

Estadística de vòrtex coherents a la Mediterrània: anàlisi de la superfície lliure del mar

Jordi Isern i Fontanet
Departament de Geologia Marina i Oceanografia Física
Institut de Ciències del Mar
Consell Superior d'Investigacions Científiques

Tesi doctoral presentada al
Departament de Física Aplicada
Universitat Politècnica de Catalunya
Barcelona, 2003

*Als meus pares,
que m'han ensenyat a tenir
curiositat i esperit crític
pel món que m'envolta.*

Agraïments

En primer lloc voldria expressar el meu agraïment per en Jordi Font que ha confiat en les meves capacitats i s'ha preocupat durant tota la meua tesi que no em faltessin els recursos necessaris per poder tirar endavant així com els temps que hem passat discutint idees. També li vull agrair molt especialment que un dia em proposés d'analitzar les dades altimètriques simultànies a la campanya ALGERS98 a bord del *B.I.O Hespérides*. Això em va obrir la porta a un problema fascinant: els vòrtex coherents oceànics.

Voldria agrair molt sincerament a l'Emili García el temps que m'ha dedicat i l'esperit crític i constructiu amb el qual ho ha fet i l'esforç fet perquè no em faltés res per fer recerca. També li he d'agrair que l'estiu del 2000 em proposés de llegir l'article de Jeong i Hussain publicat al *Journal of Fluid Mechanics* el 1995. Aquest article va re-orientar completament l'enfocament que donava al problema dels vòrtex coherents a la Mediterrània i va ser el punt de partida a partir del qual vaig poder anar més lluny.

També vull agrair a tots els companys del Grup d'Oceanografia Física presents i passats aquests anys de convivència a terra i al mar ja que la seva qualitat humana és la que fa que treballar en aquest grup sigui un plaer. Molt especialment vull agrair a la Carolina Gabarró i en Jordi Solé la gran quantitat d'hores que hem passat aquests anys compartint despatx. Vull agrair també molt sincerament a tot el personal de l'Institut de Ciències del Mar la seva bona feina, en especialment a les responsables d'administració ja que sense elles segur que hagués fet algun disbarat. Finalment, i no en últim lloc, vull agrair el bon funcionament de l'excel·lent biblioteca de l'institut en especial la tasca de la Marta Ezpeleta.

Aquesta tesi és una contribució als projectes GRAC, finançat per la CICYT i els Fons FEDER (contracte 2FD97-0588), el projecte GRAC-II, finançat per la ESA (contracte d'ESTEC 15349/01/-NL/SF) i el projecte IMAGEN, finançat pel MCYT (contracte REN2001-0802-C02-02). A més els mapes altimètrics han estat realitzats pel *Collecte Localisation Satellites* de França en el marc del projecte MATER (contracte MAS3-EC-CT96-0051). El sistema de predicció oceànica ha estat realitzat en el marc del projecte MFSP (contracte EU-MAST MA53-CT98-0171). A més vull agrair la col·laboració del Dr. Gilles Larnicol del CLS de Toulouse, la Prof. Nadia Pinardi del SICEM i la Claudia Fratianni del INGV de Ravenna i el Dr. Laurent Mortier del LODYC de Paris.

Índex

1	Introducció	9
1.1	La Mediterrània	9
1.1.1	Circulació superficial	9
1.1.2	Els vòrtex mediterranis	15
1.2	La turbulència 2D: un model d'oceà?	15
1.2.1	Les equacions del moviment	18
1.2.2	Dispersió i estructures coherents	21
1.2.3	Distribucions de probabilitat de la velocitat	21
1.3	Planetjament del problema	21
2	Dades	23
2.1	Les dades altimètriques	23
2.1.1	Les mesures de l'altímetre	23
2.1.2	Mapes de SLA	25
2.2	Les simulacions numèriques	28
2.2.1	El model del MFS	28
2.2.2	Mapes de superfície lliure	29
2.3	Comparació entre dades	29
3	Partició del flux	35
3.1	El paràmetre d'Okubo-Weiss	35
3.2	Criteri de partició del flux	38
3.3	Aplicació a l'oceà	39
3.3.1	Distribució del paràmetre d'Okubo-Weiss a la Mediterrània	39
3.3.2	Evolució temporal de tres remolins algerians	40
4	Propietats dels vòrtex	47
4.1	Mètode	47
4.2	Resultats del cens	50
4.2.1	Altimetria	50
4.2.2	Model	56
4.2.3	Discussió	59
4.3	Classificació d'estructures	60

5	Distribucions de probabilitat de la velocitat	67
5.1	Observacions	68
5.1.1	Distribucions per conques	69
5.2	Separació del camp de velocitats	76
5.2.1	Mètode	76
5.2.2	Resultats	80
6	Trajectòries dels vòrtex de mesoescala	87
6.1	Seguiment d'estructures	88
6.2	Resultats	91
6.2.1	Altimetria	91
6.2.2	Model	95
6.3	Discussió	98
7	Conclusions	101
A	Equacions del model del MFS	105
B	Equivalència entre criteris d'identificació d'estructures	109
C	El paràmetre d'Okubo-Weiss en coordenades polars	111
D	Exemples d'estructures ciclòniques intenses	113
	Bibliografia	123
	Articles publicats i enviats	125

Capítol 1

Introducció

1.1 La Mediterrània

La Mediterrània és una conca situada a latituds mitjanes ($\phi_0 \simeq 38^\circ$) connectada amb altres conques només per l'estret de Gibraltar i el dels Dardanel·ls. Està composta de dues subconques de mides similars connectades per l'estret de Sicília: el Mediterrani occidental i el Mediterrani oriental. La profunditat mitjana de la Mediterrània és d'entre 2000 i 3000 metres essent la conca oriental en general més profunda (figura 1.1).

L'evaporació d'aigua no queda compensada per les precipitacions i l'aport dels rius mediterranis. Això fa que la connexió amb l'oceà Atlàntic a través de l'estret de Gibraltar sigui fonamental. L'aigua que entra té una salinitat de l'ordre d'uns 36 psu mentre que l'aigua mediterrània té salinitats en el rang de les 37-39 psu (figura 1.2). A mesura que va circulant cap per la Mediterrània occidental i cap a l'oriental a través de l'estret de Sicília va augmentant la salinitat. A grans trets l'estructura de masses d'aigua a la Mediterrània està composta per la superposició de tres grans masses d'aigua: la part més superior formada per aigua atlàntica (AW), una d'intermitja, anomenada *Levantine Intermediate Water* (LIW) generada a la Mediterrània oriental preferiblement al nord, i que després es propaga de la conca oriental cap a l'occidental i finalment, al fons, hi ha dos grans volums d'aigua profunda separades per l'estret de Sicília produïdes durant l'hivern per mitjà de processos de convecció locals associats a vents intensos. El fet que aquest processos siguin de caràcter local fa que només es formi aigua profunda al Golf de Lleó, la Mar Adriàtica i la Mar Egea. A la zona nord-oriental de la conca llevantina es pot formar també aigua profunda durant els hiverns especialment freds.

1.1.1 Circulació superficial

La circulació superficial està caracteritzada per l'entrada d'aigua atlàntica menys salada que l'aigua resident. A mida que aquesta aigua atlàntica es propaga cap a l'interior de la Mediterrània va augmentant la seva salinitat tal i com es pot veure a la figura 1.2.

L'aigua atlàntica segueix un circuit antihorari al voltant de la Mediterrània occidental tal com es pot veure a l'esquema de la figura 1.3. En atravesar l'estret de de Gibraltar, l'aigua atlàntica forma un gran vòrtex gairebé permanent a la part més occidental del Mar d'Alboran i un segon vòrtex més variable a la part oriental (Vazquez-Cuervo et al., 1996; Viúdez et al., 1996) que normalment

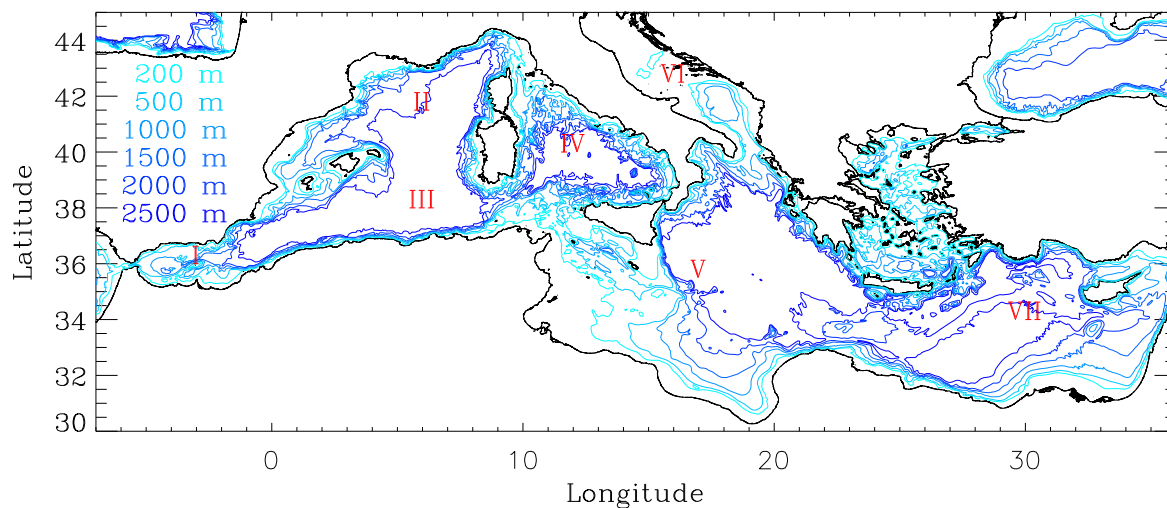


Figura 1.1: Mapes toponímic i batimètric de la Mediterrània. Els nombres romans corresponen a I Mar d'Albran, II Conca liguero-provençal, III Conca algeriana, IV Mar Tirrena, V Conca iònica, VI Mar Adriàtica i VII Conca llevantina.

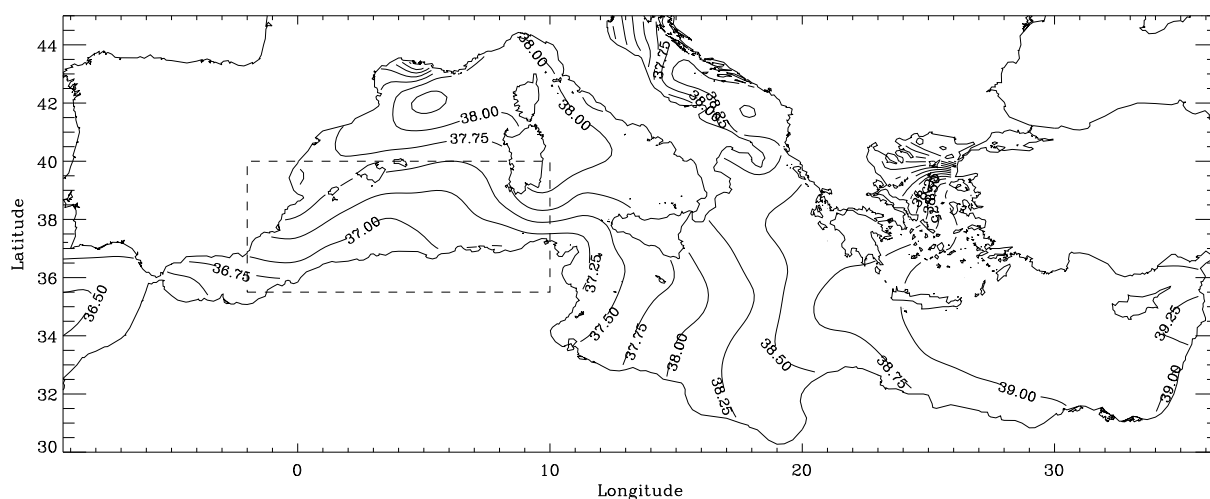


Figura 1.2: Distribució climatològica de la salinitat superficial a la Mediterrània extreta del MEDATLAS

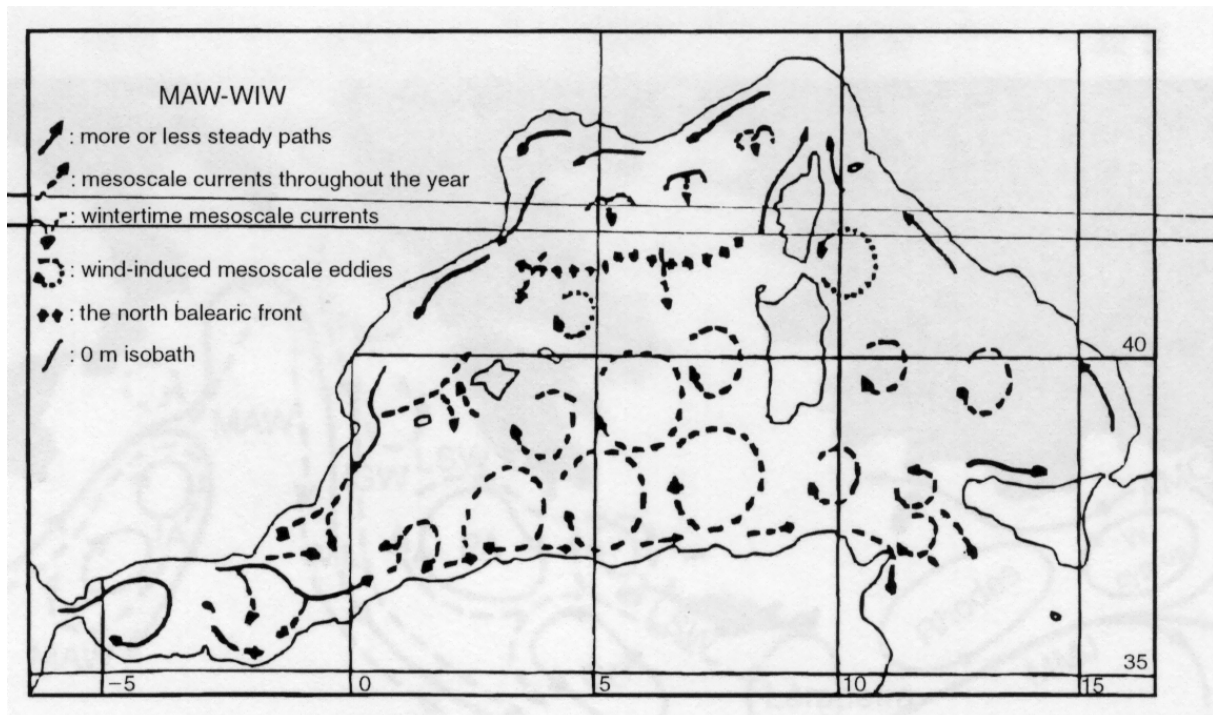


Figura 1.3: Esquemes de la circulació superficial a la Mediterrània occidental.

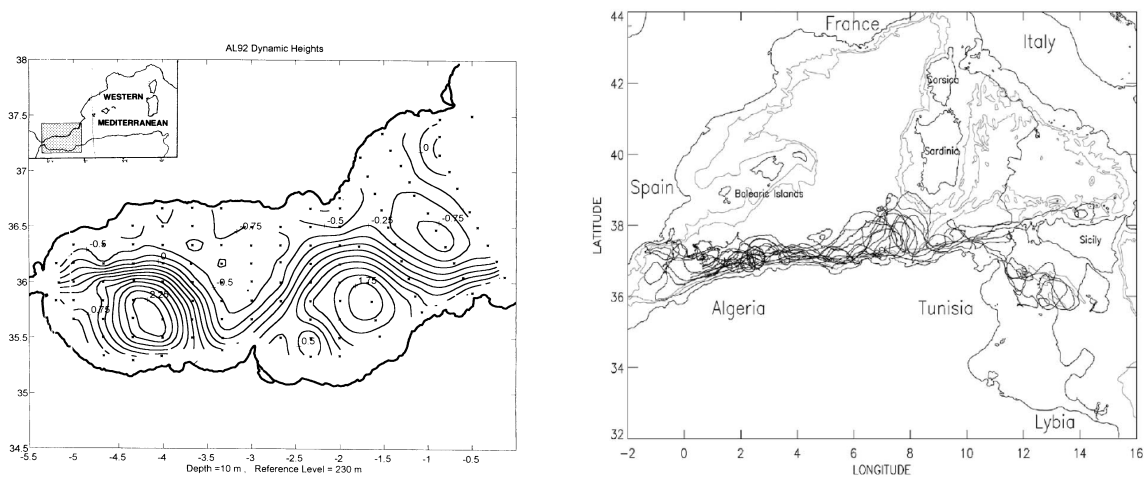


Figura 1.4: Altura dinàmica al mar d'Alboran (extret de Vazquez-Cuervo et al. (1996)). Trajectòries de les boies llançades a la zona del corrent algerià durant la campanya ALGERS96. Els punts gruixuts indiquen les posicions de llançament. (extret de Salas et al. (2001)).

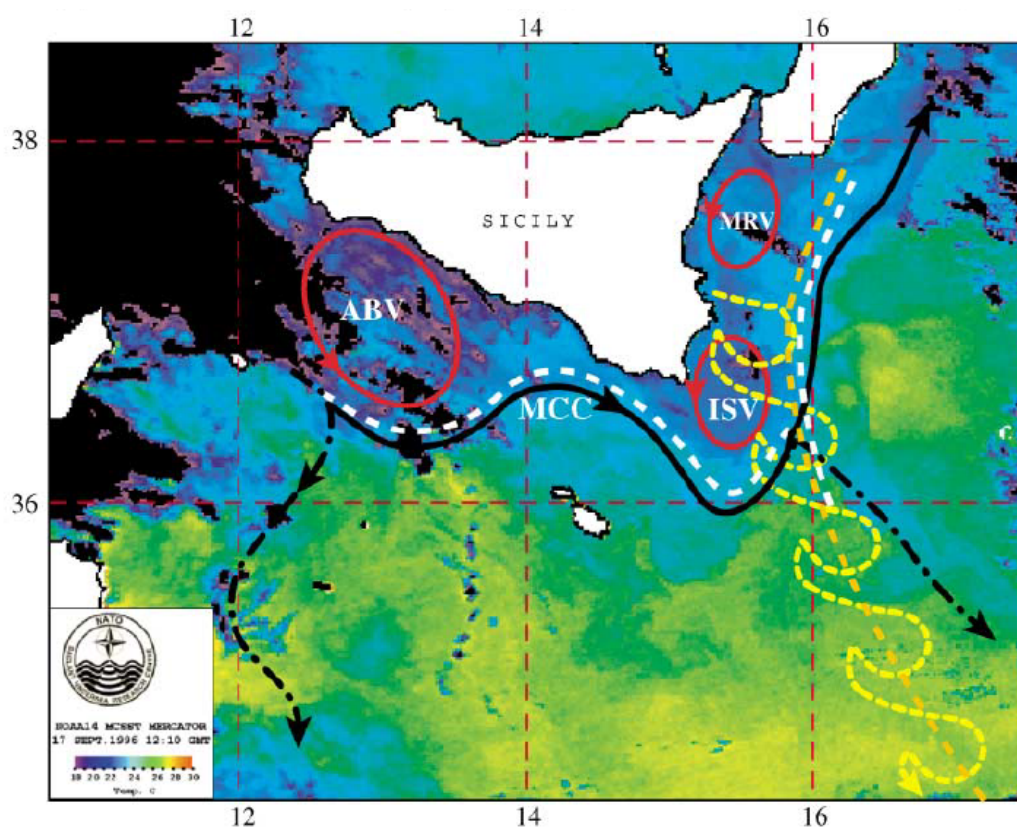


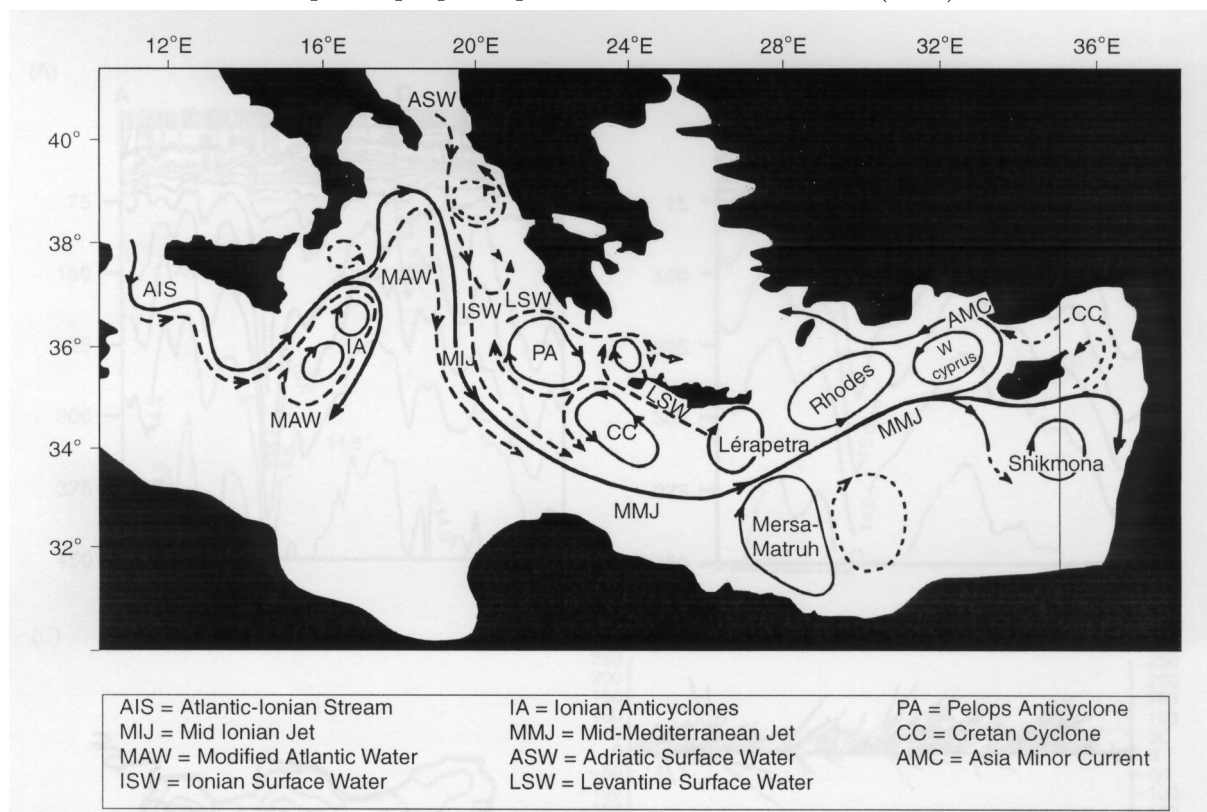
Figura 1.5: Esquem de la circulació a la zona de l'estret de Sicília. (extret de Lermusiaux, 2001).

es coneixen com a girs d'Alboran ¹ (vegeu la figura 1.4). Més a l'est l'aigua d'origen atlàntic, ja més salada, segueix la costa algeriana formant l'anomenat corrent algerià (Millot, 1999). Aquest corrent és pot inestabilitzar i generar meandres i vòrtex que després es proagar seguint el corrent i a vegades es desenganxen de la costa i evolucionen com a remolins de mar obert. A la figura 1.4 n'hi ha un exemple, es poden observar com les trajectòries d'unes boies lagrangianes alliberades en el corrent algerià indiquen clarament la presència de vòrtex de mesoescala. A l'est del canal de Sardenya una part de l'aigua circula cap a la Mar Tirrèna que després continua per la costa nord i est de la Mediterrània occidental formant el corrent lliguro-provençal i català.

Una part d'aquesta aigua atlàntica va cap a la Mediterrània oriental a través de l'estret de Sicília (figura 1.5). A la Mediterrània oriental els esaqemes de circulació estan menys establerts. Durant els anys 80 i 90 es van fer un conjunt de campanyes a la Mediterrània oriental en el marc del projecte POEM per tal de millorar el coneixament de la circulació a aquella part de la Medietrrània. Aquest conjunt d'observacions van donar lloc a l'equema de la circulació superficial consistent en un corrent que atravesa la conca iònica anomenat *Mid Ionian Jet* (MIJ) que més a l'est entrnca amb l'anomenata *Mid Mediterranean Jet* (MMJ) envoltat per un conjunt de girs com el de Mersha-Matruh (figura 1.6). Poteriment, la inclusió de les campanyes russes fetes durant el mateix període de temps per la URSS va portar a Hecht and Gertman (2001) refer una mica l'esquema del MIJ tot i que sense canviar-ne la idea bàsica (figura 1.7).

¹La terminologia és una mica confosa ja hi ha certa confusió entre el terme gir i remolí (o vòrtex).

Esquema proposat per Malanotte-Rizzoli et al. (1997)



Esquema proposat per Hamad et al. (2003)

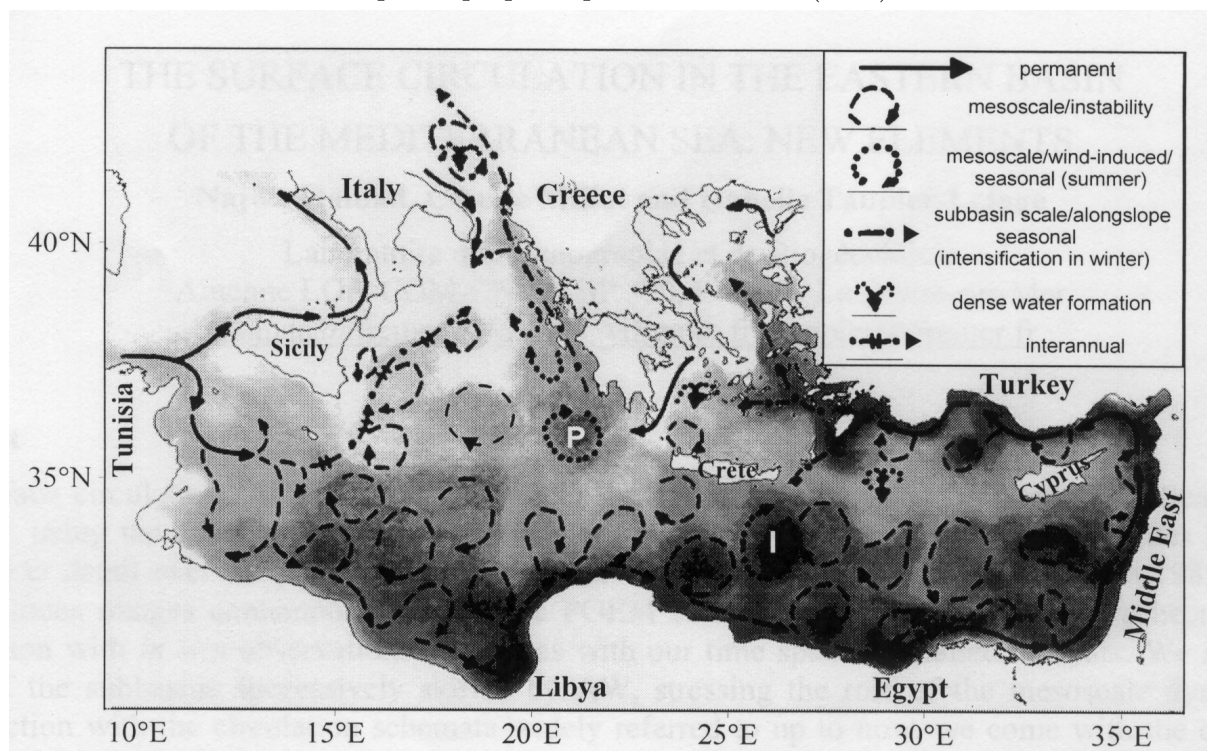


Figura 1.6: Esquemes de la circulació superficial a la Mediterrània oriental.

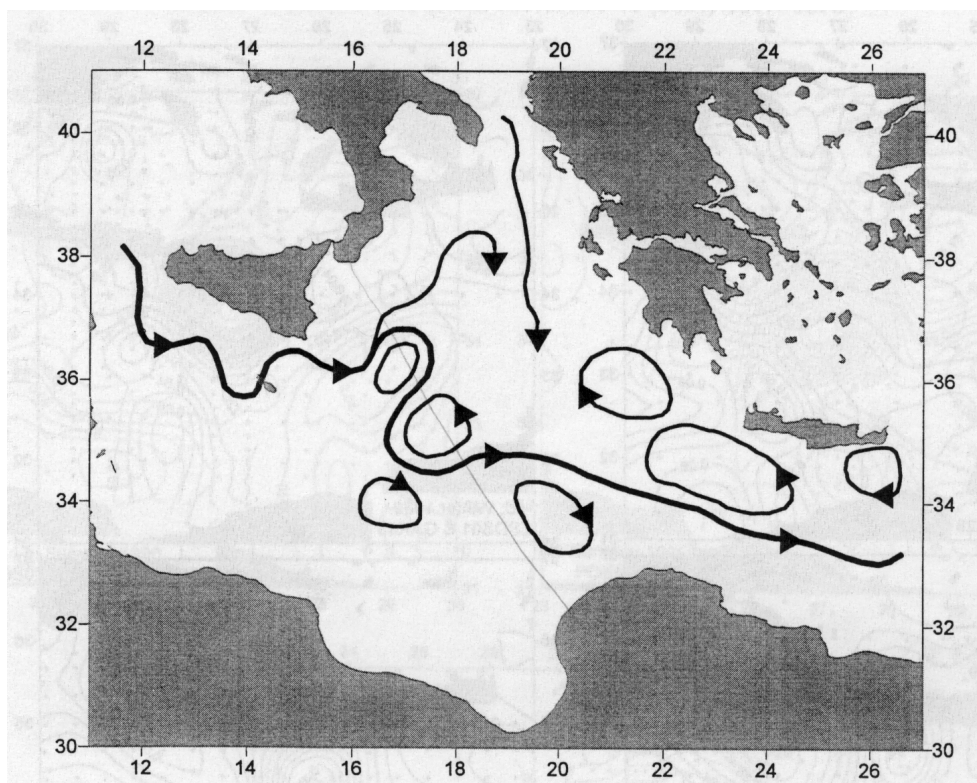


Figura 1.7: Esquema del Mid Ionian Jet proposat per Hecht and Gertman (2001)

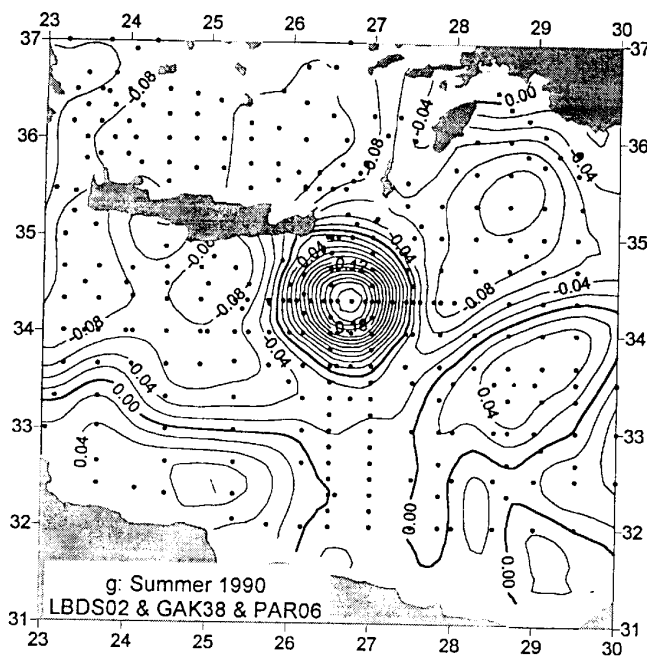


Figura 1.8: Vòrtex de Ierapetra Hecht and Gertman (2001).

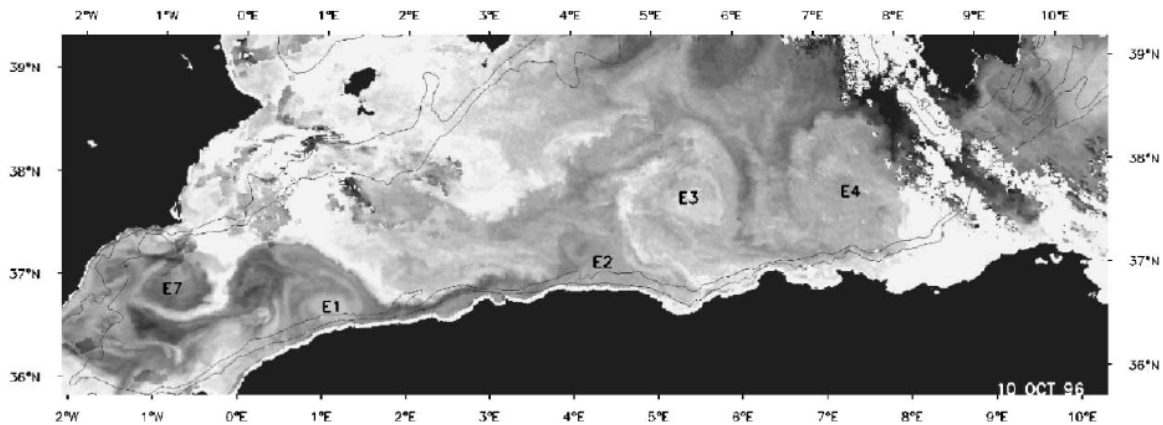


Figura 1.9: Vòrtex a la caonca algeriana Salas et al. (2002).

L'esquema proposat a partir de les campanyes del projecte POEM ha estat recentment posat en dubte. Una de les crítiques que s'han fet més és el fet que girs com el de Mersa-Matruh no són realment girs sinó que són zones on hi ha uns gran nombre de vòrtex de mesoescala (Larnicol et al., 2002; Hamad et al., 2003).

1.1.2 Els vòrtex mediterranis

A la Mediterrània hi ha diferents zones on s'hi poden observar vòrtex de mesoescala. Al Mar d'Alboran com ja s'ha vist s'hi poden observar els dos vòrtex que s'hi formen. A vegades s'ha observat la formació d'un tercer vòrtex més a l'est, ja cap a la costa algeriana (Parada and Cantón, 1998). Una altra zona on s'hi pot observar la presència d'un vòrtex de manera gairebé permanent és al sud esta de l'illa de Creta, el vòrtex de Ierapetra (figura 1.8).

A més d'aquests vòrtex estables s'han observat més vòrtex. Especialment a la costa algeriana on la inestabilització del corrent fa que es generin vòrtex costaners d'uns 50 km de diàmetre que es propaguen seguint la costa. En principi es generen vòrtex tan ciclònics com anticiclònics però els primers acostumen a tenir vides força curtes (vegeu figura 1.9). A vegades aquestes vòrtex es poden desenganxar de la costa i evolucionar com a vòrtex de mar obert. En aquetes casos els sus diàmetres són ja de l'ordre dels 100 km. També 'ha observat que algunes vegades poden seguir un circuit antihorari a la part mé oriental de la costa (Fuda et al., 2000; Puillat et al., 2002; Salas et al., 2002).

A la part oriental de la conca també s'observa la presència de vòrtex. Un exemple és el vòrtex de Shikmona situat a prop de la costa més oriental de la Mediterrània al sud de l'illa de Xipre. A part d'aquest i el vòrtex de Ierapetra també s'ha observat la generació i propagació de vòrtex al sud de la conca levantina amb unes característiques similars a les dels vòrtex algerians (Hamad et al., 2003).

1.2 La turbulència 2D: un model d'oceà?

La importància de la rotació de la Terra i l'estratificació dels oceans fa que la dinàmica oceànica tingui grans similituds amb la turbulència bidimensional. Això suggereix que alguns resultats

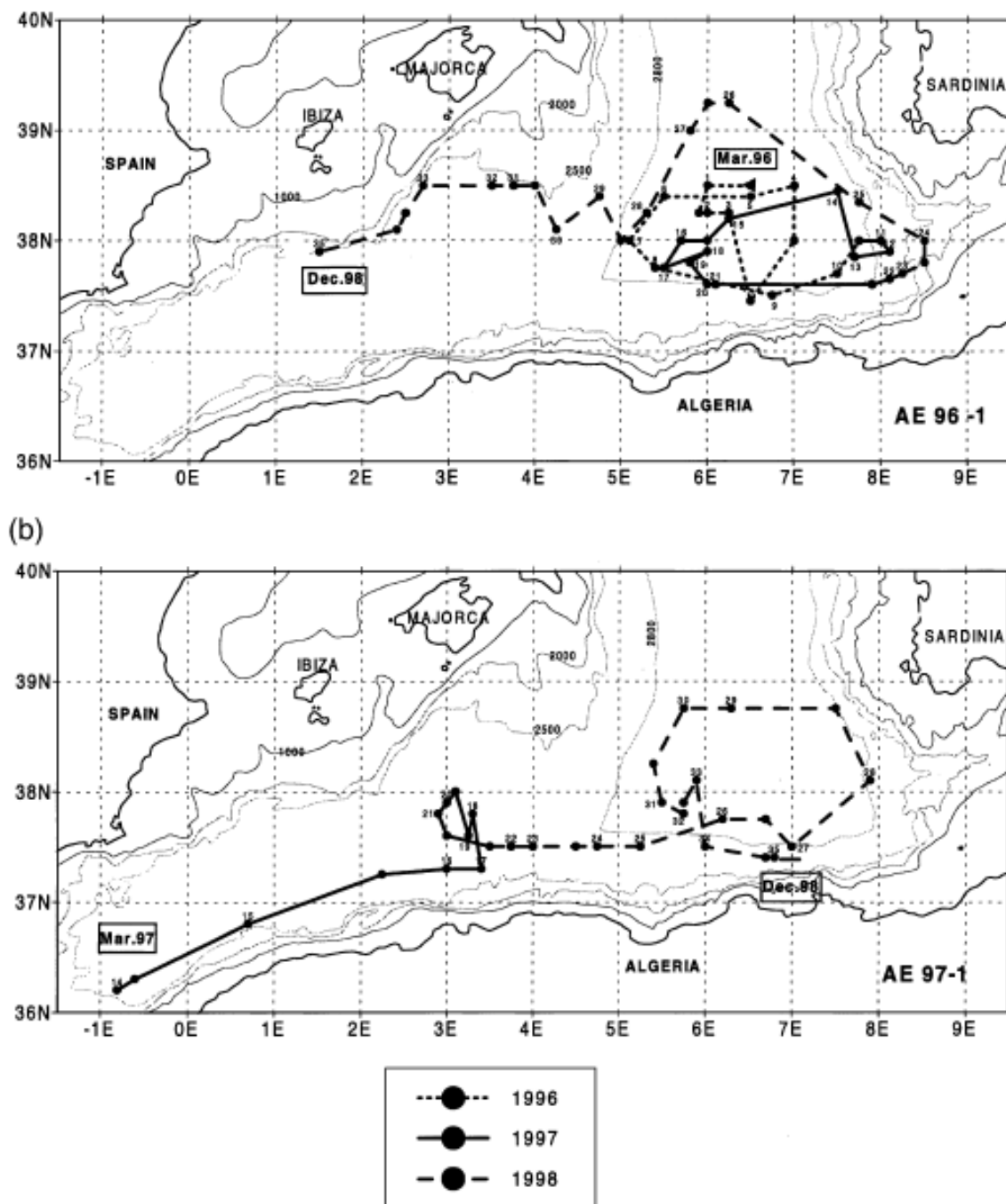


Figura 1.10: Trajectòries dels remolins 96-1 i 97-1 observats amb imatges de AVHRR i complementades amb alguns mapes d'anomalies del nivell del mar (Puillat et al., 2002)

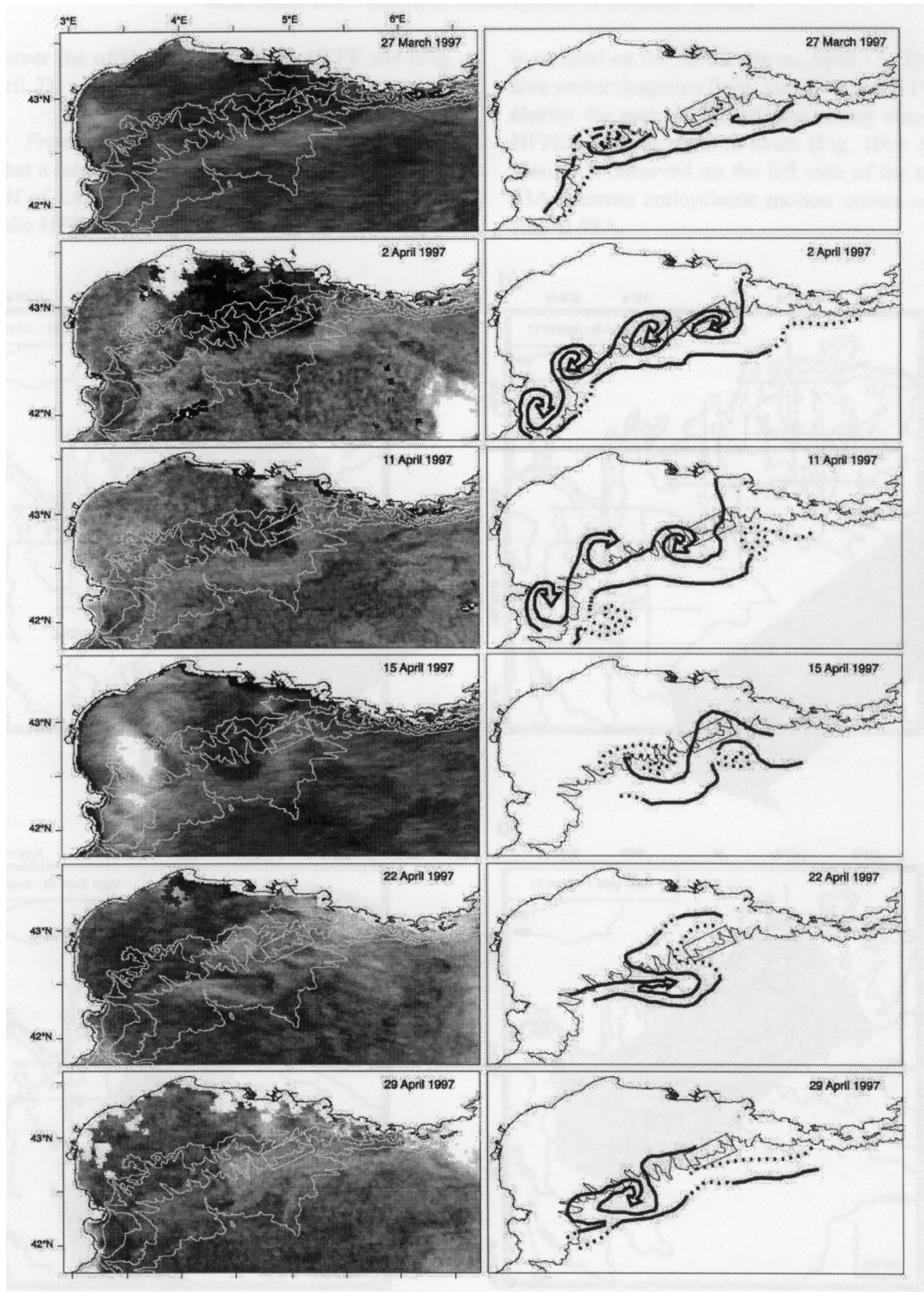


Figura 1.11: Generació de vòrtex anticiclònics a la zona del Golf de Lleó (extret de Flexas et al. (2002)).

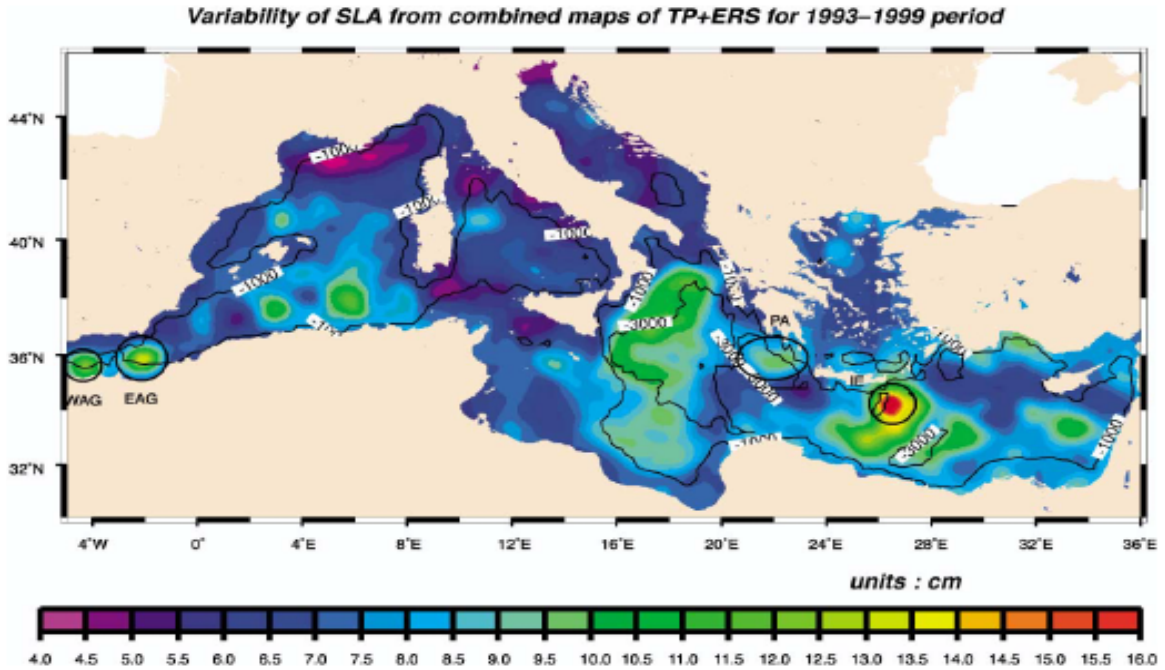


Figura 1.12: Variabilitat dels mapes de SLA pel període octubre 1992-octubre 1999. Extret de Larnicol et al. (2002)

obtinguts en turbulència potser bidimensional poden servir per comprendre millor l'oceà. En particular, les propietats de transport i mescla en un fluid 2D han estat molt estudiades en els darrers 10 anys. Un dels principals resultats és que la presència de vòrtex influeix fortament les propietats de mescla. La seva influència es pot veure des de dos punts de vista intimament lligats: 1. els vòrtex són molt eficients atrapant partícules i barregeant-les 2. la presència de vòrtex afecta les distribucions de probabilitat de la velocitat.

