos. Otra ventaja de visualizar el flujo a través de las líneas de trazador es poder comparar los resultados de las simulaciones numéricas con resultados experimentales.

5.2.1. Líneas de corriente

Las líneas de corriente se definen como curvas que son tangentes al vector velocidad instantánea a lo largo de todo su recorrido, por lo que, nos informarán sobre la estructura del campo de velocidades instantáneo.

Las líneas de corriente se obtendrán a través de la integración numérica de la ecuación (4.17) en el caso del modelo oceánico, y la ecuación (4.33) en el modelo atmosférico junto a las condiciones de contorno (4.37), (4.38), (4.39) y (4.40). Si se considera que el conjunto del sistema está en rápida rotación, la ecuación (4.17) expresa la aproximación cuasi-geostrófica y las líneas de corriente se corresponderán con las isobaras del campo de presión geostrófica. Sin embargo, si se considera el sistema en no rotación esta ecuación puede considerarse como la formulación de las ecuaciones de Navier-Stokes bidimensionales en su forma función de corriente-vorticidad en cuyo caso las líneas de corriente no se corresponden con el campo de presión siendo isolíneas de función de corriente. En el modelo atmosférico, como se ha explicado ampliamente en el capítulo anterior, la función de corriente no puede asociarse al campo de presión, y las isolíneas de la función de corriente serán paralelas al vector velocidad.

Las principales consecuencias de la perturbación de las líneas de corriente instantáneas son el desprendimiento alternativo de vórtex ciclónicos y anticiclónicos a partir de los flancos posteriores del obstáculo y la formación de callejones instantáneos de fluido. En la figura 5.1 se muestran ocho secuencias correspondientes a la perturbación de las líneas de corriente por parte del obstáculo separadas $1/8$ de periodo. A lo largo de las secuencias de la figuras 5.1a, 5.1b, 5.1c, y 5.1 d, se aprecia cómo tiene lugar el desprendimiento de un vórtex ciclónico a partir del lado derecho del obstáculo, mientras paralelamente, en el lado izquierdo se produce la génesis de un vórtex anticiclónico. Asimismo, se observa que en la secuencia de la figura 5.1a, y 5.1e las líneas de trazo grueso están adheridas al obstáculo formando una cavidad cerrada detrás del obstáculo donde no puede penetrar el fluido, pero a medida que transcurre el tiempo se produce la separación de este trazo en el lado derecho e izquierdo, según coincida el desprendimiento del vórtex ciclónico o anticiclónico, respectivamente. Esta separación indica la presencia de callejones instantáneos a través de los cuales se inyecta fluido hacia la estela del obstáculo.

5.2.2. Líneas de trazador

Por definición una línea de trazador es una línea formada por partículas de fluido que han pasado, en momentos distintos, por el mismo punto fijo. Así, por ejemplo, las trazas de tinta que se observan en los experimentos de laboratorio son líneas de trazador. Para construirlas numéricamente se ha de introducir a intervalos regulares trazadores numéricos pasivos en determinados puntos del flujo.

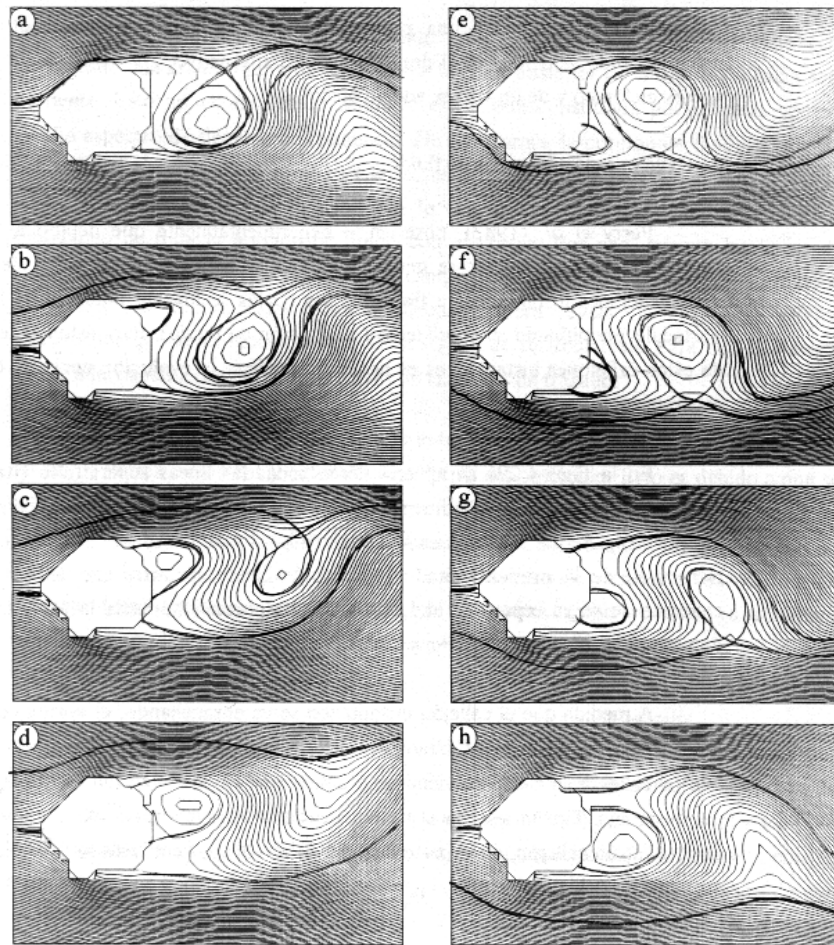


Figura 5.1: Proceso de desprendimiento de vórtex a lo largo de un ciclo completo, para una velocidad de corriente de 0.185 m/s. Cada secuencia está separada por 1/8 de periodo. El flujo entra por el borde izquierdo de las secuencias y sale por el derecho. Las líneas a trazo grueso representan líneas de corriente que contienen la formación de vórtex (adaptada de Sangrà, 1995).

La principal consecuencia de la perturbación de las líneas de trazador es el desprendimiento alternativo de remolinos ciclónicos y anticiclónicos a partir de los flancos posteriores del obstáculo. En la figura 5.2 se muestran líneas de trazador, en un instante dado, del ciclo de desprendimiento de remolinos. Las deformaciones dispares de las líneas de trazador que configuran las diferentes estructuras (A, B, C, y D) señalan que en ella se dan un amplio espectro de tiempo de residencia.

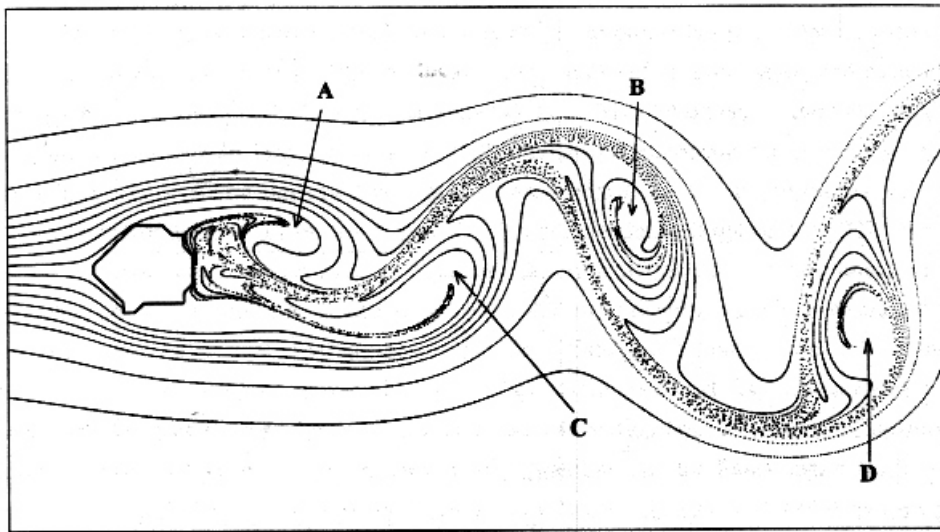


Figura 5.2: Calle de remolinos de trazador a sotacorriente del obstáculo para una velocidad de corriente de 0.185. **A** remolino anticiclónico, **B** remolino anticiclónico en su fase madura, **C** remolino ciclónico a punto de desprenderse del obstáculo, **D** remolino ciclónico en fase de madurez. El flujo entrante proviene del borde izquierdo de la figura (Sangrà, 1995).

Las líneas de trazador coinciden con las líneas de isovorticidad porque al actuar el obstáculo como fuente continua de vorticidad, por definición, se puede considerar también a la vorticidad como un trazador. En la figura 5.3 se muestra la evolución conjunta de las líneas de isovorticidad y las líneas de trazador. Durante la primera mitad del ciclo (figura 5.3a, 5.3b, 5.3c y 5.3d) se produce el desprendimiento conjunto del obstáculo de un remolino anticiclónico con un núcleo cerrado de vorticidad negativa. En la segunda mitad del ciclo (figura 5.3e, 5.3f, 5.3g y 5.3h) se produce el desprendimiento conjunto del obstáculo de un remolino ciclónico con un núcleo cerrado de vorticidad positiva.

Se definirán a los núcleos cerrados de vorticidad como *vórtices* llamando a los positivos *vórtices ciclónicos* y a los negativos *vórtices anticiclónicos*.

Como se ha podido comprobar existe una coincidencia casi total entre las líneas de trazador y las líneas de isovorticidad. Por lo tanto, a través de las líneas de trazador se puede visualizar la estructura del campo de vorticidad con la ventaja que no se ven sometidas a los errores de interpolación gráfica que sufren las líneas de isovorticidad, y la desventaja de que sólo aportan información semicuantitativa porque están definidas por partículas fluidas y no por una magnitud de significado físico. Por otro lado, las líneas de isovorticidad sí que ofrecen información cuantitativa sobre el campo de vorticidad, sin embargo, no cubre ciertos aspectos fundamentales de la perturbación del flujo que sí suplen las líneas de trazador, como la evolución de las partículas de fluido.

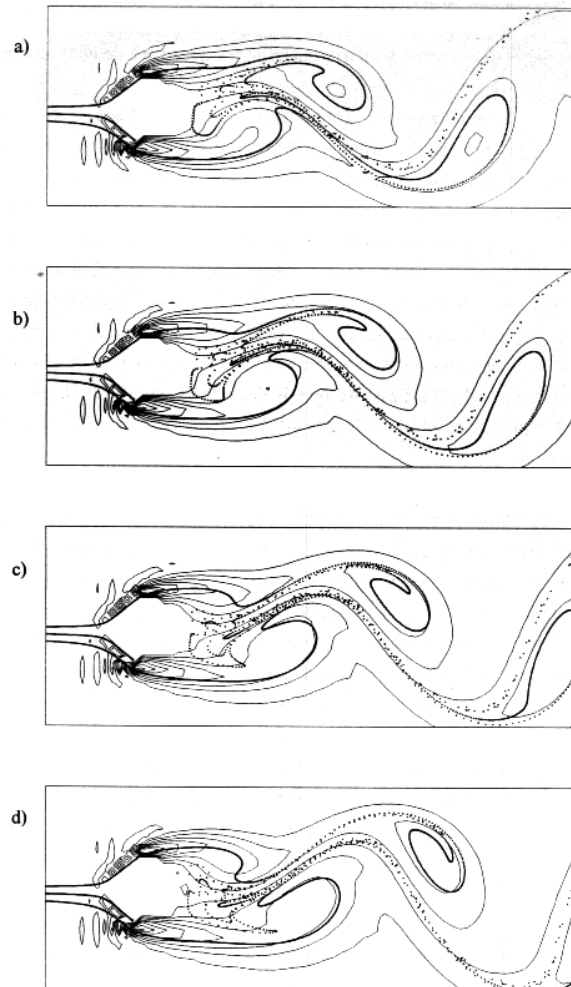


Figura 5.3: Visualización conjunta del flujo mediante líneas de trazador y líneas de isovorticidad a lo largo de un ciclo completo para una velocidad de corriente de 0.185 m/s (adaptada de Sangrà, 1995).

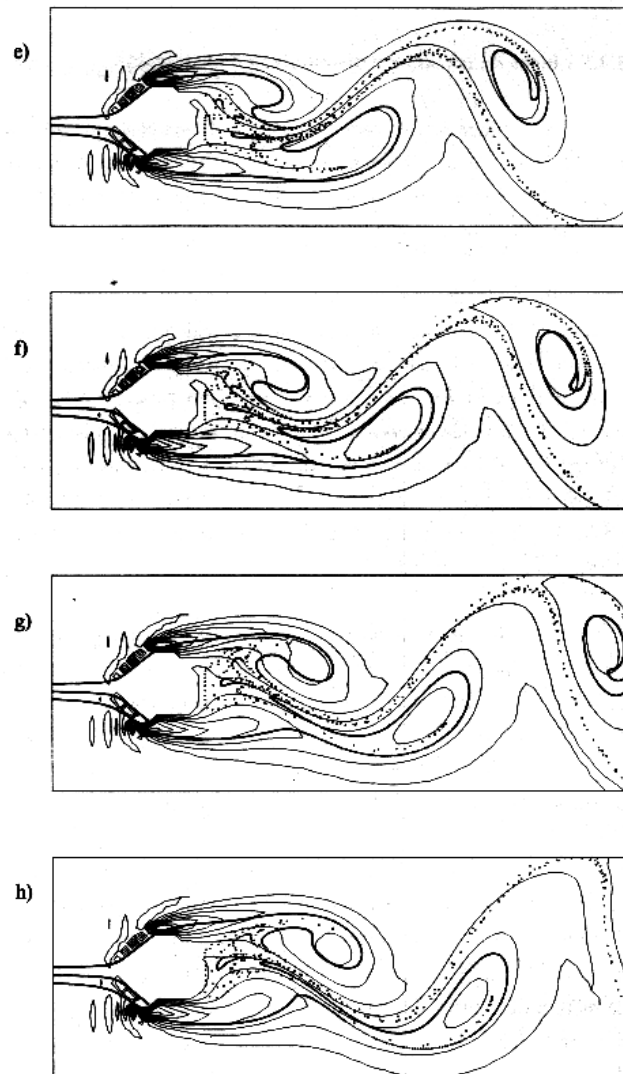


Figura 5.3: Continuación.

5.3. Obtención del forzamiento atmosférico

5.3.1. Introducción

El objetivo de esta sección es plantear los diferentes forzamientos atmosféricos que se utilizarán para estudiar la importancia relativa del viento como mecanismo propulsor de la generación de remolinos oceánicos.

El modelo atmosférico que se planteará es idealizado, no considerándose la topografía de la isla, ya que el interés de este trabajo recae más en la influencia del viento en la generación de remolinos oceánicos que en simular con precisión la perturbación del flujo atmosférico por la isla. La orografía considerada será idealizada, y el flujo se bidimensionalizará, hipótesis aceptable en condición de Alisios con fuerte nivel de inversión, como es el caso de Gran Canaria. De esta forma, el movimiento del flujo atmosférico (Vientos Alisios) será como una capa en movimiento por debajo de la capa de inversión.

El modelo físico se basará en un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L infinitamente alto, que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia H (figura 4.4), no considerándose el desarrollo de capa friccionales horizontales. El flujo incidente sobre el obstáculo, W , se supondrá constante e irrotacional.

Las medidas tomadas *in situ* en las Islas Canarias indican que en épocas, donde los Vientos Alisios son más fuertes, pueden alcanzar velocidades mayores a 10 m/s en muchas áreas, excediendo en algunas ocasiones los 15 m/s al Sureste de Gran Canaria (Barton *et al.*, 2000; Basterretxea *et al.*, 2002). En este trabajo con el fin de abarcar el amplio rango de diferentes condiciones de viento que se pueden presentar en el Archipiélago, se han escogido tres velocidades de viento diferentes: 2 m/s que corresponde con épocas de vientos flojos; 4 m/s, con épocas de velocidad de viento media; y 10 m/s, con épocas de fuertes vientos. Cabe destacar que los datos de velocidad de viento mencionadas son de flujo atmosférico incidente, debido a la aceleración producida en los flancos de la isla los valores resultantes serán mayores.

A continuación, los pasos que se seguirán a lo largo de esta sección serán abordar en primer lugar la resolución numérica del modelo atmosférico para obtener los diferentes campos de viento, así como el campo medio de viento que será el utilizado a la hora de forzar el modelo oceánico. En este trabajo se ha escogido el campo medio de viento y no el instantáneo, porque este último no permanece el tiempo suficiente como para poder forzar el modelo oceánico. El campo medio de viento, como se apreciará, estará constituido por dos remolinos atmosféricos, uno ciclónico y otro anticiclónico adheridos al Sur de la isla.

En segundo lugar se presentarán los resultados obtenidos a través de los parámetros característicos y la representación de las líneas de corriente e isovorticidad.

5.3.2. Proceso de simulación

El campo de vientos se simulará a partir de la integración numérica de las ecuaciones adimensionales (4.33) y (4.34),

$$\frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial t} + \vec{u} \frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial x} + \vec{v} \frac{\partial \vec{\zeta}}{\partial y} = -\frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \vec{\zeta} \quad (4.33)$$

$$\nabla^2 \psi = \zeta \quad (4.34)$$

y adoptando las siguientes condiciones de contorno:

$$x' = 1, \text{entrante} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial p'_0}{\partial y'} = \text{cte} \end{cases} \quad (4.37)$$

$$x' = m\Delta x', \text{saliente} \rightarrow \text{Orlansky} \quad (4.38)$$

$$\text{obstáculo} \rightarrow \text{no - deslizamiento} \rightarrow \zeta'_0 \neq 0 \quad (4.39)$$

$$y' = 1, y' = n\Delta y', \text{laterales} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow p'_0 = p'_{\text{entrante}} \end{cases} \quad (4.40)$$

La integración numérica consistirá en un proceso iterativo que se presenta con mayor detalle en el apéndice.

Se realizarán tres simulaciones correspondientes a las tres velocidades de viento con las que se trabajará, 2, 4 y 10 m/s. Tomando como coeficiente de difusión, A_H , el calculado por Chopra (1973) en las Islas Canarias, el número de Reynolds que se introducirá en la ecuación (4.33) en las diferentes simulaciones será:

Simulación 1: Velocidad de viento de 2 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{2\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{m}}{2.1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}} = 50$$

Simulación 2: Velocidad de viento de 4 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{4\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{m}}{2.1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}} = 100$$

Simulación 3: Velocidad de viento de 10 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{10\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{m}}{2.1 \cdot 10^{-3} \text{m}^2 \text{s}^{-1}} = 257$$

Con las diferentes simulaciones se obtendrán los valores medios de las componentes de la velocidad de viento en la dirección x e y , que permitirá calcular la tensión de arrastre a través de la ecuación (4.41):

$$\begin{aligned} \vec{\tau} \equiv (\tau_x, \tau_y) \quad \tau_x &= \frac{1}{\tau_0} C_D \rho_a u |\vec{w}| \\ \tau_y &= \frac{1}{\tau_0} C_D \rho_a v |\vec{w}| \end{aligned} \quad (4.41)$$

Donde el valor de ρ_a , la densidad superficial del aire, es 1.26 kgm^{-3} , C_D se obtendrá a través de la ecuación (4.42) (McClain *et al*, 1996),

$$C_D = \left(\frac{2.7}{|w|} + 0.142 + 0.0764 |\vec{w}| \right) * 10^{-3} \quad (4.42)$$

obteniéndose,

W (m/s)	2	4	10
C_D	1.6*10 ⁻³	1.12*10 ⁻³	1.17*10 ⁻³

y los valores de τ_0 , la tensión de arrastre del viento que actúa sobre la superficie horizontal del flujo, se consiguen a través de,

$$\tau_0 = C_D \rho_a \bar{w} |\bar{w}|$$

obteniéndose los siguientes valores,

W (m/s)	2	4	10
τ_0 (N/m²)	0.008	0.02	0.14

Una vez calculada la tensión de arrastre a través de la ecuación (4.15) se tendrá el campo de la tensión del viento, que se introducirá para forzar el modelo oceánico:

$$\text{curl} \bar{\tau} = \frac{\partial \tau_y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_x}{\partial y} \quad (4.15)$$

En la figura A2 del apéndice se esquematiza todo el proceso de resolución, explicado anteriormente, del modelo atmosférico.

5.3.3. Resultados

Los resultados se plantearán abordando en primer lugar los parámetros característicos, coeficiente de sustentación y periodo de desprendimiento, y en segundo lugar mostrando el campo de vientos obtenido en los diferentes forzamientos atmosféricos (2, 4 y 10 m/s) donde se analizarán los parámetros velocidad del viento, tensión del viento y el bombeo de Ekman.

A. Parámetros característicos

Como se ha comentado en el capítulo anterior, una característica importante del coeficiente de sustentación es que cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo. Ello es debido a que su valor es función de la circulación alrededor del obstáculo (4.43). En los resultados obtenidos de la evolución del coeficiente de sustentación a lo largo del tiempo para los diferentes campos de vientos, 2, 4 y 10 m/s (figura 5.4) se aprecia que después de un periodo inicial de transición se establece un régimen periódico cuyas oscilaciones, alrededor del valor medio, son notablemente regulares. Dicho valor medio es negativo indicando que en media el obstáculo produce más vorticidad negativa (anticiclónica) que positiva (ciclónica).

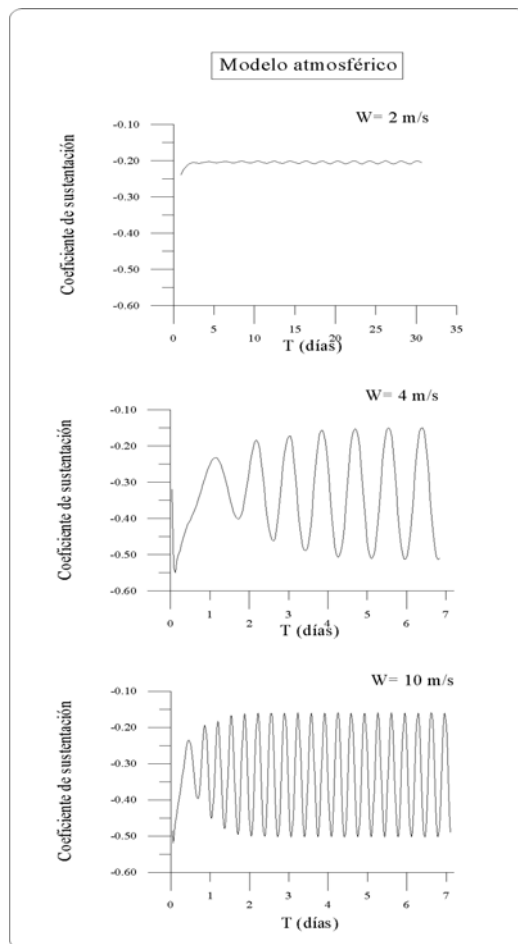


Figura 5.4: Evolución a lo largo del tiempo del coeficiente de sustentación para $W= 2, 4,$ y 10 m/s . El tiempo es dimensional (días) y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico aplicado a la isla de Gran Canaria.

Las oscilaciones son debidas, como se verá a continuación, al desprendimiento sucesivo del obstáculo de vórtices ciclónicos y anticiclónicos, y el valor negativo de la media, a la asimetría del obstáculo. De esta forma, en media, el balance de vorticidad es negativo debido a una mayor producción por parte de la mitad izquierda del obstáculo que por la derecha.

Al comparar la amplitud del coeficiente de sustentación en la figura 5.4 para las diferentes velocidades de viento se advierte que ésta crece a medida que aumenta el valor del flujo atmosférico incidente. De esta forma, al aumentar la velocidad del viento aumenta la producción periódica de vorticidad por parte del obstáculo y, por lo tanto, la frecuencia de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

En la figura 5.5, ampliación de la figura 5.4, se representa un ciclo completo de oscilación del coeficiente de sustentación para una velocidad de viento incidente de $W= 10$ m/s. Por otro lado, en la figura 5.6 se muestra la evolución de las líneas de isovorticidad durante dicho ciclo, para la velocidad de viento incidente de 10 m/s. El instante de tiempo de cada secuencia viene marcado en la curva de evolución del coeficiente de sustentación de la figura 5.5 mediante un triángulo. A través de las distintas secuencias de la figura 5.6 se pueden apreciar como durante la primera mitad del ciclo se desprende un vórtice anticiclónico de la parte izquierda del obstáculo (figura 5.6a, 5.6b, y 5.6c), mientras que, paralelamente, en su parte derecha se produce la génesis de un vórtice ciclónico. De forma que debido a la paulatina génesis del vórtice ciclónico durante la primera mitad del ciclo tendrá lugar una sobreproducción de vorticidad positiva (ciclónica) por parte del obstáculo. Esta sobreproducción de vorticidad positiva puede verse plasmada en la curva de

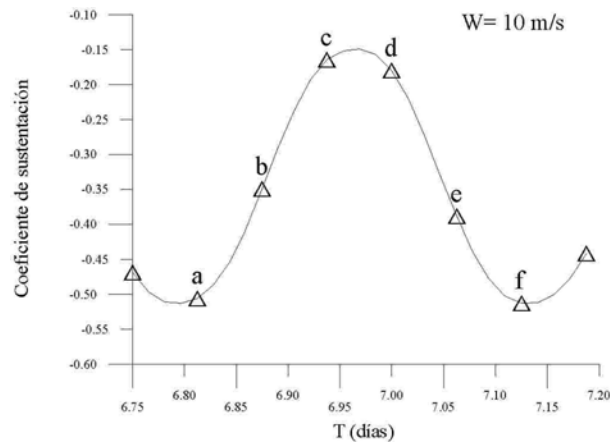


Figura 5.5: Evolución del coeficiente de sustentación a lo largo de un ciclo completo de desprendimiento de remolinos para $W= 10$ m/s. Esta figura es una parte de la figura 5.5 ampliada. Los triángulos, (Δ), indican el instante del ciclo correspondiente a las distintas secuencias de la figura 5.9. Las letras al lado de los triángulos se corresponden con las etiquetas de las secuencias de dichas figuras.

evolución del coeficiente de sustentación, partiendo de un mínimo en la iteración $t=0$ correspondiente a la primera secuencia, va creciendo hasta alcanzar un máximo en el instante de tiempo $t=T/2$ correspondiente a la secuencia de la primera mitad del ciclo.

Durante la segunda mitad del ciclo, se producirá el desprendimiento del vórtice ciclónico y tendrá lugar la génesis de un nuevo vórtice anticiclónico (figura 5.6d, 5.6e, y 5.6f) con lo que la producción de vorticidad por parte del obstáculo será

cada vez más negativa. En concordancia, la curva de evolución del coeficiente de sustentación va decreciendo a partir del máximo marcado por el desprendimiento del vórtice anticiclónico ($t=T/2$), hasta el valor mínimo marcado por el desprendimiento del vórtice ciclónico ($t=T$). De forma que, si se parte de un mínimo a lo largo de un ciclo completo de oscilación se produce el desprendimiento alternativo de un vórtice anticiclónico del lado izquierdo del obstáculo y de un ciclónico de su lado derecho. Por ello, el periodo de oscilación del coeficiente de sustentación indica el tiempo que transcurre entre el desprendimiento de dos vórtices del mismo signo y su inversa es, por definición, la frecuencia de Strouhal.

A partir de la frecuencia de Strouhal en la ecuación (4.45) se calculará el valor del periodo de desprendimiento. El periodo de desprendimiento, como se ha comentado en el capítulo anterior, describe el periodo en el que tendrá lugar la génesis y el desprendimiento alternativo de un remolino ciclónico y uno anticiclónico. Los valores de periodo de desprendimiento obtenidos en las diferentes simulaciones se indican en la tabla 5.1.

