



Universitat de Girona

ANÀLISI DEL CAMP D'ONES INTERNES EN SISTEMES LIMNOLÒGICS PETITS. SIMULACIONS AMB EL POM

Francesc FORCAT i TORRAS

ISBN: 978-84-693-6836-7

Dipòsit legal: GI-I 190-2010

<http://www.tdx.cat/TDX-0917110-133842>

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tesisenxarxa.net) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tesisenred.net) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tesisenxarxa.net) service has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized neither its spreading and availability from a site foreign to the TDX service. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service is not authorized (framing). This rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author.

**ANÀLISI DEL CAMP D'ONES INTERNES
EN SISTEMES LIMNOLÒGICS PETITS.
SIMULACIONS AMB EL POM**

Francesc Forcat i Torras

Dirigit per:

Dra. Elena Roget, Departament de Física, Universitat de Girona
Dr. Manuel Figueroa, Departament d'Oceanografia Física, CICESE, Mèxic

Universitat de Girona

Tesi doctoral

Doctorat de Medi Ambient
Itinerari de Física i Tecnologia Ambiental
Girona, maig del 2006

Voldria manifestar el meu agraïment:

A Elena Roget, per la seva confiança i el seu entusiasme amb el projecte.

A Manuel Figueroa, per la seva gentil disponibilitat i paciència.

A Javier Vidal, Joan Armengol, Joaquim Pérez i Giorgio Salvadé, per haver-me proporcionat dades experimentals.

A tot el personal del Grup de Física Ambiental que m'ha seguit i ajudat.

ÍNDIX

PREFACI	5
CAPÍTOL 1 LA MODELITZACIÓ DELS SISTEMES LIMNOLÒGICS I EL PRINCETON OCEAN MODEL (POM)	7
1.1 Models hidrodinàmics com a base per a estudis interdisciplinaris	7
1.2 Sistemes tancats i ones internes	14
1.3 Generalitats i adaptació del Princeton Ocean Model (POM)	21
1.3.1 Assumpcions físiques del model	22
1.3.2 Equacions bàsiques	23
1.3.2.1. <i>L'equació de continuïtat i les equacions de balanç pel flux mitjà i pel flux de calor</i>	25
1.3.2.2. <i>L'equació d'estat</i>	27
1.3.2.3. <i>La clausura turbulenta</i>	29
1.3.3 Forçaments del sistema i condicions de contorn	30
1.3.3.1 <i>Condicions de contorn a la superfície i al fons per a les velocitats</i>	30
1.3.3.2 <i>Condicions de contorn a la superfície i al fons per a la temperatura i la salinitat</i>	32
1.3.3.3 <i>Condicions de contorn a la superfície i al fons per a l'energia cinètica turbulenta i la macroescala turbulenta</i>	33
1.3.3.4 <i>Condicions de contorn laterals</i>	34
1.3.4 L'esquema numèric	34
1.3.4.1 <i>La diferenciació finita en l'espai i el temps</i>	34
1.3.4.2 <i>Aplicació de les condicions de contorn</i>	38
1.3.4.3 <i>Les equacions en diferències finites</i>	40
1.3.4.4 <i>El mètode splitting de resolució</i>	41
1.3.4.5 <i>Esquema numèric. Mode intern i mode extern</i>	44
1.3.4.6 <i>L'estabilitat</i>	45
1.3.4.7 <i>Estructura del càlcul del mode intern</i>	46
1.3.5 Descripció del codi i de les subrutines	47
1.3.5.1 <i>Paràmetres d'input i d'output</i>	49
1.3.5.2 <i>Subrutines de les dades d'input</i>	50
1.3.6.1 <i>Detalls dels programes</i>	57
1.3.7 Cas Test	59
1.3.8 Simulació lagrangiana	63
Bibliografia	66
CAPÍTOL 2 SIMULACIÓ DE LES ONES INTERNES EN UN SISTEMA LIMNOLÒGIC PETIT (~10³ m). APLICACIÓ A SAU	74
2.1 L'embassament de Sau	74

2.2 El període estudiat	76
2.3 Paràmetres del model	78
2.4 Resultats	81
2.4.1 El mode amb un període de 8 hores és interpretat com una ona de Kelvin	84
2.4.2 El mode amb un període de 24 hores presenta rotació horària i és forçat pel vent	86
2.4.3 El mode amb el període de 12 hores és interpretat com una ona de Poincaré	90
2.4.4 Els modes amb els períodes de 5 i 6 hores són seques sense rotació	92
2.5 Algunes conseqüències del camp d'ones internes rellevants per a estudis ecològics	94
2.5.1 L'existència de corrents al llarg de la costa	95
2.5.2 Trajectòries de partícules inerts immerses en el camp d'ones internes	96
2.5.2.1 <i>Simulació per als dies de finals d'estiu del 2003</i>	97
2.5.2.2 <i>Simulació per als dies 26-29 de maig de 2002</i>	99
2.6 Altres simulacions	105
2.6.1 Cas hipotètic de no-extracció	105
2.6.2 Variació de la cota	108
Bibliografia	113
CAPÍTOL 3 SIMULACIÓ DE LES ONES INTERNES EN UN SISTEMA LIMNOLÒGIC PETIT I ESTRET (< 10³ m). APLICACIÓ A BOADELLA	115
3.1 L'embassament de Boadella	115
3.2 El període estudiat	117
3.3 Paràmetres del model	119
3.4 Resultats	120
3.4.1 El mode de 24 hores s'identifica com un quart mode vertical	121
3.4.2. Els modes de 12, 8, 6 i 4,5 hores	125
3.5 Altres simulacions	130
Bibliografia	136
CAPÍTOL 4 CONCLUSIONS	137

Prefaci

En les línies que segueixen exposaré l'evolució del meu currículum científic per situar o contextualitzar la tesi. La meua llicenciatura és de Ciències Ambientals de la Universitat de Girona amb l'opció científica i tecnològica. Un cop finalitzada la llicenciatura em vaig interessar per la física ambiental, motiu pel qual vaig sol·licitar formar part del Grup de Física Ambiental de la Universitat de Girona per cursar el doctorat, on vaig ser incorporat al cap de pocs mesos. A l'inici de la meua etapa doctoral ja tenia clar que la línia de recerca que volia desenvolupar era la simulació numèrica i aquesta formava part de la línia de recerca principal del grup de recerca, que és la limnologia física. La simulació numèrica em resultava interessant per la seva capacitat de predir el moviment de l'aigua en sistemes limnològics, ja que entenia que aquests determinen en gran manera la distribució del fitoplàncton o possibles contaminants, tan importants per a un estudi integral d'un sistema limnològic. La tesi s'emmarca en el doctorat de Medi Ambient de la Universitat de Girona, l'itinerari de Física i Tecnologia Ambientals.

El treball de recerca que he fet, i que ha culminat en aquesta tesi, va començar amb una exploració per trobar un model adequat per a la simulació numèrica que ens proposàvem: ones internes en embassaments petits. Com a resultat d'aquesta etapa prèvia ens vam decantar pel model hidrodinàmic *Princeton Ocean Model* (POM), que vam treballar en una segona etapa per fer-lo funcionar i per poder fer una anàlisi àgil dels resultats. Per poder desenvolupar aquest treball cal tenir una bona base de física de fluids i de modelització. Aquestes dues disciplines no s'aborden en profunditat en la llicenciatura de Ciències Ambientals, tot i que són descrites de manera introductòria. Tanmateix, entre les assignatures que vaig cursar en el primer curs de doctorat figuraven els cursos de Física de Fluids i de Modelització i Anàlisi de Dades, els quals han resultat clau per formar-me en aquestes matèries. A més, en els següents anys de doctorat, la mateixa recerca m'ha obligat a aprofundir en la comprensió física i numèrica del model i per tant la meua formació no s'ha limitat a una etapa inicial del projecte, sinó que s'ha prolongat durant tot el temps que he anat fent la tesi. En aquest moment en què tanco aquesta etapa ja resulta escaient fer balanç, i crec que el meu enfocament científic ha estat positiu, ja que, tot i que aquesta tesi representa un punt i final al treball que he fet durant aquest temps —i que crec que aporta resultats interessants en si mateixa—, m'adono que m'obre noves perspectives de treball

tant en el camp de la limnologia com en el de l'oceanografia, no només des d'una perspectiva física, sinó des d'un enfocament més interdisciplinari al qual penso que podria contribuir com a llicenciat en Ciències Ambientals.

Pel que fa al contingut de la tesi, al primer capítol es presenta una revisió dels models hidrodinàmics utilitzats per la comunitat científica internacional i de la simulació específica de les ones internes en llacs i embassaments, i s'exposen les generalitats del model hidrodinàmic usat en aquest treball POM (*Princeton Ocean Model*), així com les subrutines creades per adaptar-lo als casos estudiats. Al segon capítol s'aplica el POM a l'embassament de Sau. Concretament, es contrasten els resultats obtinguts amb fenomenologies ja conegudes arran del treball experimental d'altres investigadors i es valora l'aplicació del POM en sistemes limnològics petits i tancats per a la simulació del camp d'ones internes. Un cop fet això, es passa a un estudi més exhaustiu dels resultats numèrics per aportar nous resultats pel que fa al camp d'ones internes de Sau, els quals ens permeten avaluar-hi els efectes de la força de Coriolis. A partir d'aquí, es ressalten diverses característiques pròpies de la hidrodinàmica de Sau que resulten del camp d'ones estudiat que poden tenir rellevància en el sistema des del punt de vista més general de l'ecologia. Al tercer capítol s'aplica el POM a un altre embassament petit i estret com és el de Boadella també per a la simulació del camp d'ones internes, de manera anàloga a com s'ha fet al segon capítol. En aquest cas, a més, es comparen els resultats amb els simulats per un model multicapa. També, a més de contrastar els resultats del model amb dades experimentals ja publicades per altres investigadors, es discuteixen alguns casos teòrics.

Capítol 1

La modelització dels sistemes limnològics i el *Princeton Ocean Model (POM)*

En aquest capítol, en primer lloc, es revisen els models hidrodinàmics que utilitza la comunitat científica internacional per a la realització d'estudis limnològics i oceanogràfics. D'aquesta manera, es presenta per primera vegada el model hidrodinàmic que es fa servir en la tesi, anomenat POM (*Princeton Ocean Model*), i se situa entre altres models existents. En segon lloc, es revisa la simulació específica de les ones internes en llacs i embassaments, que és l'objectiu principal de la tesi. Finalment, s'expliciten les generalitats del POM i també les subrutines que s'han creat per adaptar-lo als casos estudiats.

1.1 Models hidrodinàmics com a base per a estudis interdisciplinaris

Els sistemes limnològics, com són els llacs o els embassaments, són objecte d'estudi de diverses àrees de coneixement, com la física, la química, l'ecologia o la biologia, que sovint es necessiten per tractar temàtiques d'interès mediambiental. Aquest és el cas de l'eutrofització, que afecta la qualitat de l'aigua (Vidal i Om, 1993), l'acumulació de sediments —que és un problema als embassaments de Catalunya (Linares i Trilla, 1996)—, els moviments del fitoplàncton (Armengol et al., 1999) o les entrades d'aigua tèrbola o contaminada en un sistema, l'evolució de la qual necessita ser controlada (Armengol et al., 1999). En aquesta línia de recerca, el coneixement de la hidrodinàmica del sistema resulta essencial, ja que determina els fenòmens de transport i barreja que directament o indirectament influeixen, per exemple, sobre els temes esmentats anteriorment.

La dinàmica dels sistemes limnològics depèn en últim terme de les entrades de massa i energia en el sistema (forçaments) i de com s'hi redistribueixen en funció de la seva estratificació. Casos particulars de forçaments són l'entrada o la sortida d'aigua pels afluents, el flux de calor superficial o el vent. Aquestes variables poden tenir un

comportament periòdic, com és el cas d'un règim de marinada o el flux de calor degut a la transició nit/dia, o, al contrari, poden tenir un caràcter aleatori, com són les avingudes d'aigua i esdeveniments irregulars, com per exemple la tramuntana. Depenent d'aquestes variables, els sistemes poden ser modelats per estudiar la fenomenologia que es genera i veure, per exemple, l'efecte d'un vent puntual sobre la circulació general ja establerta i com es produeix la barreja a la termoclina, el transport de substàncies químiques i de nutrients, l'efecte de la topografia en la circulació i la resuspensió de sediments, les ones superficials i internes.

Un model hidrodinàmic, doncs, resulta una eina molt valuosa en casos com els embassaments, ja que, executant el model sota diferents hipòtesis, permet valorar diferents escenaris i pot ajudar a decidir sobre diferents gestions.

La modelització numèrica de la circulació en llacs té una llarga història, recollida en diverses obres de revisió, algunes ja històriques, com la de Cheng et al., 1976, o Sündermann, 1979. En aquestes obres es classifiquen els models numèrics en tres grans grups: els models de capes, molt utilitzats per a l'estudi d'ones internes estacionàries; els models d'Ekman, que resolen les equacions mitjançant una combinació de solucions analítiques i numèriques, i altres models tridimensionals. Un dels models clàssics que es descriuen en aquestes obres és l'Hydrodynamical-Numerical (H-N), de Hansen (1956). El mètode —que resol les equacions de moviment discretitzades en una malla pròpia i usa el ben conegut criteri d'estabilitat Courant-Friedrichs-Lewy— s'ha aplicat àmpliament en llacs (e. g., Ramming, 1979; Laska, 1981) i el Grup de Física de la Universitat de Girona el va utilitzar per avaluar el paper de la morfometria en la circulació (Fort et al., 1996). El 1978, Hollan utilitza un model semblant per a l'estudi de l'efecte del vent en els corrents del llac de Constança, entre Suïssa, Àustria i Alemanya (Hollan, 1978).

Posteriorment, al Centre for Water Research (CWR), de la Universitat d'Austràlia Occidental, s'havia posat a punt un model unidimensional basat en consideracions energètiques anomenat DYRESM (DYnamic REservoir Simulation Model) (Imberger i Patterson, 1981). Prediu la distribució vertical de la temperatura, la salinitat i la densitat en llacs i embassaments, en funció del vent, de fluxos de calor i de l'entrada de l'aigua per nivells baixos. Simula sistemes amb una escala de temps des de setmanes fins a desenes d'anys. També es pot acoblar al model CAEDYM. Aquest model ha estat àmpliament

utilitzat per a la simulació de la dinàmica d'embassaments i llacs (Imberger et al., 1978; Spigel i Imberger, 1980; Imberger i Hamblin, 1982; Hocking et al., 1988; Patterson i Imberger, 1989; Jellison i Melack, 1993). En el Grup de Física Ambiental de la UdG també s'ha utilitzat el model Dynamic Lake Model – Water Quality (DLM-WQ), que és una versió modificada del DYRESM amb subrutines biològiques i de qualitat (Hamilton i Schaldow, 1997; Pérez-Losada, 2001; Pérez-Losada et al., 2001).

Un altre conegut model hidrodinàmic i de qualitat de l'aigua és el CE-QUAL-W2, que originalment s'anomenava LARM (Laterally Averaged Reservoir Model). El LARM, desenvolupat per Edinger i Buchak el 1975, es va aplicar en embassaments de manera exclusiva. Les conseqüents modificacions per permetre la simulació d'embassaments amb ramificació i l'ús de condicions de contorn referents a estuaris van originar un nou codi anomenat GLVHT (Generalized Longitudinal-Vertical Hydrodynamics and Transport model). La inclusió d'algoritmes de la qualitat de l'aigua pel Water Quality Modelling Group del US Army Engineer Waterways Experiment Station (WES) va donar lloc a la versió 1 del CE-QUAL-W2 (Environmental and Hydraulic Laboratories, 1986). La versió 2 és el resultat d'una modificació important del codi per millorar la descripció matemàtica del prototip i augmentar-ne l'exactitud i l'eficiència computacional, desenvolupada pel US Army Corps of Engineers Center (Cole i Buchak, 1995). Es basa en les equacions de moment mitjanades, en la de continuïtat i les de transport i és de superfície lliure. El model presenta rutines de la qualitat de l'aigua que comprenen 22 paràmetres. Altres detalls del model es poden trobar a la següent web: <http://www.jeeai.com/Software-W2.htm>. Aquest model s'ha utilitzat per a múltiples aplicacions, entre les quals destaquem l'extracció d'aigua selectiva d'embassaments (Bohan i Grace, 1973), la formació de la termoclina en llacs i embassaments (Bloss i Harleman, 1979), la relació entre els patrons de circulació i la qualitat de l'aigua (Kim et al., 1983; Ford i Johnson, 1983; Giorgino i Bales, 1997), les operacions de refrigeració en embassaments (Buchak i Edinger, 1985) i les simulacions hidrotermals (Edinger i Buchak, 1989; Edinger et al., 1989).

Ja més recentment, cal destacar el Tidal Residual Intertidal Mudflat Model TRIM –3D, desenvolupat a la Universitat de Trento, Itàlia (Casulli i Cheng, 1992). El TRIM és un model numèric de diferències finites i de superfície lliure que resol les equacions de Reynolds tridimensionals usant l'aproximació hidrostàtica i permet contemplar la dinàmica de la marea. S'ha aplicat per simular la hidrodinàmica de la llacuna de Venècia (Casulli et

al., 1992). Posteriorment, la mateixa universitat va desenvolupar el GARDA 3D (Casulli et al., 1994), que va ser aplicat inicialment al llac alpí italià de Garda. El model també es basa en les equacions de Reynolds tridimensionals i presenta una formulació del mètode numèric en diferències finites semiimplícita.

El TRIM-3D serveix actualment de base a l'ELCOM (Estuary and Lake COmputer Model) (Hodges, 2000; Hodges et al., 2000), desenvolupat al ja mencionat CWR, el qual s'ha aplicat tant en aigües interiors com costaneres. Resol les equacions de Navier-Stokes i de Reynolds mitjana amb l'aproximació hidrostàtica i de Boussinesq. L'esquema numèric fonamental és adaptat del que s'usa en el TRIM amb modificacions respecte a la precisió, la conservació escalar, la difusió numèrica i la implementació d'un model de clausura turbulent de capes de barreja basat en paràmetres energètics. Aquest pot ser acoblat al model aquàtic i ecològic CAEDYM (Computational Aquatic Ecosystem DYnamics Model) per simular aspectes biològics i/o químics.

L'ELCOM ha estat usat per a la simulació del llac estratificat Kinneret d'Israel (Hodges et al., 2000). En aquest treball s'han comparat els resultats del model amb dades experimentals de l'espectre d'energia d'ones internes i l'evolució temporal —a baixa freqüència— dels perfils de la temperatura. També ha servit per il·lustrar l'existència d'ones de Kelvin i d'ones de Poincaré amb els modes verticals un i dos, i demostrar el transport al llarg de la costa oest (soma) de traçadors passius. També en aquest model, altres autors han estudiat els efectes de les variacions en l'espai i en el temps del camp de vent (Laval et al., 2003a).

Per simular l'arrossegament en el cas de tenir un fluid més dens que s'insereix en un altre de menys dens, s'ha desenvolupat l'acoblament del model ELCOM amb un model de flux profund 2D. S'ha demostrat amb dades experimentals que el model combinat simula de manera satisfactòria l'entrada d'aigua al llac Ogawara del Japó i al llac Kinneret d'Israel (Dallimore et al., 2003). Seguint aquesta línia d'investigació, s'ha dut a terme la simulació del flux profund pels nivells més baixos usant aquest model combinat (Dallimore et al., 2004).

Tot i que aquí s'han mencionat alguns dels models hidrodinàmics més coneguts i com s'han combinat amb subrutines biològiques o de qualitat de l'aigua, hi ha una quantitat

important de models ecològics que en alguns casos aborden temàtiques semblants. Una relació molt completa d'aquest tipus de models es pot trobar a l'adreça <http://eco.wiz.uni-kassel.de/ecobas.html>.

Últimament també s'han aplicat a llacs models oceanogràfics. Per destacar-ne algun, podem fer referència al Regional Ocean Modeling System (ROMS) (Haidvogel et al., 2000), desenvolupat en els últims anys per la Universitat Rutgers, Nova Jersey. És un model de superfície lliure, hidrostàtic, d'equacions primitives, que usa coordenades *terrain-following* en la vertical i curvilínies ortogonals en l'horitzontal de la malla C. Inicialment es basava en l' S-coordinate Rutgers University Model (SCRUM), descrit per Song i Haidvogel (1994). El ROMS, però, va ser totalment reescrit per millorar-ne l'eficiència computacional i per incloure-hi noves característiques, com els mòduls biològics, les condicions de contorn de la radiació i l'assimilació de dades.

L'SPEM o S-coordinate Primitive Equation Model (Haidvogel et al., 1991) és un altre model de coordenada sigma vertical i d'equacions primitives també desenvolupat a la Universitat Rutgers i que és usat per una àmplia varietat d'escales i en problemes idealitzats. El MITgcm (Massachusetts Institute of Technology General Circulation Model) (Marshall et al., 1997a,b) és un model numèric dissenyat per a l'estudi de la circulació oceànica i atmosfèrica desenvolupat al Massachusetts Institute of Technology. És un model no hidrostàtic que permet tractar casos de petita i gran escala, utilitza coordenades curvilínies ortogonals en l'horitzontal i suporta una àmplia gamma de parametritzacions físiques.

Quasi paral·lelament, al Naval Research Laboratory (NRL) es va desenvolupar l'NLOM (Navy Layered Ocean Model) (Wallcraft, 1991; Wallcraft i Moore, 1997), descendent del model semiimplícit i de superfície lliure descrit per Hurlburt i Thompson (1980). És un model d'equacions primitives purament hidrodinàmic, de poques capes verticals de densitat constant i que està formulat usant la malla C. L'Ocean PARallelise (OPA) (Madec et al., 1999), del Laboratoire d'Océanographie Dynamique et de Climatologie (LODYC), és un altre model d'equacions primitives que permet tractar la circulació oceànica regional i global. Usa la malla C en l'horitzontal per tenir en la vertical els nivells z i s , i una clausura turbulent per a la barreja vertical. Està pensat per ser una eina flexible per a l'estudi de l'oceà i del sistema gel-oceà amb les seves interaccions amb altres components

del sistema climàtic, com són l'atmosfera o la vegetació. El MICOM (Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model) (Bleck et al., 1992) és un model desenvolupat a la Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science (RSMAS), de la Universitat de Miami. És un model de capes que usa la densitat com la seva coordenada vertical, discretitzant l'oceà en capes horitzontals isopícniques.. Per cada capa, resol la temperatura, la salinitat, el gruix i la velocitat usant les equacions apropiades d'aigües somes.

El Parallel Ocean Program (POP) (Dukowicz i Smith, 1994) és un descendent dels models oceànics de Bryan-Cox-Semtner (Semtner, 1986) i va ser desenvolupat a Los Alamos National Laboratory. Resol les equacions 3D primitives fent les aproximacions de Boussinesq i hidrostàtica i usant coordenades polars esfèriques en la vertical z . El MOM o Modular Ocean Model ha estat desenvolupat en el Geophysical Fluid Dynamics Laboratory de la Universitat de Princeton, i està pensat per ser una eina per explorar l'oceà i la seva interacció amb l'atmosfera en un ampli rang d'escala d'espai i temps. És un model tridimensional, de coordenada z i d'equacions primitives. Aquest model també té l'origen en els models de Bryant-Cox-Semtner abans esmentats, i va ser reescrit per permetre més opcions i guanyar flexibilitat, cosa que va originar el MOM1 (Pacanowski et al., 1991). Posteriorment, va tenir importants millores físiques i numèriques per esdevenir el MOM2 (Pacanowski, 1995). A aquesta segona versió se li van implementar noves opcions numèriques i físiques i es va progressar en la paral·lelització, i així es va originar el MOM3 (Pacanowski i Griffies, 1998).

La interrelació entre els paràmetres anomenats de qualitat i diferents variables físiques s'han estudiat en molts dels treballs en què s'han aplicat aquests models, com per exemple en el cas de l'estudi de l'impacte de la turbiditat en la temperatura superficial (Kara et al., 2004). També s'han tractat els efectes de la topografia en la circulació (Kindle, 1991), els efectes del vent en la circulació (e. g. Bleck i Smith, 1990; Metzger, 2003), el desenvolupament d'ones de Kelvin i de Rossby (Syamsudin et al., 2004 i Wu et al., 2000), etc.

Un altre model oceànic àmpliament utilitzat per la comunitat científica internacional, i que és el que s'utilitza en aquest treball, és el **Princeton Ocean Model POM** (Blumberger i Mellor, 1987). És un model oceànic tridimensional d'equacions primitives, de superfície lliure i de coordenada sigma (vegeu l'apartat 1.1.3). Va ser desenvolupat per Alan

Blumberger i George Mellor el 1977, amb contribucions de Leo Oey. Aquest model, que es pot obtenir lliurement a <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/>, es fa servir en 71 països diferents i té 2.184 usuaris registrats.

El POM s'ha utilitzat per modelitzar tant zones interiors de l'oceà com estuaris o zones costaneres (Mellor, 1982; Oey et al., 1985; Ly, 1994) i mars com el Mediterrani (Zavatarelli i Mellor, 1995) o el Groc (Riedlinger i Jacobs, 2000). Darrerament, també s'està aplicant a llacs mitjans i petits amb bons resultats. Aquest és el cas, per exemple, del llac Lough Mask, a l'oest d'Irlanda, on s'ha utilitzat per estudiar com la circulació deguda al vent és influenciada per la seva topografia (Bowyer, 2001). El POM també s'ha aplicat en llacs grans dels Estats Units com l'Erie, on ha estat usat per realitzar simulacions dintre del Great Lakes Forecasting System, del GLERL (Great Lakes Environmental Research) (Bedford i Schwab, 1991; Kelley et al., 1998). També un model acoblat, format pel POM i un model de qualitat de l'aigua, ha estat usat per examinar la resposta de les concentracions de l'oxigen dissolt a l'escalfament de la zona central d'aquest llac (Blumberg i Di Toro, 1990). En el Michigan, s'ha fet servir per estudiar la resuspensió de sediments (Lou et al., 2000; Beletsky et al., 2003; Chen et al., 2004; Chen et al., 2004), la circulació i l'estructura tèrmica en el cicle anual i la variabilitat interanual (Beletsky i Schwab, 2001) i els efectes de l'esforç del vent, de la topografia i de l'estratificació en la circulació general (Schwab i Beletsky, 2003). Els coneguts Grans Llacs, sistema format pels dos anteriors més el Superior, l'Huron i l'Ontario, han estat estudiats amb el model dintre del marc del Great Lakes Forecasting System (Bedford et al., 1990; O'Connor et al., 1994; Schwab i Bedford, 1994; Bedford et al., 1998). També, en un altre gran llac del Japó anomenat Hamana, s'ha fet l'anàlisi de la qualitat de l'aigua usant el model acoblat a un altre de bioquímic (Taguchi et al., 1998). En aquest treball s'ha aplicat el POM a embassaments, tal com inicialment es va pensar en incorporar-hi el model de clausura (Blumberg, 1986).