1.2.1 Les equacions del moviment

Les equacions per una capa fina d'un fluid en rotació sobre un fons pla són

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = 0 \quad (1.3)$$

on $\vec{v} = (u, v)$ és el camp de velocitats en el sistema de coordenades de la figura 1.13 i

$$h = H + \eta \quad (1.4)$$

la profunditat amb $H = ct$ la profunditat mitja i η és la superfície lliure. S'ha definit el paràmetre de Coriolis com

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (1.5)$$

on Ω és la velocitat angular de la Terra i ϕ la latitud. Per simplicitat se suposarà que té el valor constant $f_0 = 2\Omega \sin \phi_0$.

Aquestes equacions encara es poden simplificar més ja que per un fluid com l'oceà el nombre de Rossby, definit per

$$R_o \equiv \frac{U}{Lf_0} \quad (1.6)$$

on U és la velocitat horitzontal característica i L la longitud característica, es molt molt petit. La fondària de l'oceà (equació 1.4) es pot escriure com

$$h = H \left(1 + R_o \frac{L^2}{R_d^2} \right) \quad (1.7)$$

on s'ha definit el radi de deformació de Rossby

$$R_d \equiv \frac{\sqrt{gH}}{f_0}$$

Si s'adimensionalitzen les equacions 1.2-1.3 amb (Pedlosky, 1987)

$$(u, v) = U(u', v'), \quad \eta = \frac{f_0 UL}{g} \eta', \quad (x, y) = (x', y'), \quad t = \frac{L}{U} t'$$

i després es fa una anàlisi pertorbativa de les equacions prenent el nombre de Rossby com a paràmetre

$$(u', v') = (u'_0 + R_o u'_1, v'_0 + R_o v'_1), \quad \eta' = \eta'_0 + R_o \eta'_1$$

llavors la versió adimensional de les equacions és

$$R_o \left(\frac{\partial u'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial u'_0}{\partial y'} - v'_1 \right) - v'_0 = -\frac{\partial \eta'_0}{\partial x'} - R_o \frac{\partial \eta'_1}{\partial x'} \quad (1.8)$$

$$R_o \left(\frac{\partial v'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial v'_0}{\partial y'} + u'_0 \right) + u'_0 = -\frac{\partial \eta'_0}{\partial y'} - R_o \frac{\partial \eta'_1}{\partial y'} \quad (1.9)$$

$$R_o \frac{L^2}{R_d^2} \left(\frac{\partial \eta'_0}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial \eta'_0}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial \eta'_0}{\partial y'} \right) + R_o \left(\frac{\partial u'_1}{\partial x'} + \frac{\partial v'_1}{\partial y'} \right) = 0 \quad (1.10)$$

A ordre zero s'obtenen les equacions geotròfiques

$$u_0 = -\frac{\partial \eta_0}{\partial y} \quad (1.11)$$

$$v_0 = \frac{\partial \eta_0}{\partial x} \quad (1.12)$$

les velocitats tenen divergència horitzontal zero i es pot definir un funció de corrent del tipus

$$\psi' = \eta'_0$$

Per ordre $O(R_o)$ es pot eliminar el terme η_1 de les equacions anteriors i s'obté

$$\frac{\partial \omega'}{\partial t'} + u'_0 \frac{\partial \omega'}{\partial x'} + v'_0 \frac{\partial \omega'}{\partial y'} = -\left(\frac{\partial u'_1}{\partial y'} + \frac{\partial v'_1}{\partial x'} \right)$$

on la vorticitat s'ha definit com

$$\omega' = \frac{\partial v'_0}{\partial x'} - \frac{\partial u'_0}{\partial y'} = \nabla_h^2 \eta'_0$$

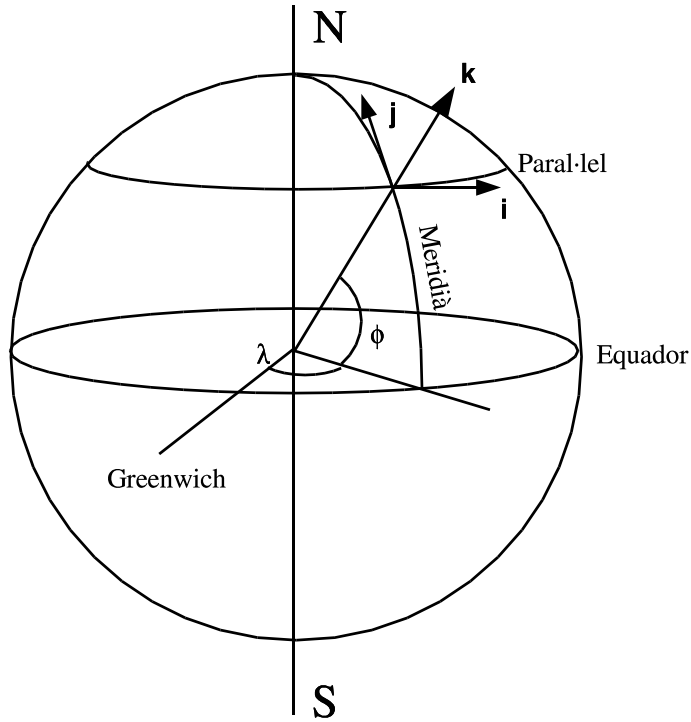


Figura 1.13: Sistema de coordenades geogràfiques: latitud ϕ i longitud λ .

on $\nabla_h = (\partial_x, \partial_y)$. Eliminant la divergència horitzontal de la contribució d'ordre $O(R_o)$ i fent servir la relació entre les velocitats geostrofiques i la superfície lliure es pot escriure un sola equació de conservació

$$\frac{\partial q'}{\partial t'} + J(\psi', q') = 0 \quad (1.13)$$

amb $J(A, B) = \partial_x A \partial_y B - \partial_x B \partial_y A$ essent l'operador jacobià i

$$q' \equiv \omega' - \frac{L^2}{R_d^2} \eta_0 \quad (1.14)$$

és la vorticitat potencial adimensional (considerant només fins a ordre $O(R_o)$). Les equacions 1.11, 1.12 i 1.14 són les aproximacions que es fan servir habitualment en oceanografia.

Si el fluid no està en rotació $f_0 = 0$ per tant $R_d \rightarrow \infty$, és a dir, l'equació del moviment queda

$$\frac{\partial \omega'}{\partial t'} + J(\psi', \omega') = 0 \quad (1.15)$$

que no és altra que l'equació de conservació de la vorticitat i que es fa servir per estudiar la turbulència. Per tant, si se substitueix al vorticitat potencial per la vorticitat relativa les equacions que governen l'oceà i la turbulència bidimensional són formalment les mateixes. Aquest fet suggereix que potser alguns resultats obtinguts en l'estudi de la turbulència bidimensional podrien servir per entendre les observacions oceàniques.

1.2.2 Dispersió i estructures coherents

S'han fet molts estudis sobre les propietats de mescla associades als vòrtex coherents a l'oceà (vegeu Provenzale, 1999, per una visió global). S'ha observat que els vòrtex de la turbulència es caracteritzen per tenir dues parts ben diferenciades des del punt de vista lagrangià: una part més interna on les partícules queden atrapades i és impermeables a l'intercanvi de partícules amb l'exterior i una de més externa caracteritzada pel fort intercanvi de partícules amb els seus voltants.

1.2.3 Distribucions de probabilitat de la velocitat

L'anàlisi dels experiments numèrics de Bracco et al. (2000a) mostren que les funcions de probabilitat per un fluid bidimensional turbulent tenen una forma que depèn del nombre de Reynolds de les simulacions. S'observa que per nombre de Reynolds petit les distribucions tendeixen a ser gaussianes mentre que en augmentar el nombre de Reynolds s'observa com paraixen cues exponencials a les distribucions. Aquesta variació de la forma sembla anar lligada amb l'existència de vòrtex coherents en el fluid. A mesura que s'augmenta el nombre de Reynolds van apareguent més estructures coherents. Per confirmar aquest punt Bracco et al. (2000a) separen la influència dels vòrtex de la resta del fluxe demostrant així que els responsables de les cues en les distribucions de probabilitat de la velocitat per nombres de Reynolds grans estan associades a la presència d'estructures coherents.

1.3 Planetjament del problema

A les seccions anteriors s'ha discutit la importància de la mescla de les aigües de procedència atlàntica amb les aigües més salades de la Mediterrània. Per altra banda, també s'ha discutit la similitud de la turbulència bidimensional amb l'oceà i quins són aquells elements que poden influir en les propietats de mescla i transport en un fluid turbulent en dos dimensions. En particular s'ha vist que la presència de vòrtex és fonamental a causa de la seva habilitat per atrapar partícules i transportar-les i el seu efecte sobre les funcions de probabilitat de la velocitat. Per tant, l'objectiu de la tesi és

Objectiu: la caracterització de les propietats dels vòrtex coherents i les funcions de probabilitat associades per l'oceà.

La limitació fonamental en oceanografia sempre és l'existència de dades. Afortunadament, amb l'existència de satèl·lits cada vegada n'hi ha més. Les dades que es fan servir són les observacions i les simulacions numèriques de la superfície lliure de l'oceà.

Capítol 2

Dades

En aquesta tesi s'ha anal·litzat la superfície lliure de la Mediterrània a partir de dos conjunts de dades diferents:

- Observacions altimètriques de la superfície lliure pel període octubre 1992-setembre 1999.
- Simulacions numèriques de la superfície lliure, amb assimilació de dades altimètriques i de temperatura i forçament del vent, pel període setembre 1999-abril 2003

2.1 Les dades altimètriques

2.1.1 Les mesures de l'altímetre

Els altímetres són radars que mesuren la distància entre el satèl·lit i la superfície de la Terra. El principi de funcionament és ben senzill: mesuren el temps de retorn d'un pols electromagnètic emès per l'antena i que és reflectit per la superfície. Si es coneix la velocitat de propagació del pols llavors s'obté, per exemple, la distància entre la superfície del mar i el satèl·lit ($D(\phi, \lambda, t)$). Així en orbitar al voltant de la Terra, s'obté D per diferents posicions i instants de temps. Bàsicament hi ha dos elements que afecten les mesures: les variacions en la velocitat de propagació del pols i l'efecte de l'estat de la mar en la reflexió d'aquest pols. La velocitat de propagació depèn de diferents elements que són força variables com és el gruix de l'atmosfera, el seu contingut en vapor d'aigua o la concentració d'electrons a la ionosfera. Això implica que cal modelitzar i/o mesurar aquests paràmetres per calcular correctament el rang. Per altra banda el pols electromagnètic es reflecteix de manera diferent segons l'estat de la mar podent induir un error en l'estimació del rang.

Per interpretar les mesures el primer pas consisteix en calcular la posició del nivell del mar respecte d'un el·lipsoide de referència. Per això cal conèixer l'alçada del satèl·lit ($H(\phi, \lambda, t)$) respecte de l'el·lipsoide de manera que la superfície lliure respecte de l'el·lipsoide ve donada per (vegeu la figura 2.1)

$$h(\phi, \lambda, t) = H(\phi, \lambda, t) - D(\phi, \lambda, t)$$

L'òrbita dels satèl·lits en general es caracteritza per tenir un error de longitud d'ona gran (Robinson, 1983) això fa que una part dels errors en les dades altimètriques estiguin correlacionats.

Un cop fetes les diferents correccions el resultat és distància de la superfície lliure de l'oceà respecte d'un el·lipsoide de referència. L'alçada respecte de l'el·lipsoide, a més de contenir el senyal

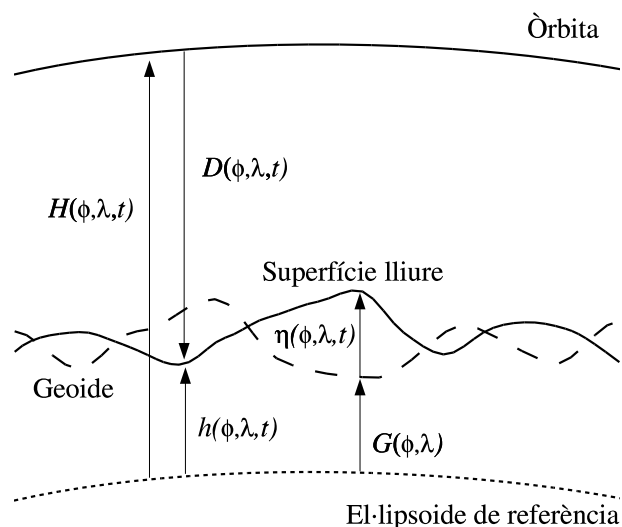


Figura 2.1: Relació entre les ondulacions del geoide ($G(\phi, \lambda)$), el rang ($D(\phi, \lambda, t)$), el nivell del mar $h(\phi, \lambda, t)$ i la topografia dinàmica $\eta(\phi, \lambda, t)$.

oceanogràfic, conté les ondulacions del geoide ($G(\phi, \lambda)$). El geoide es defineix com la superfície equipotencial de potencial gravitatori terrestre que coincidiria amb el nivell del mar si aquest estés en repòs. La contribució de les ondulacions de les ondulacions del geoide és de l'ordre d'uns pocs metres mentre que la contribució associada als corrents marins és de l'ordre d'uns centímetres de manera que per recuperar la informació oceanogràfica és necessari eliminar la contribució del geoide. Malauradament, no es coneix amb prou resolució ni amb prou precisió com per poder-lo extreure directament. El geoide és constant en el temps, si més no a les escales temporals que ens movem (entre uns dies i uns anys), això fa que es pugui eliminar simplement eliminant el valor mig de les observacions

$$h'(\phi, \lambda, t) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N h(\phi, \lambda, t_0 + n\Delta t)$$

on N és el nombre d'observacions i Δ el període del satèl·lit. El resultat es coneix per anomalies de nivell del mar o *Sea Level Anomalies* (SLA). Aquest procediment, que ara per ara és el mètode més comú, té una limitació fonamental i és que també elimina aquella part del senyal que té un temps característic més gran que el període util·litzat per calcular la mitjana.

Les anomalies del nivell del mar contenen diferents contribucions:

- L'efecte de les variacions de la pressió atmosfèrica $\eta_{atm}(\phi, \lambda, t)$.
- Les mareas. A part de les mareas oceàniques associades als moviments de la Lluna i del Sol $\eta_{AT}(\phi, \lambda, t)$ també cal tenir en compte les mareas terrestres $\eta_{ET}(\phi, \lambda, t)$ i la càrrega de marea sobre el fons del mar $\eta_{TL}(\phi, \lambda, t)$.
- Les variacions degudes als corrents marins conegudes com a topografia marina $\eta(\phi, \lambda, t)$.

En principi, les dues primeres es poden model·litzar i eliminar de les observacions de manera que només quedi la part associada als corrents marins.

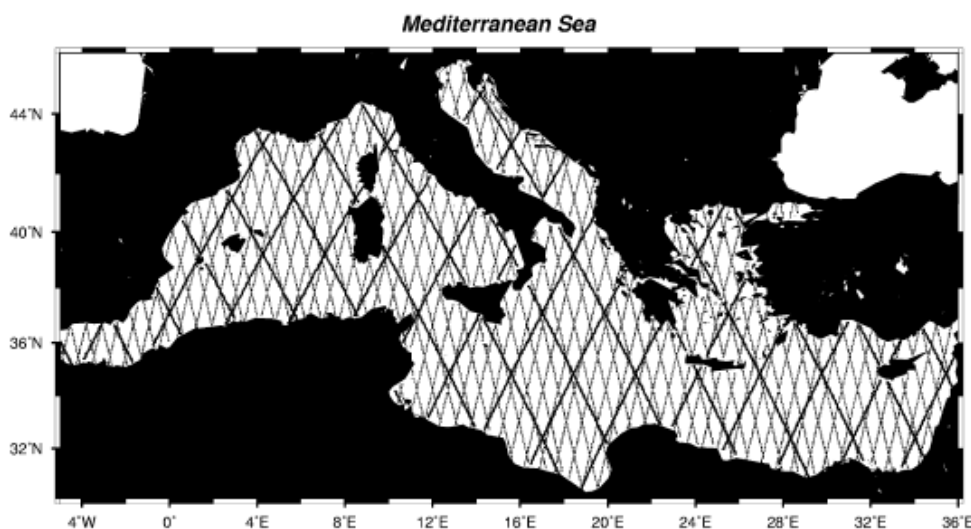


Figura 2.2: Cobertura de la Mediterrània amb les traces del TOPEX/Poseidon ((línies negres) i dels ERS-1/2 (línies grises). Aquest gràfic ha estat extret de Larnicol et al. 2002.

Un cop s'ha obtingut un mapa d'anomalties (SLA) els camps de velocitats geostrofiques es poden calcular directament

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial h'}{\partial y} \quad (2.1)$$

$$v = \frac{g}{f} \frac{\partial h'}{\partial x} \quad (2.2)$$

on u és la component oest-est del camp de velocitats i v la sud-nord, g és la gravetat i

$$f = 2\Omega \sin \phi \quad (2.3)$$

el paràmetre de Coriolis (Ω és la velocitat angular de la Terra). A la figura 4.1 hi ha un exemple d'un mapa de SLA amb el camp de velocitats geostrofic associat. És important recordar que aquestes velocitats geostrofiques són derivades d'anomalties del nivell del mar i no de la superfície lliure instantània.

A diferència del que passa amb sensors com els de radiació d'infraroja, visible o radars com el SAR, l'altímetre només mesura la superfície del mar en el seu nadir, és a dir només s'obté la superfície lliure sobre les traces del satèl·lit. On la traça del satèl·lit no és ltra cosa que la projecció de l'òrbita sobre la superfície de la Terra. Això fa que només es pugi obtenir la component perpendicular a la traça de la velocitat geostrofica.

2.1.2 Mapes de SLA

Per tal de poder recuperar les dues components del camp de velocitats es construeixen mapes de SLA a partir d'una interpolació en l'espai i el temps: Siguin $\{h_i'^{obs}\}$ un conjunt de N observacions irregularment distribuïdes en l'espai i el temps d'una variable amb mitjana zero. Aquestes observacions contindran cert error ϵ_i de manera que

$$h_i'^{obs} = h_i' + \epsilon_i$$

2 Dades

El millor estimador lineal per mínims quadrats del valor del camp al punt x ve donat per (Bretherton et al., 1976)

$$h'^{est}(x) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N A_{ij}^{-1} C_j(x) h_i'^{obs} \quad (2.4)$$

on \mathbf{A} és la matriu de covariances de les observacions definida per

$$A_{ij} = \langle h_i'^{obs} h_j'^{obs} \rangle = \langle h_i' h_j' \rangle + \langle \epsilon_i \epsilon_j \rangle$$

i \vec{C}_x és el vector de covariances per les observacions i el camp a estimar

$$C_{xi} = \langle h'(x) h_i'^{obs} \rangle = \langle h(x) h_i' \rangle$$

S'ha assumit que l'error no està correlacionat amb el camp θ . L'error associat a la interpolació vindrà donat per

$$e^2 = C_{xx} - \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N C_{xi} C_{xj} A_{ij}^{-1} \quad (2.5)$$

Com s'ha vist anteriorment les dades altimètriques es caracteritzen per tenir errors amb longitud d'ona gran de manera que en combinar dades altimètriques de diferents traces i/o cicles es poden induir gradients del nivell del mar artificials que al seu torn generen velocitats geostrofiques artificials. Aquest fenomen es pot corregir modificant les correlacions dels errors (Le Traon et al., 1998)

$$\langle \epsilon_i \epsilon_j \rangle = \begin{cases} \delta_{ij} b^2 & \text{per punts que no estan ni en el mateix cicle ni la mateixa traça} \\ \delta_{ij} b^2 + E_{LW} & \text{per punts que estan en el mateix cicle i la mateixa traça} \end{cases}$$

Els mapes construïts pel CLS (*Collecte Localisation Satellite*) de Tolosa, França en el marc del projecte MATER combinen les dades del TOPEX/Poseidon i els ERS1/2 (Larnicol et al., 2002). La figura 2.2 mostra la cobertura de les traces a la Mediterrània per part de les dues famílies d'altímetres utilitzats els ERS tenen la malla més densa (de color gris a la figura, període de 35 dies) i la del TOPEX/Poseidon que és la menys densa (de color negre a la figura, període de gairebé 10 dies). El període que cobreixen aquestes dades va de l'octubre de 1992 fins al setembre de 1999 amb un forat entre el 28 de desembre de 1993 i el 29 de març de 1995 degut a la missió geodèsica de l'ERS-1. Aquestes dades inclouen les correccions habituals detallades a la taula 2.1 així com un refinament de l'òrbita dels ERS prenent la del TOPEX/Poseidon com a referència (Le Traon and Ogor, 1998). Un cop fet això les dades s'han interpolat cada 7 km seguint la traça mitjançant splines cúbiques i se n'han calculat les anomalies prenent un valor mig del nivell del mar calculat amb 4 anys (1993-1996) d'observacions. El resultat s'ha filtrat amb un filtre passa-baixos de mediana amb una longitud de tall de 35 km i un de Lanczos (Emery and Thomson, 1998) amb una longitud d'ona de tall de 42 km. Aquest filtrat és necessari ja que les dades altimètriques contenen molt soroll de longitud d'ona petita que pot introduir gradient importants i per tant velocitats geostrofiques poc realistes.

Pel que fa a les correlacions de les dades el CLS ha seleccionat la funció de correlació donada per Le Traon et al. (1998)

$$C(r, t) = F(r) \exp(-t^2/T^2) \quad (2.6)$$

amb $F(r)$ essent la funció de correlació espacial donada per (Arhan and de Verdière, 1985)

$$F(r) = (1 + ar + \frac{1}{6}(ar)^2 \frac{1}{6}(ar)^3) \exp(-ar) \quad (2.7)$$

Orbita	NASA JGM3 (TOPEX) D-PAF referenciada a l'el·lipsoide del TOPEX (ERS)
Correcció òrbita	Le Traon and Ogor (1998) (ERS)
Correcció ionosfera	observacions bifreqüencials (TOPEX) model BENT (ERS)
Correcció troposfèrica seca	ECMWF
Correcció troposfèrica humida	radiòmetre TRM (TOPEX) radiòmetre ATSR-M (ERS)
Sea State Bias	Gaspar (1996) (TOPEX) -5.5% de l'alçada significat d'ona
Càrrega atmosfèrica	baròmetre invers-ECMWF
Marea oceànica i de càrrega	CSR 3.0 Eanes and Bettadpur (1995)
Marea terrestre	Cartwright and Tayler (1971)
Filtrat passa-baixos	Mediana $\lambda_c=35$ km Lanczos $\lambda_c=42$ km

Taula 2.1: Correccions aplicades a les dades altimètriques.

Paràmetre		T/P	ERS
Radi d'influència temporal (dies)	R_t		20
Radi d'influència espacial (km)	R_x		200
Longitud característica de correlació (km)	L		150
Temps característic de correlació (dies)	T		15
Error de la mesura (cm rms)	b	2	3
Errors de l'ongitud d'ona gran (cm rms)	E_{LW}	3	4

Taula 2.2: Valors dels paràmetres util·litzats per construir els mapes de SLA

on $a = 3.34/L$. Ayoub et al. (1998) han estimat el valors dels paràmetres L i T en 150 km i 15 dies respectivament. Aquests valors dels paràmetres fan que l'error de la interpolació sigui aproximadament homogeni tant en l'espai com en el temps. Una de les limitacions de les quals no s'ha parlat és la dificultat dels altímetres de fer mesures a prop de la costa. Això fa que aquestes siguin molt escasses i per tant els mapes tinguin grans errors associats al contorns de la costa. Aquesta dificultat per fer mesures a prop de la costa té un impacte dramàtic al mar Egeu ja que la gran concentració d'illes fa que l'error de l'interpolació sigui del 90%. En general però l'error no supera el 10% a la major part del domini.

Finalment, com que el volum de dades és considerable, en la construcció dels mapes no s'utilitzen totes les dades disponibles sinó que només un petit subconjunt amb una esfera d'influència de radi $R_x = 200$ km en l'espai i $R_t = 20$ dies en el temps. Per aquest motiu el mètode d'interpolació util·litzat s'anomena subòptim.

2.2 Les simulacions numèriques

2.2.1 El model del MFS

El *Mediterranean Forecasting System* (MFS) és un sistema de predicció de la circulació oceànica desenvolupat dins del projecte MFSP del 5è Programa Marc de la UE. El seu nucli és un model numèric de l'oceà forçat amb dades meteorològiques i en el qual s'hi assimilen observacions altimètriques, observacions del perfil de temperatures i observacions de la temperatura superficial del mar obtingudes per satèl·lit (Pinardi et al., 2003). Les prediccions i les anàlisi del model es poden trobar a la pàgina web <http://www.cineca.it/mfspp/>.

El model util·litzat pel MFS és el *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory-Modular Ocean Model* (GFDL-MOM) (Pacanowski et al., 1990) adaptat a la Mediterrània per Roussenov et al. (1995) i Korres et al. (2000) les equacions del qual es troben a l'apèndix A. La resolució horitzontal és de $1/8^\circ \times 1/8^\circ$ i la vertical de 31 nivells. El domini està definit per la caixa $[9.25^\circ \text{ W}, 36^\circ \text{ E}] \times [30.5^\circ \text{ N}, 44.5^\circ \text{ N}]$ que correspon a la mar Mediterrània i a una petita part de l'Atlàntic necessària per parametritzar-ne els efectes a través de l'estret de Gibraltar. El model resol el sistema d'equacions primitives amb les aproximacions hidrostàtica, de Boussinesq i de superfície rígida.

Al model se li assimilen tres tipus de dades: altimètriques, XBT (*expandable bathythermograph*) i temperatura superficial del mar obtinguda a partir d'imatges de satèl·lit. Les dades altimètriques

es processen de manera similar a la descrita anteriorment. En aquest cas, però la mitjana que es fa servir per calcular les SLA s'ha obtingut a partir de les dades que van del gener de 1993 al desembre de 1997. Finalment les dades s'interpolen amb el mètode descrit a l'apartat 2.1.2 sobre la malla del model. Els perfils de temperatura mesurats amb XBTs s'obtenen regularment des de vaixells seguint les rutes comercials a la Mediterrània (Pinardi et al., 2003). El procediment per assimilar les dades altimètriques i de XBT per un cantó i la temperatura superficial per l'altra són ben diferents (De May, 2002; Demirov et al., 2003):

- Altimetria (SLA) i perfils de temperatura (XBT)
L'esquema d'assimilació per aquestes dades és el *System for Ocean Forecasting and Analysis* (SOFA). El SOFA és un sistema d'interpolació òptima multivariant d'ordre reduït, és a dir, és un sistema d'interpolació òptima que incorpora la temperatura, la salinitat i la funció de corrent barotròpica que fa una descomposició en *Empirical Orthogonal Functions* (EOF) verticals per reduir l'ordre.
- Temperatura superficial (SST)
En aquest cas s'utilitza un esquema més senzill que l'anterior ja que s'assimilen les temperatures superficials mitjanes per una setmana. En aquest cas s'afegeix un esquema a l'equació A.9

$$\begin{aligned} \rho_0 C_p K_k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} &= Q_B(T_a, T_o, C, rh) + \\ &Q_{LE}(T_a, T_o, rh, |\vec{W}|) + \\ &Q_{SH}(T_a, T_o, |\vec{W}|) + \\ &\frac{\Delta Q}{\Delta T} \Big|_{\bar{T}_{SST}} (\bar{T}_{SST} - T_s) \end{aligned} \quad (2.8)$$

on \bar{T}_0 és la temperatura superficial mitjana setmanal i $\frac{\Delta Q}{\Delta T} \Big|_{\bar{T}_{SST}} = 69 \text{ W m}^{-2} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$ (Pinardi et al., 2003).

2.2.2 Mapes de superfície lliure

A partir de la sortida del model es calcula la pressió superficial (p_s) amb el mètode proposat per Pinardi et al. (1995). Un cop s'obté la pressió superficial l'alçada (h) s'obté

$$h = \frac{p_s}{\rho_0 g} \quad (2.9)$$

on $\rho_0 = 1023 \text{ g cm}^{cm}$ és la densitat de referència.

S'han fet servir la superfície lliure calculada com s'ha indicat més amunt corresponen a les anàlisis del model (*hindcasts*) fetes des del setembre del 1999 fins a l'abril del 2003 realitzades en el marc del projecte europeu MFSPP.

2.3 Comparació entre dades

Els dos conjunts de dades se solapen durant el mes de setembre de 1999. Com que el pas de temps dels mapes de SLA és de 10 dies només hi ha 4 mapes simultanis (figura 2.3). Per fer una

	Mapes SLA	Sortida MFS
Pas de malla	0.2°	0.125°
Pas de temps	10 dies	1 dies
Inici	8 d'octubre de 1992 [†]	1 de setembre de 1999
Final	30 de setembre de 1999 [†]	24 d'abril de 2003
Nombre de mapes	213	1331

[†] No hi ha dades del 28 de desembre de 1993 al 29 de març de 1995

Taula 2.3: Característiques de les dades analitzades.

comparació més completa s'analitza la *Mean Kinetic Energy* (MKE) definida per

$$E_{MKE} = \frac{1}{2N} \left(\left(\sum_{i=1}^N u_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N v_i \right)^2 \right) = \frac{1}{2} (\langle u \rangle_t^2 + \langle v \rangle_t^2) \quad (2.10)$$

on $\langle u \rangle_t$ i $\langle v \rangle_t$ són els valors mitjos temporals de les dues components de la velocitat horitzontal (u, v) en cada punt de l'espai. També s'analitza la *Eddy Kinetic Energy* (EKE) definida per

$$E_{EKE} = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (u_i'^2 + v_i'^2) \simeq \frac{1}{2} (\sigma_u^2 + \sigma_v^2) \quad (2.11)$$

llavors l'energia cinètica mitjana ve donada per

$$\langle E \rangle = 3E_{MKE} + E_{EKE}$$

Una de les primeres coses que crida l'atenció és el fet que l'energia cinètica mitjana de les anàlisis del model sigui més gran que no pas la de l'altimetria (figures 2.4 i 2.5). El motiu d'això sembla degut al tipus de dades que es fan servir més que no pas al fet que s'estiguin considerant dos períodes amb energies diferents. Això és ben fàcil de veure si es compara les SLA amb la superfície lliure del model pels quatre mapes amb els quals hi ha encavalcament (figura 2.3). En aquest cas és ben visible que els gradients del nivell del mar associats als diferents remolins són més grans pel cas del model. De fet és ben sabut que les SLA tendeixen a subestimar els pendents del nivell del mar que són els que estan associats a les velocitat geostrofiques.

Un element més intrigant és el fet que com es pot veure els dos conjunts de dades no presenten la mateixa distribució de l'energia cinètica mitjana tot i que algunes estructures sí que són comunes. Com ja s'ha dit la diferència més remarcable són els elevats valors d'energia presents a la conca liguero-provençal que apareixen a la sortida del model però no en les dades altimètriques. Un possibilitat pot ser que la presència de remolins alteri la distribució energètica d'un any per l'altre ja que són estructures amb temps de vida de l'ordre dels mesos o anys i per tant és d'esperar que siguin responsables de gran part de la variabilitat interanual.

En qualsevol cas cal tenir molt present que les SLA són *anomalies* del nivell del mar per tant només proporcionen informació sobre les variacions del nivell del mar mig. El cas més paradigmàtic que permet entendre aquest fet és el del gir occidental d'Alboran que és un gir anticiclònic i estacionar enganxat a la part oriental de l'estret de Gibraltar. Aquest gir, en sor força estable, a les dades de SLA a vegades es veu com un gir ciclònic i a vegades com un d'anticiclònic. Per altra

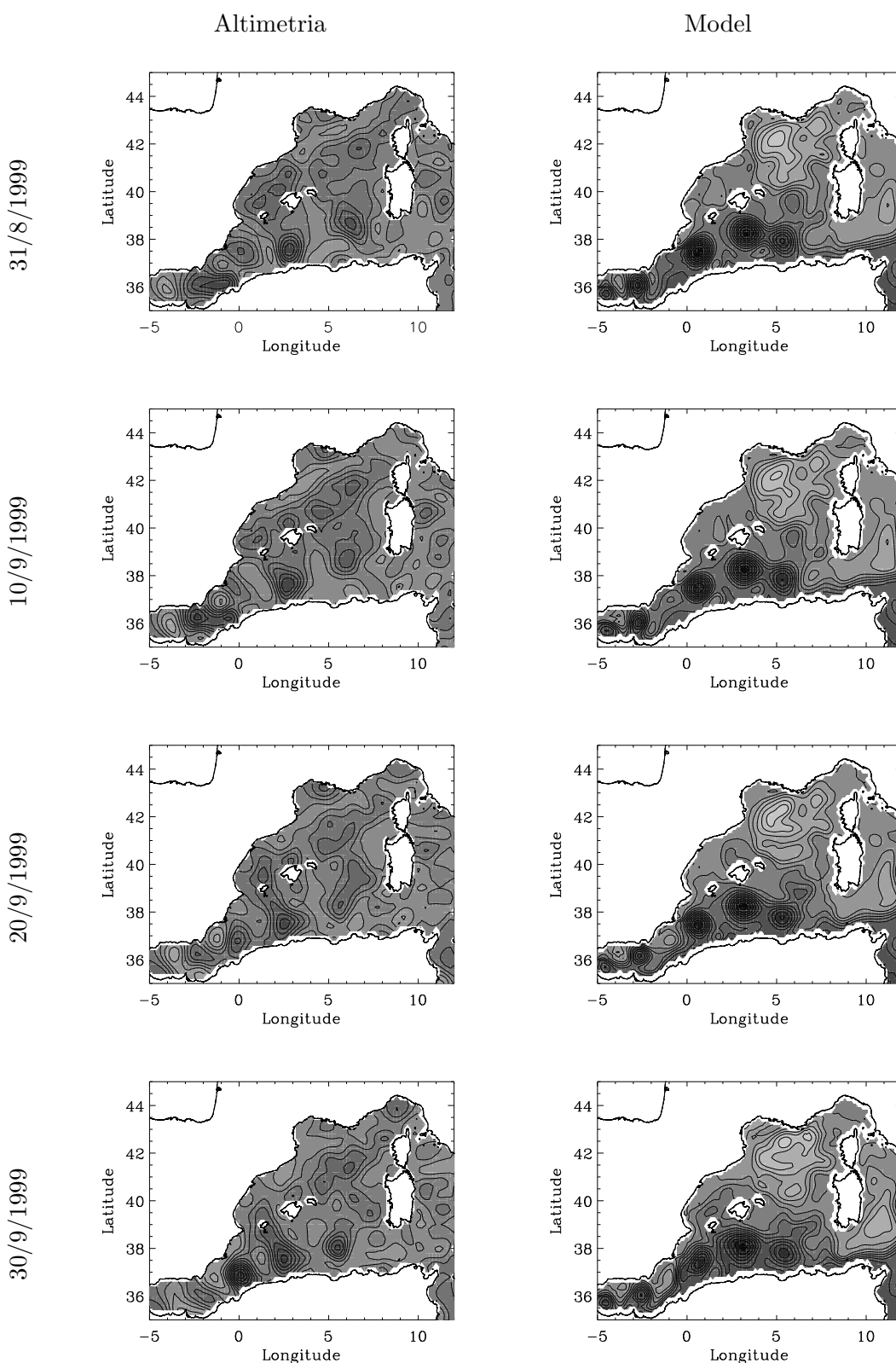


Figura 2.3: Comparació de les SLA i la superfície lliure del model per dos dies concrets.

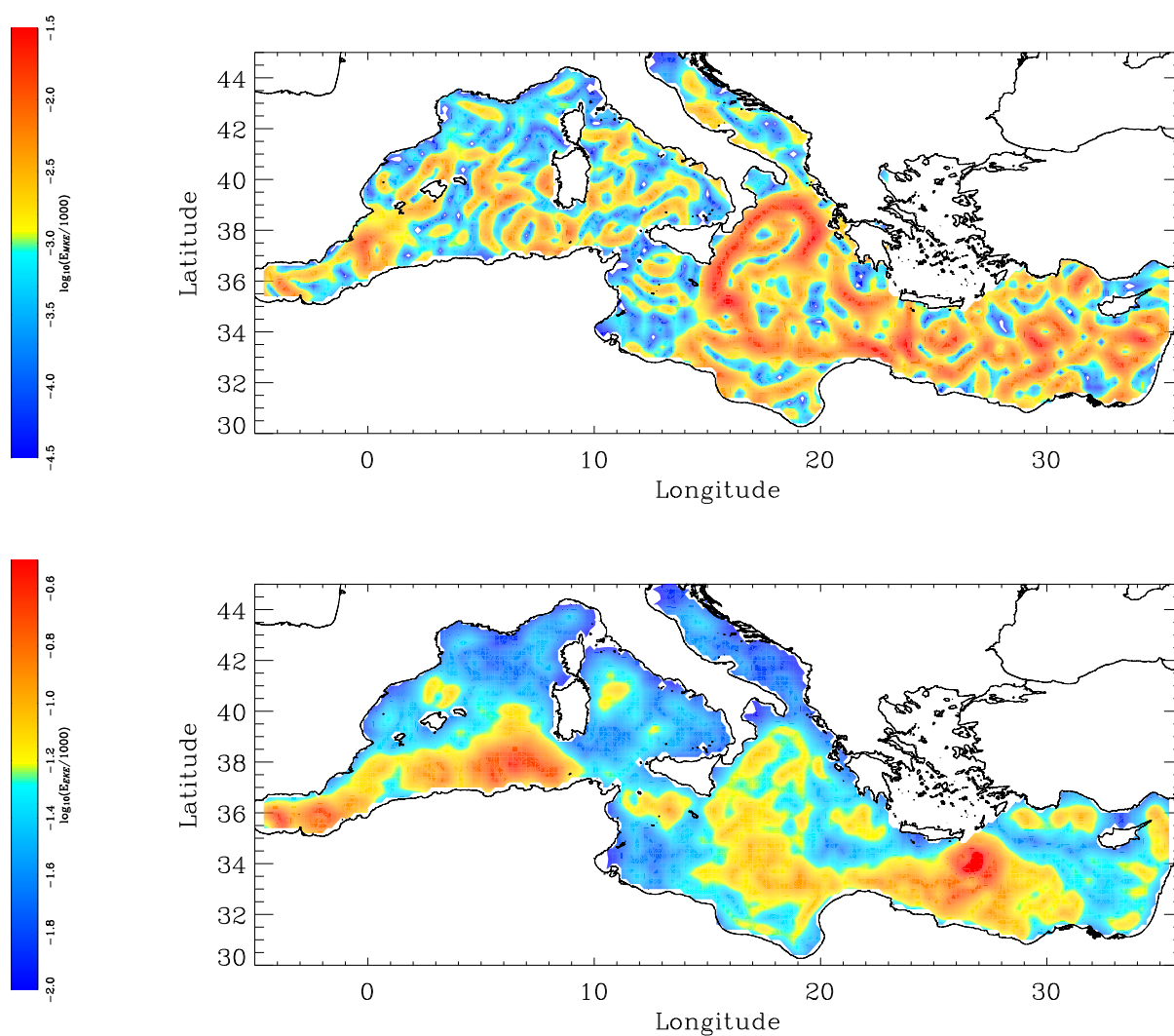


Figura 2.4: MKE (E_{MKE}) i EKE (E_{EKE}) calculades a partir dels mapes de SLA.

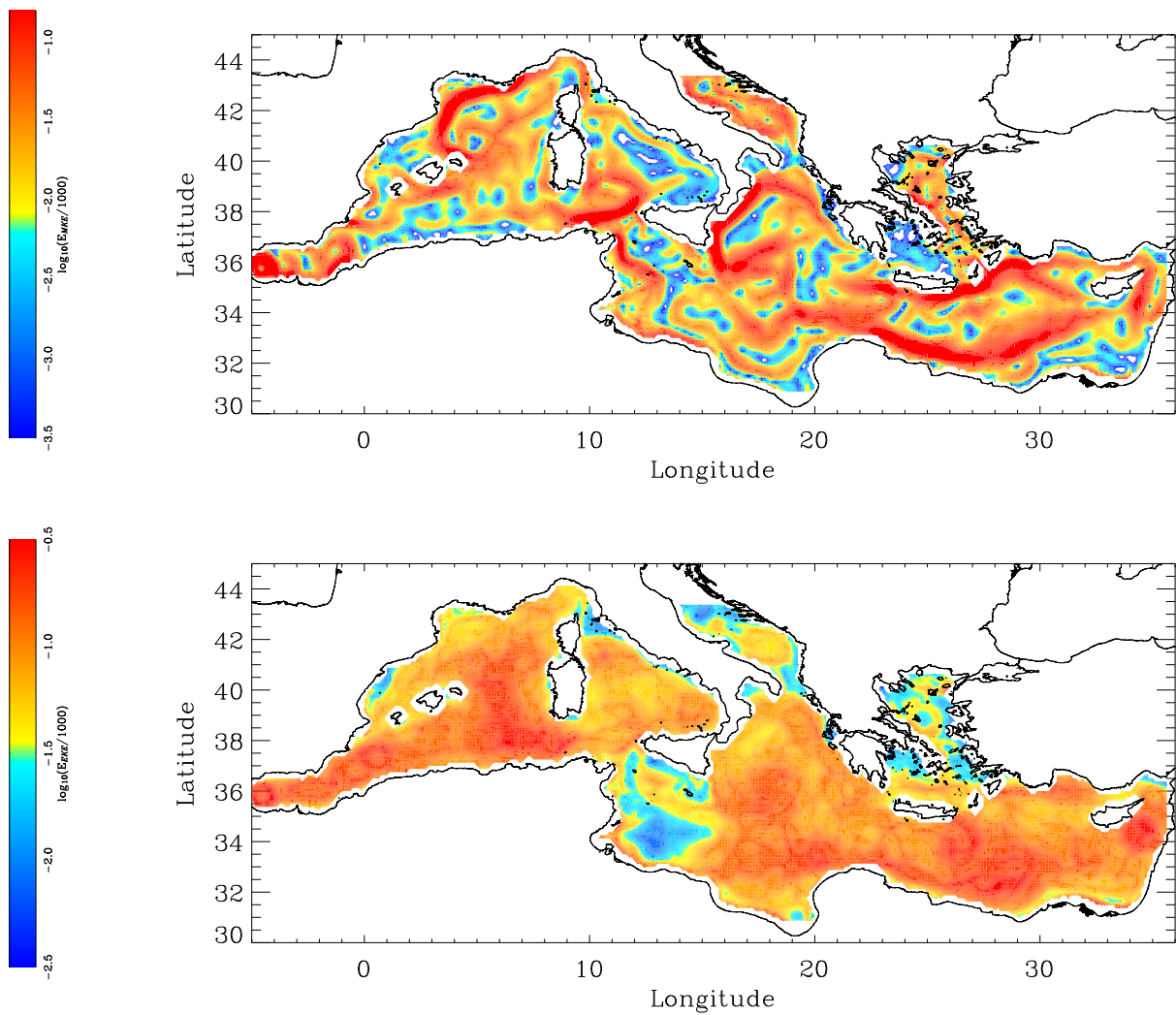


Figura 2.5: MKE (E_{MKE}) i EKE (E_{EKE}) calculades a partir del model.

2 Dades

banda també cal tenir en compte que les estructures que es propaguen en principi és d'esperar que es vegin raonablement bé tot i que si totes tendeixen a seguir els mateixos camins també apareguin problemes. És també ilustratiu veure que el corrent algerià a la zona de Tunísia és ben visible en el model mentre que les SLA no. En qualsevol cas, a pesar dels problemes associats a les SLA és la millor eina que existeix ara per ara.