La tabla 5.1 nos muestra cómo al aumentar la velocidad del viento disminuye el periodo de desprendimiento entre dos remolinos del mismo signo, por lo tanto aumenta la frecuencia de desprendimiento. Al analizar la tabla 5.1 se observa que se produciría el desprendimiento de remolinos atmosféricos a partir de una velocidad de 2 m/s si este persistiese durante 45 horas. Asimismo, cuanto mayor sea la velocidad del flujo incidente menor será el tiempo de persistencia para que se produzca el desprendimiento de remolinos atmosféricos a partir de la isla. El valor del periodo de desprendimiento obtenido para una velocidad de 10 m/s ($T_r= 7.5$ horas) es similar al

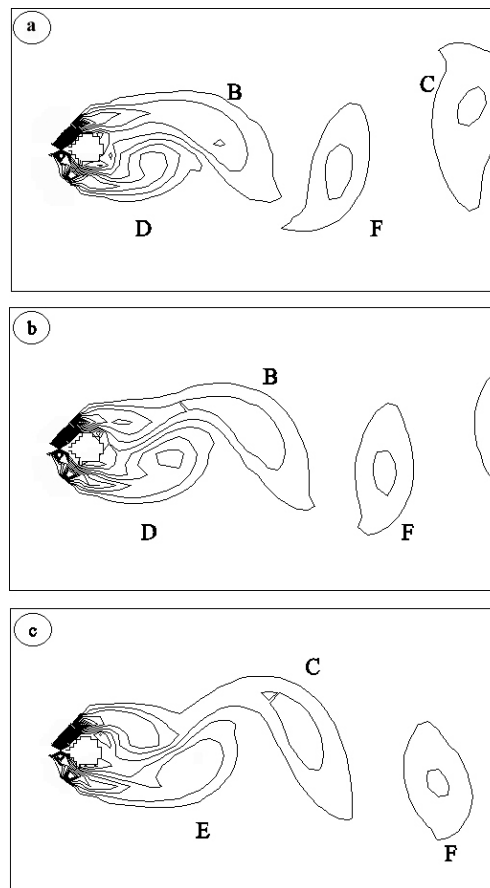


Figura 5.6: Desprendimiento de vórtices a lo largo de un ciclo completo para $W=10$ m/s. Las distintas secuencias se corresponden con los instantes de tiempo indicados en la figura 5.5. **A** remolino anticiclónico en estadio de formación, **B** remolino anticiclónico a punto de desprenderse del obstáculo, **C** remolino anticiclónico en su fase madura, **D** remolino ciclónico en estadio de formación, **E** remolinos ciclónico a punto de desprenderse del obstáculo, **F** remolino ciclónico en su fase madura.

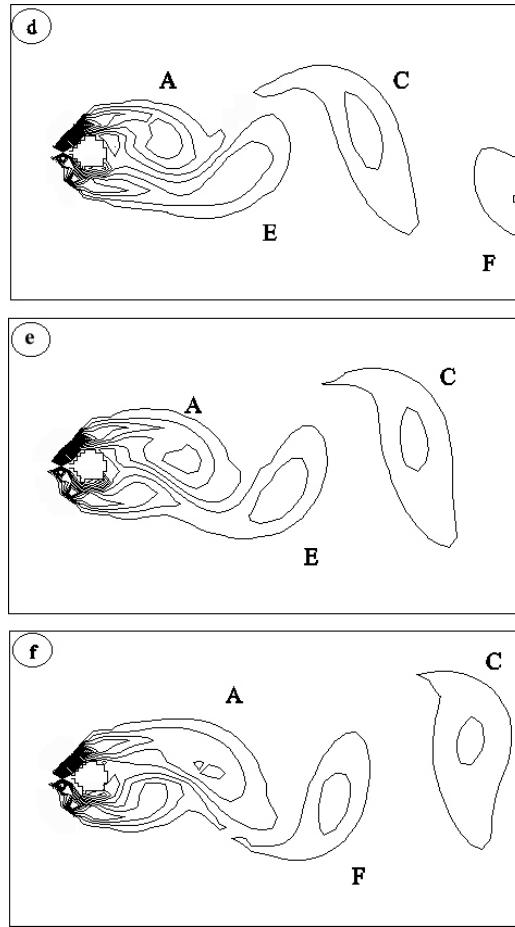


Figura 5.6: Continuación.

obtenido en observaciones *in situ* por Chopra y Hubert (1964) y Sangrà *et al.* (1994). Chopra y Hubert (1964) para una velocidad de viento de 8 m/s obtuvieron un periodo de desprendimiento de 8 horas.

$$\left. \begin{array}{l} A_H = 2.1 \cdot 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ L = 54 \text{ km} \end{array} \right\} \rightarrow \begin{cases} W = 2 \text{ ms}^{-1} \rightarrow \text{Re} = 50 \rightarrow T_r = 45 \text{ horas} \\ W = 4 \text{ ms}^{-1} \rightarrow \text{Re} = 100 \rightarrow T_r = 20.62 \text{ horas} \\ W = 10 \text{ ms}^{-1} \rightarrow \text{Re} = 257 \rightarrow T_r = 7.5 \text{ horas} \end{cases}$$

Tabla 5.1: Periodo de desprendimiento para las diferentes velocidades de viento. El valor de A_H es el obtenido por Chopra (1973).

B. Campo de vientos

En cuanto al campo de vientos en los resultados obtenidos (figura 5.7) se aprecia que para una velocidad de viento de 2 m/s ya se produce el desprendimiento alternativo de remolinos atmosféricos ciclónicos y anticiclónicos a sotavento de la isla, aumentando su frecuencia para velocidades de viento de moderados a fuertes (4 y 10 m/s).

Los resultados que se muestran en la figura 5.7 representan 5.7a el vector tensión del viento, la 5.7b el campo de viento en un determinado instante de tiempo, y la 5.7c el campo medio de viento, que será el utilizado para forzar el modelo oceánico. En este trabajo se ha escogido el campo medio de viento y no el

instantáneo, porque este último no permanece el tiempo suficiente como para poder forzar el modelo oceánico. Las líneas de isovorticidad azul indican el desprendimiento de vórtices con vorticidad positiva (remolinos ciclónicos) y las de isovorticidad roja el desprendimiento de vórtices con vorticidad negativa (remolinos anticiclónicos).

En la figura 5.7b se ha representado el campo de vientos en un determinado instante de tiempo con el fin de poder comparar para las diferentes velocidades de viento incidente la perturbación que se produce en la estructura del flujo atmosférico al atravesar la isla. Los resultados plasmados en las gráficas 5.7b denotan, como se ha comentado, que a medida que se aumenta la velocidad del viento se produce una mayor frecuencia de desprendimiento (tabla 5.1) modificándose la estructura de la calle de remolinos. Si comparamos los resultados obtenidos para una velocidad de viento de 4 m/s con respecto a 10 m/s se observa que a medida que aumenta la velocidad la calle de remolinos se contrae, y la geometría de los remolinos atmosféricos se ve alterada mostrándose mejor definidos.

El campo medio de vientos se ha conseguido realizando la media de los valores correspondientes a las diferentes secuencias del campo de viento en un ciclo completo de desprendimiento de remolinos. Como se aprecia en la figura 5.7c éste está constituido por dos remolinos estacionarios, uno ciclónico y el otro anticiclónico, adheridos al Sur de la isla.

Con referencia al vector de velocidad de viento (figura 5.7a), en la figura 5.8 se muestra el campo vectorial de viento en la isla de Gran Canaria obtenida por

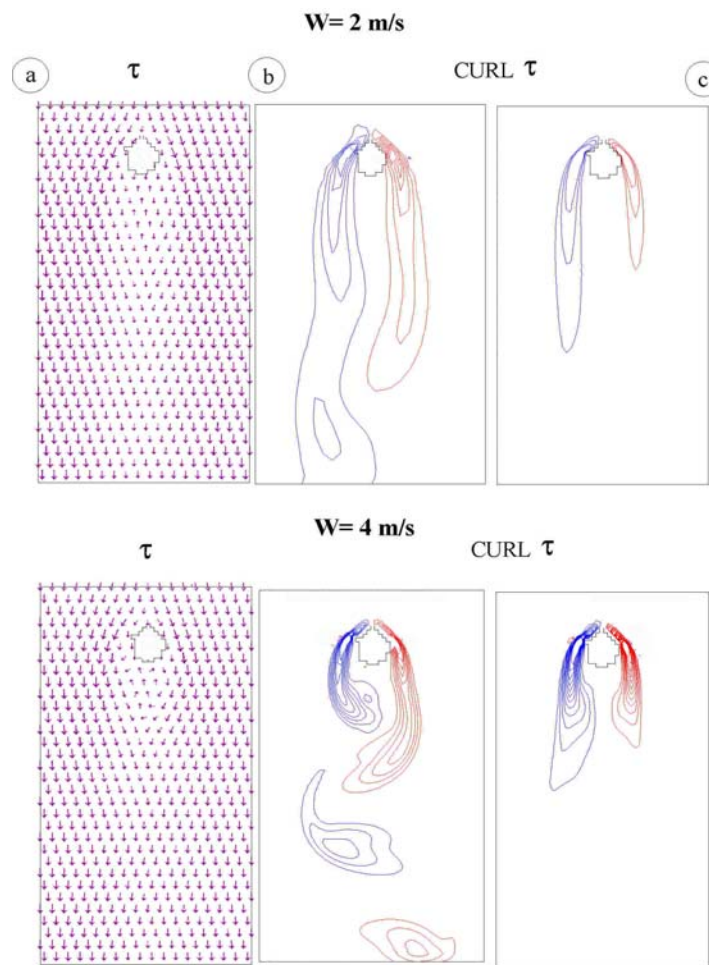


Figura 5.7: Representación de los datos obtenidos para los campos de viento de 2, 4 y 10 m/s. La figura a, representa el vector velocidad, b el comportamiento de las líneas de isovorticidad, y c el forzamiento medio. Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

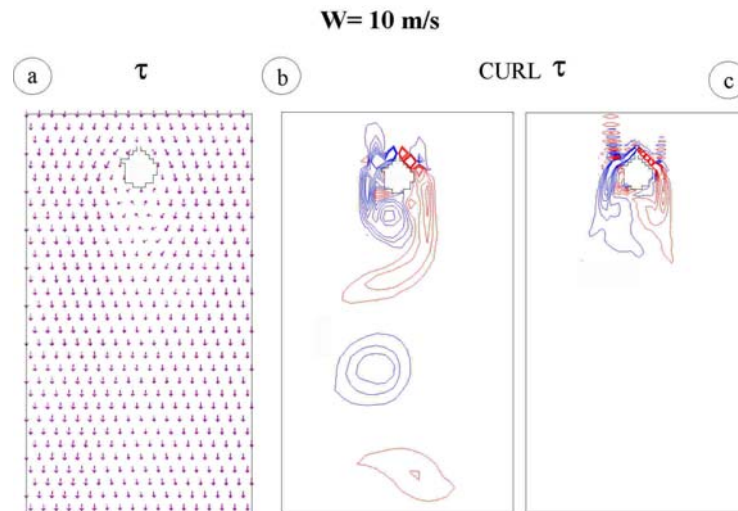


Figura 5.7: Continuación.

Basterretxea *et al.* (2002) en una campaña realizada el 20 de junio de 1998 enmarcada en el proyecto FRENTEs. Como se puede comprobar la estructura de los vectores muestran una gran similitud con los presentados en este trabajo.

Otras observaciones realizadas *in situ* que muestran una gran similitud con los datos obtenidos en este trabajo son las de Naya (1984) y Arístegui *et al.* (1994). La figura 5.9 muestra un mapa representativo de la circulación del viento en las Islas Canarias durante el régimen de alisios del Norte, imperante entre primavera-verano, recabado por Naya (1984). Se observa como al Sur de la isla de Gran Canaria se forma un remolino atmosférico, y una importante línea de convergencia del viento al

nivel del mar al SE de Gran Canaria. En la misma figura se puede observar que los vientos del Este, que descienden secos de la cumbre de Gran Canaria por la región Oeste, confluyen con los vientos alisios del Norte. En imágenes de satélite obtenidas por Arístegui *et al.* (1994) correspondientes a los días 6, 7 y 8 de junio de 1990 (figura 3.17) se puede distinguir al Sur de Gran Canaria la traza de una calle de remolinos atmosféricos orientada en la dirección Noroeste-Suroeste. La estructura del flujo atmosférico al atravesar la isla de Gran Canaria en estas figuras es similar a la representada en los diferentes campos de vientos de la figura 5.7.

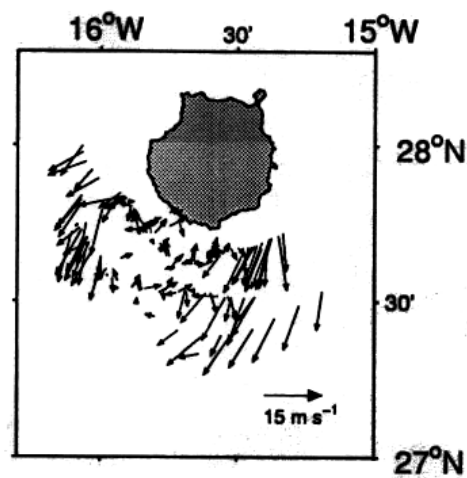


Figura 5.8: Vectores de velocidad del campo de viento al Sur de la isla de Gran Canaria el día 20 de junio de 1998 (Basterretxea et al., 2002).

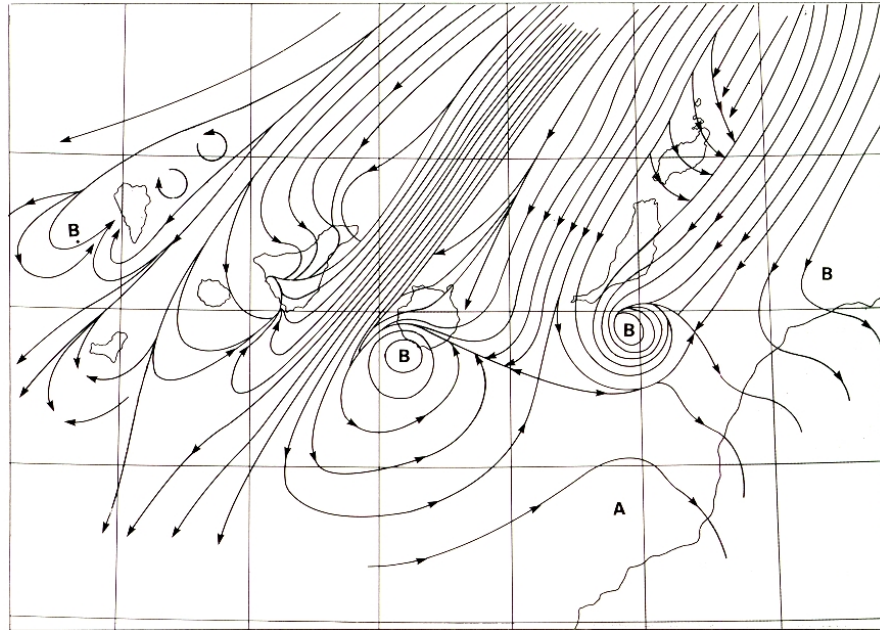


Figura 5.9: Líneas de corriente del viento al nivel del mar en las Islas Canarias entre los días 11 y 29 de mayo de 1966, según Naya (1984). Representa la circulación del viento en Canarias durante el régimen de vientos alisios.

Como se ha comentado en capítulos anteriores, el forzamiento atmosférico supondrá una fuente de vorticidad adicional en la generación de remolinos oceánicos a través de mecanismos de bombeo de Ekman. La estimación de las velocidades de bombeo de Ekman que origina el forzamiento atmosférico se puede realizar a partir de la expresión:

$$W_e = \frac{\text{curl}\tau}{\rho_{\text{agua}} * f}$$

Donde la densidad del agua, ρ_{agua} , tiene un valor de 1026 kg/m³, y el parámetro de Coriolis, $f=2\Omega\text{sen}\lambda$, de $6.85*10^{-5}$.

En este trabajo para una velocidad de viento de 10 m/s se han obtenido valores del bombeo de Ekman entre 8-12 m/día, similares a los detectados en diferentes campañas realizadas en el Sur de Gran Canaria (Barton *et al.*, 1998; Barton, 1994a) donde para velocidades de viento entre 10-15 m/s se obtuvieron valores de movimientos verticales entre 11-24 m/día.

5.4. Modelo oceánico

Las diferentes medidas directas realizadas en los últimos años en distintas zonas de la región Canaria indican que las velocidades medias del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el archipiélago no son lo suficientemente intensas, 0.05 m/s (Navarro-Pérez y Barton, 2001), como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas. Sólo en determinados periodos pueden llegar a serlo, alcanzando en algunas ocasiones velocidades de 0.20 m/s y, puntualmente, valores máximo de 0.7 m/s.

Sin embargo, los diferentes datos experimentales (tabla 3.1) muestran que los remolinos se generan en todas las estaciones del año, por lo tanto, en épocas donde la velocidad del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el archipiélago no es lo suficientemente intensa como para la generación y el desprendimiento de remolinos al Sur de las islas más altas, como se ha comentado, otro proceso que podría contribuir a la generación de remolinos sería el forzamiento atmosférico, sugerido por Barton *et al.* (2000) en la isla de Gran Canaria y por Patzert (1969), Flament (1994) y Lumpkin (1998) en el caso de los remolinos de Hawai.

El objetivo de la siguiente sección es el de analizar los posibles mecanismos desencadenantes de la generación de remolinos al Sur de la isla de Gran Canaria en todas las estaciones del año. Se estudiará por un lado el efecto topográfico, y por otro el efecto del forzamiento atmosférico analizando la importancia relativa de ambos mecanismos.

Como se ha comentado, se denominará efecto topográfico a la perturbación producida en el flujo oceánico incidente al atravesar el obstáculo. En este caso el fluido no deslizará libremente estableciéndose un gradiente normal de velocidad tangencial al obstáculo, que desarrollará una capa friccional en el contorno sólido de éste, por lo que el obstáculo actuará como fuente de vorticidad alterando el balance de vorticidad del fluido interior.

En primer lugar, se tratará el modelo oceánico sin incluir la presencia del forzamiento atmosférico, esto permitirá asentar un modelo oceánico base con el que

se podrá comparar con posterioridad las simulaciones realizadas al incluir el forzamiento atmosférico.

En segundo lugar se plantearán diversas simulaciones para los diferentes forzamientos atmosféricos (2, 4, y 10 m/s), analizando para un mismo valor de la intensidad de corriente incidente la evolución del flujo oceánico al variar la intensidad del campo medio de vientos. La comparación de los resultados conseguidos en estas simulaciones con los obtenidos en el modelo oceánico base permitirá definir cómo interviene el viento, al variar el valor del flujo oceánico incidente, en la generación de remolinos oceánicos.

El dominio de integración (adimensional) considerado en todos los casos se corresponderá con el esquematizado en la figura 4.5 donde se discretizará la costa de Gran Canaria cada 5.4 km, y en el fondo se planteará la hipótesis de fondo plano, aceptable al ser la plataforma insular pequeña.

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia D (figura 4.3). Sobre el obstáculo incide un flujo oceánico y atmosférico uniforme cuya velocidad característica es U y W , respectivamente.

El problema se simulará numéricamente a partir de la integración numérica de la ecuación 4.17,

$$\boxed{\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + J(p'_0, \zeta'_0) &= \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau' \right) - \frac{r}{2} \zeta'_0 + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \\ \zeta'_0 &= \frac{\partial^2 p'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 p'_0}{\partial y'^2} = \nabla^2 p'_0 \end{aligned}} \quad (4.17)$$

En todos los casos, en la ecuación (4.17) la tasa de amortiguación o disipación de vorticidad por el fondo vendrá ponderado por el factor de amortiguamiento r , que se formula como,

$$r = \frac{E_v^{1/2}}{\varepsilon} \quad (4.20)$$

e indica que el efecto friccional será directamente proporcional al número de Ekman vertical e inversamente proporcional al número de Rossby. Cuanto mayor sea la influencia de la rotación del sistema sobre el flujo (menor el número de Rossby) mayor será el efecto disipativo de las capas de Ekman.

Este factor pondera tanto el efecto de la presencia de capas friccionales horizontales sobre el balance de vorticidad interior, como la magnitud del flujo ageostrófico normal al contorno sólido. Por tanto, al aumentar la magnitud de este parámetro, aumentaría tanto la amortiguación de la vorticidad interior como la intensidad del flujo normal al contorno sólido. El amortiguamiento afecta de igual

modo a los vórtices ciclónicos que a los anticiclónicos por lo que la vorticidad tan sólo se modifica cuantitativamente. En este trabajo con el fin de poder comparar las diferentes simulaciones se introdujo el mismo valor del factor de amortiguamiento en los diferentes casos, tras diferentes testeos se adoptó un valor de 0.07.

El flujo incidente sobre el obstáculo, U y W , se considerará constante e irrotacional (4.37), y en el flujo saliente se aplicará la condición de Orlansky (4.38) (Carmelengo y O'Brien 1980). En los contornos sólidos del obstáculo se adoptará la condición de deslizamiento o no deslizamiento (4.39) y en los contornos laterales, que confinan al fluido, se permitirá a éste deslizarse libremente (4.40):

$$x' = 1, \text{entrante} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow u' = -\frac{\partial p'_0}{\partial y'} = cte \end{cases} \quad (4.37)$$

$$x' = m\Delta x', \text{saliente} \rightarrow \text{Orlansky} \quad (4.38)$$

$$\text{obstáculo} \rightarrow \begin{cases} \text{deslizamiento} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \text{no - deslizamiento} \rightarrow \zeta'_0 \neq 0 \end{cases} \quad (4.39)$$

$$y' = 1, y' = n\Delta y', \text{laterales} \rightarrow \begin{cases} \rightarrow \zeta'_0 = 0 \\ \rightarrow p'_0 = p'_{\text{entrante}} \end{cases} \quad (4.40)$$

En la figura A3 del apéndice se esquematiza con mayor detalle todo el proceso de resolución, explicado anteriormente, del modelo oceánico.

Los resultados de las diferentes simulaciones se presentarán tanto a través de la estructura de las líneas de isovorticidad y corriente como por medio del análisis de los parámetros característicos, coeficiente de sustentación, de arrastre y periodo de desprendimiento.

5.4.1. Caso 0: Modelo oceánico base

En este apartado se simulará el modelo oceánico sin introducir el campo de viento, este caso se utilizará de base en la comparación posterior de los resultados obtenidos en los casos en los que incluimos el forzamiento atmosférico, de manera que permita observar en que medida afecta el forzamiento atmosférico en la generación de remolinos oceánicos al Sur de la isla de Gran Canaria.

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia D (figura 4.3). Sobre el obstáculo incide un flujo oceánico uniforme cuya velocidad característica es U .

Para la resolución numérica, en este caso en la ecuación 4.17 no se incluirá el término,

$$\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau'$$

que corresponde al efecto del forzamiento atmosférico sobre el flujo oceánico. Por lo tanto, la única fuente posible de vorticidad que producirá el desprendimiento y generación de remolinos será la fricción lateral del flujo oceánico incidente con el contorno sólido de la isla (efecto topográfico).

El flujo incidente sobre el obstáculo, U , se considerará constante e irrotacional (4.37), y en el flujo saliente se aplicará la condición de Orlansky (4.38) (Carmelengo y O'Brien 1980). En los contornos sólidos del obstáculo se adoptará la condición de no deslizamiento (4.39) y en los contornos laterales, que confinan al fluido, se permitirá a éste deslizar libremente (4.40).

Este caso se abordará realizando 4 simulaciones que corresponderán a diferentes velocidades de flujo oceánico incidente. Los valores de velocidades de corriente escogidos están dentro de los observados *in situ* en el Archipiélago Canario y abarcan el siguiente rango de intensidades: débil, medio, intenso y muy intenso.

Simulación 1: Velocidad de corriente de 0.04 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{0.04 \text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{m}}{100 \text{m}^2 \text{s}^{-1}} \approx 20$$

Simulación 2: Velocidad de corriente de 0.1 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{0.1\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{ m}}{100\text{m}^2 \text{ s}^{-1}} \approx 60$$

Simulación 3: Velocidad de corriente de 0.185 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{0.185\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{ m}}{100\text{m}^2 \text{ s}^{-1}} \approx 100$$

Simulación 4: Velocidad de corriente de 0.465 m/s,

$$\text{Re} = \frac{UL}{A_H} = \frac{0.465\text{ms}^{-1} \cdot 54 \cdot 10^3 \text{ m}}{100\text{m}^2 \text{ s}^{-1}} \approx 250$$

Donde U es la velocidad del flujo incidente, L el diámetro de la isla de Gran Canaria (54 km) y A_H es el coeficiente de difusión turbulenta horizontal cuyo valor es $A_H = 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Arístegui *et al.*, 1994; Tomczak, 1998)

Los resultados de dichas simulaciones (figura 5.10, figura 5.11) muestran que para velocidades de flujo oceánico incidente de $U=0.04$ m/s no se desarrollan remolinos, pero a medida que se aumenta la velocidad de la corriente incidente, $U=0.1$ m/s, se generan adheridos a la parte posterior del obstáculo dos remolinos estacionarios, desestabilizándose y desencadenando el proceso de desprendimiento

de remolinos a partir de $U=0.185$ m/s. Una vez iniciado el proceso de desprendimiento, si se sigue intensificando la velocidad del flujo oceánico incidente, los efectos principales son una mayor frecuencia de desprendimiento e intensidad de los remolinos.

En cuanto al comportamiento del coeficiente de sustentación a lo largo del tiempo (figura 5.11) a partir de una velocidad de flujo incidente de $U= 0.185$ m/s se aprecia que después de un periodo inicial de transición se establece un régimen periódico cuyas oscilaciones, alrededor del valor medio, son notablemente regulares. Dicho valor medio es negativo indicando que en media el obstáculo produce más vorticidad negativa (anticiclónica) que positiva (ciclónica).

Las oscilaciones son debidas, como se ha comentado anteriormente, al desprendimiento sucesivo del obstáculo de vórtices ciclónicos y anticiclónicos, y el valor negativo de la media, a la asimetría del obstáculo. De esta forma, en media, el balance de vorticidad es negativo debido a una mayor producción por parte de la mitad izquierda del obstáculo que por la derecha.

Al comparar la amplitud del coeficiente de sustentación (figura 5.11) a partir de $U= 0.185$ m/s se advierte que esta crece a medida que aumenta el valor del flujo oceánico incidente. De esta forma, al aumentar la velocidad de la corriente incidente aumenta la frecuencia de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

El valor del periodo de desprendimiento obtenido (tabla 5.2) al aumentar la velocidad del flujo oceánico incidente corrobora los resultados presentados,

mostrando que a partir de velocidades de flujo oceánico incidente de $U=0.185$ m/s se produciría el desprendimiento de remolinos si este persistiese durante 18.59 días. Asimismo cuanto mayor sea la velocidad del flujo incidente menor tiempo de persistencia será necesario para que se produzca el desprendimiento de remolinos oceánicos.

$$\left. \begin{array}{l} A_H = 100m^2 s^{-1} \\ L = 54km \end{array} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} = 20 \rightarrow U = 0.04ms^{-1} \\ \text{Re} = 60 \rightarrow U = 0.1ms^{-1} \\ \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185ms^{-1} \rightarrow T_r = 18.8días \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465ms^{-1} \rightarrow T_r = 7.3días \end{array} \right.$$

Tabla 5.2: Periodo de desprendimiento al variar la velocidad del flujo incidente oceánico.