Un altre model de circulació oceànic elaborat a la Universitat de Princeton i molt similar al POM és l'ECOM-si (Estuarine and Coastal Ocean Model semi implícit) (Blumberg et al., 1993). Aquest es diferencia, bàsicament, per la incorporació d'un esquema implícit per resoldre l'ona de gravetat, de manera que la necessitat de separar el pas de temps en barotròpic i baroclínic (vegeu l'apartat 1.3.3) és eliminada. La formulació numèrica dels dos models és la mateixa. Aquest últim model també s'ha aplicat a llacs (Ahsan i Blumberg, 1999; Chen et al., 2001; Chen et al., 2002).

A la següent adreça URL es pot trobar una relació dels models oceànics més importants amb els enllaços a les seves pàgines oficials: <http://www.ocean-modeling.org/index.php?page=models&model=nom-ocom>.

1.2 Sistemes tancats i ones internes

Els sistemes com els embassaments, en els quals centrarem aquest estudi, tenen dues característiques molt importats que en determinen la dinàmica. Aquestes característiques són l'existència de fronteres en tot el seu entorn (per això s'anomenen *sistemes tancats*) i el fet que siguin estratificats, és a dir, que la densitat variï en la fondària (de menys dens a la superfície a més dens en el fons).

La primera conseqüència de l'estratificació és la barreja, que en sistemes estratificats és menor en la direcció vertical que en l'horitzontal. De fet, en un sistema estratificat, quan una partícula és desplaçada de la seva situació d'equilibri, torna a la seva posició inicial amb un període igual $T_N = 2\pi/N$, on N és la freqüència de Brunt-Väisälä. Per tant, només quan la freqüència d'una pertorbació és menor que N es pot produir la barreja, i llavors parlem de *turbulència*; si no, tindrem ones internes. Més concretament, N es defineix com a $N^2 = -(g/\rho)dp/dz$, on ρ és la densitat, z la direcció vertical (des del fons), g la gravetat, de manera que N caracteritza l'estratificació. De fet, en aquest treball presentarem sovint l'estratificació basant-nos en la freqüència de Brunt-Väisälä.

També el fet que un sistema estigui estratificat i que per tant hi puguin existir ones internes fa que pugui emmagatzemar energia. Una imatge senzilla d'aquest fet la podem tenir si ens imaginem una isolínia de densitat oscil·lant de la mateixa manera que oscil·laria en un got la interfase entre una capa superior d'oli i una d'inferior d'aigua si féssim moure el recipient. En el cas d'un embassament, una oscil·lació interna la pot originar fàcilment un vent que apiloni l'aigua de la capa superficial en la direcció de sotavent, gràcies precisament a l'existència de la costa. Llavors, l'augment de pressió en aquesta zona a causa de l'aigua apilonada faria que s'enfonsés la interfase entre la capa superior del llac

—més calenta— i la inferior —més freda. En amainar el vent, aquesta interfase tornaria a la seva situació d'equilibri, oscil·lant. Aquestes ones internes generen corrents en la capa de fons, que finalment incidiran en l'ecologia del sistema, ja que és on es genera la major part de la barreja interior, i a més poden ser responsables de la recàrrega de nutrients cap al sistema.

Aquesta imatge anterior d'una capa d'aigua calenta (oli) sobre una de més freda (l'aigua a la part inferior del got) ens serveix també per introduir l'aproximació de dues capes per un sistema natural. Aquesta és una bona aproximació als llacs de les nostres latituds a l'estiu, ja que la temperatura de la capa superficial varia molt ràpidament en la fondària abans d'assolir la temperatura de la capa de fons i per tant podem imaginar-nos realment el sistema com si estigués compost per dues capes. Tanmateix, en altres èpoques de l'any la temperatura varia més gradualment en la fondària. Això també és així per al cas dels embassaments a causa de l'extracció. Per això altres vegades el sistema es pot pensar millor com si estigués compost per diverses capes i no només dues. Tot i així, cal considerar que en un sistema contínuament estratificat les ones internes poden aparèixer en qualsevol lloc de la columna d'aigua.

En el cas de sistemes tancats, les ones internes, a més, poden coincidir amb els modes d'oscil·lació propis del sistema (que depenen de la zona inundada i l'estratificació) i llavors esdevenir estacionàries. En aquest cas parlem de *seques internes*, les quals són ubiqües i triguen a dissipar-se.

Pel que fa a la simulació específica de les seques internes, en tenim diferents models però tots es basen finalment en les equacions de continuïtat i de moviment i se suposa una solució harmònica en el temps, de manera que imposant la condició d'estacionarietat es pot obtenir la freqüència. Aquest és el cas del model unidimensional de Defant/Mortimer (Mortimer, 1979), que considera el llac estratificat format per dues capes homogènies de diferent temperatura i una interfase molt localitzada entre les dues capes.

Posteriorment, els models de dues capes van esdevenir bidimensionals i van considerar sistemes amb fondàries variables, com el cas del TVD (Two layered Variable Depth) desenvolupat per Schwab (Horn et al., 1986). Aquests models s'han generalitzat per poder simular ones estacionàries en casos en què el sistema s'aproximés millor a un sistema de

tres capes (per exemple, un llac a la primavera quan la termoclina ocupa quasi la mateixa part de la columna que l'epilímnion o l'hipolímnion). Un exemple de model de tres capes seria el THVDC (THree Variable Depth Complete) (Salvadé et al., 1988), del qual presentarem alguns resultats en aquest treball.

A causa de les fronteres superiors i inferiors d'un sistema aquàtic (superfície i fons), els desplaçaments verticals als extrems del sistema impliquen necessàriament moviments horitzontals en la superfície i en el fons que es propaguen cap a l'interior, de manera que, alhora que ens imaginem una ona viatjant horitzontalment, també ens en podem imaginar una altra viatjant verticalment. Depenent de la morfometria i l'estratificació del sistema, les ones internes poden tenir diversos modes vertical i horitzontal, de manera que, en general, es fa servir la notació V_iH_j per indicar-les, on i indica el mode vertical i j l'horitzontal.

Això es veu millor a la figura 1.1, adaptada de Wiegand et al. (1987), on s'han representat les velocitats horitzontals i els desplaçaments verticals en funció de la fondària per als modes verticals primer i segon predits, per a un cas concret, al llac Wood (Colúmbia Brità-

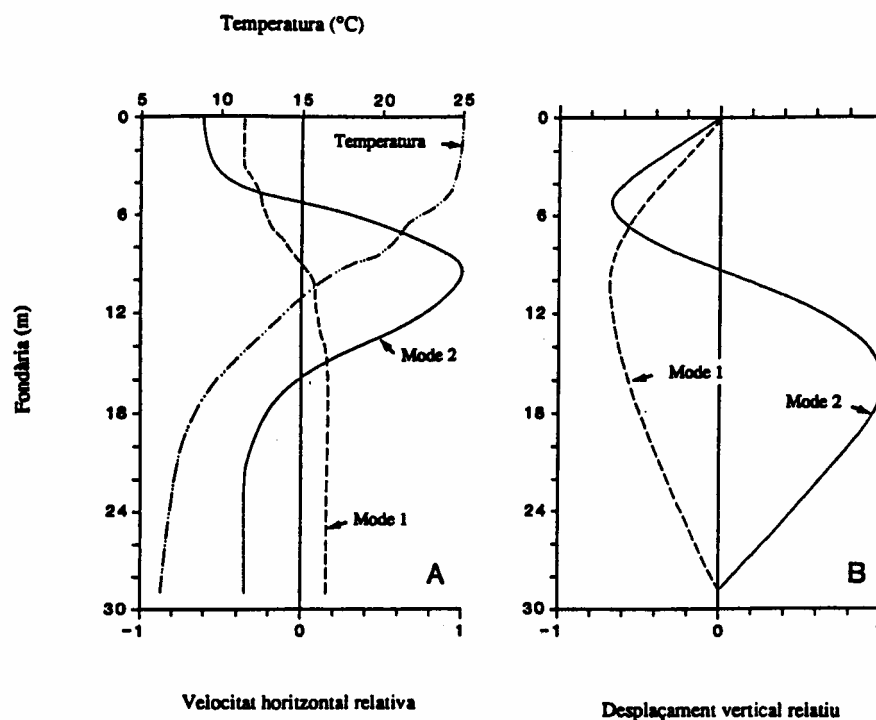


Figura 1.1. Velocitats horitzontals i desplaçaments verticals obtinguts per als modes verticals primer i segon al llac Wood, per a una estratificació concreta, segons Wiegand et al. (1987).

nica). Pel que fa al primer mode vertical, veiem que, si ens fixem en les velocitats horitzontals, es poden considerar dues capes que es mouen a velocitats de sentit oposat entre si, una de 0 a 9 metres aproximadament i l'altra des de 9 metres fins al fons. Per tant, per a un primer mode vertical no hi ha un node pel que fa als desplaçaments verticals de les isoterms, però sí que n'hi ha un pel que fa a les velocitats horitzontals. D'altra banda, per al cas del segon mode vertical, s'observen tres capes pel que fa a les velocitats i, per tant, dos nodes, mentre que per als desplaçaments verticals de les isoterms només tenim un node. Vistos aquests casos, és fàcil d'entendre que aquesta fenomenologia és recursiva i que, per tant, per a un mode vertical N hi ha N nodes per a les velocitats horitzontals (i per tant $N+1$ capes) i $N-1$ nodes per als desplaçaments verticals.

Considerant tot això, Münnich (1996) proposa un model bidimensional (considerant ara una direcció horitzontal i la vertical) basat en l'equació que governa el fluid usant la funció corrent ψ de superfície lliure, considerant les aproximacions hidrostàtica i de Boussinesq, de manera que:

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial z^2} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (1.2.1)$$

on $N = N(z)$, t , x i z representen la freqüència de Brunt-Väisälä, el temps i les coordenades horitzontal i vertical, respectivament. Usant la condició de tapa rígida s'eliminen les ones superficials. Llavors, assumint que no hi ha sortida d'aigua als límits, es té la condició de contorn $\Psi = 0$. Per a les seques, la dependència temporal és sinusoidal, $\psi = \phi(x,z) \sin(\omega t)$, la qual genera el problema de valor propi per la funció corrent ϕ per mitjà de l'equació següent:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\omega^2}{N^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1.2.2)$$

Llavors, el domini és discretitzat usant diferències finites en una malla rectangular i aplicant les condicions de contorn, i s'obté un problema algebraic de valors propis. Aquesta simulació permet trobar les línies de corrent del sistema i els períodes dels modes simulats. Altres autors han fet servir aquest model sense utilitzar les aproximacions hidrostàtica i de Boussinesq (Fricker i Nepf, 2000). Posteriorment, s'ha fet un treball

utilitzant aquest mateix model però considerant la rotació terrestre (Antenucci i Imberger, 2003).

En general per a sistemes petits i per a aigües somes, l'aproximació d'ona gravitatòria en què viatja en un medi de densitat constant satisfà el balanç de forces considerant el gradient horitzontal de pressió causat per inclinació de la superfície lliure. Tanmateix, quan considerem ones amb períodes d'algunes hores, l'efecte de la rotació de la Terra pot començar a ser important i cal incorporar el terme de Coriolis. En aquest cas apareixen les ones de Kelvin o Poincaré com a possibles solucions i de fet nosaltres les abordarem en aquest treball.

Les ones de Kelvin són ones no dispersives, és a dir que la seva velocitat no depèn de la seva freqüència, i es propaguen paral·lelament a la costa amb la velocitat d'una ona de gravetat. El terme de Coriolis, tanmateix, incideix en el seu component perpendicular a la costa, de manera que la seva amplitud decau cap a l'interior del sistema. En un cas estacionari i sense cap altre tipus de força, l'escala que determinaria l'amplada del corrent seria el radi de Rossby, que es defineix com a $R_d = (gh)^{1/2}/f$, on g és la gravetat, h la fondària i f el paràmetre de Coriolis.

Aquest tipus d'ones, més estudiades en oceanografia, han estat descrites últimament en altres sistemes limnològics, però no en llacs o embassaments petits. Concretament, al llac Überlingen (Alemanya) s'ha demostrat amb observacions i una simulació numèrica l'existència d'una seca interna afectada per Coriolis que origina una ona de Poincaré d'un període de 4 hores (Bäuerle, 1994). La simulació numèrica es basava en l'aproximació de dues capes considerant les equacions de moment i de conservació de massa per a cada una ($i = 1,2$), de manera que

$$\frac{\partial M_i}{\partial t} + fN_i + ghi \frac{\partial \xi_i}{\partial x} = 0 \quad (1.2.3)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} - fM_i + ghi \frac{\partial \xi_i}{\partial y} = 0 \quad (1.2.4)$$

$$\frac{\partial M_i}{\partial x} + \frac{\partial N_i}{\partial y} + \frac{\partial \xi_i}{\partial t} - \frac{\partial \xi_{i+1}}{\partial t} = 0 \quad (1.2.5)$$

on f és el paràmetre de Coriolis, g la gravetat, M_i i N_i són els components horitzontals del transport de volum, ξ_i és el desplaçament de les superfícies lliures de les capes, t és el

temps i $\delta = \rho_1 / \rho_2$, $\varepsilon = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$ (on ρ_i són les densitats constants de les dues capes; en el cas de la capa superficial, una d'aquestes densitats serà la de l'aire). Aquestes equacions són transformades al problema de valor propi, es discretitzen en una malla i són resoltes per mètodes estàndard. D'aquesta manera s'obtenen les freqüències d'oscil·lació dels modes propis del sistema —per tant, seques— i la seva estructura en l'espai.

Beletsky et al. (1997) també han simulat l'evolució d'una ona de Kelvin del metalímnion al llac Michigan dels Estats Units, al llarg de la seva costa est, mitjançant el POM (introduït a l'apartat 1.1). Hi estudien la resposta del sistema després de sotmetre'l a un pols de vent d'un dia de duració.

Des del punt de vista analític, les equacions de moviment horitzontals en x i en y es poden simplificar si els termes convectius de la velocitat i els termes de difusió i viscositat són petits, de manera que de fet tindriem les expressions següents:

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (1.2.6)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (1.2.7)$$

i l'equació de continuïtat horitzontal quedaria simplificada a:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0 \quad (1.2.8)$$

Aquestes equacions poden ser resoltes analíticament i per al cas d'una ona de Kelvin que suposem que es propaga paral·lelament a l'eix y ; per tant apliquem la condició de contorn $U = 0$, i llavors obtenim:

$$-fV = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (1.2.10)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (1.2.10)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + H \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (1.2.11)$$

i derivant respecte al temps l'equació 2.5.4 i respecte a la y la 2.5.5, tenim:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial^2 t} = -g \frac{\partial \eta}{\partial \hat{y}} \quad (1.2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial \hat{y}} = -H \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial y^2} \quad (1.2.13)$$

Combinant aquestes dues equacions obtenim l'equació de l'ona (hiperbòlica):

$$\frac{\partial^2 V}{\partial^2 t} = gH \frac{\partial^2 \bar{V}}{\partial y^2} \quad (1.2.14)$$

Resolent aquesta equació es troba l'expressió de la velocitat d'una ona unidimensional no dispersiva que anomenem *ona de Kelvin* i que té la forma

$$V = \sqrt{gHf} \left(y + \sqrt{gHt} \right) e^{-x/R} \quad (1.2.15)$$

L'elevació superficial pren la forma següent:

$$\eta = -Hf \left(y + \sqrt{gHt} \right) e^{-x/R} \quad (1.2.16)$$

on:

$$R = \sqrt{gH} / f$$

Anàlogament, es podria trobar la velocitat de l'ona en l'eix x utilitzant la condició de contorn $V = 0$. A l'hemisferi nord, aquesta ona es propaga de manera que el límit o contorn del llac se situa a la seva dreta (a l'hemisferi sud l'ona es propaga amb el límit a la seva esquerra).

Per altra banda, les ones de Poincaré, que en el cas de seques en llacs afecten el conjunt del sistema, són dispersives. Aquestes ones a vegades també s'anomenen *ones inercials de gravetat* i el seu període ha de ser menor que el període inercial de la zona, f (Antenucci et al., 2000).

Pel que fa a la mesura d'aquest tipus d'ones amb rotació en llacs, se'n té constància per a sistemes grans. Aquest és el cas del llac Biwa (Japó), on s'ha estudiat la resposta de la columna d'aigua a l'esforç del vent en un període de forta estratificació (Saggio i Imberger, 1998). En aquest treball se simulen les ones de Kelvin i de Poincaré utilitzant el

model limnològic TRIM-3D (comentat a l'apartat 1.1) i s'analitzen els resultats amb dades experimentals. Identifiquen una ona de Kelvin amb el primer mode vertical com l'ona més energètica amb un període de 40 hores, aproximadament. També assenyalen l'existència d'ones de Poincaré amb el primer mode vertical i els modes dos, tres i quatre horitzontals, amb els períodes 21, 14 i 11 hores, respectivament.

També al llac Kinneret d'Israel Antenucci et al. (2000) han identificat, mitjançant una simulació numèrica i amb el suport de dades experimentals, la coexistència d'una ona de Kelvin amb diferents ones de Poincaré. En concret, es tracta d'una ona de Kelvin V1H1 de 24 hores de període amb una ona de Poincaré V1H1 de 12 hores de període i una altra V2H1 de 20 hores de període i una tercera V3H1 de també 20 hores. Aquí ha estat utilitzat un model de tres capes resolt pel mètode dels modes normals (Csanady, 1982).

En aquest mateix llac, Hodges et al. (2000) identifiquen també una ona de Kelvin V1H1 amb un període de 24 hores (ressonant amb el vent) i dues ones de Poincaré, V1H1 i V2H2, de 12 hores de període. La simulació es realitza mitjançant el model numèric ELCOM (comentat a l'apartat 1.1).

Més recentment, al llac suís de Ginebra també s'ha vist que les seques estan afectades per la força de Coriolis a partir de dades experimentals i amb les prediccions d'un model numèric de dues capes (Lemmin et al., 2005). En aquest cas es documenta l'excitació d'una seca de Kelvin V1H1 amb un període de 82 hores, una seca de Poincaré V1H2 amb un període d'11 hores, i una seca de Kelvin V1H3 amb un període de 33 hores. Conclouen que la generació dels diferents modes és determinada per la direcció del vent i per la topografia. En la simulació numèrica, utilitzen el model de Bäuerle (1994).

1.3 Generalitats i adaptació del Princeton Ocean Model (POM)

En aquest apartat es descriu el programari que hem utilitzat en aquest treball. Es presenten, tant des del punt de vista físic com numèric i de programació, les característiques bàsiques del POM i de les subrutines que s'han desenvolupat per aplicar-lo als casos estudiats. Aquestes són, bàsicament, les subrutines de forçament del sistema (vent i radiació), de l'equació d'estat per a aigües dolces, de les condicions de contorn i de visualització i anàlisi dels resultats. Aquestes últimes, així com altres petites subrutines per generar la matriu de la batimetria, s'han desenvolupat en Matlab.

1.3.1 Assumpcions físiques del model

El POM és un model de circulació tridimensional, i amb superfície lliure, que permet simular els corrents considerant l'estratificació vertical. La barreja del sistema és determinada per un model (clausura) de barreja turbulenta. Les hipòtesis físiques utilitzades pel POM són l'aproximació de fluid incompressible, l'aproximació de Boussinesq i l'assumpció hidrostàtica. El model de clausura que té incorporat és el de Mellor-Yamada (vegeu l'apartat 1.3.2.3)

L'aproximació d'incompressibilitat és especialment adequada per al cas de sistemes limnològics, normalment poc profunds. Des d'un punt de vista formal, aquesta aproximació representa que en l'equació de Navier-Stockes, de conservació de la quantitat de moviment, no es considera el terme viscos amb la divergència de la velocitat. Així, tenim que

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = \bar{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \bar{u} - 2\bar{\Omega} \times \bar{u} \quad (1.3.1.1)$$

on ν és la viscositat cinemàtica i Ω la velocitat angular de rotació de la Terra. D'altra banda, l'aproximació de Boussinesq, emprada àmpliament en models de circulació oceànica, considera que les fluctuacions dinàmiques en la densitat són negligibles en tots els termes de l'equació de Navies-Stockes excepte en el terme de la gravetat. Per tant, (1.3.1.1) sota aquesta aproximació es pot escriure com a:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \nabla \bar{u} = \frac{\rho'}{\rho_0} \bar{g} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \nabla^2 \bar{u} - 2\bar{\Omega} \times \bar{u} \quad (1.3.1.2)$$

on p fa referència al component dinàmic de la pressió i ρ' a la contribució corresponent en la densitat.

L'aproximació hidrostàtica considera que en la vertical existeix un equilibri entre la força del gradient de pressió i la gravitació, és a dir:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho_0 g \quad (1.3.1.3)$$

i per tant negligeix les acceleracions verticals i els processos de petita escala que en sistemes estratificats determinen la barreja vertical, tan important en l'ecologia dels sistemes aquàtics naturals. En general, però, l'assumpció hidrostàtica és vàlida per a la modelació de situacions sinòptiques on el component vertical de la velocitat es troba a partir de l'equació de continuïtat

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1.3.1.4)$$

on U , V i W són els tres components cartesianes del vectors velocitat, \vec{u} . Com ja hem comentat, el problema de la barreja es resol amb la inclusió d'un model de clausura.

L'equació d'estat que considera el model és per a aigua salada, però per a aquest treball s'ha introduït també l'equació d'estat per a aigües continentals. Finalment, pel terme de Coriolis es considera l'aproximació habitual de

$$2\Omega x u = -fV\vec{i} + fU\vec{j} \quad (1.3.1.5)$$

on \vec{i} i \vec{j} són els vectors unitaris en les direccions x i y , i f és el paràmetre de Coriolis, que es defineix com a $2\Omega \sin \Phi$, on Φ és la latitud.

1.3.2 Equacions bàsiques

Les equacions bàsiques han estat formulades en el sistema de coordenada sigma (Phillips, 1957) en la vertical i en coordenades cartesianes en l'horitzontal. En la figura 1.2 es mostra esquemàticament el sistema de coordenades sigma, en què la coordenada vertical és normalitzada a partir de la batimetria mitjançant la transformació

$$x^* = x, y^* = y, \sigma = \frac{z - \eta}{H + \eta}, t^* = t \quad (1.3.2.1)$$

on x, y, z són les coordenades cartesianes convencionals, $\eta(x,y,t)$ és l'elevació superficial, $H(x,y)$ és la profunditat del cos d'aigua en repòs i σ és la coordenada vertical adimensional normalitzada, que varia de $\sigma = 0$ per a $z = \eta$ a $\sigma = -1$ per a $z = -H$. Els diferents nivells σ poden ser equiespaiats o no.

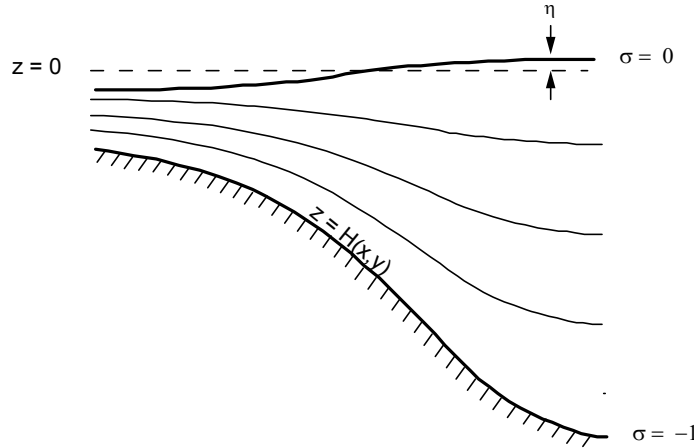


Figura 1.2. Esquema il·lustratiu del sistema de coordenada sigma, per a un cas particular. $H(x,y)$ és la línia del fons, la superfície d'equilibri està indicada mitjançant la línia discontinua i la superfície lliure (η) per $\sigma = 0$.

El fet que el POM treballi amb aquest sistema de coordenades en la vertical és, de fet, una de les seves característiques importants, ja que li dóna una gran capacitat per seguir el contorn real del fons.

Dins d'aquest esquema es pot definir una velocitat vertical transformada ω , que físicament és el component de velocitat normal a les superfícies sigma i, per tant, diferent de la velocitat vertical definida, en les coordenades usuals, paral·lela a la gravetat.

$$\omega = W - U \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial x^*} + \frac{\partial \eta}{\partial x^*} \right) - V \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial y^*} + \frac{\partial \eta}{\partial y^*} \right) - \left(\sigma \frac{\partial D}{\partial \sigma} + \frac{\partial \eta}{\partial \sigma} \right) \quad (1.3.2.2)$$

on $D = H + \eta$.