Capítol 3

Partició del flux

Per poder estudiar les característiques dels vòrtex mediterranis el primer pas necessari és identificar-los el més objectivament possible. Aquest problema ha estat àmpliament tractat en turbulència bidimensional i tridimensional, per això, l'estratègia que s'ha seguit és buscar quins criteris es fan servir per estudiar aquests fluxos. A causa de la quasi-bidimensionalitat de l'oceà, com ja s'ha discutit a la introducció, el més raonable és anar a buscar criteris d'identificació de vòrtex en els treballs de turbulència 2D. Un criteri especialment interessant i àmpliament utilitzat en l'estudi de la dispersió en un flux 2D és el fet servir per Elhmaïdi et al. (1993). Aquest criteri està basat en el paràmetre d'Okubo-Weiss (Okubo, 1970; Weiss, 1991).

L'objectiu d'aquest capítol és discutir l'aplicació a les dades descrites en el capítol anterior del criteri fet servir per Elhmaïdi et al. (1993). A més es presenten alguns exemples que mostren el potencial d'aquest paràmetre per aplicacions oceanogràfiques.

3.1 El paràmetre d'Okubo-Weiss

Un criteri àmpliament utilitzat per fer una partició d'un flux bidimensional qualsevol és el paràmetre d'Okubo-Weiss (p. ex. Elhmaïdi et al., 1993; Pasquero et al., 2001). Aquest paràmetre va aparèixer per primera vegada el 1970 en un article d'Okubo on s'analitzava la trajectòria d'un flotador lagrangiana al voltant d'una singularitat. Per altra banda, i de manera independent, el mateix paràmetre es va obtenir en analitzar l'evolució temporal dels gradients de vorticitat en un fluid turbulent bidimensional (Weiss, 1991). Bàsicament, el que fa el paràmetre és separar les zones on hi ha un predomini de la deformació de les zones on hi ha un predomini de la vorticitat. La manera més senzilla de derivar-lo és, potser seguint la manera com ho va fer Okubo (1970): Siguin dues partícules ideals properes amb posicions \vec{x}_1 i \vec{x}_2 restringides a moure's sobre una superfície i sigui $\vec{v} = (u, v)$ la velocitat del fluid paral·lela a la superfície. La posició relativa entre les dues partícules vindrà donada pel vector

$$\vec{x} = \vec{x}_2 - \vec{x}_1$$

Si la distància és prou petita la seva velocitat relativa es podrà aproximar pel corresponent desenvolupament en sèrie de Taylor fins a primer ordre

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \mathbf{G}(\vec{x}_1) \cdot \vec{x} \quad (3.1)$$

3 Partició del flux

on $\mathbf{G}(\vec{x}_1)$ és el tensor gradient de velocitats (equació B.6). Si s'hi introdueixen la vorticitat (ω), la deformació (σ) i la divergència (δ) definides per

$$\omega = \partial_x v - \partial_y u \quad (3.2)$$

$$\sigma_s = \partial_x v + \partial_y u \quad (3.3)$$

$$\sigma_n = \partial_x u - \partial_y v \quad (3.4)$$

$$\delta = \partial_x u + \partial_y v \quad (3.5)$$

el tensor està donat per

$$\mathbf{G} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \delta + \sigma_n & \sigma_s - \omega \\ \sigma_s + \omega & \delta - \sigma_n \end{pmatrix} \quad (3.6)$$

Suposant que el tensor gradient de velocitats és constant en el temps, llavors la solució de l'equació 3.1 dependrà dels seus valors propis

$$\lambda = \delta \pm \sqrt{W}$$

on s'ha definit el paràmetre d'Okubo-Weiss (Okubo, 1970; Weiss, 1991) com

$$W \equiv \sigma_s^2 + \sigma_n^2 - \omega^2 \quad (3.7)$$

Així la topologia de les trajectòries possibles (figura 3.1) dependrà dels possibles valors de W i δ (Okubo, 1970; Ottino, 1989; Zwillinger, 1998)

Del paràmetre d'Okubo-Weiss és interessant tenir en compte els següents aspectes

- El paràmetre es pot fer servir com a identificador de vòrtex. Així un vòrtex es pot definir com la regió simplement connexa amb valors de W negatius. És més, en dues dimensions i amb divergència zero, és totalment equivalent als criteris d'identificació d'estructures proposats per Hunt et al. (1988); Chong et al. (1990); Jeong and Hussain (1995) (vegeu l'Apèndix B).
- Si se suposa que el fluid és no divergent sobre la superfície on es mouen les dues partícules llavors es pot definir una funció de corrent $\psi(x, y)$ tal que

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

que en introduir-la al paràmetre W (equació 3.7) queda

$$-\frac{1}{4}W = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}\right)\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}\right) - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}\right)^2 \quad (3.8)$$

per tant la condició

$$W < 0$$

no és altra cosa que la condició necessària per a l'existència d'un extrem en la funció de corrent (Courant and John, 1989).

- Per un vòrtex axisimètric el camp de velocitats estarà donat per

$$u_r = 0, \quad u_\theta = u_\theta(r)$$

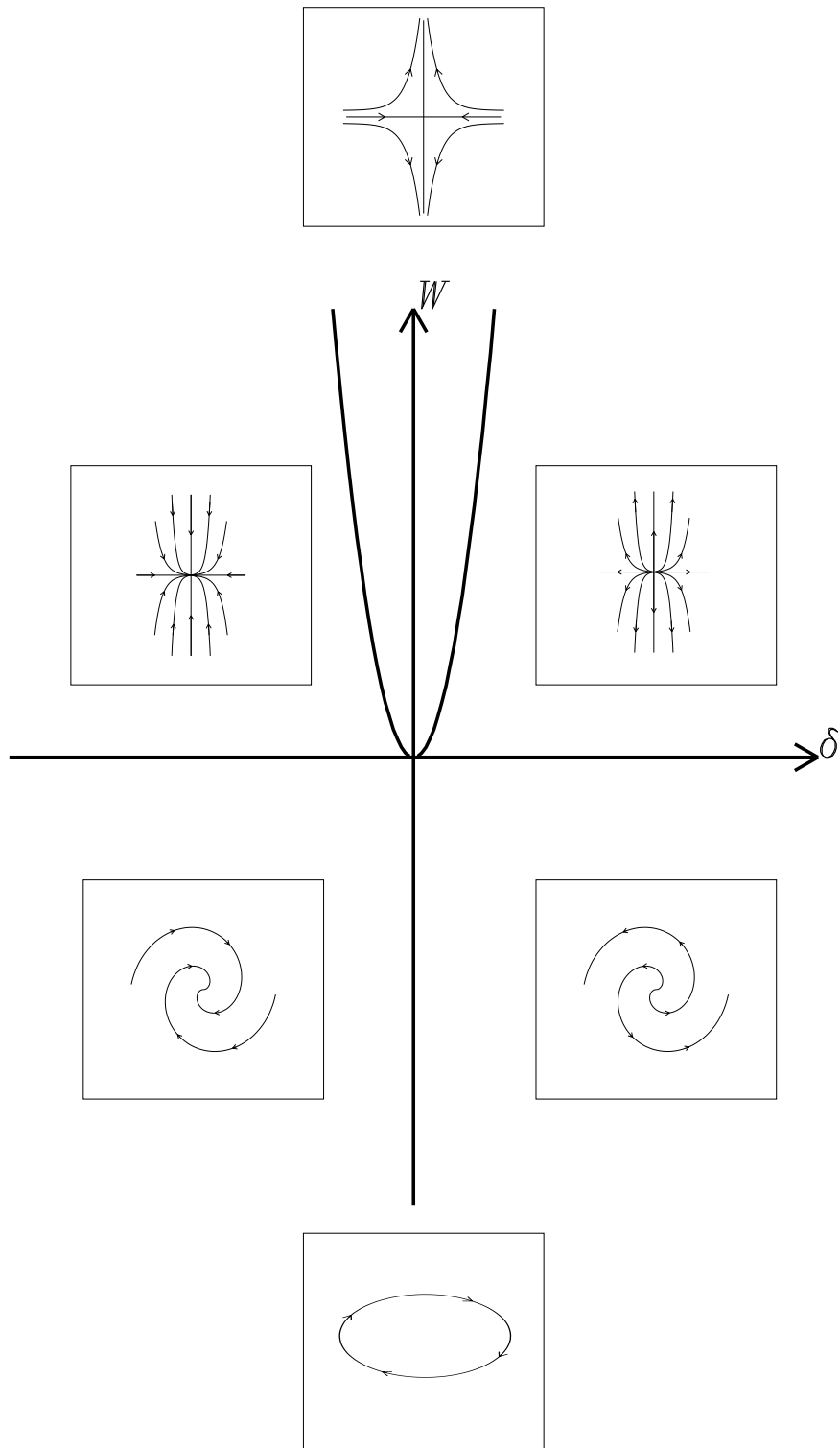


Figura 3.1: Trajectòries possibles per \vec{d} en funció de la divergència del flux δ i el paràmetre d'Okubo-Weiss W .

i el paràmetre d'Okubo-Weiss serà (equació C.10)

$$W(r) = \frac{1}{2r} \frac{\partial u_\theta^2}{\partial r} \quad (3.9)$$

llavors

$$W = 0$$

implica que u_θ^2 és un extrem. Per tant, la frontera del nucli definida per $W = 0$ correspon a la localització radial del màxim de velocitats.

- L'evolució temporal dels gradients de vorticitat ($\nabla\omega$) en un fluid bidimensional, suposant que la vorticitat i la deformació varien lentament amb el temps, ve donada per les solucions (Weiss, 1991)

$$\nabla\omega \propto \exp\left(\pm \frac{1}{2}\sqrt{W}t\right)$$

per tant a aquelles zones dominades per la deformació ($W > 0$) els gradients de vorticitat creixeran exponencialment

3.2 Criteri de partició del flux

Com s'ha vist a l'apartat anterior el paràmetre d'Okubo-Weiss no només permet caracteritzar el moviment relatiu de dues partícules sinó que també determina com serà l'evolució del gradient de la vorticitat en un flux bidimensional. Aquest fet va portar Elhmaïdi et al. (1993) a proposar una descomposició d'un flux bidimensional com

1. *Zones el·líptiques*: caracteritzades pel un domini de la vorticitat enfront de la deformació

$$W < -W_0 \quad (3.10)$$

2. *Zones hiperbòliques*: caracteritzades pel un domini de la deformació enfront de la vorticitat

$$W > W_0 \quad (3.11)$$

3. *El camp de fons*: caracteritzat per valors petits tan positius com negatius de W

$$|W| \leq W_0 \quad (3.12)$$

essent W_0 una *quantitat petita* que habitualment es pren com

$$W_0 = 0.2\sigma_W \quad (3.13)$$

on σ_W és la desviació estàndard espacial (vegeu per exemple: Benzi et al., 1986; Jiménez, 1996; Pasquero et al., 2001). Aquesta partició dona resultats similars si s'aplica prenent la vorticitat enlloc de W (Bracco et al., 2000a), de tota manera com que el paràmetre d'Okubo-Weiss permet identificar estructures en situacions que el mòdul de la vorticitat presenta problemes (per exemple vòrtex en un corrent amb forta vorticitat) només considerarem la partició en termes de W

Aquesta partició del flux ha estat àmpliament utilitzada per estudiar fluxos turbulents i les propietats de mescla associades a aquestes fluxos (vegeu Provenzale, 1999, per una visió global del tema). Aquestes tres regions separen zones amb un comportament lagrangiana molt diferent.

Les zones el·líptiques o nuclis dels vòrtex es caracteritzen pel fet que les partícules atrapades en aquestes zones no presenten dispersió radial i les trajectòries són no caòtiques. Per altra banda, les zones hiperbòliques es caracteritzen per tenir una mescla intensa i trajectòries de les partícules caòtiques.

La validesa de W per caracteritzar la dispersió té una limitació important: per trobar W s'ha suposat que les derivades espacials de la velocitat varien lentament en el temps (Okubo, 1970; Weiss, 1991). Basdevant and Philipovitch (1994) van demostrar que aquesta aproximació només és acceptable en una part del flux: els nuclis del remolins i els punts amb molta deformació. De fet, Hua and Klein (1998) van repetir els càlculs originals fets per Okubo però tenint en compte les acceleracions. El resultat va ser un nou paràmetre format pel paràmetre d'Okubo-Weiss més un terme que inclou la variació temporal. Els experiments numèrics fets per Hua and Klein (1998) també van mostrar que dins dels nuclis dels vòrtex dominava el paràmetre d'Okubo-Weiss enfront la part temporal confirmant els resultats previs de Basdevant and Philipovitch (1994).

3.3 Aplicació a l'oceà

3.3.1 Distribució del paràmetre d'Okubo-Weiss a la Mediterrània

El càlcul del paràmetre d'Okubo-Weiss a l'oceà es fa a partir del les derivades de les velocitats geostrofiques obtingudes de la superfície lliure (η)

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial y}$$

$$v = \frac{g}{f} \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

on f és el paràmetre de Coriolís definit per l'equació 2.3. En un cas es pren com a superfície lliure les SLA derivades de l'altímetre i en l'altre es pren la superfície lliure calculada pel model.

El càlcul del paràmetre d'Okubo-Weiss requereix calcular les derivades espacials segones de la superfície lliure, per això s'ha optat per un esquema de diferències finites centrades ja que l'error numèric associat és menor que en el cas de diferències simples. Aquest esquema de derivació fa que els punts de la frontera es perdin, ja que no s'ha tingut en compte cap esquema particular per aquesta zona. En el cas del model la frontera és la costa mateixa. Pel cas dels mapes de SLA com que la interpolació es fa sobre una malla regular sense tenir en compte els contorns continentals només els punts propers als límits del domini es perden.

La partició del flux del camp depèn de la desviació estàndard espacial de W , per això en primer lloc se n'ha analitzat la variació en funció de la inclusió o no dels punts més propers a la costa La figura 3.2 mostra la dependència de la desviació estàndard del camp a mida que es van eliminant els punts més propers a la frontera. En el cas de l'altímetre es té un valor mig força uniforme de l'ordre de $\sigma_W \simeq 3 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ amb una desviació estàndard de $8 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-2}$ Pel model, en canvi, es poden observar clarament dues regions també aproximadament constants: $\sigma_W \simeq 17 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ si es tenen en compte els punts propers a la costa (fins a 1°) i $\sigma_W \simeq 11 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-2}$ si no se'ls inclou en el càlcul de σ_W . La desviació estàndard és similar per tots dos i és de l'ordre de $4.5 \cdot 10^{-11} \text{ s}^{-2}$. El valor de σ_W tenint en compte els punts del contorn ¹ sobresurt de manera estranya. Per veure l'origen d'aquests valors tan elevats s'ha representat el camp del paràmetre d'Okubo-Weiss (figura 3.3) pels

¹S'entén per punts del contorn aquells punts més propers a la costa que no han estat eliminats pel procés de derivació.

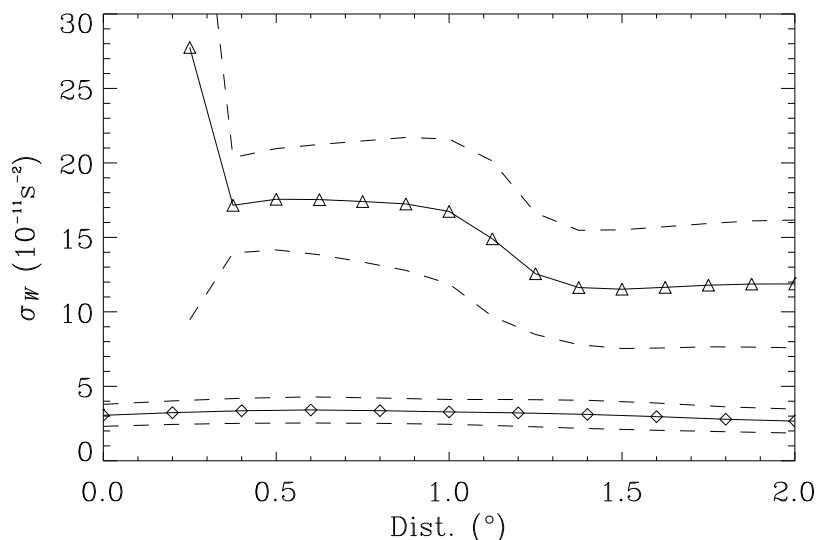


Figura 3.2: Valor de σ_W per la sèrie temporal de dades al·timètriques (rombes) i del model (triangles) tenint en compte només aquells punts que es troben a certa distància de la costa. La línia discontinua correspon a la desviació estàndard de σ_W .

mateixos mapes de la figura 2.3. L'escala de colors s'ha triat de manera que el blau correspon a les zones el·líptiques, el groc-vermell a les hiperbòliques i el verd al camp de fons, és a dir a aquelles zones amb $|W| \leq \sigma_W$.

A la zona del Golf de Gènova en el cas del model s'hi poden observar valors molt grans de W en els punts més propers a la costa. Cal tenir en compte, també, que molta de la variabilitat de la Mediterrània està associada a corrents costaners (sobretot a la Mediterrània occidental) de manera que ja és d'esperar que la inclusió del punts propers a la costa faci augmentar el valor de σ_W .

Per altra banda, a la conca algeriana s'hi poden observar amb molta claredat l'estructura dels vòrtex caracteritzada per un nucli dominat per la vorticitat (blau), envoltat per una corona dominada per la deformació (groc). De fet si s'agafa un vòrtex ben format com el de Ierapetra al sud-est de l'Illa de Creta, a la conca Llevantina, i se'n compara el perfil del paràmetre d'Okubo-Weiss amb el que s'observa en simulacions de turbulència bidimensional es veu que les estructures són gairebé idèntiques (figura 3.4).

3.3.2 Evolució temporal de tres remolins algerians

Amb l'ajuda del criteri d'Okubo-Weiss s'han identificat i seguit tres vòrtex a la conca algerina a partir dels mapes de SLA. Això ha permès no només identificar i seguir aquests remolins a través de tota la conca sinó també calcular-ne les propietats tal i com s'han definit en seccions anteriors.

Com es pot observar el remolí 96-1, que és identificable per primera vegada el 19/2/1996, va donar fins a 4 voltes a la part oriental de la conca fins que a partir de cert moment, ja cap a les fases finals de la seva vida s'escapa i es comença a moure cap a l'oest. Aquesta evolució, però dura poc temps ja que ràpidament redueix la mida, amplitud (figura 3.6) i energia (figura 3.7) fins que desapareix i s'observa per última vegada el 21/7/1998. Durant la seva vida aquest remolí va tenir una amplitud mitjana de $a = 10 \pm 5\sigma_W$ i un radi de $r_e = 48 \pm 7$ km

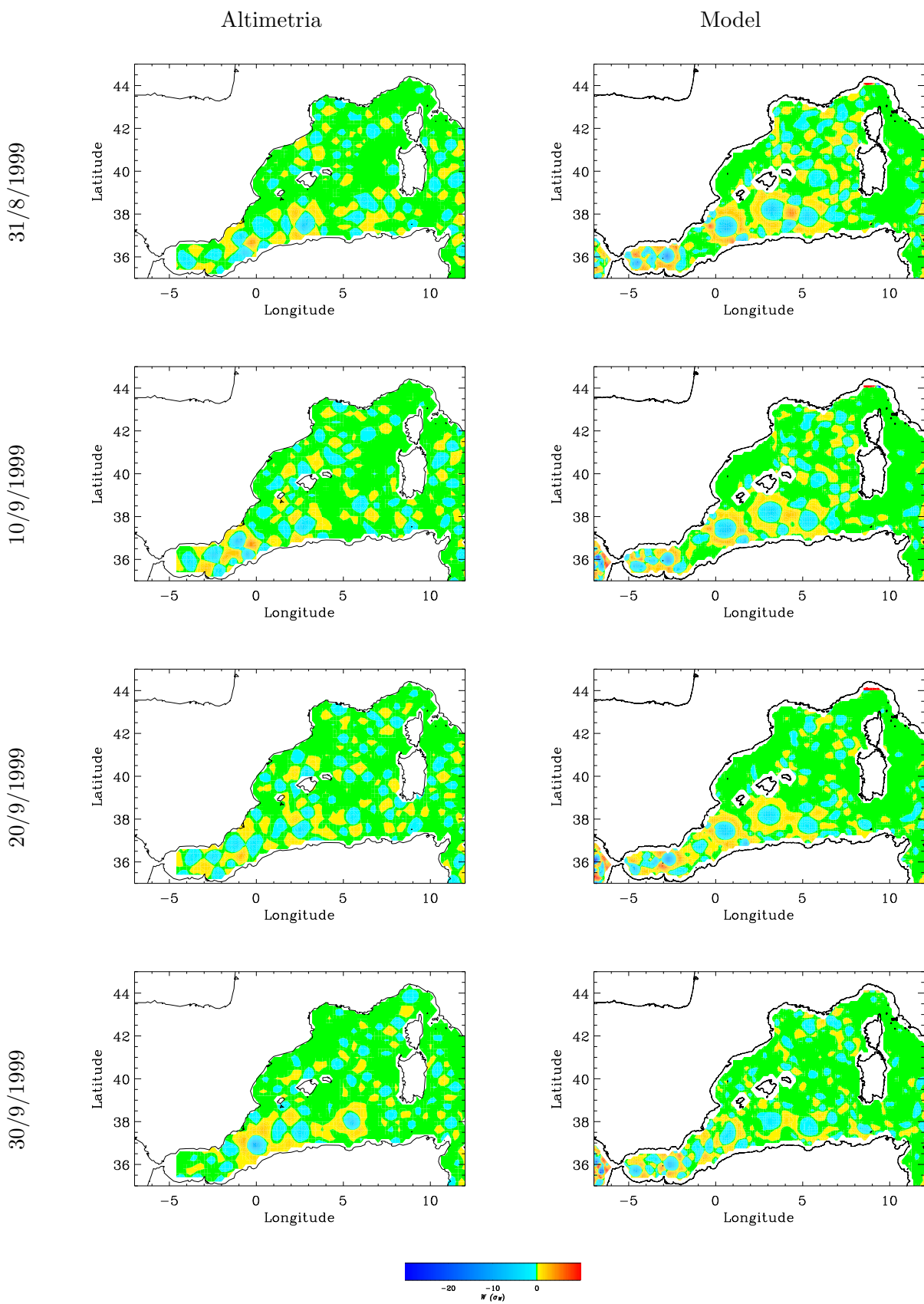


Figura 3.3: Paràmetre d'Okubo-Weiss pels mapes de la figura 2.3.

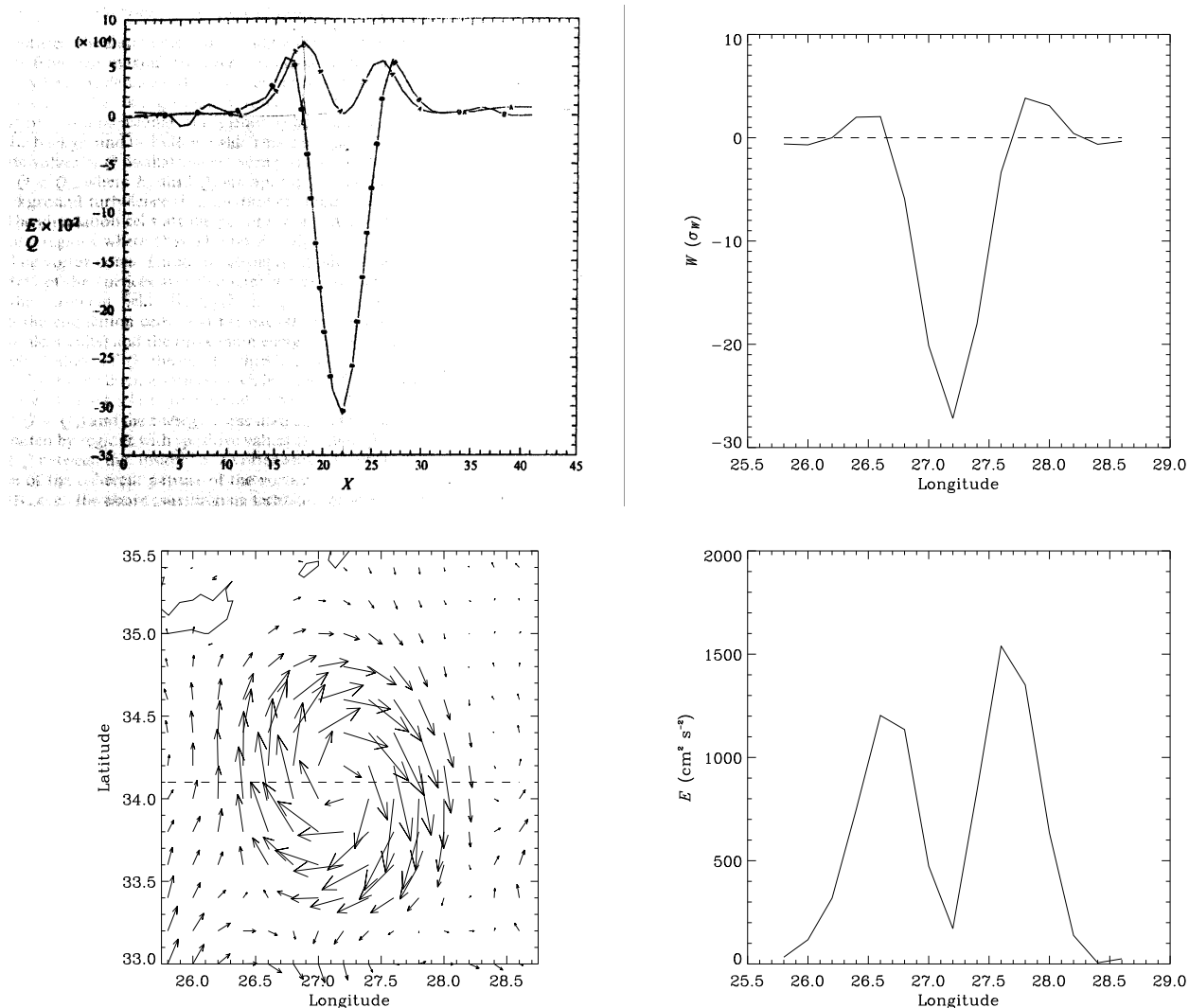


Figura 3.4: Comparació d'un vòrtex observat en una simulació de la turbulència i el remolí de Ierapetra. En sentit anti-horari: El paràmetre d'Okubo-Weiss (línia marcada amb una B) i l'energia cinètica (línia marcada amb una A) en un vòrtex observat en simulacions de la turbulència, en aquest cas el paràmetre està indicat amb una Q, (extret de Elhmaïdi et al. (1993)). El paràmetre d'Okubo-Weiss pel remolí de Ierapetra seguint la línia discontinua del camp de velocitats. Energia cinètica del remolí de Ierapetra seguint la mateixa línia. El camp de velocitats del remolí extret de les dades de SLA.

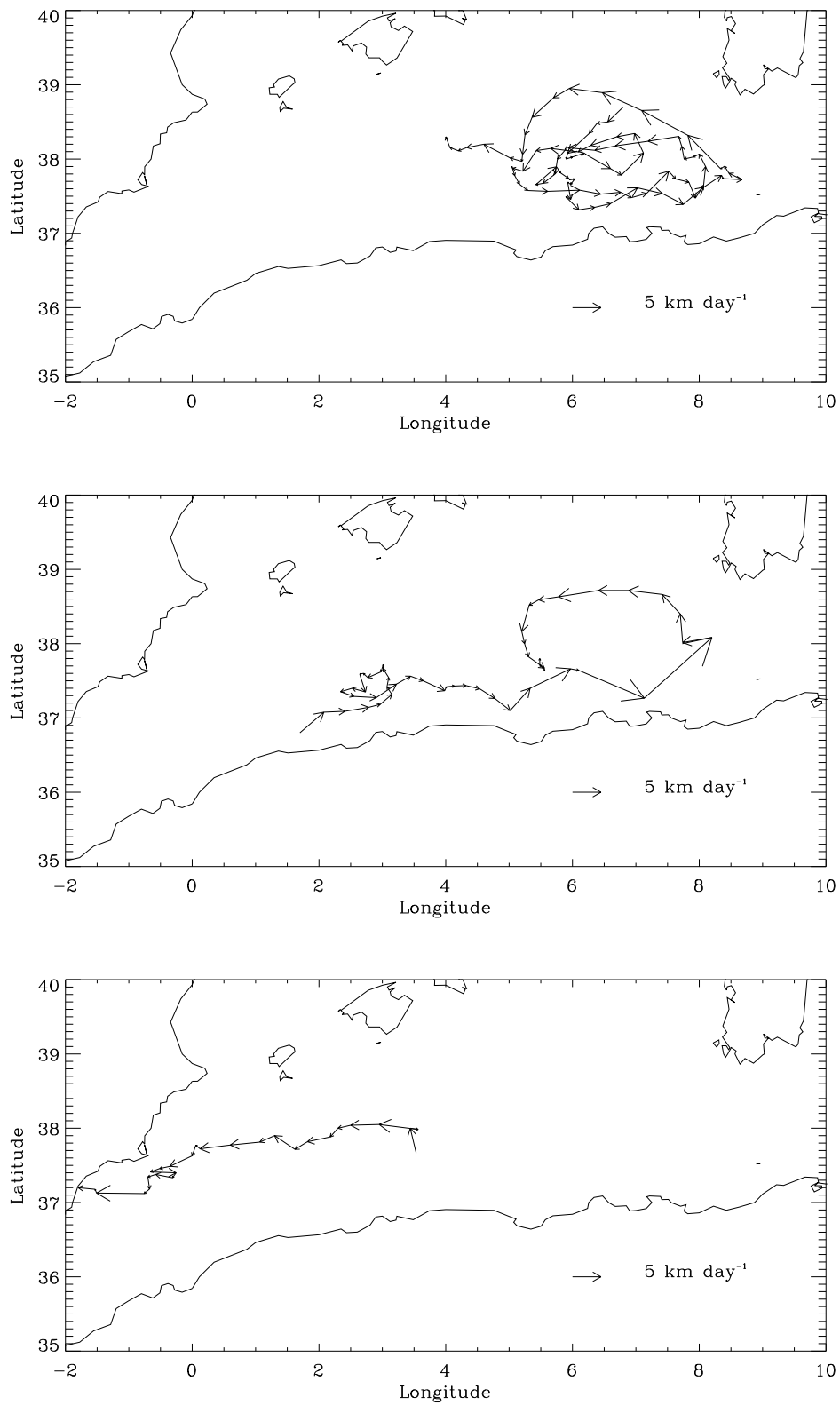


Figura 3.5: Trajectòries dels remolins 96-1, 97-1, 98-1

3 Partició del flux

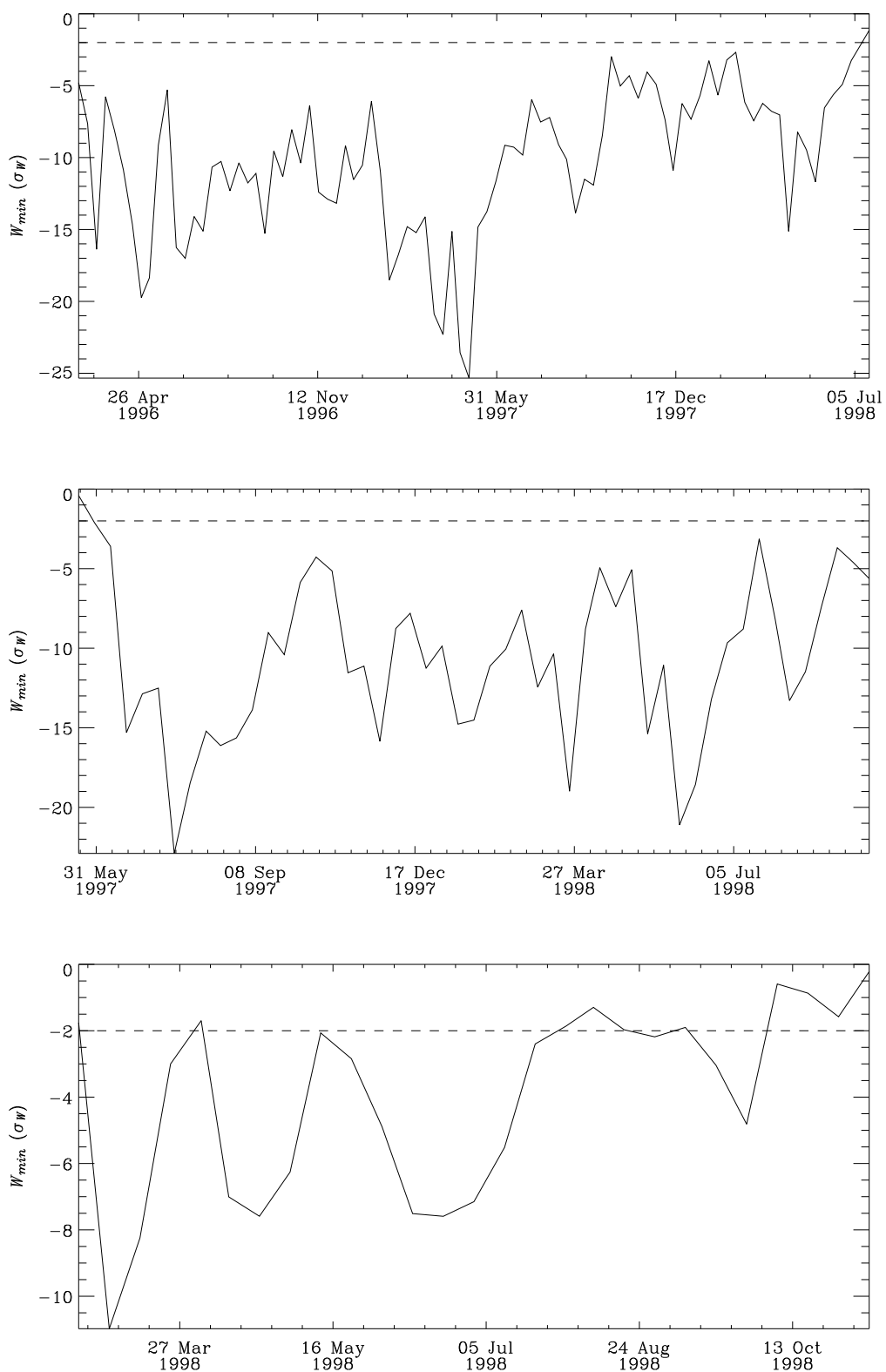


Figura 3.6: Evolució de l'amplitud dels remolins 96-1, 97-1 i 98-1

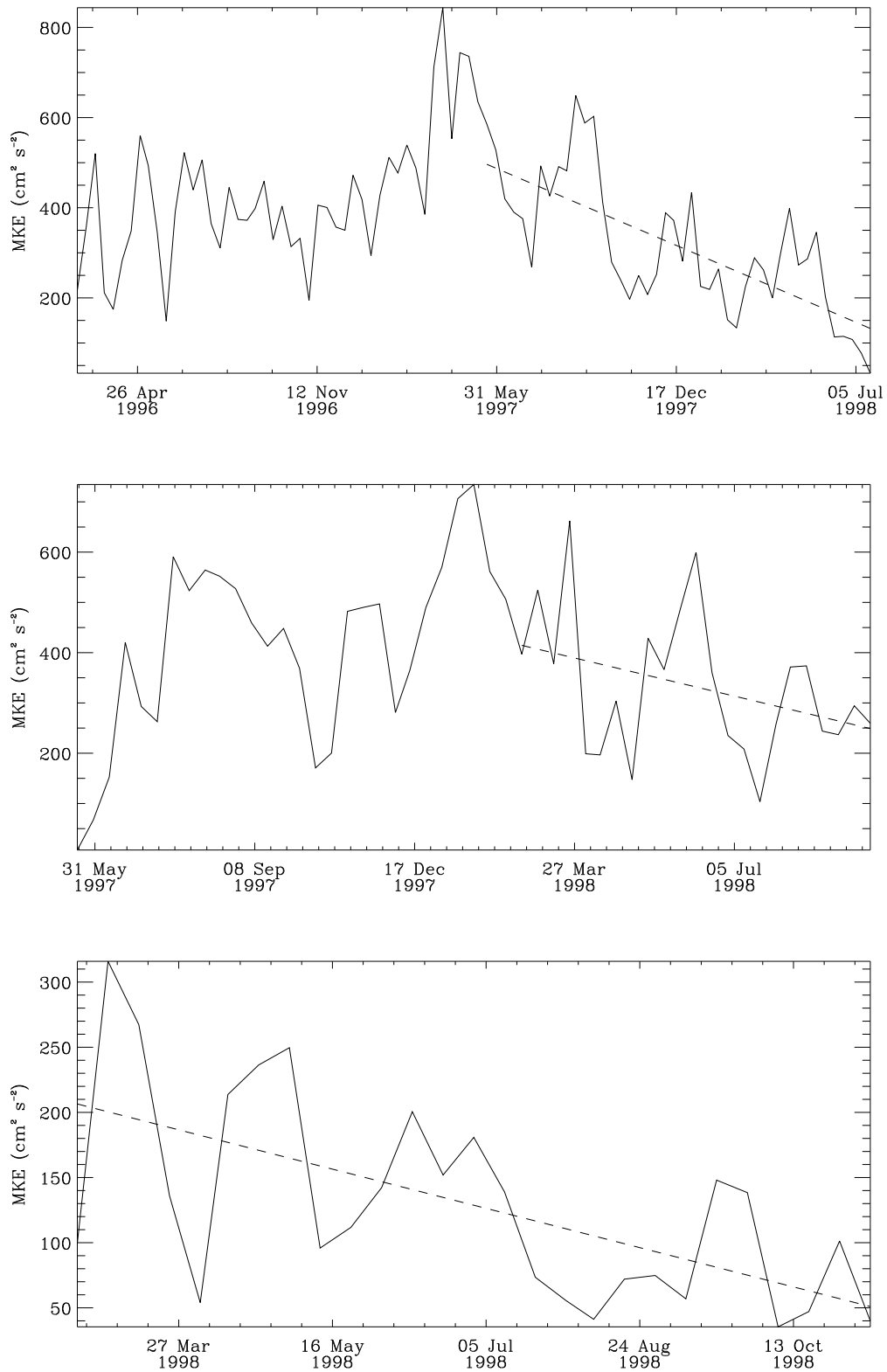


Figura 3.7: Evolució de l'energia dels remolins 96-1, 97-1 i 98-1

El cas del vòrtex 97-1 és diferent. Aquest vòrtex possiblement prové d'una inestabilitat del corrent algerià ja que es detecta per primera vegada el 20/5/1997 a prop de la costa algeriana. A partir d'aquí el vòrtex evoluciona seguint la costa fins arribar al canal de Sardenya on es desenganxa i fa una volta a la part oriental de la conca fins que acaba els seus dies fusionant-se amb d'altres remolins presents a la zona el 18/9/1998. Un dels detalls interessant d'aquest vòrtex és la petita volta que fa a prop de la costa algeriana al voltant de longitud 3°E. Els valors mitjans de l'amplitud i la mida són molt semblants al cas anterior: $a = 10 \pm 5\sigma_W$ i un radi de $r_e = 45 \pm 7$ km.

Finalment el tercer remolí estudiat (Salas, 2003) és el 98-1 que apareix per primera vegada el 22/2/1998 i a partir d'aquest punt evoluciona cap a l'oest seguint el talús continental fins arribar a la península Ibèrica i desaparèixer el 7/11/1998. A diferència del anteriors, aquest vòrtex té una amplitud menor i una mida també menor encara que la variabilitat de la seva mida és més gran: $a = 4 \pm 3\sigma_W$ i un radi de $r_e = 38 \pm 9$ km.

L'anàlisi de l'evolució temporal de l'energia per als tres vòrtex mostra un fet interessant: en el moment que apareix un nou vòrtex l'energia del vòrtex *antic* comença a decaure. Això es pot observar a la figura 3.7 on la línia discontinua correspon a la regressió lineal feta a la sèrie temporal a partir del moment que apareix un nou vòrtex. Així es pot veure que a partir de l'aparició del 97-1 el 96-1 perd energia a un ritme de $0.85 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ dia}^{-1}$ i que el 97-1 a partir de l'aparició del 98-1 la perd a un ritme de $0.76 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ dia}^{-1}$. Finalment, el 98-1 en perd a un ritme de $0.6 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2} \text{ dia}^{-1}$. Per acabar és interessant de destacar la gran similitud entre l'amplitud i l'energia. Si es calcula la correlació lineal entre les sèries temporals per W_{min} i E s'observa que aquesta és de -0.85 pel vòrtex 96-1, -0.76 pel 97-1 i -0.94 pel 98-1.

Durant la segona meitat dels anys noranta es va dur a terme el projecte MATER. En el marc d'aquest projecte es van estudiar amb detall aquests tres vòrtex algerians. Per dissenyar-ne l'estratègia de mostreig se'n va seguir l'evolució amb imatges d'infraroig complementades amb algun mapa altimètric (Ruiz et al., 2002; Taupier-Letage et al., 2003) Això va permetre observar que alguns remolins podien seguir un circuit anti-horari a la part més oriental de la conca algeriana i que les seves vides podien arribar als gairebé tres anys (figura 1.10). Les trajectòries dels tres remolins que hem obtingut (figura 3.5) són molt semblants a les observades per Puillat et al. (2002) sobre termografies. La diferència principal és la longevitat del vòrtex 96-1. Segons Puillat et al. (2002) amb imatges d'infraroig es pot seguir fins gairebé la costa de la península ibèrica. En els mapes de SLA es perd força abans i es veu com va decreixent tal i com es comenta més amunt.

Capítol 4

Propietats dels vòrtex

El primer dels objectius de la tesi és caracteritzar les propietats dels vòrtex (distribució espacial, energia, mida, amplitud) i analitzar les relacions entre aquestes propietats. Fins ara no s'ha fet cap estudi sistemàtic de les propietats dels vòrtex mediterranis i només alguns dels vòrtex en altres zones de la Terra com la zona del corrent del Brasil (Goni and Johns, 2001; Lentini et al., 2002) o directament a partir de simulacions numèriques del'oceà.

En aquest capítol es construirà un cens de vòrtex per les dades altimètriques i un per les simulacions numèriques del model a partir del camp de velocitats geostrofiques derivat de la superfície lliure de l'oceà. Per identificar els vòrtex es fa servir la partició del flux en termes del paràmetre d'Okubo-Weiss introduïda en el capítol anterior.

4.1 Mètode

La partició del flux proposada per Elhmaïdi et al. (1993) i descrita a l'apartat 3.2 permet construir un cens d'estructures ¹ i calcular les propietats dels vòrtex. Així la definició de vòrtex que es pren és

Un vòrtex es defineix com la regió simplement connexa amb el mateix signe de la vorticitat i un valor del paràmetre d'Okubo-Weiss (W) tal que

$$W < -0.2\sigma_W \quad (4.1)$$

on σ_W és la desviació estàndard espacial de W .

Un cop identificat un vòrtex se'n calculen les següent propietats:

1. *L'àrea*: a efectes pràctics es defineix com el nombre de punts de malla simplement connexos amb $W < -0.2\sigma_W$

$$A \equiv N \quad (4.2)$$

Com que estem més acostumats a parlar del radi o del diàmetre dels vòrtex que de punts de malla (i més si es té en compte que el pas de malla varia depenent de les dades que s'observen) és convenient introduir una nova quantitat: *el radi equivalent* definit com el radi que ha de

¹Es fa servir la paraula vòrtex tant per designar el seu nucli com el conjunt del vòrtex i també com a sinònim d'estructura.

4 Propietats dels vòrtex

tenir un vòrtex circular amb la mateixa àrea, és a dir,

$$r_e R_T \frac{\sqrt{A \Delta \phi \Delta \lambda \cos \phi}}{\pi} \quad (4.3)$$

on $\Delta \phi$ i $\Delta \lambda$ són el pas de malla per la latitud i per la longitud respectivament ($\Delta \phi = \Delta \lambda = 0.2$ pels mapes de SLA i $\Delta \phi = \Delta \lambda = 0.125$ pel model), $R_T = 6371$ km és el radi de la Terra i ϕ és la latitud a la qual es troba el vòrtex.

2. *La posició:* es defineix com el punt mig de tots els punts que componen l'estructura

$$\Lambda = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \lambda_i \quad (4.4)$$

$$\Phi = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^N \phi_i \quad (4.5)$$

on λ_i i ϕ_i són les longituds i latituds dels punts de malla que constitueixen el vòrtex

3. *L'amplitud* es defineix com

$$a = \max(|W_i|) \quad (4.6)$$

on W_i són els valors del paràmetre d'Okubo-Weiss dels punts que formen part del vòrtex. La definició d'amplitud es fa, habitualment, en termes de la vorticitat (McWilliams, 1990), de tota manera, per vòrtex prou intensos les dues definicions són equivalents ja que en el centre la deformació és molt més petita que la vorticitat i

$$a = \max(|W|) \simeq \max(\omega^2)$$

Les diferències apareixen per vòrtex immersos en fluxos amb vorticitat.