Si se comparan estos resultados con los diversos resultados experimentales sintetizados en la tabla 3.2 (adaptada de Pattariatchi *et al.*, 1986) y otros trabajos recientes (Heywood *et al.*, 1996; Tomczak, 1998; Coutis y Middleton 2002), se advierte una más que aceptable concordancia.

CASO 0: MODELO OCEÁNICO BASE

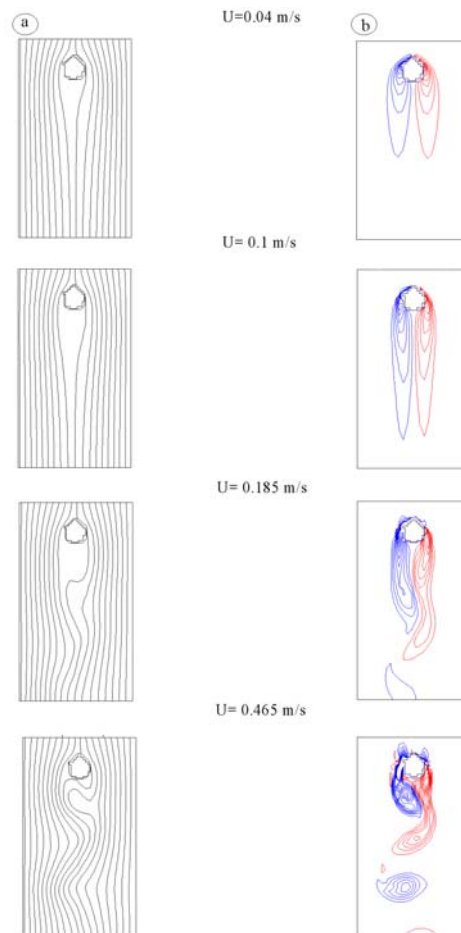


Figura 5.10: Comportamiento de las líneas de corriente (a) e isovorticidad (b) para un mismo instante de tiempo al variar la velocidad de la corriente incidente. Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

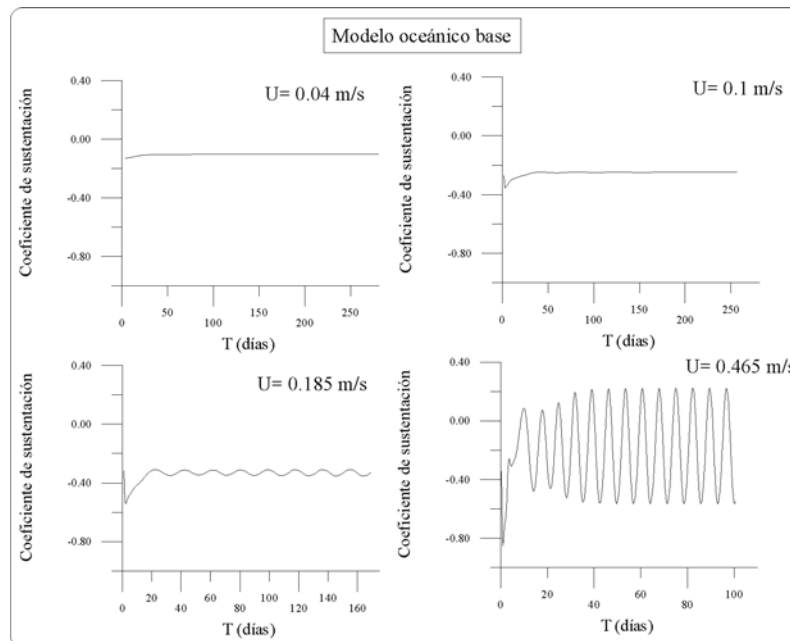


Figura 5.11: Variación con el tiempo del coeficiente de sustentación, C_L , al variar la velocidad de la corriente incidente. El tiempo es dimensional (días) y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico aplicado a la isla de Gran Canaria.

5.4.2. Forzamiento atmosférico

El objetivo de esta sección es ponderar la importancia del forzamiento atmosférico como mecanismo propulsor, a través del bombeo de Ekman, en la generación de remolinos oceánicos. Para ello se realizarán diversas simulaciones

analizando para un mismo forzamiento atmosférico la evolución de la estructura del flujo oceánico al variar la intensidad de la corriente incidente.

El modelo físico considera un obstáculo con forma aproximadamente cilíndrica de diámetro L , que se encuentra en el seno de un fluido homogéneo (de densidad constante) confinado entre dos superficies infinitas paralelas y separadas entre sí por una distancia D (figura 4.3). Sobre el obstáculo incide un flujo oceánico uniforme cuya velocidad característica es U y un flujo atmosférico uniforme de velocidad característica W y valor 2, 4, o 10 m/s, en función de la intensidad de viento que se esté analizando.

La simulación numérica del problema implicará considerar un fluido homogéneo con comportamiento barotrópico, y la integración de la ecuación adimensional correspondiente a la aproximación cuasigeostrófica para un fluido homogéneo, (4.17).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta'_0}{\partial t'} + J(p'_0, \zeta'_0) &= \left(\frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau' \right) - \frac{r}{2} \zeta'_0 + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \zeta'_0 \\ \zeta'_0 &= \frac{\partial^2 p'_0}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 p'_0}{\partial y'^2} = \nabla^2 p'_0 \end{aligned} \quad (4.17)$$

La profundidad, D , que se considerará será de 2500 m, la densidad del agua, ρ , 1026 Kg/m³, el diámetro de la isla, L , 54 km, y el factor de amortiguamiento, r , será el mismo que en el apartado anterior, 0.07.

La principal cuestión a tratar, en este apartado, es la de analizar los dos mecanismos de generación de remolinos planteados en este trabajo valorando la importancia relativa de cada uno de ellos, y comprobando cual de ellos es imprescindible o adicional en el mecanismo de generación y desprendimiento de remolinos oceánicos.

Con el fin de analizar la importancia relativa del forzamiento atmosférico y el efecto topográfico como mecanismos de generación de remolinos se plantearán tres simulaciones diferentes:

- Caso 1: Solo viento sin advección. La hipótesis que se plantea en este caso es que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente para la generación y desprendimiento de remolinos oceánicos.
- Caso 2: Viento más advección producida por la corriente no considerándose el efecto topográfico (condiciones de deslizamiento). Se pretende probar que el forzamiento no es una condición suficiente y el topográfico es necesaria para la generación y desprendimiento de remolinos.
- Caso 3: Efecto del viento más efecto topográfico. En este caso se pretende mostrar que a pesar de ser el efecto topográfico una condición necesaria para la

generación y desprendimiento de remolinos, cuando la velocidad del flujo oceánico incidente es de baja intensidad no es suficiente, y en este caso el forzamiento atmosférico pasa a ser una condición necesaria en el mecanismo de formación y desprendimiento de remolinos oceánicos.

5.4.2.1. Caso 1: Sólo viento sin advección

En este caso la hipótesis de la que partimos es que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente para la generación y desprendimiento de remolinos. Para su demostración se plantearán las simulaciones considerando la velocidad de la corriente entrante cero y condiciones de no-deslizamiento en el contorno sólido del obstáculo, por lo tanto, la única fuente de vorticidad la proporciona el forzamiento atmosférico (2, 4 y 10 m/s). Para la resolución numérica se integrará la ecuación (4.17) adoptándose la condición de no-deslizamiento (4.39). Los resultados presentados serán para una velocidad de corriente de 0.185 m/s ($Re=100$) y distintos factores de amortiguamiento (r), en función de la intensidad de viento utilizada. Debido a que la vorticidad que imprime el forzamiento atmosférico en el modelo oceánico aumenta al incrementarse la velocidad del viento, se debe utilizar diferentes valores de r para amortiguar el flujo de energía continua que suministra el viento y alcanzar el estado estacionario, si no el modelo se desestabilizaría, y los resultados serían incoherentes. Para una velocidad de viento $W=2$ m/s el término de amortiguamiento que se utilizará será de 0.07, $W=4$ m/s un valor de 0.09 y $W=10$ m/s un valor de 0.5.

En ausencia de advección los resultados (figura 5.12) muestran que no se produce el desprendimiento alternativo de remolinos oceánicos ciclónicos y anticiclónicos a sotacorriente del obstáculo por muy intensa que sea la velocidad del viento que se le imprima al modelo oceánico. El único efecto que se aprecia es que el campo atmosférico inyectado (figura 5.12a) se imprime en el flujo oceánico generándose dos remolinos oceánicos adheridos al obstáculo, que incrementan su intensidad, llegándose a formar una capa límite alrededor del obstáculo, a medida que aumenta la intensidad de la vorticidad inyectada al modelo. Los remolinos oceánicos que se generan son estacionarios ya que, como muestran los resultados, las líneas de corriente (figura 5.12b) coinciden con las líneas de isovorticidad (figura 5.12c).

Como se ha podido demostrar a lo largo de este apartado la única inyección de vorticidad por parte del forzamiento atmosférico al modelo no es suficiente para que a sotavento del obstáculo se produzca el desprendimiento de remolinos oceánicos, es necesario la presencia de advección. El siguiente paso será plantear que si el atmosférico, como se ha observado, no es una condición suficiente, ver en qué medida el efecto topográfico es una condición necesaria en el mecanismo de generación de remolinos oceánicos.

CASO 1: SÓLO VIENTO SIN ADVECCIÓN

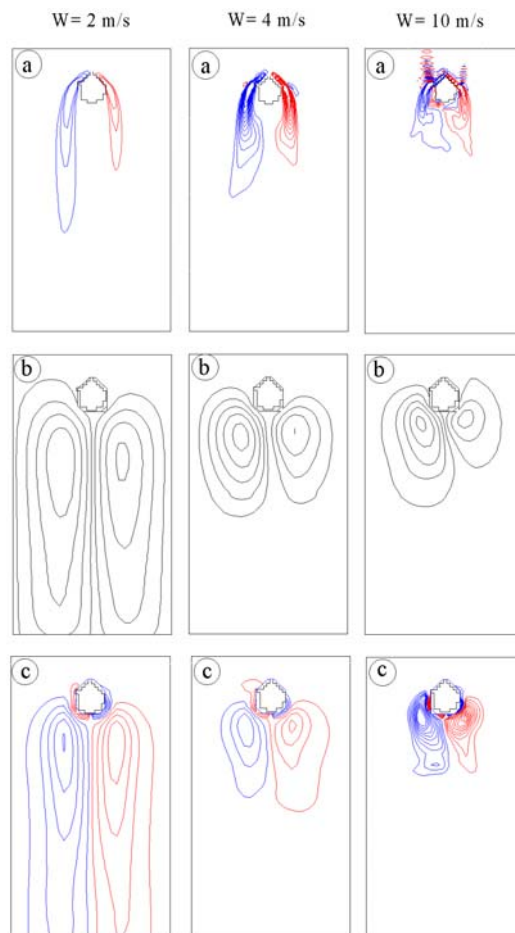


Figura 5.12: Comportamiento de las líneas de corriente (b) y de isovorticidad (c), en un cierto instante de tiempo, al variar el campo de vientos (a) en el caso 1. Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

5.4.2.2. Caso 2: *Viento más advección sin efecto topográfico*

La hipótesis que se pretende demostrar en este caso es corroborar que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente, y en cambio el efecto topográfico sí es necesario para la generación y desprendimiento de remolinos oceánicos. Para abordar esto se analizará la variación de la estructura del flujo oceánico para un mismo forzamiento atmosférico al variar la velocidad del flujo oceánico incidente, pero considerando condiciones de deslizamiento en el contorno sólido de la isla, de manera que el fluido deslizará al pasar el obstáculo, por lo que no se considerará en la simulación el efecto topográfico. Los valores de velocidad de viento que se usarán serán de 2, 4 y 10 m/s, y las velocidades de corriente incidente de 0.04, 0.1, 0.185, y 0.465 m/s. Para la resolución numérica se integrará la ecuación (4.17) adoptándose la condición de deslizamiento (4.39). Al considerar que el fluido desliza libremente en el contorno sólido de la isla, no se producirán gradientes de velocidad normales al obstáculo, por lo tanto no habrá producción de vorticidad por parte del obstáculo desarrollándose un flujo potencial (irrotacional e incomprensible) alrededor de éste.

Los resultados obtenidos en las diferentes simulaciones (figura 5.13) muestran que al no producirse fricción por parte del obstáculo la vorticidad introducida por el viento es rápidamente advectada por el flujo oceánico, de forma que, no da tiempo a que el sistema reaccione desencadenado el mecanismo de generación de remolinos oceánicos. Sí llega a producirse una calle de remolinos en condiciones de viento intenso ($W= 10$ m/s) y bajas velocidades de corriente ($U < 0.1$

m/s) (figura 5.14 y 5.15), pero acaba siendo advectada rápidamente a medida que se aumenta la velocidad de la corriente incidente (figura 5.16 y 5.17).

En condición de vientos débiles ($W= 2$ m/s) la vorticidad es rápidamente advectada (figura 5.13), para vientos moderados ($W= 4$ m/s) a bajas velocidades de corriente incidente ($U<0.04$ m/s) se forma a sotavento dos remolinos oceánicos estacionarios que son rápidamente advectados a medida que aumenta la velocidad del flujo oceánico incidente. Y para condiciones de viento intenso ($W= 10$ m/s), como se ha comentado, a bajas velocidades de corriente ($U< 0.1$ m/s) se forma una calle de remolinos pero a medida que se incrementa la velocidad del flujo oceánico incidente ($U>0.185$ m/s) ésta es rápidamente advectada y desaparece (figura 5.13).

Al observar cómo evoluciona las líneas de isovorticidad al transcurrir el tiempo en las diferentes simulaciones (figura 5.18, 5.19, y 5.20) se puede observar cómo al comenzar la simulación (T_1) la vorticidad del campo de vientos queda impresa en el flujo oceánico, para las diferentes velocidades de flujo de corriente incidente, pero a medida que transcurre el tiempo para intensidades de viento débiles ($W= 2$ m/s) (figura 5.18) la vorticidad es rápidamente advectada, para moderados ($W= 4$ m/s) (figura 5.19) se forman dos remolinos estacionarios que son rápidamente advectados y para intensos ($W= 10$ m/s) (figura 5.20) la calle de remolinos que se genera a bajas velocidades de corriente ($U< 0.1$ m/s) acaba siendo advectada. El intervalo de tiempo que se considera en este caso es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

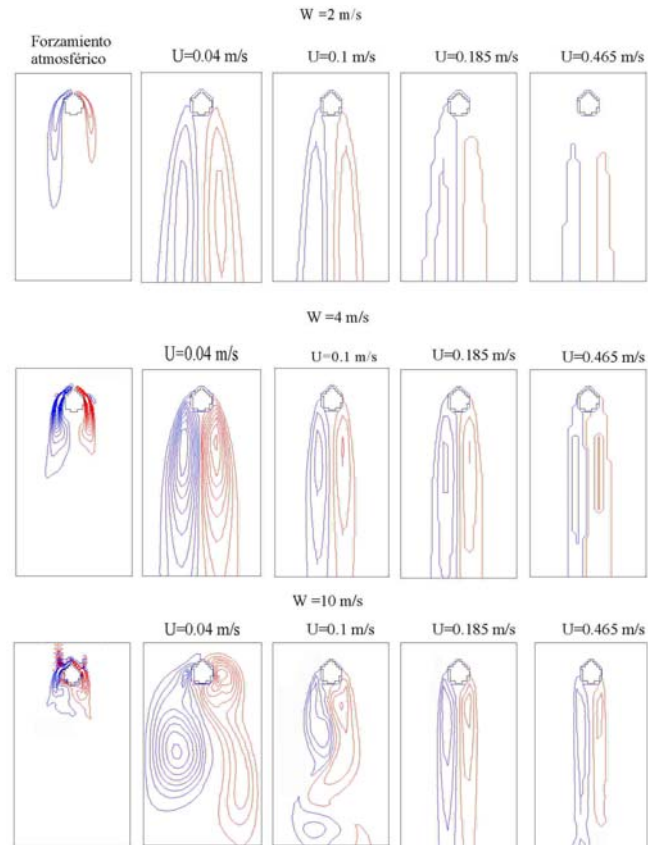


Figura 5.13: Comportamiento de las líneas de isovorticidad, en un cierto instante, en el caso 2, para las velocidades de corriente 0.04 m/s ($Re=20$), 0.1 m/s ($Re=60$), 0.185 m/s ($Re=100$) y 0.465 m/s ($Re=250$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

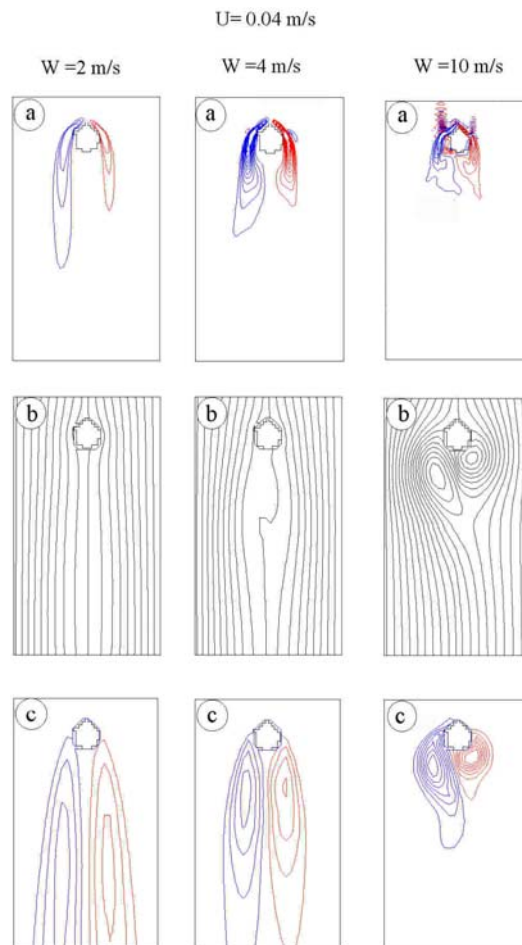


Figura 5.14: Comportamiento de las líneas de corriente (b) y de isovorticidad (c), en un cierto instante, al variar el campo de vientos (a) en el caso 2 para una velocidad de corriente de 0.04 m/s ($Re = 20$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

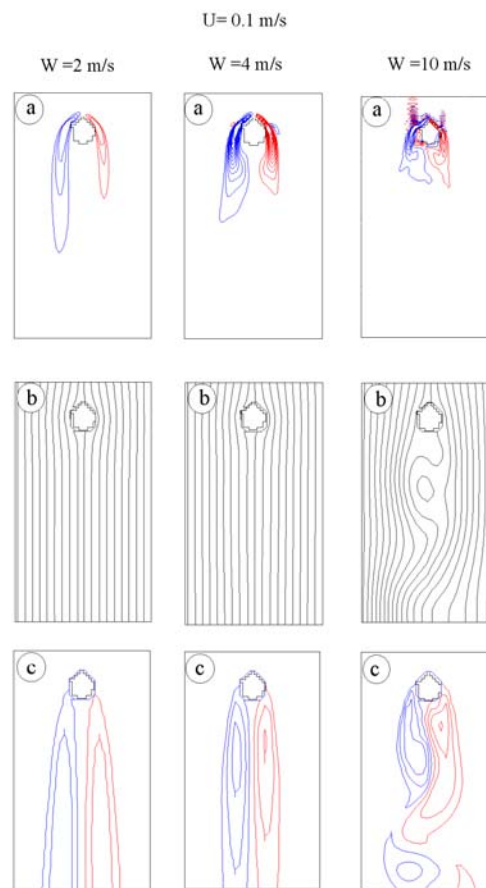
CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

Figura 5.15: Comportamiento de las líneas de corriente (b) y de isovorticidad (c), en un cierto instante, al variar el campo de vientos (a) en el caso 2 para una velocidad de corriente de 0.1 m/s ($Re = 60$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

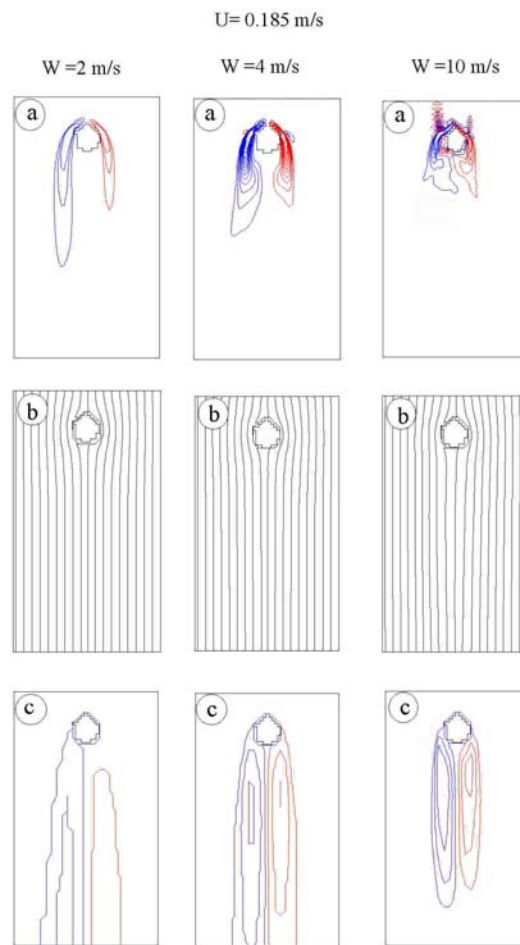


Figura 5.16: Comportamiento de las líneas de corriente (b) y de isovorticidad (c), en un cierto instante, al variar el campo de vientos (a) en el caso 2 para una velocidad de corriente de 0.185 m/s ($Re = 100$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

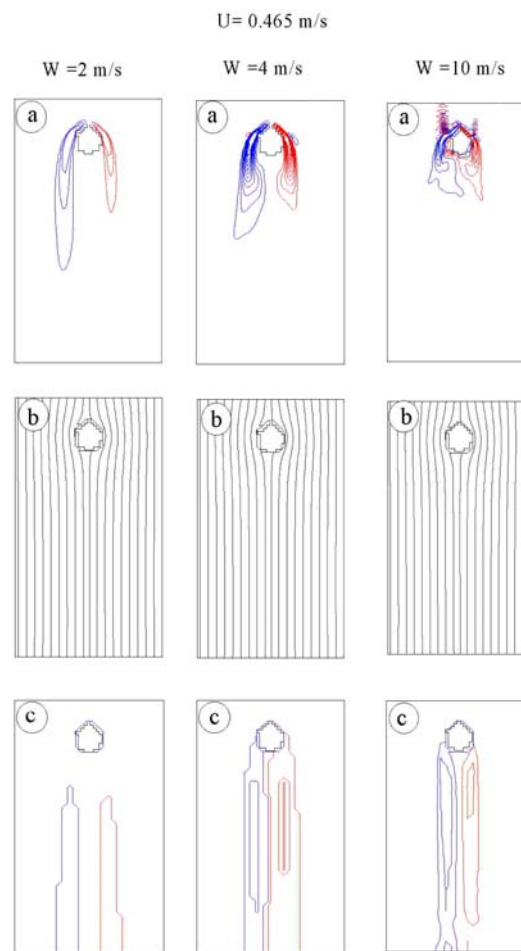
CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

Figura 5.17: Comportamiento de las líneas de corriente (b) y de isovorticidad (c), en un cierto instante, al variar el campo de vientos (a) en el caso 2 para una velocidad de corriente de 0.465 m/s ($Re = 250$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

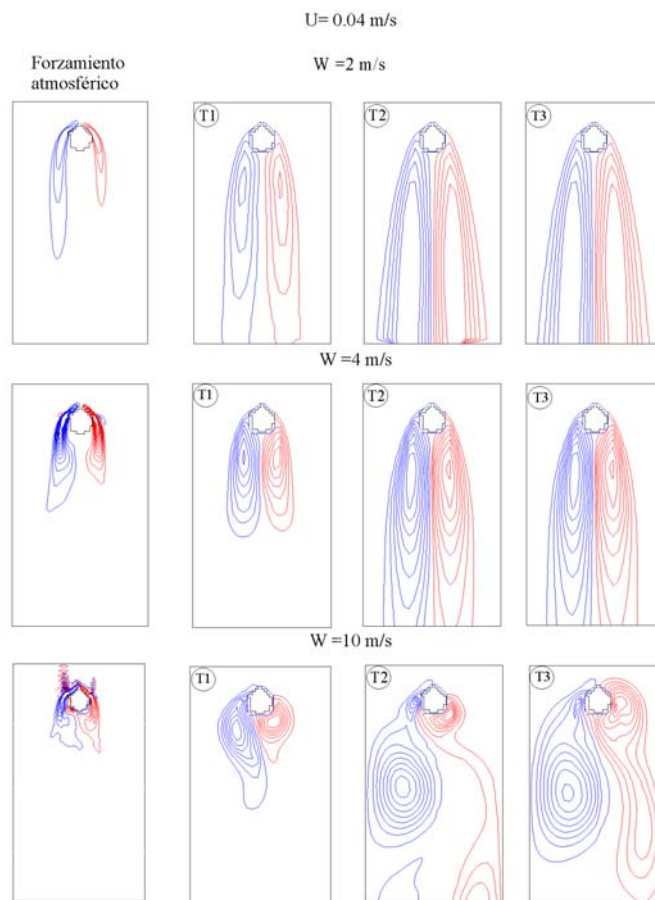


Figura 5.18: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo en las diferentes simulaciones del caso 2 para una velocidad de corriente de 0.04 m/s ($Re = 20$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

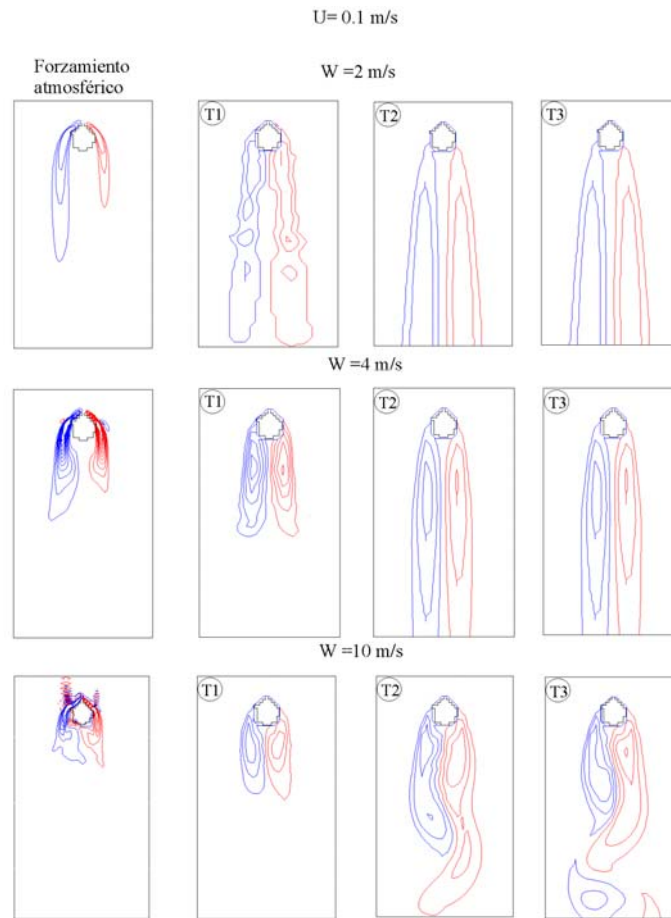
CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

Figura 5.19: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo en las diferentes simulaciones del caso 2 para una velocidad de corriente de 0.1 m/s ($Re = 60$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

CASO 2: VIENTO MÁS ADVECCIÓN SIN EFECTO TOPOGRÁFICO

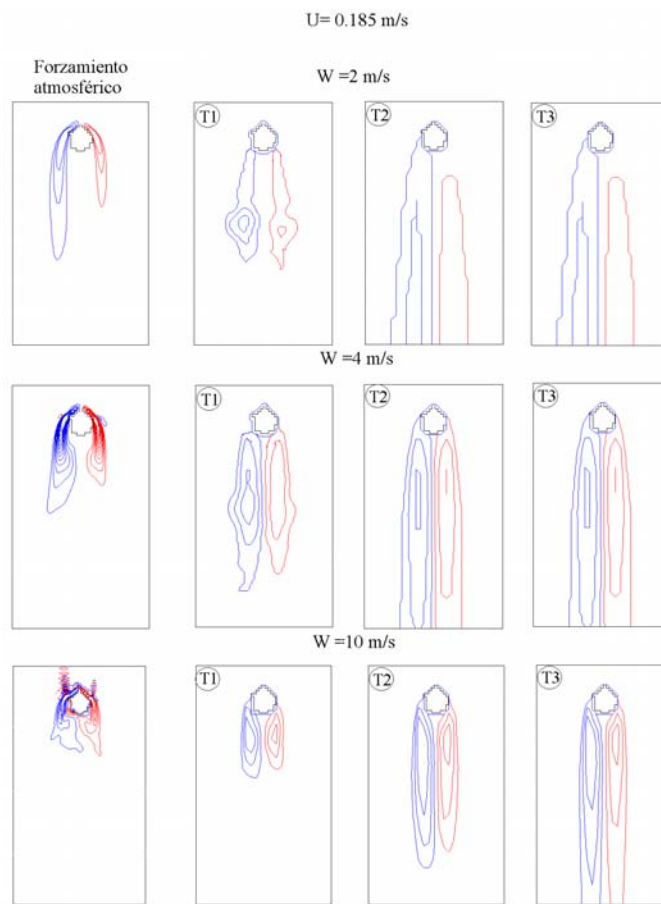


Figura 5.20: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo en las diferentes simulaciones del caso 2 para una velocidad de corriente de 0.185 m/s ($Re=100$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

Comparando estos resultados con el modelo oceánico base (figura 5.10), donde a partir de una velocidad de flujo oceánico incidente $U > 0.185$ m/s si se producía la generación y desprendimiento de remolinos, se observa que si no se considera el efecto topográfico la inyección de vorticidad por parte del viento es rápidamente advectada por el flujo oceánico y no se produce el desprendimiento de remolinos. A través de estos resultados se ha podido demostrar que el efecto forzamiento atmosférico no es una condición suficiente y que el topográfico sí es una condición necesaria para que se desencadene el mecanismo de generación de remolinos oceánicos a sotavento del obstáculo.