En aquest esquema, i d'acord amb Phillips (1957), les derivades parcials d'una variable qualsevol M esdevenen:

$$\frac{\partial M}{\partial x} = \frac{\partial M}{\partial x^*} - \frac{\partial M}{\partial \sigma} \left(\frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial x^*} + \frac{1}{D} \frac{\partial \eta}{\partial x^*} \right) \quad (1.3.2.3)$$

$$\frac{\partial M}{\partial y} = \frac{\partial M}{\partial y^*} - \frac{\partial M}{\partial \sigma} \left(\frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial y^*} + \frac{1}{D} \frac{\partial \eta}{\partial y^*} \right) \quad (1.3.2.4)$$

$$\frac{\partial M}{\partial z} = \frac{1}{D} \frac{\partial G}{\partial \sigma} \quad (1.3.2.5)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} = \frac{\partial M}{\partial t^*} - \frac{\partial M}{\partial \sigma} \left(\frac{\sigma}{D} \frac{\partial D}{\partial t^*} + \frac{1}{D} \frac{\partial \eta}{\partial t^*} \right) \quad (1.3.2.6)$$

1.3.2.1. L'equació de continuïtat i les equacions de balanç pel flux mitjà i pel flux de calor

En el marc que acabem de descriure, l'equació de continuïtat té la forma

$$\frac{\partial DU}{\partial x} + \frac{\partial DV}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (1.3.2.1.1)$$

on ω és la velocitat vertical transformada definida a l'equació (1.3.2.2) i η l'elevació superficial (vegeu la fig. 1).

L'equació de la quantitat de moviment per els components x i y

$$\begin{aligned} & \frac{\partial UD}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial y} + \frac{\partial U\omega}{\partial \sigma} - fVD + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & + \frac{gD^2}{\rho_o} \int_{\sigma}^{\sigma_o} \left[\frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{D} \frac{\partial U}{\partial \sigma} \right] + F_x \end{aligned} \quad (1.3.2.1.2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial VD}{\partial t} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + \frac{\partial V\omega}{\partial \sigma} + fUD + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ & + \frac{gD^2}{\rho_o} \int_{\sigma}^{\sigma_o} \left[\frac{\partial \rho'}{\partial y} - \frac{\sigma'}{D} \frac{\partial D}{\partial y} \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'} \right] d\sigma' = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_M}{D} \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right] + F_y \end{aligned} \quad (1.3.2.1.3)$$

on, tal com ja s'han definit prèviament, U i V són els components horitzontals de la velocitat, ω és la velocitat vertical transformada i f és el paràmetre de Coriolis.

D'altra banda K_M és la viscositat cinemàtica (difusivitat per la quantitat de moviment) turbulenta vertical i s'obté a partir de les característiques del flux mitjà amb el model de clausura. F_x i F_y són els termes de difusió horitzontal. Aquests, tal com és el cas de K_M ,

haurien de parametritzar els processos de petita escala que no resol el model, però, de fet, com que els termes de difusió horitzontal són petits respecte a la vertical, el seu paper principal és el d'esmortir el soroll computacional, difonent-lo.

Concretament, els termes de difusió horitzontal es defineixen com a:

$$F_x \equiv \frac{\partial}{\partial x}(H\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial y}(H\tau_{xy}) \quad (1.3.2.1.4)$$

$$F_y \equiv \frac{\partial}{\partial x}(H\tau_{xy}) + \frac{\partial}{\partial y}(H\tau_{yy}) \quad (1.3.2.1.5)$$

on:

$$\tau_{xx} = 2A_M \frac{\partial U}{\partial x}, \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = A_M \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = 2A_M \frac{\partial V}{\partial y}$$

sent A_M la difusivitat de Smagorinsky (1963), que és definida per la fórmula:

$$A_M = C\Delta x\Delta y \left((\partial u/\partial x)^2 + ((\partial v/\partial x) + (\partial u/\partial y))^2 / 2 + (\partial v/\partial y)^2 \right)^{1/2}$$

on C és un paràmetre adimensional determinat experimentalment que se situa en el rang $[0,10 \text{ } 0,20]$ i que tendeix a zero per a resolucions suficientment petites de la malla. En totes les simulacions que aquí es presenten s'ha utilitzat el valor de 0,2. En aquests casos els passos de malla varien aproximadament entre 50 m i 1 km, de manera que l'ordre de magnitud de les difusivitats característiques corresponents varia entre 10^{-1} i $10^2 \text{ m}^2/\text{s}$, respectivament.

D'altra banda, dins d'aquest esquema l'equació de balanç per la temperatura i la salinitat s'escriuen com a:

$$\frac{\partial TD}{\partial t} + \frac{\partial TUD}{\partial x} + \frac{\partial TVD}{\partial y} + \frac{\partial T\omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_H}{D} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right] + F_T - \frac{\partial R}{\partial z} \quad (1.3.2.1.6)$$

$$\frac{\partial SD}{\partial t} + \frac{\partial SUD}{\partial x} + \frac{\partial SVD}{\partial y} + \frac{\partial S\omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_H}{D} \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right] + F_S \quad (1.3.2.1.7)$$

on T és la temperatura potencial (o la temperatura *in situ* per a aigües somes, on els termes de compressibilitat no són importants), S la salinitat i K_H la difusivitat vertical turbulenta per als escalars. F_T i F_S són termes de difusió horitzontal anàlegs a F_x i F_y de les equacions

per la velocitat. R és el flux de radiació d'ona curta. En els casos estudiats per a aquest treball, per a les simulacions s'han utilitzat dades de radiació d'ona curta mesurades.

La temperatura potencial és la temperatura que tindria una partícula d'aigua si en comptes d'estar a una fondària determinada estigués en superfície. La idea d'aquest concepte és aïllar l'efecte tèrmic de la compressió sobre les mesures de temperatura *in situ*. Concretament, la temperatura potencial es defineix com la temperatura que tindria una partícula d'aigua a nivell superficial si s'hi desplaçés adiabàticament des de la fondària on es troba, és a dir, sense intercanvi de calor amb l'exterior.

1.3.2.2. L'equació d'estat

La densitat de l'aigua es defineix segons una aproximació (Mellor, 1991) de l'equació d'estat de la UNESCO, que depèn de la temperatura potencial i la salinitat, i de la pressió relativa a la superfície del mar p :

$$\rho(T, S, p) = \rho(T, S, 0) + \rho'(T, S, p) \quad (1.3.2.2.1)$$

on $\rho(T, S, 0)$ es calcula segons l'equació

$$\begin{aligned} \rho(T, S, 0) = & (-0.157406 + 6.793952 \times 10^{-2} T - 9.095290 \times 10^{-3} T^2 + 1.001685 \times 10^{-4} T^3 - \\ & - 1.120083 \times 10^{-6} T^4 + 6.536332 \times 10^{-9} T^5) + (0.824493 - 4.0899 \times 10^{-3} T + \\ & 7.6438 \times 10^{-5} T^2 - 8.2467 \times 10^{-7} T^3 + 5.3875 \times 10^{-9} T^4) S + (-5.72466 \times 10^{-3} + \\ & 1.0227 \times 10^{-4} T - 1.6546 \times 10^{-6} T^2) |S|^{3/2} + 4.8314 \times 10^{-4} S^2 \quad (1.3.2.2.2) \end{aligned}$$

i

$$\rho'(T, S, p) = 10^5 \frac{p}{c^2} \left(1 - 0.2 \frac{p}{c^2} \right) \quad (1.3.2.2.3)$$

on

$$c = 1449.2 + 1.34(S - 35) + 4.55T - 0.045T^2 + 0.00821 + 15.0 \times 10^{-9} p^2 \quad (1.3.2.2.4)$$

Quan l'efecte de la pressió en el sistema aquàtic esdevé important (per exemple, quan l'esforç del vent és significatiu en un sistema estratificat), treballar amb dades precises de densitat és important perquè s'usen per calcular el gradient baroclínic horitzontal, inclòs en el terme del gradient de pressió, i l'estabilitat vertical de la columna d'aigua.

En el treball s'ha introduït també l'equació d'estat de Chen i Millero (1986), que és específica per a sistemes limnològics com llacs i embassaments, i que s'escriu com a:

$$\rho_p = \frac{\rho_0}{1 - \frac{p}{K}} \quad (1.3.2.2.5)$$

on ρ_p i ρ_0 són la densitat de l'aigua de l'embassament (g/cm^3) a una pressió p (bar) i a la superfície, respectivament. L'expressió de ρ_0 en funció de la temperatura T ($^{\circ}\text{C}$) i la salinitat S (psu) és:

$$\rho_0 = a_0 + a_1T + a_2T^2 + a_3T^3 + a_4T^4 + a_5T^5 + a_6T^6 + (b_0 + b_1T + b_2T^2)S \quad (1.3.2.2.6)$$

on:

$$(a_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6, b_0, b_1, b_2) = 0.9998395, 6.7914 \times 10^{-5}, -9.0894 \times 10^{-6}, 1.0171 \times 10^{-7}, \\ , -1.2846 \times 10^{-9}, 1.1592 \times 10^{-11}, -5.0125 \times 10^{-14}, 8.181 \times 10^{-4}, -3.85 \times 10^{-6}, 4.98 \times 10^{-8}$$

i K (bar) es calcula com a

$$K = K_w + A_F p + B_F S \quad (1.3.2.2.7)$$

on:

$$K_w = c_0 + c_1T + c_2T^2 + c_3T^3 + c_4T^4 \\ A_F = d_0 + d_1T + d_2T^2 \\ B_F = e_0 + e_1T + e_2p$$

sent:

$$(c_0, c_1, c_2, c_3, c_4, d_0, d_1, d_2, e_0, e_1, e_2) = 19652.17, 148.113, -2.293, 1.256 \times 10^{-2}, \\ , -4.18 \times 10^{-5}, 3.2726, -2.147 \times 10^{-4}, 1.128 \times 10^{-4}, 53.238, -0.313, 5.728 \times 10^{-3}$$

1.3.2.3. La clausura turbulenta

Les equacions que constitueixen el model de clausura ens determinen l'estrès de Reynolds i els fluxos turbulents en general, ja que ens permeten obtenir els coeficients de barreja vertical K_M i K_H . El model que porta incorporat el POM és un esquema de clausura turbulent de segon ordre (Mellor i Yamada, 1982), que determina les variables turbulentes a partir de les equacions de l'energia cinètica turbulenta $q^2/2$, i d'una escala espacial, l , que caracteritza una dimensió efectiva de les fluctuacions turbulentes a cada punt de l'espai/temps.

Concretament, les equacions de Mellor i Yamada en el POM s'escriuen com a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 D}{\partial t} + \frac{\partial U q^2 D}{\partial x} + \frac{\partial V q^2 D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2}{\partial \sigma} &= \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2}{\partial \sigma} \right] \\ + \frac{2K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + \frac{2g}{\rho_o} K_H \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \sigma} - \frac{2Dq^3}{B_1 l} + F_q \end{aligned} \quad (1.3.2.3.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2 \ell D}{\partial t} + \frac{\partial U q^2 \ell D}{\partial x} + \frac{\partial V q^2 \ell D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2 \ell}{\partial \sigma} &= \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[\frac{K_q}{D} \frac{\partial q^2 \ell}{\partial \sigma} \right] \\ + E_1 \ell \left(\frac{K_M}{D} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial \sigma} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \sigma} \right)^2 \right] + E_3 \frac{g}{\rho_o} K_H \frac{\partial \tilde{p}}{\partial \sigma} \right) \tilde{W} - \frac{Dq^3}{B_1} + F_\ell \end{aligned} \quad (1.3.2.3.2)$$

on un cop més els termes F_q i F_ℓ són termes de barreja/difusió horitzontal i es parametritzen igual que els termes anàlegs per al cas de la temperatura i la salinitat.

$$\tilde{W} = 1 + E_2 \left(\frac{\ell}{kL} \right)^2$$

és una funció d'aproximació a la paret en la qual $L^{-1} = (\eta - z)^{-1} + (H + z)^{-1}$ i $\kappa = 0,4$ és la constant de Von Karman.

Tenint en compte que els detalls del model de clausura són francament complicats, resulta possible reduir les característiques dels coeficients de barreja a les expressions següents:

$$K_M = \ell q S_M \quad (1.3.2.3.3)$$

$$K_H = \ell q S_H \quad (1.3.2.3.4)$$

$$K_q = \ell q S_q \quad (1.3.2.3.5)$$

on S_M , S_H i S_q són relacions algebraiques derivades analíticament que depenen de $\partial U/\partial z$, $\partial V/\partial z$, $g\rho_0^{-1} \partial \rho/\partial z$, q i ℓ .

És convenient definir G_M i G_H

$$G_M = \frac{\ell^2}{q^2} \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.3.2.3.6)$$

$$G_H = \frac{\ell^2}{q^2} \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (1.3.2.3.7)$$

De manera que les funcions d'estabilitat esdevenen

$$S_M [6A_1 A_2 G_M] + S_H [1 - 2A_2 B_2 G_H - 12A_1 A_2 G_H] = A_2 \quad (1.3.2.3.8)$$

$$S_M [1 + 6A_1^2 G_M - 9A_1 A_2 G_H] - S_H [12A_1^2 G_H + 9A_1 A_2 G_H] = A_1 (1 - 3C_1) \quad (1.3.2.3.9)$$

$$S_q = 0.20 \quad (1.3.2.3.10)$$

i són resoltes per S_M i S_H en funció de G_M i G_H . S'assignen a les constants empíriques els següents valors obtinguts en dades de laboratori:

$$(A_1, A_2, B_1, B_2, C_1) = (0.92, 0.74, 16.6, 10.1, 0.08) \quad \text{i} \quad (E_1, E_2) = (1.8, 1.33)$$

1.3.3 Forçaments del sistema i condicions de contorn

1.3.3.1 Condicions de contorn a la superfície i al fons per a les velocitats

Les condicions de contorn verticals per a la velocitat són les que fan que la velocitat sigui zero en el fons i en la superfície, d'acord amb l'equació de continuïtat

$$\omega(0) = \omega(-1) = 0 \quad (1.3.3.1.1)$$

on 0 i -1 són els valors de la coordenada sigma que es refereixen a la superfície i al fons, respectivament.

Pel que fa als components horitzontals, U i V , a la superfície es considera que

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}, \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) = -(\langle wu(0) \rangle, \langle wv(0) \rangle) \quad (1.3.3.1.2)$$

on la u i la w dels termes de la dreta de la igualtat representen les velocitats de fricció que es deriven de l'esforç del vent superficial (dividit per la densitat), i es corresponen amb els fluxos de moment turbulent canviats de signe.

En el fons la condició de contorn corresponent és

$$\frac{K_M}{D} \left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}, \frac{\partial V}{\partial \sigma} \right) = C_z [U^2 + V^2]^{1/2} (U, V) \quad (1.3.3.1.3)$$

on

$$C_z = \text{MAX} \left[\frac{\kappa^2}{[\ln\{(1 + \sigma_{kb-1})H / z_o\}]^2}, 0.0025 \right] \quad (1.3.3.1.4)$$

en la qual κ és la constant de Von Karman, z_o és un paràmetre de rugositat que en absència d'informació específica és 1 cm, σ_{kb-1} és el nivell de la profunditat i U i V són les velocitats horitzontals del fluid dels punts de la malla més pròxims al fons. Si l'estrat del fons no està ben definit, és apropiat usar un coeficient d'arrossegament $C_z = 0,0025$ (que és el valor mínim que pot prendre en l'expressió vista). En aquesta parametrització s'assumeix que l'esforç del fons és determinat assumint una disminució de la velocitat en perfil logarítmic fins a arribar al terra.

En el nostre cas, i pel que fa a l'esforç del vent sobre la superfície de l'aigua, s'ha usat la formulació clàssica

$$\tau = \rho_a c_D |V_{10}|^2 \quad (1.3.3.1.5)$$

on τ és l'esforç del vent en N/m^2 , V_{10} és la velocitat del vent a 10 m per sobre de la superfície en m/s, ρ_a és la densitat de l'aire i c_D és un coeficient adimensional anomenat *coeficient d'arrossegament*. c_D varia sobretot en funció de la velocitat del vent, però també en funció de l'estabilitat de la columna d'aire i, per tant, es pot arribar a parametritzar en funció de variables meteorològiques diferents de les del vent, com són la temperatura i humitat de l'aire, etc.

En tot cas, l'especificació de c_D no és única i varia segons l'autor (e. g., Large i Pond, 1981; Smith, 1980; Hasselmann, 1988). En aquesta dissertació s'ha utilitzat la definició de Hasselmann (1988):

$$c_D 10^3 = \begin{cases} 1.29 & \text{si } V_{10} < 7,5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065V_{10}) & \text{si } V_{10} \geq 7,5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (1.3.3.1.6)$$

1.3.3.2 Condicions de contorn a la superfície i al fons per a la temperatura i la salinitat

De manera anàloga a com s'ha fet per a la velocitat, les condicions de contorn per a la temperatura, T , i la salinitat, S , en la superfície i en el fons s'especifiquen, respectivament, com a:

$$\frac{K_H}{D} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}, \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) = - (\langle w\theta(0) \rangle, \langle wS(0) \rangle) \quad (1.3.3.2.1)$$

$$\frac{K_H}{D} \left(\frac{\partial T}{\partial \sigma}, \frac{\partial S}{\partial \sigma} \right) = - (0, 0) \quad (1.3.3.2.2)$$

on els termes de la dreta representen els fluxos turbulents de calor i de salinitat, dividits per la densitat.

En aquest treball el flux de calor a través de la superfície de l'aigua s'ha determinat per l'expressió clàssica

$$H = c_T \rho_a c_p (T_s - T_a) V_{10} \quad (1.3.3.2.3)$$

on H és el flux de calor en W/m^2 , c_T és el coeficient del flux de calor (adimensional), ρ_a és la densitat de l'aire ($\sim 1,225 \text{ kg/m}^3$), c_P és la calor específica de l'aire ($4,1876 \cdot 10^3 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$), V_{10} és la velocitat del vent a 10 m per sobre de la superfície en m/s, T_S és la temperatura a la superfície de l'aigua i T_a és la temperatura de l'aire.

L'especificació de c_T , com en el cas de c_D , no és única i varia segons l'autor (Large, 1979; Smith, 1980). En aquesta dissertació s'ha utilitzat la definició de Smith (1980):

$$c_T 10^3 = \begin{cases} 1.10 & \text{per a condicions inestables (sense inversió tèrmica en l'aire)} \\ 0.83 & \text{per a condicions estables (amb inversió tèrmica)} \end{cases} \quad (1.3.3.2.4)$$

on es pot apreciar que aquest coeficient de transferència de calor no depèn de la velocitat del vent.

1.3.3.3 Condicions de contorn a la superfície i al fons per a l'energia cinètica turbulenta i la macroescala turbulenta

Per a l'energia cinètica turbulenta i la macroescala turbulenta, les condicions de contorn són:

$$(q^2(0), q^2 \ell(0)) = (B_1^{2/3} u_s^2(0), 0) \quad (1.3.3.3.1)$$

$$(q^2(-1), q^2 \ell(-1)) = (B_1^{2/3} u_b^2(-1), 0) \quad (1.3.3.3.2)$$

on B_1 és una de les constants del model de clausura especificades en l'apartat 1.3.2.3, u_s és la velocitat de fricció a la superfície i u_b és la del fons. Aquestes dues últimes velocitats corresponen al mòdul del vector de l'estrès del vent i del fons, respectivament.

1.3.3.4 Condicions de contorn laterals

Les condicions de contorn laterals poden ser obertes o tancades; les primeres són les més problemàtiques de fixar, ja que s'ha de parametritzar com interacciona el domini que estudiem amb l'ambient exterior. De totes maneres, en aquest treball, en què els casos d'aplicació són dos embassaments, els contorns són tancats. Concretament, per a les velocitats imposarem només que el component perpendicular a la vora sigui nul. Per a altres variables com la temperatura o la salinitat no imposarem cap restricció. Igualment, l'energia cinètica turbulenta i la macroescala turbulenta no cal especificar-les en els contorns on prenen els valors que es dedueixen de les seves respectives equacions de balanç. En l'apartat 1.3.2.4 parlarem més concretament de com es fixen aquestes condicions dins del model.

1.3.4 L'esquema numèric

1.3.4.1 La diferenciació finita en l'espai i el temps

Al llarg d'aquest text, i a l'hora de presentar les equacions en diferències finites, s'utilitzen els operadors que s'expliciten a continuació:

L'operador de mitjana:

$$\overline{F(x, y, \sigma, t)}^x \equiv \frac{F\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, \sigma, t\right) + F\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, \sigma, t\right)}{2} \quad (1.3.3.1)$$

L'operador de diferències centrals:

$$\delta_x F(x, y, \sigma, t) \equiv \frac{F\left(x + \frac{\Delta x}{2}, y, \sigma, t\right) - F\left(x - \frac{\Delta x}{2}, y, \sigma, t\right)}{\Delta x} \quad (1.3.3.2)$$

L'operador de diferències del valor mitjà:

$$\delta_x \overline{F(x, y, \sigma, t)}^x \equiv \frac{F(x + \Delta x, y, \sigma, t) - F(x - \Delta x, y, \sigma, t)}{2\Delta x} \quad (1.3.3.3)$$

L'operador que indica la commutativitat dels operadors:

$$\overline{F(x, y, \sigma, t)}^{xy} \equiv \overline{\overline{F(x, y, \sigma, t)}^x}^y \equiv \overline{\overline{F(x, y, \sigma, t)}^y}^x \quad (1.3.3.4)$$

on els operadors barra i δ formen una àlgebra commutativa i distributiva. La variable $F(x, y, \sigma, t)$ també pot ser escrita com a F_{ijk}^n .

La malla horitzontal del model usa, en principi, coordenades curvilínies ortogonals i un esquema de diferenciació "Arakawa C". En aquest treball, però, treballarem amb coordenades rectangulars.

La posició relativa de cada variable en la malla computacional C (Arakawa, 1966; Arakawa i Lamb, 1977) es mostra en la figura 3. Com es veu, la velocitat U està definida a l'est i a l'oest dels punts on es defineix l'elevació η i H , i el component V , als punts del nord i el sud dels punts de η i H . Δx i Δy són els passos horitzontals de la malla, en la direcció oest-est i sud-nord, respectivament. $\Delta \sigma$ és l'increment vertical.

Si ens fixem en el pla horitzontal de la malla C, les posicions on són calculades les variables elevació E i velocitats U i V també es mostren en la figura 1.4. En aquest esquema, però, també s'indiquen les condicions de contorn CC (de les quals ja hem parlat en l'apartat 1.3.3.4) respecte a aquestes dues variables.

Cal dir que en els punts on es calcula l'elevació es calculen totes les variables escalars, com són la temperatura, la salinitat, la densitat o les quantitats turbulentes $Q2$ i $Q2L$. En la figura 1.4, NU (no usat) indica les files o columnes on no seran calculades les variables amb el símbol *. Tanmateix, si es disposa de dades interessants referents als límits, aquests punts poden ser omplerts. El nombre de punts de la malla màxims en x i en y s'anomenen IM i JM , respectivament.

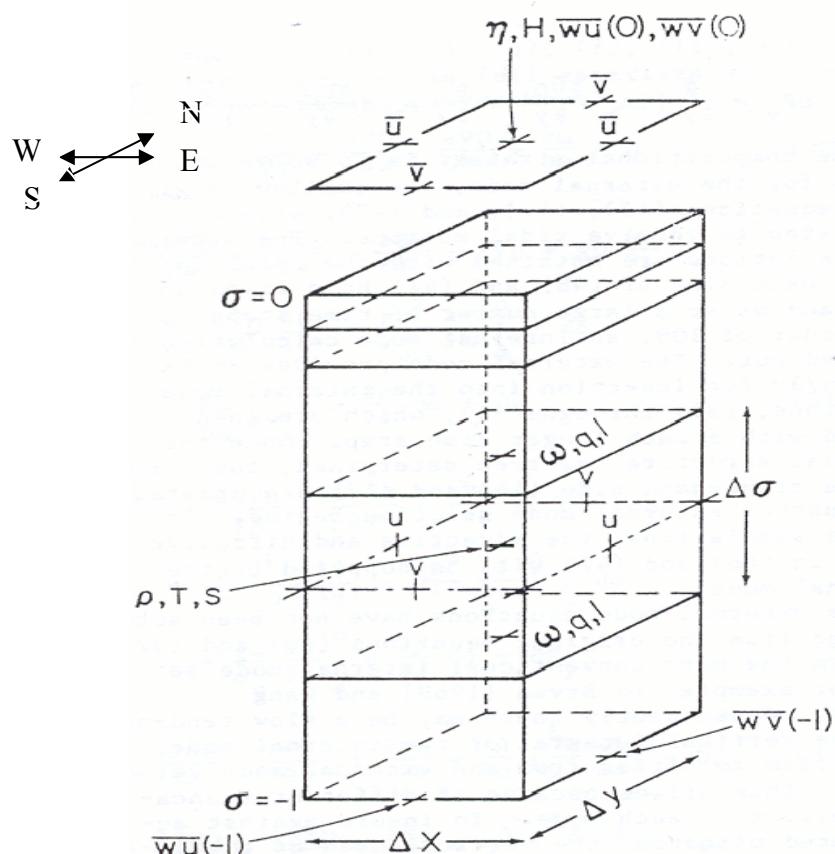


Figura 1.3. Localització de les variables en la malla de diferències finites (Blumberg, 1987). En superfície ($\sigma = 0$), a la posició central es calculen les variables elevació η , profunditat H i els fluxos de moment \overline{wu} i \overline{wv} de la superfície, mentre que als costats es calculen les velocitats mitjanes U i V . Al fons ($\sigma = -1$) es calculen als costats els fluxos de moment \overline{wu} i \overline{wv} del fons. Entre la superfície i el fons, a la posició central es calculen les variables ρ , T , S , ω , q i l , on les tres primeres es calculen entre les tres últimes, movent-nos en la coordenada σ .