4. *L'energia* es defineix com

$$E = \frac{1}{2N} \sum_{i=0}^N (u_i^2 + v_i^2) \quad (4.7)$$

on u_i i v_i són les velocitats geotròfiques derivades de la superfície lliure d'aquells punts que formen el vòrtex

La figura 4.1 mostra un exemple de les estructures identificades en un mapa de SLA amb la definició anterior.

Altres treballs que han construït censos de vòrtex a l'oceà a més de calcular el radi (o diàmetre) del vòrtex i la posició han calculat el desplaçament de la interfície del vòrtex (Chassignet, 1992), l'alçada del nivell del mar (Goni and Johns, 2001) o la temperatura al centre del remolí (Lentini et al., 2002). A partir de la informació amb la qual es treballa (la superfície lliure del mar) és evident que hi ha magnituds que no es poden calcular, tot i així l'alçada màxima del nivell del mar tampoc s'ha calculat per no ser invariant sota transformacions de Galileu. Fixem-no però que l'energia tampoc ho és però si que s'ha calculat. El motiu d'això és que l'energia és un cas especial ja que és una magnitud amb la qual estem molt habituats a pensar. Per altra banda si es compara amb censos de vòrtex fets en turbulència bidimensional com el de McWilliams (1989) on també s'estudien les propietats geomètriques dels vòrtex i es fan servir per fer una primera selecció dels vòrtex en aquesta tesi no s'ha tingut en compte aquest paràmetre geomètrics ni s'ha fet cap re-selecció de les geometries dels vòrtex.

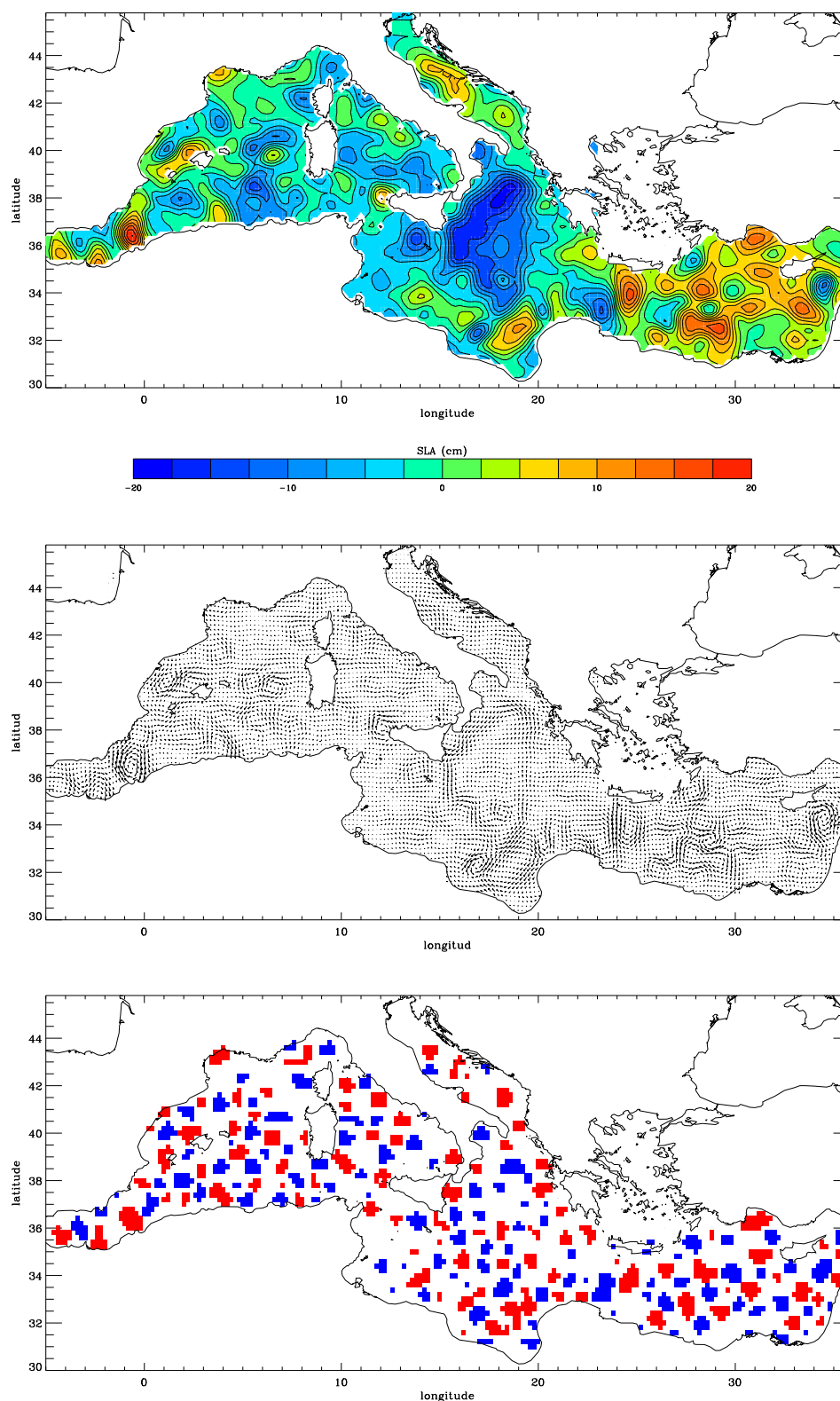


Figura 4.1: Mapes d'anomalies del nivell del mar (SLA), de velocitat geostròfiques associades i vòrtex coherent observats el 4 de maig de 1999. El color blau correspon a les estructures amb vorticitat positiva i el vermell a les que en tenen de negativa.

4.2 Resultats del cens

La definició de vòrtex presentada a la secció anterior s'ha fet servir per construir un cens de vòrtex tant a partir dels mapes de SLA com de la superfície lliure obtinguda a partir de les simulacions numèriques.

4.2.1 Altimetria

La definició de vòrtex s'ha aplicat a tot el conjunt de mapes de SLA descrits al capítol 2. En total s'han trobat 20 531 vòrtex anticiclònics i 20 959 de ciclònics. Amb una mitjana de 96 ± 9 vòrtex anticiclònics i 98 ± 9 vòrtex ciclònics per mapa. Aquests valors inclouen totes les estructures observades sense fer cap mena de selecció ni per mida ni per geometria. Un cop identificats se n'han calculat les propietats descrites a l'apartat 4.1: la posició, l'energia (E), l'amplitud (a) i l'àrea (A). La taula 4.1 mostra els moments de les distribucions i la figura 4.2 en mostra els histogrames.

El valor mig del radi equivalent dels vòrtex observats és de l'ordre d'uns 30 km (taula 4.1) amb una desviació estàndard del mateix ordre de magnitud (uns 25 km). L'histograma de l'àrea mostra un clar domini de les estructures petites. De fet el 58.8% del vòrtex anticiclònics i el 61.1% dels ciclònics tenen radis equivalents menors o iguals a 30 km. Aquestes proporcions es redueixen al 27.9% pels anticiclònics i al 30% pels ciclònics si es contenen els vòrtex amb radis menors o iguals a 22.3 km (4 punts de malla). Els vòrtex anticiclònics es caracteritzen, a més, per tenir-ne proporcionalment més de grans en comparació amb els ciclònics. Per altra banda comportaments similars s'observen per les altres dues magnituds: l'amplitud i l'energia. Hi ha un clar predomini dels poc energètics i dels que tenen amplituds petites i els vòrtex anticiclònics contenen proporcionalment un nombre més gran de vòrtex energètics o amb grans amplituds en comparació amb els ciclònics.

La distribució espacial de centres omple més o menys uniformement tota la conca tant pels vòrtex anticiclònics com pels ciclònics (figura 4.3). Per apreciar millor la distribució espacial de les propietats d'aquestes estructures s'han agrupat els vòrtex en caixes que contenen un mínim de 5 estructures i un màxim de 15 (figura 4.4). La distribució de l'energia i l'amplitud presenten valors més elevats a la zona oriental de la conca algeriana ($38^\circ\text{N}, 8^\circ\text{E}$), a la zona del remolí de Ierapetra ($35^\circ\text{N}, 27^\circ\text{E}$) i en els girs d'Alboran ($36^\circ\text{N}, 3^\circ\text{W}$). Valors més moderats es troben al sud de les illes Balears ($37^\circ\text{N}, 3^\circ\text{E}$), i a la zona que s'estén entre la zona central de la conca Iònica i la costa africana de la conca llevantina ($34^\circ\text{N}, 5-27^\circ\text{E}$). Una distribució similar es pot observar pels radis tot i que és menys evident.

Per analitzar la relació entre les propietats dels vòrtex s'ha calculat l'energia mitjana i el radi mitjà per aquells vòrtex amb unes amplituds

$$a \in \left[a_i - \frac{\Delta a}{2}, a_i + \frac{\Delta a}{2} \right)$$

on $\Delta a = 0.5\sigma_W$ que és la mateixa amplada que les barres dels histogrames (taula 4.1). La figura 4.5 mostra els resultats on es pot veure que la relació entre l'amplitud i l'energia. En el cas de l'energia mitjana la relació amb l'amplitud és aproximadament lineal tant pels vòrtex ciclònics com pels anticiclònics. La relació entre el radi mig i l'amplitud no és lineal, el radi augmenta molt ràpidament per valors de l'amplitud menors de $2\sigma_W$ mentre que a partir d'aquest valor aproximadament l'augment del radi amb l'amplitud és molt més suau tendint cap a un valor al voltant dels 40 km de radi. A més a partir de $a = 2\sigma_W$ comencen a separar-se les corbes corresponents als vòrtex ciclònics i els anticiclònics.

	x	ω	$\langle x \rangle$	σ_x	s_x	k_x	x_{min}	Δx	N_b		
Altimetria	$a (\sigma_W)$	-	1.58	2.25	4.62	32.0	0.2	0.5	19		
		+	1.33	1.53	3.70	23.3	0.2	0.5	19		
	$E (\text{cm}^2 \text{s}^{-2})$	-	54.9	75.8	5.29	49.8	0	25	20		
		+	47.3	52.1	3.17	17.6	0	25	20		
	A	-	6.93	(29.3 km)	5.18	(25.3 km)	1.15	1.74	1	2	17
		+	6.62	(28.7 km)	4.85	(24.5 km)	1.19	1.90	1	2	17
Model	$a (\sigma_W)$	-	1.06	2.89	61.6	6794	0.2	0.5	19		
		+	1.70	6.07	42.8	3294	0.2	0.5	19		
	$E (\text{cm}^2 \text{s}^{-2})$	-	157	239	6.95	85.7	0	25	60		
		+	192	321	5.10	37.8	0	25	60		
	A^*	-	2.37	(17.1 km)	2.76	(18.5 km)	2.71	10.5	1	2	17
		+	2.58	(17.9 km)	2.69	(18.3 km)	2.15	6.46	1	2	17

Taula 4.1: Primers moments i característiques de les barres dels histogrames de la figura 4.2 per les variables observades del cens total de vòrtex dels mapes de SLA i del model: x variable, σ_x desviació estàndard, s_x skewness, k_x kurtosi, x_{min} valor mínim, Δx amplada de les barres de l'histograma, N_b nombre de barres de l'histograma. Les unitats de l'amplitud estan donades en terems de la desviació estàndard espacial de W . L'àrea dels vòrtex del model és la definida a 4.8, entre parèntesi el radi equivalent r_e .

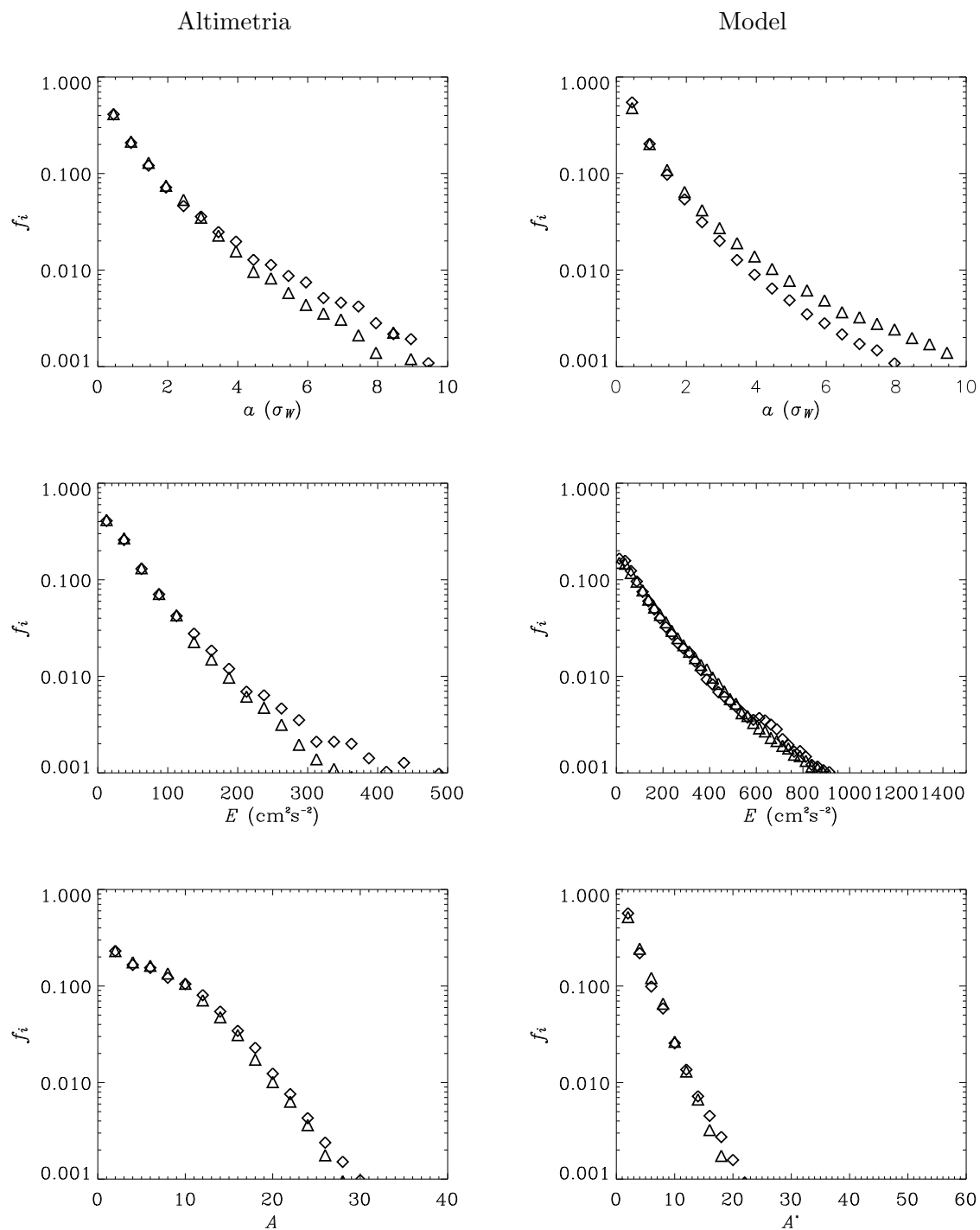


Figura 4.2: Histogrames de les propietats dels vòrtex observats ciclòniques (triangles) i anticiclòniques (rombes): amplitud (a), energia (E) i àrea (A pels vòrtex del cens altimètric i A^* pel cens del model, equació 4.8).

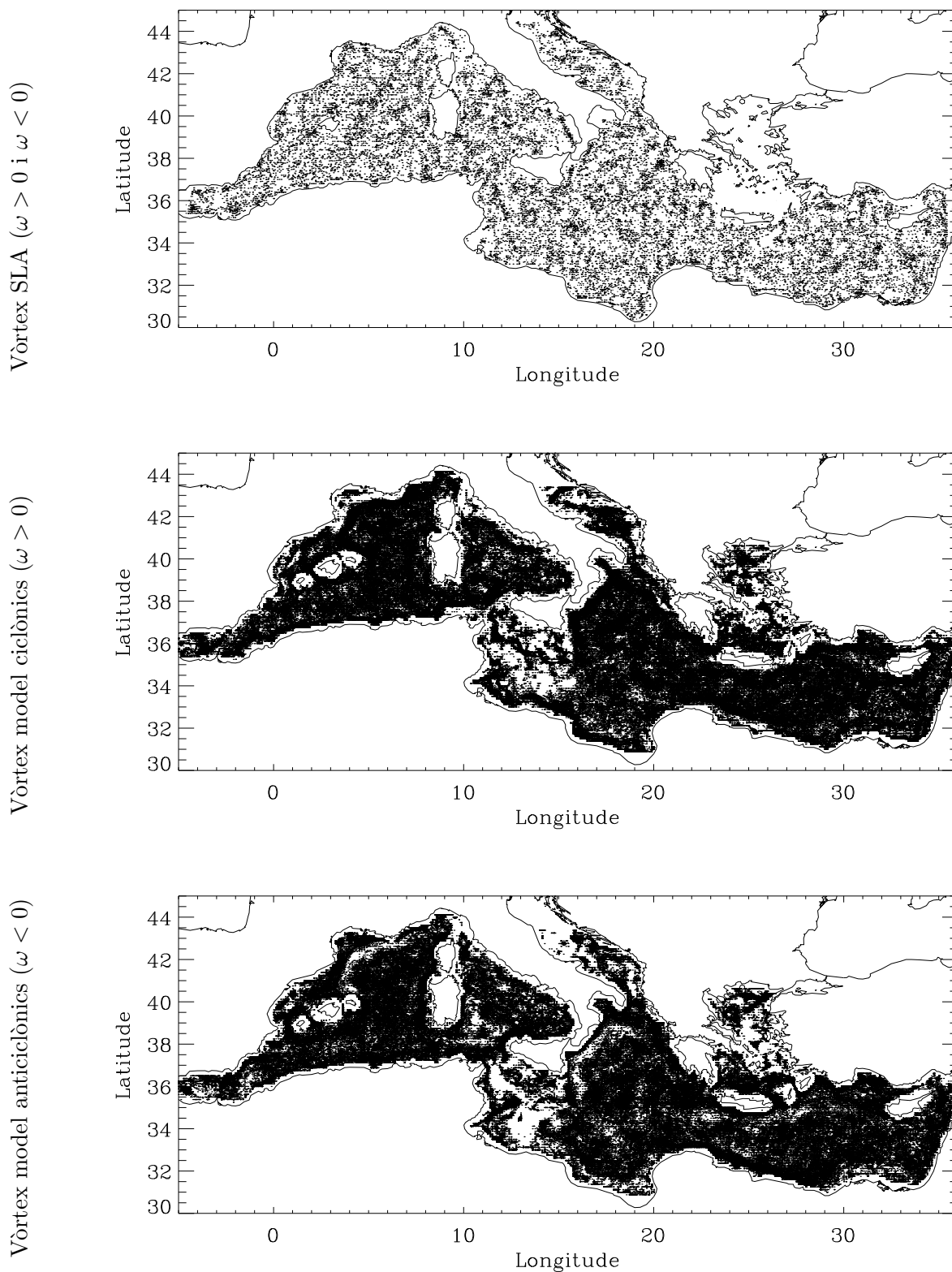


Figura 4.3: Distribució espacial dels centres de tots els vòrtex observats tant pel model com per les dades altimètriques.

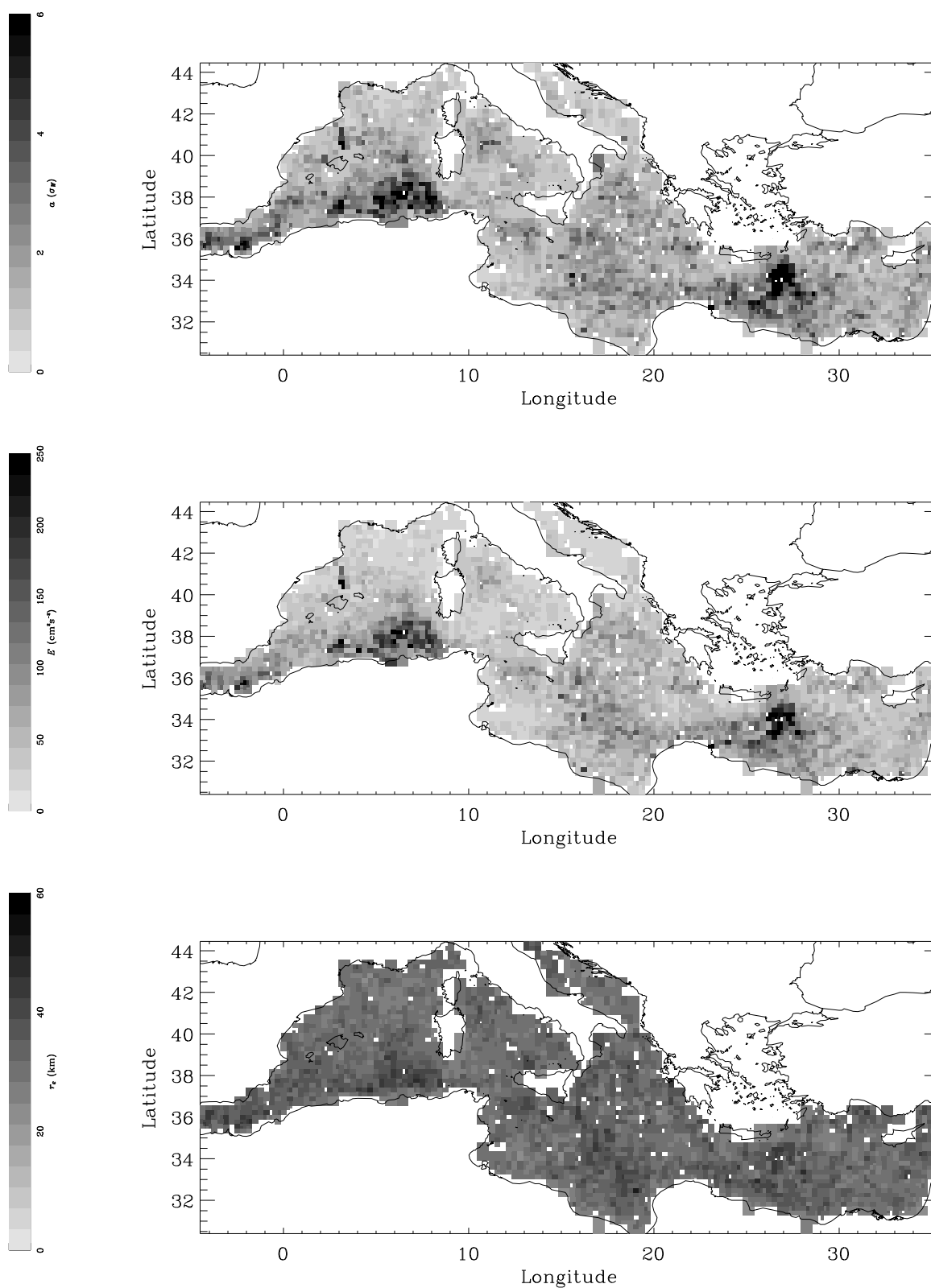


Figura 4.4: Distribució espacial per caixes de les propietats dels vòrtex, ciclònics i anticiclònics, observats en les dades altimètriques: amplitud (a), energia (E) i radi equivalent (r_e)

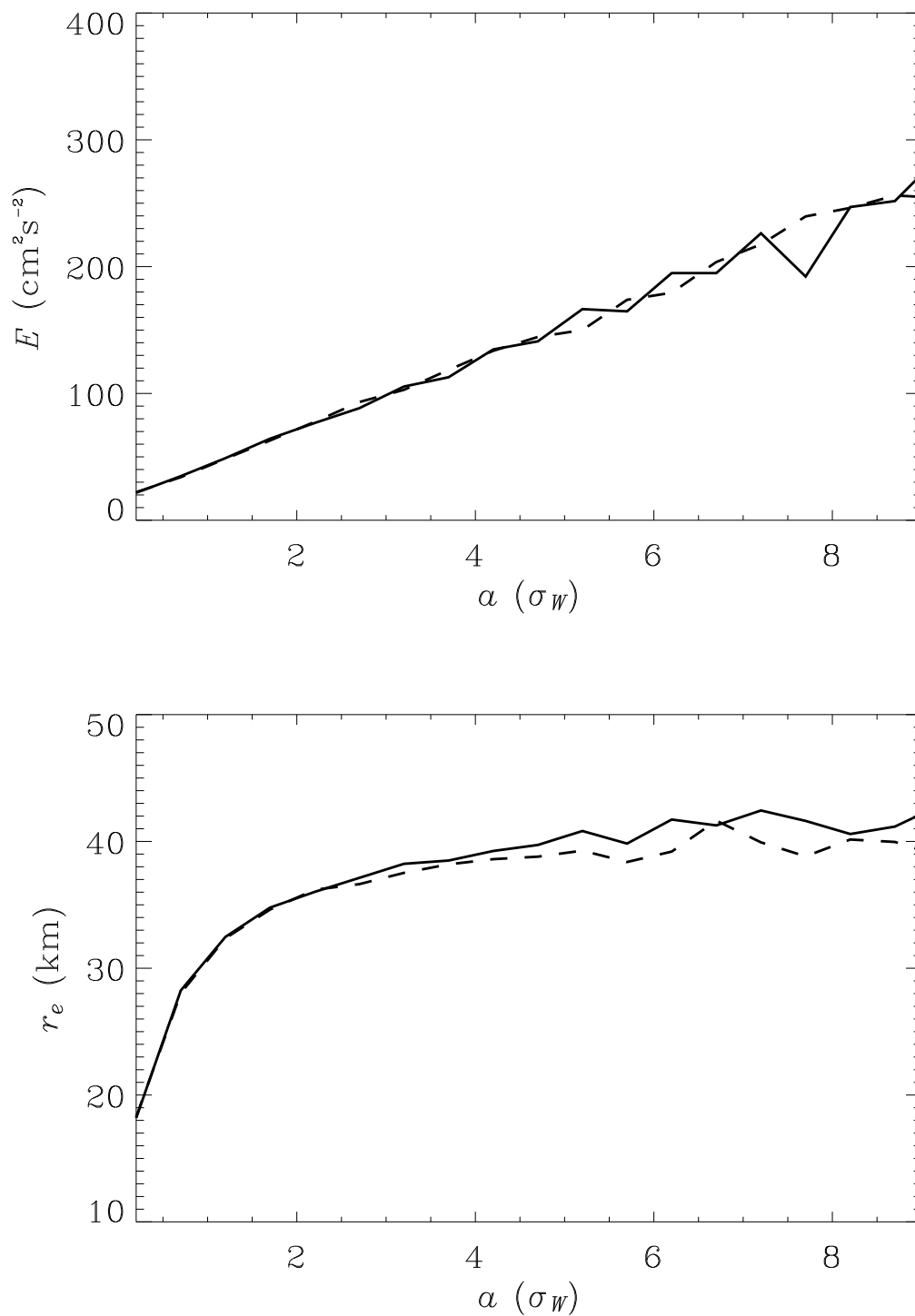


Figura 4.5: Dependència de l'energia mitjana (E) i el radi equivalent mig (r_e) amb l'amplitud en el cas del cens altimètric. La línia contínua correspon a les estructures anticiclòniques i la discontinua a les ciclòniques.

4.2.2 Model

El cens per el model s'ha construït de la mateixa manera que en el cas altimètric. Consta de 283 934 vòrtex anticiclònics i 311 644 de ciclònics amb una mitjana per mapa de 212 ± 45 anticiclònics i 232 ± 44 de ciclònics. Per facilitar la comparació entre la mida de les estructures obtingudes amb els dos censos s'ha definit una nova àrea (A^*) que inclou un factor corrector que té en compte el diferent espaiat que hi ha entre la malla dels mapes de SLA i la del model

$$A^* = A \frac{\Delta\phi_{model}^2}{\Delta\phi_{SLA}^2} \quad (4.8)$$

on $\Delta\phi_{model} = 0.125^\circ$ és l'espaiat del model i $\Delta\phi_{SLA} = 0.2^\circ$ el dels mapes de SLA. Els valors mitjos i els histogrames es troben a la mateixa figura i taula que a l'apartat anterior (figura 4.2 i taula 4.1).

Els vòrtex observats en el model són en globalment més energètics i més petits ($r_e \simeq 17.5$ km) que els observats en els mapes de SLA. Les amplituds, en canvi, són diferents segons si es consideren els vòrtex anticiclònics o els ciclònics: els primers tenen amplituds menors, els segons més grans en termes de σ_W . En qualsevol cas les variabilitats sempre són més grans en el cas del model. Pel que fa a la geometria dels histogrames es pot veure que en general per al model són més punxeguts (tenen tots kurtosis més grans) indicant l'existència d'estructures petites, poc energètiques i amb amplituds petites no observades en el cens altimètric. Una altra diferència és que les estructures ciclòniques són més grans. De fet, el 93.8% dels vòrtex anticiclònics tenen menys de 30 km de radi mentres que en els ciclònics el 82.3%.

En la distribució espacial dels centres dels vòrtex (figura 4.3) es pot observar que si bé qualitativament la distribució dels centres és força homogènia hi ha algunes zones que només estan ocupades per estructures ciclòniques o anticiclòniques, a diferència del que passa en altimetria on no s'aprecien gaires diferències entre la distribució de vòrtex ciclònics i anticiclònics. Aquest fenomen es pot observar principalment a la zona del Golf de Lleó, el sud de la península Itàlica i a la zona del canal de Sicília. En menor mesura també es pot observar a la costa africana entre Líbia i Egipte o al sud de Creta. És interessant remarcar la gran coincidència d'aquest fenomen amb el mapa de *Mean Kinetic Energy* (MKE) de la figura 2.5. Si es compara la distribució espacial de l'energia i l'amplitud dels vòrtex (figura 4.6) ja no s'assemblen entre elles com en el cas altimètric. Els vòrtex situats en regions amb grans valors de la MKE també tenen valors grans de l'energia en canvi no s'observa la mateixa distribució de l'amplitud, és més, la distribució espacial de l'amplitud més aviat s'assembla a la distribució espacial de la *Eddy Kinetic Energy* (EKE) de la figura 4.6.

Amb el cens de vòrtex derivat del model s'han repetit els càlculs fets amb el cens derivat dels mapes de SLA i s'ha estudiat la dependència del radi mig i l'energia mitjana amb l'amplitud (figura 4.7). La dependència de l'energia mitjana amb l'amplitud és aproximadament lineal amb un pendent semblant per vòrtex tan ciclònics com anticiclònics per valors per sota de $5\sigma_W$, a partir d'aquí les corbes de les estructures ciclònica i anticiclònica se separen essent les primeres més energètiques pels mateixos rangs de l'amplitud. En el cas del radi mig qualitativament s'observa una corba similar a la observada en el cens altimètric, és a dir, creixement molt ràpid del radi mig per valors fins a $2\sigma_W$ i creixement més lent a a partir d'aquí. De tota manera s'observen dues diferències significatives. En primer lloc el radi al qual es tendeix és més petit, tendeix cap als 30 km enlloc del 40 km del cens altimètric. En segon lloc a partir de $2\sigma_W$ no només s'alenteix el creixement del radi amb l'amplitud sinó que en el cas de les estructures ciclòniques arriba a un màxim de de 23.5 km per amplituds $a \in [3.7\sigma_W, 4.2\sigma_W)$ i després decreix fins arribar a un valor de 21.6 km per amplituds $a \in [8.7\sigma_W, 9.2\sigma_W)$.

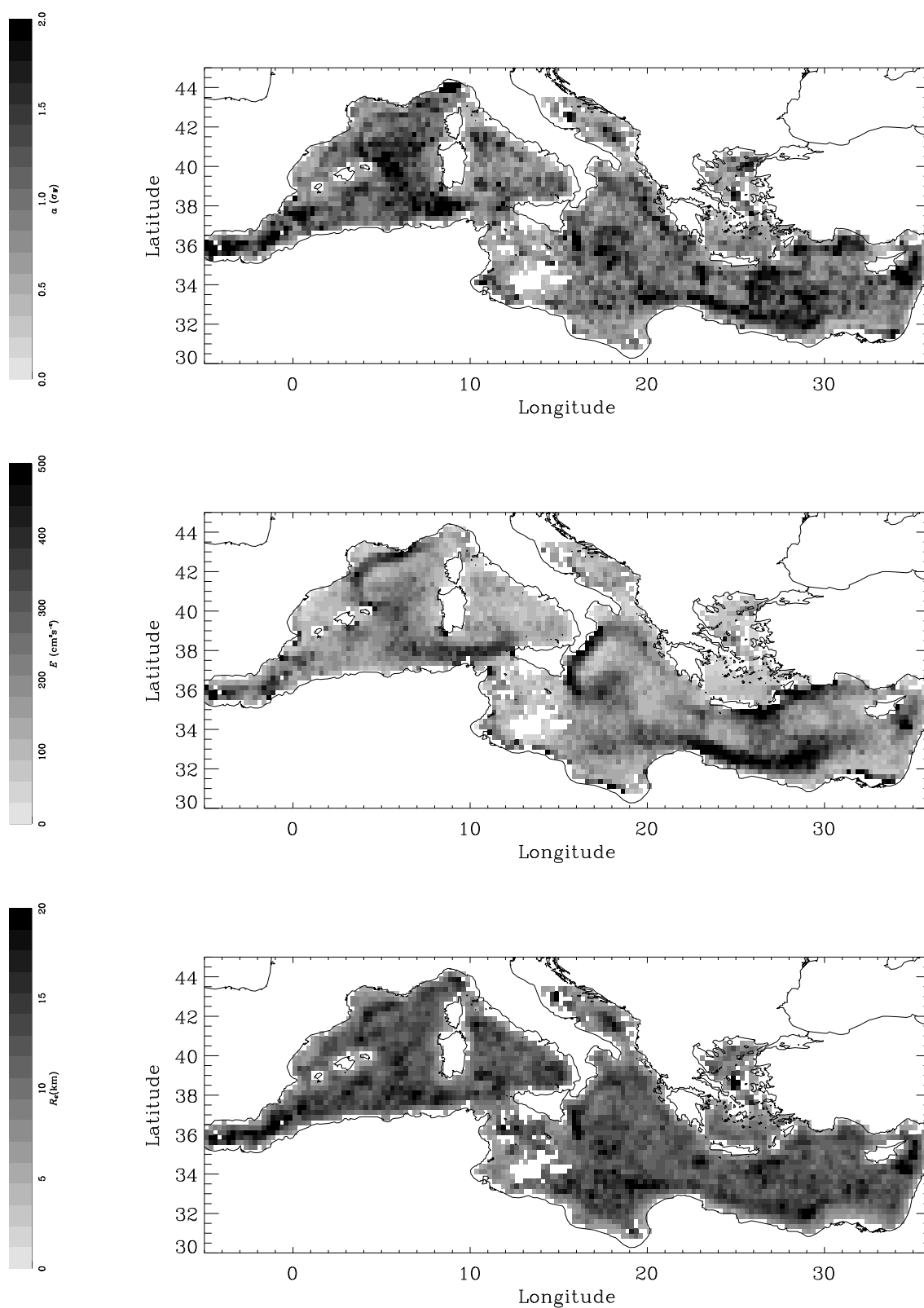


Figura 4.6: Distribució espacial per caixes de les propietats dels vòrtex observats en el model: amplitud (a), energia (E) i radi equivalent (r_e).

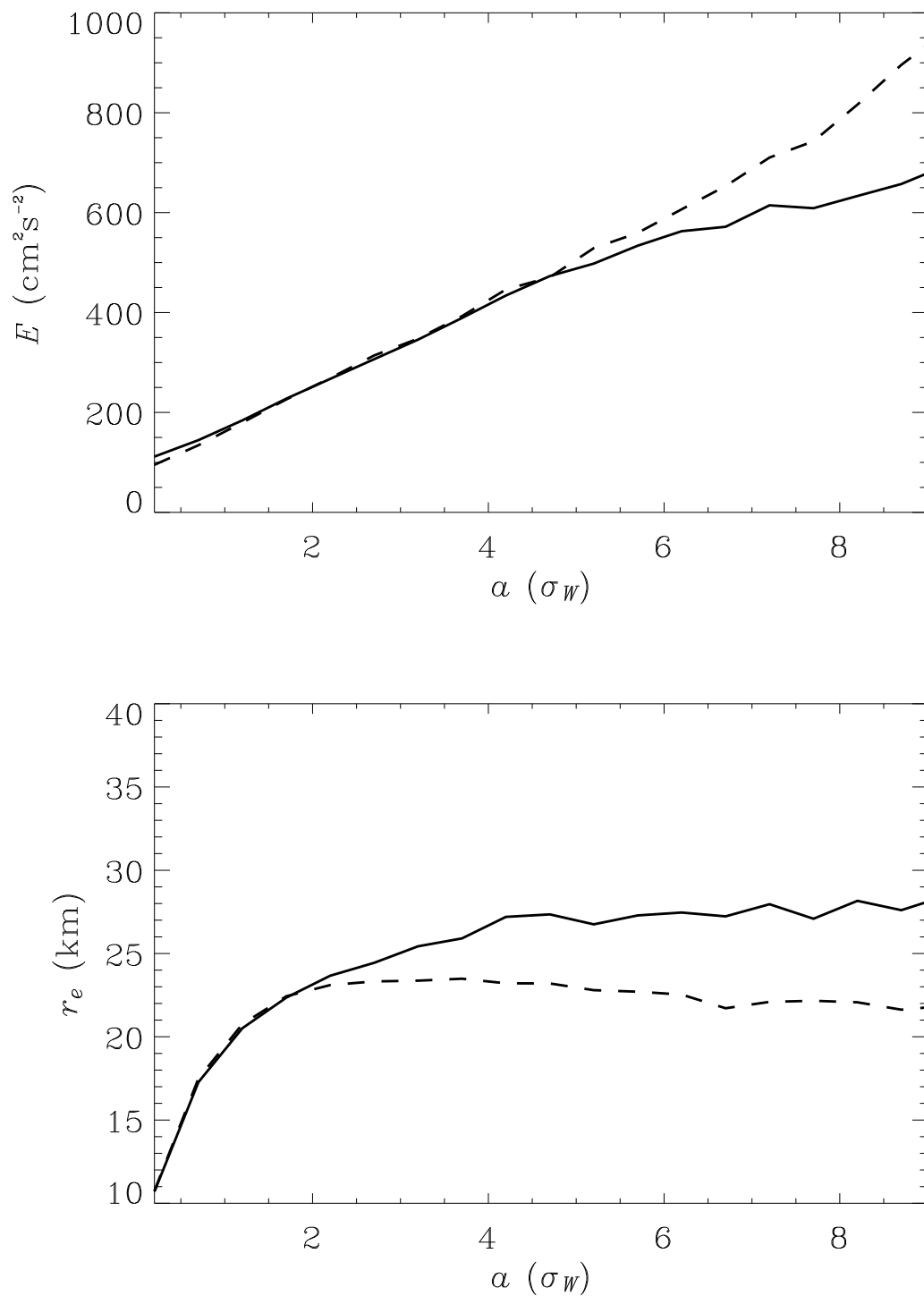


Figura 4.7: Dependència de l'energia mitjana (E) i el radi equivalent mig (r_e) amb l'amplitud en el cas del cens altimètric. La línia contínua correspon a les estructures anticiclòniques i la discontinua a les ciclòniques.

4.2.3 Discussió

El nombre de vòrtex observats en el model per cada mapa de la superfície lliure és aproximadament el doble dels que s'observen en el cas altimètric. Per altra banda les mides mitjanes dels vòrtex del model són més petites. Així sembla raonable pensar que el model conté més estructures petites que les dades altimètriques. Una possible explicació és que les úniques estructures petites que contenen els mapes de SLA han estat generades pel mètode d'interpolació (correcta o incorrectament) o pel processat que s'ha fet dels mapes. Per tant, la superfície lliure del model en no haver estat filtrada conté les estructures petites que falten als mapes altimètrics. De tota manera el gran nombre d'estructures que s'observen en el model (figura 4.3) és enganyós ja que el nombre de mapes analitzats en el cas de l'altimetria és de 213 repartits en 7 anys i amb un pas de temps de 10 dies mentre que en el model són 1339 repartits en menys de 4 anys i amb un pas de temps de 1 dia.

Quan s'analitza la distribució espacial de les amplituds dels vòrtex, s'observa com hi ha certes diferències en algunes zones de la Mediterrània. Algunes d'aquestes diferències es poden explicar si es té en compte que els vòrtex de mesoescala tenen temps de vida llargs (Puillat et al. (2002) han observat temps de gairebé 3 anys a la conca algeriana o de 3 a 6 mesos a la zona del Brazil Goni and Johns (2001)) si es compara amb la longitud de les sèries temporals analitzades (7 anys en el cas altimètric i 4 en el del model). Un exemple molt clar és el vòrtex que es va observar l'hivern del 1999 al Mar Català (Pascual et al., 2001) i que és el responsable dels valors elevats de l'amplitud que s'observen al mar Català en el cas altimètric. La singularitat d'aquest fenomen fa que no s'observi en les simulacions numèriques. Un altre exemple és el vòrtex 97-1 descrit per Puillat et al. (2002) i analitzat al capítol anterior. Degut a la seva llarga vida i al fet que es va estar força temps a prop de la costa algeriana al sud de l'illa de Mallorca fa que en els mapes de variabilitat del nivell del mar pel mateix període analitzat s'observi clarament tal com comenta (Larnicol et al., 2002).

La diferència entre la distribució de l'amplitud a la conca lliguro-provençal entre model i observacions altimètriques és més complicada d'explicar. Una primera possibilitat podria ser que les estructures d'aquesta zona fossin petites i per tant com que les observacions altimètriques han estat filtrades no s'observessin. Per comprovar-ho s'ha dibuixat la distribució espacial de vòrtex més grans de 21 km de radi (no mostrada) ja que correspon a 42 km de diàmetre que és la longitud d'ona de tall del filtre, però els resultats no són concloents. Una altra possibilitat podria ser que estiguessin lligades a estructures permanents com un corrent mig no observables en els mapes altimètrics, però això només explicaria l'arc d'amplituds grans que segueix el talús continental a la zona del Golf de Lleó.

La distribució espacial de l'amplitud té grans similituds amb la distribució espacial de la *Eddy Kinetic Energy* tant pel model com pels mapes altimètrics. En el cas de l'energia, en canvi, les similituds són amb la distribució de *Mean Kinetic Energy* en el cas del model i de *Eddy Kinetic Energy* en el cas dels mapes altimètrics. En primer lloc cal tenir present el fet que l'energia no és una propietat invariant sota transformacions de Galileu això fa que un vòrtex immers en un corrent mig tindrà valors de l'energia més alts dels que tindria si estigués isolat per això hi ha una gran similitud entre els mapes de *Mean Kinetic Energy* i la distribució espacial de l'energia. El cas altimètric com que els corrents mitjos han estat eliminats explicaria la semblança entre l'energia i l'amplitud. De fet la relació entre l'energia mitjana i l'amplitud suggereix que, si més no des del punt de vista qualitatiu, les dues magnituds són equivalents sempre que no hi hagi un corrent de fons. Fins i tot potser es pot anar més enllà i especular una mica, el fet que l'energia mitjana dels vòrtex ciclònics amb amplituds més grans sigui més gran que la dels anticiclònics potser està relacionat amb el fet que aquest vòrtex ciclònics tan energètics estiguin lligats a la presència d'un corrent intens.

Finalment, és destacable el fet que en la distribució espacial de l'amplitud les zones amb am-

plituds més grans es corresponen amb zones on hi ha documentada la presència de vòrtex de mesoescala. Per exemple, al mar Català Pascual et al. (2001) descriuen l'existència d'un vòrtex l'hivern del 1999, els dos vòrtex d'Alboran són clarament zones amb amplituds grans, a la part oriental de la conca algeriana s'hi ha observat com dos remolins seguin un circuit anti-horari (Puillat et al., 2002), al sud-est de Creta s'observen també valors grans de l'amplitud on es troba el vòrtex de Ierapetra (Hecht and Gertman, 2001). És a dir, sembla que hi ha una coincidència clara entre les zones amb amplituds grans i la presència de vòrtex de mesoescala. Això suggereix que potser es podria fer servir l'amplitud per separar aquest tipus d'estructures seleccionant un llindar pels valors de l'amplitud. El problema és quin valor llindar s'ha de fer servir? La dependència del radi mig amb l'amplitud dóna una pista. Tal i com ja s'ha descrit el radi mig varia molt ràpidament per valors menors de $2\sigma_W$ mentre que per valors més grans el radi mig varia molt poc i a més tendeix cap a un radi d'uns 40 km que és aproximadament el dels remolins de mar obert de la conca algeriana (Millot, 1999).