El siguiente paso es considerando ambos efectos, topográfico y forzamiento atmosférico, analizar la importancia relativa del efecto del forzamiento atmosférico en la generación y desprendimiento de remolinos en un rango de diferentes intensidades de velocidad de flujo oceánico incidente. Para ello, en el siguiente apartado se plantearán simulaciones variando, para una misma velocidad de viento, la velocidad de corriente incidente y se compararán con los resultados obtenidos en el modelo oceánico base (figura 5.10) donde no se incluía la inyección de vorticidad por parte del forzamiento atmosférico.

5.4.2.3. Caso 3: Efecto del viento más topográfico

Como se ha observado en los resultados del modelo oceánico base (figura 5.10) a bajas velocidades de corriente, $U < 0.1$ m/s ($Re < 60$), no se generan y desprenden remolinos oceánicos, pero como se ha comentado en el Archipiélago

Canario las velocidades de flujo oceánico incidente suelen ser menores a ese valor, y las medidas *in situ* muestran que a lo largo de todo el año se generan y desprenden remolinos oceánicos a sotavento de la isla de Gran Canaria. Esta circunstancia hace pensar que otro mecanismo, como el forzamiento atmosférico, podría intervenir en la formación de remolinos a bajas velocidades de corriente.

El objetivo de esta apartado es demostrar que a pesar de ser el efecto topográfico una condición necesaria para la generación y desprendimiento de remolinos, cuando la velocidad del flujo oceánico incidente es de baja intensidad ($U < 0.1$ m/s) no es suficiente, y otro posible mecanismo, como el forzamiento atmosférico, podría ser una condición necesaria para que se desencadene el proceso de formación y desprendimiento de remolinos oceánicos. En este caso tanto el forzamiento atmosférico como el efecto topográfico oceánico actuarán como fuente de vorticidad en el sistema.

Numéricamente se resolverá integrando la ecuación (4.17) y adoptando la condición de no-deslizamiento (4.39). Como el fluido no desliza libremente, se establecerá un gradiente normal de velocidad tangencial al obstáculo, desarrollándose una capa friccional en el contorno sólido del obstáculo, por lo que esta condición será la responsable de que el obstáculo actúe como fuente de vorticidad alterando el balance de vorticidad del fluido interior, este efecto atañe al topográfico. En cuanto al atmosférico, producido a través de mecanismos de bombeo de Ekman, lo representa el término del rotacional de la ecuación 4.17.

Las simulaciones llevadas a cabo tendrán el fin de analizar para los diferentes valores de la velocidad de viento la evolución del flujo oceánico al variar la velocidad de la corriente incidente (número de Reynolds). La velocidad de viento incidente que se usará será de 2, 4 y 10 m/s, y las velocidades de corriente de 0.04, 0.1, 0.185, y 0.465 m/s.

En los resultados obtenidos en un intervalo de tiempo al introducir las diferentes velocidades de viento y para una velocidad de corriente incidente baja ($U=0.04$ m/s) (figura 5.21) se aprecia que para una velocidad de viento débil se produce la formación de dos remolinos oceánicos adheridos a sotacorriente de la isla, y el desencadenamiento del proceso de desprendimiento al aumentar la velocidad de la corriente incidente ($U=0.1$ m/s) (figura 5.22). En cambio, cuando se incrementa la velocidad del viento de moderados ($W= 4$ m/s) a fuertes ($W=10$ m/s), a bajas intensidades de la velocidad de la corriente (figura 5.21), ya se favorece el desprendimiento de remolinos, aumentado su intensidad a medida que se incrementa la velocidad de la corriente ($U=0.1$ m/s) (figura 5.22). El intervalo de tiempo que se menciona en este caso es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

Al comparar estos resultados con el modelo oceánico base se observa como el forzamiento atmosférico favorece la formación y desprendimiento de remolinos oceánicos a bajas velocidades de corriente ($U < 0.1$ m/s), siendo más relevante en condiciones de velocidades de viento de moderados a fuertes ($W= 4$ m/s, $W= 10$ m/s). Pero al comparar los resultados a velocidades de corriente incidente altas ($U=0.465$ m/s) (figura 5.23), cualitativamente se observa que es indiferente la intensidad del

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

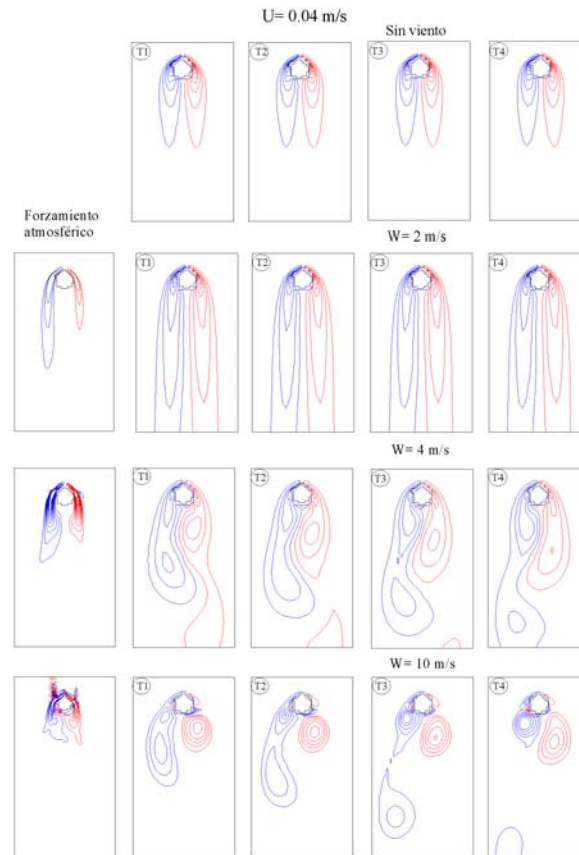


Figura 5.21: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.04 m/s ($Re = 20$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

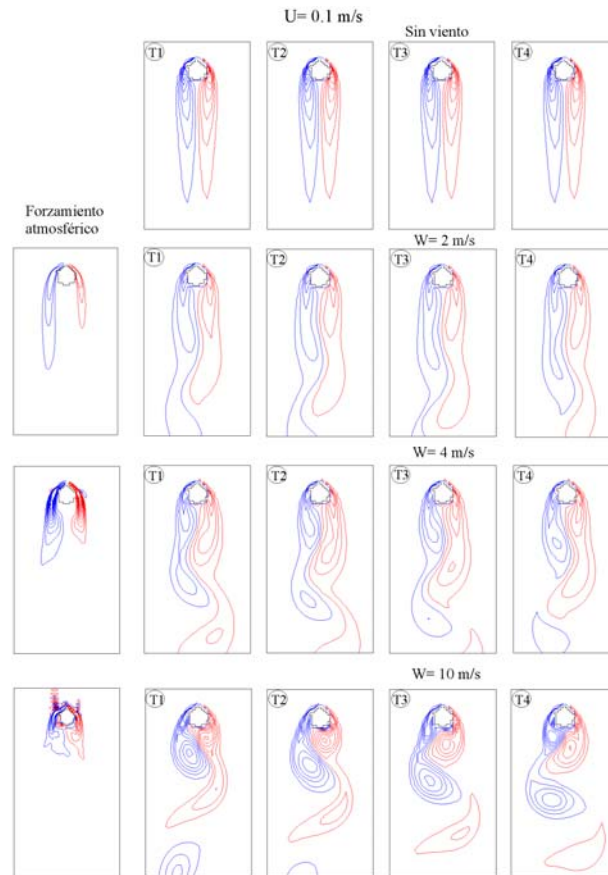


Figura 5.22: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.1 m/s ($Re = 60$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

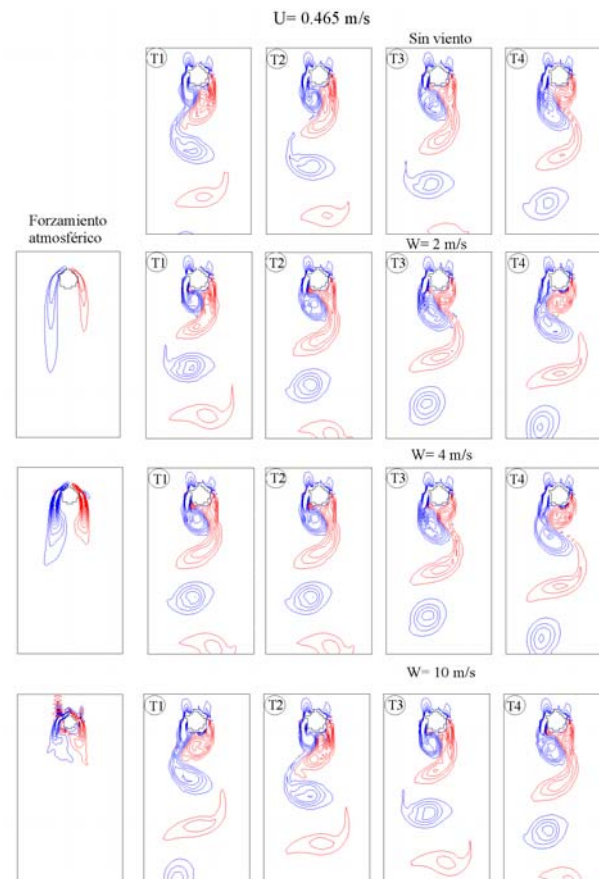


Figura 5.23: Comportamiento de las líneas de isovorticidad para un mismo intervalo de tiempo, en el caso 3, para una velocidad de corriente incidente de 0.465 m/s ($Re = 250$). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa. El tiempo es adimensional y se corresponde con las iteraciones del modelo numérico.

viento que se imprima al modelo, la vorticidad inyectada por el forzamiento atmosférico, a través de mecanismos de bombeo de Ekman, es rápidamente advectado por el flujo oceánico medio y no influye en el proceso de desprendimiento de remolinos oceánicos.

Este hecho se muestra con mayor claridad si observamos conjuntamente la evolución de las líneas de corriente (figura 5.25) e isovorticidad (figura 5.24) para las diferentes velocidades de viento al variar la velocidad del flujo oceánico incidente en un rango de intensidad de débil a muy intenso. Cuando no se introduce el campo de vientos a intensidades de corriente incidente de débil ($U=0.04$ m/s) a medio ($U=0.1$ m/s) no se desarrollan remolinos oceánicos a sotavento de la isla, en cambio cuando se incluye se forman y se desprenden aumentando su frecuencia a medida que aumentamos la intensidad del campo de vientos.

Por el contrario, para velocidades de corriente incidente de intensas ($U=0.185$ m/s) a muy intensas ($U=0.465$ m/s) hay una ligera diferencia entre incluir o no el forzamiento atmosférico. Cualitativamente se observa que para $U=0.185$ m/s hay un ligero aumento en la frecuencia de desprendimiento de remolinos que disminuye al aumentar la velocidad de la corriente incidente ($U=0.465$ m/s). Si se compara, para una velocidad de corriente incidente $U=0.465$ m/s, los resultados obtenidos en las diferentes simulaciones realizadas con las distintas velocidades de viento se aprecia que a medida que se aumenta la intensidad del viento no hay diferencias en la evolución de las líneas de corriente e isovorticidad. Por lo tanto, la vorticidad que se inyecta al sistema al aumentar la intensidad del viento es rápidamente advectada ya

que el tiempo que tarda en desprenderse un remolino oceánico es menor al tiempo que tarda en formarse, y no da tiempo a que el sistema reaccione.

Si se analiza cómo evolucionan las líneas de corriente e isovorticidad para una misma velocidad de viento al variar la velocidad de corriente incidente, se aprecia que, para condiciones de viento y corriente débiles ($W= 2$ m/s) ($U= 0.04$ m/s) (figura 5.26) se genera a sotacorriente del obstáculo dos remolinos estacionarios que a medida que aumenta la velocidad del flujo oceánico incidente se desprenden dando lugar a una *calle de remolinos de Von Kármán*. En cambio, para velocidades de viento incidente de moderados ($W= 4$ m/s) (figura 5.27) a fuertes ($W= 10$ m/s) (figura 5.28) con velocidades de flujo oceánico incidente débiles ($U= 0.04$ m/s) ya se forma una calle de remolinos.

En la figura 5.28a, donde se representa la evolución de las líneas de corriente para velocidades de viento incidente de $W= 10$ m/s y bajas velocidades de corriente ($U= 0.04$ m/s), se observa que las líneas se comprimen contra las paredes laterales, debido a que el exceso de energía generada por esta velocidad de viento no es disipada. Para ello, sería necesario aumentar el término de amortiguamiento (r), pero para poder comparar los resultados obtenidos en las diferentes simulaciones ha sido preciso utilizar el mismo valor.

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

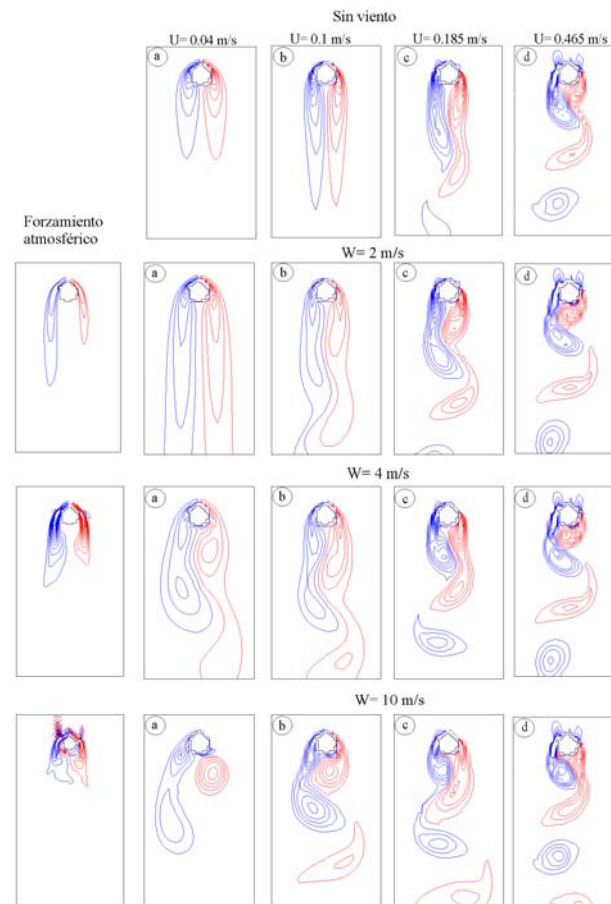


Figura 5.24: Comportamiento de las líneas de isovorticidad, en un cierto instante de tiempo, para una velocidad de corriente incidente igual a 0.04 m/s ($Re=20$) (a), 0.1 m/s ($Re=60$) (b), 0.185 m/s ($Re=100$) (c) y 0.465 m/s ($Re=250$) (d), en el caso 3. Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

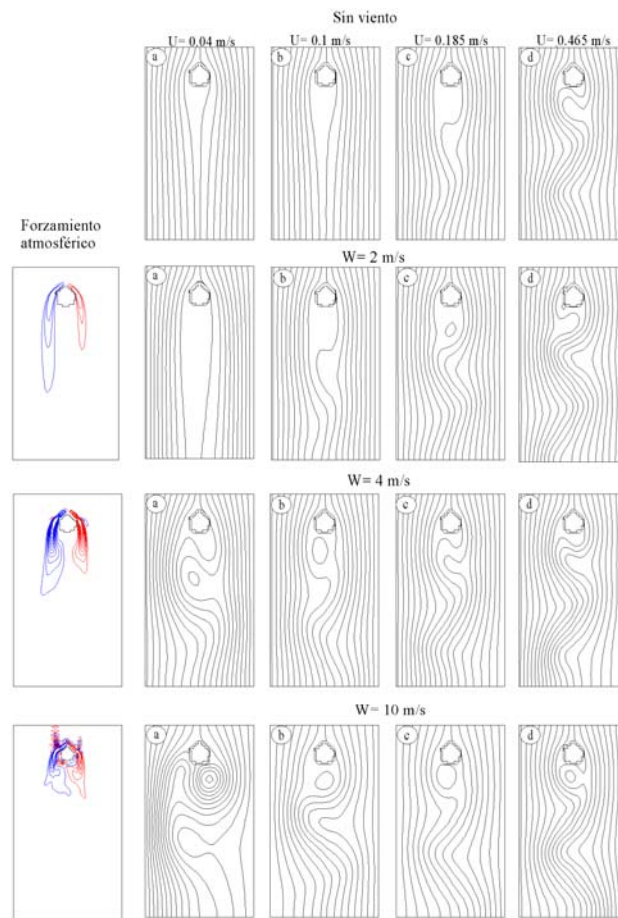


Figura 5.25: Comportamiento de las líneas de corriente para una velocidad de corriente incidente igual a 0.04 m/s ($Re=20$) (a), 0.1 m/s ($Re=60$) (b), 0.185 m/s ($Re=100$) (c) y 0.465 m/s ($Re=250$) (d), en el caso 3. Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

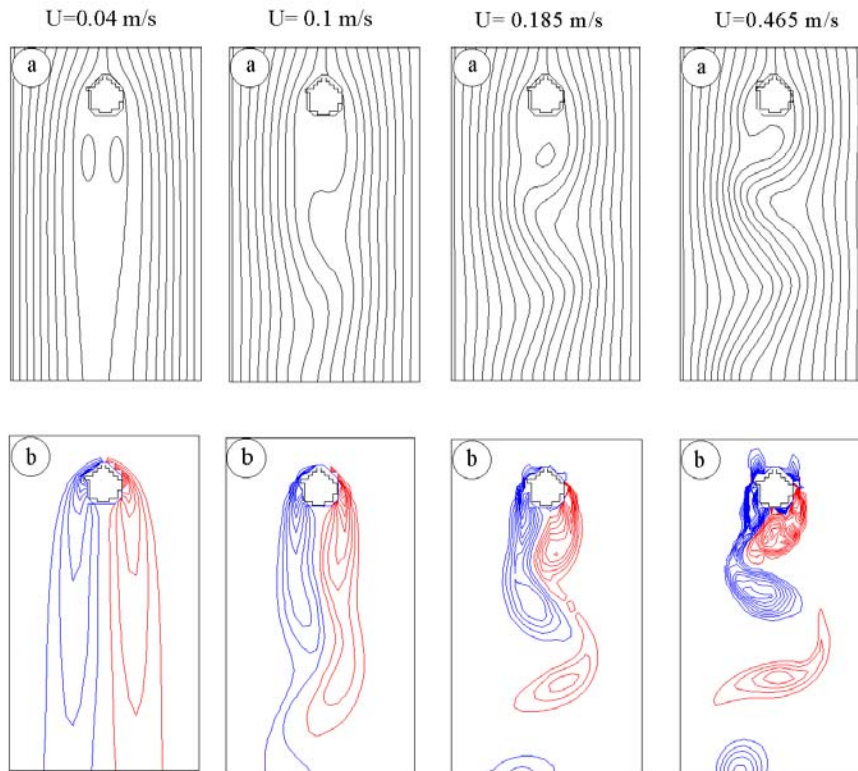
CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO $W = 2 \text{ m/s}$ 

Figura 5.26: Comportamiento de las líneas de corriente (a) y de isovorticidad (b), en un cierto instante de tiempo, en el caso 3, para un forzamiento atmosférico de 2 m/s al variar la velocidad de la corriente incidente (número de Reynolds). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO

$$W = 4 \text{ m/s}$$

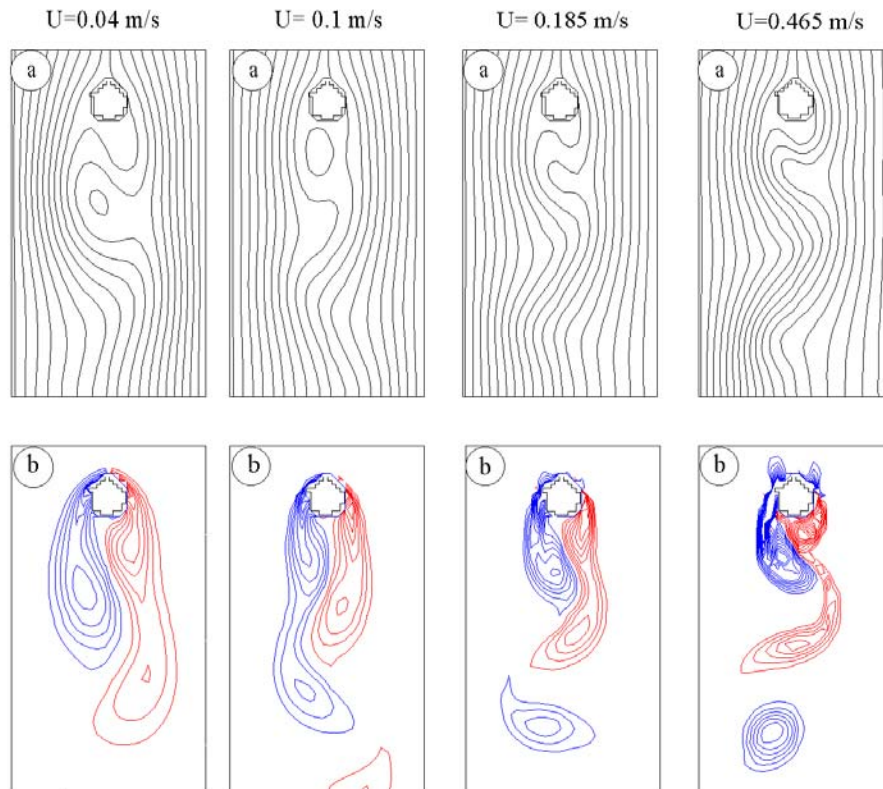


Figura 5.27: Comportamiento de las líneas de corriente (a) y de isovorticidad (b), en un cierto instante de tiempo, en el caso 3, para un forzamiento atmosférico de 4 m/s al variar la velocidad de la corriente incidente (número de Reynolds). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

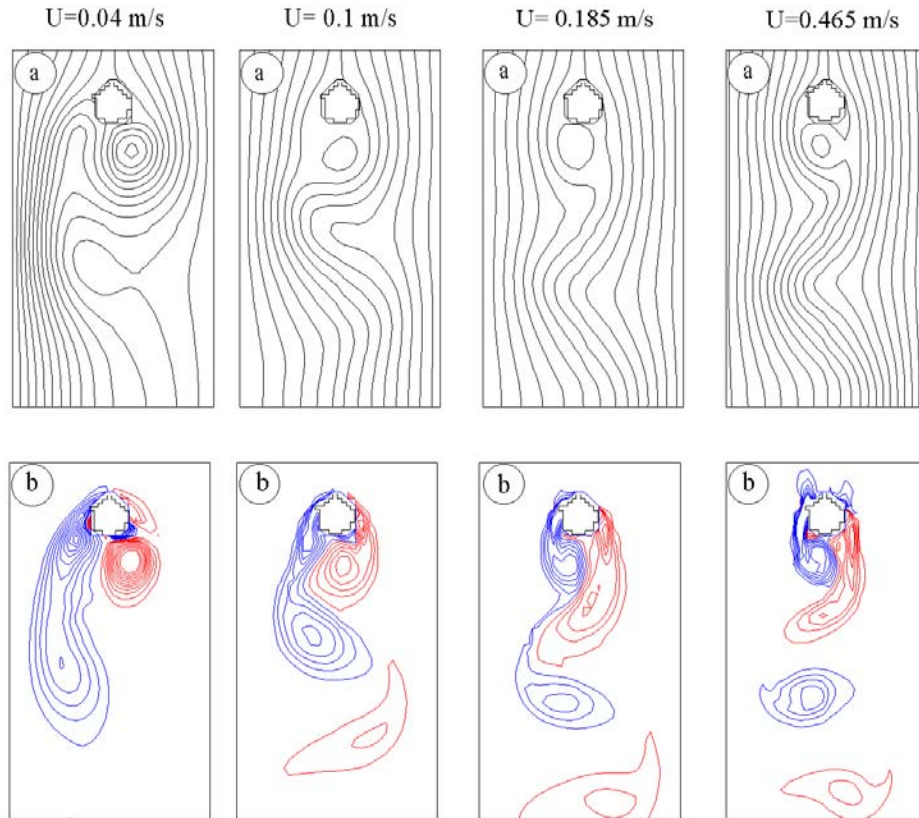
CASO 3: EFECTO DEL VIENTO MÁS TOPOGRÁFICO $W = 10 \text{ m/s}$ 

Figura 5.28: Comportamiento de las líneas de corriente y de isovorticidad, en un cierto instante de tiempo, en el caso 3, para un forzamiento atmosférico de 10 m/s al variar la velocidad de la corriente incidente (número de Reynolds). Las líneas de isovorticidad azul indican vorticidad positiva y las rojas vorticidad negativa.