Tal com es veu en l'esquema, la velocitat U està moguda $\frac{1}{2}$ a l'oest (en l'eix I) i té la direcció est-oest, i la V està moguda $\frac{1}{2}$ cap al sud (en l'eix J) i té direcció nord-sud. Les condicions de contorn s'apliquen, respecte a la U , als primers valors d' U de l'oest i als últims de l'est, anant d'oest a est. Per a la V , als primers valors de V del sud i als últims del nord, anant de sud a nord. Per al cas de l'elevació, la condició de contorn se situa als valors més perifèrics de l'elevació.

Pel que fa a la diferenciació temporal, és explícita per al component horitzontal i implícita

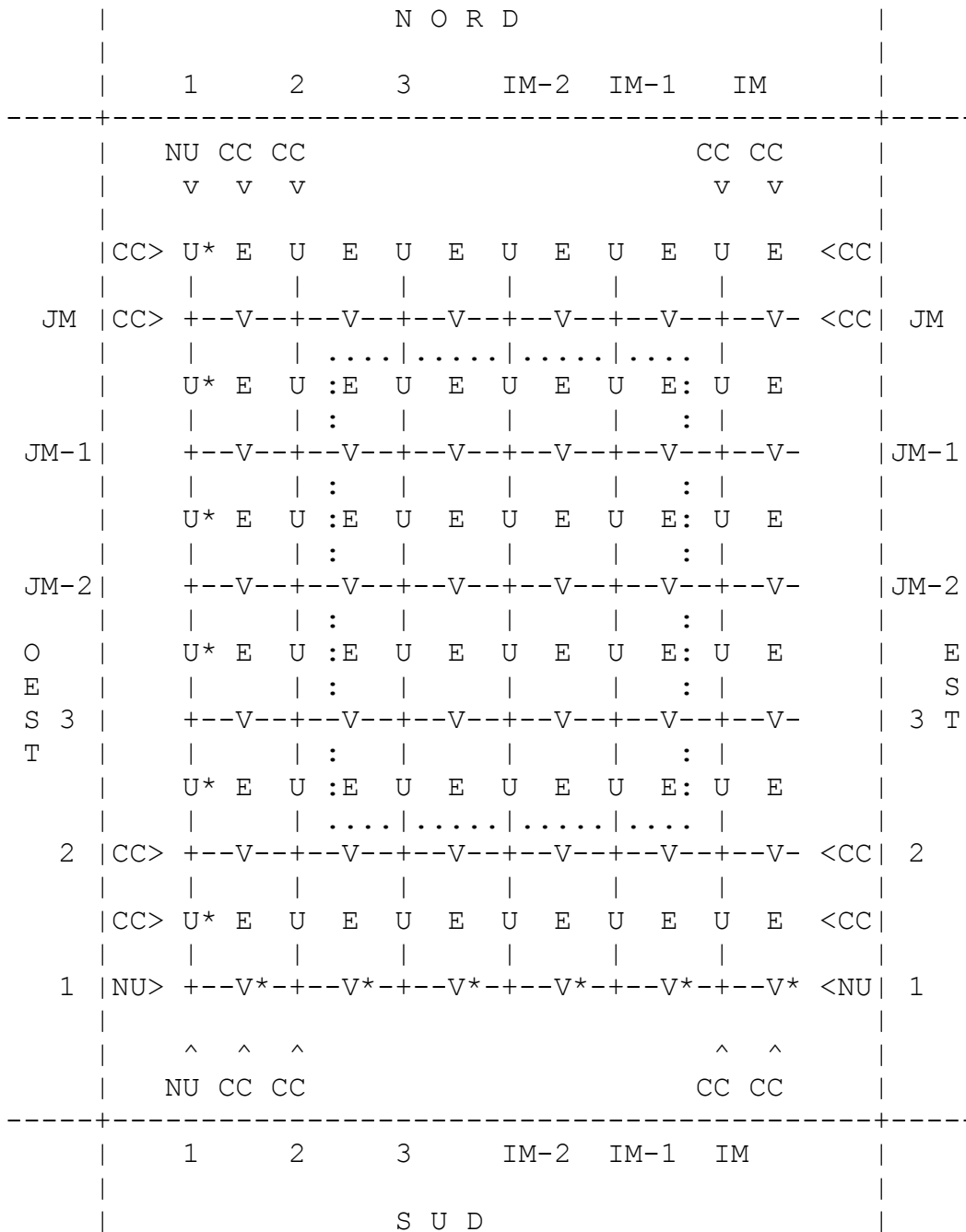


Figura 1.4. La malla C o esquema diferencial d'Arakawa. El rectangle de punts separa la zona interior de la zona de condicions de contorn, i IM i JM representen el nombre màxim de punts en l'eix $I(x)$ i $J(y)$.

per al vertical. El mètode d'integració que s'utilitza és el mètode de *leap frog* (Courant Friedrich i Levi, 1928), el qual té una precisió de segon ordre i és explícit; per cada pas tenim tres nivells de temps. Sent així, és necessari conèixer els valors a $(n-1)$ i (n) per calcular un nou valor a $(n + 1)$. En aquesta integració temporal, per calcular el valor de la

variable a $n + 1$ s'utilitza el valor d'aquesta variable a $n-1$, saltant-se el valor a n , motiu pel qual el mètode s'anomena *salt de la granota* o *leap frog*. Més endavant, en l'apartat 1.3.4.4 es parlarà de com utilitza el POM aquest mètode.

1.3.4.2 Aplicació de les condicions de contorn

Aquí resulta oportú parlar de com s'apliquen les condicions de contorn mitjançant la definició de les màscares que són matrius que controlen els punts de la malla on s'han de calcular les variables escalars i vectorials. La matriu de profunditat H discrimina entre els punts d'aigua ($\neq 1$) i de terra (1). Això serveix al model per crear les màscares **FSM** (*scalar mask*), **DUM** (*U mask*) i **DVM** (*V mask*). La FSM és la màscara dels escalars, com és el cas de l'elevació de l'aigua, també coneguda com a superfície lliure. La DUM és la màscara del component u de la velocitat i la DVM és la màscara del component v de la velocitat. Aquestes màscares es generen en la subrutina EMBASSAMENT, que es comentarà més endavant, en l'apartat 1.3.5.5.

En la figura 1.5 es presenta un exemple de l'anterior per a una FSM particular:

FSM	DUM	DVM	
0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0	
0 1 1 1 1 1 0	0 0 1 1 1 1 0	0 1 1 1 1 1 0	Nord
0 1 1 1 1 1 0	0 0 1 1 1 1 0	0 1 1 1 1 1 0	↑
0 1 1 1 1 1 0	0 0 1 1 1 1 0	0 1 1 1 1 1 0	Oest← →Est
↑ 0 1 1 1 1 1 0	↑ 0 0 1 1 1 1 0	↑ 0 0 0 0 0 0 0	↓
j 0 0 0 0 0 0 0	j 0 0 0 0 0 0 0	j 0 0 0 0 0 0 0	Sud
i →	i →	i →	

Figura 1.5. Generació de les màscares FSM, DUM i DVM a partir d'una FSM concreta. Els 1 signifiquen aigua i els 0 terra.

En la figura 1.6 es presenta, en canvi, el resultat d'aplicar aquestes màscares sobre les variables E , U i V . Concretament, es veu que aquestes màscares estan mogudes, de manera que la DUM està moguda a l'oest $\frac{1}{2}$ del pas de la malla en x i la DVM al sud $\frac{1}{2}$ del pas de la malla en y . D'aquesta manera s'aconsegueix la distribució de les variables que es defineix en la malla C, vista en l'apartat anterior 1.3.4.1.

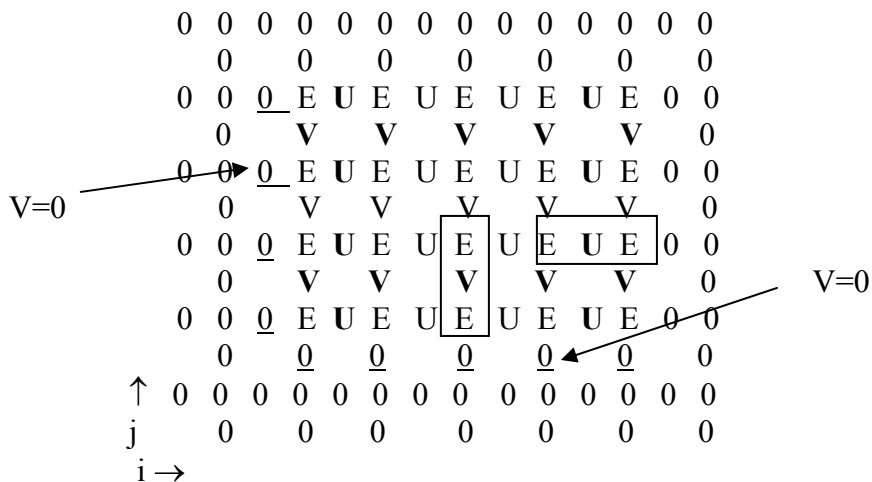


Figura 1.6. Les màscares FSM, DUM i DVM en el pla. Es mostren les posicions de la malla on es calcularan les variables elevació E i velocitats en i i en j U i V .

En la figura es poden veure els punts on són calculades les variables E , U i V . Per optimitzar els recursos, en termes de memòria i temps de càlcul, el programa crea les màscares de la mateixa mida (IM, JM) .

D'aquesta manera, la posició de la $U(I, J)$ correspon a la de la $E(I+1, J)$, i la de la $V(I, J)$ a la de la $E(I, J+1)$, que cal tenir en compte a l'hora de tractar els valors de velocitat amb els d'elevació, operant amb les condicions de contorn. S'observa que les velocitats U i V sempre han d'estar entre dues elevacions. Les màscares fan prendre valor nul a certes posicions de les variables segons si s'hi han de calcular valors o no. Per al cas de la DUM, fa nul·la la U en les posicions on està entre un punt d'elevació i un punt de terra en l'eix I (x), formant una línia de zeros que segueix el contorn de l'oest, subratllats. Pel que fa a la DVM, fa nul·les les V que estan entre un punt d'elevació i de terra en l'eix J (y), igualment, fent una línia de zeros que segueix el contorn del sud, també subratllats. La línia de contorn de zeros de l'oest té la seva homòloga a l'est, és a dir, el primer zero de les files anant d'oest a est també correspon a un valor entre terra i aigua. I igual per al sud. D'aquesta manera s'assigna un valor nul als components normals de la velocitat als contorns.

En aquest treball, i amb la finalitat de tractar àgilment les condicions de contorn per als sistemes estudiats, tots tancats, s'han incorporat al POM noves subrutines.

La subrutina CONDCtan (*condicions de contorn tancades*) està dissenyada per realitzar simulacions de volums d'aigua tancats. En aquesta, bàsicament s'opera amb les màscares sobre les variables elevació, velocitats mitjanes u i v , velocitats horitzontals u i v , temperatura, salinitat i quantitats turbulents $Q2$ i $Q2L$.

La subrutina CONDCafl (*condicions de contorn de l'afluent*) està formulada per dur a terme la simulació d'una entrada d'aigua. Aquesta opera amb les màscares sobre les variables esmentades en la subrutina CONDCtan, però a més defineix aquestes variables en els punts on tenim el contorn obert o l'afluent. En el treball que aquí es presenta, però, no s'ha utilitzat. Quan es fa servir aquesta subrutina cal tenir en compte que el POM té com a premissa la conservació del volum d'aigua total i per tant cal definir bé les condicions de sortida del domini modelitzat. Per això, el model no permet simulacions a termini mitjà en un embassament en què hi hagi variacions importants del volum d'aigua embassat.

1.3.4.3 Les equacions en diferències finites

Aplicant els operadors 1.3.3.1-1.3.3.4 en les equacions de moviment (1.3.2.1.1-2-3) obtenim les següents equacions en diferències finites:

$$\delta_t \eta + \delta_x (\bar{D}^x U) + \delta_y (\bar{D}^y V) + \delta_\sigma (\omega) = 0 \quad (1.3.4.3.1)$$

$$\begin{aligned} & \delta_t (\bar{D}^x U)^t + \delta_x (\bar{D}^x U^x \bar{U}^x) + \delta_y (\bar{D}^y V^x \bar{U}^y) - \bar{f} \bar{V}^y \bar{D}^x + \delta_\sigma (\bar{W}^x \bar{U}^\sigma) + g \bar{D}^x \delta_x \eta \\ & = \delta_\sigma \left[\frac{\bar{K}_M^x}{\bar{D}^x} \delta_\sigma (U)^{n+1} \right] - \frac{g (\bar{D}^x)^2}{\rho_0} \delta_x \left[\sum_{m=1}^k \frac{\sigma}{\rho_{m-1/2}} \Delta \sigma_{m-1/2} \right] + F_x^{n-1} \end{aligned} \quad (1.3.4.3.2)$$

$$\begin{aligned} & \delta_t (\bar{D}^y V)^t + \delta_x (\bar{D}^x U^y \bar{V}^x) + \delta_y (\bar{D}^y V^y \bar{V}^y) + \bar{f} \bar{U}^x \bar{D}^y + \delta_\sigma (\bar{W}^{yx} \bar{V}^\sigma) + g \bar{D}^y \delta_y \eta \\ & = \delta_\sigma \left[\frac{\bar{K}_M^y}{\bar{D}^y} \delta_\sigma (V)^{n+1} \right] - \frac{g (\bar{D}^y)^2}{\rho_0} \delta_y \left[\sum_{m=1}^k \frac{\sigma}{\rho_{m-1/2}} \Delta \sigma_{m-1/2} \right] + F_y^{n-1} \end{aligned} \quad (1.3.4.3.3)$$

El paràmetre k que apareix en els sumatoris és el nombre de punts de malla verticals sobre els quals s'efectua la suma i $\Delta\sigma$ és la distància entre les capes verticals. Els superíndexs $n + 1$ i $n - 1$ s'utilitzen per indicar el nivell temporal apropiat, on els altres termes són calculats al temps n .

Anàlogament, les equacions de conservació pels escalars, representats per Θ_i , són

$$\begin{aligned} \delta_t(\overline{\Theta_i D^t}) + \delta_x(\overline{\Theta_i^x U D^x}) + \delta_y(\overline{\Theta_i^y V D^y}) + \delta_\sigma(\overline{\Theta_i^\sigma \omega}) \\ = \delta_\sigma \left(\frac{K_H}{D} \delta_\sigma \Theta_i \right)^{n+1} + F_{\Theta_i}^{n-1} \end{aligned} \quad (1.3.4.3.4)$$

i per les equacions de la turbulència (1.3.2.3.1-2) tenim

$$\begin{aligned} \overline{\delta_t(q^2 D)} + \delta_x(\overline{U^\sigma q^{2x} D^x}) + \delta_y(\overline{V^\sigma q^{2y} D^y}) + \delta_\sigma(\overline{\omega^\sigma q^{2\sigma}}) = \delta_\sigma \left(\frac{K_q}{D} \delta_\sigma q^2 \right)^{n+1} \\ + \frac{2K_M}{D} \left[(\delta_\sigma \overline{U^x})^2 + (\delta_\sigma \overline{V^y})^2 \right] + \frac{2g}{\rho_0} K_H \delta_\sigma \rho - \frac{2Dq^3}{B_1 l} + F_q^{n-1} \end{aligned} \quad (1.3.4.3.5)$$

$$\begin{aligned} \overline{\delta_t(q^2 l D)} + \delta_x(\overline{U^\sigma q^2 l^x D^x}) + \delta_y(\overline{V^\sigma q^2 l^y D^y}) + \delta_\sigma(\overline{\omega^\sigma q^2 l^\sigma}) \\ = \delta_\sigma \left(\frac{K_q}{D} \delta_\sigma q^2 l \right)^{n+1} + l E_1 \frac{K_M}{D} \left[(\delta_\sigma \overline{U^x})^2 + (\delta_\sigma \overline{V^y})^2 \right] \\ + \frac{l E_1 g}{\rho_0} K_H \delta_\sigma \rho - \frac{Dq^3}{B_1} \left\{ 1 + E_2 \left[\frac{l}{kD} \left(\frac{1}{\sigma} + \frac{1}{1+\sigma} \right) \right]^2 \right\} + F_l^{n-1} \end{aligned} \quad (1.3.4.3.6)$$

1.3.4.4 El mètode *splitting de resolució*

En aquest model de superfície lliure, la dinàmica de la circulació general d'un sistema és determinada per un terme relatiu a la propagació d'una ona gravitacional externa i un altre terme per a la propagació d'una ona gravitacional interna. La velocitat d'aquesta ona externa segueix l'expressió $(gH)^{1/2}$, on g és la gravetat i H és la profunditat, i és molt més gran que la del mode intern (per al cas de sistemes estratificats), que es defineix com a $(g'h)^{1/2}$, on g' és la gravetat reduïda i h l'espessor de la capa. Per optimitzar el càlcul el

model utilitza el mètode de *splitting* de resolució, que tracta separatament aquestes dues contribucions.

Per una banda, el model treballa amb les equacions integrades verticalment (anomenades també *equacions de mode extern*), i per l'altra, amb les equacions explicitades en l'apartat 1.3.3.2 (o de *mode intern*). Això permet el càlcul de l'elevació superficial i dels components U i V de la velocitat mitjanats en la vertical amb poca despesa de temps computacional, ja que resol el seu transport separatament del càlcul tridimensional de la velocitat i de les propietats termodinàmiques. En aquest sentit, el mode extern resol el cas barotròpic, que seria el real quan el sistema no està estratificat, mentre que el mode intern resol el cas baroclínic, quan el cos d'aigua està constituït per capes de diferent densitat.

Les equacions del mode extern s'obtenen integrant les equacions del mode intern (apartat 1.3.3.1) en la profunditat, eliminant tota l'estructura vertical, de manera que, per l'elevació de la superfície lliure, tenim:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}D}{\partial y} = 0 \quad (1.3.4.4.1)$$

i les equacions de la quantitat de moviment horitzontal per la columna d'aigua:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{U}D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U}\bar{V}D}{\partial y} - \tilde{F}_x - f\bar{V}D + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} = -\langle wu(0) \rangle + \langle wu(-1) \rangle \\ + G_x - \frac{gD}{\rho_o} \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \left[D \frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\partial D}{\partial x} \sigma' \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right] d\sigma' d\sigma \end{aligned} \quad (1.3.4.4.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{V}D}{\partial t} + \frac{\partial \bar{U}\bar{V}D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}^2 D}{\partial y} - \tilde{F}_y + f\bar{U}D + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} = -\langle wv(0) \rangle + \langle wv(-1) \rangle \\ + G_y - \frac{gD}{\rho_o} \int_{-1}^0 \int_{\sigma}^0 \left[D \frac{\partial \rho'}{\partial y} - \frac{\partial D}{\partial y} \sigma' \frac{\partial \rho'}{\partial \sigma} \right] d\sigma' d\sigma \end{aligned} \quad (1.3.4.4.3)$$

on les barres expressen velocitats integrades en tot el domini vertical, com $\bar{U} \equiv \int_{-1}^0 U d\sigma$

i $-\langle \omega u(0) \rangle$ i $-\langle \omega u(-1) \rangle$ són els components de l'esforç del vent a la superfície i $-\langle \omega u(0) \rangle$ i $-\langle \omega u(-1) \rangle$ els components de l'esforç del fons.

$\bar{U} \equiv \int_{-1}^0 U d\sigma$ i $-\langle \omega u(0) \rangle$ i $-\langle \omega u(-1) \rangle$ són els components de l'esforç del vent a la superfície i $-\langle \omega u(-1) \rangle$ i $-\langle \omega u(-1) \rangle$ els components de l'esforç del fons.

Les quantitats \tilde{F}_x i \tilde{F}_y es defineixen segons:

$$\tilde{F}_x = \frac{\partial}{\partial x} \left[H2\bar{A}_M \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[H\bar{A}_M \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right) \right] \quad (1.3.4.4.4)$$

$$\tilde{F}_y = \frac{\partial}{\partial y} \left[H2\bar{A}_M \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[H\bar{A}_M \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} \right) \right] \quad (1.3.4.4.5)$$

i els anomenats *termes advectius* segons:

$$G_x = \frac{\partial \bar{U}^2 D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{U} \bar{V} D}{\partial y} - \tilde{F}_x - \frac{\partial \bar{U}^2 D}{\partial x} - \frac{\partial \bar{U} \bar{V} D}{\partial y} + \bar{F}_x \quad (1.3.4.4.6)$$

$$G_y = \frac{\partial \bar{U} \bar{V} D}{\partial x} + \frac{\partial \bar{V}^2 D}{\partial y} - \tilde{F}_y - \frac{\partial \bar{U} \bar{V} D}{\partial x} - \frac{\partial \bar{V}^2 D}{\partial y} + \bar{F}_y \quad (1.3.4.4.7)$$

Les equacions anteriors, escrites en diferències finites, d'acord amb l'apartat 1.3.4.1 són

$$\delta_t(\bar{\eta}') + \delta_x(\bar{D}^x \bar{U}) + \delta_y(\bar{D}^y \bar{V}) = 0 \quad (1.3.4.4.8)$$

per l'equació de continuïtat, i

$$\begin{aligned} \delta_t(\bar{D}^x \bar{U})' + \delta_x(\bar{D}^x \bar{U}^x \bar{U}^x) + \delta_y(\bar{D}^y \bar{V}^x \bar{U}^y) \\ - \bar{f} \bar{V}^x \bar{D}^x + g \bar{D}^x \delta_x \eta - F_x^{n-1} = \phi_x \end{aligned} \quad (1.3.4.4.9)$$

$$\begin{aligned} \delta_t(\bar{D}^y \bar{U})' + \delta_x(\bar{D}^x \bar{U}^y \bar{U}^x) + \delta_y(\bar{D}^y \bar{V}^y \bar{U}^y) \\ - \bar{f} \bar{V}^x \bar{D}^y + g \bar{D}^y \delta_y \eta - F_y^{n-1} = \phi_y \end{aligned} \quad (1.3.4.4.10)$$

per les equacions de moment. En aquestes equacions tots els termes són mitjanats. Les funcions estructura ϕ_x i ϕ_y estan compostes de les quantitats de les equacions (1.3.4.4.2) i (1.3.4.4.3) i són calculades mitjançant la integració vertical dels termes corresponents de les equacions del mode intern usant la regla del rectangle.

Les equacions en diferències finites vistes més amunt tenen una precisió de segon ordre en l'espai i en el temps per l'energia, la temperatura, la salinitat, la massa i la quantitat de moviment.

1.3.4.5 Esquema numèric. Mode intern i mode extern

En el codi del POM el càlcul del mode extern proporciona els valors d'elevació superficial i de les velocitats U i V mitjans, a cada punt de la malla bidimensional. Després, el càlcul del mode intern proporciona els valors de velocitat horitzontal, de la temperatura, de la salinitat i de les quantitats turbulentes en la malla tridimensional.

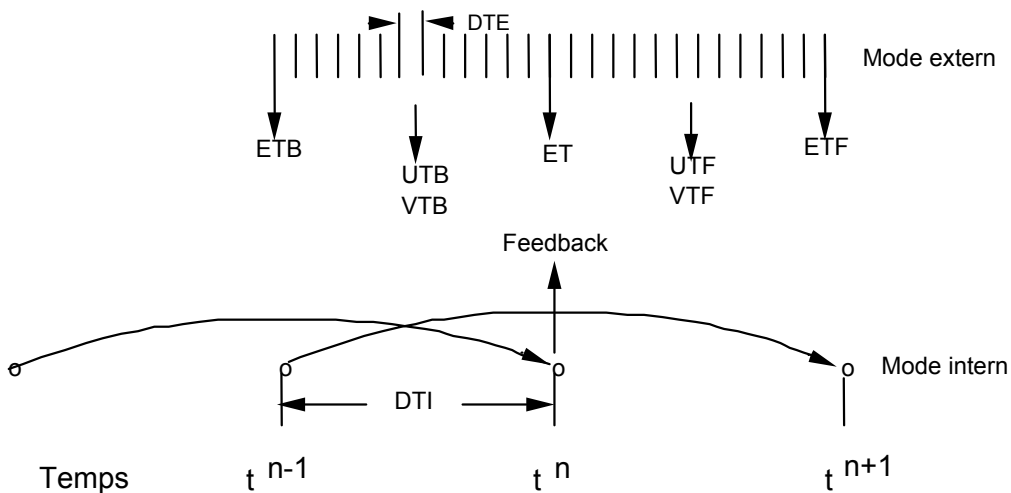


Figura 1.7. Confrontació del pas temporal extern i intern. Es pot veure que el mode intern inclou un pas de temps DTI més gran que el del mode extern DTE i que es passa informació del mode intern a l'extern en el procés de *feedback*.

En el procés anomenat *time step* o *feedback* (figura 1.7), els resultats obtinguts en el mode intern, on es considera el forçament baroclínic i l'advecció a diferents fondàries, són integrats i subministrats al mode extern juntament amb l'esforç del fons. Aquests valors es mantenen constants en l'interval $t^n < t < t^{n+1}$. Com ja s'ha comentat abans (1.3.4.1), en la diferenciació temporal s'usa el mètode *leap frog*. El mode extern *leap frog* moltes vegades, amb el pas de temps DTE ($\equiv \Delta t_E$ a (1.3.4.15)), fins a $t = t^{n+1}$. Les velocitats verticals temporals mitjanades cap a endavant (*forward*), UTF i VTF , i les del pas precedent UTB i VTB (*backward*), són les velocitats temporals mitjanes de les variables externes UA i VA . La velocitat interna ETF i ETB satisfà correctament l'equació de continuïtat. EGB i EGF són EL mitjanada en els intervals, t^n a t^{n+1} i t^{n-1} a t^n , respectivament.

1.3.4.6 L'estabilitat

La integració *leap frog* introdueix una tendència de la solució per a passos de temps parells i imparells a dividir-se. Aquest *time splitting* és eliminat per mitjà d'un filtre dèbil on la solució és suavitzada per cada pas de temps segons:

$$F_s^n = F^n + \frac{\alpha}{2} (F^{n+1} - 2F^n + F_s^{n-1}) \quad (1.3.4.6.1)$$

on $\alpha = 0,05$ i F_s és una solució suavitzada. Concretament, per a aquest valor de α , es tracta d'un filtre passabaix. L'efecte d'aquest tipus de filtres, freqüents en simulacions numèriques, és eliminar el soroll numèric de freqüències altes, amb la qual cosa s'aconsegueix millorar l'estabilitat i accelerar la convergència.