4.3 Classificació d'estructures

A l'apartat anterior s'ha discutit la possibilitat de separar les estructures de mesoescala de la resta de vòrtex al·timètrics simplement seleccionant les estructures més intenses, és a dir, aquelles estructures que tenen valors més grans de l'amplitud. Tenint en compte la variació del radi mig amb l'amplitud s'ha suggerit de fer servir un valor llindar per l'amplitud de $2\sigma_W$. Així una primera classificació podria ser:

- *Vòrtex intensos*: són aquells vòrtex que tenen amplituds

$$a > 2\sigma_W \quad (4.9)$$

- *Vòrtex febles*: són aquells vòrtex que tenen amplituds

$$a \leq 2\sigma_W \quad (4.10)$$

Aquesta separació és una primera aproximació. De fet s'ha estudiat què passa en variar el valor llindar en el rang va de σ_w fins a $3\sigma_W$. Els resultats mostren (no s'han inclòs els gràfics) que en aquest rang les variacions en la distribució espacial dels vòrtex no pateix canvis significatius.

S'han calculat exactament les mateixes propietats discutides anteriorment per cadascun del nous conjunts de vòrtex (taula 4.2 i figura 4.9). En el cas al·timètric, com ja s'ha vist anteriorment, la dependència de l'energia i el radi amb l'amplitud fa que la separació entre estructures intenses i febles porti associada també una separació entre estructures més grans i més petites i estructures més energètiques i menys energètiques. Els valors mitjos de les propietats mostren diferències entre les estructures anticiclòniques i les ciclòniques essent els valors mitjos tant per l'energia com pel radi menors en les darreres. La distribució espacial dels centres mostra una concentració més gran de vòrtex a zones com la conca algeriana o la conca llevantina. A més són ben visibles els vòrtex d'Alboran (figura 4.8) En el cas de les estructures febles les coses són diferents. En primer lloc el radi equivalent mig observat és més petit i l'energia també. Per altra banda les diferències entre estructures ciclòniques i anticiclòniques són petites en contra del que passa en el cas de les estructures intenses i tenen una distribució homogènia (figura 4.8). Tot i així en zones de gran concentració de vòrtex intensos no se n'observen gaires de febles.

El procediment s'ha repetit per les estructures del model. S'han classificat els vòrtex observats amb el model amb el mateix criteri proposat per l'al·timetria i s'ha calculat les propietats (taula

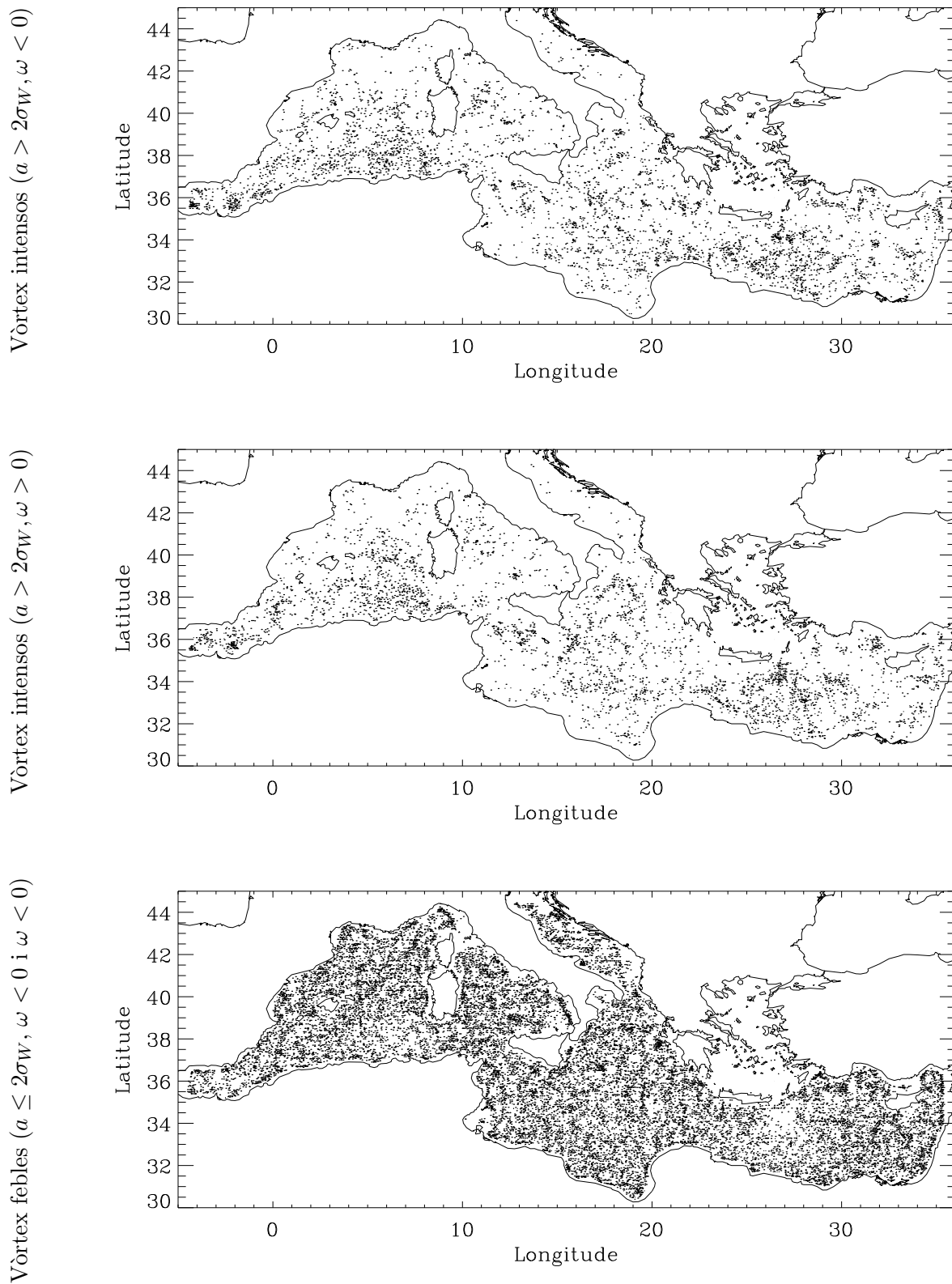


Figura 4.8: Distribució espacial dels centres de totes les estructures observades intenses i febles pels mapes de SLA.

4 Propietats dels vòrtex

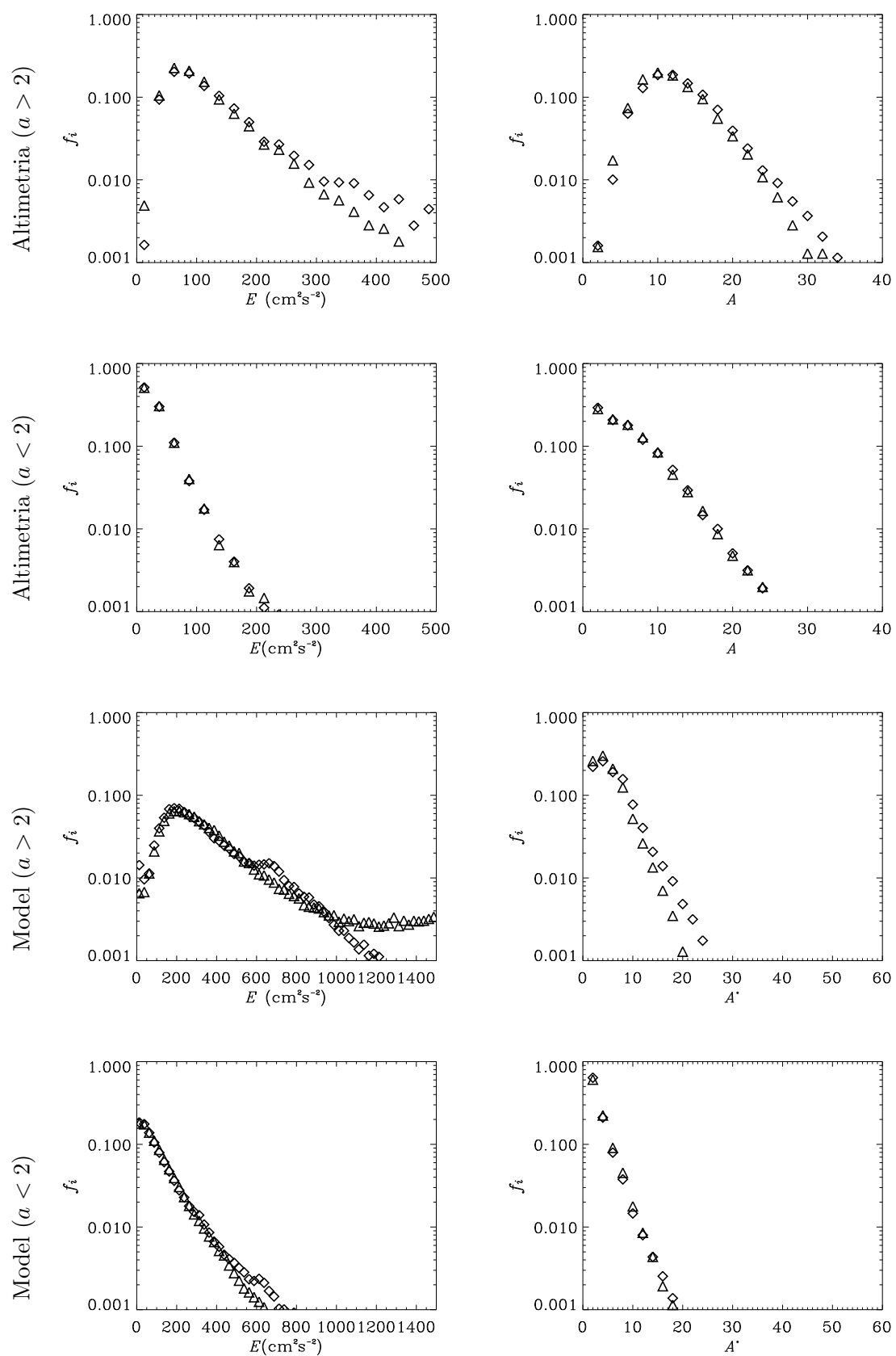


Figura 4.9: Histogrames de les propietats dels vòrtex intensos i febles. Els rombes corresponen als anticiclònics i els triangles als ciclònics.

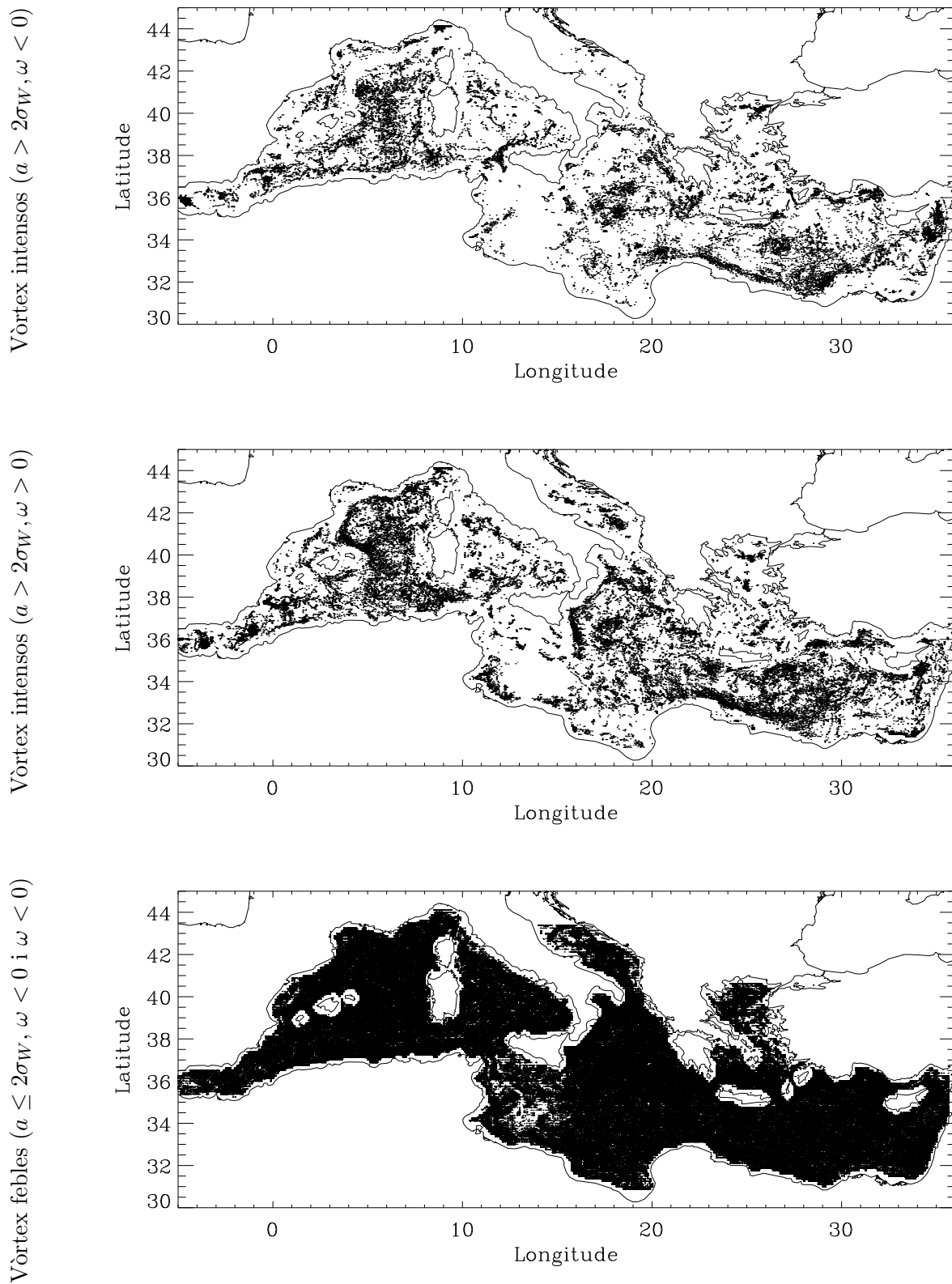


Figura 4.10: Distribució espacial dels centres de totes les estructures observades intenses i febles pel model.

4 Propietats dels vòrtex

	x	a	ω	$\langle x \rangle$		σ_x	s_x	k_x	
Altimètria	E ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)	> 2	$-$	138		120	3.68	21.8	
		> 2	$+$	113		71.3	2.09	6.71	
		≤ 2	$-$	31.7		30.5	3.42	23.5	
		≤ 2	$+$	31.7		30.5	4.53	61.6	
	A	> 2	$-$	12.4	(39.2 km)	4.83	(24.5 km)	1.11	2.52
		> 2	$+$	11.7	(38.1 km)	4.55	(23.8 km)	1.04	2.03
		≤ 2	$-$	5.45	(26.0 km)	4.17	(22.7 km)	1.43	2.97
		≤ 2	$+$	5.47	(26.0 km)	4.14	(22.7 km)	1.50	3.60
Model	E ($\text{cm}^2 \text{s}^{-2}$)	> 2	$-$	356		262	3.54	43.5	
		> 2	$+$	509		524	2.53	9.36	
		≤ 2	$-$	133		224	8.58	116	
		≤ 2	$+$	124		199	9.09	128	
	A^*	> 2	$-$	5.68	(26.5 km)	3.99	(22.2 km)	1.39	2.87
		> 2	$+$	4.81	(24.4 km)	3.25	(20.1 km)	1.35	2.89
		≤ 2	$-$	1.92	(15.6 km)	2.24	(16.7 km)	3.10	14.9
		≤ 2	$+$	2.10	(16.1 km)	2.29	(16.9 km)	2.59	9.89

Taula 4.2: Moments de les variables estudiades.

4.2) i dels histogrames (figura 4.9) i les distribucions espaials dels centres (figura 4.10). De la mateixa manera que en el cas altimètric les estructures intenses són més grans i energètiques que les febles. També com en el cas anterior hi ha força semblances entre les propietats mitjanes de les estructures febles ciclòniques i anticiclòniques. Les diferències estan en les intenses on les ciclòniques són clarament més petites i energètiques que les anticiclòniques. De fet a la figura 4.9 es veu molt clarament la presència d'estructures ciclòniques molt energètiques.

El valor mig del radi, d'uns 40 km, i la distribució espaiial de les estructures (figura 4.8) intenses del cens obtingut de les dades altimètriques suggereixen que les estructures intenses observades en els mapes altimètrics corresponen als vòrtex de mesoescala. Per tant l'ús d'un valor lliardar per l'amplitud sembla que en el cas de les estructures altimètriques permet de separar les estructures anticiclòniques de les ciclòniques. En el cas dels vòrtex intensos del model les coses són menys clares de fet se suggereix l'existència d'un altre grup de dades

Si les estructures intenses capturen els vòrtex de mesoescala, què captures les estructures febles? Cal tenir present que també s'hi inclouen vòrtex amb mides que poden ser de l'ordre del radi mig de les intenses però comes pot veure dels histogrames contenen gran part de les estructures més petites. Per tant, hi ha la mateixa qüestió que s'ha discutit anteriorment: les estructures febles són estructures espúries? Ja s'ha vist que si més no algunes d'elles no ho són. Això es pot acabar de veure si s'observa la distribució de l'energia pels vòrtex febles (figura 4.11), aquesta segueix els mateixos paràmetres que la de la figura 4.4 cosa que reforça que les estructures febles encara que

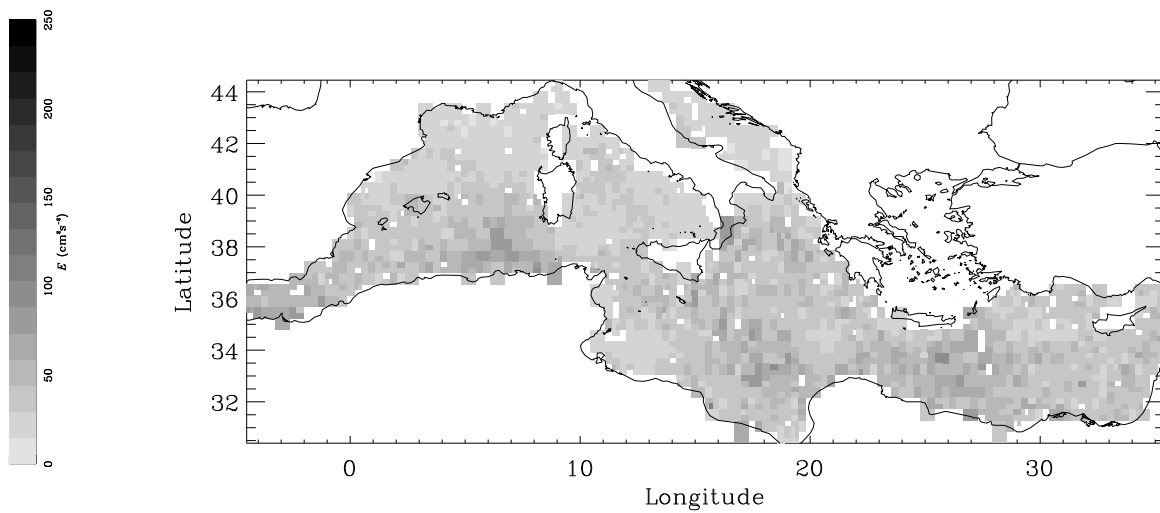


Figura 4.11: *Distribució espacial per caixes de l'energia de les estructures febles.*

siguin molt petites tinguin amplituds molt petites contenen encara senyal que no és soroll, encara que hagi estat creat pel mètode d'interpolació. Si més es no es pot assegurar que part d'aquest senyal està associat a les fases menys energètiques de l'evolució del vòrtex.

Capítol 5

Distribucions de probabilitat de la velocitat

En un flux turbulent el valor de la velocitat en un punt de l'espai, $\vec{v} = (u, v)$, estarà composta d'un valor mig ($\langle \vec{v} \rangle_t$) més una fluctuació aleatòria (\vec{v}'). La probabilitat d'observar un valor d'aquesta fluctuació d'una de les components, per exemple la v , entre v_1 i v_2 dependrà de la seva distribució de probabilitat $f(x)$ o PDF (*Probability Density Function*).

$$P(v_1 \leq v \leq v_2) = \int_{v_1}^{v_2} f(v') dv'$$

on $f(v)$ haurà de complir que

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(v') dv' = 1$$

i la seva variança serà

$$\sigma_v^2 = \int_{-\infty}^{\infty} v'^2 f(v') dv'$$

Cal recordar que la *Mean Kinetic Energy* (E_{MKE}) i *Eddy Kinetic Energy* (E_{EKE}) no són altra cosa que l'energia cinètica associada al valor mig i a les fluctuacions

$$E_{MKE} = \frac{1}{2}(\langle u \rangle_t^2 + \langle v \rangle_t^2), \quad E_{EKE} = \frac{1}{2}(\sigma_u^2 + \sigma_v^2)$$

la distribució espacial de la qual està representada a les figures 2.4 i 2.5.

Des de la introducció d'un model generalitzat d'advecció-difusió en oceanografia per descriure els efectes sobre el transport mig de la variabilitat turbulenta (Davis, 1987) la variança de les fluctuacions de la velocitat s'ha fet servir per estimar la difusivitat turbulenta. L'assumpció central per tal que aquest model sigui vàlid és que les fluctuacions turbulentes tinguin una distribució gaussiana

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} \exp\left(-\frac{v^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (5.1)$$

Estudis recents de les PDF oceàniques suggereixen que en alguns casos no és així: l'anàlisi de les velocitats geostrofiques perpendiculars a la traça de l'altímetre (Gille and Llewellyn Smith, 2000) i l'anàlisi de les velocitats derivades dels flotadors submarins llançats a l'Atlàntic nord (Bracco et al.,

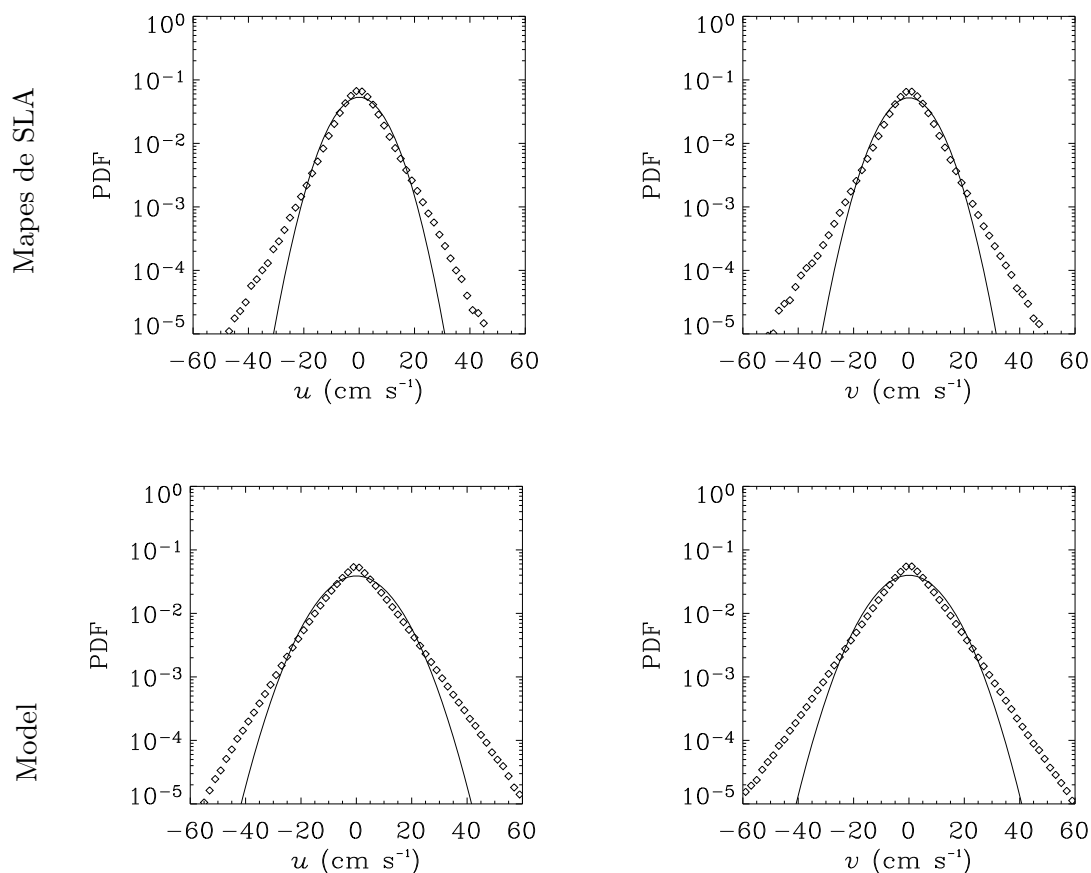


Figura 5.1: PDF de les dues components de la velocitat geotròfica pels els mapes de SLA i la superfície lliure del model. La línia contínua correspon a una distribució gaussiana amb la mateixa desviació estàndard que les observacions

2000b) on s'observa que per velocitats petites la distribució s'acosta a una gaussiana mentres que per velocitats grans s'acosta a una distribució exponencial del tipus

$$f(v) = \frac{1}{\sqrt{2}\sigma_v} \exp\left(-\frac{|v|\sqrt{2}}{\sigma_v^2}\right) \quad (5.2)$$

L'objectiu d'aquest capítol és caracteritzar les PDF de la velocitat a la Mediterrània per determinar si tenen o no una distribució gaussiana i amb l'ajuda d'algunes idees proposades per explicar les PDF de la velocitat observades en simulacions numèriques de la turbulència barotròpica (Bracco et al., 2000a) entendre d'on provenen les possibles discrepàncies amb la distribució gaussiana.

5.1 Observacions

Si $\vec{v} = (u, v)$ és el camp de velocitats geotròfic calculat a a partir dels mapes de SLA o del model, la distribució de probabilitat de la velocitat s'ha calculat per les dues components de la velocitat (u i v) de cada conjunt de dades de la següent manera: a la sèrie temporal de la velocitat en cada

punt se li ha eliminat el valor mig ($\langle u \rangle_t, \langle v \rangle_t$), s'ha construït l'histograma de les fluctuacions de la velocitat a tota la Mediterrània pel rang de velocitats de -60 cm s^{-1} a 60 cm s^{-1} , prenent una amplada de les barres de l'histograma de 5 cm s^{-1} d'amplada i un cop fet això s'ha normalitzat l'histograma dividint pel nombre d'observacions i s'ha construït la PDF dividint per l'amplada de les barres (figura 5.1). Un aspecte remarcable és que les PDF observades tenen una forma molt més semblant a una distribució exponencial que no pas a una de gaussiana. Notar que els gràfics estan en coordenades logarítmiques per tant una gaussiana tindrà la forma d'una paràbola i una exponencial la d'un triangle.

Gille and Llewellyn Smith (2000) calculen PDF per dades altimètriques i observen que la forma de les PDF depen entre d'altres coses de l'extensió d'oceà que s'ha fet servir per calcular-les. En concret mostren que si agafen extensions de $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ el 80% de les distribucions es descriuen millor per una gaussiana que per una exponencial però en augmentar la mida fins a extensions de $30^\circ \times 30^\circ$ apareixen llargues cues a les distribucions que fan que gairebé totes es descriuen millor per una exponencial. L'extensió de la Mediterrània correspon aproximadament a una caixa de $40^\circ \times 15^\circ$ (gran part d'aquesta caixa està ocupada per terra) per tant el fet que les PDF de la figura 5.1 s'assemblin a una exponencial pot ser degut només al fet d'observar una zona molt ampla. Hi ha altres elements, segons Gille and Llewellyn Smith (2000), que influeixen en la forma de les PDF com són les variacions espacials o temporals de la EKE associades habitualment a la presència de vòrtex. És a dir, cal que s'estudiïn les PDF en extensions més petites de la Mediterrània. La partició de la Mediterrània que hem triat enlloc de ser per caixes regulars s'ha fet dividint-la en diferents àrees més irregulars però amb característiques similars.

5.1.1 Distribucions per conques

La Mediterrània s'ha segmentat en les set regions marcades a la figura 1.1 per les quals s'han calculat les PDF de les dues components de la velocitat i pels dos conjunts de dades de la mateixa manera descrita abans, els resultats es poden veure a les figures 5.2 i 5.3. Els primers moments de les diferents distribucions definits a Press et al. (1994) es troben a la taula 5.1.

Qualitativament la forma de les PDF es caracteritza per tenir un nucli semblant a una distribució gaussiana però amb cues llargues properes a una exponencial (vegeu els valors de les kurtosis de la taula 5.1). Tot i així hi ha diferències importants entre conques. En primer lloc hi ha el mar d'Alboran que té la desviació estàndard més gran de totes i la desviació respecte d'una gaussiana és petita. En segon lloc hi ha les distribucions de la conca algeriana i la conca llewantina caracteritzades per desviacions estàndard menors i un nucli gaussià força petit, fora del nucli la distribució s'acosta molt a una exponencial. Un comportament semblant és el de la conca Iònia i la mar Tirrena però amb les desviacions de la gaussiana menys marcades. Finalment hi ha el cas de la conca Lliguro-Provençal que té una desviació estàndard semblant a la de la Mar Tirrena però les seves PDF tenen un nucli gaussià molt ample amb un canvi de pendent molt marcat per velocitats superiors als 20 cm s^{-1} . La Mar Adriàtica té un comportament semblant però velocitats molt menors.

Les PDF del model són més uniformes, les diferències d'una conca a l'altra són menys evidents. En general, es caracteritzen totes per tenir distribucions que clarament s'aparten d'una distribució gaussiana aproximant-se a una exponencial per valors grans de la velocitat. La que mostra una desviació menor de la gaussiana és la corresponent al mar d'Alboran. Pel que fa a les desviacions estàndard al Mar d'Alboran s'observen les més grans, seguides per les de la conca algeriana i la conca llewantina i les de la conca lliguro-provençal, la iònia i la Mar Tirrena.

Entre les PDF obtingudes del model i les obtingudes de l'altimetria es pot observar que les variàncies de les fluctuacions de la velocitat són sistemàticament més grans en el cas del model que en el cas de l'altímetre tot i que en ambdós casos la variància més gran és la del mar d'Alboran

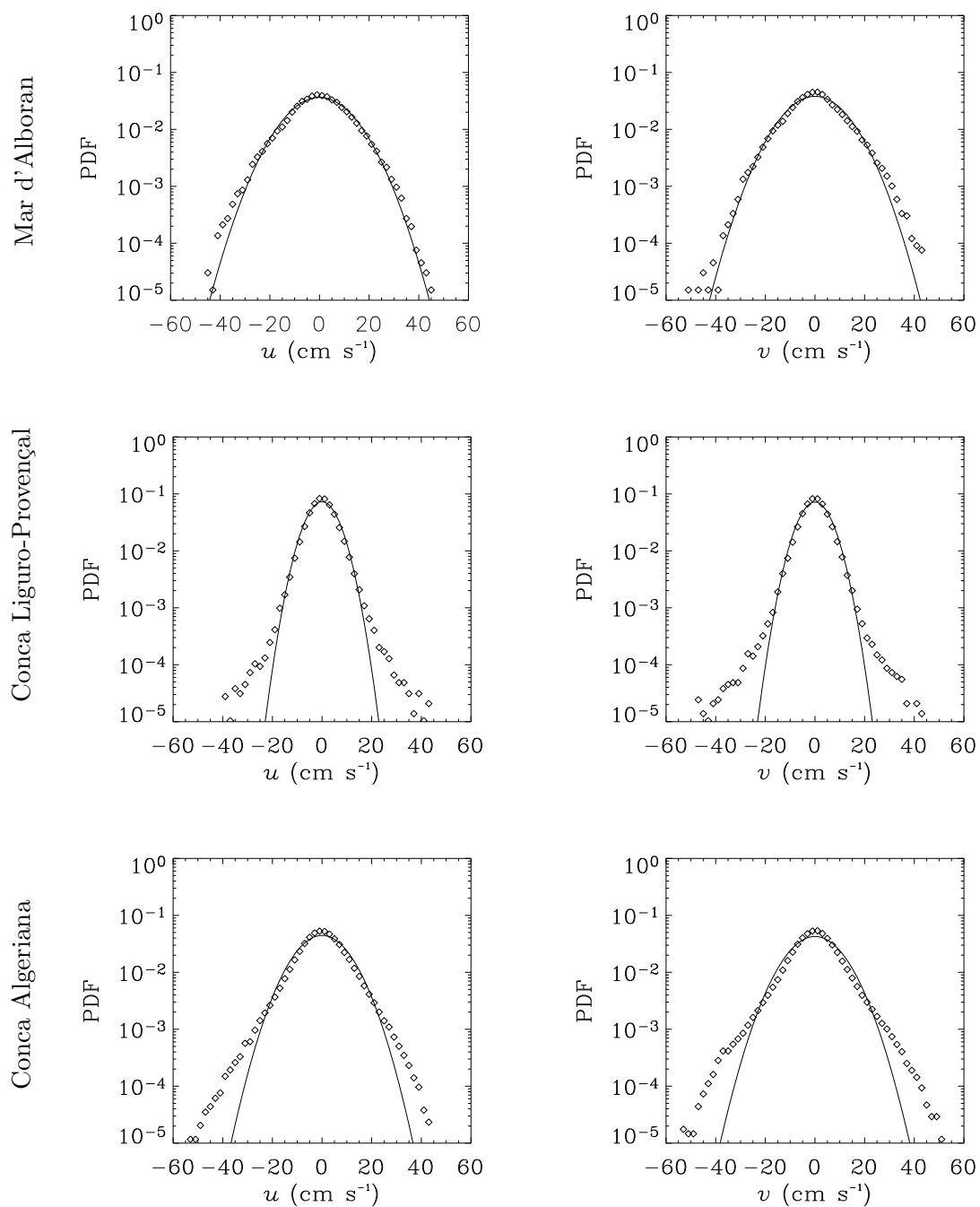


Figura 5.2: PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades dels mapes de SLA.

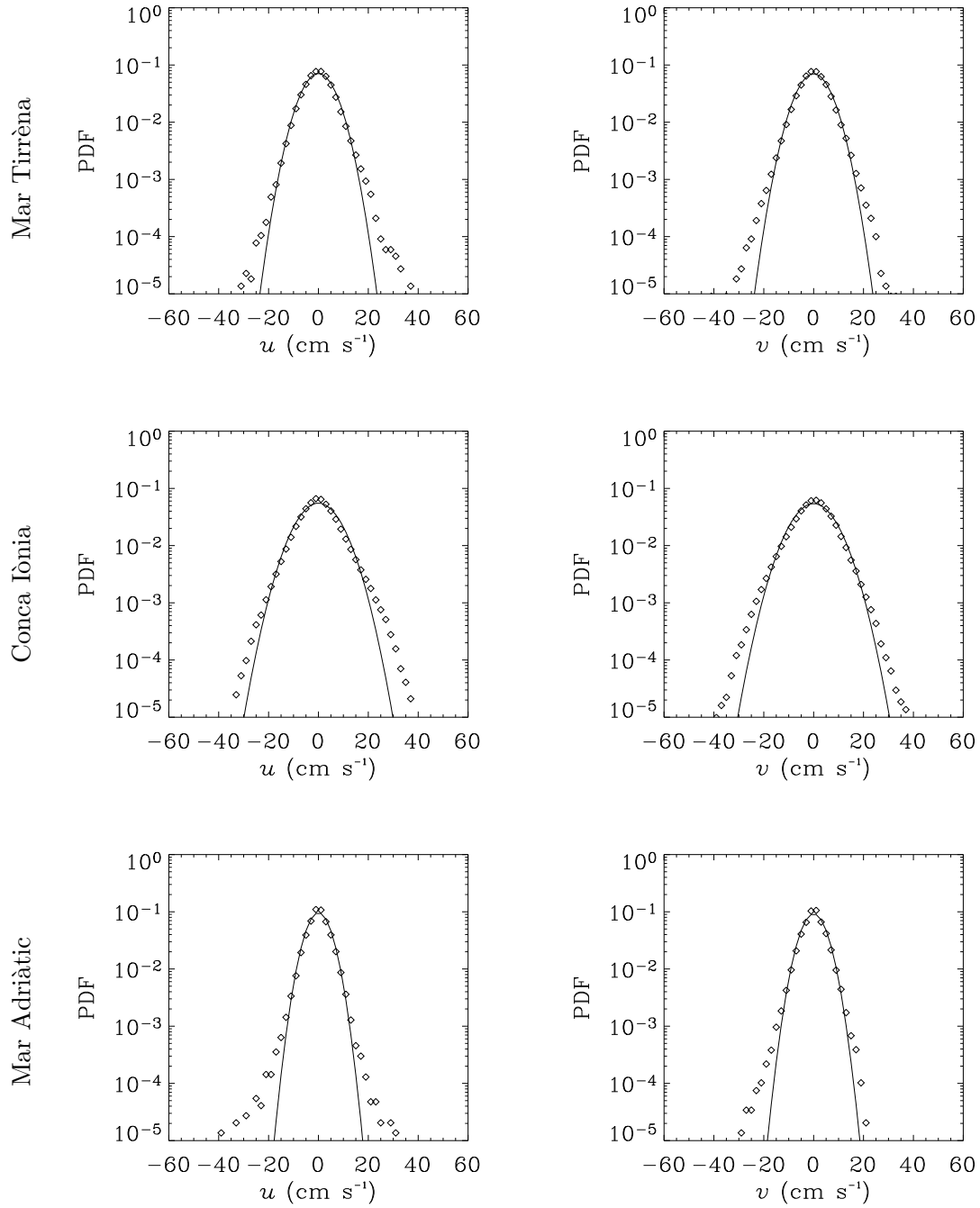


Figura 5.2: (Continua) PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades dels mapes de SLA.

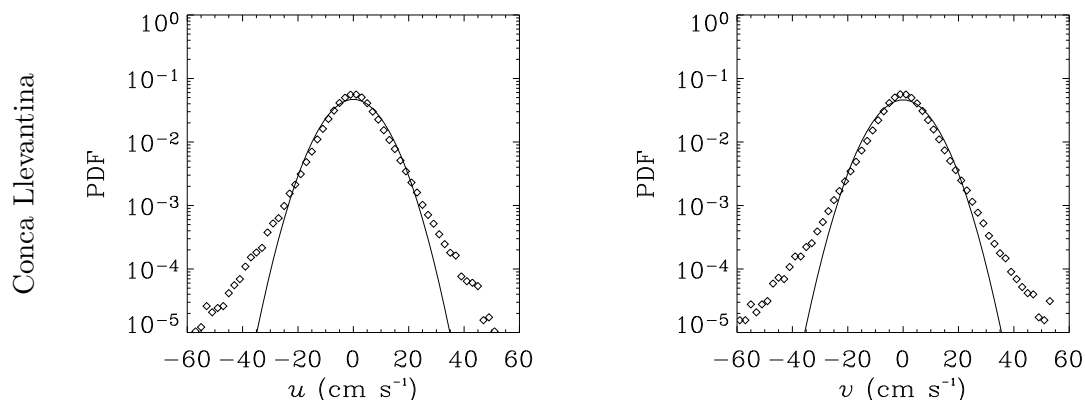


Figura 5.2: (Continua) PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades dels mapes de SLA.

	Zona	σ_u (cm s ⁻²)	s_u	k_u	σ_v (cm s ⁻²)	s_v	k_v
Altimetria	M. d'Alboran	119.5	-0.042	0.42	109.5	0.107	0.62
	C. Liguro-P.	29.4	0.141	2.89	30.1	-0.053	3.74
	C. Algeriana	80.1	-0.034	1.65	87.3	-0.025	2.21
	M. Tirrena	31.1	0.188	1.22	31.8	0	1.07
	C. Iònia	51.1	0.227	1.35	53.9	-0.136	0.95
	M. Adriàtica	17.2	-0.092	2.31	18.9	-0.114	1.42
	C. Llevantina	71.9	-0.026	2.22	74.8	-0.119	2.78
Model	M. d'Alboran	178.5	-0.030	0.51	151.7	0.062	1.08
	C. Liguro-P.	83.6	0.147	2.22	89.3	0.098	1.97
	C. Algeriana	148.0	0.210	1.15	133.5	-0.128	1.60
	M. Tirrena	74.3	0.037	1.25	78.2	0.145	1.50
	C. Iònia	89.9	0.179	2.03	90.9	-0.084	2.12
	M. Adriàtica	35.3	0.005	2.80	40.7	0.008	2.38
	C. Llevantina	145.4	0.197	1.30	124.7	-0.032	1.77

Taula 5.1: Primers moments de les observacions de les dues components de la velocitat geotròfica estimada a partir dels mapes altimètrics per cada segment de la Mediterrània.

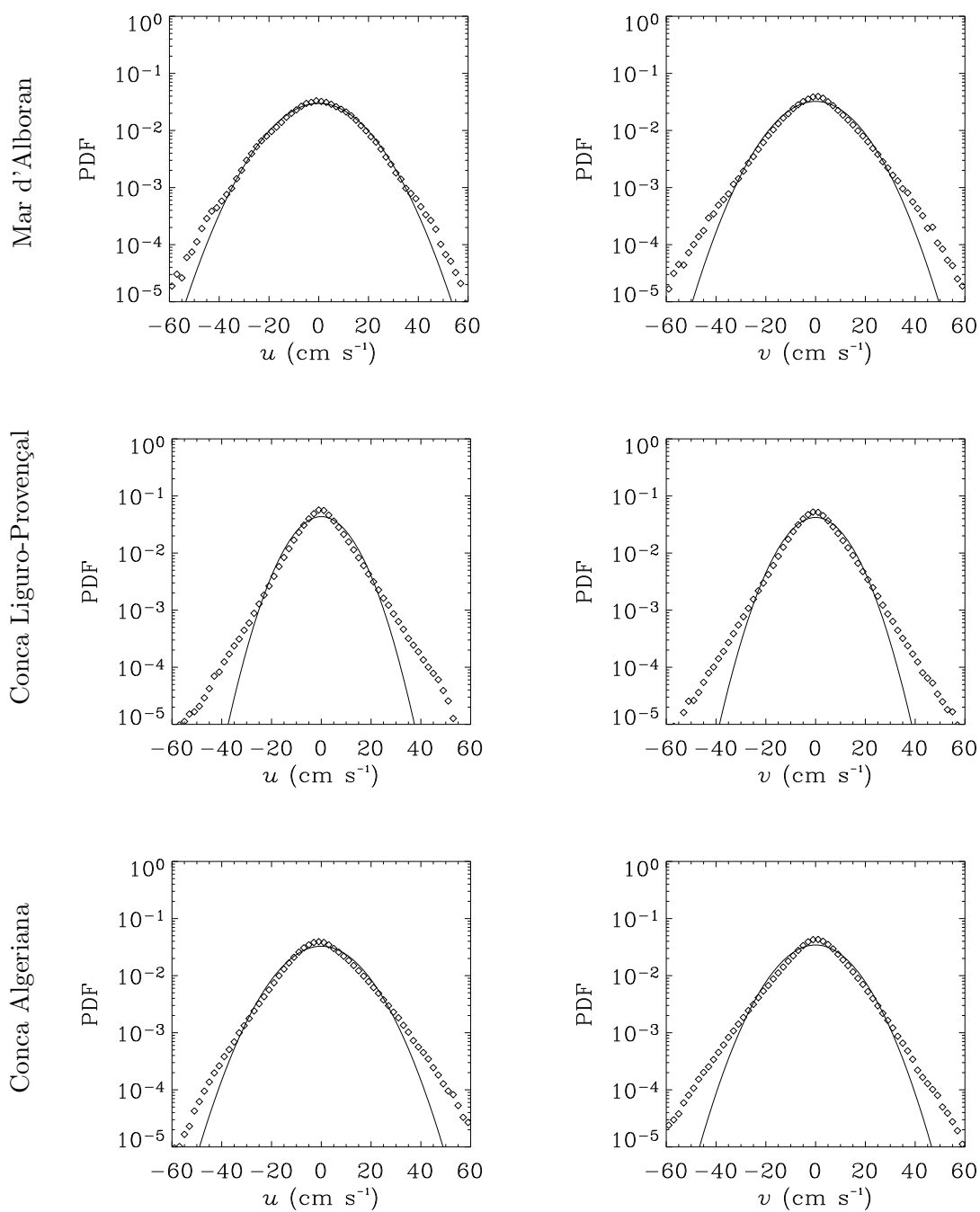


Figura 5.3: PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades del del model.