Con el fin de poder cuantificar los resultados presentados de forma cualitativa en la tabla 5.3 se sintetiza los valores del periodo de desprendimiento obtenidos para las diferentes velocidades de viento al variar la velocidad de la corriente incidente,

$$W = 2ms^{-1} \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} = 20 \rightarrow U = 0.04ms^{-1} \\ \text{Re} = 60 \rightarrow U = 0.1ms^{-1} \rightarrow \rightarrow \rightarrow T_r = 39días \\ \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 18.59días \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 7.035días \end{array} \right.$$

$$W = 4ms^{-1} \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} = 20 \rightarrow U = 0.04ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 117días \\ \text{Re} = 60 \rightarrow U = 0.1ms^{-1} \rightarrow \rightarrow \rightarrow T_r = 37.5días \\ \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 18.59días \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 7.035días \end{array} \right.$$

$$W = 10ms^{-1} \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} = 20 \rightarrow U = 0.04ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 109.2días \\ \text{Re} = 60 \rightarrow U = 0.1ms^{-1} \rightarrow \rightarrow \rightarrow T_r = 34.37días \\ \text{Re} = 100 \rightarrow U = 0.185ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 18.59días \\ \text{Re} = 250 \rightarrow U = 0.465ms^{-1} \rightarrow \rightarrow T_r = 7.035días \end{array} \right.$$

Tabla 5.3: Periodo de desprendimiento para los diferentes valores del forzamiento atmosférico al variar la velocidad del flujo oceánico incidente en el caso 3.

Los resultados muestran que para una misma velocidad de viento incidente el valor del periodo de desprendimiento disminuye a medida que se incrementa la velocidad del flujo oceánico incidente, aumentando la frecuencia de los remolinos que se desprenden. Cuanto mayor es la velocidad del viento que se imprime al modelo oceánico, menor es el tiempo necesario de persistencia para que se genere y desprenda remolinos a partir de la isla, excepto para velocidades de flujo incidente mayores a 0.185 m/s donde no varía.

Al comparar los valores del periodo de desprendimiento del modelo oceánico base (tabla 5.2) con los obtenidos en este caso (tabla 5.3) es palpable la influencia del forzamiento atmosférico en el flujo oceánico a bajas velocidades de corriente. Para un flujo atmosférico incidente de intensidad media a fuerte ($W > 4$ m/s) a bajas velocidades de corriente ($U < 0.1$ m/s) se produce el desprendimiento de remolinos oceánicos. Pero a partir de un valor crítico en la velocidad del flujo oceánico ($U = 0.185$ m/s) es indiferente la intensidad del viento que se imprima al modelo, no influye en su valor. Por lo tanto, tanto cualitativa como cuantitativamente se observa que a partir de una velocidad de flujo oceánico incidente mayor a 0.185 m/s el forzamiento atmosférico no influye de forma notoria. Este hecho se observa de una forma más clara al contrastar el periodo de desprendimiento frente a la velocidad de flujo oceánico incidente (número de Reynolds) en los diferentes casos (figura 5.29).

En este caso, la hipótesis demostrada ha sido que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente aunque sí necesaria a bajas velocidades de corriente incidente ($U < 0.1$ m/s) para la generación y el desprendimiento de remolinos oceánicos, mientras que a altas velocidades de corriente la vorticidad inyectada al

modelo por el viento es rápidamente advectada, no modificándose significativamente la evolución del flujo oceánico. Por lo tanto, el forzamiento atmosférico podría ser un posible mecanismo de generación de remolinos oceánicos en épocas donde la velocidad de la Corriente de Canarias no es lo suficientemente intensa como para desencadenarlo. Para demostrar esta hipótesis de una forma cuantitativa más clara, en el siguiente apartado se analizarán los parámetros característicos, coeficiente de sustentación y arrastre.

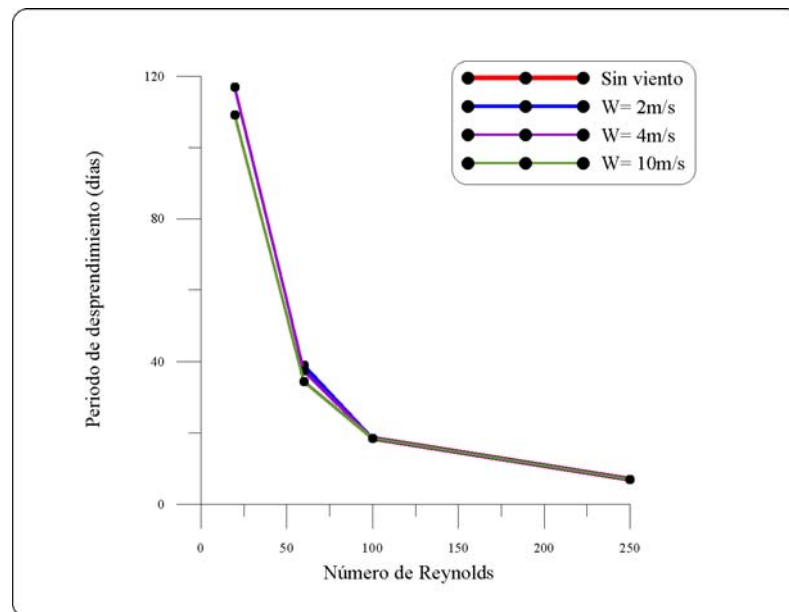


Figura 5.29: Periodo de desprendimiento frente al número de Reynolds en el caso 3.

5.4.2.3.1. Cuantificación

A. Coeficiente de sustentación

Como se ha comentado anteriormente el coeficiente de sustentación, C_L , surge como resultado de adimensionalizar la componente perpendicular al flujo incidente de la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo. De esta forma, cuantifica la producción de vorticidad por parte del obstáculo debido a que su valor es función de la circulación alrededor del obstáculo. Si se compara la amplitud del coeficiente de sustentación para bajas velocidades de corriente incidente ($U= 0.1$ m/s) (figura 5.30) se advierte que ésta crece cuando se introduce el forzamiento atmosférico, aumentando a medida que se incrementa la intensidad del flujo atmosférico. De esta forma, al aumentar la velocidad del flujo atmosférico incidente se incrementa la vorticidad introducida en el sistema y por lo tanto, la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo, creciendo la producción periódica de vorticidad por parte del obstáculo y, por lo tanto, la frecuencia de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

En cambio, para altas velocidades de corriente incidente (figura 5.31) se advierte que la amplitud no varía cuando introducimos los distintos campos de viento, ni siquiera al aumentar la intensidad de éste. Lo que se aprecia es una pequeña diferencia cuando se compara las gráficas correspondiente al modelo oceánico base con las del caso 3, modelo con forzamiento atmosférico (tabla 5.2 y 5.3). Por lo tanto, para altas velocidades de corriente cuando se añade el forzamiento atmosférico en el sistema no varía de forma notoria la frecuencia de los vórtices que se desprenden del obstáculo.

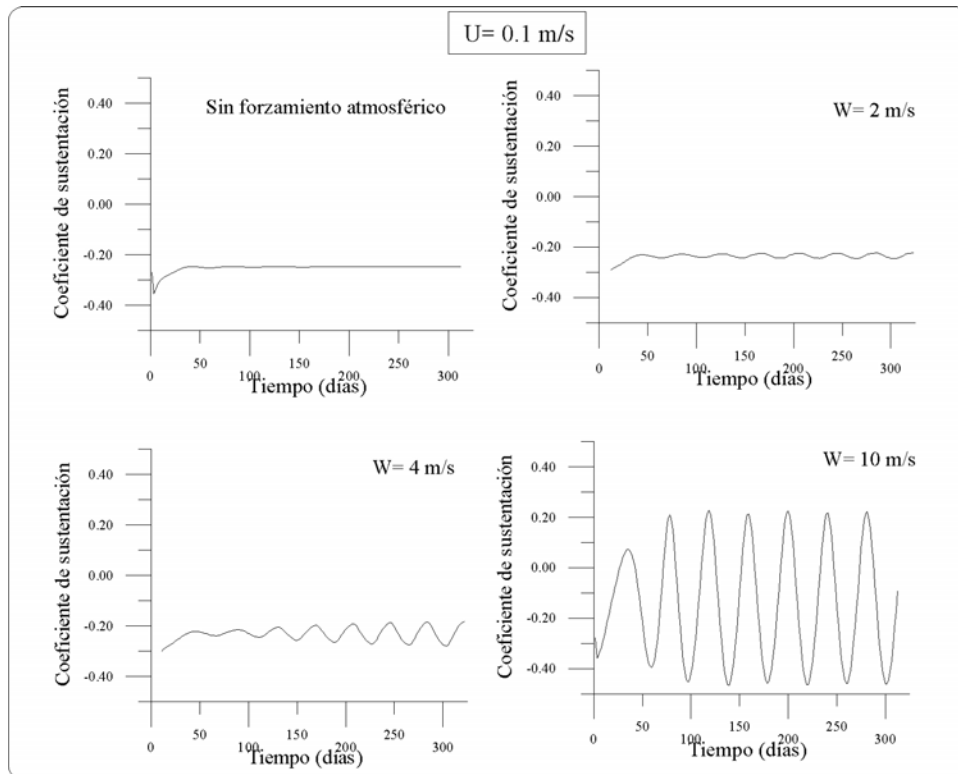


Figura 5.30: Variación con el tiempo del coeficiente de sustentación, C_L , en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.1 m/s ($Re=60$). La escala de tiempo es dimensional.

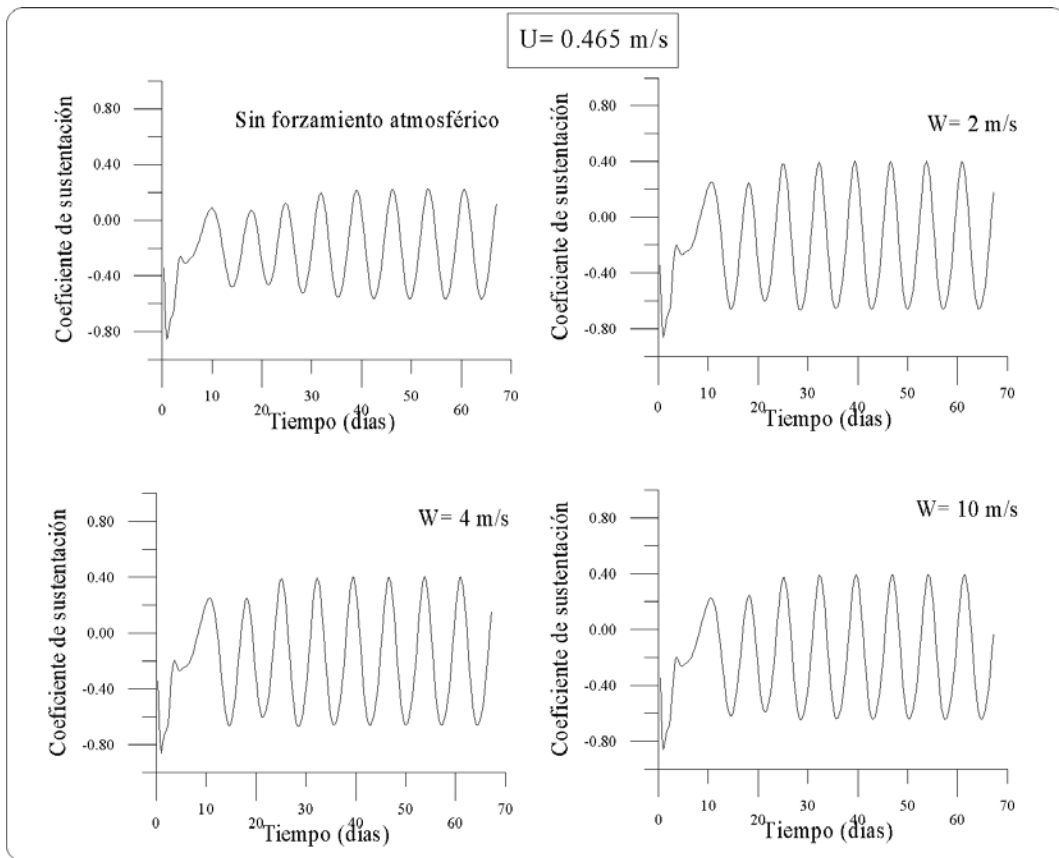


Figura 5.31: Variación con el tiempo del coeficiente de sustentación, C_L , en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.465 m/s ($Re=250$). La escala de tiempo es dimensional.

Asimismo, el valor negativo de la media es debido a la asimetría del obstáculo (Sangrà, 1995). De esta forma, en media, la producción de vorticidad es negativa debido a una mayor producción por parte de la mitad izquierda del obstáculo que por la derecha. En este sentido, en experimentos realizados con obstáculos simétricos, como es el caso de un cilindro, se ha comprobado que el coeficiente de sustentación medio es nulo (Braza *et al.*, 1986).

B. Coeficiente de arrastre

Como se ha comentado anteriormente, el coeficiente de arrastre, C_D , cuantifica la resistencia que ofrece el obstáculo al flujo y se obtiene como resultado de adimensionalizar la componente paralela al flujo incidente de la fuerza que el flujo ejerce sobre el obstáculo.

Al igual que el coeficiente de sustentación si se compara la amplitud para bajas velocidades de corriente incidente (figura 5.32) se advierte que ésta crece cuando se introduce el forzamiento atmosférico, aumentando a medida que se incrementa la velocidad del flujo atmosférico. En cambio, para altas velocidades de corriente incidente (figura 5.33) se advierte que la amplitud no varía cuando introducimos el forzamiento atmosférico ni al aumentar la intensidad de éste. Lo que sí se aprecia es una ligera variación, al igual que en el coeficiente de sustentación, entre la gráfica correspondiente al modelo oceánico base y las correspondientes al modelo con forzamiento atmosférico.

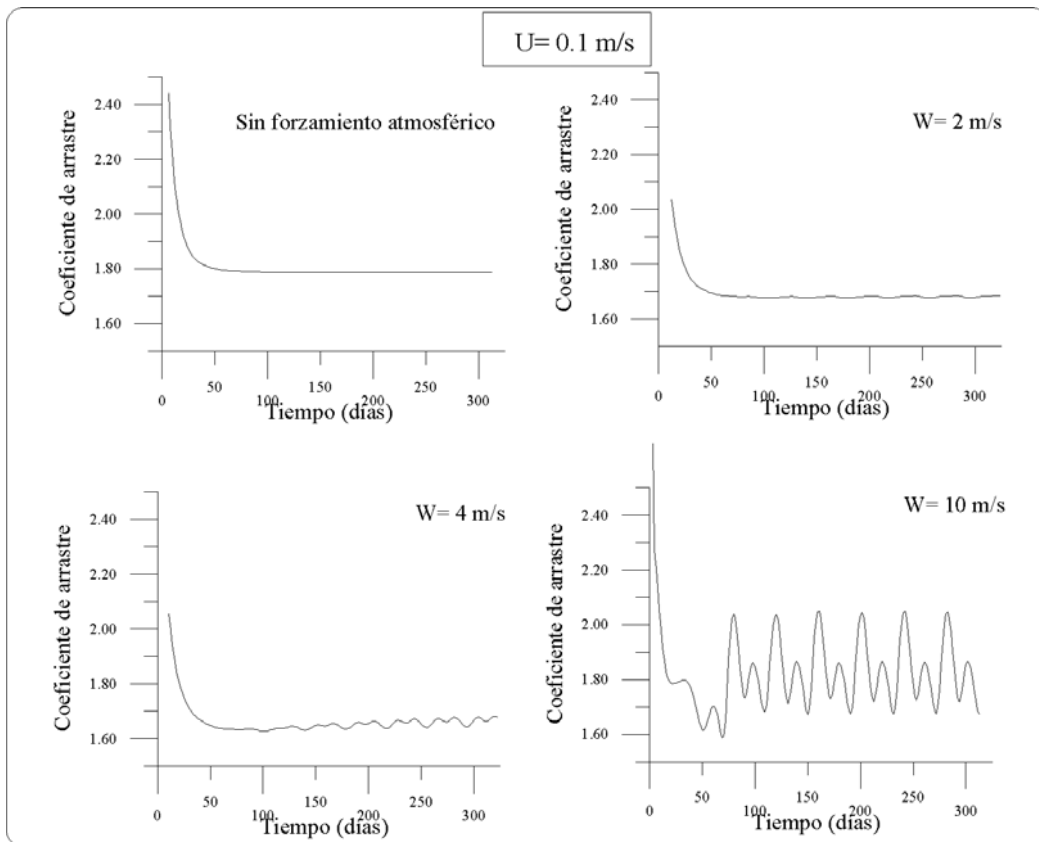


Figura 5.32: Variación con el tiempo del coeficiente de arrastre, C_D , en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.1 m/s ($Re=60$). La escala de tiempo es dimensional.

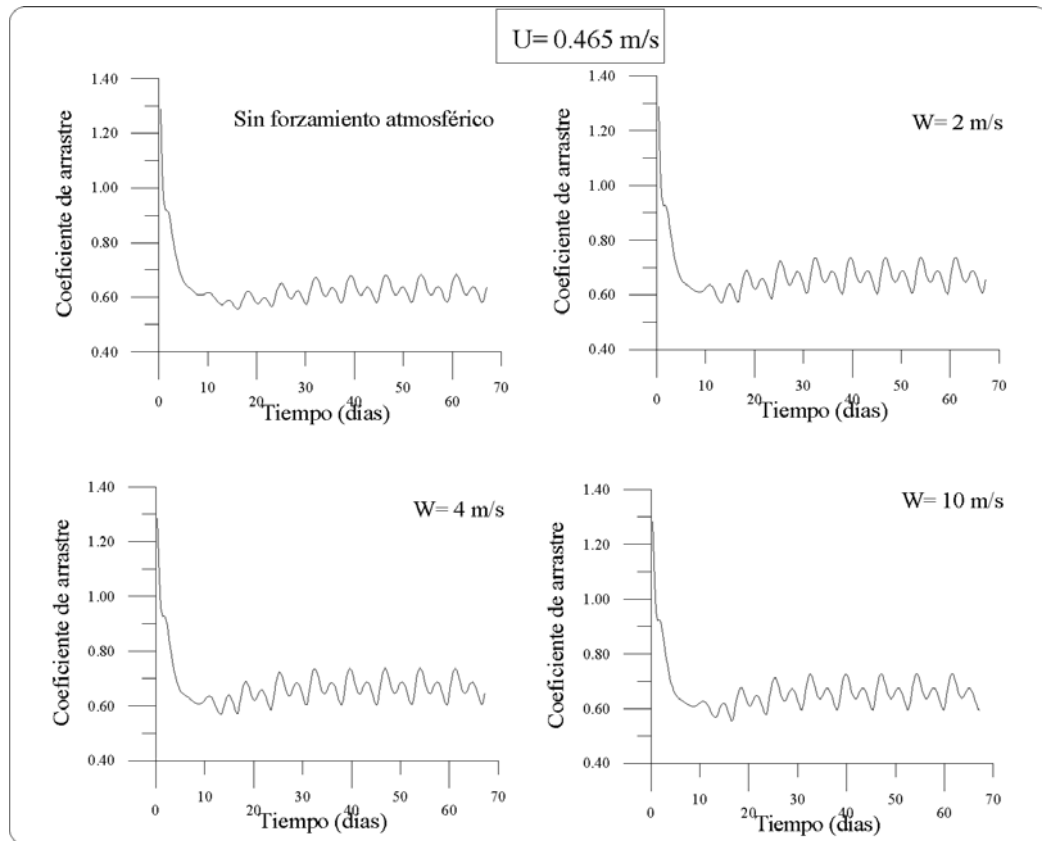


Figura 5.33: Variación con el tiempo del coeficiente de arrastre, C_D , en el caso 3 para una velocidad de corriente incidente de 0.465 m/s ($Re=250$). La escala de tiempo es dimensional.

Estos hechos son más claros al contrastar el coeficiente de arrastre frente a la velocidad de corriente incidente (número de Reynolds) en los diferentes casos (figura 5.34). Las curvas de evolución indican que cuanto mayor sea la velocidad de corriente incidente (número de Reynolds) menor será la resistencia del obstáculo al flujo y por lo tanto, menor el coeficiente de arrastre. Pero a partir de una velocidad de $U= 0.185$ m/s ($Re=100$) su valor no se modifica al introducir el forzamiento atmosférico.

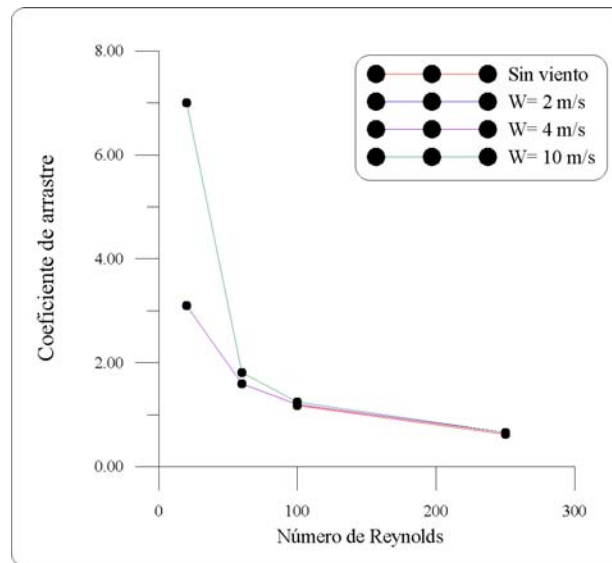


Figura 5.34: Resultados del coeficiente de arrastre frente al número de Reynolds en el caso 3.

A lo largo de este apartado se ha podido cuantificar que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente pero sí necesaria para la generación y desprendimiento de remolinos oceánicos en situaciones de velocidad de corriente incidente baja. Por lo tanto, a lo largo de esta sección se ha demostrado tanto cualitativa como cuantitativamente que el forzamiento atmosférico, a través del bombeo de Ekman en el límite entre la zona protegida y expuesta al viento de la estela (zonas de convergencia/divergencia), podría ser un posible mecanismo propulsor del desprendimiento de remolinos oceánicos en épocas en que la velocidad de la corriente incidente en la isla de Gran Canaria no fuera lo suficientemente intensa como para desencadenar el proceso de desprendimiento de remolinos.

5.5. Sumario

En la primera parte de este capítulo se han obtenido los diferentes forzamientos atmosféricos que posteriormente se han introducido en el modelo oceánico, los resultados de las simulaciones conseguidos en este trabajo respecto al campo de vientos coinciden con los datos tomados *in situ*. Se ha analizado la perturbación del flujo atmosférico por la presencia de la isla considerando un modelo atmosférico idealizado, ya que el objetivo principal de este trabajo no es el de predecir con exactitud el comportamiento del flujo atmosférico. Para velocidades de vientos débiles ($W= 2$ m/s) se ha apreciado ya el desprendimiento alternativo de remolinos atmosféricos ciclónicos y anticiclónicos a sotavento de la isla, aumentando su frecuencia para velocidades de viento de moderados ($W= 4$ m/s) a fuertes ($W= 10$ m/s).

La estructura del campo de vientos coincide con los resultados obtenidos por Basterretxea *et al.* (2002) del campo vectorial de viento en la isla de Gran Canaria en una campaña realizada el 20 de junio de 1998 enmarcada en el proyecto nacional FRENTEs. Se ha calculado valores del bombeo de Ekman para una velocidad de viento de 10 m/s entre 8-12 m/día, datos similares a los detectados en diferentes campañas realizadas en el Sur de Gran Canaria (Barton *et al.*, 1998; Barton, 1994a) donde para velocidades de viento entre 10-15 m/s se obtuvieron valores de movimientos verticales entre 11-24 m/día. El valor del periodo de desprendimiento para una velocidad de 10 m/s ($T_r = 7.5$ horas) es similar al conseguido en observaciones *in situ* por Chopra y Hubert (1964) y Sangrà *et al.* (1994). Chopra y Hubert (1964) para una velocidad de viento incidente de 8 m/s calcularon un periodo de desprendimiento de 8 horas.

Como se ha comentado, las medidas directas y cálculos geostroficados (Navarro-Pérez y Barton, 2001) demuestran que los valores medios de la velocidad de la Corriente de Canarias no es lo suficientemente energética como para producir remolinos oceánicos durante la mayor parte del año con la existencia de episodios aislados donde son más intensos, aunque las imágenes de satélite muestran que los remolinos oceánicos están presentes durante todo el año. Por lo tanto, en la segunda parte se ha estudiado la importancia del forzamiento atmosférico como mecanismo propulsor en la generación y desprendimiento de remolinos oceánicos de la isla de Gran Canaria en épocas de baja intensidad del flujo oceánico incidente ($U < 0.1$ m/s). Primero se ha planteado que el forzamiento atmosférico no es una condición suficiente para que se desencadene el desprendimiento de remolinos. Después, se ha comprobado que el efecto topográfico es una condición necesaria pero no suficiente

en épocas en que los valores de la velocidad de la corriente son de poca intensidad ($U < 0.1$ m/s). Y por último, se ha demostrado que el forzamiento atmosférico en épocas de vientos de moderados a fuertes ($W > 4$ m/s) no es una condición suficiente pero sí necesaria cuando la intensidad de la corriente incidente es débil.

En conclusión, como se ha demostrado a lo largo de las simulaciones que se han realizado en este trabajo, en épocas donde la intensidad de la corriente no tiene la suficiente intensidad para generar remolinos oceánicos el forzamiento atmosférico podría ser el mecanismo propulsor de este proceso, como sugerían Barton *et al.* (2000, 2001) y Basterretxea *et al.* (2002) en el caso del Archipiélago Canario, y Patzert (1969), Flament (1994) y Lumpkin (1998) en los remolinos oceánicos que se generan en las islas Hawai.

Capítulo 6

Conclusiones

La ciencia, legado de cien generaciones, y el orgullo, fruto de cuatro mil años de historia, huyen como dos esclavos sorprendidos en un delito, cuando amenaza la tempestad de un sentimiento.

I. Nieve

A continuación se resumen las principales conclusiones y aportaciones de este trabajo, así como aquellos aspectos que pueden ser objeto de futuros estudios.

6.1. Conclusiones y antecedentes

Las principales conclusiones y antecedentes de este trabajo son:

Evidencias observacionales oceánicas:

1. Observaciones *in situ* han mostrado que los remolinos oceánicos de la isla de Gran Canaria pueden durar como estructuras coherentes durante al menos siete meses (Sangrà *et al.*, 1999).
2. Los diferentes datos experimentales muestran que los remolinos oceánicos se generan en todas las estaciones del año, incluso en periodos de velocidades de viento incidente débil.
3. Arístegui *et al.* (1994), sugirieron, al observar remolinos en periodos de menor intensidad de viento, que estos se generaban como resultado de la perturbación del flujo medio por las islas como modelo Sangrà (1995).
4. Estudios de laboratorio y numéricos indican que la generación y desprendimiento de remolinos a sotacorriente de un obstáculo se produce a partir de velocidades de corriente incidente mayores a 0.1 m/s (Boyer, 1970; Boyer y Davies, 1982; Sangrà, 1995).
5. Las diferentes medidas directas indican que las velocidades medias del flujo de la Corriente de Canarias incidente sobre el archipiélago no son lo suficientemente intensas, 0.05 m/s (Navarro-Pérez y Barton, 2001), como para la generación y el desprendimiento de remolinos oceánicos al Sur de las islas más altas. Sólo en determinados periodos pueden llegar a serlo, alcanzando en algunas ocasiones velocidades de 0.20 m/s y, puntualmente, valores máximos de 0.7 m/s.