La condició d'estabilitat computacional Courant-Friedrichs-Levy (CFL) de les equacions de transport del mode extern integrades verticalment limita el pas de temps segons:

$$\Delta t_E \leq \frac{1}{C_t} \left| \frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} \right|^{-1/2} \quad (1.3.4.6.2)$$

on $C_t = 2(gH)^{1/2} + U_{m\grave{a}x}$; $U_{m\grave{a}x}$ és la velocitat màxima prevista. El model presenta altres restriccions, com veurem més endavant, però el límit CFL és el més restringent. Com a exemple, en el cas de l'embassament de Sau, que estudiarem en el capítol 2, tenim que la profunditat $H = 42$ m, $U_{m\grave{a}x} = 1$ m/s, $C_t = 42,58$ m/s, $\delta x = \delta y = 70$ m i $\Delta t_E \leq 1,16$ s. Experimentalment s'obté un $\Delta t_E = 0,05$ s.

El mode intern té un pas temporal molt menys restrictiu des del moment que els efectes de moviment ràpid del mode intern han estat eliminats. El criteri del pas de temps és anàleg al del mode extern:

$$\Delta t_I \leq \frac{1}{C_T} \left| \frac{1}{\delta x^2} + \frac{1}{\delta y^2} \right|^{-1/2} \quad (1.3.4.6.3)$$

on $C_T = 2C + U_{m\grave{a}x}$; C és la velocitat màxima de l'ona gravitacional interna, d'uns 2 m/s a l'oceà (Mellor, 1998), i d'uns 10 cm/s en llacs i embassaments com els estudiats en aquest treball; $U_{m\grave{a}x}$ és la velocitat advectional màxima.

La difusió esdevé important en el mode intern però no afecta el pas de temps, a menys que el nombre de Reynolds de la malla sigui aproximadament d'1. En aquest darrer cas s'usa:

$$\Delta t_I \leq \frac{1}{4A_H} \left| \frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} \right|^{-1} \quad (1.3.4.6.4)$$

on A_H és la difusivitat horitzontal. En el nostre cas, el nombre de Reynolds és de 10^5 , molt superior a la unitat.

Existeix també una condició rotacional:

$$\Delta t_I < \frac{1}{f} = \frac{1}{2\Omega \sin\Phi} \quad (1.3.4.6.5)$$

on f és el paràmetre de Coriolis i Φ és la latitud. Tanmateix, per a latituds elevades (superiors a 66) no és un factor limitant.

1.3.4.7 Estructura del càlcul del mode intern

Per al càlcul de les variables tridimensionals (internes), aquestes són separades un pas temporal de difusió vertical i un pas temporal d'advecció i difusió horitzontal. El primer és implícit (per resoldre l'espai vertical prop de la superfície), mentre que l'altre és explícit. Per il·lustrar-ho, considerem l'equació de la temperatura

$$\frac{\partial DT}{\partial T} + Adv(T) - Dif(T) = \frac{1}{D} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right) - \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (1.3.4.7.1)$$

$Adv(T)$ i $Dif(T)$ representen els termes de difusió i advecció horitzontals. La solució s'obté en dos passos. La part d'advecció i la de difusió horitzontals són diferenciades segons

$$\frac{D^{n+1}\tilde{T} - D^{n+1}T^{n-1}}{2\Delta t} = - Adv(T^n) + Dif(T^{n-1}) \quad (1.3.4.7.2)$$

La part de difusió vertical és diferenciada segons

$$\frac{D^{n+1}T^{n+1} - D^{n+1}\tilde{T}}{2\Delta t} = \frac{1}{D^{n+1}} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left(K_H \frac{\partial T^{n+1}}{\partial \sigma} \right) - \frac{\partial R}{\partial \sigma} \quad (1.3.4.7.3)$$

1.3.5 Descripció del codi i de les subrutines

En la figura 1.8 es mostra el diagrama de flux del programa, el qual està format per un programa principal, anomenat Main, amb diferents subrutines. Com es pot veure en aquest esquema, el cicle de mode intern té associat un segon cicle de mode extern. Vegem primer una part d'inicialització del model, on s'ajusten paràmetres. Després s'entra en el cicle del mode intern, i en un altre punt d'aquest (8000), s'entra en el cicle del mode extern. Finalment, un cop acabades totes les iteracions necessàries per al càlcul, tenim la impressió i l'aturada.

El cicle del mode intern conté una sèrie d'instruccions i subrutines que s'executen per a cada valor d'IINT, que és l'índex del temps d'aquest mode, fins a arribar al temps final de la simulació (definit per la constant DAYS) amb un interval DTI. Aquests paràmetres estan definits a l'arxiu combk97.h, que s'ha de modificar en cada cas.

La subrutina ADVCT (*ADvection Total*) calcula l'advecció i la difusió horitzontal de la quantitat de moviment i guarda els components de les velocitats horitzontals que resulten com ADVX (*ADvection X*) i ADVY (*ADvection Y*). Aquests termes són integrats verticalment i guardats com ADX2D (*ADvection X 2D*) i ADY2D (*ADvection Y 2D*) per l'ús del càlcul en el mode extern en el programa "Main".

La subrutina BAROPG (*BAROclínic Pressure Gradient*) calcula els components *x* i *y* del gradient de pressió baroclínic utilitzats en el mode intern.

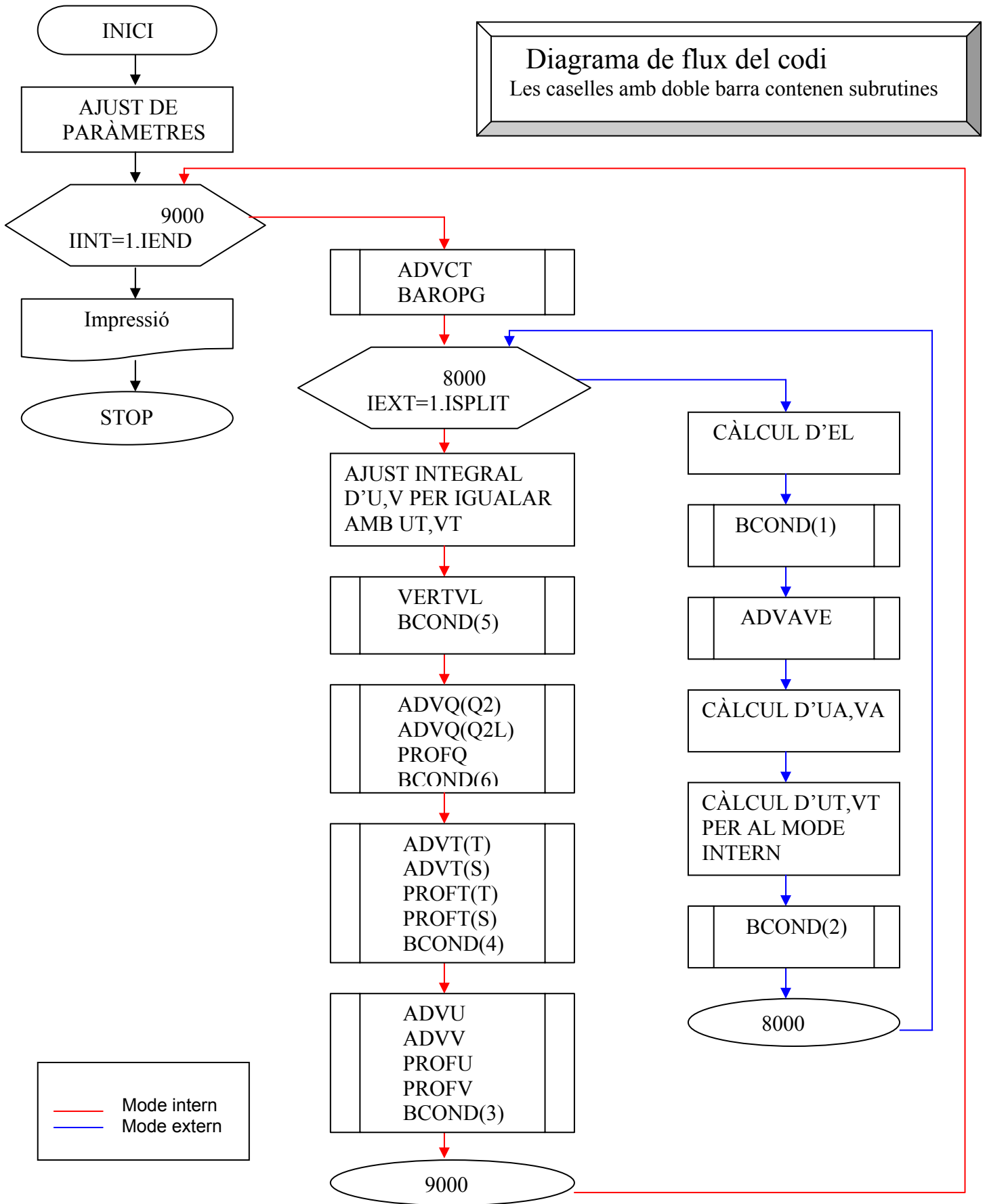


Figura 1.8. Diagrama de flux del codi del POM.

La subrutina VERTVL (*VERTical VeLocity*) integra l'equació de continuïtat (1.3.2.1.1) per obtenir la velocitat vertical transformada en coordenada sigma i BCOND(5) (*Boundary CONDitions*) s'ocupa de les condicions de contorn d'aquesta variable (5).

ADVQ (*ADvection Q2*) calcula els termes d'advecció i difusió horitzontal per a les quantitats turbulentes Q2 i Q2L. PROFQ resol la part vertical de les equacions (1.3.2.3.1) i (1.3.2.3.2) per calcular Q2 i Q2L amb el procediment numèric de l'equació (1.3.4.7.3) i BCOND (6) s'ocupa de les condicions de contorn d'aquestes quantitats.

L'ADVT (*ADvection Total*) resol l'equació (1.3.4.7.2) per a la temperatura i la salinitat (o per a altres variables escalars). PROFT resol l'equació (1.3.4.7.3) per a la temperatura (T) i la salinitat (S), i BCOND(4) calcula les condicions de contorn de les dues variables anteriors.

Les subrutines ADVU (*ADvection U*) i ADVV (*ADvection V*) calculen el terme advection i difusiu dels components horitzontals de la velocitat. PROFU i PROFV són virtualment idèntiques a PROFT, però consideren les equacions corresponents pel transport vertical d'*U* i *V*. Finalment, BCOND (3) són les condicions de contorn internes de la velocitat.

El cicle del mode intern es tanca a 9.000. El mode extern, en el qual s'entra a 8.000, en primer lloc calcula l'elevació superficial *EL*, després executa la subrutina BCOND(1), que fa referència a les condicions de contorn d'*EL*. La subrutina ADVAVE (*ADvection AVErage*) calcula el terme d'advecció i difusió horitzontals per les equacions de moment del mode extern, i si es treballa exclusivament amb aquest mode, calcula els fluxos de moment turbulents al fons *WUBOT* i *WVBOT*. Després calcula la mitjana vertical dels dos components horitzontals de la velocitat *UA* i *VA*. Seguidament calcula *UT* i *VT*, que són *UA* i *VA* mitjanades en l'interval *DTI*. *UT* i *VT* es contrasten més endavant, dins del cicle intern, amb els resultats integrats d'*U* i *V*, i si difereixen gaire, es corregeixen els valors. Finalment, BCOND(2) calcula les condicions de contorn de la velocitat, per *UA* i *VA*.

1.3.5.1 Paràmetres d'input i d'output

Per executar el codi de càlcul hem d'introduir tota la informació necessària que ens permeti simular la hidrodinàmica del nostre volum d'aigua concret (paràmetres d'*input*) i treure'n els resultats que ens interessin (paràmetres d'*output*).

El primer cas es correspon amb les característiques topogràfiques i físiques del sistema. Aquestes, pel que fa al codi, es concreten explicitant el nombre de cel·les en ambdues direccions horitzontals, I i J , el nombre de divisions verticals, K , el tipus de malla i el seu pas en les dues direccions, $DELX$ i $DELY$, la topografia i el paràmetre de Coriolis. Les característiques físiques de l'aigua que cal explicitar són la temperatura, la salinitat i la densitat inicials. Altres paràmetres fan referència als forçaments externs, com el cas de l'esforç del vent i el flux de calor superficial, que corresponen a les condicions de contorn. També tenim en aquest grup les condicions de contorn, que són específiques del mode extern, com són les de l'elevació superficial ELF i les velocitats mitjanes UAF i VAF , i altres del mode intern, com són les de les velocitats UF i VF , de la temperatura TF i salinitat SF , de la velocitat vertical W i de les quantitats turbulentes $Q2$ i $Q2L$. També cal que definim a l'interior del codi de càlcul els passos de temps pel mode intern (DTI) i extern (DTE), dels quals ja s'ha parlat als apartats 1.3.4.5 i 1.3.4.6.

En segon lloc, dins dels paràmetres de sortida tindriem, entre d'altres, les màscares (FSM , DUM , DVM) de les quals s'ha parlat en l'apartat 1.3.4.2, el pas de temps CFL (apartat 1.3.4.6), les variables físiques del model (per exemple, EL , UA i VA , TB , SB). Pel que fa a aquestes variables, el model pot proporcionar-les de maneres diferents, com per exemple els seus valors en una secció J o K fixada, etc. També obtenim la topografia H , que pot estar modificada en la subrutina $SLPMIN$ (vegeu l'apartat 1.3.5.2.1), que suavitza el pendent dels valors topogràfics.

1.3.5.2 Subrutines de les dades d'input

Amb l'objectiu de proporcionar al model les dades d'*input* per realitzar la simulació als embassaments de Sau i Boadella, s'han preparat diferents subrutines amb aquesta finalitat. A partir de les dades experimentals, aquestes subrutines calculen les matrius de les

variables que s'usen en el model. Aquestes dades experimentals són tractades prèviament mitjançant diferents programes en Matlab.

1.3.5.2.1 Subrutina Embassament

La subrutina EMBASSAMENT s'encarrega de la topografia i de la geografia del sistema que es vol modelitzar, així com de les condicions inicials de la temperatura i de la salinitat, i de la lectura d'altres variables que seran utilitzades en altres subrutines. Així, genera els passos de malla DX i DY , el paràmetre de Coriolis COR , la màscara FSM , les màscares DUM i DVM , les cel·les de la temperatura ART , les de la velocitat ARU i ARV , les matrius tridimensionals de la temperatura TB i la salinitat SB , que caracteritzen aquestes dues variables en cada posició de la malla (i,j,k) . També, la intensitat del vent $VENT$ i la seva direcció DIR , la temperatura de l'aire $TAIRE$, la radiació d'ona curta incident $RADOC$ i la matriu de la topografia H .

En la figura 1.9 es pot veure el diagrama de flux. Es fa palès que diferents *flags* fan flexible el codi. Al principi de la subrutina té lloc l'ajust de paràmetres, com el pas de les x , $DELX$. La subrutina DEPTH estableix la coordenada vertical sigma en funció dels paràmetres KB , $KL1$ i $KL2$, on aquests dos últims determinen la presència i l'amplitud de porcions logarítmiques a la superfície i al fons, tenint una distribució lineal entre elles. Segons el valor del *flag* $CMALLA$, es calculen els passos de la malla en x i en y , DX i DY , que a l'hora poden ser constants o variar en funció d'alguns paràmetres. Seguidament es llegeix l'arxiu de la topografia.

Prèviament, la matriu de la topografia s'ha generat a partir d'un programa en Matlab anomenat PROFUNDITAT i que no comentem. Està dissenyat per introduir fàcilment de les dades de la topografia en un arxiu.

Seguint el diagrama de flux de la figura 1.9, un cop es disposa de la topografia es calculen les màscares, tal com s'ha comentat en l'apartat 1.3.4.2. El *flag* CTS determina com s'han d'obtenir les variables temperatura i salinitat, si d'un arxiu extern o si ja s'han incorporat en el codi del programa.

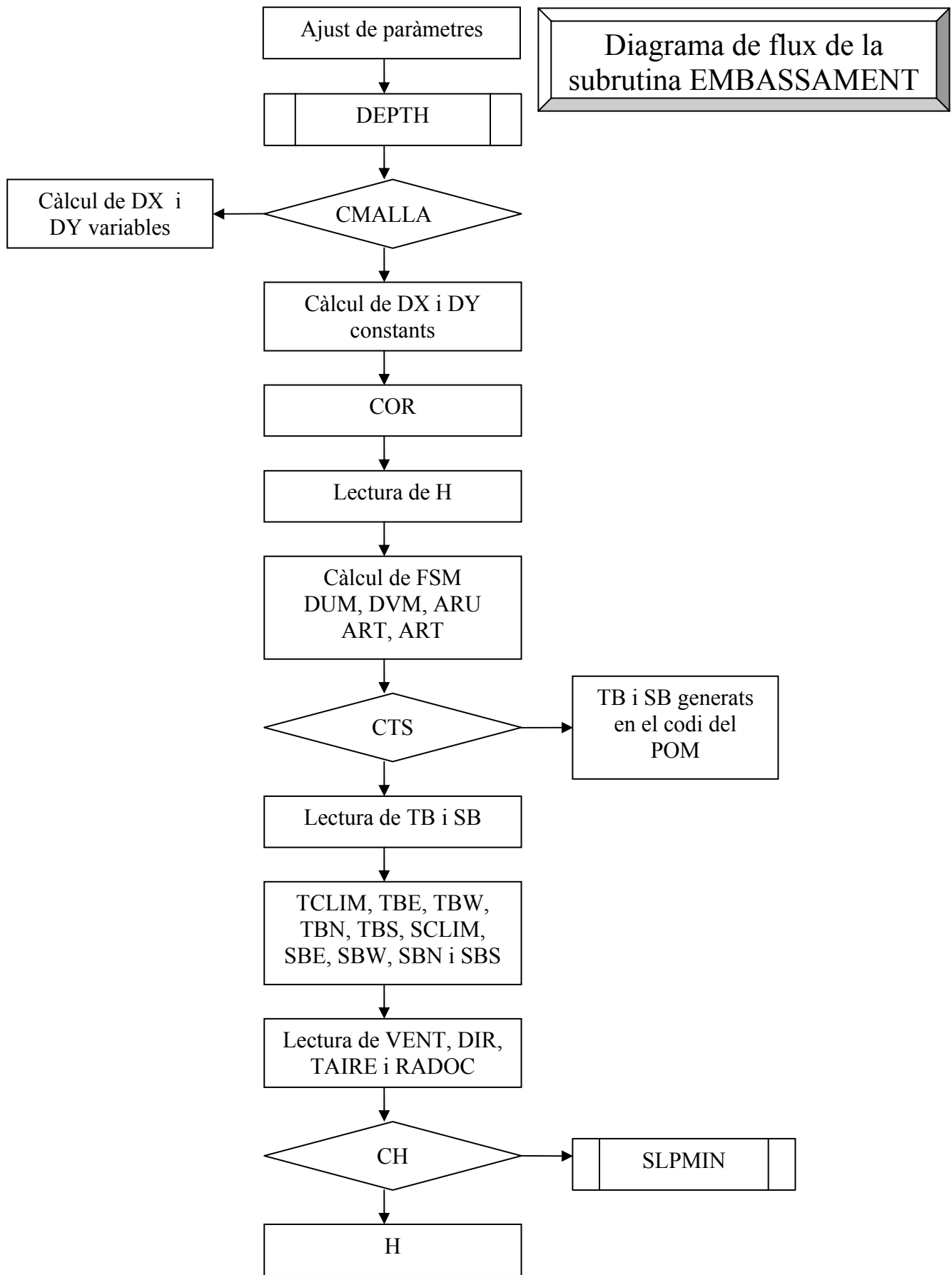


Figura 1.9. Diagrama de flux de la subrutina EMBASSAMENT.

Per al cas que la temperatura i la salinitat inicial siguin llegides d'un arxiu extern, s'han desenvolupat amb Matlab petits programes, anomenats TEMPERATURA i SALINITAT, que llegeixen les dades experimentals i les interpolen per a l'obtenció de les matrius 3D en coordenada sigma de les dues variables.

Després, el POM calcula les altres matrius de la temperatura i la salinitat necessàries per al funcionament model *TCLIM*, *TBE*, *TBW*, *TBN*, *TBS*, *SCLIM*, *SBE*, *SBW*, *SBN* i *SBS*.

Els programes en Matlab VENT, TAIRE i RADIACIÓ proporcionen al model els arxius que contenen els vectors del vent (mòdul i direcció), la temperatura de l'aire i la radiació d'ona curta incident, respectivament, a punt per ser llegits. El *flag CH* permet que la subrutina SLPMIN suavitzï la topografia, segons el paràmetre SLMIN, o que no es faci.

1.3.5.2.2 Subrutines Moment, Calor i Densitat

La subrutina MOMENT genera les matrius bidimensionals dels fluxos de moment en les direccions x i y a la superfície del cos d'aigua, *WUSURF* i *WVSURF*. Aquesta subrutina s'insereix en el programa principal del POM, de manera que genera l'esforç del vent en les direccions x i y per a cada pas de temps. La figura 1.10 mostra el seu diagrama de flux. Segons el *flag CVENT* es generen les matrius d'aquesta variable. En el cas que s'operi a partir del vent llegit en la subrutina EMBASSAMENT, té lloc la interpolació del vent per tenir valors d'aquesta variable per a cada pas de temps.

La subrutina CALOR genera les matrius bidimensionals del flux de temperatura a la superfície del cos d'aigua *WTSURF* i de la radiació d'ona curta incident a la superfície *SWRAD*. Aquesta subrutina s'insereix en el programa principal del POM de manera que genera el flux de temperatura superficial i la radiació d'ona curta incident per a cada pas de temps. La figura 1.11 mostra el seu diagrama de flux. Segons el *flag CCALEOR* es generen les matrius d'aquestes variables. Aquí també té lloc la interpolació del vent per tenir valors a cada pas de temps, però, a més, també de la temperatura de l'aire i la radiació d'ona curta incident, segons el cas.

La subrutina DENSITAT genera la matriu tridimensional de la densitat RHO, que caracteritza aquesta variable en cada posició de la malla (i,j,k) . La figura 1.12 mostra el seu

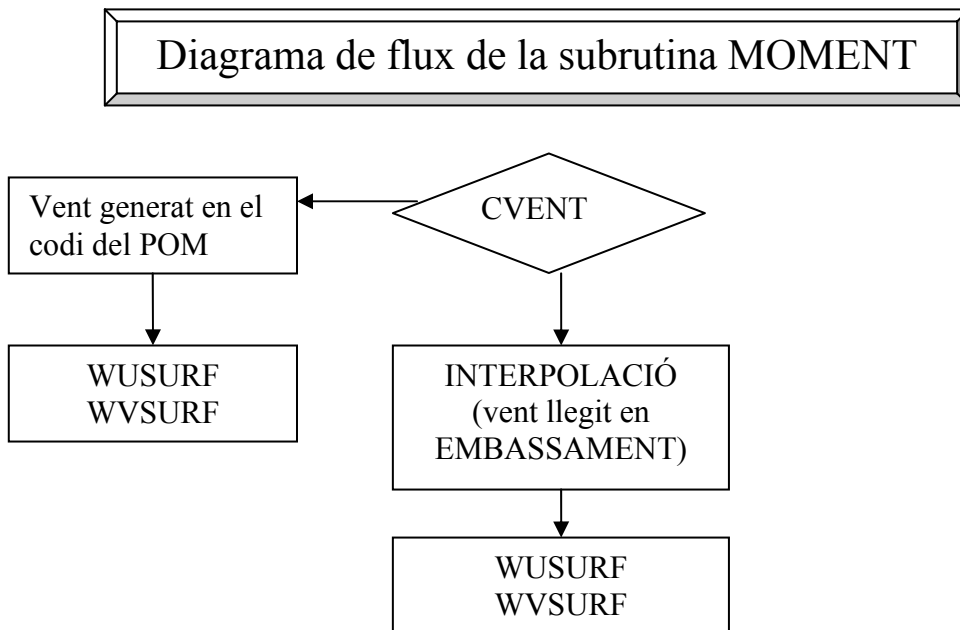


Figura 1.10. Diagrama de flux de la subrutina MOMENT.

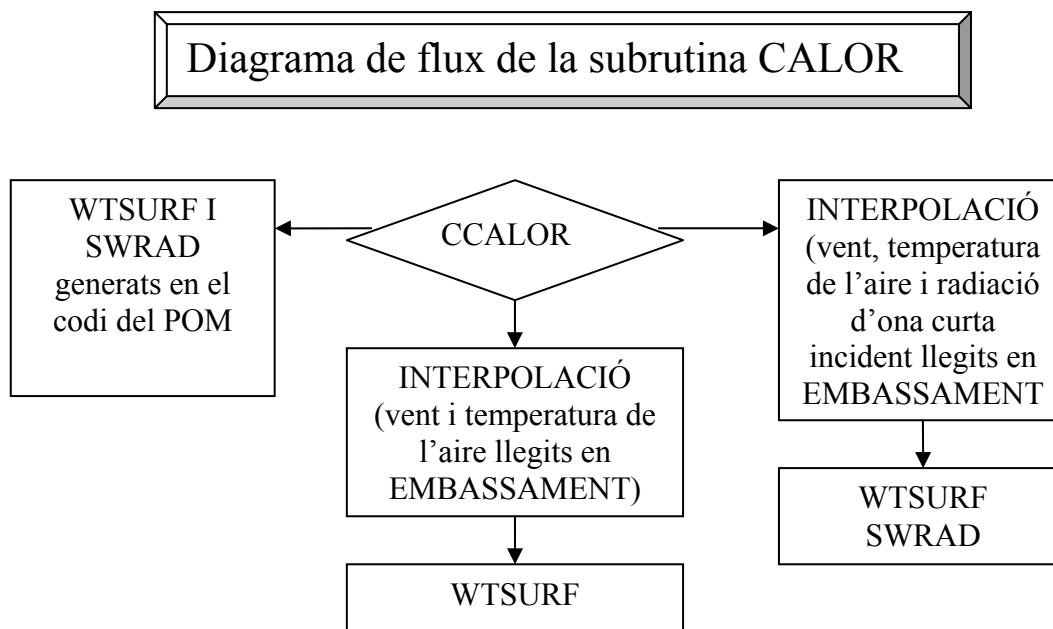


Figura 1.11. Diagrama de flux de la subrutina CALOR.

diagrama de flux. Segons el *flag CDENS* es calcula aquesta variable. Preveu l'opció de calcular aquesta variable segons l'equació per a l'aigua dolça de Chen i Millero (1986). La matriu que inicialitza la densitat *RMEAN* s'obté fent la mitjana dels valors de *RHO* en l'horitzontal abans de transformar-la a coordenada sigma. En el nostre cas $RMEAN=RHO$.