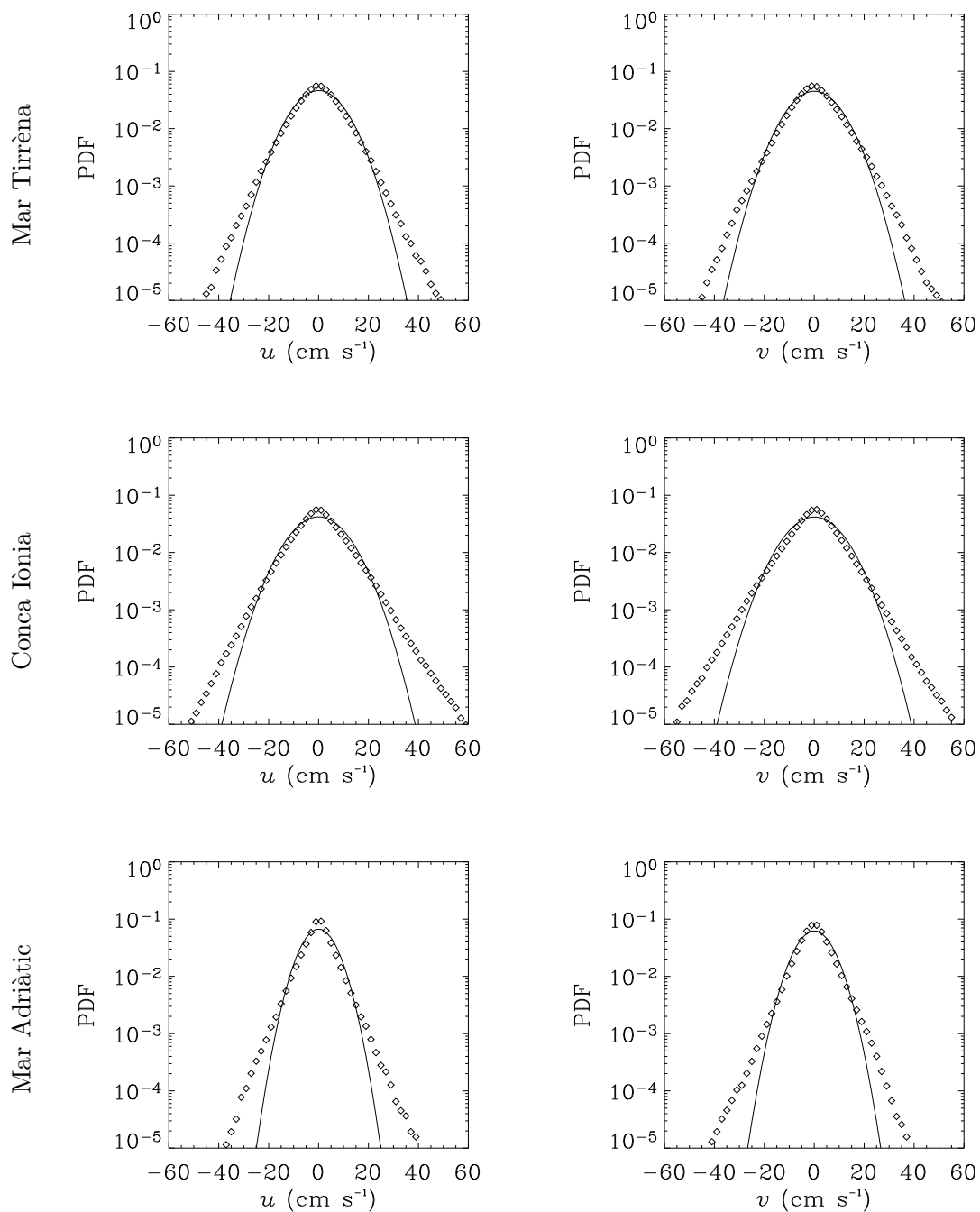


Figura 5.3: (Continua) PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades del model.

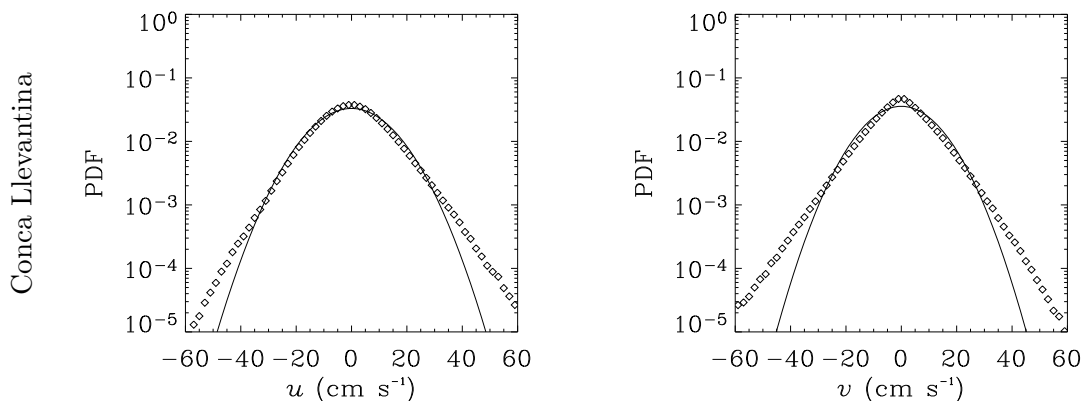


Figura 5.3: (Continua) PDF de les dues components de les velocitats per les diferents parts de la Mediterrània derivades del model.

, després les de la conca algeriana i llevantina després les de la mar tirrena, conca iònica i conca lliguro-provençal i finalment la mar Adriàtica. D fet ja s'ha vist en el capítol 3 que els gradients de la superfície lliure del mar són menors en el cas altimètric que en el model (figura 2.3), cosa ben evident en els valors de les MKE i EKE (figures 2.4 i 2.5). Hi ha però altres diferències, per exemple la diferència de forma entre la conca lliguro-provençal en els dos conjunts de dades. En el cas de l'altímetre és una distribució amb un nucli gaussià molt ben definit i desviacions de la gaussiana per velocitats més grans de 20 cm s^{-1} mentre que pel model s'assembla molt a una exponencial. Hi ha dos elements que poden ser importants: 1. els mapes de SLA tenen valors relatius de la EKE més petits que les simulacions numèriques, de fet Larnicol et al. (2002) ja comenta que la variabilitat dels nivells del mar de les SLA és molt petita (vegeu la figura 1.1.2), 2. S'observen molt poques estructures intenses en els mapes de SLA mentres que en el model no s'aprecia que n'hi hagi menys (figures 4.8 i 4.10).

Un altre element a destacar és que s'ha reduït l'àrea per la qual es calculen les PDF i s'han calculat per cada conca però encara s'aparten de la distribució gaussiana (les àrees considerades encara són més grans que la feta servir per Gille and Llewellyn Smith (2000),). De tota manera, si es compara la distribució de vòrtex intensos (figures 4.8 i 4.10) amb la forma de les PDF s'observa que les que tenen una forma més clarament exponencial són aquelles que corresponen a zones amb gran densitat de vòrtex intensos. Jiménez (1996) argumenta que la no-gaussianitat de les PDF pot ser deguda a l'efecte no local dels vòrtex. Més tard Bracco et al. (2000a) demostren que efectivament l'origen de la no gaussianitat està en les contribucions no locals dels vòrtex. Això fa necessari estudiar la relació entre la presència de vòrtex i la forma de les PDF. El cas del Mar d'Alboran, però, s'ha de considerar apart ja que és una conca on hi ha dues estructures que l'omplen completament i de fet les PDF el que veuen segurament és l'estructura dels vòrtex d'Alboran. El treball de Bracco et al. (2000a) supòrta aquesta idea ja que en un primer moment separen el camp de velocitats entre aquella part que es troba dins d'un vòrtex i la que es troba a fora i observen que a la part corresponent a l'interior dels vòrtex és gaussiana.

5.2 Separació del camp de velocitats

Per estudiar l'efecte de la presència de vòrtex en la forma de les PDF se separarà el camp de velocitats associat al vòrtex del camp associat al fons (vegeu la discussió sobre la partició del flux de la secció 3.2). Aquesta separació no es pot fer simplement seleccionant aquells punts que es troben dintre d'un vòrtex i separar-los dels que es troben a fora. La raó d'això és el camp de velocitats dels vòrtex té llarg abast. De fet, com ja s'ha comentat que són les llargues cues són les contribucions no locals.

5.2.1 Mètode

En general un camp de velocitats \vec{v} qualsevol amb divergència (δ) i vorticitat ($\vec{\omega}$)

$$\nabla \cdot \vec{v} = \delta, \nabla \times \vec{v} = \vec{\omega}$$

es pot descompondre en tres components diferents (Batchelor, 1967)

$$\vec{v} = \vec{v}_\delta + \vec{v}_\omega + \vec{v}_i$$

on cada una d'aquestes components es caracteritza per

$$\nabla \cdot \vec{v}_\delta = \delta, \nabla \times \vec{v}_\delta = \vec{0}$$

$$\nabla \cdot \vec{v}_\omega = 0, \nabla \times \vec{v}_\omega = \vec{\omega}$$

$$\nabla \cdot \vec{v}_i = 0, \nabla \times \vec{v}_i = \vec{0}$$

Per un fluid bidimensional amb vorticitat $\omega(x, y)$ la velocitat $\vec{v} = (v, u)$ en un punt (x, y) es calcula Batchelor (1967)

$$u(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \iint \frac{y - y'}{(x - x')^2 + (y - y')^2} \omega(x', y') dA(x', y') \quad (5.3)$$

$$v(x, y) = \frac{1}{2\pi} \iint \frac{x - x'}{(x - x')^2 + (y - y')^2} \omega(x', y') dA(x', y') \quad (5.4)$$

on dA és l'element d'àrea. A partir d'aquí es pot calcular el camp de velocitats associat a una distribució de vorticitat determinada, per exemple l'associada als vòrtex. En vistes dels resultats del capítol anterior s'ha descomposat el camp de vorticitats en tres distribucions diferents

1. *Un camp induït pel fons* definit per

$$\omega_b = \begin{cases} \omega & W \geq -0.2\sigma_W \\ 0 & \text{a la resta del camp} \end{cases} \quad (5.5)$$

2. *Un camp induït pels vòrtex febles* definit per

$$\omega_{wv} = \begin{cases} \omega & \text{vòrtex febles } (a \leq 2\sigma_W) \\ 0 & \text{a la resta del camp} \end{cases} \quad (5.6)$$

3. *Un camp induït pels vòrtex intensos* definit per

$$\omega_{iv} = \begin{cases} \omega & \text{vòrtex intensos } (a > 2\sigma_W) \\ 0 & \text{a la resta del camp} \end{cases} \quad (5.7)$$

cal tenir en compte que per construcció

$$\begin{aligned}\omega_b \cap \omega_{wv} &= \emptyset \\ \omega_{wv} \cap \omega_{iv} &= \emptyset \\ \omega_{iv} \cap \omega_b &= \emptyset\end{aligned}$$

$$\omega_b \cup \omega_{wv} \cup \omega_{iv} = \omega$$

i que la suma dels camps de velocitats a aquestes distribucions han de complir que

$$\vec{v} = \vec{v}_{iv} + \vec{v}_{wv} + \vec{v}_b + \vec{v}_{res}$$

on \vec{v}_{res} és el camp residual que conté la part divergent del camp, la part associada a les condicions de contorn i l'error que es pugui cometre.

La vorticitat està definida sobre una malla de $N_x \times N_y$ punts sobre la qual també es volen els resultats, així les integrals s'aproximen per

$$u_{ij} = -\frac{R_T^2 \Delta \lambda \Delta \phi}{2\pi} \sum_{l=0}^{N_y} \sum_{k=0}^{N_x} \frac{y_{ij} - y_{kl}}{(x_{ij} - x_{kl})^2 + (y_{ij} - y_{kl})^2} \omega_{kl} \cos \phi_{kl} \quad (5.8)$$

$$v_{ij} = \frac{R_T^2 \Delta \lambda \Delta \phi}{2\pi} \sum_{l=0}^{N_y} \sum_{k=0}^{N_x} \frac{x_{ij} - x_{kl}}{(x_{ij} - x_{kl})^2 + (y_{ij} - y_{kl})^2} \omega_{kl} \cos \phi_{kl} \quad (5.9)$$

on R_T és el radi de la Terra i s'ha pres l'àrea com

$$A_{kl} = R_T^2 \Delta \phi \Delta \lambda \cos \phi_{kl}$$

Les matrius de les posicions, les velocitats i la vorticitat es poden escriure com a vectors $\vec{X}, \vec{Y}, \vec{U}, \vec{V}, \vec{\Omega}$ simplement ordenant per files. Llavors les velocitats generades per la distribució de vorticitat estaran donades per

$$\vec{U} = \mathbf{M}_U \cdot \vec{\Omega} \quad (5.10)$$

$$\vec{V} = \mathbf{M}_V \cdot \vec{\Omega} \quad (5.11)$$

on \mathbf{M}_U i \mathbf{M}_V són les matrius que contenen la geometria del problema

$$M_{mn} = -\frac{R_T^2 \Delta \lambda \Delta \phi}{2\pi} \frac{Y_m - Y_n}{(X_m - X_n)^2 + (Y_m - Y_n)^2} \cos \phi_n \quad (5.12)$$

$$M_{mn} = \frac{R_T^2 \Delta \lambda \Delta \phi}{2\pi} \frac{X_m - X_n}{(X_m - X_n)^2 + (Y_m - Y_n)^2} \cos \phi_n \quad (5.13)$$

on

$$m = jN_x + i, \quad n = lN_x + k$$

Des del punt de vista computacional el més costós és construir les matrius amb la geometria. Per minimitzar-ne el cost s'ha aplicat una màscara de terra de manera que només s'utilitzin els punts de malla essencials. En el cas del Mediterrani el nombre total de punts necessaris és sensiblement inferior al nombre de punts de la malla. A la taula 5.2 hi ha una estimació de la mida d'aquestes matrius suposant que són variables de coma flotant de 4 bytes.

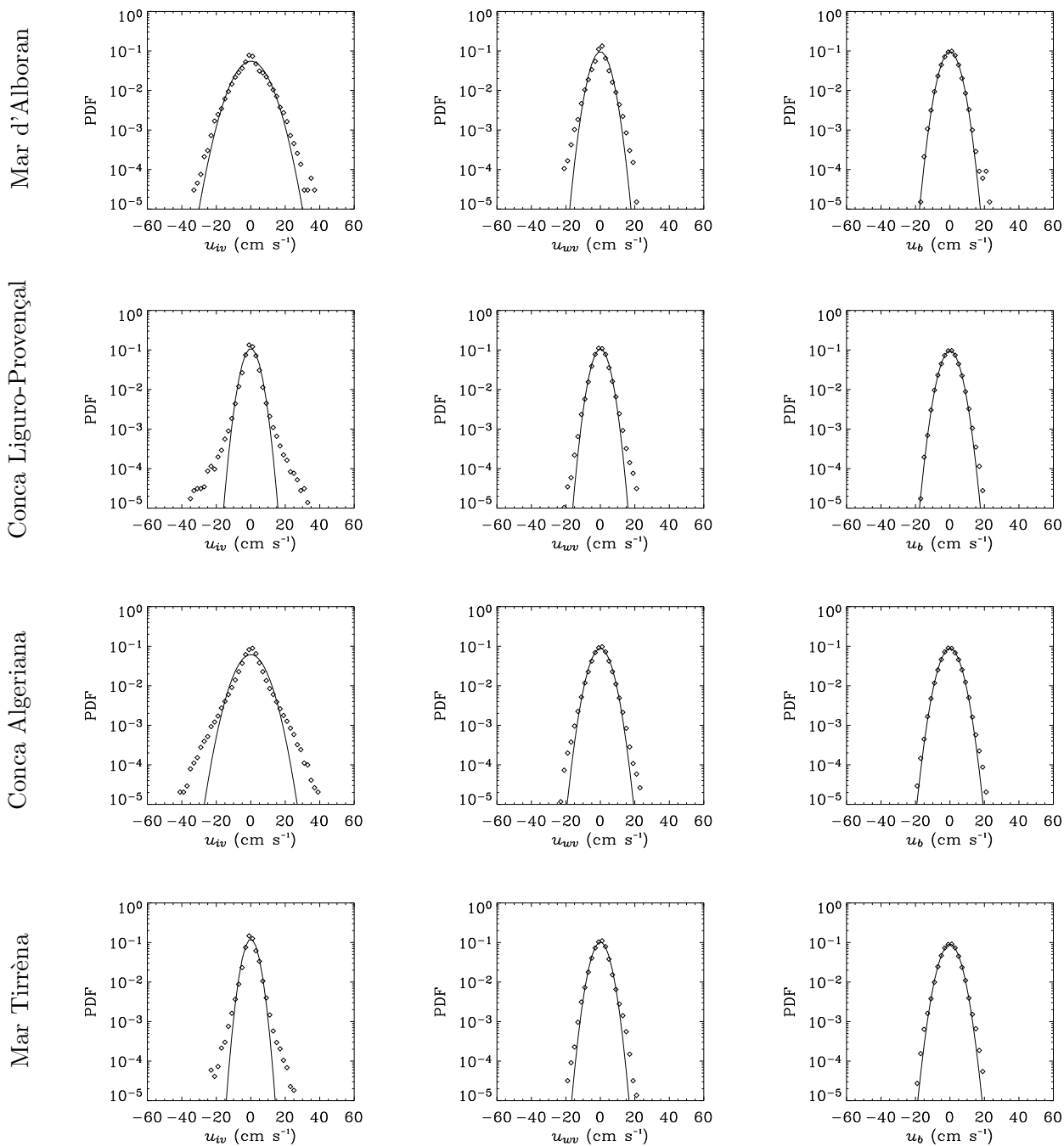


Figura 5.4: PDF de la descomposició de les velocitats zonals en la part deguda als remolins intensos (u_{sv}), la deguda als febles (u_{wv}) i la deguda al fons (u_b) per les diferents parts de la Mediterrània. Altimetria.

	N_x	N_y	N_t	$\Delta\phi$	$\Delta\lambda$	Δt	N	\mathbf{u}	M_U
Mapes SLA	205	80	213	1°/5	1°/5	10 dies	4789	~66kb	~134Mb
Malla horitzontal MFS	363	113	730?	1°/8	1°/8	1 dia	15896	~164kb	~1010Mb

Taula 5.2: Característiques de la malla dels mapes de SLA i de la malla horitzontal del model del MFS així com una estimació del tamany de les matrius de velocitats i de geometria per cada conjunt de dades.

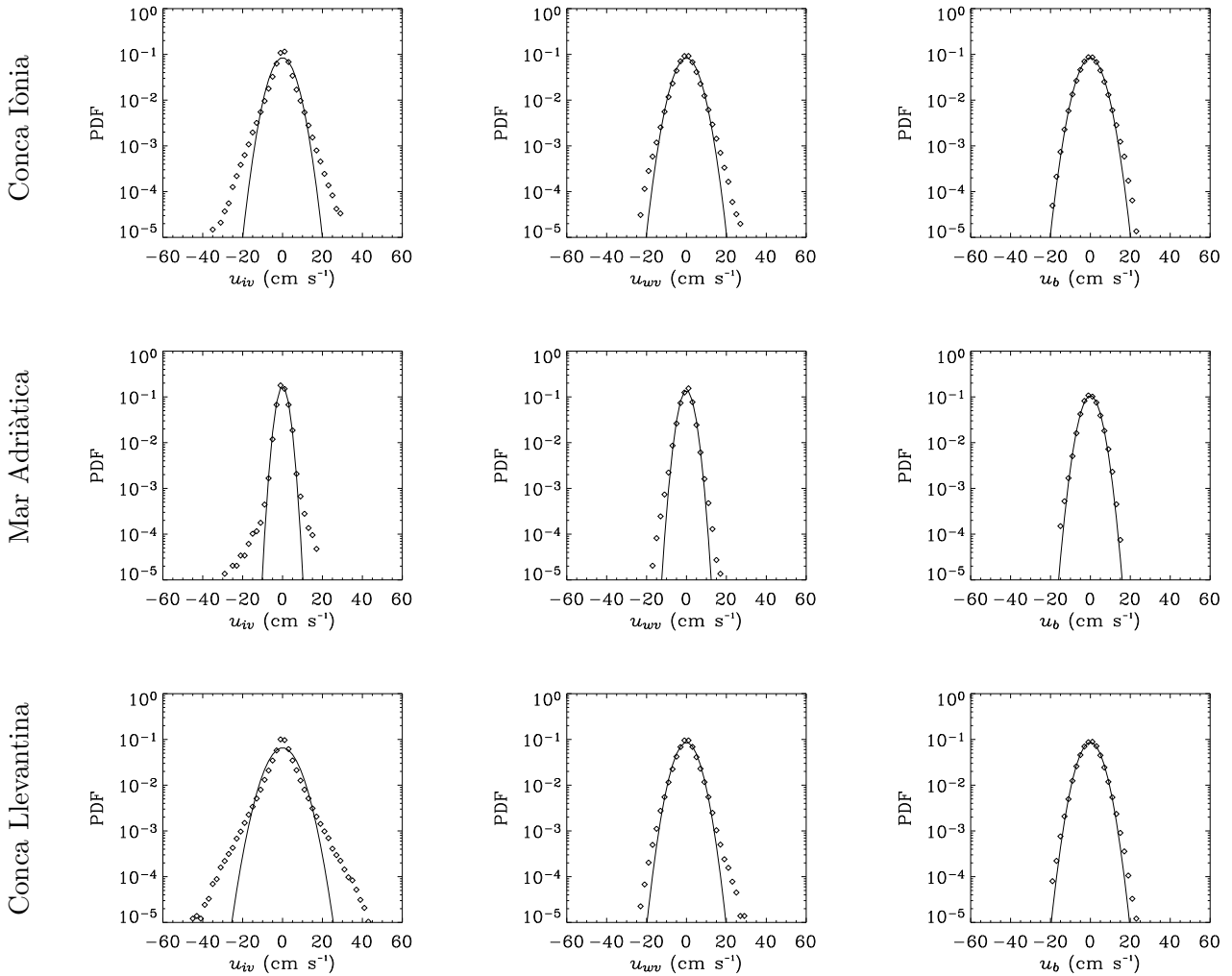


Figura 5.4: (Continua) PDF de la descomposició de les velocitats zonals en la part deguda als remolins intensos (u_{sv}), la deguda als febles (u_{wv}) i la deguda al fons (u_b) per les diferents parts de la Mediterrània. Altimetria.

5.2.2 Resultats

La partició descrita a l'apartat anterior s'ha aplicat a les velocitats obtingudes dels mapes de SLA. Els resultats (figura 5.4) mostren que:

- El camp de fons (u_b) té una distribució molt propera a una distribució gaussiana amb una amplitud similar per totes les conques.
- El camp de vòrtex febles (u_{wv}) també té distribucions força semblants a una gaussiana tot i que per velocitats grans es pot observar en totes les PDF com s'aparta lleugerament d'aquesta distribució.
- El camp de vòrtex intensos (u_{iv}) és el que conté les desviacions més clares de la distribució normal. En el cas del Mar d'Alboran la distribució continua sent força propera a una gaussiana. En el cas de la conca algeriana i la conca levantina la distribució s'acosta clarament a una distribució exponencial (la distribució s'assembla molt a un triangle).

La mateixa partició del camp s'ha aplicat a les velocitats geotròfiques del model (figura 5.5). Els resultats mostren que tots les distribucions tenen cues llargues tot i que el camp de remolins febles són petites.

Com es pot comprovar hi ha una diferència clara respecte de l'altimetria: el camp de fons és força diferent de la distribució gaussiana. Aquest resultat, però, és fictici. El camp de fons s'ha definit seleccionant aquells punts tals que $W \geq -0.2\sigma_w$. Per altra banda ja s'ha discutit en el capítol 3 que un vòrtex consisteix en un nucli amb valors negatius del paràmetre d'Okubo-Weiss envoltat d'una corona que té valors positius cosa que és ben visible en l'exemple de la figura 3.3. Per tant, en la partició que s'ha fet en el camp de fons s'hi han barrejat dos elements diferents: el camp de fons i una part dels vòrtex, les seves corones. Des del punt de vista pràctic és difícil separar les corones del vòrtex febles de les dels intensos. En canvi, és ben fàcil separar el fons de les corones, així el camp de vorticitats definit anteriorment es descomposa en dues parts més definides com

$$\omega_{b'} = \begin{cases} \omega & |W| \leq 0.2\sigma_w \\ 0 & \text{a la resta del camp} \end{cases} \quad (5.14)$$

$$\omega_{b'} = \begin{cases} \omega & W > 0.2\sigma_w \\ 0 & \text{a la resta del camp} \end{cases} \quad (5.15)$$

com en el cas anterior, per construcció

$$\omega'_b \cap \omega_d = \emptyset, \quad \omega'_b \cup \omega_d = \omega_b$$

Aquesta nova partició s'ha aplicat al camp de fons (figura 5.6) i s'ha trobat que les PDF associades a les corones dels vòrtex i als punts de gran deformació tenen distribucions que s'aparten de la gaussiana mentre que el camp de fons definit d'aquesta nova manera té una forma força semblant a la gaussiana tal i com s'ha observat en el cas altimètric.

El primer element a tenir en compte és que el camp de velocitats resultant de la partició no és el camp de velocitats total sinó que només correspon a aquella part del camp que té vorticitat neta. Per tant, el que s'ha fet és descompondre el camp associat a una distribució de vorticitat determinada sense incloure el camp de velocitats associat a la divergència (molt petit per l'oceà) i la part associada a les condicions de contorn. Aquesta és la primera diferència amb el treball de Bracco et al. (2000a) on s'ha fet servir un domini doblement periòdic i el flux és horitzontalment no divergent. Un altre element a tenir en compte, i que és diferent del treball de Bracco et al. (2000b),

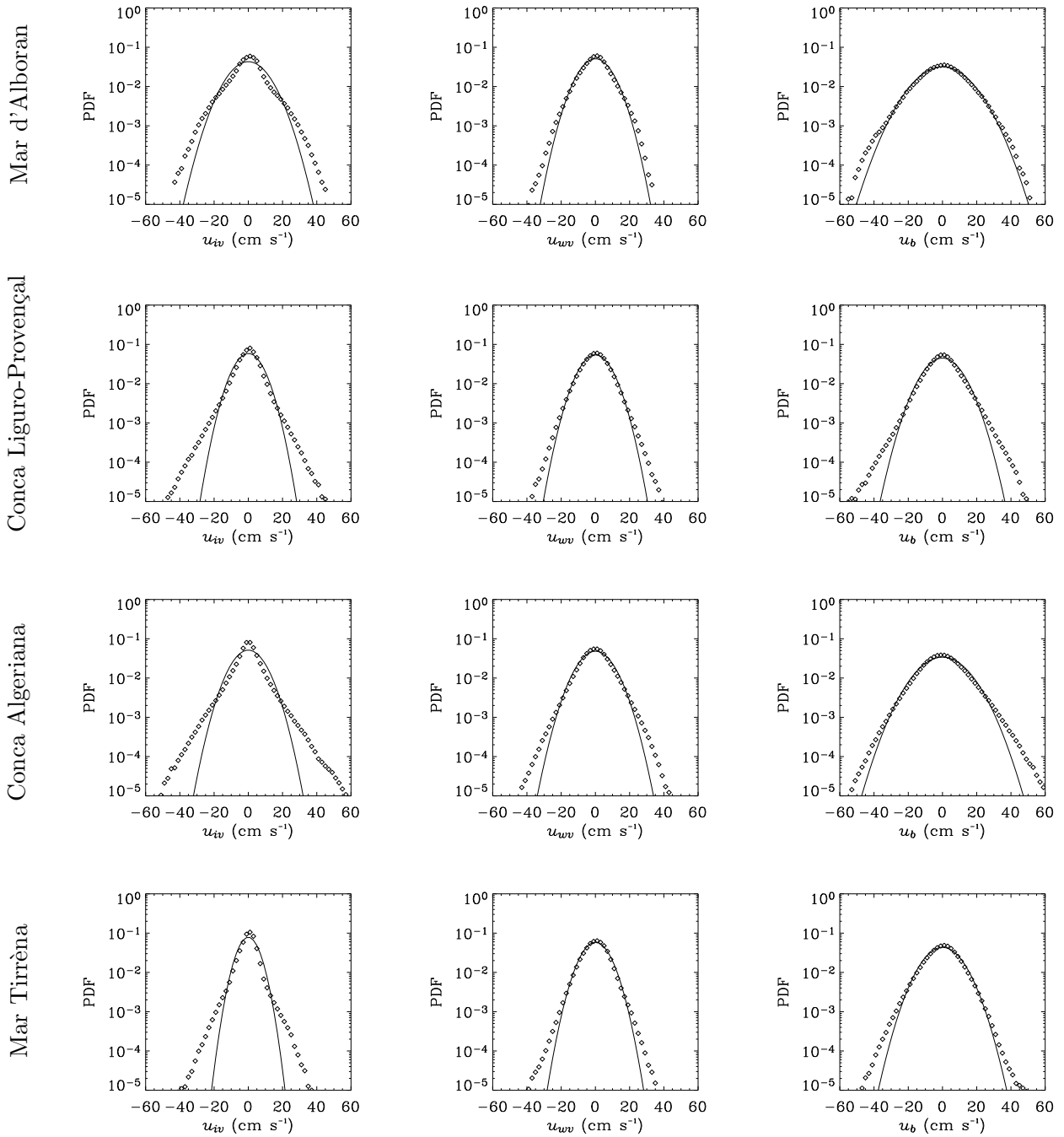


Figura 5.5: PDF de la descomposició de les velocitats zonals en la part deguda als remolins intensos (u_{sv}), la deguda als febles (u_{wv}) i la deguda al fons (u_b) per les diferents parts de la Mediterrània. Model.

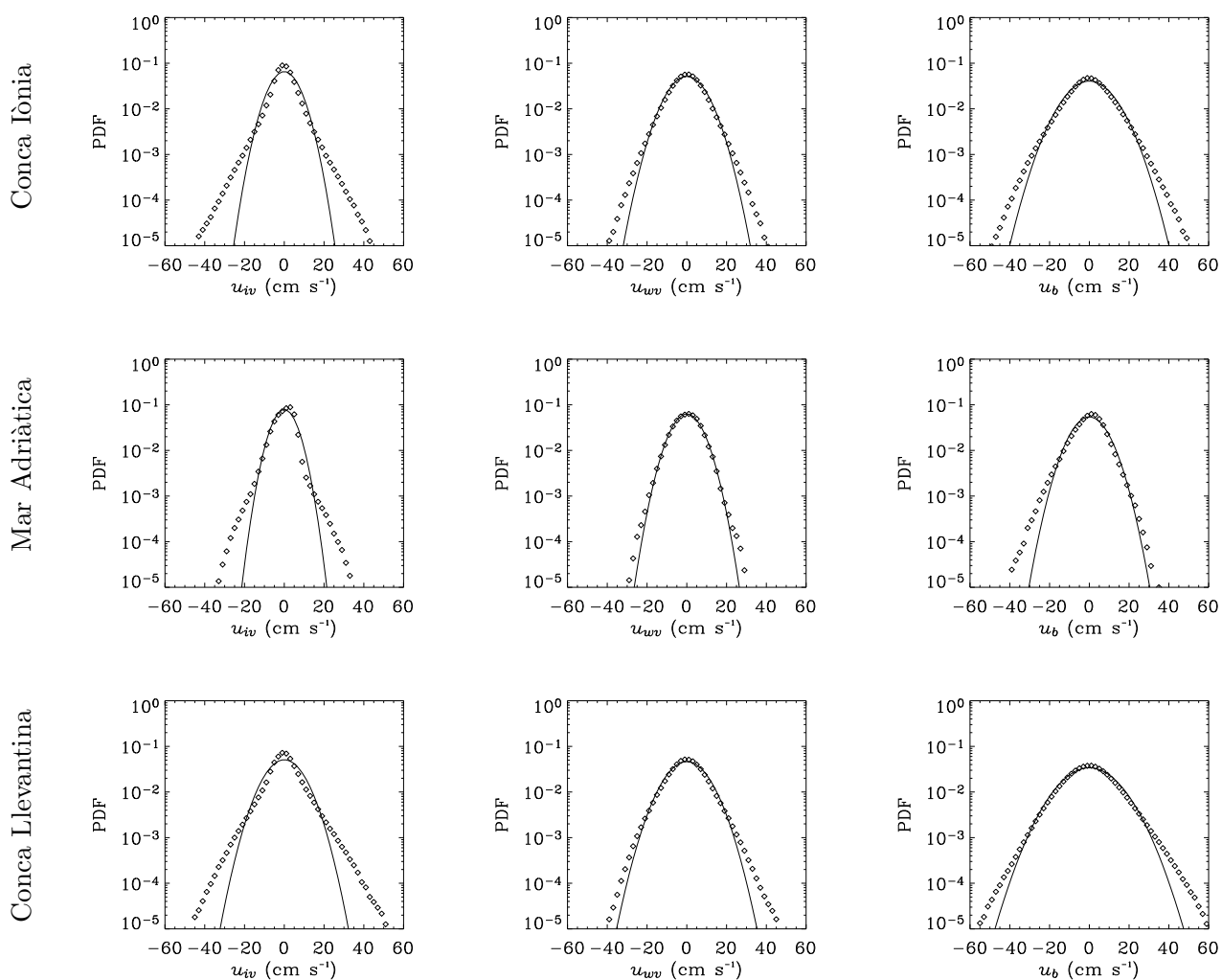


Figura 5.5: (Continua) PDF de la descomposició de les velocitats zonals en la part deguda als remolins intensos (u_{sv}), la deguda als febles (u_{wv}) i la deguda al fons (u_b) per les diferents parts de la Mediterrània. Model.

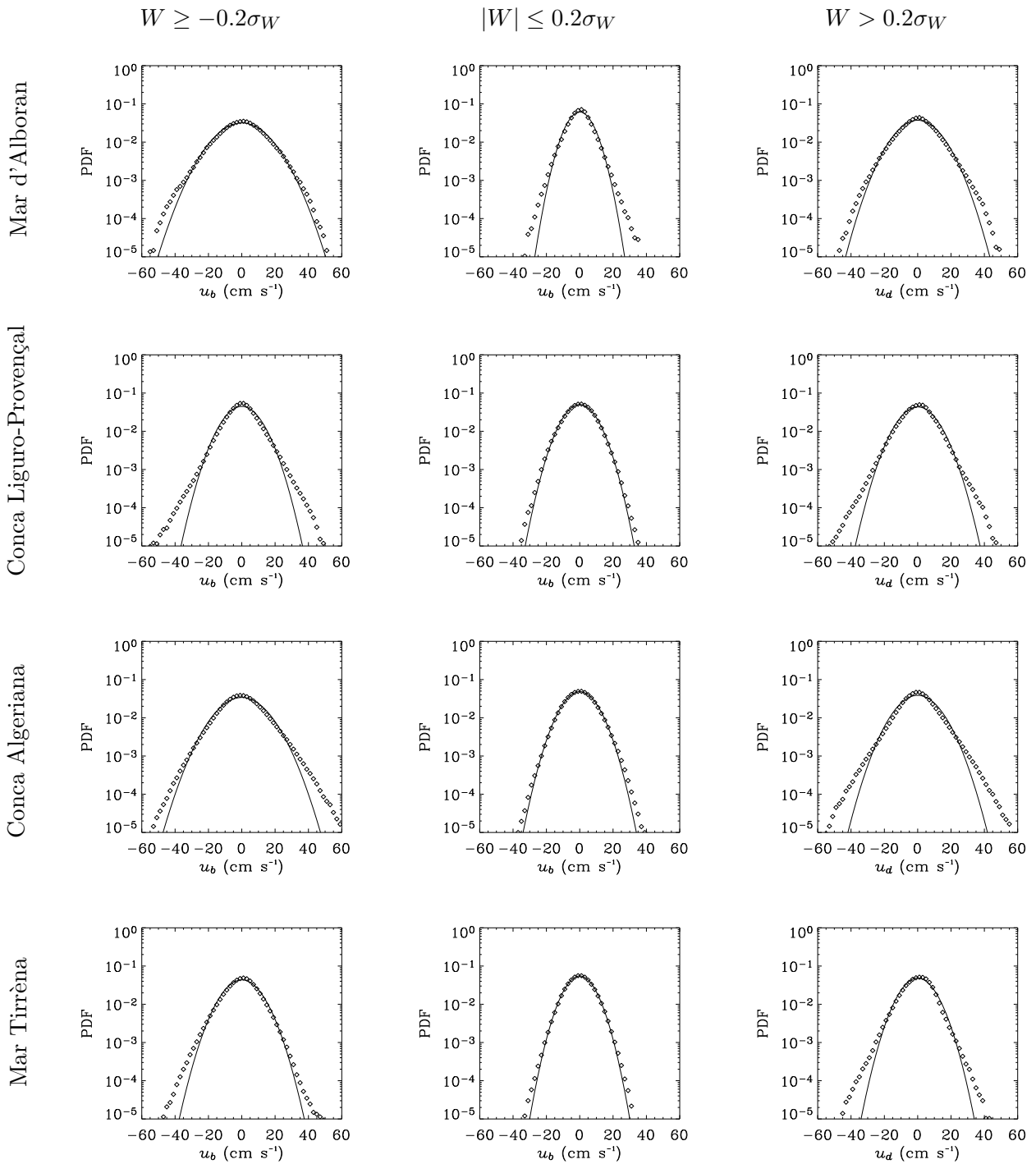


Figura 5.6: PDF de la descomposició de les velocitats zonals induïdes pel camp de fons en la part deguda al fons i la part de les corones per les diferents parts de la Mediterrània. Model.

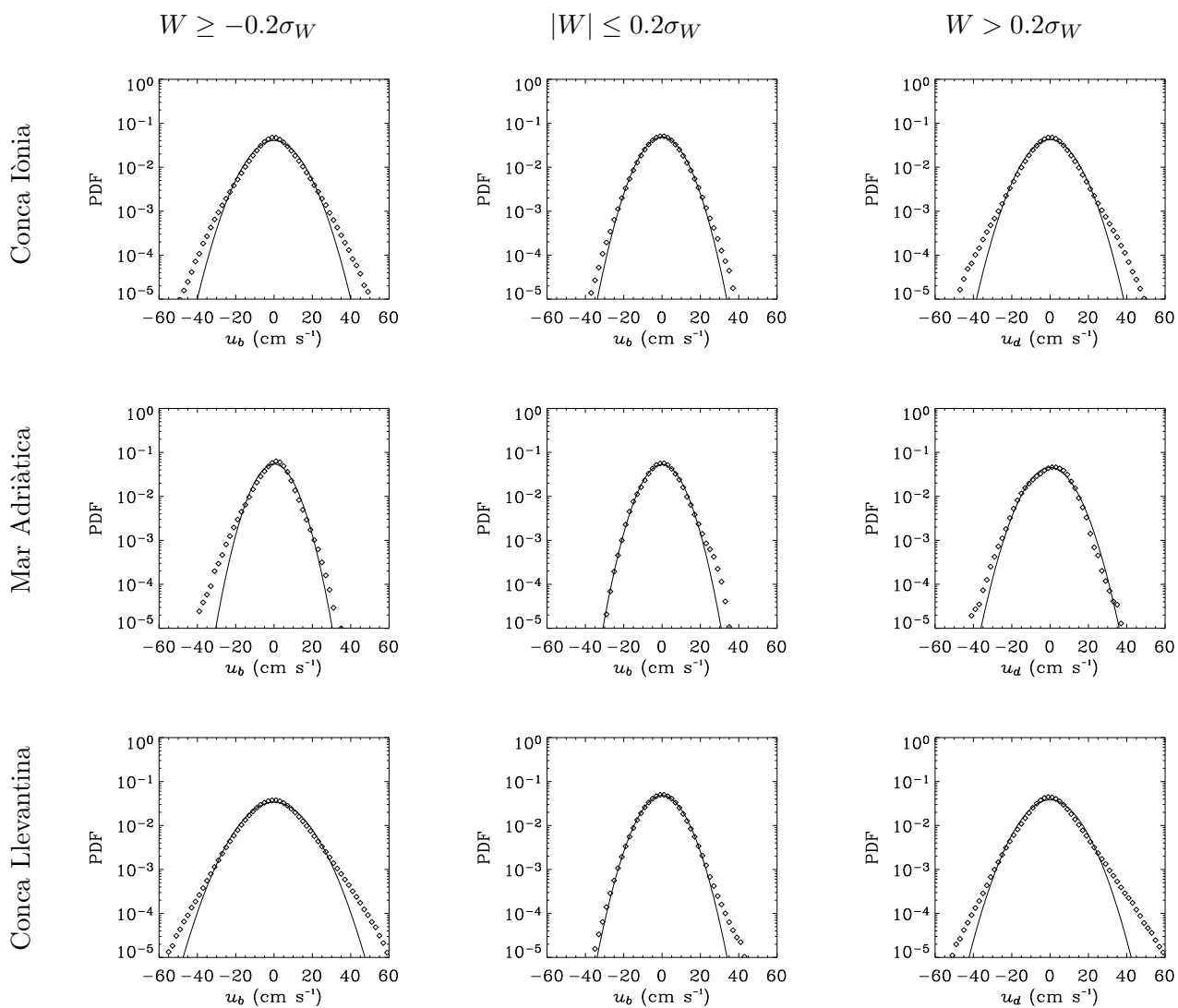


Figura 5.6: (Continua) PDF de la descomposició de les velocitats zonals induïdes pel camp de fons en la part deguda al fons i la part de les corones per les diferents parts de la Mediterrània. Model

és que s'ha separat específicament la contribució dels vòrtex intensos i la dels febles. El resultat d'això ha estat observar que les desviacions de la gaussianitat són més grans pels vòrtex intensos que pels febles, de fet, en el cas dels febles són força petites, fins i tot, pels mapes altimètrics gairebé són iguals a les del fons.

Un altre element interessant és que els resultats són aproximadament els mateixos tant pels mapes de SLA com pel model a pesar que, com s'ha vist al capítol anterior, el model contingui més estructures petites en general i en particular les estructures intenses no només estiguin compostes pel que s'ha identificat amb els vòrtex de mesoescala sinó que també hi hagi el conjunt d'estructures ciclòniques i amb grans amplituds descrit anteriorment.

Capítol 6

Trajectòries dels vòrtex de mesoescala

Els nuclis dels vòrtex, que en capítols anteriors s'han identificat fent servir el paràmetre d'Okubo-Weiss, són gairebé impermeables a l'intercanvi de partícules amb els seus voltants de manera que només en els processos de formació o decaïment n'hi pot haver. Aquesta propietat fa que un vòrtex pugui transportar les partícules atrapades durant la seva formació fins la zona on es destrueix. Tot això fa que un dels elements a tenir en compte quan s'estudien les propietats de mescla a l'oceà és precisament l'existència o no de direccions privilegiades segons les quals els vòrtex es puguin propagar i les distàncies recorregudes.

Els vòrtex de mesoescala tenen unes longituds característiques d'uns 50-100 km de diàmetre ¹ i es propaguen a velocitats de l'ordre d'uns quilòmetres per dia Olson (vegeu per exemple 1991); Millot (vegeu per exemple 1999). Com que tenen temps de vida llargs, de mesos o fins i tot anys, poden arribar a recórrer grans distàncies. Essencialment hi ha tres factors que fan que un vòrtex es desplaci:

1. La interacció amb corrents, de manera que el vòrtex tendeix a propagar-se en el sentit del corrent. Un exemple d'aquesta situació podrien ser els vòrtex costaners de la conca algeriana.
2. La interacció entre vòrtex. Aquest aspecte és força complex. De tota manera una primera aproximació es pot fer amb l'ajuda dels vòrtex puntuals. Bàsicament la idea és que la propagació d'un vòrtex dependrà del camp de velocitats generat per tots els altres vòrtex en aquell punt. Així, la velocitat de propagació associada a l'existència d'un conjunt de vòrtex ve donada per Batchelor (1967)

$$C_{xi} = \sum_{j \neq i} \frac{\Gamma_j (y_i - y_j)}{(x_i - y_j)^2 + (y_i - y_j)^2}, \quad C_{yi} = \sum_{j \neq i} \frac{\Gamma_j (x_i - x_j)}{(x_i - y_j)^2 + (y_i - y_j)^2} \quad (6.1)$$

3. La conservació de la vorticitat potencial, que es defineix com

$$q \equiv \frac{\omega_z + f(\phi)}{h(\lambda, \phi)} \quad (6.2)$$

on λ és la longitud, ϕ la latitud on ω_z és la tercera component de la vorticitat, $f(\phi)$ és el paràmetre de Coriolís (ϕ és la latitud) i h és la fondària. D'aquesta manera els vòrtex

¹Estrictament parlant, les estructures de mesoescala es defineixen com aquelles que tenen una longitud característica de l'ordre del radi de deformació de Rossby. A la Mediterrània aquest radi és de l'ordre de 10km. A pesar d'això molts articles quan es refereixen a la mesoescala consideren estructures amb les longituds característiques donades anteriorment.

es propagaran cap a l'oest per efecte de les variacions latitudinals de f i paral·lels a les isòbates per efecte de les variacions en la fondària. De fet, els mecanismes que impulsen un vòrtex són força complexos i encara són tema de recerca ja que cal tenir present els efectes no lineals que donen certa component nord-sud depenent de si el vòrtex és ciclònic o anticiclònic (McWilliams and Flierl, 1979), i el vòrtex és de dues capes el gruix de la capa inferior (Chassignet and Cushman-Roisin, 1991) o si el fons té un pendent pro fort com perquè el vòrtex perdi energia per radiació d'ones topogràfiques (Thierry and Morel, 1999).