6. Durante periodos de velocidad de corriente baja y Vientos Alisios de moderados a fuertes otro mecanismo que podría favorecer la generación de remolinos, sugerido por Barton *et al.* (2000) y Basterretxea *et al.* (2002) en la isla de Gran Canaria ,y por Patzert (1969), Flament (1994) y Lumpkin (1998) en el caso de los remolinos de Hawaii, es mediante el bombeo de Ekman originado a través del forzamiento atmosférico en los flancos y estelas de las islas.

Evidencias observacionales atmosféricas:

7. Los remolinos atmosféricos a mesoescala se forman en la estela de las islas y son visibles gracias a la trayectoria de las nubes de los estratocúmulos que se encuentran en una zona de fuerte inversión térmica, entre 0.5-1.5 km sobre la superficie del océano (Chopra, 1973; Arístegui *et al.*, 1994; Sangrà *et al.* 1994; Caldeira *et al.*, 2002). Estos remolinos tienen una anchura del orden del diámetro de la isla y presentan una cierta semejanza a la clásica *calle de vórtices de Von Kármán*.
8. Chopra (1973) observó a sotavento de la isla de Gran Canaria trayectorias a mesoescala de vórtices atmosféricos con un radio de 10-20 km, y en un intervalo de 8 horas en forma de *calle de vórtices de Von Kármán*. Esas estructuras formaban una estela de 60 km de ancho y 600 km, de largo cuando eran arrastrados por la corriente a sotavento, al menos a un 70% de la velocidad del viento de la zona. Las fuerzas viscosas de la atmósfera expandían los vórtices

individualmente, debilitándolos y desapareciendo después de varias horas (18 a 30).

9. Arístegui *et al.* (1994) observaron mediante imágenes de satélite al Sur de Gran Canaria la traza de una calle de remolinos atmosféricos orientada en la dirección Noroeste-Suroeste.

Modelo atmosférico:

10. Se ha analizado la perturbación del flujo atmosférico por la presencia de la isla considerando un modelo atmosférico idealizado, ya que el objetivo principal de este trabajo no ha sido el de predecir con exactitud el comportamiento del flujo atmosférico. Para velocidades de vientos débiles ($W= 2$ m/s) se ha apreciado ya el desprendimiento alternativo de remolinos atmosféricos ciclónicos y anticiclónicos, aumentando su frecuencia para velocidades de viento de moderados ($W= 4$ m/s) a fuertes ($W= 10$ m/s).
11. La estructura del campo medio de vientos simulada coincide con los resultados obtenidos por Basterretxea *et al.* (2002) del campo vectorial de viento en la isla de Gran Canaria en una campaña realizada el 20 de junio de 1998 enmarcada en el proyecto nacional FRENTEs.
12. Se ha calculado valores del bombeo de Ekman para una velocidad de viento de 10 m/s entre 8-12 m/día, datos similares a los detectados en diferentes campañas

realizadas en el Sur de Gran Canaria (Barton *et al.*, 1998; Barton, 1994a) donde para velocidades de viento entre 10-15 m/s se obtuvieron valores de movimientos verticales entre 11-24 m/día.

13. El valor del periodo de desprendimiento para una velocidad de 10 m/s ($T_r = 7.5$ horas) es similar al conseguido en observaciones *in situ* por Chopra y Hubert (1964) y Sangrà *et al.* (1994). Chopra y Hubert (1964) para una velocidad de viento incidente de 8 m/s calcularon un periodo de desprendimiento de 8 horas.

Modelo acoplado océano-atmósfera:

14. El forzamiento atmosférico no es una condición suficiente para que se desencadene el desprendimiento de remolinos oceánicos. Para demostrar esta hipótesis, por un lado se ha comprobado que cuando la velocidad de corriente incidente es nula, la inyección de vorticidad por parte del viento genera dos remolinos oceánicos estacionarios adheridos a la isla de Gran Canaria, por lo que la única presencia del forzamiento atmosférico no es condición suficiente para el desprendimiento de remolinos oceánicos, y por otro, cuando se considera condiciones de deslizamiento en el obstáculo, la vorticidad introducida por el campo de viento es advectada por la corriente media y no se produce el desprendimiento de remolinos oceánicos por la isla.
15. El efecto topográfico es una condición necesaria pero no suficiente en épocas en que los valores de la velocidad de la corriente es de poca intensidad ($U < 0.1$ m/s).

Para velocidades de corriente débiles ($U < 0.1$ m/s, $Re < 60$) en el caso de no incluir el forzamiento atmosférico no se desprenden remolinos oceánicos a sotacorriente de la isla.

16. El forzamiento atmosférico en épocas de vientos de moderados a fuertes ($W > 4$ m/s) no es una condición suficiente pero sí necesaria cuando la intensidad de la corriente incidente es débil. Cuando se incluye forzamiento atmosférico, la entrada de vorticidad por el viento a través del bombeo de Ekman en la estela de la isla ayuda a producir el desprendimiento de vórtices a una velocidad de corriente relativamente baja. A partir de velocidades de corriente de 0.04 m/s ($Re=20$), con una intensidad del flujo atmosférico incidente de moderado a fuerte (4 y 10 m/s) se produce el desprendimiento de remolinos. Estos datos medios de corriente se aproximan a los valores medios indicados por Navarro-Pérez y Barton (2001).
17. Para altas velocidades de la corriente incidente ($Re \geq 100$), la presencia de esta fuente atmosférica adicional de vorticidad no influye notoriamente en el proceso de generación y desprendimiento de remolinos, debido a que la vorticidad inyectada por el viento es rápidamente advectada por el flujo medio oceánico.

En conclusión, como se ha demostrado a lo largo de las simulaciones que se han realizado en este trabajo, en épocas donde la intensidad de la corriente no tiene la suficiente intensidad para generar remolinos oceánicos el forzamiento atmosférico podría ser el mecanismo propulsor de este proceso, como sugerían Barton *et al.* (2000, 2001) y Basterretxea *et al.* (2002) en el caso del Archipiélago Canario, y

Patzert (1969), Flament (1994) y Lumpkin (1998) en los remolinos oceánicos que se generan en las islas Hawai.

6.2. Futuras líneas de trabajo

Las islas suponen un laboratorio natural donde una gran variedad de procesos que gobiernan en otras partes del planeta pueden ser estudiados porque ocurren repetidamente en escalas de tiempo y espacio pequeños. La región canaria es muy activa dinámica y biológicamente debido en gran medida a la dinámica de los remolinos y sus consecuencias biológicas. La introducción de nuevas variables en el modelo numérico presentado en este trabajo abriría nuevas líneas de investigación, así como conduciría a un mejor conocimiento del sistema marino del Archipiélago Canario. Se cree que otras líneas de trabajo que podrían desarrollarse para aumentar el conocimiento que se ha aportado en este trabajo son:

- La incorporación en este modelo numérico de los efectos de la estratificación.
- Incorporar al modelo el caso de varios obstáculos.
- Acoplamiento de la componente física y biológica del sistema. Sería interesante analizar la distribución y origen de organismos marinos y su correlación con las corrientes que se produce en la zona.

- Estudios y recogida de datos atmosféricos para un estudio más exhaustivo de la generación de remolinos atmosféricos y sus consecuencias a nivel oceánico.

Apéndice

Esquema numérico

A.1. Introducción

Para la integración numérica de ecuaciones similares a las utilizadas a lo largo de este trabajo fundamentalmente se emplean tres métodos; el método de las diferencias finitas, el método de los elementos finitos y el método espectral. En este trabajo se ha adoptado el método de las diferencias finitas por su gran versatilidad y menor costo computacional (Haidvogel *et al.*, 1980; Le Provost *et al.*, 1994).

En cuanto al dominio numérico empleado (figura A1) la malla se ha orientado en la dirección Suroeste-Noreste con el fin de que la dirección del flujo entrante

coincida con la dirección dominante de la Corriente de Canarias y de los Vientos Alisios, respectivamente. El paso de malla utilizado ha sido de $\Delta x = \Delta y = 5.4$ Km, considerándose 56 puntos en la dirección y (Noroeste-Sureste $j=1,56$) y 98 en la dirección x (Noreste-Suroeste, $i=1, 98$) siendo las dimensiones totales de la malla $M*N= 523.8*297$ Km. No se ha tenido en cuenta la presencia de las Islas de Tenerife y Fuerteventura debido a que en este trabajo se estudia la perturbación del flujo por un obstáculo aislado y no por una combinación de obstáculos. A este respecto el modelo no pretende predecir la estructura del flujo sino estudiar los procesos involucrados en su perturbación.

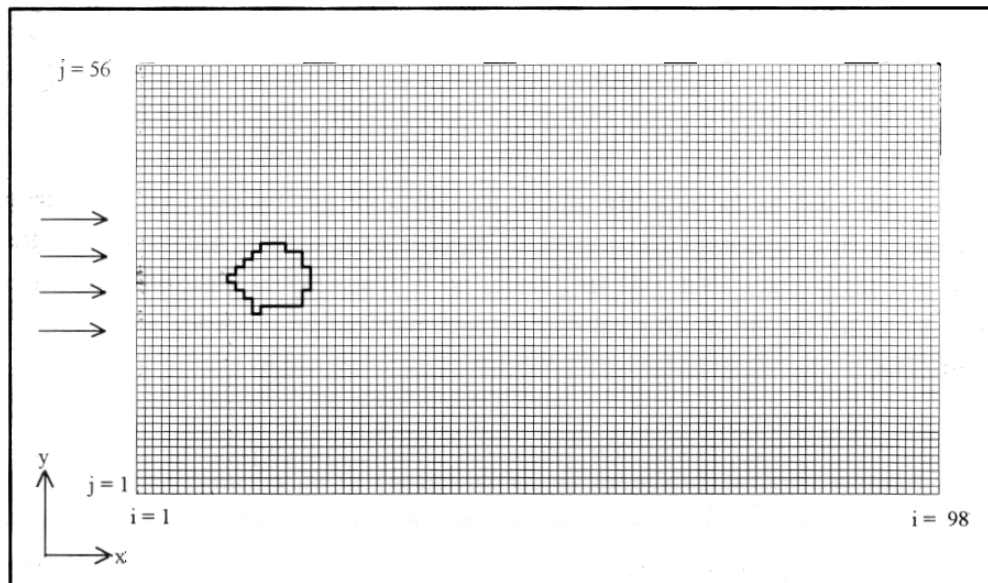


Figura A.1: Dominio numérico.

En los siguientes apartados se especificará tanto el esquema numérico como el algoritmo de resolución empleado tanto en el modelo atmosférico como en el oceánico.

A.2. Esquema numérico en el modelo atmosférico

Para la discretización de la ecuación de balance de vorticidad (ecuación 4.33) se ha adoptado un esquema “leap-frog”, haciendo uso del método de Arakawa (1966), para discretizar el jacobiano. Por tanto, se ha construido un esquema centrado en el espacio y en el tiempo. Asimismo, se ha introducido el valor del término difusivo calculado en el paso de tiempo anterior para evitar el crecimiento de inestabilidades numéricas (Roache, 1982). El esquema resultante para la ecuación de balance de vorticidad se formula como:

$$\zeta_{i,j}^{t+1} = \zeta_{i,j}^{t-1} + 2\Delta t \left[J(\zeta^t, p^t) + \left(\frac{1}{\text{Re}} \right) \nabla^2 \zeta^{t-1} \right] \quad (\text{A.1})$$

donde

$$\begin{aligned}
J(\zeta, p) = & -\frac{1}{12\Delta x\Delta y} \left[(p_{i,j-1} + p_{i+1,j-1} - p_{i,j+1} - p_{i+1,j+1}) (\zeta_{i+1,j}) \right. \\
& - (p_{i-1,j-1} + p_{i,j-1} - p_{i-1,j+1} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i-1,j}) \\
& + (p_{i+1,j} + p_{i+1,j+1} - p_{i-1,j} - p_{i-1,j+1}) (\zeta_{i,j+1}) \\
& - (p_{i+1,j-1} + p_{i+1,j} - p_{i-1,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i,j-1}) \\
& + (p_{i+1,j} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i+1,j+1}) \\
& - (p_{i,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j-1}) \\
& + (p_{i,j+1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j+1}) \\
& \left. - (p_{i+1,j} - p_{i,j-1}) (\zeta_{i+1,j-1}) \right]
\end{aligned}$$

y

$$\nabla^2 \zeta_{i,j} = \frac{\zeta_{i+1,j} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{\zeta_{i,j+1} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i,j-1}}{\Delta y^2}$$

Mediante este esquema se logra una discretización óptima de los términos advectivos (no lineales) debido a que conserva la energía, enstrofía y vorticidad (Haidvogel *et al.*, 1980). Sin embargo, al incluir diferencias temporales centradas (esquema “leap-frog”), se generan inestabilidades numéricas inducidas por la separación de los modos computacionales asociados a los incrementos temporales pares e impares. Existen dos métodos para solventar este problema, uno basado en introducir diferencias hacia delante cada cierto número de iteraciones, esquema de Matsuno (O’Brien, 1986), y otro, es incorporar al esquema un filtro temporal de

Asselin (Asselin, 1972). En este trabajo, se ha adoptado el filtro de Asselin debido a que las diferencias hacia delante introducen viscosidad de forma artificial (Roache, 1972). El filtro de Asselin se formula como;

$$\zeta_{i,j}^{t-1} = \zeta_{i,j}^t + \frac{\alpha}{2} (\zeta_{i,j}^{t+1} - 2\zeta_{i,j}^t + \zeta_{i,j}^{t-1})$$

que después de diversos testeos se halló un valor óptimo para $\alpha=0.5$.

Para integrar numéricamente la ecuación de Poisson (ecuación 4.34) y poder así calcular los valores de la función de corriente, se ha empleado el método de sobrerelajaciones sucesivas con factor de aceleración (método SQR, Roache, 1982):

$$\zeta = \nabla^2 p \rightarrow p_{i,j}^{t+a} = p_{i,j}^t + \frac{\omega}{4} [p_{i+1,j} + p_{i-1,j} + p_{i,j+1} + p_{i,j-1} - 4p_{i,j}^t - \Delta x \Delta y \zeta_{i,j}^{t+1}] \quad (\text{A.2})$$

el factor de aceleración óptimo hallado es $\omega=0.1109375$.

En cuanto a las condiciones de contorno utilizadas se ha exigido que el flujo entrante fuera irrotacional y constante (de valor adimensional igual a la unidad). Esta condición se formula como:

$$\left. \begin{array}{l} \zeta_{i,j} = 0 \\ u = -\frac{p_{1,j+1} - p_{1,j}}{\Delta y} = cte = 1 \end{array} \right\} \rightarrow j = 1, N \quad (\text{A.3})$$

Asimismo se ha impuesto que el flujo discurra por un canal en cuyas paredes laterales desliza libremente. La anchura del canal se ha tomado lo suficientemente grande para que los posibles efectos de las paredes no se transmitan al fluido interior. En estas paredes se ha tomado el valor del flujo entrante para definir la función de corriente y la vorticidad;

$$\left. \begin{array}{l} p_{i,j} = p_{1,1}; p_{i,N} = p_{1,N} \\ \zeta_{i,1} = \zeta_{i,N} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow i = 1, M \quad (\text{A.4})$$

Para que el contorno por donde el fluido abandona el dominio numérico sea lo más transparente posible a cualquier tipo de perturbación, de las diversas condiciones testadas, se ha utilizado una implementación de la condición radiacional de Orlansky desarrollada por Camerlengo y O'Brien (1980). La condición de libre radiación de la perturbación a través del contorno saliente exige que,

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + F \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.5})$$

donde Ψ es una variable cualquiera que se propaga a través del contorno saliente ($i=M$; $j=2, N-1$) con velocidad de fase F . La implementación de (A.5) se formula como (Carmelengo y O'Brien, 1980),

$$\begin{aligned} F \leq 0 &\rightarrow \Psi_{M,j}^{t+1} = \Psi_{M,j}^{t-1} \\ F > 0 &\rightarrow \Psi_{M,j}^{t+1} = \left(\frac{\Psi_{M-1,j-1}^t + \Psi_{M-1,j+1}^t}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

El valor de la velocidad de fase se obtiene a partir de,

$$\begin{aligned} E_{M,j} &= \frac{\Psi_{M-1,j-1} + \Psi_{M-1,j+1}}{2} \\ D_{M,j} &= \frac{\Psi_{M-3,j-1} + \Psi_{M-3,j+1}}{2} \\ F &= - \left(\frac{E_{M,j}^t - E_{M,j}^{t-2}}{E_{M,j}^t + E_{M,j}^{t-2} - D_{M,j}^t - D_{M,j}^{t-2}} \right) \frac{2\Delta y}{\Delta t} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

En este trabajo se ha hecho uso de estas ecuaciones para calcular la función de corriente p , y la vorticidad ζ en el contorno saliente.

En cuanto a la condición para la vorticidad en los contornos sólidos del obstáculo, se ha considerado que el fluido no desliza libremente (condición de no deslizamiento), por lo tanto el obstáculo actúa como fuente de vorticidad. Esta condición se formula expandiendo la función de corriente en serie de Taylor e imponiendo la condición de flujo tangencial nulo (Roache, 1982),

$$\text{Condición de no deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{obs} = 2 \left(\frac{P_{obs+1} - P_{obs}}{\Delta n^2} \right)$$

donde n es la dirección normal al contorno sólido.

Finalmente para que el esquema sea estable se ha de cumplir la siguiente relación entre el paso de malla y el paso temporal

$$\Delta t \leq \frac{\text{Re}}{4} \left(\frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \right)^{-1/2}$$

A.2.1. Algoritmo de resolución

En la figura A.2 se esquematiza los distintos pasos que se han llevado a cabo para integrar numéricamente el modelo atmosférico.

El primer paso antes de iniciar el proceso de integración es construir una malla en diferencias finitas en el dominio de interés donde tendrá lugar la integración de las ecuaciones. La integración comienza estableciendo en todos los puntos de malla los valores iniciales de la función de corriente p , y de la vorticidad, ζ . Como condición inicial se ha escogido la solución correspondiente a un flujo potencial.

La integración es un proceso iterativo donde se calcula en primer lugar los nuevos valores de la vorticidad, ζ , en los puntos interiores de la malla haciendo uso de la ecuación (A.1). A continuación, se calculan los nuevos valores para la función de corriente en los puntos interiores, resolviendo la ecuación de Poisson (ecuación A.2), en función de los nuevos valores de la vorticidad e iniciando el barrido de la malla en el contorno entrante. Para este proceso, se ha impuesto que la función de corriente permanezca constante en el contorno entrante y en los contornos laterales (condiciones A.3, A.4), y en el saliente se le aplica la condición (A.7). Para el cálculo de los valores del contorno saliente y del obstáculo se utiliza los nuevos valores de la función de corriente y los nuevos valores de la vorticidad en los puntos interiores. Después, se permutan los valores de la función de corriente y de la vorticidad y se aplica el filtro de Asselin a ambas variables, calculando a continuación el valor de la tensión y rotacional del viento. Estos últimos valores son necesarios para posteriormente ser utilizados en el modelo oceánico. Finalmente se reinicializa el proceso para un nuevo paso de tiempo.

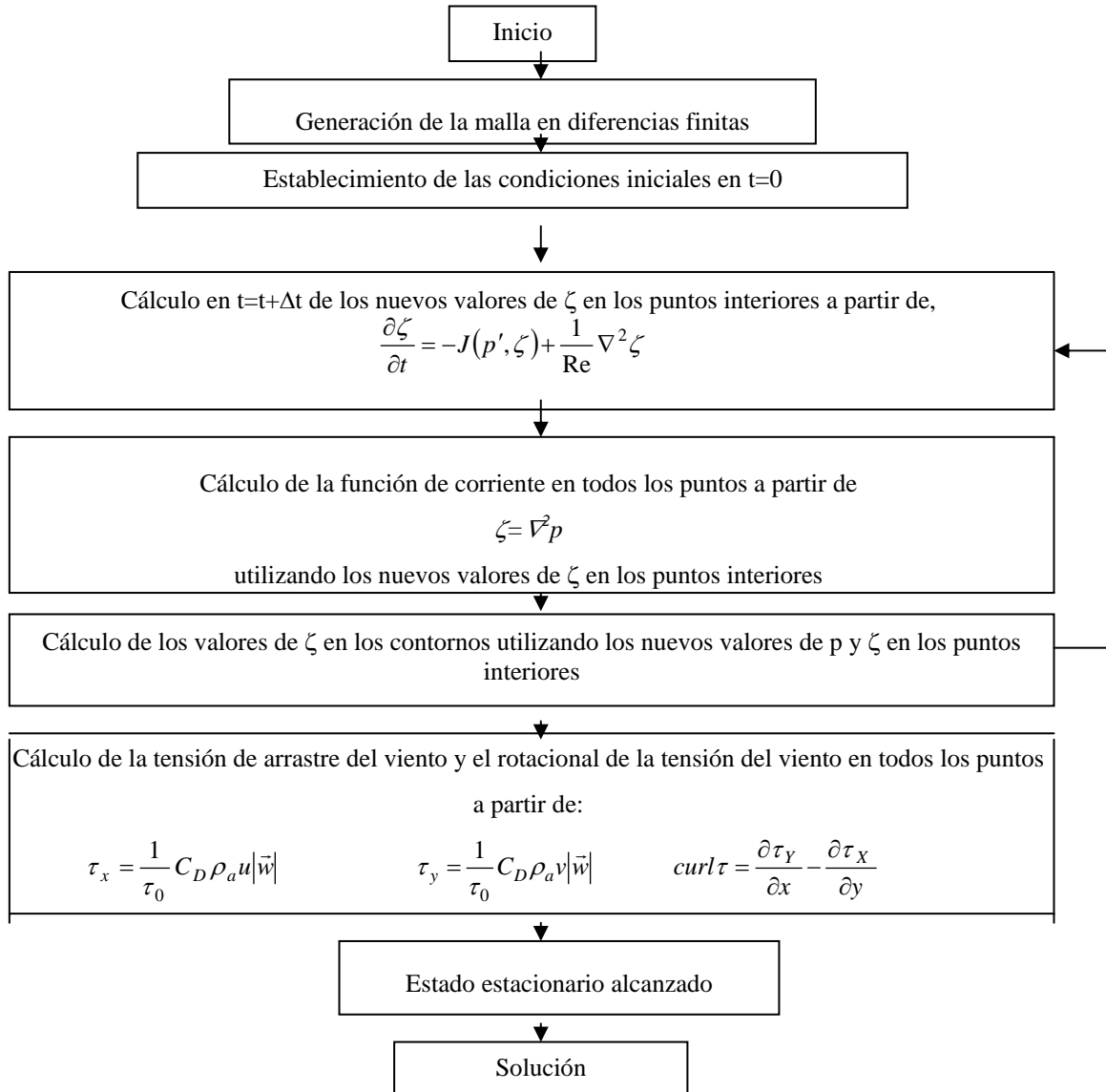


Figura A.2: Algoritmo de resolución del modelo atmosférico.

A3. Esquema numérico en el modelo oceánico

Al igual que en el modelo atmosférico para la discretización de la ecuación de balance de vorticidad (ecuación 4.17) se ha adoptado un esquema “leap-frog”, haciendo uso del método de Arakawa (1966), para discretizar el jacobiano. El esquema resultante para la ecuación de balance de vorticidad se formula como:

$$\zeta_{i,j}^{t+1} = \zeta_{i,j}^{t-1} + 2\Delta t \left[J(\zeta^t, p^t) + \frac{\tau_0 L}{\rho U^2 D} \text{curl} \tau^t + \left(\frac{1}{\text{Re}} \right) \nabla^2 \zeta^{t-1} - \left(\frac{E_V^{1/2}}{\varepsilon} \zeta_{i,j}^t \right) \right] \quad (\text{A.8})$$

donde

$$\begin{aligned}
J(\zeta, p) = & -\frac{1}{12\Delta x\Delta y} \left[(p_{i,j-1} + p_{i+1,j-1} - p_{i,j+1} - p_{i+1,j+1}) (\zeta_{i+1,j}) \right. \\
& - (p_{i-1,j-1} + p_{i,j-1} - p_{i-1,j+1} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i-1,j}) \\
& + (p_{i+1,j} + p_{i+1,j+1} - p_{i-1,j} - p_{i-1,j+1}) (\zeta_{i,j+1}) \\
& - (p_{i+1,j-1} + p_{i+1,j} - p_{i-1,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i,j-1}) \\
& + (p_{i+1,j} - p_{i,j+1}) (\zeta_{i+1,j+1}) \\
& - (p_{i,j-1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j-1}) \\
& + (p_{i,j+1} - p_{i-1,j}) (\zeta_{i-1,j+1}) \\
& \left. - (p_{i+1,j} - p_{i,j-1}) (\zeta_{i+1,j-1}) \right]
\end{aligned}$$

y

$$\nabla^2 \zeta_{i,j} = \frac{\zeta_{i+1,j} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i-1,j}}{\Delta x^2} + \frac{\zeta_{i,j+1} - 2\zeta_{i,j} + \zeta_{i,j-1}}{\Delta y^2}$$

Para solventar el problema de las inestabilidades numéricas generadas por incluir diferencias temporales centradas (esquema “leap-frog”) se ha adoptado, como en el modelo atmosférico, el filtro de Asselin que se formula como;

$$\zeta_{i,j}^{t-1} = \zeta_{i,j}^t + \frac{\alpha}{2} (\zeta_{i,j}^{t+1} - 2\zeta_{i,j}^t + \zeta_{i,j}^{t-1})$$

que después de diversos testeos se halló un valor óptimo para $\alpha=0.5$.

Para la integración numérica de la ecuación de Poisson (ecuación 4.17) y poder así calcular los valores de la función de corriente, se ha empleado el método de sobrerelajaciones sucesivas con factor de aceleración (método SQR, Roache, 1982):

$$\zeta = \nabla^2 p \rightarrow p_{i,j}^{t+a} = p_{i,j}^t + \frac{\omega}{4} [p_{i+1,j}^{t+1} + p_{i-1,j}^{t+1} + p_{i,j+1}^t + p_{i,j-1}^{t+1} - 4p_{i,j}^t - \Delta x \Delta y \zeta_{i,j}^{t+1}] \quad (\text{A.9})$$

el factor de aceleración óptimo hallado es $\omega=0.1109375$.

En este caso también se ha exigido que el flujo entrante fuera irrotacional y constante (de valor adimensional igual a la unidad). Esta condición, como se ha comentado se formula como:

$$\left. \begin{array}{l} \zeta_{i,j} = 0 \\ u = -\frac{p_{1,j+1} - p_{1,j}}{\Delta y} = cte = 1 \end{array} \right\} \rightarrow j = 1, N \quad (\text{A.10})$$

Asimismo se ha impuesto que el flujo discurra por un canal en cuyas paredes laterales desliza libremente. La anchura del canal se ha tomado lo suficientemente grande para que los posibles efectos de las paredes no se transmitan al fluido interior. En estas paredes se ha tomado el valor del flujo entrante para definir la función de corriente y la vorticidad;

$$\left. \begin{array}{l} p_{i,j} = p_{1,1}; p_{i,N} = p_{1,N} \\ \zeta_{i,1} = \zeta_{i,N} = 0 \end{array} \right\} \rightarrow i = 1, M \quad (\text{A.11})$$

Para el contorno por donde el fluido abandona el dominio numérico se ha utilizado, como en el modelo atmosférico, una implementación de la condición radiacional de Orlansky desarrollada por Camerlengo y O'Brien (1980) (ecuación A7).