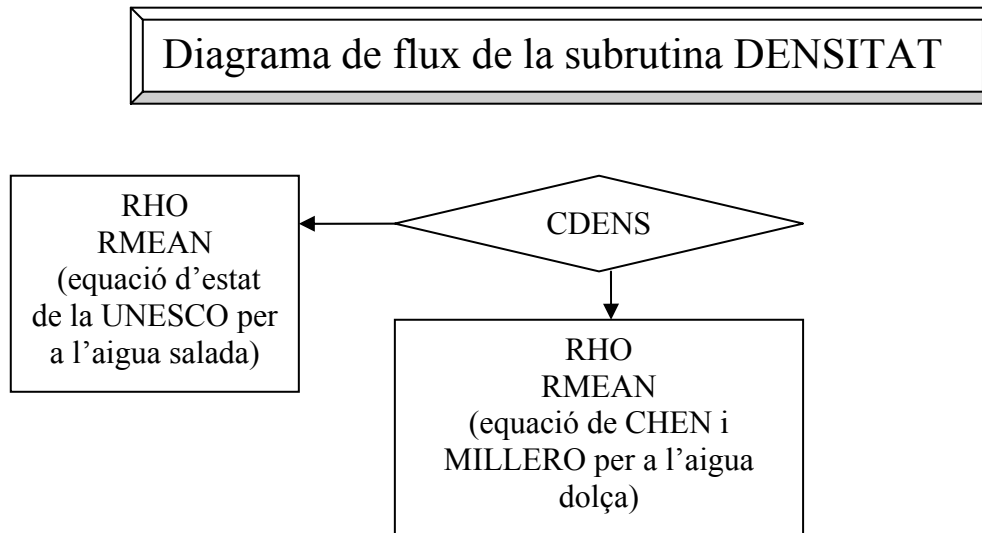


Figura 1.12. Diagrama de flux de la subrutina DENSITAT.

1.3.6 Visualització

Per al tractament gràfic o la visualització dels resultats del POM també s'ha utilitzat l'entorn Matlab. Per tractar els resultats, però, s'ha modificat en primer lloc el codi del programa POM per obtenir els arxius adequats per analitzar-los. Les variables que s'han visualitzat i/o analitzat són la topografia, la màscara dels escalars, la màscara del component U , la màscara del component V , el pas de temps CFL , la integral vertical $DRHOX$ (component x del gradient de pressió), la integral vertical de $DRHOY$ (component y del gradient de pressió), la superfície lliure, velocitat U mitjana vertical, velocitat V mitjana vertical, els errors, PSI (funció corrent) d' U i PSI de V , la temperatura, la salinitat, la densitat, la velocitat horitzontal U , la velocitat horitzontal V i la velocitat vertical de coordenada sigma.

Així, s'han modificat les subrutines del codi inicial que corresponen a la impressió de les variables, com són PRXY (escriu seccions horitzontals X/Y), PRXYZ (escriu seccions horitzontals del camp tridimensional), PRXZ (escriu seccions verticals X/Z) i PRYZ (escriu seccions verticals X/Z a fi d'aconseguir la impressió de les variables tant en ASCII com en binari. Es treballa amb binari, principalment, per l'estalvi de memòria que suposa, però també s'usa el codi ASCII com a suport per a la seva interpretació directa).

Per agilitar i facilitar l'obtenció de resultats de manera gràfica, s'ha creat un programa organitzador del programari anomenat VISUAL, del qual emanen la resta dels programes. Mostra la topografia de la zona estudiada i té una opció al seu menú de persiana que permet seleccionar si es vol fer un estudi del cas barotròpic o del cas baroclínic. Per al cas barotròpic hi ha programes que visualitzen l'evolució de les variables bidimensionals com són l'elevació o superfície lliure (ELEVACIO) i la velocitat mitjana en la vertical (VELOCITAT2D).

Pel que fa al cas baroclínic, s'ha confeccionat el programa anomenat FONS, que tracta les variables tridimensionals, obre una altra figura amb la topografia i permet seleccionar diferents opcions per a la seva visualització, com per exemple veure una secció transversal o un volum determinat.

També presenta diverses opcions per visualitzar els resultats de la temperatura i la velocitat. En referència a la temperatura, permet veure'n seccions verticals (longitudinals o transversals) (SECCIO_TEMP), seccions horitzontals (SECCIOH_TEMP), i per a la velocitat, es poden veure gràfics tridimensionals dels vectors (VECTORS) i de les línies de corrent (LINIES), com també seccions verticals, transversals i longitudinals (SECCIO_VEL), seccions horitzontals (SECCIOH_VEL), i l'evolució de la velocitat en fondària en un punt determinat (VPUNT3).

En la figura 1.13 es mostra el menú desplegat d'algunes de les opcions que s'han comentat.

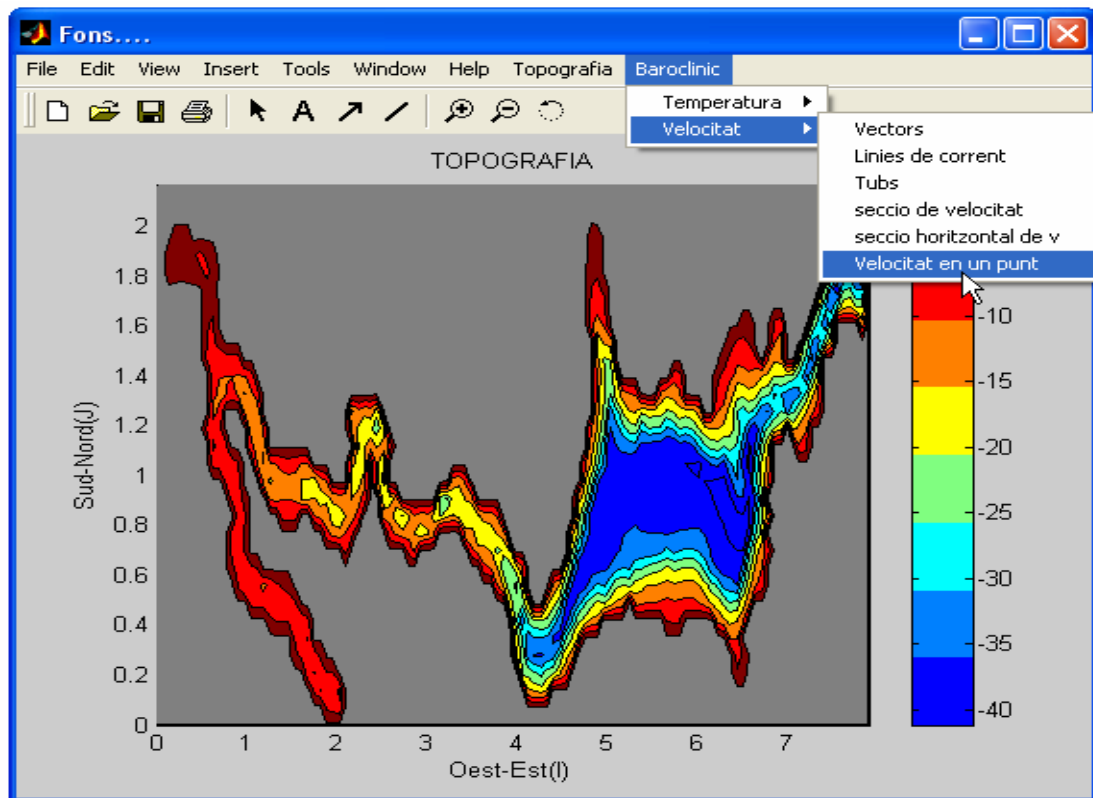


Figura 1.13. Menú de visualització amb el Matlab. Es mostra el desplegable amb les opcions per al cas baroclínic.

1.3.6.1 Detalls dels programes

El programa VISUAL preveu en el seu codi, en primer lloc, una inicialització de les variables. Després, llegeix la topografia i en fa la representació gràfica, que ens mostra el nivell de profunditat interpolat i barra de gradient. En aquesta es genera un nou botó en el menú amb les diferents opcions i els programes associats que hem comentat més amunt. En aquest programa es defineixen unes variables de tipus “global” que poden ser usades per la resta de programes vinculats. Aquestes corresponen a les variables llegides, com són la topografia, el valor de les x màxim de la malla IM, el valor de les y màxim de la malla JM, les posicions on hi ha terra i l’interval d’impressió de les variables PRTD1. D’aquesta manera no cal llegir, per exemple, la topografia en cada programa, on resulta necessària.

El programa FONS genera una figura de la topografia de la zona estudiada amb les diferents opcions corresponents al mode baroclínic en el seu menú, tal com s'ha comentat més amunt.

En el programa ELEVACIO es llegeix l'arxiu de l'elevació i la seva visualització, on aquests dos processos s'executen $\text{tempsf}/\text{PRTD1}$ vegades, on *tempsf* és el temps final a què es fa la simulació. Llavors, s'obtenen gràfiques bidimensionals de l'elevació fins a arribar al temps final *tempsf*, amb un interval PRTD1 , que dona una visió de la seva evolució.

Per al cas del VELOCITAT2D, es llegeixen els arxius d'*u* i de *v*, i igual que amb l'elevació, s'obtenen gràfiques fins a un cert temps final, amb un increment de temps de PRTD1 . Els vectors s'escalen, mitjançant el quocient dels valors de *u* i *v*, pel seu valor més alt i es mitjanen per ser fidels a l'esquema de la malla C. S'obtenen els camps vectorials del mode barotròpic en la seva evolució temporal.

Amb SECCIO_TEMP es llegeix la temperatura i se'n genera la gràfica $\text{tempsf}/\text{PRTD1}$ vegades. Aquí té lloc la interpolació de la temperatura per transformar-la de coordenada sigma a coordenada *i* i la interpolació de la matriu tridimensional per trobar els valors de la secció triada. S'obtenen gràfiques bidimensionals de la secció escollida de la temperatura.

El SECCIOH_TEMP, dintre del cicle $\text{tempsf}/\text{PRTD1}$, fa la lectura de la temperatura, la transformació a coordenada ordinària i la representació gràfica. S'aconsegueix el gràfic de la temperatura corresponent a la secció horitzontal triada.

En els VECTORS es llegeixen els arxius dels dos components de la velocitat, es fa la transformació a coordenada ordinària i la sortida gràfica $\text{tempsf}/\text{PRTD1}$ vegades. Aquí es generen gràfics tridimensionals de la velocitat representada per cons. En LINIES es té una estructura molt semblant, i es grafien les línies de corrent en tres dimensions.

El SECCIO_VEL, dintre del cicle $\text{tempsf}/\text{PRTD1}$, es llegeixen els arxius dels dos components de la velocitat, es projecten aquestes components a l'eix corresponent a la secció triada, es transformen les dades a coordenada ordinària i es representen gràficament. S'obtenen els camps vectorials de la secció vertical triada.

En el SECCIOH_VEL, dintre del cicle tempsf/PRTD1, es fa la lectura dels components de la velocitat, la transformació a coordenada ordinària i la representació gràfica. S'aconsegueix tenir els camps vectorials de la secció horitzontal triada.

El codi del VPUNT3 és molt semblant al del SECCIO_VEL, però aquest opera respecte a un punt seleccionat. S'obtenen gràfics bidimensionals de l'evolució de la velocitat en fondària en el temps.

Tots els programes esmentats, tret de VISUAL i FONS, que tenen una funció organitzadora, tenen l'opció d'enregistrar els resultats en una pel·lícula en format AVI.

1.3.7 Cas Test

Abans d'entrar en la simulació de sistemes limnològics reals de geometria i forçaments complexos s'han realitzat diverses simulacions d'un sistema ideal simple, com és una caixa o cub. Això ens permet avaluar inicialment el funcionament del model, ja que es poden contrastar els resultats obtinguts amb els teòrics esperats. Seguidament presentem alguns d'aquests tests.

Tal com mostra la figura 1.14, s'ha utilitzat una caixa d'IM = 12 i JM = 20, amb un DX =

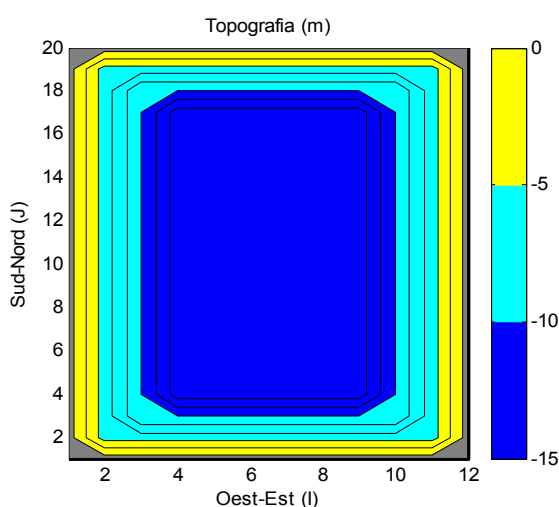


Figura 1.14. Topografia del sistema ideal simple o caixa.

DY = 20 m i una topografia uniforme al seu centre de 15 m de fondària, que va decreixent suaument als seus límits. En les figures 1.15-1.18 es presenten els resultats obtinguts en aquest sistema, on s'han fet diverses simulacions per a un vent de diferents direccions (del nord, del sud, de l'est i de l'oest) de 3 m/s constant en el temps en tots els casos. Concretament, es mostren l'elevació i la velocitat per al cas barotròpic dels quatre casos estudiats.

Es pot apreciar que, en tots els casos, l'elevació superficial augmenta al costat oposat d'on bufa el vent (per exemple, si el vent bufa del nord, l'elevació superficial és màxima al sud). Pel que fa a la velocitat, i seguint en cada cas l'eix de la direcció del vent, es formen dues cel·les de circulació que tenen velocitats del mateix sentit que el vent als costats, on la profunditat és menor, i velocitats en sentit oposat al centre. Aquests resultats concorden amb els resultats teòrics esperats per al cas de la simulació barotròpica (una sola capa) d'una caixa.

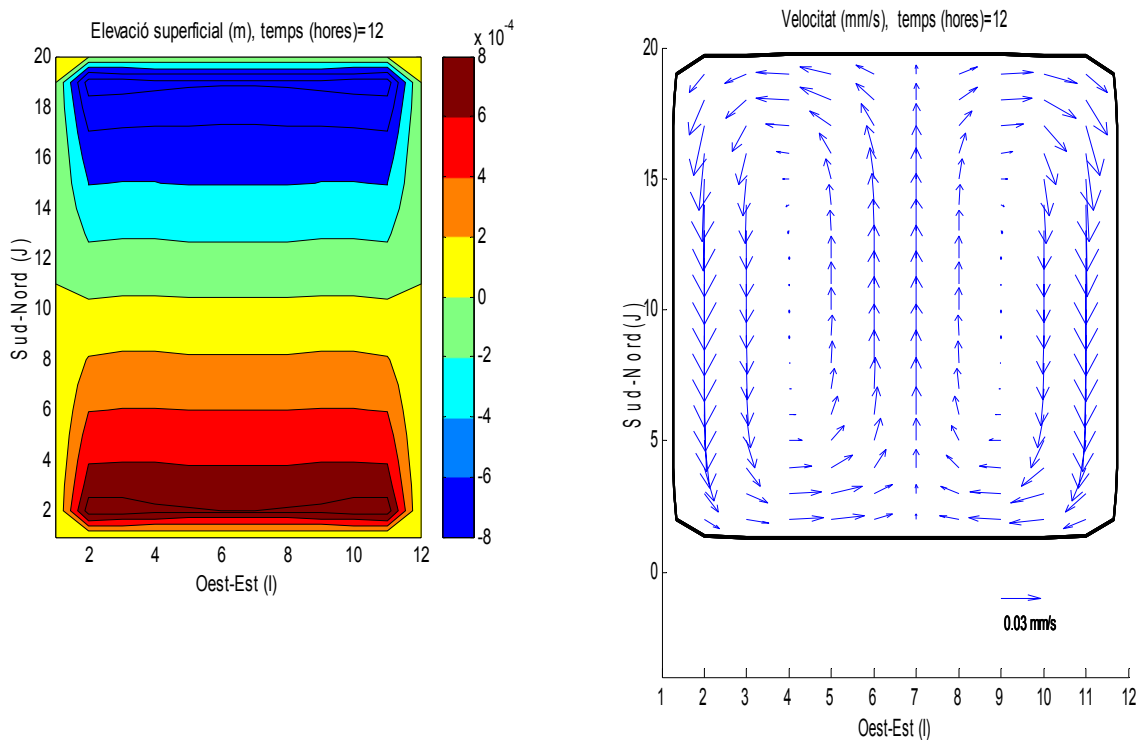


Figura 1.15. Simulació d'un vent del nord. Elevació superficial i velocitat barotròpica.

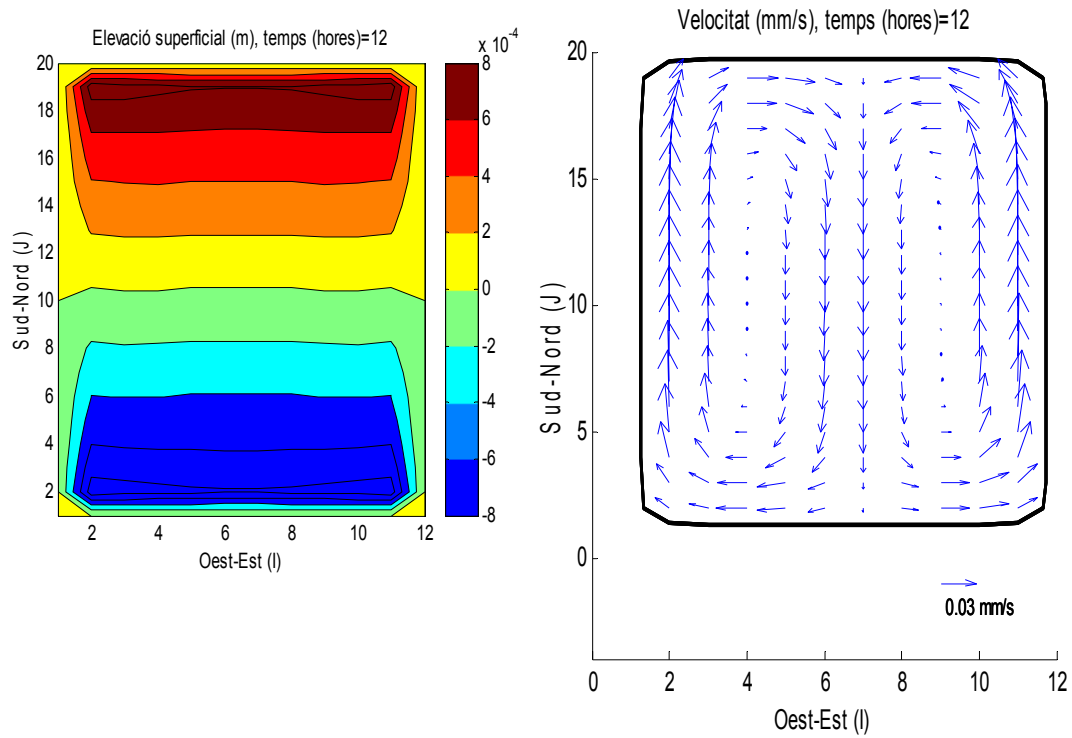


Figura 1.16. Simulació d'un vent del sud. Elevació superficial i velocitat barotròpica.

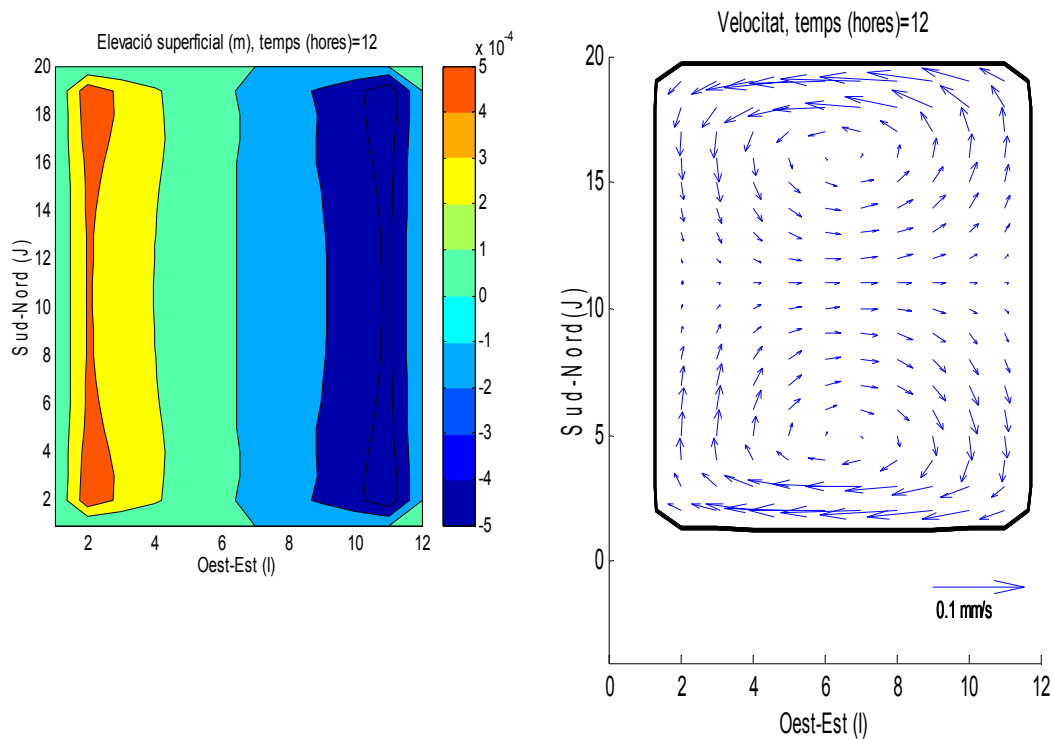


Figura 1.17. Simulació d'un vent de l'est. Elevació superficial i velocitat barotròpica.

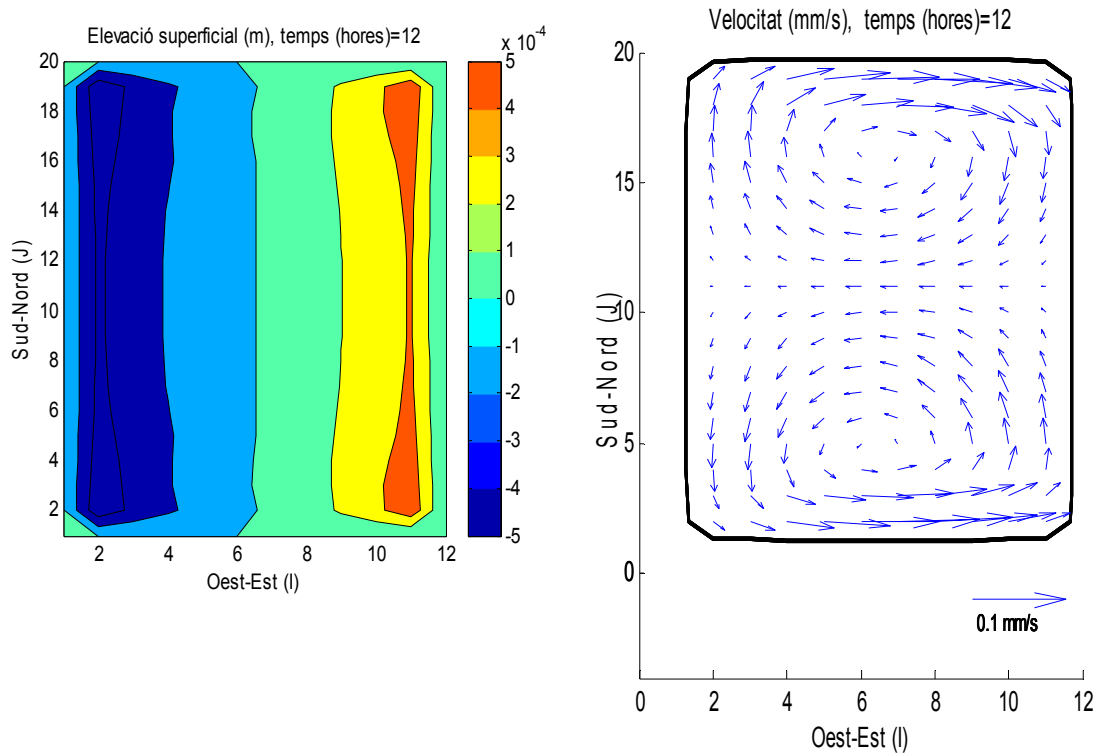


Figura 1.18. Simulació d'un vent de l'oest. Elevació superficial i velocitat barotròpica.