En aquest capítol s'intenten caracteritzar les direccions privilegiades segons les quals els vòrtex de mesoescala es propaguen. S'aprofita el mètode descrit en el capítol 4 per separar aquests vòrtex es poden de les altres estructures simplement fent servir un valor llindar en l'amplitud. Després, amb un mètode molt senzill de seguiment d'estructures s'obtenen les trajectòries dels vòrtex de mesoescala fent servir tant els mapes de SLA, com la superfície lliure del model, i finalment, se n'analitzen els mecanismes que poden ser importants en la propagació.

6.1 Seguiment d'estructures

Per poder seguir les estructures d'un mapa a l'altre el criteri que es fa servir per seguir és el de proximitat. És a dir, donats dos vòrtex en mapes consecutius es consideren que són el mateix si la distància entre els dos és la més petita de totes les distàncies entre un vòrtex en un instant de temps i un altre vòrtex en el següent instant de temps. La validesa d'aquesta aproximació està limitada al pas de temps amb el qual es fan les observacions. Caldrà que la distància recorreguda entre els dos instants de temps sigui petita. En el cas dels vòrtex de mesoescala les velocitats de propagació són de l'ordre d'uns pocs quilòmetres per dia (Olson, 1991; Millot, 1999) de manera que les distàncies màximes que podran recórrer en 10 dies (pas de temps dels mapes de SLA) serà d'uns 100 km.

El procediment per seguir estructures és el següent: sigui $\vec{r}_i(t_k)$ el vòrtex i dels N_k vòrtex observats a l'instant t_k i sigui $\vec{r}_j(t_{k+1})$ el vòrtex j dels N_{k+1} vòrtex observats a l'instant t_{k+1} es construeix la matriu de distàncies com aquella matriu els elements de la qual estan definits per

$$d_{ij} = D(\vec{r}_i(t_k), \vec{r}_j(t_{k+1})) \quad (6.3)$$

on $D(\vec{r}_i, \vec{r}_j)$ és la distància entre els centres del vòrtex i i el vòrtex j . A la figura 6.1 hi ha una versió idealitzada de la matriu de distàncies on s'hi poden observar les següents situacions

1. Un mateix vòrtex és observat en dos mapes: si el vòrtex $\vec{r}_i(t_k)$ és el mateix que el $\vec{r}_j(t_{k+1})$ llavors l'element d_{ij} serà el mínim de la columna j i la fila i . Aquest és el cas de $\vec{r}_2(t_k)$ i $\vec{r}_2(t_{k+1})$.
2. Un vòrtex pot aparèixer: si $\vec{r}_j(t_{k+1})$ apareix no hi haurà cap element petit a la columna j . Aquest és el cas de $\vec{r}_1(t_{k+1})$ i $\vec{r}_6(t_{k+1})$.
3. Un vòrtex pot desaparèixer: si $\vec{r}_i(t_k)$ desapareix no hi haurà cap element petit a la fila i . Aquest és el cas de $\vec{r}_1(t_k)$, $\vec{r}_4(t_k)$, $\vec{r}_7(t_k)$, $\vec{r}_8(t_k)$ i $\vec{r}_9(t_k)$.
4. Un vòrtex es pot trencar: si $\vec{r}_i(t_k)$ es trenca en dos $\vec{r}_j(t_{k+1})$, $\vec{r}_k(t_{k+1})$ llavors a la fila i hi haurà dos valors petits molt semblants. Aquest és el cas de $\vec{r}_3(t_k)$.
5. Dos vòrtex es poden fusionar: si $\vec{r}_i(t_k)$, $\vec{r}_k(t_k)$ es fusionen en $\vec{r}_j(t_{k+1})$ llavors a la columnes j hi haurà dos valors petits molt semblants. Aquest és el cas de $\vec{r}_6(t_k)$ i $\vec{r}_5(t_{k+1})$.

	$r_1(t_{k+1})$	$r_2(t_{k+1})$	$r_3(t_{k+1})$	$r_4(t_{k+1})$	$r_5(t_{k+1})$	$r_6(t_{k+1})$
$r_1(t_k)$	D	D	D	D	D	D
$r_2(t_k)$	D	d	D	D	D	D
$r_3(t_k)$	D	D	d'	d	D	D
$r_4(t_k)$	D	D	D	D	D	D
$r_5(t_k)$	D	D	D	D	d	D
$r_6(t_k)$	D	D	D	D	d'	D
$r_7(t_k)$	D	D	D	D	D	D
$r_8(t_k)$	D	D	D	D	D	D
$r_9(t_k)$	D	D	D	D	D	D

Figura 6.1: Matriu de distàncies. D representa una distància gran mentre que d i d' en representa de petites

A partir d'aquestes situacions bàsiques es poden donar les més complexes imaginables per això és recomanable de supervisar el procediment.

El primer pas per implementar aquest mètode de seguiment consisteix en definir dos criteris per *gran* i *petit* i per quan es considera que dos valors són *similars*, per això es defineix un paràmetre δ_1 de manera que un valor d és petit si $d \leq \delta_1$ i un valor D és gran si $D > \delta_1$. Per altra banda dos valors d i d' es consideren similars si $|d - d'| \leq \delta_2$. La velocitat de propagació d'un vòrtex és de l'ordre d'uns pocs quilòmetres per dia, de fet Nof (1981) dona com a velocitat característica de la propagació d'un vòrtex per efecte de la variació longitudinal del paràmetre de Coriolis és

$$C \sim \beta R_d$$

on $\beta = R_T \partial_p \text{hif}(\phi)$ mab R_T és el radi de la Terra i R_d el radi de deformació de Rossby. Si es pren una fita superior de 10 km dia⁻¹ llavors la distància recorreguda màxima per un vòrtex d'un mapa de SLA al següent (10 dies) és de 100km per tant

$$\delta_1 = 100 \text{ km}$$

Per altra banda la distància mínima s'ha pres com la meitat del radi mig per les estructures intenses observades a l'altímetre ($r_e/2$), és a dir,

$$\delta_2 = 20 \text{ km}$$

Aquest simple mètode de seguiment d'estructures, s'ha validat pels mapes de SLA, a la zona de la conca Algeriana on primer s'han obtingut les trajectòries dels vòrtex més intenses visualment i sense imposar cap llimitar en el valor de l'amplitud. Després, s'ha aplicat l'algorisme de seguiment a les estructures anticiclòniques intenses de la conca algeriana. La figura 6.2 mostra les trajectòries observades amb els dos criteris. Qualitativament s'observen els mateixos patrons si bé en el cas automàtic el nombre de trajectòries és menor pel fet que només es consideren els vòrtex intenses. Per estudiar quines poden ser les fonts d'error s'han revisat *tots* els mapes amb el paràmetre d'Okubo-Weiss derivat dels mapes de SLA (213 en total) i la identificació d'estructures feta automàticament

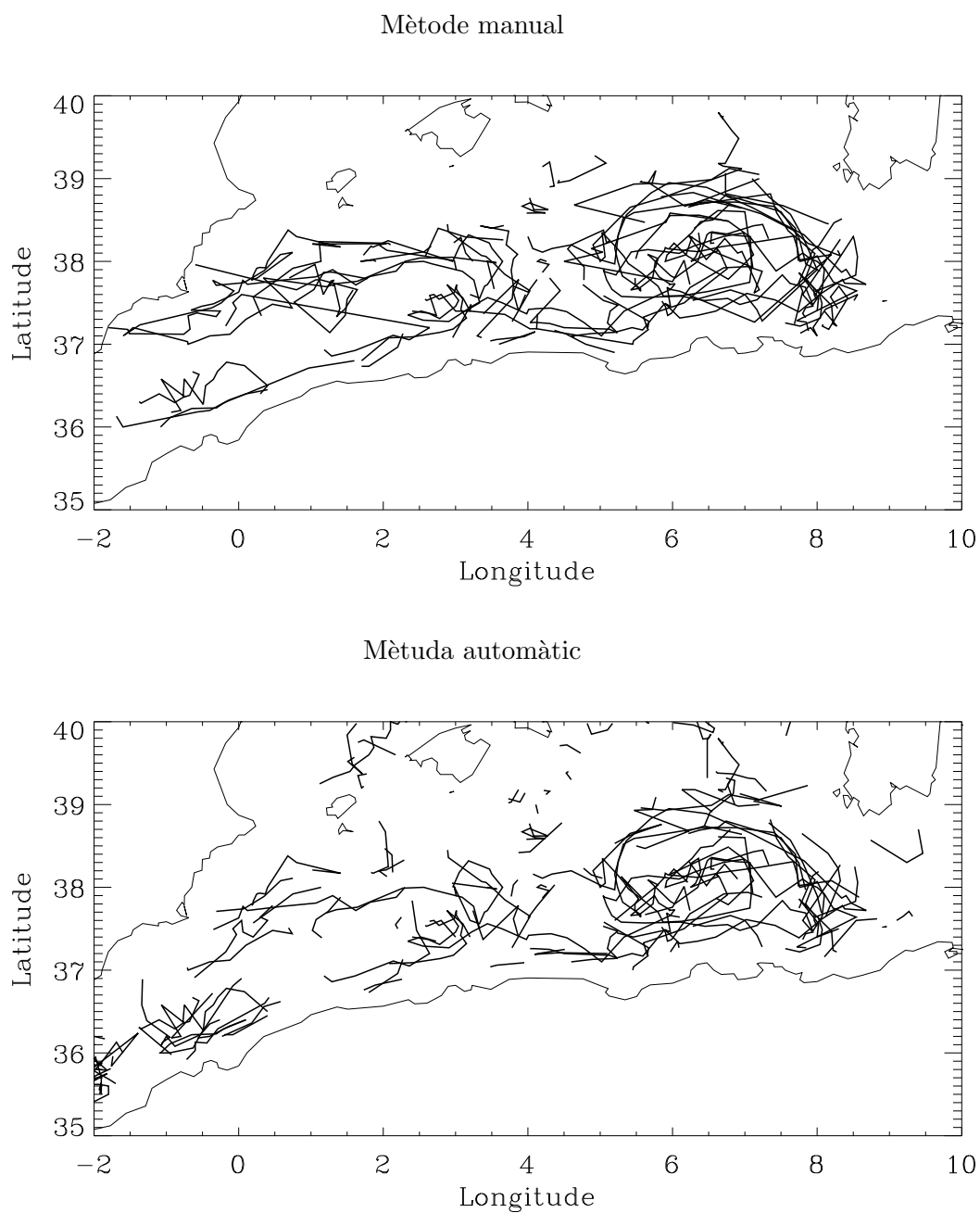


Figura 6.2: Trajectòries de de vòrtex a la conca algeriana. Gràfic superior: seguiment visual manual sense l'aplicació d'un llindar sobre les amplituds. Gràfic inferior: seguiment automàtic de vòrtex intensos.

per tota la Mediterrània (veure els exemples de l'Apèndix D). Això, a part de permetre comprovar l'efectivitat de l'algoritme, també permet entendre millor d'on venen les seves limitacions. S'ha observat:

- Les trajectòries obtingudes amb el seguiment automàtic poden ser més curtes que les obtingudes visualment. Un dels motius és que un vòrtex pot tenir una amplitud menor de $2\sigma_W$ i per tant ja no es considera. Un exemple d'això és el vòrtex 98-1 (vegeu figura 3.6).
- S'han observat alguns errors de seguiment associats majoritàriament al fet que un vòrtex deixa de ser intens i a prop n'hi ha d'altres que sí que ho són.

L'aplicació a la sortida del model s'ha fet de la mateixa manera. Cal tenir present que en el capítol 4 ja s'ha vist que en la sortida del model per amplituds grans no només hi havia els vòrtex de mesoescala sinó també vòrtex més petits. Per això s'ha afegit un criteri de selecció extra: els vòrtex han de ser més grans de 21 km. Aquest valor s'ha triat perquè correspon a diàmetres iguals a la longitud d'ona de tall feta servir per filtrar els mapes altimètrics. El mateixos raonaments que abans donarien com a paràmetres $\delta_1 = 10$ km i $\delta_2 = 15$ km però com que s'han seleccionat aquells vòrtex amb radis mínims de 21 km s'ha decidit mantenir δ_2 igual llavors δ_1 s'ha pres igual a δ_2 així

$$\delta_1 = 20 \text{ km}$$

$$\delta_2 = 20 \text{ km}$$

Finalment, cal tenir present que només s'analitzen aquelles trajectòries en les quals s'ha pogut identificar el mateix vòrtex en tres mapes consecutius pels dos conjunts de dades. Per tant la trajectòria més curta possible en els mapes de SLA és de 20 dies mentre que en la sortida del model és de 2 dies.

6.2 Resultats

Els dos conjunts d'observacions no són del tot comparables ja que les trajectòries mínimes en els dos casos són ben diferents. Pels mapes de SLA són de 20 dies mentre que pel model són de 2 dies. Per altra banda les trajectòries s'ha observat que poden arribar a tenir gairebé tres anys (Puillat et al., 2002) de manera que amb la longitud de les sèries temporals, sobretot pel cas del model, hi pot haver diferències considerables d'un any a l'altre.

6.2.1 Altimetria

S'han observat 452 trajectòries de vòrtex intensos compostes per trams d'un mínim de tres mapes consecutius i 447 de trajectòries de vòrtex ciclònics. Una primera aproximació al temps de vida d'aquests vòrtex dona unes vides mitges de

$$\bar{T}_{acic} = 54 \pm 50 \text{ dies}$$

amb un total de 73 trajectòries més llargues de 100 dies i una trajectòria màxima de 790 dies. En el cas dels ciclònics es té,

$$\bar{T}_{cic} = 39 \pm 31 \text{ dies}$$

amb un total de 31 trajectòries més llargues de 100 dies i una trajectòria màxima de 240 dies. Les figures 6.3 i 6.4 mostren les trajectòries observades. Per conques es pot observar:

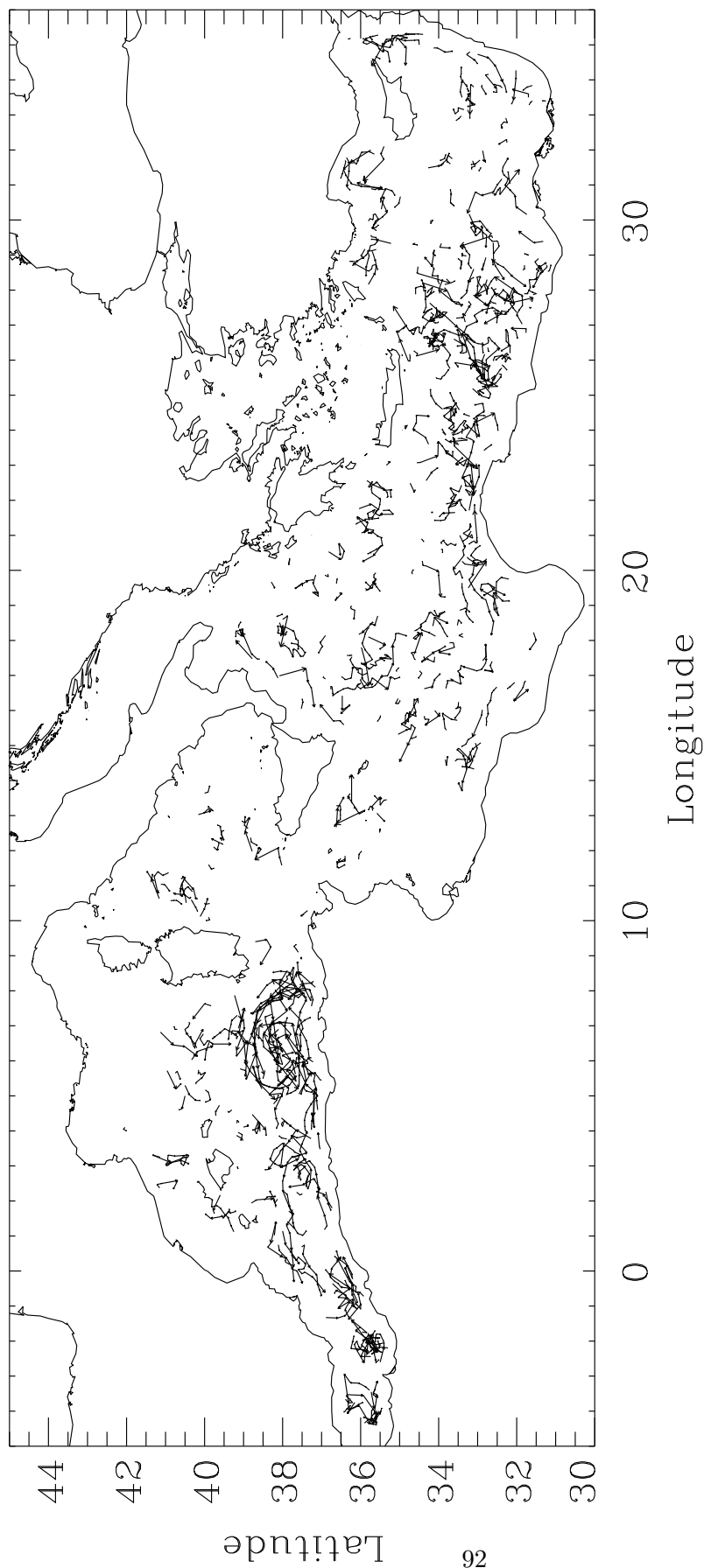


Figura 6.3: Trajectòries dels vòrtex anticiclònics intensos observats en els mapes de SLA.

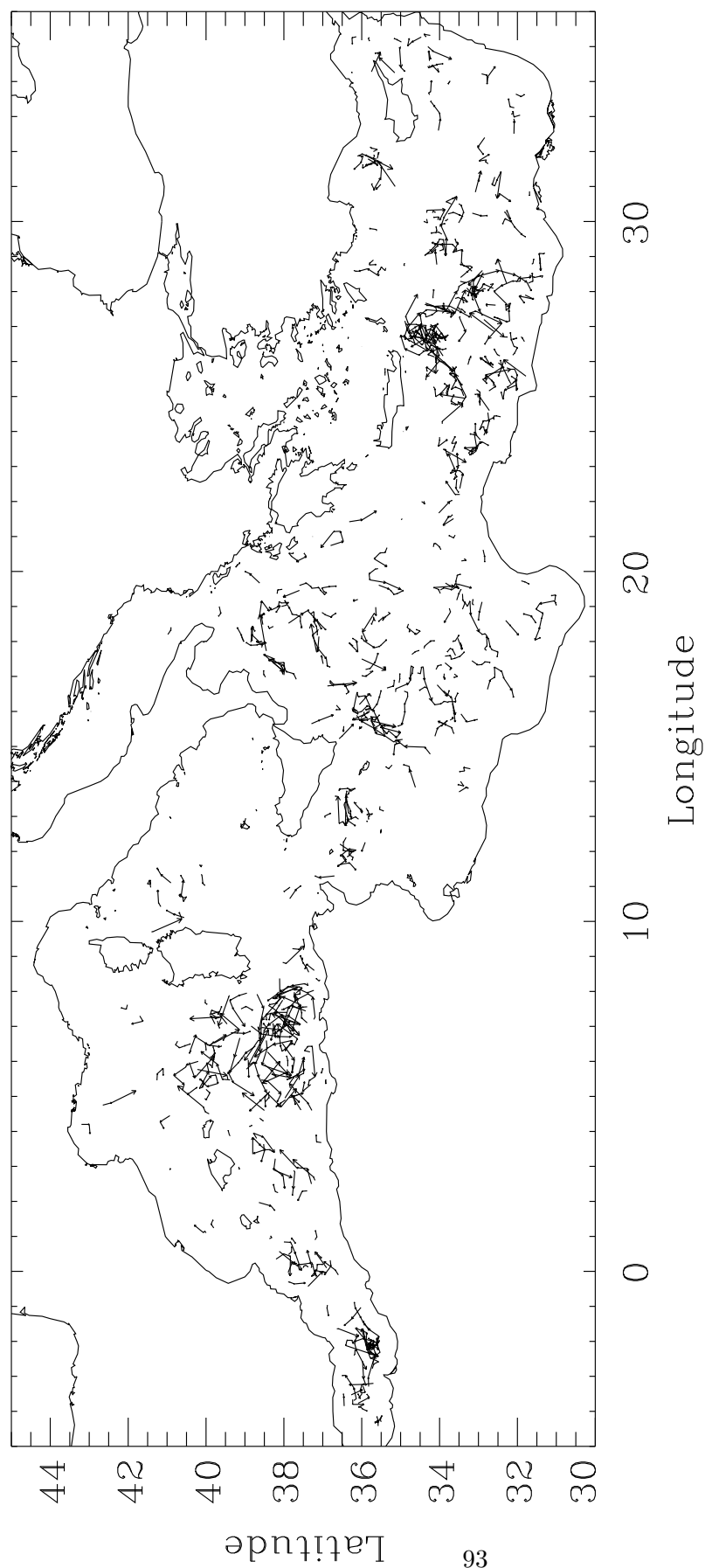


Figura 6.4: Trajectòries dels vòrtex ciclònics intensos observats en els mapes de SLA.

1. **El mar d'Alboran.** La característica fonamental és la presència dels dos vòrtex que tendeixen a omplir tota la conca. Aquests vòrtex s'identifiquen clarament tant en els mapes de les estructures ciclòniques com en els mapes de les anticiclòniques (figures 6.3 i 6.4), com dos cabdells de trajectòries corresponents als moviments dels seus centres. També es pot veure la presència d'un gir a prop de la costa de la península ibèrica que a vegades el mètode de seguiment el confon amb el gir occidental d'Alboran. Finalment es pot observar ocasionalment l'existència d'un tercer vòrtex situat a l'est del gir oriental.

Tot i que els dos vòrtex són anticiclònics el fet que l'altímetre només vegi les anomalies fa que a vegades apareguin com a estructures ciclòniques i d'altres com a estructures anticiclòniques. Larnicol et al. (2002) han analitzat amb detall aquest fenomen i han llistat totes les ocasions en les quals apareixen com a girs ciclònics i anticiclònics. Per altra banda, Vargas et al. (1999) han observat l'existència d'un tercer vòrtex tal i com suggereixen les observacions fetes en aquesta tesi.

2. **La conca lliguro-provençal** Pràcticament no hi ha vòrtex intensos i els pocs que hi ha no formen trajectòries prou ben definides com perquè es puguin identificar. L'excepció és l'existència d'un vòrtex que es va observar que es propagava seguint el talús continental nord de les illes Balears. L'altre element a tenir en compte és el vòrtex que es va formar entre al mar català. Aquest vòrtex, segons el treball de Pascual et al. (2001), es va formar al voltant de setembre de 1998 i va desaparèixer al voltant del març de 1999. Durant aquest període es va mantenir més o menys estacionari, cosa que es pot observar a la figura 6.3.

3. **La conca algeriana** La característica principal és l'existència d'un circuit de vòrtex ben definit a la part oriental de la conca compost d'un circuit anti-horari, gran, el·líptic amb una branca central on les direccions observades són cap a l'oest. A més hi ha una clara tendència dels vòrtex situats al sud de les illes balears a moure's cap a l'oest. A la costa algeriana es mouen cap a l'est. També s'observa una zona on a vegades els vòrtex es desenganxen de la costa al voltant de longitud 3E (vegeu les figures 6.2, 6.3 i la trajectòria del vòrtex 97-1 de la figura 3.5 analitzats en el capítol 3). També s'ha observat com algunes estructures es movien al nord d'aquest circuit predominantment en direcció sud tot i que no és clar el seu origen. Les estructures ciclòniques (figura 6.4) tendeixen a formar un circuit similar al de la figura 6.3 però més segmentat i amb trajectòries més anguloses.

Millot (1999) diu que a pesar que en la inestabilització del corrent algerià genera vòrtex dels dos signes només el anticiclònics tenen temps de vida llargs i arriben a mides considerables. Això fa que no estigui clar que les estructures ciclòniques observades no siguin artificials i generades pel fet d'extreure un valor mig. Tot i així s'ha observat amb claredat com a mínim un vòrtex ciclònic intens que seguia el circuit (vegeu l'apèndix D).

4. **La mar tirrena.** S'observen dos cabdells de trajectòries, menys clars que en el cas del Mar d'Alboran, a l'alçada del canal que separa les illes de Sardenya i Còrsega que podrien estar relacionats amb els vòrtex que es formen a l'hivern. També s'observa com alguns vòrtex segueixen el contorn nord-occidental de Sicília.

5. **La conca iònia** Les trajectòries dels vòrtex anticiclònics tendeixen a ser paral·leles a tres línies imaginàries que travessen la conca: una que va de l'illa de Sicília a la costa africana, una altra amb una inclinació menor respecte dels paral·lels geogràfics situada més al sud i una tercera encara més al sud, propera a la costa. Els vòrtex paral·lels a la primera línia, la de més al nord, que ressegueix els contorns batimètrics, es propaguen majoritàriament cap al sud en direcció a la costa de Líbia i Egipte. Els vòrtex paral·lels a la situada més al sud ho fan

cap el nord. La que està al centre no està clar, hi ha una trajectòria que va clarament cap al nord però costa aclarir què passa amb les altres. Al sud de la península itàlica també sembla haver-hi una direcció predominant en la propagació de vòrtex però no està clar el sentit. També es pot veure al sud-oest de la península del Peloponès l'anomenat remolí (o remolins) del peleoponès, que de la mateixa manera que a Matteoda and Glenn (1996) s'observa que tendeix a propagar-se cap a l'oest seguint una trajectòria ondulant. A la mateixa latitud, uns 36°N, s'observa com alguns vòrtex que es propaguen cap a l'oest arriben fins a la línia que està més al nord. Els patrons seguits per les estructures ciclòniques tendeixen a ser força diferents. S'observa com hi ha certa concentració al sud de Sicília i al sud de la Península Itàlica formant un semicercle que sembla tenir sentit horari. De tota manera no acaba d'estar clar. Com en el cas de la conca Algeriana hi ha com a mínim tres trajectòries de vòrtex ciclònics que semblen clares

6. **La conca llewantina.** Les trajectòries dels vòrtex propers a la costa, a la conca llewantina tendeixen a moure's en sentit anti-horari. Això és clarament visible a la zona de la península d'Anatòlia, a la costa situada a l'est de l'illa de Xipre i al nord d'Àfrica. A la zona compresa entre la costa d'Egipte i la de Palestina, però les poques trajectòries observades indiquen que el sentit podria ser al revés. De fet sembla com si alguns vòrtex es desenganxessin de la costa i es propaguessin cap a l'oest. Quan es comparen els mapes del paràmetre d'Okubo-Weiss amb imatges tèrmiques de la zona (Hamad et al., 2003) es pot comprovar que en general hi ha grans similituds tret, precisament d'aquesta zona que s'acaba d'esmentar. Un altre fet remarcable és l'existència del remolí de Ierapetra. Aquest remolí s'ha observat com es pot propagar cap al sud i fins i tot coexistir amb altres remolins de Ierapetra, fins i tot se n'ha observat un de ciclònic (vegeu apèndix D). De fet en observar les trajectòries dels vòrtex ciclònics destaca l'existència d'un vòrtex de Ierapetra ciclònic, clarament observable en el mapa de la figura 6.4. A la zona entre l'illa de Creta i la costa africana els patrons són molt complexos i és difícil determinar una direcció privilegiada de propagació.
7. **La mar adràtica.** No s'hi ha observat cap trajectòria i amb prou feines cap remolí.

6.2.2 Model

El mateix procediment descrit a l'apartat anterior s'ha aplicat als vòrtex observat en les simulacions (figures 6.5 i 6.6). Com ja s'ha comentat s'han seleccionat només aquelles vòrtex que tenen un radi mínim de 21 km. S'han observat 2054 trajectòries anticiclòniques i 3298 de vòrtex ciclònics amb unes vides mitges de

$$\bar{T}_{acic} = 8 \pm 16 \text{ dies}$$

amb un total de 6 trajectòries més llargues de 100 dies i una trajectòria màxima de 562 dies corresponent a un dels girs d'Alboran. En el cas dels ciclònics

$$\bar{T}_{cic} = 7 \pm 3 \text{ dies}$$

No s'ha observat cap vòrtex amb trajectòries més llargues de 100 dies. La més llarga ha estat de 91 dies. Per conques:

1. **El mar d'Alboran.** Els dos girs d'Alboran són ben visibles en les trajectòries anticiclòniques però no ja no ho són en les ciclòniques. En aquest darrer cas es pot observar com entre els dos girs s'hi forma un vòrtex ciclònic (figura 6.6, longitud 3W).

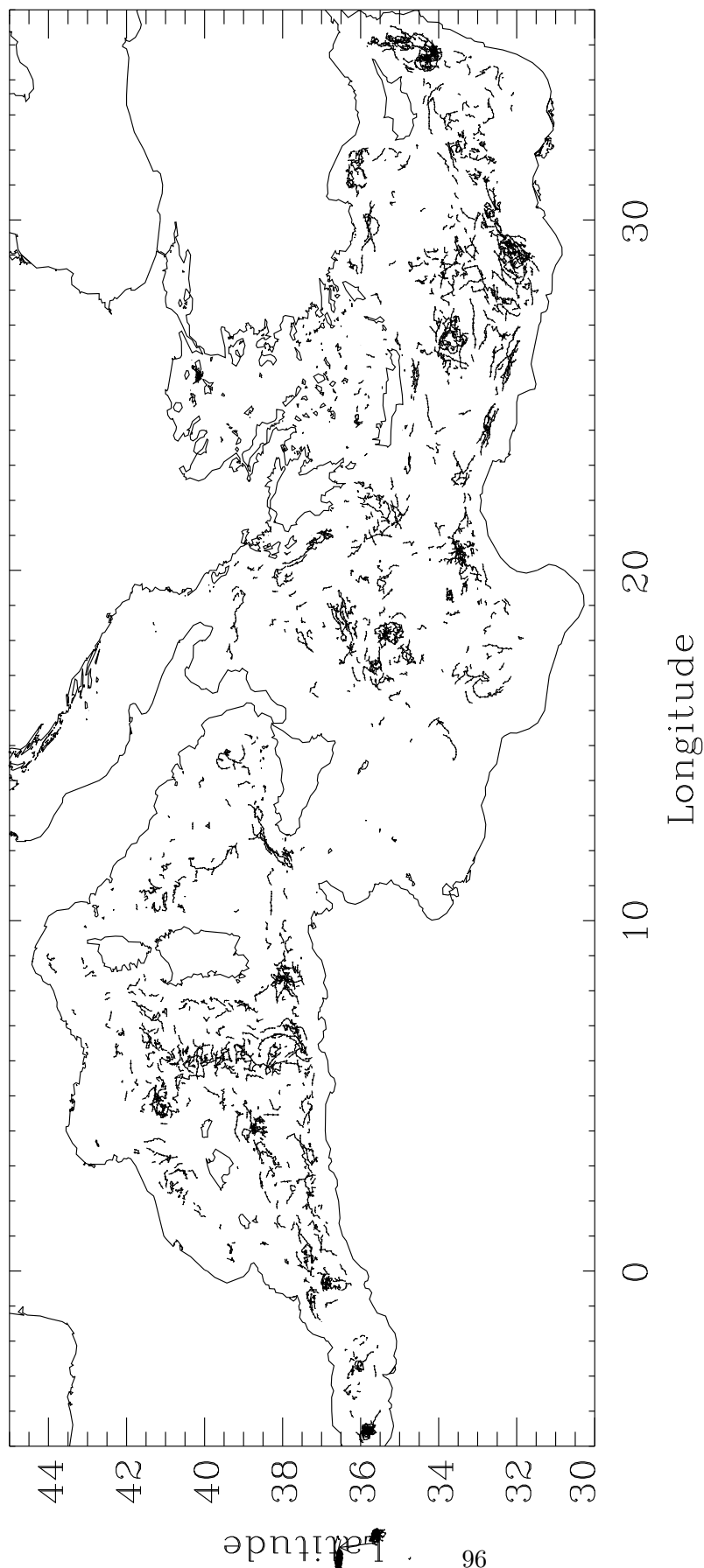


Figura 6.5: Trajectòries dels vòrtex anticiclònics intensos i grans observats en el model.

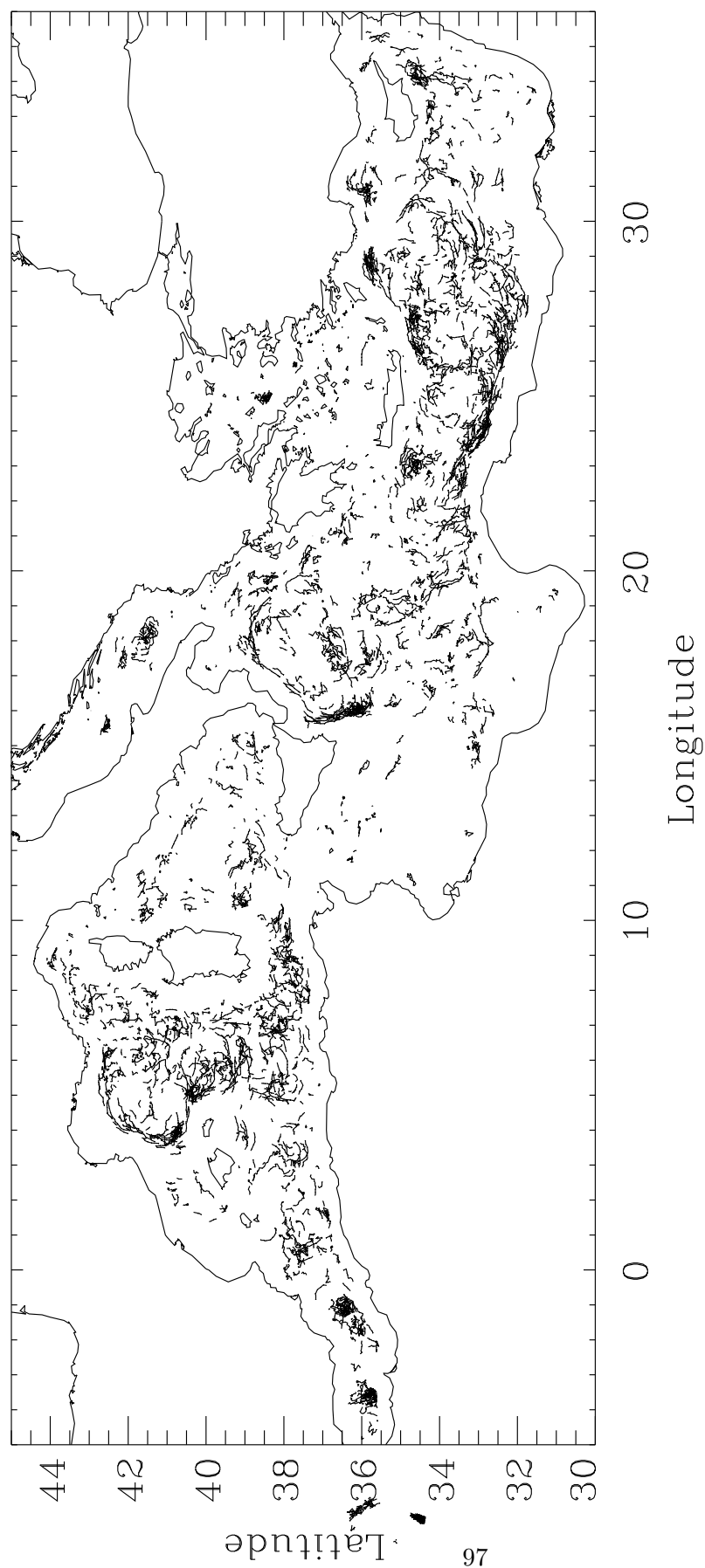


Figura 6.6: Trajectòries dels vòrtex ciclònics intensos i grans observats en el model.

2. **La conca Liguro-Provençal.** Les diferències respecte del cas altimètric són prou importants. En general les trajectòries dels vòrtex anticiclònics són curtes i tendeixen a estar concentrades entre els meridians 5E i 6E. S'observa certa tendència a anar cap els sud però no és gaire clara. Les trajectòries dels vòrtex ciclònics tenen una distribució semblant però repartides per tota la conca. A més a la zona del Golf de Lleó es veu clarament com són paral·leles al corrent i com el segueixen en cap al sud.
3. **La conca algeriana.** Els patrons observats difereixen lleugerament dels observats en els mapes de SLA. Si bé pels vòrtex anticiclònics es veu la tendència a moure's cap a l'est dels vòrtex costaners, no s'observa cap gir, és més, sembla que el que s'observa és un vòrtex que roman molt de temps al sud de Menorca i es veu com cert nombre de vòrtex tendeixen a moure's cap al sud entre el paral·lel 5E i 6E. Pels vòrtex ciclònics és força difícil de determinar visualment cap tendència. Es pot observar també l'existència d'una parella cicló-anticicló al voltant de longitud 0. A prop de la costa s'observa com les estructures es propaguen cap a l'est seguint el corrent algerià confirmant una vegada més Millot (1999).
4. **La mar tirrena.** També s'observa com alguns vòrtex segueixen el contorn nord-occidental de Sicília. Els altres tendeixen a estar més dispersats més o menys al voltant de la conca. El patrons no són visualment clars.
5. **La conca iònia.** Alguns dels elements són similars a les observacions altimètriques: l'existència del vòrtex situat al sud del peloponès i a grans trets el sentit dels vòrtex a la part sud de la conca. Com en els casos anteriors les trajectòries dels vòrtex ciclònics són seguint els corrents.
6. **La conca llevantina.** De manera similar al cas altimètric a grans trets es pot observar certa circulació antihorària seguint la costa per bé que s'han observat algunes trajectòries en sentit contrari a les costes de Palestina. El remolí de Ierapetra només es veu amb claredat en les trajectòries anticiclòniques.
7. **La mar adràtica** Només s'ha observat la presència d'algun vòrtex ciclònic però sembla més aviat associat a l'existència d'un gir.

6.3 Discussió

Les observacions anteriors, encara que no siguin del tot comparables permeten construir una imatge global de com són les trajectòries dels vòrtex ² a la Mediterrània. A grans trets s'observa que els vòrtex situats a prop de la costa tendeixen a propagar-se seguint el contorn costaner i en sentit anti-horari. Aquest és el cas de la costa algeriana, la costa libio-egípcia i la costa del sud de Turquia. Quan els vòrtex s'allunyen de la costa llavors ja no se segueixen aquests patrons i sovint tendeixen a moure's cap a l'oest, per exemple l'evolució del vòrtex del peloponès, els vòrtex algerians quan es desenganxen de la costa a la zona del canal de Sardenya o el cas del vòrtex 97-1 que en un moment donat s'allunya de la costa i comença a evolucionar cap a l'oest. També cal tenir present que a vegades s'observen vòrtex en posicions estacionàries: els dos girs d'Alboran, el vòrtex observat al mar Català o el vòrtex de Shikmona (situat entre el continent i l'illa de Xipre) observat en les simulacions numèriques. El vòrtex de Ierapetra, per exemple, s'ha observat que es pot propagar cap al sud i que per tant la seva posició no és fixe.

²Vòrtex intensos observats als mapes de SLA i els vòrtex intensos i amb $r_e \geq 21$ km

Les observacions fetes en aquesta tesi definitivament confirmen les idees expressades en diferents articles (Fuda et al., 2000; Puillat et al., 2002; Salas, 2003) sobre l'existència d'un circuit de vòrtex a la part oriental de la Mediterrània. És a dir, les trajectòries dels vòrtex 96-1 i 97-1 descrites per Puillat et al. (2002) no són un fet aïllat (la longitud de les seves vides sí que ho és). De tota manera cal tenir present que no sempre els vòrtex han de seguir aquest circuit. Un exemple d'això són els dos grans vòrtex que es van mantenir estacionaris durant cert temps a la conca algeriana observat per Taupier-Letage and Millot (1988).

L'esquema de la circulació a la Mediterrània oriental acceptat fins ara és el proposat per Malanotte-Rizzoli et al. (1997) (vegeu figura 1.6) caracteritzat per la circulació de les aigües atlàntiques pel mig de la conca (l'anomenat *Mid Ionian Jet* i el *Mid Mediterranean Jet*) i envoltat per un conjunt de girs força estables. Les observacions dels mapes de SLA i SST fetes per Larnicol et al. (2002) ja van posar en dubte que les àrees de Mersa-Matruh o Shikmona fossin girs ben definits, més aviat propoaven que eren zones caracteritzades per la presència de vòrtex ciclònics i anticiclònics. L'anàlisi de les mateixes dades fent servir un mètode robust d'identificació d'estructures permet confirmar aquesta idea. De fet, permet anar més enllà ja que les observacions suggereixen (amb molta claredat en el cas de la costa sud de Turquia) l'existència de certa tendència a seguir la costa en sentit anti-horari. Les observacions d'imatges d'infraroig fetes per Hamad et al. (2003) mostren resultats similars (vegeu l'apèndix D per les comparacions entre els mapes de SLA i les imatges d'infraroig). La part més occidental, la conca iònica es caracteritza per la propagació seguin les línies batimètriques. En aquest cas no sembla confirmar-se l'esquema de Hamad et al. (2003) pel que fa a la circulació dels vòrtex a prop de la costa.

Capítol 7

Conclusions

L'objectiu d'aquesta tesi ha estat la caracterització d'aquells elements que són importants per comprendre les propietats de transport a la Mar Mediterrània, amb especial atenció als vòrtex. Com que les característiques de la dinàmica oceànica és similar en molts aspectes a de la turbulència bidimensional, en aquest treball s'han fet servir sistemàticament idees i tècniques desenvolupades en el marc de la turbulència per analitzar observacions altimètriques i simulacions numèriques de la Mediterrània.

Per identificar els vòrtex oceànics a partir de les velocitats geostrofiques derivades de la superfície lliure observada (mapes de SLA) o simulada numèricament (model del MFS) s'ha fet servir el paràmetre d'Okubo-Weiss

$$W = \sigma_n^2 + \sigma_s^2 - \omega^2$$

El camp de velocitats instantani s'ha dividit en tres part: les zones dominades per la vorticitat o zones el·líptiques ($W < -0.2\sigma_W$), les zones dominades per la deformació o zones hiperbòliques ($W > -0.2\sigma_W$) i el camp de fons ($|W| \leq 0.2\sigma_W$). On σ_W és la desviació estàndard de W en tot el domini. Aquesta partició del flux s'ha fet servir per construir un cens de vòrtex definint-los com la regió simplement connexa, amb el mateix signe de la vorticitat i tal que $W < -0.2\sigma_W$. L'aplicació als mapes de SLA pel període octubre de 1992-octubre de 1999 i a les simulacions numèriques del període setembre de 1999-abril de 2003 permès estudiar les propietats d'aquestes estructures. Les conclusions més rellevants són

L'estructura d'un vòrtex oceànic de mesoescala i un vòrtex observat en turbulència bidimensional és molt semblant. Ambdues estructures es caracteritzen per estar formades per un nucli dominat per la vorticitat ($W < 0$) i envoltat per una corona dominada per la deformació ($W > 0$). L'ús de W per identificar les estructures suggereix redefinir l'amplitud d'un vòrtex com el valor absolut màxim de W dins del vòrtex. Aquesta nova definició té l'avantatge que permet caracteritzar millor aquells vòrtex amb vorticitat petita comparada amb la vorticitat ambiental. Pels vòrtex prou intensos l'amplitud és totalment equivalent a la definició tradicional.

La distribució de vòrtex omple tota la conca però les propietats dels vòrtex varien espaiament . Els resultats han mostrat que els vòrtex tendeixen a omplir tota la Mediterrània tot i que una diferència observada entre les observacions altimètriques i les simulacions numèriques és que a les darreres s'observa com hi ha zones on només hi ha vòrtex amb el mateix signe de la vorticitat. Aquestes zones estan associades amb les regions on es troben corrents intensos.

7 Conclusions

La distribució espacial de les propietats dels vòrtex és heterogènia però diferent en el cas de les observacions altimètriques i les simulacions numèriques. Les diferències semblen estar associades a: 1. la presència de corrents mitjos en les simulacions numèriques i que no es troben en els mapes de SLA 2. les variacions degudes a estudiar dos períodes de temps diferents 3. la conca liguero-provençal apareix com una zona poc energètica en els mapes de SLA i no en el model.