En cuanto la condición para la vorticidad en los contornos sólidos del obstáculo, dependerá de sí se decide tomar condiciones de deslizamiento o no-deslizamiento. En el caso que se considere que el fluido desliza libremente en el contorno sólido, no habrá producción de vorticidad por parte del obstáculo, desarrollándose un flujo potencial.

$$\text{Condición de deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{obs} = 0$$

Cuando el fluido no desliza libremente, el obstáculo actúa como fuente de vorticidad. Esta condición se formula expandiendo la función de corriente en serie de Taylor e imponiendo la condición de flujo tangencial nulo (Roache, 1982),

$$\text{Condición de no deslizamiento} \quad \rightarrow \zeta_{obs} = 2 \left(\frac{P_{obs+1} - P_{obs}}{\Delta n^2} \right)$$

donde n es la dirección normal al contorno sólido.

Finalmente para que el esquema sea estable se ha de cumplir la siguiente relación entre el paso de malla y el paso temporal

$$\Delta t \leq \frac{\text{Re}}{4} \left(\frac{1}{\Delta x^2 + \Delta y^2} \right)^{-1/2}$$

A.3.1. Algoritmo de resolución

En la figura A.3 se esquematiza los distintos pasos que se han llevado a cabo para integrar numéricamente el modelo atmosférico.

El primer paso antes de iniciar el proceso de integración es construir una malla en diferencias finitas en el dominio de interés donde tendrá lugar la integración

de las ecuaciones. La integración comienza estableciendo en todos los puntos de malla los valores iniciales de la función de corriente p , y de la vorticidad, ζ . Como condición inicial se ha escogido la solución correspondiente a un flujo potencial. También en un primer momento es necesario introducir el campo medio del viento, calculado mediante el modelo atmosférico, que será el responsable de forzar el modelo oceánico.

La integración es un proceso iterativo donde se calcula en primer lugar los nuevos valores de la vorticidad, ζ , en los puntos interiores de la malla haciendo uso de la ecuación (A.8). A continuación, se calculan los nuevos valores para la función de corriente en los puntos interiores, resolviendo la ecuación de Poisson (ecuación A.9), en función de los nuevos valores de la vorticidad e iniciando el barrido de la malla en el contorno entrante. Para este proceso, se ha impuesto que la función de corriente permanezca constante en el contorno entrante y en los contornos laterales (condiciones A.10, A.11), y en el saliente se le aplica la condición (A.7). Para el cálculo de los valores del contorno saliente y del obstáculo se utiliza los nuevos valores de la función de corriente y los nuevos valores de la vorticidad en los puntos interiores. Finalmente se permutan los valores de la función de corriente y de la vorticidad relativa y se aplica el filtro de Asselin a ambas variables, reiniciando el proceso para un nuevo paso de tiempo.

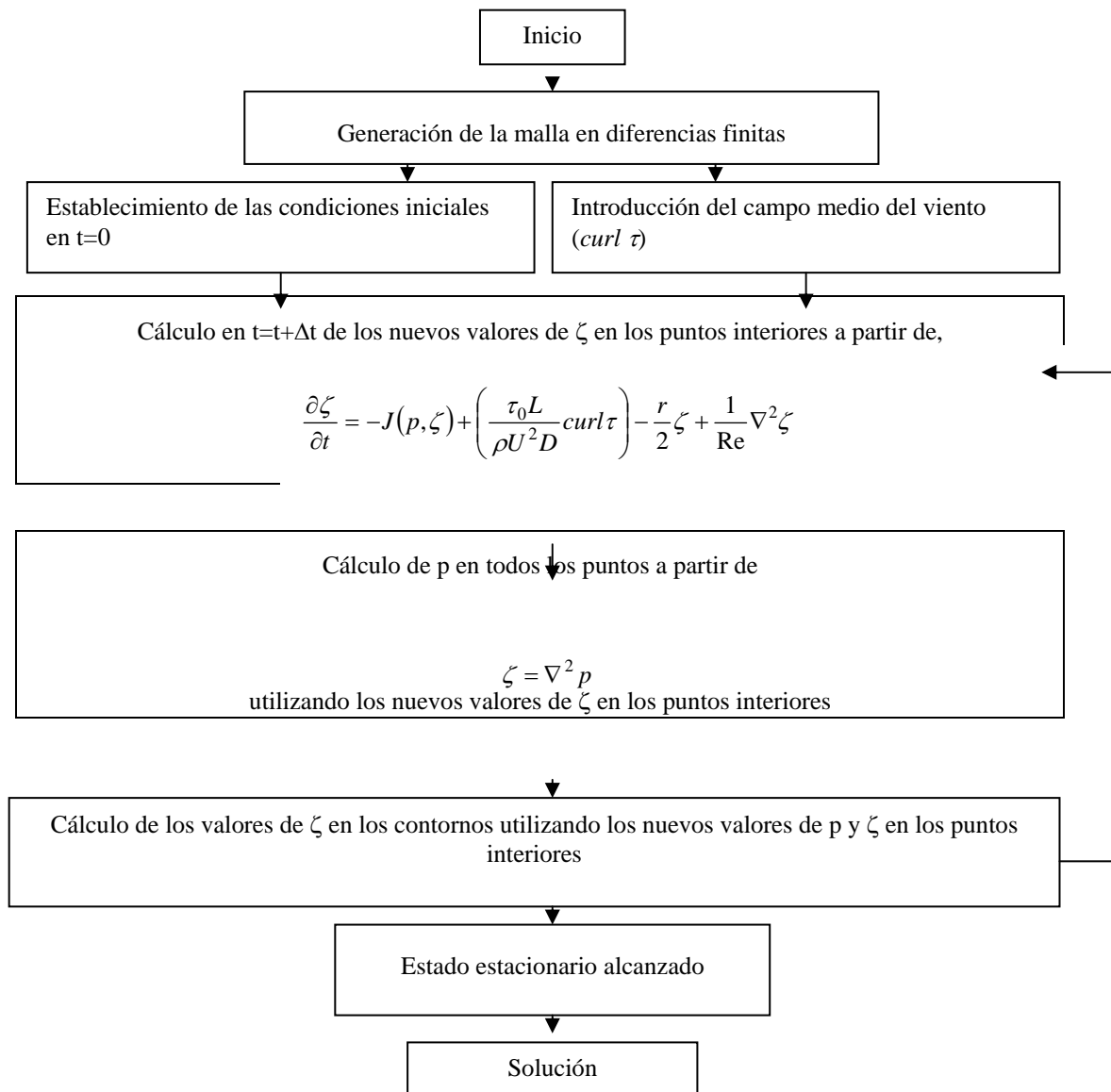


Figura A.3: Algoritmo de resolución del modelo oceánico.

Referencias



La ciencia no sirve más que para darnos una idea de lo extensa que es nuestra ignorancia.

Lamennais

ALLDREDGE, A.L. and HAMNER, W.M. (1980) **Recurring aggregation of zooplankton by a Tidal Current.** *Estuarine and Coastal Marine Science*, **10**, 31-37.

ANGEL, M.V. and M.J.R. FASHAM (1983) **Eddies and biological processes.** *In: Eddies in marine science*, A.R. Robinson, editor, Springer-Verlag, Berlin, 492-524.

ARAKAWA, A. (1966) **Computational Design for Long-term numerical integration of the equations of fluid motion.** *J. Comp. Phys.*, **1**, 119-143.

ARÍSTEGUI, J., S. HERNÁNDEZ-LEÓN, M. GÓMEZ, L. MEDINA, A. OJEDA and S. TORRES (1989) **Influence of the north trade winds on the biomass and production of neritic plankton around Gran Canaria island.** *Ros J.D. (ed), Topics in Marine Biology. Sci. Mar.*, **53**(2-3), 223-229.

ARÍSTEGUI, J., P. SANGRÁ, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, M. CANTÓN, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, and J.L. KERLING (1994) **Island-induced eddies in the Canary Islands.** *Deep-Sea Research*, **41**, 1509-1525.

ARÍSTEGUI, J., P. TETT, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, G. BASTERRETxea, M.F. MONTERO, K. WILD, P. SANGRÁ, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, M. CANTÓN, J.A. GARCÍA-BRAUN, M. PACHECO and E.D. BARTON (1997) **The influence of island generated eddies on chlorophyll distribution: a study of mesoscale variation around Gran Canaria.** *Deep- Sea Research* 1, **44**, 71-96.

ARÍSTEGUI, J. and M.F. MONTERO (2002) **Temporal and spatial changes in microplankton respiration and biomass in the Canary Islands: the effect of mesoscale variability.** *Journal of Marine Systems* (sometido).

ARMI, L. and H. STOMMEL (1983) **Four views of a portion of the North Atlantic subtropical gyre.** *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 828-857.

ASSELIN, R. (1972) **Frecuency filters for time integration.** *Month. Weath. Rev.*, **100**, 487-490.

BARKLEY, R.A. (1972) **Johnston Atoll's wake.** *Journal of Marine Research*, **30**, 201-216.

BARTON, E.D. (1987) **Meanders, eddies and intrusions in the thermohaline front off northwest Africa.** *Oceanologica Acta*, **10**, 267-283.

BARTON, E.D., M.L. ARGOTE, J. BROWN, P.M. KOSRO, M. LAVÍN, J.M. ROBLES, R.L. SMITH, A. TRASVIÑA and H.S. VÉLEZ (1993) **Supersquirt: dynamics of the Gulf of Tehuantepec, Mexico.** *Oceanography*, **6**, 23-30.

BARTON, E.D. (1994a) **Frontal structures downwind and downstream of Gran Canaria.** *Annales Geophysicae*, **12**, Suppl. II, C267.

BARTON, E.D. (1994b) **European Coastal Transition Zone: Islas Canarias.** *Final report MAST Project 0031, School of Ocean Sciences, University of Wales, Bangor, UK*, 90 pp.

BARTON, E.D. (1998) **Eastern boundary of the North Atlantic: Northwest Africa and Iberia.** *The sea, John Wiley & Sons*, **11**, 633-657.

BARTON, E.D., J. ARÍSTEGUI, P. TETT, M. CANTÓN, J. GARCÍA-BRAUN, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, L. NYKJAER, C. ALMEIDA, J. ALMUNIA, S. BALLESTEROS, G. BASTERRETXE, J. ESCÁNEZ, L. GARCÍA-WEILL, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, F. LÓPEZ-LAATZEN, R. MOLINA, M.F. MONTERO, E. NAVARRO-PÉREZ, J.M. RODRÍGUEZ, K. VAN LENNING, H. VÉLEZ, and K. WILD (1998) **The transition zone of the Canary Current upwelling region.** *Progress in Oceanography*, **41**, 455-504.

BARTON, E.D., G. BASTERRETXE, P. FLAMENT, E.G. MITCHELSON-JACOB, B. JONES, J. ARÍSTEGUI and F. HERRERA (2000) **Lee region of Gran Canaria.** *Journal of Geophysical Research*, Vol. **105**, n° C7, 17173-17193.

BARTON, E.D., P. FLAMENT, H. DODDS and E.G. MITCHELSON-JACOB (2001) **Mesoscale structure viewed by SAR and AVHRR near the Canary Islands.** *An interdisciplinary view of the ocean. J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl. 1), 167-175.

BARTON, I.J. (1995) **Satellite-derived sea surface temperatures: current status.** *Journal of Geophysical Research*, **100**, 8777-8790.

BASTERRETXEA, G. (1994) **Influencia de las estructuras oceanográficas mesoescalares sobre la producción primaria en la Región Canaria.** *Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 120 pp.

BASTERRETXEA, G. and J. ARÍSTEGUI (2000) **Mesoscale variability in phytoplankton biomass distribution and photosynthetic parameters in the Canary-NW African coastal transition zone.** *Mar. Ecol. Prog. Ser.*, **197**, 27-40.

BASTERRETXEA, G., E.D. BARTON, P. TETT, P. SANGRÀ, E. NAVARRO-PÉREZ and J. ARÍSTEGUI (2002) **Eddy and deep chlorophyll maximum response to wind-shear in the lee of Gran Canaria.** *Deep-Sea Research, Part I*, **49**, 1087-1101.

BATCHELOR, G.K. (1967) **An introduction to fluid mechanics.** *Cambridge University Press, New York*, 515 pp.

BEARMAN, P.W. (1984) **Vortex shedding from oscillating bluff bodies.** *Annual Review Fluid Mechanics*, **16**, 195-222.

BERGER, E. and R. WHITE (1972) **Periodic flow phenomena.** *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 313-340.

BINDOFF, N.L. and T.J. MCDUGALL (1994) **Diagnosing climate change and ocean ventilation using hydrographic data.** *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1137-1152.

- BODEN, B. (1952) **Natural conservation of insular plankton.** *Nature*, **169**, 697-699.
- BOEHLERT, G.W., W. WATSON and C. SUN (1992) **Horizontal and vertical distributions of larval fishes around an isolated oceanic island in the Tropical Pacific.** *Deep-Sea Research*, **39**, 439-466.
- BORGES-MÉNDEZ, R. (2000) **Variabilidad de la temperatura superficial del mar en el Suroeste del Atlántico Norte.** *Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 287 pp.
- BOSSART, L.F. (1983) **Analysis of a California Catalina eddy event.** *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1619-1633.
- BOWER, S.A., H.T. ROSSBY and J.L. LILLIBRIDGE (1985) **The Gulf Stream-Barrier or Blender?.** *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 24-32.
- BOYER, D.L. (1970) **Flow past a right circular cylinder in rotating frame.** *J. Bas. Eng.*, **92**, 430-436.
- BOYER, D.L. and P.A. DAVIES (1982) **Flow past a circular cylinder in a rotating frame.** *Phil. Trans. R. Soc. London*, **A306**, 533-556.
- BOYER, D.L. and M.L. KMETZ (1983) **Vortex shedding in rotating flows.** *Geophys. Astrophys. Fluid Dynam.*, **26**, 51-43.

BOYER, D.L., M.L. KMETZ, L. SMATHERS, G. CHABERT D'HIERES and H. DIDELLE (1984) **Rotating open channel flow past a right circular cylinder.** *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **30**, 271-304.

BOYER, D.L. and L. TAO (1987) **On the motion of linearly stratified rotating fluids past capes.** *J. Fluid Mech.*, **180**, 429-449.

BRAUN, J.G (1980) **Estudios de producción en aguas de las Islas Canarias. I, hidrografía, nutrientes y producción primaria.** *Boletín del Instituto Español de Oceanografía*, **285**, 149-154.

BRAZA, M., P. CHASSAING and H.H. MINH (1986) **Numerical study and physical analysis of the pressure and velocities fields in the near wake of circular cylinder.** *J. Fluid Mech.*, **165**, 79-130.

BREUER, M. (2000) **A challenging test case for large eddy simulation: height Reynolds number circular cylinder flow.** *International Journal of Heat and fluid Flow*, **21**, 648-654.

BREUER, M., J. BERNSDORF, T. ZEISER and F. DURST (2000) **Accurate computations of the laminar flow past a square cylinder based on two different methods: lattice-Boltzmann and finite-volume.** *International Journal of Heat and fluid Flow*, **21**, 186-196.

CALDEIRA, R.M.A., P. RUSSELL and A. AMORIN (2001) **Evidence of an unproductive coastal front in Baía D'Abra, an embayment on the south east of Madeira Island, Portugal.** *Bulletin of Marine Science*, **69** (3), 1057-1072.

CALDEIRA, R.M.A., S. GROOM, P. MILLER, D. PILGRIM and N.P. NEZLIN (2002) **Sea-surface signatures of the island mass effect phenomena around Madeira Island. Northeast Atlantic. Remote Sensing of the Environment**, 80, 336-360.

CALDEIRA, R.M.A., and P. MARCHESIELLO (2002) **Ocean response to wind sheltering in the Southern California Bight. Geophysical Research Letters**, enviado.

CALDEIRA, R.M.A. (2002) **Multidisciplinary oceanographic studies of a small island in the Southern California Bight. Thesis Doctoral, University of California. Los Angeles**, 163 pp.

CAMERLENGO, A.L. and J.J. O'BRIEN (1980) **Open boundary conditions in rotating fluids. J. Comp. Phys.**, 35, 12-34.

CASTRO I., S. VOSPER, M. PAISLEY and P. HAYDEN (2001) **Vortex shedding behind tapered obstacles in neutral & stratified flow. Dynamics of atmospheres and oceans**, 34 (2-4), 145-163.

CHABERT D'HIERES, G., P.A. DAVIES and H. DIDELE (1988) **A laboratory study of pseudo-periodic force due to vortex shedding from an isolated obstacle in a homogeneous rotating fluid. Mesoscale/Synoptic coherent structures in geophysical turbulence. J.C.J. Nihoul y B.M. Jamart (editores), Elsevier, Amsterdam.**

CHABERT D'HIERES, G., P.A. DAVIES and H. DIDELE (1989) **A laboratory study of the lift forces on a moving solid obstacle in a rotating fluid. Dyn Atmos. Oceans** 13, 47-75.

CHAVANNE C., P. FLAMENT, R. LUMPKIN, B. DOUSSET and A. BENTAMY (2002) **Scatterometer observations of wind variations induced by oceanic islands: Implications for wind-driven ocean circulation.** *Canadian Journal of Remote Sensing*, **28** (3), 466-474.

CHOPRA, K.P., and L.F. HUBERT (1964) **Karman vortex-streets in Earth atmosphere.** *Nature*, **203**, 1341-1342.

CHOPRA, K.P., and L.F. HUBERT (1965) **Mesoscale eddies in the wake of islands.** *J. Atmos. Scie.*, **22**, 652-647.

CHOPRA, K.P. (1973) **Atmospheric and oceanic flow problems introduced by islands.** *Adv. Geophys.*, **16**, 297-421.

COUNTANCEAU, M. and R. BOUARD (1977) **Experimental determination of the main features of the viscous flow in the wake of a circular cylinder in a uniform translation. Part 1. Steady flow.** *J. Fluid. Mech.*, **79**, 231-256.

COUTIS, P.F. and J.H. MIDDLETON (1999) **Flow-topography interaction in the vicinity of an isolated, deep ocean island.** *Deep Sea Research Part I Oceanographic Research Papers*, **46**, 1633-1652.

COUTIS, P.F. and J.H. MIDDLETON (2002) **The physical and biological impact of a small island wake in the deep ocean.** *Deep Sea Research Part I*, **49**, 1341-1361.

COWEN, R.K. and L.R. CASTRO (1994) **Relation of coral reef fish larval distributions to island scale circulation around Barbados, West Indies.** *Bulletin of Marine Science*, **54**, 228-244.

CUSHMAN-ROISIN, B. (1994) **Introduction to Geophysical Fluid Dynamical.** *Prentice Hall*, 320 pp

DANDONNEAU, Y. and L. CHARPY (1985) **An empirical approach to the island mass effect in the south tropical Pacific based on sea surface chlorophyll concentrations.** *Deep-Sea Research*, **32**, 707-721.

DAVIS, C., S. LOW-NAM and C. MASS (2000) **Dynamics of a Catalina eddy revealed by numerical simulation.** *Mon. Wea. Rev.*, **128**, 2885-2904.

DE LEÓN, A.R. and J.G. BRAUN (1973) **Ciclo anual de la producción primaria y su relación con los nutrientes en aguas canarias.** *Boletín del Instituto Español de Oceanografía*, **167**, 1-24.

DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS and G. SIËDLER (1980) **General Oceanography: an introduction** (2nd edition). *John Wiley and Sons, USA*, 626 pp.

DIETRICH, D.E., M.J. BOWMAN, C.A. LIN and A. MESTAS NUNEZ (1996) **Numerical studies of small island wakes.** *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **83**, 195-231.

DIGIACOMO, P.M. and B. HOLT (2001) **Satellite observations of small coastal ocean eddies in the Southern California Bight.** *Journal of Geophysical Research*, **106** (C10), 22521-22543.

DOTY, M.S. and M. OGURI (1956) **The island mass effect.** *J. Cons. Perm. Int. Explor. Mer.*, **22**, 33-37.

DUTTON JOHN, A. (1986) **The ceaseless wind: An introduction to the Theory of Atmospheric Motion.** Dover, 617pp.

EATON, B.E. (1987) **Analysis of laminar vortex shedding behind a circular cylinder by computer-aided flow visualition.** *Journal Fluid Mechanics*, **180**, 117-145.

ESTEBAN, M. (2000) **Modelado en elementos finitos del desprendimiento de vórtices por obstáculos. Aplicación a las Islas Canarias.** *Tesis doctoral, Universidad de Alcalá de Henares*, 192 pp.

ETLING, D. (1990) **Mesoscale vortex shedding from large islands: A comparison with laboratory experiment of rotating stratified flows,** *Meteorol. Atmos. Phys.*, **43**, 145-151.

FALKOWSKI, P.G., D. ZIEMMAN, Z. KOLBER and P.K. BIENFANG (1991) **Role of eddy pumping in enhancing primary production in the ocean.** *Nature*, **352**, 55-58.

FEDOSEEV, A. (1970) **Geostrophic circulation of surface waters on the shelf of Northwest Africa.** *Rapport et Procès-Verbaux des Réunions, Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, **159**, 30-37.

FIEKAS, V., J. ELKEN, T.J. MÜLLER, A. AITSAM and W. ZENK (1992) **A view of the Canary Basin thermocline circulation in winter.** *Journal of Geophysical Research*, **97**, 12495-12510 .

FLAMENT, P., L. ARMI and L. WASHBURN (1985) **The evolving structure of an upwelling filament.** *Journal of Geophysical Research*, **90**, 11765-11778.

FLAMENT, P. (1994) **Wind-driven oceanic processes in the lee of the island of Hawaii.** *Annales Geophysicae*, **12** (II), C268.

FLAMENT, P., J. FIRING, M. SAWYER, and C. TREFOIS (1994) **Amplitude and horizontal structure of a large diurnal sea surface warming event during the Coastal Ocean Dynamics Experiment.** *Journal of Physical Oceanography*, **24**, 124-139.

FRATANTONI, D. and P.L. RICHARDSON (1999) **SOFAR float observations of an intermediate-depth Eastern Boundary Current and mesoscale variability in the Eastern Tropical Atlantic Ocean.** *Journal of Physical Oceanography*, **29**, 1265-1278.

FRAGA, F. (1974) **Distribution des masses d'eau dans l'upwelling de Mauritanie.** *Thetys*, **6**, 5-10.

FURUKAWA, K. and E. WOLANSKI (1998) **Shallow-water frictional effects in island wakes.** *Estuarine Coastal and Shelf Science*, **46**, 599-608.

GARCÍA, L. (1998) **Descripción y análisis cuantitativo mediante series de imágenes de satélite de la dinámica de las aguas superficiales del Noroeste de Africa.** *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria.*

GENT, P.R. and J.C. Mc WILLIAMS (1986) **The instability of barotropic circular vortices.** *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **35**, 209-233.

GERRARD (1978) **The wake of cylindrical bluff bodies at low Reynolds number.** *Philos. Trans. R. Soc. London*, **288**, 351-382.

GILL, A.E. (1982) **Atmosphere-ocean dynamics.** *Academic Press, New York*, 662 pp.

GILMARTIN, M. and N. REVELANTE (1974) **The island mass effect on the phytoplankton and primary production of the Hawaiian Islands.** *J. Exp. Mar. Biol. Ecol.*, **16**, 181-204.

GÓMEZ CABRERA, M.M. (1991) **Biomasa y actividad metabólica del zooplanctón en relación con un efecto de masa de isla en aguas de Gran Canaria.** *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 236 pp.

GOULD, W.J. (1985) **Physical Oceanography of the Azores Front.** *Progress in Oceanography*, **14**, 167-190.

HAGEN, E., C. ZULICKE and R. FEISTEL (1996) **Near-surface structures in the Cape Ghir filament of Morocco.** *Oceanologica Acta*, **19**, 577-598.

HAIIDVOGEL, D.B., A.R. ROBINSON and E.E. SCHULLMAN (1980) **The accuracy, efficiency and stability of three numerical models with application to the open ocean problems.** *J. Comp. Phys.*, **34**, 1-53.

HAMNER, W.M. and HAURI, I.R. (1981) **Effects of island mass: water flow and plankton patterns around a reef in the Great Barrier Reef lagoon, Australia.** *Limnology and Oceanography*, **26** (6), 1084-1102.

HAYNES, R. and E.D. BARTON (1990) **A poleward flow along the Atlantic coast of the Iberian Peninsula.** *Journal of Geophysical Research*, **95**, 11425-11442.

HAYNES, R., E.D. BARTON and Y. PILLING (1993) **Development, persistence and variability of upwelling filament off Atlantic coast of the Iberian Peninsula.** *Journal of Geophysical Research*, **98**, 22681-22692.

HAYWARD, T.L. and A.W. MANTYLA (1990) **Physical, chemical and biological structure of a coastal eddy near Cape Mendocino.** *Journal of Marine Research*, **48**, 825-850.

HERNÁNDEZ-GUERRA, A. (1990) **Estructuras oceanográficas observadas en las aguas que rodean las islas Canarias mediante escenas de los sensores AVHRR y CZCS.** *Tesis Doctoral. Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 198 pp.

HERNÁNDEZ-GUERRA, A., J. ARISTEGUI, M. CANTON, and L. NYKJAER (1993) **Phytoplankton pigment patterns in the Canary Islands area as determined using Coastal Zone Color Scanner data.** *International Journal of Remote Sensing*, **14**, 1431-1437 pp.

HERNÁNDEZ-GUERRA, A. and L. NYKJAER (1997) **Sea surface temperature variability off north-west Africa: 1981-1989.** *International Journal of Remote Sensing*, **18**, 2539-2558.

HERNÁNDEZ-GUERRA, A., F. LÓPEZ-LAATZEN, F. MACHÍN, D. DE ARMAS and J.L. PELEGRÍ (2001) **Water masses, circulation and transport in the eastern boundary current of the North Atlantic subpolar gyre.** *An interdisciplinary view of the ocean. J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl. 1), 177-186.

HERNÁNDEZ-GUERRA, A., F. MACHÍN, A. ANTORANZ, J. CISNEROS, C. GORDO, A. MARRERO, A. MARTÍNEZ, A.W. RATSIMANDRESY, A. RODRÍGUEZ, P. SANGRÀ, F. LÓPEZ-LAAZEN, G. PARRILLA and J.L. PELEGRÍ (2002) **Temporal variability of the thermal structure and mass transport in the Canary Current.** *Deep-Sea Research* (en imprenta).

HERNÁNDEZ-LEÓN, S., O. LLINÁS, and J.G. BRAUN (1984) **Nota sobre la variación de la biomasa del mesozooplanción en aguas de Canarias.** *Investigación Pesquera*, **48**, 495-508.

HERNÁNDEZ-LEÓN, S. (1988a) **Ciclo anual de la biomasa del mesozooplanción sobre una arrea de plataforma en aguas del Archipiélago Canario.** *Investigaciones Pesqueras*, **52**, 3-16.

HERNÁNDEZ-LEÓN, S. (1988b) **Gradients of mesozooplankton biomass and ETS activity in the wind-shear area as evidence of an island mass effect in the Canary island waters.** *Journal of Plankton Research*, **10** (6), 1141-1154.

HERNÁNDEZ-LEÓN, S., ALMEIDA, C., YEBRA, L., ARÍSTEGUI, J., FERNÁNDEZ DE PUELLES, M.L. and GARCÍA BRAUN, J. (2001) **Zooplankton abundance in subtropical waters: is there a lunar cycle?. An interdisciplinary view of the ocean.** *J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl.1), 59-63.