Es pot apreciar que, en tots els casos, l'elevació superficial augmenta al costat oposat d'on bufa el vent (per exemple, si el vent bufa del nord, l'elevació superficial és màxima al sud). Pel que fa a la velocitat, i seguint en cada cas l'eix de la direcció del vent, es formen dues cel·les de circulació que tenen velocitats del mateix sentit que el vent als costats, on la profunditat és menor, i velocitats en sentit oposat al centre. Aquests resultats concorden amb els resultats teòrics esperats per al cas de la simulació barotròpica (una sola capa) d'una caixa.

També ens resulta interessant avaluar o comprovar que el model té en compte la força de Coriolis. En aquest cas, se simula una caixa com la del cas anterior però amb un $DX = DY = 200$ m i prenent el paràmetre de Coriolis $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$. Per aquestes característiques, i suposant una velocitat de 10^{-2} m/s , que efectivament trobarem en els resultats, els nombres de Rossby R_0 i el radi de Rossby R' valen:

$$R_0 = \frac{u}{fL} \approx \frac{10^{-2}}{10^{-4} \times 2400} = 0.042; \quad R' = \frac{u}{f} \approx \frac{10^{-2}}{10^{-4}} = 100 \text{ m}$$

on R_0 és inferior a la unitat i la longitud característica L és 24 vegades el radi de Rossby, i per tant la rotació ha d'afectar el sistema.

La figura 1.19 il·lustra la velocitat horitzontal en superfície (0 m) de la caixa sotmesa a un vent del nord de 10 m/s constant en el temps. Es pot apreciar que les velocitats es desvien cap a la dreta del seu sentit d'avenç, com cal esperar a l'hemisferi nord.

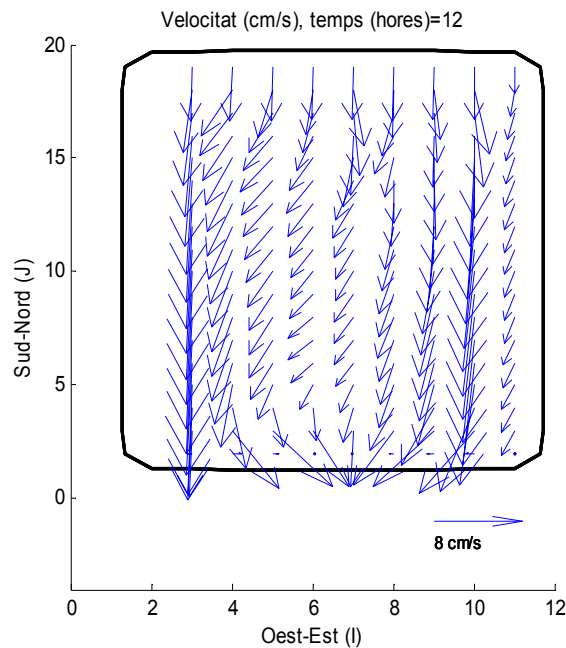


Figura 1.19. Vent del nord. Velocitat superficial.

1.3.8 Simulació lagrangiana

Resulta molt interessant disposar d'una simulació lagrangiana del sistema aquàtic, per obtenir les possibles trajectòries de les partícules en l'embassament. L'anàlisi de les trajectòries suposa l'estudi del moviment de partícules o boies en el cos d'aigua, però també de les mateixes gotes d'aigua del llac, en l'evolució des d'un punt inicial fins al punt final. Per això, ens servim de les dades obtingudes del camp de velocitats amb el POM i trobem la trajectòria de partícules dipositades en l'embassament.

És sabut que en la gestió de llacs i embassaments es tracta la circulació de materials diversos, com poden ser el fitoplàncton o els contaminants, i l'anàlisi lagrangiana resulta

una bona representació d'aquest fenomen de transport.

En l'estudi del moviment del fluid podem fixar-nos en punts cartesianes $\vec{r} = (x, y, z, t)$ i especificar el camp de velocitats \vec{v} o considerar les trajectòries de les partícules de fluid. El primer es refereix a la descripció euleriana de fluid i el segon és conegut com la descripció lagrangiana. En el sistema eulerià especificuem $\vec{v}(x, y, z, t)$ com a: $(u(x, y, z, t), v(x, y, z, t), w(x, y, z, t))$

En el sistema lagrangia especificuem, per a cada partícula K del fluid, la posició $\vec{r} = (x_K(t), y_K(t), z_K(t))$.

La connexió entre aquestes dues visions la trobem en les equacions diferencials de les trajectòries:

$$\frac{dx_K}{dt} = u(x, y, z, t) \quad (1.3.8.1)$$

$$\frac{dy_K}{dt} = v(x, y, z, t) \quad (1.3.8.2)$$

$$\frac{dz_K}{dt} = w(x, y, z, t) \quad (1.3.8.3)$$

Les equacions de dalt descriuen la trajectòria de la partícula K segons la seva posició inicial. Malgrat l'aparent simplicitat en connectar les propietats de la velocitat \vec{v} i les propietats de les trajectòries $x_K(t)$, $y_K(t)$ i $z_K(t)$, els resultats són difícils d'inferir a simple vista a partir dels camps de velocitats, ja que camps eulerians simples generen trajectòries lagrangianes complexes.

Aquestes equacions diferencials es poden aproximar a derivades en diferències finites, i en la discretització endavant s'obtenen les següents solucions numèriques:

$$x(k, t + 1) = x(k, t) + u(x, y, z, t) \Delta t \quad (1.3.8.4)$$

$$y(k, t + 1) = y(k, t) + v(x, y, z, t) \Delta t \quad (1.3.8.5)$$

$$z(k, t + 1) = z(k, t) + w(x, y, z, t) \Delta t \quad (1.3.8.6)$$

on x, y i z és la posició de la partícula K segons la posició immediatament anterior marcada per l' Δt .

S'ha dissenyat un programa en Matlab anomenat PARTIC3D, que resol les equacions 1.3.8.4-6 per trobar les trajectòries de les partícules en el sistema aquàtic tridimensional. En aquest programa, la velocitat vertical de coordenada sigma ω és transformada a la velocitat vertical cartesiana W segons una simplificació de l'equació 1.3.2.2

$$W = \omega + \sigma \left(u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right) \quad (1.3.8.7)$$

on se suposa l'estat estacionari i que l'elevació és molt més petita que la profunditat del cos d'aigua. Tanmateix, té l'opció de trobar les trajectòries considerant la velocitat vertical nul·la.

Els resultats de les trajectòries del PARTIC3D també es poden obtenir en les coordenades del model (I,J) i en les coordenades UTM.

Bibliografia

Ahsan, A. K. M. Q. i A. F. Blumberg, 1999, "Three-dimensional hydrothermal model of Onondaga Lake", Nova York, J. Hyd. Eng., 125(9), 912-923.

Antenucci, J. P. i J. Imberger, 2003, "The seasonal evolution of wind/internal wave resonance in Lake Kinneret". Limnol. Oceanogr. 48, 2055-2061.

Antenucci, J. P., J. Imberger i A. Saggio, 2000, "Seasonal evolution of the basin scale internal wave field in a large stratified lake", Limnology and Oceanography, 45(7), 1621-1638.

Armengol, J., J. C. García, M. Comerma, M. Romero, J. Dolz, M. Roura, B. P. Han, A., Vidal i K. Simek, 1999, "Longitudinal processes in canyon type reservoirs: The case of Sau (NE Spain)", a J. G. Tundisi i M. Straskraba, *Theoretical Reservoir Ecology and its Applications*, 313-345, Internat. Inst. Ecol., Brazilian Academy of Sciences and Backhuys Publishers.

Bäuerle, E., 1994, "Transverse baroclinic oscillations in Lake Überlingen", Aquat. Sci., 56: 145-160.

Arakawa, A., 1966, "Computational design for long-term numerical integrations of the equations of atmospheric motion", J. Comput. Phys., 1, 119-143.

A. Arakawa i V. Lamb, 1977, "Computational design of the basic dynamical processes of the ucla general circulation model", a *Methods in Computational Physics*, 17, 174-267, Academic Press.

Bedford, K. i D. Schwab, 1991, "The Great Lakes Forecasting System - Lake Erie Nowcasts/Forecasts", Proc., Marine Technology Society Annual Conference (MTS'91), Marine Technology Society, Washington, DC, pàg. 260-264.

Bedford, K. i D. Schwab, 1998, "Recent developments in the Great Lakes Forecasting System (HLFS) performance evaluation", a *Second Conference on Coastal Atmospheric and Oceanic Prediction and Processes*, Jan. 11-16, 1998, Phoenix, AZ, American Meteorological Society, Boston, MA, 45-50.

Bedford, K., C.-C. Yen, J. Kempf, D. Schwab, R. Marshall i C. Kuan, 1990, "A 3D-stereo graphics interface for operational great lakes forecasts, coastal and estuarine modeling", Ed. M. Spaulding, Amer. Soc. of Civil Engrs., Nova York, NY, pàg. 248-257.

Beletsky, D. i D. J. Schwab, 2001, "Modeling circulation and thermal structure in Lake Michigan: Annual cycle and interannual variability", J. Geophys. Res., 106(C9), 19,745-19,771.

Beletsky, D., D. J. Schwab, P. J. Roebber, M. J. McCormick, G. S. Miller i J. H. Saylor, 2003, "Modeling wind-driven circulation during the March 1998 sediment resuspension

event in Lake Michigan”, J. Geophys. Res., 108(C2), 10.1029/2001JC001159.

Beletsky, W., P. O’Connor, D. J. Schwab i D. E. Dietrich, 1997, “Numerical simulation of internal Kelvin waves and coastal up-welling fronts”, J. Phys. Oceanogr., 27, 1197-1215.

Bleck, R. i L. T. Smith, 1990, “A wind-driven isopycnic coordinate model of the North and Equatorial Atlantic Ocean”, 1: Model development and supporting experiments, J. Geophys. Res., 95, 3273-3285.

Bleck, R., C. Rooth, D. Hu i L. T. Smith, 1992, “Salinity-driven transients in a wind- and thermohaline-forced isopycnic coordinate model of the North Atlantic”, J. Phys. Oceanogr., 22, 1486-1505.

Bloss, S. i D. R. F. Harleman, 1979, “Effect of wind mixing on the thermocline formation in lakes and reservoirs”, R. M. Parsons Laboratory Rpt. 249, Department of Civil Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA.

Blumberg, A. F. i D. M. Di Toro, 1990, “Effects of climate warming on dissolved oxygen concentrations in Lake Erie”, Trans. Amer. Fisheries Soc., 119, 210-223.

Blumberg, A. F. i G. L. Mellor, 1987, “A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model”, Three-Dimensional Coastal Ocean Models, edited by N. Heaps, 208 pàg., American Geophysical Union.

Blumberg, A. F., 1986, “Turbulent mixing processes in lakes, reservoirs and impoundments physics-based modeling of lakes, reservoirs and impoundments”, Ed. Gray W.G. Amer. Soc. Civ. Eng., Nova York, 79-104.

Blumberg, A. F., R. P. Signell i H. L. Jenter, 1993, “Modeling transport processes in the coastal ocean”, J. Mar. Envir. Eng., 31-52.

Boegman, L., J. Imberger, G. N. Ivey i J. P. Antenucci, 2003, “High-frequency internal waves in large stratified lakes”, Limnol. Oceanogr., 48, 895-919.

Bohan, J. P. i J. L. Grace, Jr., 1973, “Selective Withdrawal from Man-Made Lakes: Hydraulic Laboratory Investigation”, Technical Rpt. H-73-4, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.

Braconnot, P. i C. Frankignoul, 1993, “Testing, model simulations of the thermocline depth variability in the Tropical Atlantic from 1982 through 1984”, J. Phys. Oceanogr., 23, 4, 626–647.

Buchak, E. M. i J. E. Edinger, 1985 “Simulation of cooling operations at Oak Knoll Reservoir, phase II of cooling reservoir modeling program”, Document No. 85-41-R, prepared for Environmental Department, Texas Utilities Generating Company, Dallas, TX 75201 per J. E. Edinger Associates, Inc., Wayne, PA.

Casulli, V. i G. Pecenik, 1994, “Modello indrodinamico tridimensionale dei lago di Garda”, a: *Cimeca*, Ed. Scienza e Supercalcolo al Cimeca, 1994, 255-258.

Casulli, V. i R. T. Cheng, 1992, "Semi-implicit finite difference methods for three-dimensional shallow water flow". *Int. J. Numerical Methods in Fluids*, vol. 15, 629-648.

Chen, C. et al. (13 autors), 2004, "A modeling study of benthic detritus flux's impacts on heterotrophic processes in Lake Michigan", *J. Geophys. Res.*, 109, C10S11, 10.1029/2002JC001689.

Chen, C., J. Zhu, E. Ralph, S. A. Green, J. W. Budd i F. Y. Zhang, 2001, "Prognostic modeling studies of the Keweenaw Current in Lake Superior", Part I: Formation and Evolution, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 379-395.

Chen, C., J. Zhu, K. Kang, H. Liu, E. Ralph, S. A. Green i J. W. Budd, 2002, "Cross-frontal transport along the Keweenaw coast in Lake Superior: a Lagrangian model study", *Dyn. Atmos. Ocean*, 36, 83-102.

Chen, C. T. i F. J. Millero, 1986, "Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range", *Limnol. Oceanogr.*, 31(3), 657-662.

Cheng, R. T., T. M. Powell i T. M. Dillon, 1976, "Numerical models of wind-driven circulation in lakes", *Appl. Math. Modelling*, 1(3), 113-168.

Cole, T. M. i E. M. Buchak, 1995, "CE-QUAL-W2: A Two-dimensional, Laterally Averaged, Hydrodynamic and Water Quality Model. Version 2.0", Instruction Report EL-95, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.

Dallimore, C., B. R. Hodges i J. Imberger, 2003, "Coupling an underflow model to a 3D hydrodynamic model", *Journal of Hydraulic Engineering*, 129: (10): 1-10.

Dallimore, C. J., J. Imberger i B. R. Hodges, 2004, "Modeling a plunging underflow", *ASCE Journal of Hydraulic Engineering*, 130(11): 1068-1076.

Dukowicz, J. K. i R. D. Smith, 1994, "Implicit free-surface method for the Bryan-Cox-Semtner ocean model", *J. Geophys. Res.*, 99, 7991-8014.

Edinger, J. E. i E. M. Buchak, 1989, "Probabilistic hydrothermal modeling study of Clinton Lake", Exhibit D, Document No. 89-15-R, preparat per a la Illinois Power Company, Decatur, IL 62525 per J. E. Edinger Associates, Inc., Wayne, PA.

Edinger, J. E., Buchak, E. M. i N. C. Huang, 1989, "Verification of Nechako Reservoir hydrothermal model", Document No. 89-130-R, preparat per a Triton Environmental Consultants, Ltd., Burnaby, Colúmbia Britànica V5M 3Z3 per J. E. Edinger Associates, Wayne, PA.

Edinger, J. E. i E. M. Buchak, 1975, "A Hydrodynamic, Two-Dimensional Reservoir Model: The Computational Basis", preparat per la US Army Engineer Division, Ohio River, Cincinnati, Ohio.

Environmental Laboratory, 1985, "CE-QUAL-R1: A Numerical One-Dimensional Model of Reservoir Water Quality; User's Manual", Instruction Rpt. E-82-1, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.

Ford, D. E. i M. C. Johnson, 1983, "An assessment of reservoir density currents and inflow processes", Technical Rpt. E-83-7, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.

Fort, J., J. Poch i E. Roget, 1996, "Hydrodynamics of shallow lakes subject to wind: Gyres and geometry", *J. Appl. Math. Mech. (ZAMM)* 76, 147-148.

Fricker, P. D. i H. M. Nepf, 2000, "Bathymetry, stratification i internal seiche structure", *J. Geophys. Res.*, 105(C6), 14,237-14,251.

Giorgino, M. J. i J. D. Bales, 1997, "Rhodhiss Lake, North Carolina: Analysis of ambient conditions and simulation of hydrodynamics, constituent transport, and water-quality characteristics", US Geological Survey Water-Resources Investigations Report 97-4131, 62 p.

Haidvogel, D. B., J. L. Wilkin i R. Young, 1991, "A semi-spectral primitive equation ocean circulation model using vertical sigma and orthogonal curvilinear horizontal coordinates", *J. Comput. Phys.*, 94, 151-185.

Haidvogel, D. B., H. G. Arango, K. Hedstrom, A. Beckmann, P. Malanotte-Rizzoli i A.F. Shchepetkin, 2000, "Model Evaluation Experiments in the North Atlantic Basin: Simulations in Nonlinear Terrain-Following Coordinates", *Dyn. Atmos. Oceans*, 17, 32, 239-281.

Hansen, W., 1956, "Theorie zur Errechnung des Wasserstandes und der Strömungen in Randmeeren nebst Anwendungen", *Tellus* 8, 287.

Hasselmann, S., 1988, "The wam model - a third generation ocean wave prediction model", *Journal of Physical Oceanography*, 18, 1775-1810.

Hocking, G. C., B. S. Sherman i J.C. Patterson, 1988, "An algorithm for selective withdrawal from a stratified reservoir", *J. Hydr. Div., ASCE*, 114(7), 707-19.

Hodges, B. R., 2000, "Numerical techniques in CWR-ELCOM", Technical report, Centre for Water Research, University of Western Australia, Nedlands, Australia Occidental, 6907.

Hodges, B. R., J. Imberger, A. Saggio i K. Winters, 2000, "Modeling basin-scale internal waves in a stratified lake", *Limnol. Oceanogr.*, 45(7), 1603-1620.

Hodges, B. R., J. Imberger, A. Saggio i K. B. Winters, 2000, "Modeling basin-scale internal waves in a stratified lake", *Limnology and Oceanography*, 45(7), 1603-1620.

Hodges, B. R., Imberger, J., Saggio, A. i Winters, K. B., 2000, "Modeling basin-scale internal waves in a stratified lake", *Limnology and Oceanography*, 45(7), 1603-1620.

- Hollan, E., T. J. Simons, 1978, "Wind-induced changes of temperature and currents in lake Constance", *Arch. Met. Geoph. Biokl., Ser. A* 27, 333-337.
- Horn, W., C. H. Mortimer i D. J. Schwab, 1986, "Wind-induced internal seiches in lake Zurich observed and modeled". *Limnol. Oceanogr.*, 31(6), 1232-1254.
- Hurlburt, H. E. i J. D. Thompson, 1980, "A numerical study of Loop Current intrusions and eddy-shedding", *J. Phys. Oceanog*, 10, 1611-1651.
- Imberger, J. i J. C. Patterson, 1981, "A dynamic reservoir simulation model - DYRESM:5", a H. B. Fischer (ed.), *Transport Models for Inland and Coastal Waters*, Academic Press, Nova York, 310-61.
- Imberger, J. i P. F. Hamblin, 1982, "Dynamics of lakes, reservoirs and cooling ponds", *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14, 153-187.
- Imberger, J., J. C. Patterson, R. H. B. Hebbert i I. C. Loh, 1978, "Dynamics of a reservoir of medium size", *J. Hydr. Div., ASCE*, 104, HY5: 725-43.
- Jellison, R. i J. M. Melack, 1993, "Meromixis in hypersaline Mono Lake, California. Stratification and vertical mixing during the onset, persistence and breakdown of meromixis", *Limnol. Oceanogr.*, 38, 1008-1019.
- Kara, A. B., H. E. Hurlburt, P. A. Rochford i J. J. O'Brien, 2004, "The impact of water turbidity on interannual sea surface temperature simulation in a layered global ocean model", *J. Phys. Oceanogr.* 34, 345-359.
- Kelley, J. G. W., J. S. Hobgood, K. W. Bedford i D. Schwab, 1998, "Generation of three-dimensional lake model forecasts for Lake Erie", *Weather & Forecasting*, 13, 659-687.
- Kim, B. R., J. M. Higgins i D. J. Bruggink, 1983, "Reservoir circulation patterns and water quality", *J. Envir. Engrg.*, 109(6), 1284-1294.
- Kindle, J. C. i P. A. Phoebus, 1995, "The ocean response to operational westerly wind bursts during the 1991-1992 El Nino", *J. Geophys. Res.*, 100, 4893-4920.
- Large, W.G., 1979, "The turbulent fluxes of momentum and sensible heat over the open sea during moderate to strong winds", Ph.D Thesis, Institute of Oceanography and Department of Physics, University of British Columbia, pàg. 180.
- Large, W. G. i S. Pond, 1981, "Open ocean-momentum flux measurements in moderate to strong winds", *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 324-336.
- Laska, M., 1981, "Characteristics and modelling of physical limnology processes", *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie and Glaziologie* 54, Zurich.
- Laval, B., B. R. Hodges i J. Imberger, 2003b, "Reducing Numerical Diffusion Effects with Pycnocline Filter", *Journal of Hydraulic Engineering*, 129 (3), 215-224.

- Laval, B., J. Imberger, B. R. Hodges i R. Stocker, 2003a, "Modeling Circulation in Lakes: Spatial and Temporal Variations", *Limnology and Oceanography*, 48(3), 983-994.
- Lemmin, U., C. H. Mortimer i E. Bäuerle, 2005, "Internal seiche dynamics in lake Geneva", *Limnol. Oceanogr.*, 50(1), 207-216.
- Linares, R. i J. Trilla, 1996, "Acciones fluvio-torrenciales en la depresión de Tremp-conca Dellà (provincia de Lérida)", VI Congreso Nacional y Conferencia Internacional de Geología Ambiental y Ordenación del Territorio, 22-25 d'abril.
- Lou, J., D. J. Schwab, D. Belsky i N. Hawley, 2000, "A model of sediment resuspension and transport dynamics in Southern Lake Michigan", *J. Geophys. Res.*, 105(C3), 6591-6610.
- Ly, L. N., 1994, "A numerical study of sea level and current responses to hurricane Frederic using a coastal ocean model for the Gulf of Mexico", *J. of Oceanogr.*, 50, 599-616.
- Madec, G., P. Delecluse, M. Imbard i C. Levy, 1999, "Ocean General Circulation Model reference manual", Note du Pôle de Nodélisation, Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), Franá, núm. XX, 91 pàg.
- Marshall, J., A. Adcroft, C. Hill, L. Perelman i C. Heisey, 1997b, "A finite-volume, incompressible Navier-Stokes model for studies of the ocean on parallel computers", *J. Geophys. Res.*, 102, 5753-5766.
- Marshall, J., C. Hill, L. Perelman i A. Adcroft, 1997a, "Hydrostatic, quasi-hydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling", *J. Geophys. Res.*, 102, 5733-5752.
- Mellor, G. L., C. R. Mechoso, E. Keto, 1982, "A diagnostic calculation of the general circulation of the Atlantic Ocean", *Deep-Sea Res.*, 29, 1171-1192.
- Mellor, G. L. i T. Yamada, 1982, "Development of a turbulent closure model for geophysical fluid problems", *Rev. Geophys. Space. Phys.*, 20, núm. 4, 851-875.
- Mellor, G. L., 1991, "An equation of state for numerical models of ocean and estuaries", *J. Atmos. Oceanic Tech.*, 8, 609-611.
- Metzger, E. J., 2003, "Upper ocean sensitivity to wind forcing in the China Sea", *J. of Oceanogr.*, 59 (6), 783-798.
- Mortimer, C. H., 1979, "Strategies for coupling data collection and analysis with dynamic modelling of lake motion", *Lake Hydrodynamics*, 183-277, Symp., Proc. Elsevier, X p.
- Münnich, M., 1996, "Influence of bottom topography on internal seiches in stratified media", *Dyn. Atmos. Oceans*, 23, 257-266.
- O'Connor W. P. i D. J. Schwab, 1994, "Sensitivity of Great Lakes Forecasting System Nowcasts", Proc. of the 3rd International Conference of Estuarine and Coastal Modeling, Oak Brook, Illinois, 8-10 de setembre, 1993, Amer. Soc. of Civil Engrs., Nova York, NY, 149-157.

Oey, L.-Y., G. L. Mellor i R. I. Hires, 1985, "A three-dimensional simulation of the Hudson-Raritan estuary", part I: Description of the model and model simulations, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1676-1692.

Pacanowski, R. C., 1995, "MOM 2 documentation, user's guide and reference manual", GFDL Ocean Group Technical Report 3, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/NOAA, Princeton University, Princeton, NJ.

Pacanowski, R. C., 1995, "MOM 2 documentation: User's guide and reference manual", technical report 3, GFDL Ocean Group, Princeton, NJ.

Pacanowski, R. C. i S. M. Griffies, 1998, "MOM 3.0 Manual", NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, EUA 08542.

Pacanowski, R. C., K. Dixon i A. Rosati, 1991, "The GFDL modular ocean model user guide", The GFDL Ocean Group Technical Report núm. 2., Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, EUA, 16 pàg..

Patterson, J. C. i J. Imberger, 1989, "Simulation of bubble plume destratification systems in reservoirs", *Aquatic Sc.*, 51(1), 3-18.

Pérez-Losada, J., 2001, "A deterministic model for lake clarity. Application to lake Tahoe (California, Nevada), USA", tesi doctoral, Universitat de Girona, 239 p.

Pérez-Losada, J., Schladow, S. G., Reuter, J. E., Jassby, A. D., Goldman, C. R. i Roget, E., 2001, "Modeling seasonal and long term water quality", *Physical Processes in Natural Waters*, Ed. X. Casamitjana, UdG, Girona, 171-176. ISBN/ISSN: 84-8458-062-8.

Ramming, H. G., 1979, "The dynamics of shallow lakes subject to wind. An application to lake Neusiedl, Austria", *Developments in Water Science 11, Hydrodynamics of Lakes*, Edit. W. H. Graf and C.H. Mortimer, Elsevier-Amsterdam.

Riedlinger, S. K. i G. A. Jacobs, 2000, "Study of the dynamics of wind-driven transports into the Yellow Sea during winter", *J. Geophys. Res.*, 105(C12), 28,695-28,708.

Saggio, A. i Imberger, J., 1998, "Internal wave weather in a stratified lake", *Limnology and Oceanography*, 43(8), 1780-1795.