La relació entre el radi mig dels vòrtex i l'amplitud suggereix la distinció entre vòrtex febles i intensos. La variació del radi mig amb l'amplitud és similar en els dos conjunts de dades: el radi augmenta ràpidament en augmentar l'amplitud fins que per una amplitud de $2\sigma_W$ la variació es torna molt més lenta i tendeix cap a un valor fixe per amplituds grans. Aquest comportament en general és similar tant pels vòrtex observats en el model com en les dades altimètriques amb dues diferències importants: 1. el radi al qual es tendeix és de 40 km aproximadament pels mapes de SLA i de 30 km per les simulacions numèriques, 2. en les simulacions numèriques el radi de les estructures ciclòniques arriba a un màxim per valors de l'amplitud al voltant de $4\sigma_W$ i després decreix suaument fins arribar a un radi d'uns 20 km per amplituds al voltant de $9\sigma_W$. Aquest comportament suggereix la distinció entre

1. *Vòrtex febles*, definits com aquelles estructures amb amplituds $a \leq 2\sigma_W$. Es caracteritzen per ser estructures petites i poc energètiques i poder-se observar a qualsevol punt de la Mediterrània. S'ha pogut determinar que alguns d'ells són fases poc energètiques dels vòrtex de mesoescala.
2. *Els vòrtex intensos*, definits com aquelles estructures amb amplituds $a \leq 2\sigma_W$. Es troben distribuïdes de manera més irregular. En el cas altimètric, el radi de les estructures intenses i la seva distribució espacial suggereixen que es corresponen amb els vòrtex de mesoescala. En el cas del model la interpretació és menys evident ja que s'observen més estructures petites i especialment un conjunt d'estructures petites i molt energètiques ciclòniques.

Els vòrtex intensos són els principals responsables de l'existència de cues exponencials en les PDF de la velocitat. La separació del camp en la contribució dels vòrtex i el fons mostra que les PDF associades als vòrtex intensos tenen cues que se separen d'una distribució gaussian. Aquest fenomen és menys evident en els vòrtex febles i no s'observa en el camp de fons. Globalment els resultats són similars als de la turbulència però com que no hi ha cap estudi que hagi fet cap separació entre vòrtex intensos i febles no es pot anar més enllà.

La separació entre vòrtex febles i intensos permet fer, per primera vegada, un esbós dels camins preferencials dels vòrtex de mesoescala a la Mediterrània. El fet que els vòrtex intensos es puguin assimilar als vòrtex de mesoescala permet que aquests es puguin separar dels altres vòrtex i per tant sigui senzill seguir-ne l'evolució. El seguiment de tots els vòrtex intensos permet donar per primera vegada una visió global de quins són els camins preferencials dels vòrtex de mesoescala a la Mediterrània. Així s'observa que els vòrtex costaners tendeixen a moure's en sentit anti-horari seguint la costa però quan se n'aparten tenen tendència a moure's seguint les línies batimètriques i a propagar-se cap a l'oest.

Qüestions obertes i treball futur

A partir del treball d'aquesta tesi s'han obert algunes qüestions noves i n'hi ha d'altres que ja hi eren i que no s'han pogut contestar definitivament. Algunes d'aquestes qüestions són:

Per què la conca liguero-provençal és menys energètica en les dades altimètriques que en el model?

Quin és l'origen de les estructures ciclòniques i molt intenses?

Quin és el paper del vent?

Com són les PDF dels gradients de la vorticitat?

Quines són les similituds i les diferències entre les estructures observades a la superfície lliure i les observades en la velocitat superficial?

És raonable pensar en un model estocàstic de transport de 3 processos del tipus proposat per Pasquero et al. (2001)?

Quins són els mecanismes dominants en la propagació dels vòrtex?

Apèndix A

Equacions del model del MFS

El sistema complet d'equacions que resol el model és (Pinardi et al., 2002):

- Conservació del moment

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla u - \tan \phi \frac{uv}{R_T} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{1}{R_T \cos \phi} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - A_h \nabla_h^4 u + A_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (\text{A.1})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla v + \tan \phi \frac{u^2}{R_T} + fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{1}{R_T} \frac{\partial p}{\partial \lambda} - A_h \nabla_h^4 v + A_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (\text{A.2})$$

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g \quad (\text{A.3})$$

on s'ha definit l'operador

$$\vec{v} \cdot \nabla = \frac{u}{R_T \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} + \frac{v}{R_T} \frac{\partial}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

La posició està escrita en coordenades geogràfiques i la profunditat (λ, ϕ, z) , $\vec{v} = (u, v, w)$ és el camp de velocitats on u s'agafen positives cap a l'est i v cap al nord. R_T és el radi de la Terra, ρ_0 una densitat constant, A_h i A_v els coeficients constants de viscositat turbulenta (vegeu la taula A.1) i f el paràmetre de Coriolis definit anteriorment (equació 2.3)

- Conservació de la massa

$$\frac{1}{R_T \cos \phi} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{A.4})$$

- Conservació de la salinitat (S)

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla S = -K_h \nabla_h^4 S + (\delta + K_v) \frac{\partial^2 S}{\partial z^2} - \gamma(x, y, z)(S - S^*) \quad (\text{A.5})$$

on K_h i K_v són els coeficients constants de difusió turbulenta (vegeu la taula A.1) i δ la parametrització de l'ajust convectiu (Cox, 1984). L'últim terme parametritza l'efecte de l'oceà Atlàntic a través de l'estret de Gibraltar relaxant la salinitat cap a la mitjana anual climatològica S^* amb $\gamma(x, y, z)$. Aquesta funció només és diferent de zero a l'oest de l'estret

- Conservació de la temperatura (T)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla T = -K_h \nabla_h^4 T + (\delta + K_v) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \gamma(x, y, z)(T - T^*) + \frac{1}{\rho_0 C_p} \frac{\partial I}{\partial z} \quad (\text{A.6})$$

la definició dels paràmetres és idèntica que en el cas de la salinitat però amb T^* essent la mitjana anual climatològica de temperatura. El darrer terme de l'equació correspon al terme de la penetració de la calor per radiació:

$$I(z) = Q_s(T_{r1} \exp(\gamma_1 z) + T_{r2} \exp(\gamma_2 z)) \quad (\text{A.7})$$

amb Q_s essent la radiació solar incident calculada amb la formulació de Reed (1977), $T_{r1,2}$ les fraccions de radiació de longitud d'ona llarga i curta incident que es propaguen cap avall, respectivament, i $\gamma_{1,2}$ els coeficients d'atenuació Jerlov (1976).

- L'equació d'estat de l'aigua de mar $\rho = \rho(T, S, p)$ s'ha pres com un ajust polinòmic de tercer ordre a l'equació d'estat per l'aigua de mar de la UNESCO.

Les condicions de contorn a la superfície s'avaluen amb l'ajuda d'un submodel per la interacció oceà-atmosfera que calcula els fluxos de calor i moment entre l'atmosfera i l'oceà a partir de les anàlisis operacionals cada 6 hores. Les condicions de contorn a la superfície de l'oceà venen donades per

- Fluxos de moment

$$\rho_0 A_m \left. \frac{\partial \vec{v}_h}{\partial z} \right|_{z=0} = \vec{\tau} \quad (\text{A.8})$$

on $\vec{\tau}$ és l'esforç del vent calculat a partir de la velocitat del vent a 10 m (Hellerman and Rosenstein, 1983)

$$\vec{\tau} = \rho_a C_D |\vec{W}| \vec{W}$$

amb \vec{W} la velocitat del vent

- Fluxos de calor

$$\begin{aligned} \rho_0 C_p K_k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} &= Q_B(T_a, T_s, C, r_h) + \\ &Q_{LE}(T_a, T_s, r_h, |\vec{W}|) + \\ &Q_{SH}(T_a, T_s, |\vec{W}|) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

Hi ha tres contribucions: l'emissió de radiació de longitud d'ona llarga (Q_B) el fluxe de calor latent (Q_{LH}) i el fluxe de calor sensible (Q_{SH}) on T_s i T_a són les temperatures de la superfície de l'oceà i de l'atmosfera respectivament, r_h la humitat relativa i C la cobertura de núvols.

- Fluxos de salinitat

$$\rho_0 C_p K_k \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\Delta z_1}{\tau_s} (S^* - S) \quad (\text{A.10})$$

amb S^* essent la salinitat mitjana mensual calculada a partir de les climatologies. $\Delta z_1 = 10$ m, el gruix de la primera capa i $\tau_s = 5$ dies el temps de relaxació

Coefficient d'atenuació atmosfèrica longitud d'ona llarga	γ_1	$1/35 \text{ cm}^{-1}$
Coefficient d'atenuació atmosfèrica longitud d'ona curta	γ_2	$1/23 \text{ m}^{-1}$
Densitat de l'aigua de mar	ρ_0	1.035 g cm^{-3}
Temps relaxació salinitat	τ_s	5 dies
Coefficient de viscositat turbulenta horitzontal	A_h	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de viscositat turbulenta vertical	A_v	$1.5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Calor específica a pressió constant	C_p	$1.005 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Coefficient de difusió turbulenta horitzontal	K_h	$1.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^4 \text{ s}^{-1}$
Coefficient de difusió turbulenta vertical	K_v	$0.3 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$
Radi de la Terra	R_T	
Transmitància? longitud d'ona llarga	T_{r1}	0.58
Transmitància? longitud d'ona curta	T_{r2}	0.42
Pas de temps		900 s

Taula A.1: Llistat de símbols i paràmetres de les equacions del model del MFS.

Apèndix B

Equivalència entre criteris d'identificació d'estructures

En tres dimensions el tensor gradient de velocitats és:

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \partial_x u & \partial_y u & \partial_z u \\ \partial_x v & \partial_y v & \partial_z v \\ \partial_x w & \partial_y w & \partial_z w \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

on (u, v, w) són les tres components del camp de velocitats. El seu polinòmi característic és

$$\lambda^3 - P\lambda^2 + Q\lambda - R = 0 \quad (\text{B.2})$$

on P , Q i R són els tres invariants de Galileu del tensor i venen definits

$$P = \text{tr}(\mathbf{G}) = 0 \quad (\text{B.3})$$

(suposarem que el fluid és incompressible)

$$Q = \frac{1}{2}P^2 - \frac{1}{2}\text{tr}(\mathbf{G}^2) = -\frac{1}{2}\text{tr}(\mathbf{G}^2) \quad (\text{B.4})$$

i

$$R = \det(\mathbf{G}) \quad (\text{B.5})$$

Finalment \mathbf{S} i \mathbf{A} són la descomposició en un tensor simètric i un d'antisimètric de \mathbf{G}

A partir d'aques tensor es poden definir tres criteris d'identificació d'estructures

1. *El criteri de Hunt et al. (1988)* defineix el nucli d'un remolí com la regió simplement conexe amb valors positius del segon invariant de Galileu (Q) del tensor gradient de valocitats i un valor de la pressió menor que el valor ambiental.

$$Q > 0, \quad p < p_0$$

És interessant escriure el segont invariant de Galileu com

$$Q = \frac{1}{2}(\|\mathbf{A}\|^2 - \|\mathbf{S}\|^2)$$

B Equivalència entre criteris d'identificació d'estructures

Llavors, el fet que el segon invariànt de Galileu sigui positiu és equivalent al fet que nombre cinemàtic de la vorticitat definit per Truesdell (1953)

$$N_k \equiv \frac{\|\mathbf{A}\|}{\|\mathbf{S}\|} > 1$$

sigui més gran que 1.

2. *El criteri de Chong et al. (1990)* defineix el nucli d'un vòrtex com la regió simplement connexa amb valors pròpils del tensor gradient de velocitats negatius. Això serà així si el discriminant és positiu

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2 > 0$$

3. *El criteri de Jeong i Hussain (1995)* defineix el nucli d'un vòrtex com la regió simplement connexa amb dos valors propis del tensor $\mathbf{A}^2 + \mathbf{S}^2$ negatius.

En general aquestes tres definicions no capturen les mateixes estructures. En dues dimensions en canvi, sí que són equivalents. Per veure-ho s'escriu el tensor per un fluxe bidimensional

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \partial_x u & \partial_y u \\ \partial_x v & \partial_y v \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

L'equació característica del tensor és

$$\lambda^2 - P\lambda + Q = 0$$

on

$$P = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$$

i

$$Q = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y}$$

Llavors els valors pròpils del tensor seran complexos si

$$Q > \frac{P^2}{4}$$

Per tant si el fluid és horitzontalment no divergent el criteri 1 i 2 són idèntics. Per altra banda el tensor definit per Jeong and Hussain (1995) és

$$\mathbf{A}^2 + \mathbf{S}^2 = P\mathbf{S} - Q\mathbf{I}_2$$

on \mathbf{I}_2 és la matriu identitat. Per tant si $P = 0$ (en aquest cas tenim un fluxe bidimensional) llavors aquest criteri també és idèntic als anteriors.

Si substituïm les definicions de divergència, deformació i vorticitat i escrivim el paràmetre d'Okubo-Weiss en termes de les derivades de la velocitat llavors tenim

$$W = P^2 - 4Q$$

Fixem-nos que per deduir el paràmetre no s'ha fet altra cosa que repetir els càlculs fets per Chong et al. (1990) en dos dimensions.

Apèndix C

El paràmetre d'Okubo-Weiss en coordenades polars

Sigui q_1 i q_2 un sistema de coordenades curvilínees amb vectors unitaris \vec{e}_1 i \vec{e}_2 de manera que la variació del vector posició \vec{x} ve donada per

$$d\vec{x} = h_1 dq_1 \vec{e}_1 + h_2 dq_2 \vec{e}_2$$

els factors h_1 i h_2 són els factors d'escala. En general tan h_1 i h_2 com \vec{e}_1 i \vec{e}_2 són funció de les coordenades q_1 i q_2 . L'objectiu és reescriure el tensor \mathbf{G} i el paràmetre d'Okubo-Weiss en aquest sistema de coordenades. Els elements del tensor gradient de velocitats es defineixen

$$G_{ij} = \vec{e}_i \cdot (\vec{e}_j \cdot \nabla \vec{v})$$

Si \vec{n} és un vector unitari i \vec{F} un vector qualsevol es compleix (Batchelor, 1967, pàgs 598-603)

$$\begin{aligned} \vec{n} \cdot \nabla \vec{F} &= \left\{ \vec{n} \cdot \nabla F_1 + \frac{F_2}{h_1 h_2} + \left(n_1 \frac{\partial h_1}{\partial q_2} - n_2 \frac{\partial h_2}{\partial q_1} \right) \right\} \vec{e}_1 \\ &\quad \left\{ \vec{n} \cdot \nabla F_2 + \frac{F_1}{h_1 h_2} + \left(n_2 \frac{\partial h_2}{\partial q_1} - n_1 \frac{\partial h_1}{\partial q_2} \right) \right\} \vec{e}_2 \end{aligned}$$

Aquesta expressió permet d'escriure els elements del tensor en coordenades curvilínees

$$G_{11} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial v_1}{\partial q_1} + \frac{v_2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial q_2} \quad (\text{C.1})$$

$$G_{12} = \frac{1}{h_2} \frac{\partial v_1}{\partial q_2} - \frac{v_2}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial q_1} \quad (\text{C.2})$$

$$G_{21} = \frac{1}{h_1} \frac{\partial v_2}{\partial q_1} - \frac{v_1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_1}{\partial q_2} \quad (\text{C.3})$$

$$G_{22} = \frac{1}{h_2} \frac{\partial v_2}{\partial q_2} + \frac{v_1}{h_1 h_2} \frac{\partial h_2}{\partial q_1} \quad (\text{C.4})$$

Si s'introdueixen les coordenades polars

$$q_1 = r, \quad h_1 = 1$$

$$q_2 = \theta, h_2 = r$$

llavors els elements del tensor venen donats per

$$G_{11} = \frac{\partial v_r}{\partial r} \frac{\partial h_1}{\partial q_2} \quad (\text{C.5})$$

$$G_{12} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta}{r} \quad (\text{C.6})$$

$$G_{21} = \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \quad (\text{C.7})$$

$$G_{22} = \frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \quad (\text{C.8})$$

El paràmetre d'Okubo-Weiss és

$$W(r) = \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial r} \quad (\text{C.9})$$

que es pot reescriure com

$$W(r) = \frac{1}{2r} \frac{\partial v_\theta^2}{\partial r} \quad (\text{C.10})$$

Apèndix D

Exemples d'estructures ciclòniques intenses

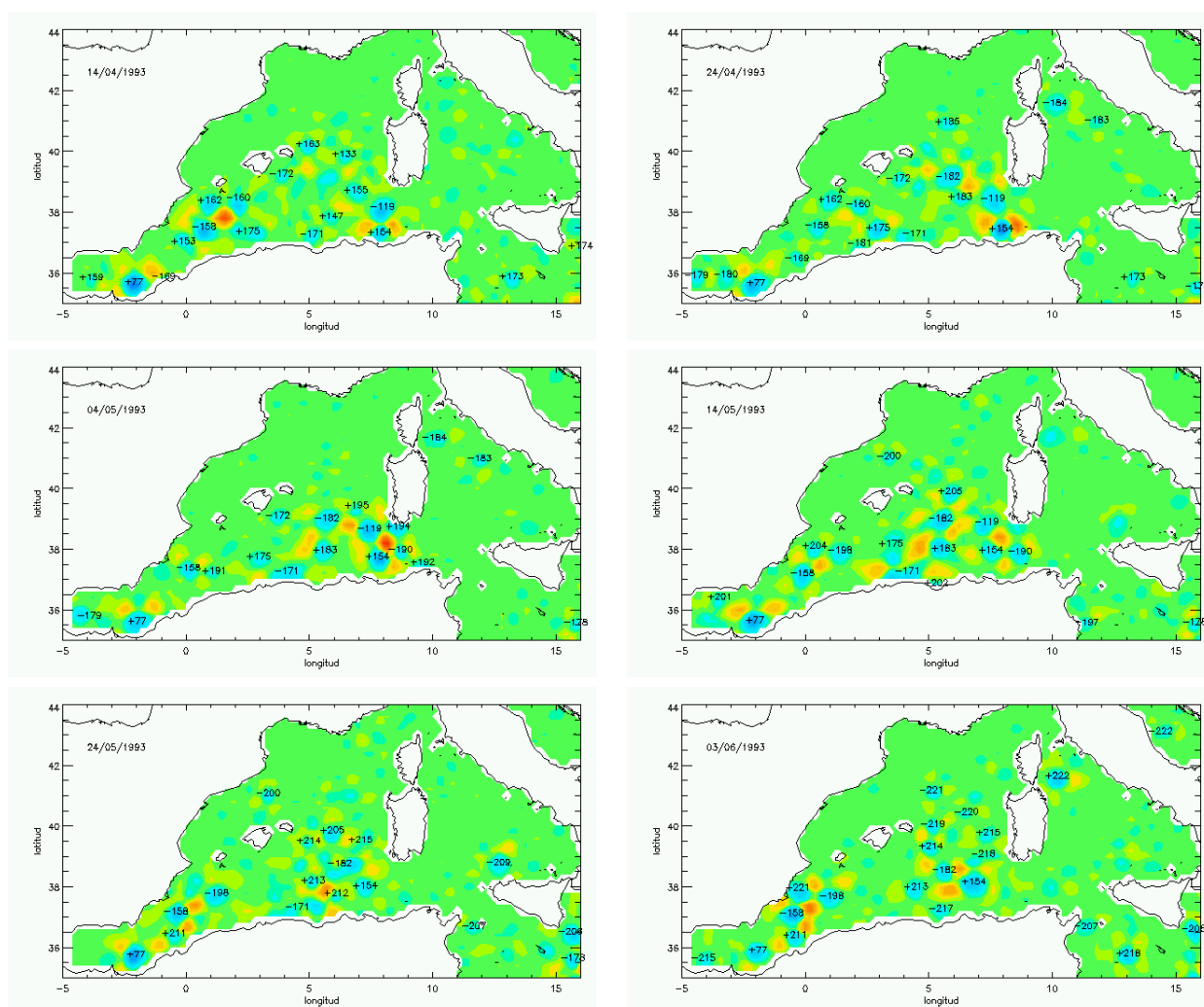


Figura D.1: Evolució del vòrtex ciclònic +154

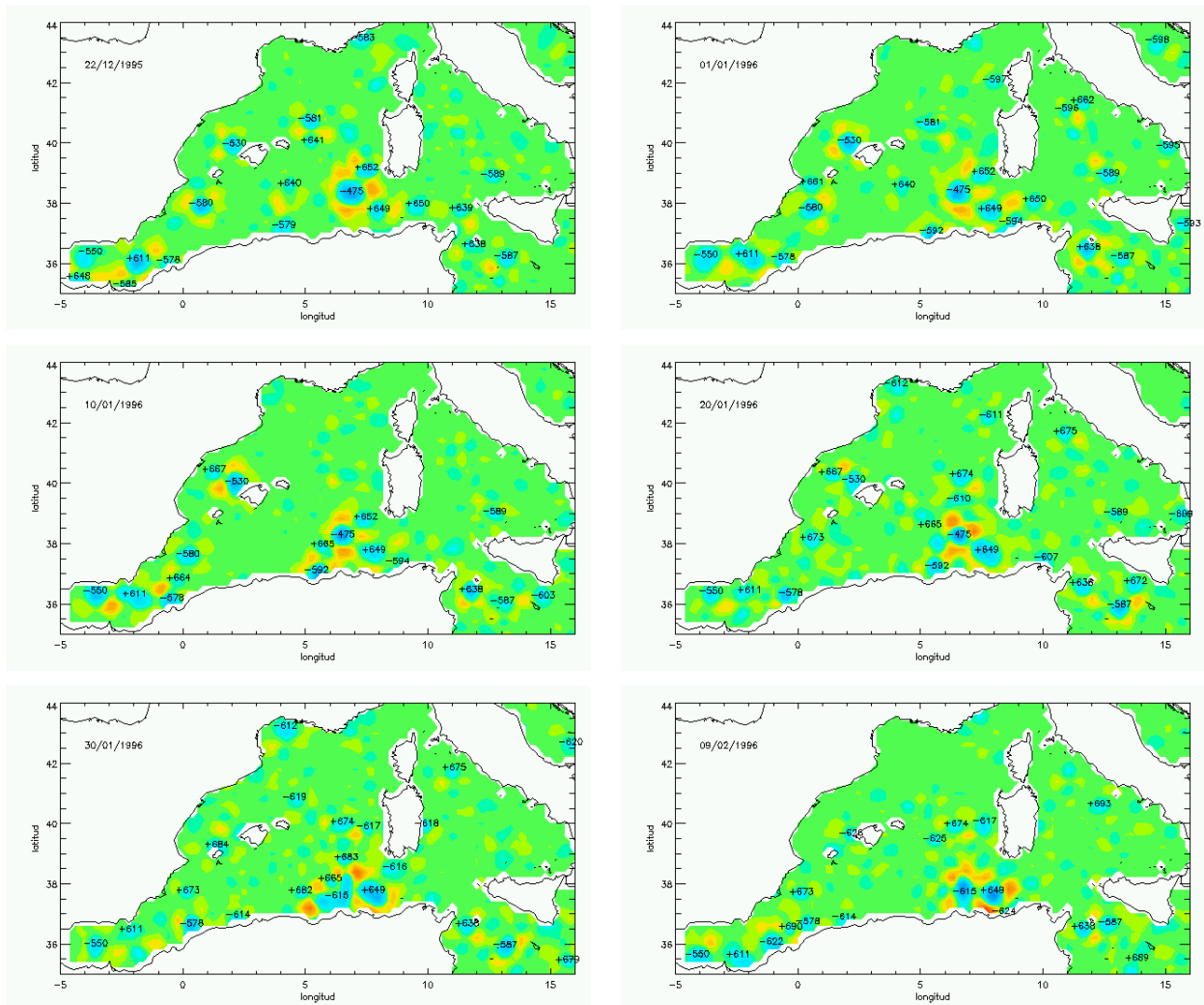


Figura D.2: Evolució del vòrtex ciclònic +649.

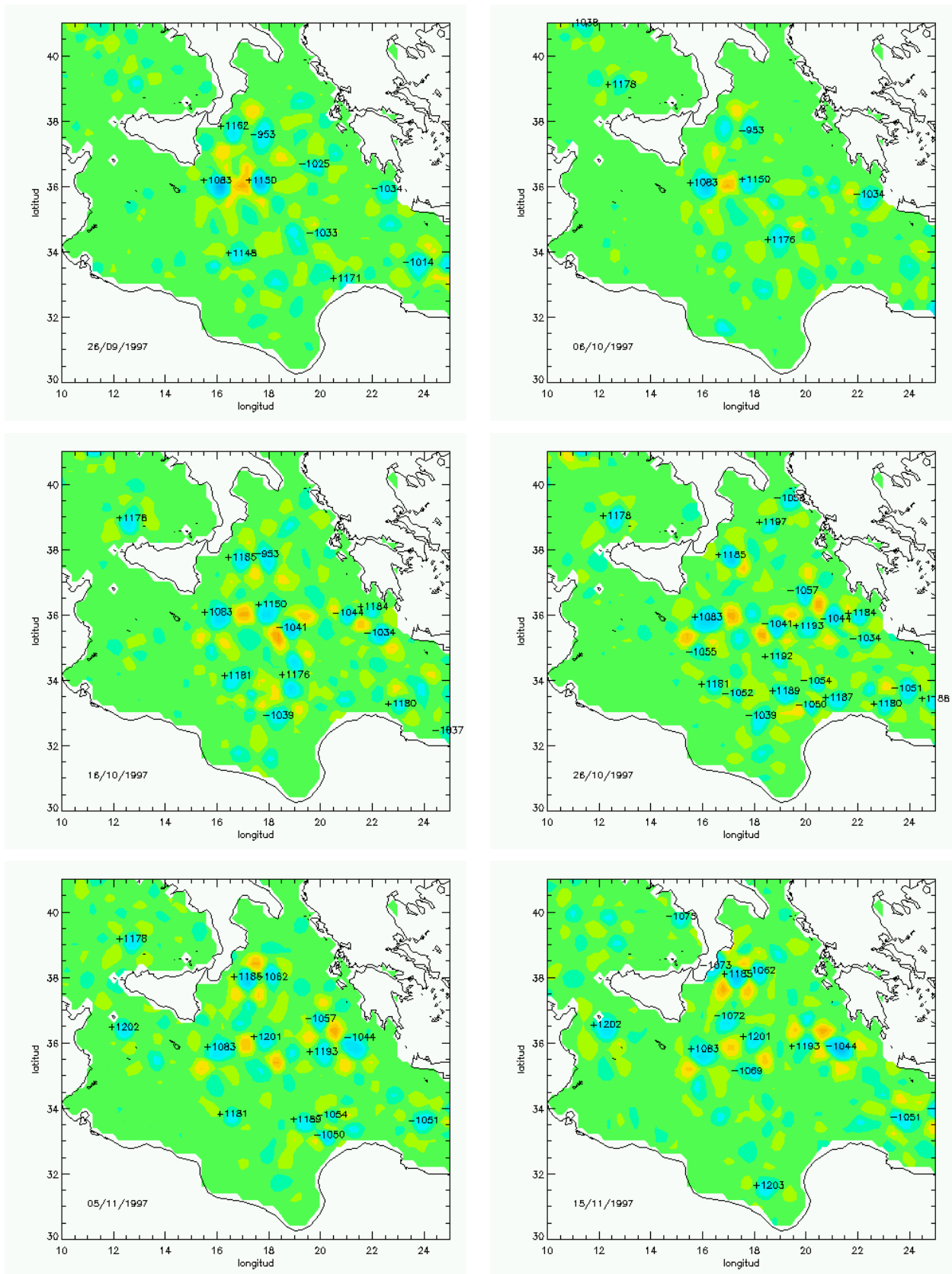


Figura D.4: Evolució del vòrtex ciclònic +1083.

D Exemples d'estructures ciclòniques intenses

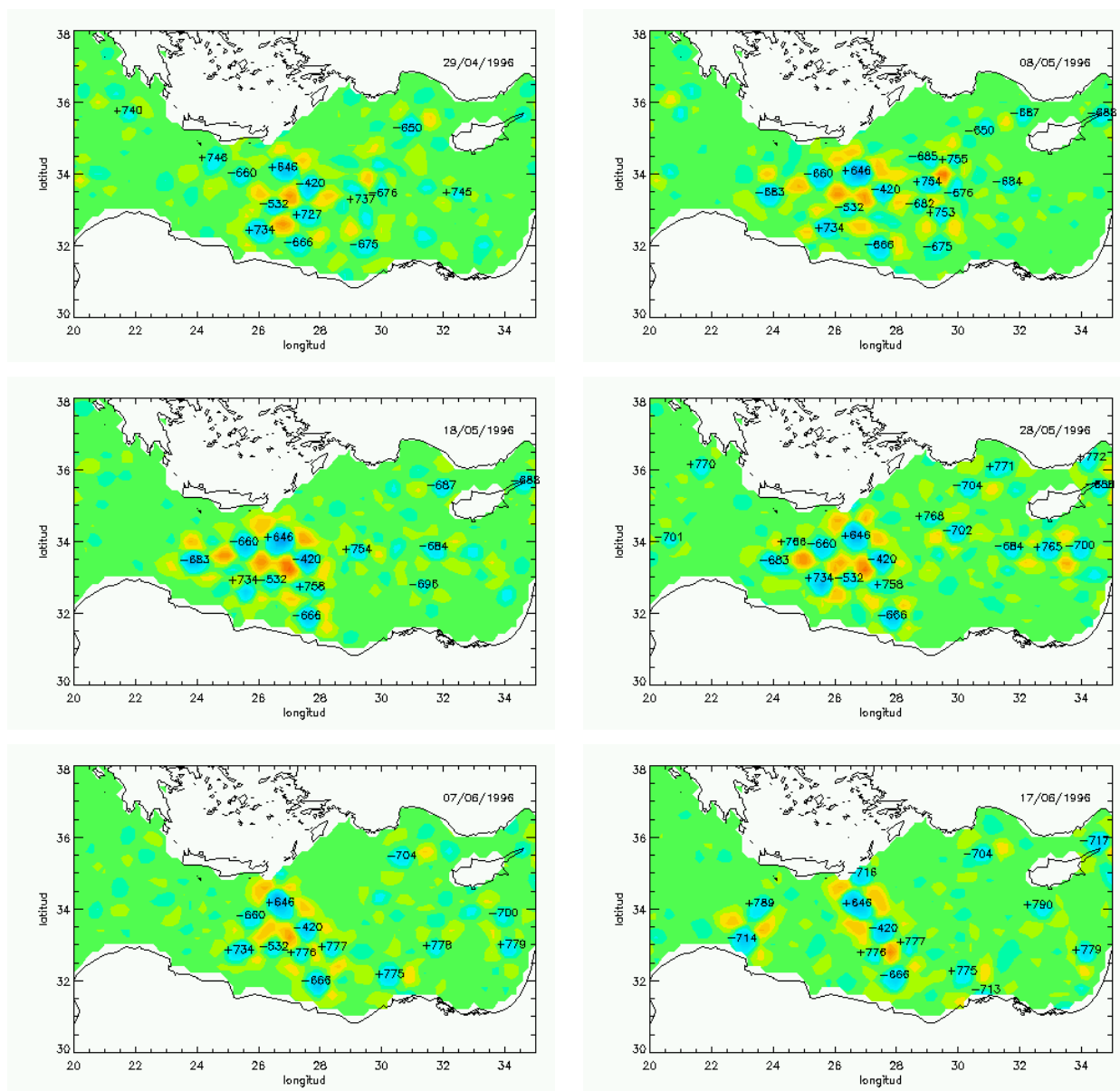


Figura D.5: Evolució del vòrtex ciclònic +646.

Bibliografia

- Arhan, M. and de Verdière, C. (1985). Dynamics of eddy motions in the eastern North Atlantic. *J. Phys. Oceanogr.*, 15:153–170.
- Ayoub, N., Le Traon, P., and De Mey, P. (1998). A description of the Mediterranean surface variable circulation from combined ERS-1 and TOPEX/POSEIDON altimetric data. *J. Mar. Syst.*, 18:3–40.
- Basdevant, C. and Philipovitch, T. (1994). On the validity of the "Weiss criterion" in two-dimensional turbulence. *Physica D*, 113:17–30.
- Batchelor, G. (1967). *An introduction to fluid dynamics*. Cambridge University Press.
- Benzi, R., Colella, M., Paternello, S., Santangelo, P., and Vulpiani, A. (1986). Intermittency and coherent structures in two-dimensional turbulence. *J. Phys. A*, 19:3771.
- Bracco, A., LaCasce, J., Pasquero, C., and Provenzale, A. (2000a). The velocity distribution of barotropic turbulence. *Phys. Fluids*, 12(10):2478–2488.
- Bracco, A., LaCasce, J., and Provenzale, A. (2000b). Velocity probability density functions for oceanic floats. *J. Phys. Oceanogr.*, 30:461–474.
- Bretherton, F. P., Davis, R. E., and Fandris, C. B. (1976). A technique for objective analysis design of oceanographic experiments applied to mode-73. *Deep-Sea Res.*, 23:559–582.
- Cartwright, C. E. and Tayler, R. (1971). New computations of tide-generating potential. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 33:253–264.
- Chassignet, E. (1992). Rings in numerical models of ocean general circulation: A statistical study. *J. Geophys. Res.*, 97(C6):9479–9492.
- Chassignet, E. and Cushman-Roisin, B. (1991). On the influence of a lower layer on the propagation of nonlinear oceanic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 21:939–957.
- Chong, M. S., Perry, A. E., and Cantwell, B. (1990). A general classification of three-dimensional flow field. *Phys. Fluids A*, 2:765.
- Courant, R. and John, F. (1989). *Introduction to calculus and analysis*. Springer-Verlag.
- Cox, M. (1984). A primitive equation 3-dimensional model of the ocean. Technical report, GFDL-Princeton.
- Davis, R. (1987). Modelling eddy transport of passive tracers. *J. Mar. Res.*, 45:635–666.

BIBLIOGRAFIA

- De May, P. Benkiran, M. (2002). *Ocean Forecasting, Conceptual basis and applications*, chapter A multivariate reduced-order optimal interpolation method and its application to the Mediterranean basin-scale circulation. Springer & Verlag. N. Pinardi and J. Woods (Eds.).
- Demirov, E., Pinardi, N., Fratianni, C., Tonani, M., Giacomelli, L., and De Mey, P. (2003). Assimilation scheme of the Mediterranean Forecasting System: operational implementation. *Ann. Geophysicae*, 21:189–204.
- Eanes, R. J. and Bettadpur, S. (1995). The CSR 3.0 global ocean tide (CSR-TM-95-06). Technical report, Center for Space Reserch, Univ. of Texas at Austin.
- Elhmaïdi, D., Provenzale, A., and Babiano, A. (1993). Elementary topology of two-dimensional turbulence from a Lagrangian viewpoint and single-particle dispersion. *J. Fluid Mech.*, 257:533–558.
- Emery, W. J. and Thomson, R. E. (1998). *Data analysis methods in physical oceanography*. Pergamon.
- Flexas, M., Durrieu de Madron, X., Garcia, M., Canals, M., and Arnau, P. (2002). Flow variability in the Gulf of Lions during MATER HFF experiment (March-May 1997). *J. Mar. Syst.*, 33-34:197–214.
- Fuda, J., Millot, C., Taupier-Letage, I., Send, U., and Bocognano, J. (2000). XBT monitoring of a meridian section across the western Mediterranean Sea. *Deep-Sea Res.*, 47:2191–2218.
- Gille, S. and Llewellyn Smith, S. (2000). Velocity probability density functions from altimetry. *J. Phys. Oceanogr.*, 30:125–136.
- Goni, G. and Johns, W. (2001). A census of North Brazil current rings observed from TOPEX/POSEIDON altimetry: 1992-1998. *Geophys. Res. Lett.*, 28(1):1–4.
- Hamad, N., Millot, C., and Taupier-Letage, I. (2003). The surface circulation in the eastern basin of the Mediterranean sea as inferred from infrared images. *Progress in Oceanography*, 0:submitted.
- Hecht, A. and Gertman, I. (2001). Physical features of the eastern Mediterranean resulting from the integration of POEM data with Russian Mediterranean cruises. *Deep-Sea Res.*, 48:1847–1876.
- Hellerman, S. and Rosenstein, M. (1983). Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, 23:1009–1039.
- Hua, B. and Klein, P. (1998). An exact criterion for the stirring properties of near-ly two-dimensional turbulence. *Physica D*, 113:98–110.
- Hunt, J., Wray, A., and Moin, P. (1988). Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for Turbulence Reserch Report*, CTR-S88:p.193.
- Jeong, J. and Hussain, F. (1995). On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.*, 285:69–94.
- Jerlov, N. G. (1976). *Marine optics*. Elsevier Science.
- Jiménez, J. (1996). Algebraic probability density tails in decaying isotropic two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 313:223–240.

- Korres, G., Pinardi, N., and Lascarato, A. (2000). The ocean response to low-frequency interannual atmospheric variability in the Mediterranean sea. part i: Sensitivity experiments and energy analysis. *J. Climate*, 13:263–289.
- Larnicol, G., Ayoub, N., and Le Traon, P. (2002). Major changes in the Mediterranean sea level variability from 7 years of TOPEX/POSEIDON ERS-1/2 data. *J. Mar. Syst.*, 33–34:63–89.
- Le Traon, P., Nadal, F., and Ducet, N. (1998). An improved mapping method of multisatellite altimeter data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 15:522–534.
- Le Traon, P. and Ogor, F. (1998). ERS-1/2 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: the 2cm challenge. *J. Geophys. Res.*, 103(C4):8045–8057.
- Lentini, C., Olson, D., and Podestá, G. (2002). Statistics of Brazil Current rings observed from AVHRR: 1993 to 1998. *Geophys. Res. Lett.*, 29(16):10.1029/2002GL015221.
- Malanotte-Rizzoli, P., Manca, B., Ribera d’Alcala, M., Theocharis, A., Bergamasco, A., Bregant, D., Budillon, G., Civitarese, G., Georgopoulos, D., Michelato, A., Sansone, E., Scarazzato, E., and Souvermezoglou, E. (1997). A synthesis of the Ionian sea hydrography, circulation and water pathways during POEM-phase I. *Progress in Oceanography*, 39:153–204.
- Matteoda, A. and Glenn, S. M. (1996). Observation of recurrent mesoscale eddies in the eastern Mediterranean. *J. Geophys. Res.*, 101(C9):20687–20709.
- McWilliams, J. (1989). Statistical properties of decaying geostrophic turbulence. *J. Fluid Mech.*, 198:199–230.
- McWilliams, J. (1990). The vortices of two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 219:361–385.
- McWilliams, J. and Flierl, G. (1979). On the evolution of isolated nonlinear vortices. *J. Phys. Oceanogr.*, 9:1155–1182.
- Millot, C. (1999). Circulation in the western Mediterranean sea. *J. Mar. Syst.*, 20:423–442.
- Nof, D. (1981). On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies. *J. Phys. Oceanogr.*, 11:1662–1672.
- Okubo, A. (1970). Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities such as convergences. *Deep-Sea Res.*, 17:445–454.
- Olson, D. B. (1991). Rings in the ocean. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 19:283–311.
- Ottino, J. (1989). *The kinematics of mixing: stretching, chaos and transport*. Cambridge.
- Pacanowski, R., Dixon, K., and Rosati, A. (1990). Readme file for gfdl-mom 1.0. Technical report, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton.
- Parada, M. and Cantón, M. (1998). Sea surface temperature variability in the Alboran sea from satellite data. *Int. J. Remote Sensing*, 19:2439–2450.
- Pascual, A., Buongiorno-Nardelli, B., Larnicol, G., Emelianov, M., and Gomis, D. (2001). A case of intense anticyclonic eddy in the Balearic sea (western Mediterranean). *J. Geophys. Res.*, 107:10.1029/2001JC000913.

BIBLIOGRAFIA

- Pasquero, C., Provenzale, A., and Babiano, A. (2001). Parametrization of dispersion in two-dimensional turbulence. *J. Fluid Mech.*, 439:279–303.
- Pedlosky, J. (1987). *Geophysical fluid dynamics*. Springer-Verlag.
- Pinardi, N., Allen, I., Demirov, E., De Mey, P., Korres, G., Lascaratos, A., Le Traon, P., Maillard, C., Manzella, G., and Tziavos, C. (2003). The Mediterranean ocean forecasting system: first phase of implementation (1998-2001). *Ann. Geophysicae*, 21:3–20.
- Pinardi, N., Auclair, F., Cesarini, F., Demirov, E., Fonda-Umani, S., Giani, M., Montanari, G., Oddo, P., Tonani, M., and Zavatarelli, M. (2002). *Ocean Forecasting, Conceptual basis and applications*, chapter Toward marine environmental predictions in the Mediterranean sea coastal areas: a monitoring approach. Springer & Verlag. N. Pinardi and J. Woods (Eds.).
- Pinardi, N., Rosati, A., and Pacanowski, R. C. (1995). The sea surface pressure formulation of the rigid-lid models, implications for altimetric data assimilation studies. *J. Mar. Syst.*, 16:109–119.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1994). *Numerical Recipes in FORTRAN: The art of scientific computing*. Cambridge University Press.
- Provenzale, A. (1999). Transport by coherent barotropic vortices. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 31:55–93.
- Puillat, I., Taupier-Letage, I., and Millot, C. (2002). Algerian eddies lifetime can near 3 years. *J. Mar. Syst.*, 31:245–259.
- Reed, R. K. (1977). On estimation insolation over the ocean. *Progress in Oceanography*, 17:854–871.
- Robinson, I. (1983). *Satellite oceanography*. John Willey and sons.
- Roussenov, V., Artale, V., Stanev, E., and Pinardi, N. (1995). A seasonal model of the Mediterranean sea circulation. *J. Geophys. Res.*, 100:13515–13538.
- Ruiz, S., Font, J., Emelianov, M., Isern-Fontanet, J., Millot, C., Salas, J., and Taupier-Letage, I. (2002). Deep structure of an open sea eddy in the Algerian Basin. *J. Mar. Syst.*, 33–34:179–195.
- Salas (2003). Evolution of the open-sea eddy ALGERS’98 in the Algerian basin with Lagrangian trajectories and remote sensing observations. *J. Mar. Syst.*, page in press.
- Salas, J., García-Ladona, E., and Font (2001). Statistical analysis of the surface circulation in the Algerian Current using Lagrangian buoys. *J. Mar. Syst.*, 29:69–85.
- Salas, J., Millot, C., Font, J., and García-Ladona, E. (2002). Analysis of mesoscale phenomena in the Algerian basin from drifting buoys and infrared images. *Deep-Sea Res.*, 49:245–266.
- Taupier-Letage, I. and Millot, C. (1988). Surface circulation in the Algerian basin during 1984. *Oceanologica Acta*, pages 79–85.
- Taupier-Letage, I., Puillat, I., and Millot, C. Rimbault, P. (2003). Biological response to mesoscale eddies in the Algerian basin. *J. Geophys. Res.*, 108(0):10.1029/1999JC000117.
- Thierry, V. and Morel, Y. (1999). Influence of a strong bottom slope on the evolution of a surface-intensified vortex. *J. Phys. Oceanogr.*, 29:911–924.
- Truesdell, C. (1953). *The Kinematics of vorticity*. Indiana University.

- Vazquez-Cuervo, J., Font, J., and Martinez-Benjamin, J. (1996). Observations on the circulation in the Alboran sea using ERS1 altimetry and sea surface temperature data. *J. Phys. Oceanogr.*, 26(8):1426–1439.
- Viúdez, A., Tintoré, J., and Haney, R. L. (1996). Circulation in the Alboran sea as determined by quasi-synoptic hydrographic observations. part i: three-dimensional structures of two anticyclonic gyres. *J. Phys. Oceanogr.*, 26(5):684–705.
- Weiss, J. (1991). The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica D*, 48:273–294.
- Zwillinger, D. (1998). *Handbook of differential equations*. Academic Press.

Articles de la tesi

Llistat d'articles publicats, enviat o en preparació relacions amb els vòrtex Mediterranis produïts durant la tesi. Dels que han estat publicats o enviats se n'inclou una còpia.

Article	Correspondència
Deep structure of an open sea eddy in the Algerian Basin S. Ruiz, J. Font, M. Emelianov, J. Isern-Fontanet, C. Millot, J. Salas, I. Taupier-Letage. <i>J. Marine Syst.</i> 2002 33-34 179–195	Resultats no inclosos a la tesi
Identification of Marine eddies from Altimetry J. Isern-Fontanet, E. García-Ladona, J. Font <i>J. Atmos. Oceanic Technol.</i> 2003 20 772-778	Capítol 3
Structure of mesoscale eddies using the Okubo-Weiss parameter in the Algerian basin (Western Mediterranean) J. Isern-Fontanet, J. Font, E. García-Ladona, M. Emelianov, C. Millot, I. Taupier-Letage <i>Deep-Sea Res. II</i> 2003 en revisió	Capítol 3 i resultats no inclosos a la tesi
The vortices of the Mediterranean sea J. Isern-Fontanet, E. García-Ladona, J. Font 2003 en preparació	Capítol 4 i 6 (altimetria)
The velocity probability density functions of the Mediterranean sea J. Isern-Fontanet, E. García-Ladona, J. Font 2003 en preparació	Capítol 5 (altimetria)
Statistics of Mediterranean vortices observed in OGCM J. Isern-Fontanet, E. García-Ladona, J. Font 2003 en preparació	Capítol 4, 5 i 6 (model MFS)