HEYWOOD, K.J., E.D. BARTON and J.H. SIMPSON (1990) **The effects of flow disturbance by an oceanic island.** *Journal of Marine Research*, **18**, 55-73.

HEYWOOD, K.J., D.P. STEVENS and G.R. BIGG (1996) **Eddy formation behind the tropical island of Aldabra.** *Deep-Sea Research I*, **43** (4), 555-578.

HOLLAND, W.R. (1978) **The role of mescale eddies in the general circulation of the ocean: Numerical experiments using a wind driven quasigestrophic model.** *Journal Physical Oceanographic*, **8**, 363-392.

HUANG, R.X. (1989) **On the three-dimensional structure of the wind-driven circulation in the North-Atlantic.** *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, **15**, 117-159.

INOUE O., T. YAMAZAKI and T. BISAKA (1995) **Numerical simulation of forced wakes around a cylinder.** *International Journal of Heat and fluid flow*, **16**, 327-332.

INOUE O. and T. YAMAZAKI (1996) **Secondary vortex streets in two-dimensional cylinder wakes.** *Fluid. Dyn. Res.*, **25**, 1-18.

JOHNSON, J., and I. STEVENS (2000) **A fine resolution model of eastern North Atlantic between the Azores, the Canary Islands and the Gibraltar Strait.** *Deep-Sea Research I*, **47**, 875-899.

JONES, E.C. (1962) **Evidence of an island effect upon the standing crop of zooplankton near the Marquesas Islands, Central Pacific.** *J. Cons. Int. Explor. Mer.*, **27**, 223-231.

KÄSE, R.H. and G.SIEDLER (1982) **Meandering of the subtropical southeast of the Azores.** *Nature*, **300**, 245-246.

KÄSE, R.H., W. ZENK, T.B. SANDFORD and W. HILLER (1985) **Currents, fronts and eddy fluxes in the Canary Basin.** *Progress in Oceanography*, **14**, 231-257.

- KÄSE, R.H., J.F. PRICE, P.L. RICHARDSON and W. ZENK (1986) **A quasi-synoptic survey of the thermocline circulation and water mass distribution within the Canary Basin.** *Journal of Geophysical Research*, **91**, 9739-9748.
- KELES R. (2000) **Active control of transition to turbulence in the wake of a cylinder.** *Aircraft Design*, **3**, 1-15.
- KESSLER, R.C. and S.G. DOUGLAS (1991) **A numerical study of mesoscale eddy development over the Santa Barbara channel.** *J. Appl. Meteor.*, **30**, 633-651.
- KLEIN, B. and G. SIEDLER (1989) **On the origin of the Azores Current.** *Journal of Geophysical Research*, **94**, 6159-6168.
- KLEIN, B. and B. LIEN-HUA (1990) **The mesoscale variability of sea surface temperature: An analytical and numerical model.** *Journal of Marine Research*, **48**, 729-763.
- KNOLL, M., A. HERNÁNDEZ-GUERRA, B. LENZ, F. LÓPEZ-LAAZEN, F. MACHÍN, T.J. MÜLLER and G. SIEDLER (2002) **The Eastern Boundary Current System between the Canary Islands and the African coast.** *Deep-Sea Research* (en imprenta).
- KRAUSS, W. and C. WÜBBER (1982) **Response of the North Atlantic to annual wind variation along the eastern coast.** *Deep-Sea Research*, **29**, 851-868.
- KUNDU, P.K. (1990) **Fluid mechanics.** *Academic Press, Inc. California*. 638 pp.

KYOZO, J.O.R., F. FUJIOKA and D.E. STEVENS (2001) **Numerical simulation of the Maui Vortex in the Trade Winds.** *J. Meteor. Soc. Japan*, **74** (6), 863-874 pp.

LA VIOLETTE, P.E. (1974) **A satellite-aircraft thermal study of the upwelled waters off Spanish Sahara.** *Journal of Physical Oceanography*, **4**, 676-685.

LAÍZ, I., P. SANGRÀ, J.L. PELEGRÍ and A. MARRERO-DÍAZ (2001) **Sensitivity of an idealized subtropical gyre to eastern boundary conditions.** *An interdisciplinary view of the ocean. J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl.1), 187-194.

LEBORGNE, R.L., DANDONNEAU, Y., and LEMASSON, L. (1985) **The problem of the island mass effect on chlorophyll and zooplankton standing crops around Mare (Loyalty Islands) and New Caledonia.** *Bulletin of Marine Science*, **37**, 450-459.

LE PROVOST, C., C. BERNIER and E. BLAYO (1994) **A comparison of two numerical methods for integrating a quasi-geostrophic multilayer model of oceans circulations: finite elements and finite differences methods.** *J. Comp. Phys.*, **110**, 341-359.

LEE, S.K., J.L. PELEGRÍ and J. KROLL (2001) **Slope control in western boundary currents.** *Journal of Physical Oceanography*, **31**, 3349-3360.

LLAMBAIS, E. and J.H. SILVESTRINI (2002) **Direct numerical simulation of interactions between a mixing layer and a wake around a cylinder.** *Journal of Turbulence*, **3**, art. n° 028.

LOBEL, P.S. and A.R. ROBINSON (1986) **Transport and entrapment of fish larvae by ocean mesoscale eddies and currents in Hawaiian waters.** *Deep-Sea Research*, **33**, 483-500.

LOHRENZ, S.E., J.J. CULLEN, D.A. PHYNNEY, D.B. OLSON and C.S. YENTSCH (1993) **Distributions of pigments and primary production in a Gulf Stream Meander.** *Journal of Geophysical Research*, **93**, 14545-14560.

LOZIER, M.S., W.B. OWENS and R.G. CURRY (1995) **The climatology of the North Atlantic.** *Progress in Oceanography*, **36**, 1-44.

LUMPKIN, C.F. (1998) **Eddies and currents of the Hawaiian Islands.** *PhD Thesis, University of Hawaiian at Manoa, Honolulu*, 281 pp.

LUYTEN, J., J. PEDLOSKY and H. STOMMEL (1983) **The ventilated thermocline.** *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 292-309.

MAILLARD, C (1986) **Atlas Hydrologique de l'Atlantique Nord-Est.** *Institut Francais de Recherche pour l'Exploration de la Mer, Brest*, 32 pp.

MAILLARD, C and R. KÄSE (1989) **The near surface flow in the subtropical gyre south the Azores.** *Journal of Geophysical Research*, **94**, 16133-16140.

MANRÍQUEZ, M and F. FRAGA (1982) **The distribution of water masses in the upwelling region off Northwest Africa in November.** *Rapports et procès-verbaux des réunions. Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, **180**, 39-47.

MARRERO DÍAZ, M^a DE LOS ANGELES (2002) **Acoplamiento entre el giro subtropical del Atlántico Norte y el afloramiento costero en el noroeste africano.** *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 252 pp.

MASSEY, B.S. (1984) **Mechanics of Fluids.** *Van Nostrand Reinhold, New York*, 625 pp.

McCALPIN, J.D. (1987) **On the adjustment of azimuthally perturbed vortices.** *Journal of Geophysical Research*, **92**, 1155-1182.

McCLAIN, C.R., W.E. ESAIAS, W. BARNES, B. GUENTHER, D. ENDRES, S.B. HOOKER, B.G. MITCHELL and R. BARNES (1996) **SeaWiFS calibration and validation quality control procedures.** *NASA Tech. Memo. 104566*, vol. **38**, *SeaWiFS Tech. Report Series*, 64 pp.

MEACHAN, S.P, G.R. FLIERL and U. SEND (1990) **Vortices in shear.** *Dynamics of atmospheres and Oceans*, **14**, 333-386.

MENVIELLE, S. (1994) **Modelisation de système marin canarien associé aux tourbillons océaniques.** *Mémoire de DEA. Université de Liège*, 47 pp.

MITTELSTAEDT, E. (1991) **The ocean boundary along Northwest African coast: Circulation and oceanographic properties at the sea surface.** *Progress in Oceanography*, **26**, 307-355.

MOLINA, R. (1976) **Consideraciones sobre la Corriente de Canarias.** *II Asamblea Nacional de Geodesia y Geofísica. Comunicaciones*, **3**, 1567-1588.

MOLINA, R. and F.L. LAATZEN (1986) **Corrientes en la región comprendida entre las Islas Canarias orientales, Marruecos y las islas de Madeira. Campaña "Norcanarias I"**. *Revista de Geofísica*, **42**, 41-52.

MOLINA, R. and F.L. LAATZEN (1989) **Hidrografía en la región Canaria. Campaña Canarias I**. *I. Bol. Inst. Esp. Oceanogr.*, **5**, 71-86.

MOLINA, R., J.M. CABANAS and F.L. LAATZEN (1998) **Corrientes e hidrografía en la región Canaria. Campaña Canaria 9025**. *Bol. Inst. Esp. Oceanogr.*, 121, 43-52.

MORE, D.W. and P.G. SAFFMAN (1975) **The density of organised vortices in a turbulent mixing layer**. *J. Fluid. Mech.*, **69**, 465-473.

MÜLLER, T.J., J. XU, O. LLINAS and E. PÉREZ-MARTELL (1990) **Hydrographic and current observations in the North-East Atlantic Ocean- Data Report F.S. POLARSTEN Cruise ANT IV/Ib, F.S. POSEIDON Cruise 124, B.O. TALIARTE Cruise XIV, September to December 1985**. *Ber. Inst. f. Meeres. Kiel*, n° **202**, 150s.

MÜLLER, T.J., and G. SIEDLER (1992) **Multi-year current time series in the eastern North Atlantic Ocean**. *Journal of Marine Research*, **50**, 63-98.

NAVARRO-PÉREZ, E. (1996) **Physical Oceanography of the Canary Current: Short term, seasonal and interannual variability**. *Ph. D. Thesis, University of Wales, Bangor, England*, 196 pp.

NAVARRO-PÉREZ, E. and E.D. BARTON (2001) **Seasonal and interannual variability of the Canary Current. An interdisciplinary view of the ocean.** *J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl.1), 205-213.

NAYA, A. (1984) **Meteorología superior.** *Espasa-Calpe, S.A.* 546 pp.

NICKERSON, E.C. and M.A. DIAS (1981) **On the existence of atmospheric vortices downwind of hawaii during the HAMEC Project.** *J. Appl.Meteor.*, **20**, 868-873.

NYKJAER, L. and L. VAN CAMP (1994) **Seasonal and interannual variability of coastal upwelling along Northwest Africa and Portugal from 1981 to 1991.** *Journal of Geophysical Research*, **99**, 14197-14207.

O'BRIEN JAMES, J. (1986) **Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling.** *NATO ASI Series. D. Reidel Publishing Company*, 608 pp

OCAMPO-TORRES, F.J. (2001) **On the homogeneity of the wave field in coastal areas as determined from ERS-2 and RADARSAT synthetic aperture radar images of the ocean surface.** *An interdisciplinary view of the ocean. J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl.1), 215-228.

OCEANOGRAPHY COURSE TEAM (1995) **Ocean Circulation.** *The Open University, Oxford*, 238 pp.

OLAIZOLA, M., D.A. ZIEMANN, P.K. BIENFANG, W.A. WALSH and L.D. CONQUEST (1993) **Eddy-induced oscillations of the pycnocline affect the floristic composition and depth distribution of phytoplankton in the subtropical Pacific.** *Marine Biology*, **116**, 533-542.

OLBERT, D.J., M. WENZEL and J. WILLEBRAND (1985) **The inference of North Atlantic circulation patterns from climatological hidrographic data.** *Journal of Geophysical Research*, **102**, 313-356.

OLSON, D.B. and R.H. BACKUS (1985) **The concentrating of organisms at fronts: a cold –water fish and a warm-core ring.** *Journal of Marine Research*, **43**, 113-137.

OLSON, D.B. (1986) **Lateral exchange within Gulf Stream ring surface layers.** *Deep-Sea Research*, **33**, 1691-1704.

OLSON, D.B., G.L. HITCHCOCK, A.J. MARIANO, C.J. ASHJIAN, G. PENG, R.W. NERO and G.P. PODESTA (1994) **Life on the edge: marine life and fronts.** *Oceanography*, **7**, 52-60.

ONKEN, R. and B. KLEIN (1991) **A model of baroclinic inestability and waves between the ventilated gyre and the shadow zone of the North Atlantic Ocean.** *Journal of Physical Oceanography*, **21**, 53-67.

OWEN, R.W. (1980) **Eddies of the California Current System: Physical and ecological characteristics**, in *the California Islands: Proceedings of a Multidisciplinary Symposium*, edited by D.M. Power, 237-263 pp, Santa Barbara Mus. of Nat. Hist., Santa Barbara, California.

PACHECO, M.M. and A. HERNÁNDEZ-GUERRA (1999) **Seasonal variability of recurrent phytoplankton pigment patterns in the Canary Islands area.** *International Journal of Remote Sensing*, **20**, n°7, 1405-1418.

PAILLET, J. and H. MERCIER (1997) **An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation.** *Deep-Sea Research*, **44**, 1293-1328.

PATNAIK V., A. NARAYANA, and K.N. SEETHARAMU (1999) **Numerical simulation of vortex shedding past a cylinder under the influence of buoyancy.** *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **42**, 3495-3507.

PATTIARATTCHI, C. A. JAMES and M. COLLINS (1986) **Island wakes and headland eddies: a comparison between remotely sensed data and laboratory experiments.** *Journal Geophysical Research*, **92**, 783-794.

PATZER, W.C. (1969) **Eddies in Hawaiian Waters.** *Report N° HIG 69-8. Institut of Geophysics, University of Hawaii*, 51 pp.

PEDLOSKY, J. (1983) **Eastern boundary ventilation and the structure of the thermocline.** *Journal of Physical Oceanography*, **13**, 2038-2044.

PEDLOSKY, J. (1987) **Geophysical Fluid Dynamics.** *Springer-Verlag, Berlin*, 705 pp.

PEDLOSKY, J. (1996) **Ocean Circulation Theory.** *Springer-Verlag, Berlin*, 451 pp.

PELEGRÍ, J.L., P. SANGRÀ, and A. HERNÁNDEZ-GUERRA (1997) **Heat gain in the eastern North Atlantic Subtropical Gyre.** *NATO ASI series, The mathematics of models for climatology and environment*, ed. Jesús I. Díaz, **48**, 419-436.

PELEGRÍ, J.L., A. MARRERO-DÍAZ, A. ANTORANZ, C. GORDO, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, A. MARTÍNEZ, A.W. RATSIMANDRESY, A. RODRÍGUEZ-SANTANA and P. SANGRÀ (1999) **Hydrographic cruises off Northwest Africa: the eastern branch of the Canary Current and the Cape Ghir filament.** *Proceedings of the Canigo Conference, Las Palmas de Gran Canaria, 12 to 16 september 1999.*

PELEGRÍ, J.L., A. MARRERO-DÍAZ, A. ANTORANZ, A. W. RATSIMANDRESY, J. CISNEROS, C. GORDO, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, I. LÁIZ, A. MARTÍNEZ, G. PARRILLA, P. PÉREZ-RODRÍGUEZ, A. RODRÍGUEZ-SANTANA and P. SANGRÀ (2002) **Hydrographic cruises off Northwest Africa: the eastern branch of the Canary Current and the Cape Ghir filament.** *Journal of Marine Systems* (sometido).

PELEGRÍ, J.L., J. ARÍSTEGUI, L. CANA, M. GONZÁLEZ- DÁVILA, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, S. HERNÁNDEZ-LEÓN, A. MARRERO-DÍAZ, M.F. MONTERO, P. SANGRÀ and M. SANTANA-CASIANO (2002) **Coupling between the open ocean and the coastal upwelling region off Northwest Africa: Water recirculation and offshore pumping of organic matter.** *Journal of Marine Systems* (sometido).

PERRY, A.E. M.S. CHONG and T.T. LIM (1982) **The vortex-shedding process behind two dimensional bluff bodies.** *Journal Fluid Mechanics*, **116**, 77-90.

PINGREE, R.D. and L. MADDOCK (1979) **Tidal flow around an island with a regularly sloping bottom topography.** *Journal of Marine Biological Association UK*, **59**, 699-710.

PINGREE, R.D. and L. MADDOCK (1985) **Rotary currents and residual circulation around banks and islands.** *Deep Sea Research*, **32**, 929-947.

PITTS, D.E., J.T. LEES, J. FEIN, T. SASAKI, K. WAGNER and R. JOHNSON (1977) **Mesoscale cloud features observed from Skylab.** *Skylab explores the earth. NASA Special Publication*, **380**, 479-501.

RATSIMANDRESY, A.W., J.L. PELEGRÍ, P. SANGRÀ, A. MARRERO-DÍAZ, A. HERNÁNDEZ-GUERRA, A. ANTORANZ and A. MARTÍNEZ (2001) **Seasonal variability of the upper warmwatersphere in the Canary Basin.** *An interdisciplinary view of the ocean. J.L. Pelegrí, I. Alonso and J. Arístegui (Eds.) Scientia Marina*, **65** (suppl.1), 251-258

RICHARDSON, P.L. and D. WALSH (1986) **Mapping climatological seasonal variations of surface currents in the Tropical Atlantic using ships drifts.** *Journal of Geophysical Research*, **91**, 10537-10550.

RISSIK, D., I.M. SUTHERS, and C.T. TAGGART (1997) **Enhanced zooplankton abundance in the lee of an isolated reef in the south Coral Sea: the role of flow disturbance.** *Journal of Plankton Research*, **19** (9), 1347-1368.

ROACHE, P.J. (1972) **On artificial viscosity.** *J. Comp. Phys.*, **10**, 169-184.

ROACHE, P.J. (1982) **Computacional Fluid Dynamics**. *Hermosa Publishers*, 446 pp.

RODRÍGUEZ, J.M., S. HERNÁNDEZ-LEÓN and E.D. BARTON (1999) **Mesoscale distribution of fish larvae in relation to an upwelling filament off northwest Africa**. *Deep-Sea Research, Part I*, **46**, 1969-1984.

ROY, C. and R. MENDELSSOHN (1995) **Comprehensive Ocean Dataset Extraction users guide**. *Climate and Eastern Ocean Systems project report*, 62 pp.

SANGRÀ, P. (1994) **Vortex asymmetry in rapidly rotating fluids**. *Annales Geophysicae*, **12** (II), C270.

SANGRÀ, P., J. SARTORIUS and A. HERNÁNDEZ-GUERRA (1994) **Atmospheric eddies downwind of Gran Canaria**. *Annales Geophysicae*, **12**.

SANGRÀ, P. (1995) **Perturbación de un flujo geofísico por un obstáculo: Aplicación a la isla de Gran Canaria**. *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 201 pp.

SANGRÀ, P., A.W. RATSIMANDRESY and G. BASTERRETXEA (1999) **García del Cid cruise report: Hydrographic field**. *Las Palmas de Gran Canaria*.

SANGRÀ, P., A.W. RATSIMANDRESY, I. LAÍZ, B. JIMÉNEZ, J.L. PELEGRÍ and J. ARÍSTEGUI (1999) **Lagrangian description of an anticyclonic eddy shed from Gran Canaria tracked by three Argos buoys**. *CANIGO final conference book of abstracts, Las Palmas de Gran Canaria, Spain*.

SCHLESINGER, W.H. (1997) **Biogeochemistry. Analysis of global change** (2nd Edition). *Harcourt Brace Jovanovich, San Diego*, 433 pp.

SCHMITZ, W.J., J.F. PRICE and P.L. RICHARDSON (1988) **Recent moored current meter and SOFAR float observations in the eastern Atlantic near 32°N**. *Journal Marine Research*, **46**, 301-319.

SCHMITZ, W.J. and M. McCARTNEY (1993) **On the North Atlantic Circulation**. *Reviews of Geophysics*, **31**, 29-49.

SIEDLER, G., W. ZENK and W.J. EMERY (1985) **Strong current events related to a subtropical front in the Northeast Atlantic**. *Journal of Physical Oceanography*, **15**, 885-897.

SIEDLER, G., A. KUHL and W.J. EMERY (1987) **The Madeira Mode Water**. *Journal of Physical Oceanography*, **17**, 1561-1570.

SIEDLER, G. and R. ONKEN (1996) **Eastern Recirculation**. *The Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*. W. Krauss (Ed.), 329-364.

SIMPSON, J.J., C.J. KOBLINSKY, L.R. HAURY and T.D. DICKEY (1984) **An offshore eddy in the California Current System**. *Progress in Oceanography*, **13**, 1-111.

SIMPSON, J.J. and R.J. LYNN (1990) **A mesoscale eddy dipole in the offshore California Current**. *Journal of Geophysical Research*, **95**, 13009-13022.

SMOLARKIEWICZ, P.K., R.M. RASMUSSEN and T.L. CLARK (1987) **On the dynamics of Hawaiian cloud bands: island forcing.** *Journal of the Atmospheric Sciences*, vol. **45**, n° 13. 1872-1905.

SPALL, M.A. (1990) **Circulation in the Canary Basin: a model/data analysis.** *Journal of Geophysical Research*, **95**, 9611-9628.

SPALL, M.A. (1992) **Rossby Wave radiation in the Cape Verde Frontal Zone.** *Journal of Physical Oceanography*, **22**, 796-807.

SPETH, P., H. DETLEFSEN and H.W. SIERTS (1978) **Meteorological influence on upwelling off Northwest Africa.** *Deutsches Hydrografisches Zeitschrift*, **31**, 95-104.

SPETH, P. and H. DETLEFSEN (1982) **Meteorological influences on upwelling off Northwest Africa.** *The Canary Current: studies of an upwelling system, Rapport et Procès-Verbaux des Reunions. Conseil International pour l'Exploration de la Mer*, 180 pp.

STERN, M.E and G.R. FLIERL (1987) **On the interaction of a vortex with a shear flow.** *Journal of Geophysical Research*, **86**, 10733-10744.

STRAMMA, L. (1984a) **Geostrophic transport in the warm water sphere of the eastern subtropical North Atlantic.** *Journal of Marine Research*, **42**, 537-558.

STRAMMA, L. (1984b) **Potential vorticity and volumen transport in the eastern North Atlantic from two long CTD station.** *Deustchen Hydrographischen Zeistchrift*, **37**, 147-155.

STRAMMA, L. and H.J. ISEMER (1988) **Seasonal variability of meridional temperature fluxes in the eastern North Atlantic Ocean.** *Journal of Marine Research*, **46**, 281-299.

STRAMMA, L. and G. SIEDLER (1988) **Seasonal changes in the North Atlantic Subtropical Gyre.** *Journal of Geophysical Research*, **93**, 8111-8118.

STRAMMA, L. and T.J. MÜLLER (1989) **Some observations of the Azores Current and the North Equatorial Current.** *Journal of Geophysical Research*, **94**, 3181-3186.

STROUHAL, V. (1878) **Über eine besondere Art der Tonerregung.** *Ann. Phys. Chem. (Liepzig)*. Neue Folge, Bd. **5**, 216 Heft 10.

STRUB, P.T., P.M. KOSRO and A. HUYER (1991) **The nature of the cold filaments in the California Current system.** *Journal of Geophysical Research*, **96**, 14743-14768.

TEJERA, A. (1996) **Estudio de estructuras oceanográficas mesoescalares en la Cuenca Canaria mediante los altímetros de los satélites Geosat, ERS-1 y Topex/Poseidon.** *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 203 pp.

THIELE, G., W. ROETHER, P. SCHLOSSER, R. KUNTZ, G. SIEDLER and L. STRAMMA (1986) **Baroclinic flow and transient-tracer fields in the Canary-Cape Verde Basin.** *Journal of Physical Oceanography*, **16**, 814-826.

TOMZACK, M. and J.S. GODFREY (1994) **Regional Oceanography: An introduction.** *Elsevier Science*, New York, 422 pp.

TOMZACK, M. (1998) **Island Wakes in the deep and shallow water.** *The Shelf and Coastal Zone: lecture notes*, Flinders University of South Australia, Adelaide.

TORRES, S. (1991) **Regeneración de amonio en aguas de Canarias mediante estudios de actividad GDH en zooplanctón y ETS en meiofauna.** *Tesis Doctoral, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria*, 203 pp.

TRANTER, D.J., G.S. LEECH AND D. AIREY (1983) **Edge enrichment in an ocean eddy.** *Australian Journal of Marine and Freshwater Research*, **34**, 665-680.

TRASVIÑA, A., E.D. BARTON, J. BROWN, H.S. VELEZ, P.M. KOSRO and R.L. SMITH (1995) **Offshore wind forcing in the Gulf of Tehuantepec, Mexico: the asymmetric circulation.** *Journal of Geophysical Research*, **100**, 20649-20663.

VAN CAMP L., L. NYKJAER, E. MITTELSTAEDT and P. SCHLITTENHARDT (1991) **Upwelling and boundary circulation off the Northwest Africa as depicted by infrared and visible satellite observations.** *Progress in Oceanography*, **26**, 357-402.

VANGRIESCHEIM, A. (1988) **Deep layer variability in the eastern North Atlantic the EDYLOC experiment.** *Oceanologica Acta*, **11**, 149-158.

VÉLEZ-MUÑOZ H.S. (1992) **Ignat Pavlyuchenkov cruise report: Hydrographic Field.** *Data report 0031-09. UCNW, Wales, UK.*

- VIEHOFF, T. (1989) **Mesoscale variability of sea surface temperature in the North Atlantic.** *International Journal of Remote Sensing*, **10**, 771-785.
- VON KÁRMÁN, T. (1911) **Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes.** *Phys. Z.*, **13**, 49-59.
- WANG, D.P. (1997) **Effects of small-scale wind on coastal upwelling with applications to Point Conception.** *Journal of Geophysical Research*, **102**, 15555-15566.
- WHITE, W.B. (1973) **An oceanic wake in the equatorial undercurrent downstream from Galapagos Archipelago.** *Journal of Physical Oceanography*, **3**, 156-161.
- WOLANSKI, E.J., J. IMBERGER and M.L. HERON (1984) **Island wakes in shallow coastal waters.** *Journal Geophysical Research*, **89**, 10533-10569.
- WOLANSKI, E.J., and W.M. HAMNER (1988) **Topographically controlled fronts in the ocean and their biological influence.** *Science*, **241**, 177-181.
- WOLANSKI, E.J., T. ASAEDA, A.TANAKA and E. DELEERSNIJDER (1996) **Three-dimensional island wakes in the field, laboratory experiments and numerical models.** *Continental Shelf Research*, **16**, 1437-1452.
- WOOSTER, W.S., A. BAKUN and D.R. McCLAIN (1976) **The seasonal upwelling cycle along the eastern boundary of the North Atlantic.** *Journal of Marine Research*, **34**, 131-141.

WUNSCH, C. (1981) **Low frequency variability of the sea. Evolution of physical Oceanography.** *Cap 11, MIT press, Cambridge, Massachusetts.*

WUNSCH, C. and B. GRANT (1982) **Towards the general circulation of the North Atlantic Ocean.** *Progress in Oceanography*, **11**, 1-59.

XIAOFENG, L., P. CLEMENTE-COLÓN and W.G. PICHEL (2000) **Atmospheric vortex streets on a RADARSAT SAR image.** *Geophysical Research Letters*, **27** (11), 1655-1658.

XIE, S.P., W.T. LIU, Q. LIU and M. NONAKA (2001) **Far-Reaching effects of the Hawaiian Islands on the Pacific ocean-atmosphere system.** *Science*, **292**, 2057-2060.

ZENK, W., B. KLEIN and M. SCHRÖDER (1991) **Cape Verde Frontal Zone.** *Deep-Sea Research*, **38**, 5505-5530.