Salvadé, G., F. Zamboni i A. Barbieri, 1988, "Three-layer model of the North Basin of the Lake of Lugano", *Annales Geophysicae*, 6(4), 463-474.

Schwab, D. J. i D. Beletsky, 2003, "Relative effects of wind stress curl, topography and stratification on large-scale circulation in Lake Michigan", *J. Geophys. Res.*, 108(C2), 10.1029/2001JC001066.

Schwab, D. J. i K. W. Bedford, 1994, "Initial implementation of the Great Lakes Forecasting System: A real-time system for predicting lake circulation and thermal structure", *Can. J. Water Poll. Control*.

- Smagorinsky, J., 1963, "General circulation experiments with the primitive equations", *Monthly Weather Review*, 91 (3), 99-165.
- Smith, S. D., 1980, "Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds", *Journal of Physical Oceanography*, 10, 709-726.
- Song, Y. i D. Haidvogel, 1994, "A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography- following coordinate system", *J. Comp. Physics*, 115, 228-244.
- Spigel, R. H. i J. Imberger, 1980, "The classification of mixed-layer dynamics in lakes of small to medium size", *J. Phys Oceanogr.*, 10(7), 1104-21.
- Sündermann, J., 1979, "Numerical modelling of circulation in lakes", a *Hydrodynamics of lakes*, ed. W. H. Graf, C. H. Mortimer, Elsevier.
- Syamsudin, F., A. Kaneko i D. B. Haidvogel, 2004, "Numerical and observational estimates of Indian Ocean Kelvin wave intrusion", *J. Geophys. Res.*, 31(24), L24307.
- Taguchi, K. i K. Nakata, 1998, "Analysis of water quality in Lake Hamana using a coupled physical and biochemical model", *J. Mar. Sys.*, 16, 107-132.
- Vidal, A. i J. Om, 1993, "The eutrophication process in Sau Reservoir (NE Spain): A long-term study", *Verh. Internat. Verein. Limnol.*, 25, 1247-1256
- Wallcraft, A. J. i D. R. Moore, 1997, "The NRL Layered Ocean Model", *Parallel Computing*, 23, 2227-2242.
- Wallcraft, A. J., 1991, "The Navy Layered Ocean Model users guide", NOARL Rep. 35, 21 pàg., Nav. Oceanogr. Lab., Stennis Space Center, Miss.
- Wiegand, R. C. i V. Chamberlain, 1987, "Internal waves of the second vertical mode in a stratified lake", *Limnol. Oceanogr.*, 32(1), 29-42.
- Wu, L., Z. Liu i H. E. Hurlburt, 2000, "Kelvin and Rossby wave interaction in extratropical-tropical Pacific", *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1259-1262.
- Zavatarelli, M. i G. L. Mellor, 1995, "A numerical study of the Mediterranean Sea circulation", *J. Phys. Oceanogr.*, part II, 25(6), 1384-1414.

Capítol 2

Simulació de les ones internes en un sistema limnològic petit ($\sim 10^3$ m). Aplicació a Sau

En aquest capítol apliquem el POM a l'embassament de Sau, un sistema limnològic petit, i contrastem, per a un període concret, els resultats numèrics amb dades experimentals analitzades prèviament per Vidal et al. (2005). Aquests autors, a més, fan servir un model per interpretar les observacions, però, com que el model és bidimensional (direcció vertical i una d'horitzontal), tot i que reproduïx correctament alguns modes, no poden considerar l'efecte de la rotació de la Terra. Per tant, com que el POM sí que preveu el terme de Coriolis, ens permetrà avaluar la rellevància de la rotació en la dinàmica del camp d'ones internes. Tot i que s'ha provat que diversos models 3D anàlegs al POM reproduïxen bé el camp d'ones intern per a situacions sinòptiques en llacs grans (Hodges et al., 2000; Rueda i Schladow, 2003), aquests tipus de models no s'han provat per a la simulació de les ones internes en sistemes limnològics tancats i petits com és el cas de Sau. En aquest sentit, aquest estudi, a més de permetre'ns aprofundir en la dinàmica concreta de Sau, ens servirà també de test per al model i per avaluar si pot ser emprat en altres sistemes anàlegs i servir de base per a altres estudis més interdisciplinaris.

2.1 L'embassament de Sau

L'embassament de Sau està situat a la part central del riu Ter (figura 2.1). El riu Ter, que neix als Pirineus, té una longitud de 200 km i l'àrea de la seva conca de recepció és de 1.523 km². El règim hidràulic del Ter és nivopluvial. Aquest règim es caracteritza pel fet de presentar dos màxims i dos mínims durant el període anual. Els màxims tenen lloc un a la primavera (maig-juny), a causa del desgel, i l'altre durant la tardor (octubre-novembre). A l'hivern (gener-febrer) té lloc un mínim coincidint amb la baixada de temperatures, que reté les precipitacions en forma sòlida a la part alta de la conca, i un altre a l'estiu (agost),

com a conseqüència directa de les necessitats de reg i la poca precipitació típica de l'estiu mediterrani en el conjunt de la conca. El mínim de l'estiu és sempre molt més acusat i persistent que el de l'hivern. El període d'aquest estudi és de principis de setembre, quan les entrades i sortides del sistema podien negligir-se.

A grans trets, podríem dir que l'embassament de Sau segueix la vall durant uns 18.225 km de longitud i que prop de la presa té un màxim d'amplada d'1,3 km. En aquest sentit es diu que l'embassament té una morfologia en forma de canó (Armengol et al., 1999). La cota màxima de l'embassament de Sau és de 426 m per sobre el nivell del mar, que correspon a una profunditat, volum i superfície màxims de 75 m, $168 \cdot 10^6 \text{ m}^3$ i 580 ha, respectivament.

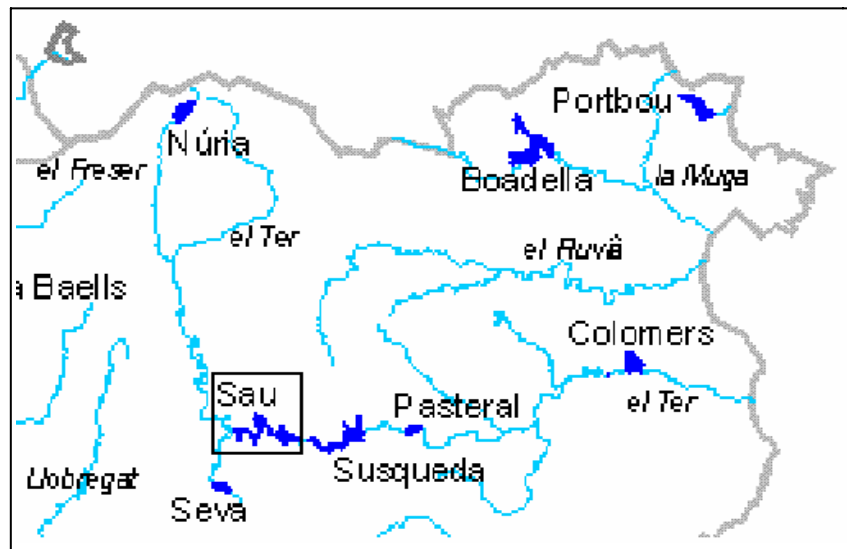


Figura 2.1. L'embassament de Sau, la seva localització a Catalunya i la conca hidrogràfica.

En la figura 2.2 es mostra la topografia de l'embassament de Sau. La profunditat zero metres correspon a la cota màxima de 426 m. Les línies obliqües de la figura indiquen la zona considerada en les simulacions que presentem. També es mostra la direcció del vent durant el dia i la nit durant els períodes estudiats. Aquesta restricció de la zona modelada, que ha estat feta per raons de viabilitat en el càlcul computacional, no té rellevància física per al cas que estudiarem, ja que el nivell superficial de l'embassament durant el període estudiat no correspon als valors de cota màxima i per tant el tall de riu que negligim no es pot considerar com una zona estancada associada a l'embassament, sinó només com el riu que hi entra.

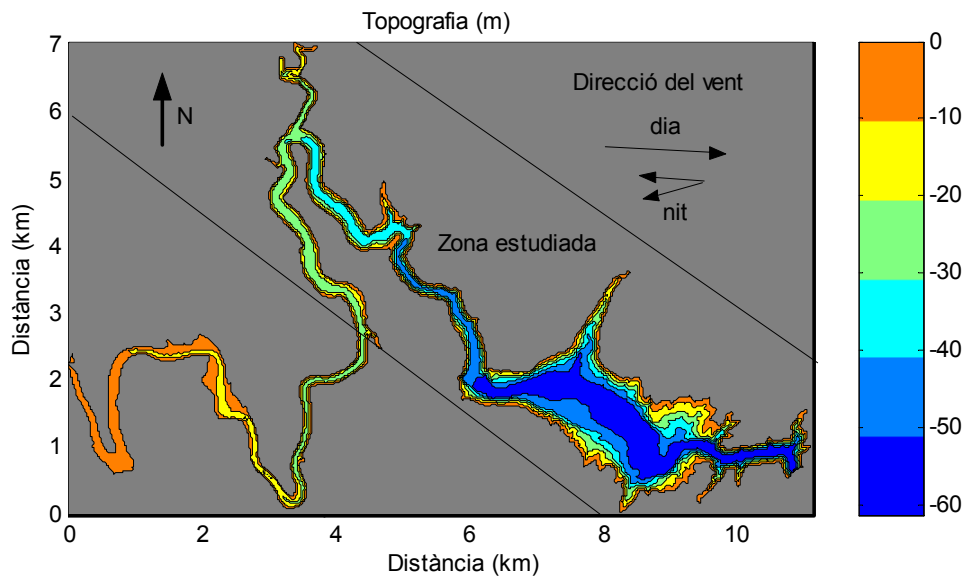


Figura 2.2. Mapa topogràfic de l'embassament de Sau. Es manté la direcció nord cap amunt i mostrant la direcció del vent durant el dia i la nit, quan varia un rang relativament petit inclòs entre les dues fletxes. Els intervals del contorn, en metres, es refereixen a la profunditat per sota del nivell superficial lliure.

2.2 El període estudiat

Per a aquest estudi hem escollit el període del 9 al 13 de setembre de 2003 perquè es disposa de dades de temperatura i velocitat que van ser preses de forma contínua a dues estacions de l'embassament. Basant-se en aquestes dades, Vidal et al. (2005) han mostrat la presència d'un mode de 24 hores que pot ser clarament interpretat com un tercer mode vertical. A més, usant un model bidimensional (considerant la direcció vertical i una direcció horitzontal), troben que el període predit per al tercer mode vertical que correspon al primer mode horitzontal estacionari és de 25,3 h, i per tant, relativament pròxim a 24 hores. Conseqüentment, interpreten aquesta oscil·lació com una seca. El mateix model reproduïx un primer mode vertical corresponent al primer mode horitzontal amb un període d'unes 5,48 hores que és molt pròxim a una de les oscil·lacions observades i que, per tant, també identifiquen com una seca. Tanmateix, el model bidimensional no és capaç de simular cap oscil·lació al voltant de 12 hores, tal com s'observa en el sistema durant el mateix període, i els autors conclouen que probablement correspon a un patró de vent subdiari. Finalment, a partir de les dades experimentals s'observen dos modes més al

voltant de 5 i 8 hores.

Seguidament estudiarem si el POM pot simular tots els modes observats en l'embassament sota el règim de vent que hi havia durant la campanya objecte d'estudi, i basant-nos en els resultats de la simulació, interpretarem la fenomenologia observada.

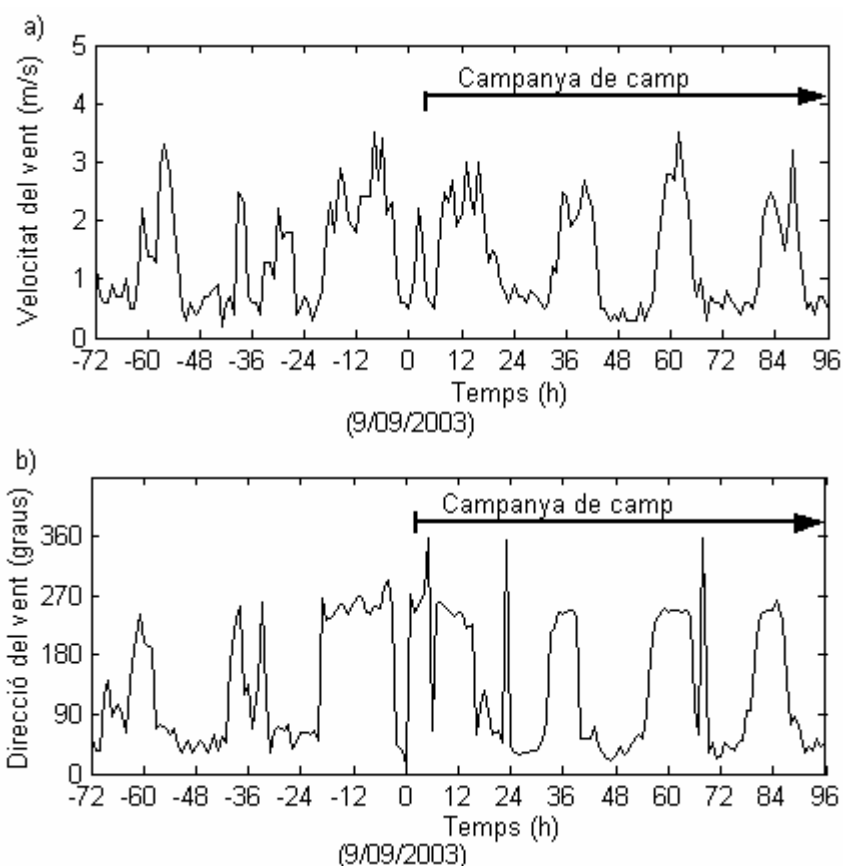


Figura 2.3. Dades del vent del 7 al 12 de setembre de 2003. L'origen del temps (hora zero) està ajustat pel fet de correspondre al temps inicial del període estudiat a les 0.00 am del 9/09/2003. a) Velocitat del vent, i b) direcció del vent.

El vent durant la campanya de camp presentava el patró característic d'aquell moment de l'any i és presentat a la figura 2.3. Com es pot observar, el vent segueix un règim diari de brisa que té una intensitat màxima (al voltant de 3 m/s) quan el vent bufa cap a l'est. La direcció del vent respecte de l'embassament es representa a la figura 2.2, tal com ja s'ha comentat. Concretament, durant el dia s'indica amb una sola fletxa —ja que hi ha una direcció dominant molt clara— i durant la nit mitjançant dues de més petites que indiquen el rang de variabilitat que té el vent durant la nit, quan aquest bufa més flux.

L'estratificació mitjana corresponent al període estudiat es mostra en la figura 2.4, basada

en els perfils de temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä $N = (-g/\rho)(dp/dz)^{1/2}$, on g és la gravetat, ρ és la densitat de l'aigua i z és la profunditat. D'aquesta definició es veu que, de fet, N ens dóna una mesura del gradient vertical de densitat en la columna d'aigua. Per tant, resulta un excel·lent indicador d'on està situada la termoclina, en el cas que les variacions de la densitat siguin causades principalment per la variació de la temperatura, que és el nostre cas.

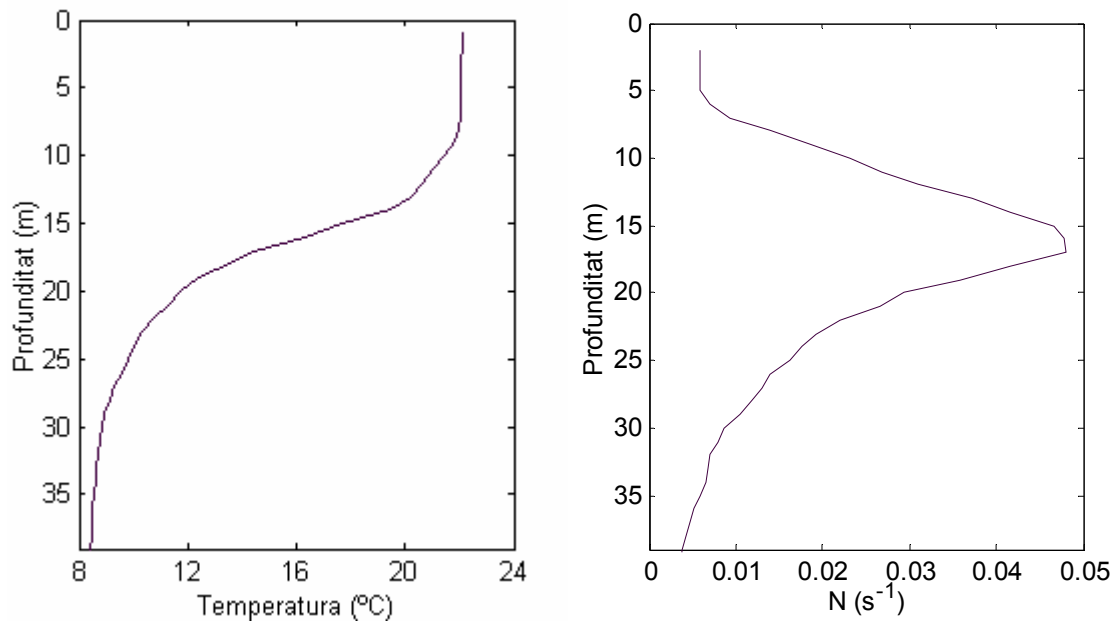


Figura 2.4. Perfils de la mitjana de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä mesurats a l'embassament de Sau del 9 al 12 de setembre de 2003.

Durant el període considerat, com que es tracta d'uns dies de finals d'estiu, ens trobem amb una termoclina ja ben formada. Concretament, la capa més superficial (epilímnion) té una temperatura d'uns 22 °C i està separada de la part més profunda i freda (hipolímnion), al voltant dels 9 °C, per un gradient de temperatura o termoclina d'uns 0,7 °C per metre.

Com podem veure en la figura 2.4, la freqüència de Brunt-Väisälä en la profunditat presenta una valor màxim de fins a 0,049 s⁻¹ a una fondària de 16 i un valor mínim del voltant de 0,004 s⁻¹ més al fons, a l'hipolímnion.

2.3 Paràmetres del model

Com que els detalls del POM han estat àmpliament comentats en el capítol 1 (apartat 1.3), aquí només comentarem les opcions principals que hem pres per fer córrer el model. Per a les simulacions, el sistema ha estat dividit en cel·les de 70×70 metres i la matriu corresponent es presenta en la figura 2.5. Com es pot observar, el sistema ha estat rotat (37° en sentit antihorari) i, tal com ja s'ha comentat, la part més llunyana de la cua del riu ha estat suprimida. Així, la matriu de la topografia utilitzada en el model té el màxim d'àrea efectiva o el màxim nombre de punts que siguin aigua en la malla generada. En aquesta figura es tornen a mostrar les corbes de nivell de l'embassament i la direcció del vent dominant durant el període. També s'hi assenyalen les localitzacions on les dades experimentals han estat preses (estació 1, estació 2 i els punts PN ($N = 1 \dots 7$)) i s'hi indiquen les diferents localitzacions on farem l'anàlisi de les dades de la simulació.

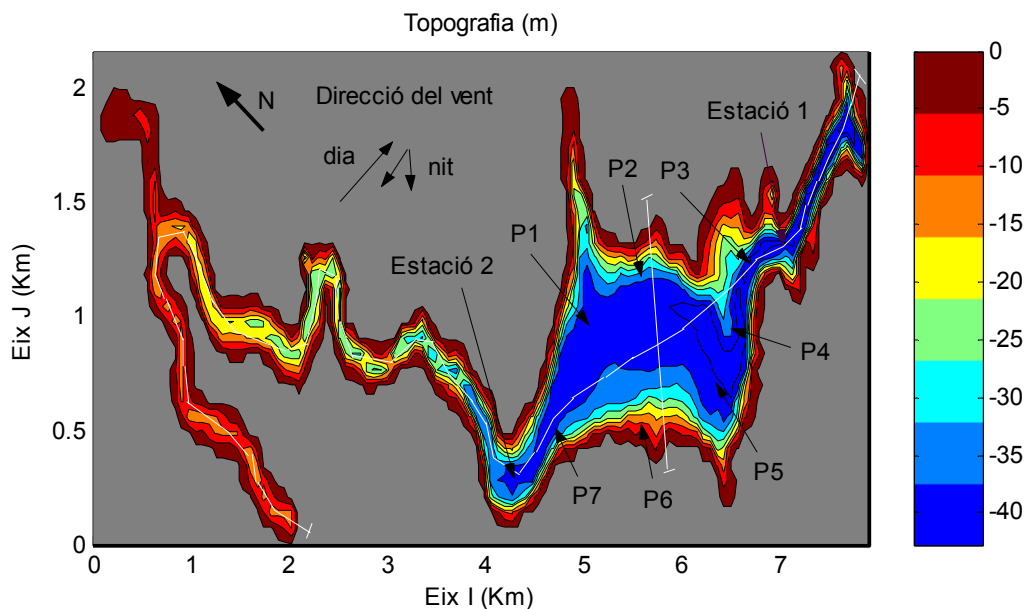


Figura 2.5. Matriu topogràfica de l'embassament de Sau (rotat) per a la cota 410. Es mostra la localització de les estacions de mesura (estació 1 i estació 2) i alguns altres punts (PN ; $N = 1 \dots 7$), els quals són considerats al llarg del text per discutir els resultats simulats. Els intervals del contorn, en metres, es refereixen a la profunditat per sota del nivell superficial lliure. Les línies blanques corresponen a les seccions transversals dibuixades en la figura 2.6.

Com ja es va explicar en el capítol 1, el model no usa la coordenada vertical ordinària z per definir l'eix vertical, sinó que es fa servir la coordenada sigma. És un sistema de referència cartesià adimensional i normalitzat en funció de la batimetria. D'aquesta manera, topografies de fons complicades poden ser simulades sense problemes. De fet, aquesta és una de les característiques principals del POM.

En la simulació que presentem, els nivells sigma que hem considerat són equiespaiats entre ells. L'anterior es pot comprovar en la figura 2.6, on presentem un tall longitudinal i un tall transversal de l'embassament, representats en la figura 2.5. Concretament, en la simulació

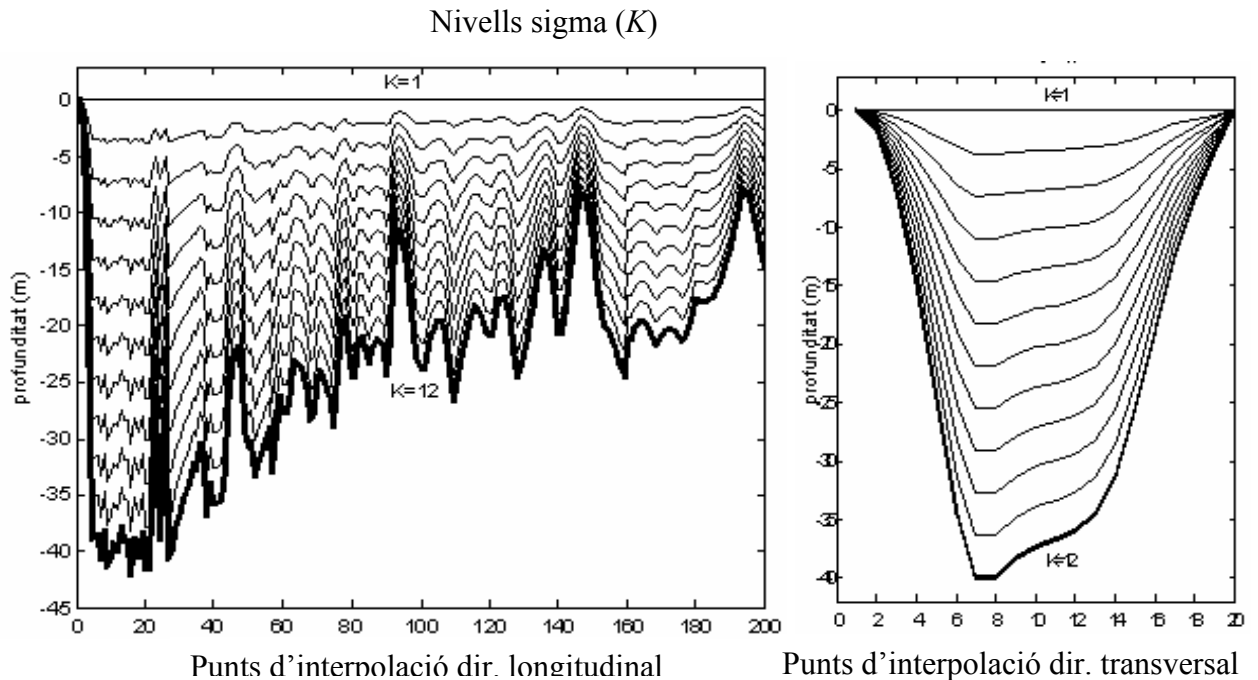


Figura 2.6. Representació dels nivells sigma d'una secció longitudinal i una de transversal a l'embassament.

que presentem s'ha triat un nombre de capes verticals o nivells sigma K igual a 12, ja que permet resoldre bé la fenomenologia estudiada o els modes verticals amb una distància màxima entre nivells de 3,5 m (on el gruix de les capes verticals és superior). Noteu que, si es tenen molts nivells, l'ordinador ha d'utilitzar molta memòria, cosa que alenteix l'execució del model.

En les simulacions presentades, el pas de temps pel mode extern ha estat fixat a 0,05 segons i el pas de temps pel mode intern a 3 segons, de manera que se satisfà la restricció del pas de temps basada en la condició de Courant-Friedrich-Lewy per als casos barotròpic i baroclínic (vegeu l'apartat 1.3.4.6 del primer capítol).

Tot plegat fa que, per al nostre cas, la simulació tingui un temps de càlcul acceptable: s'aconsegueix simular quatre dies en aproximadament 3,2 hores amb un ordinador de dos processadors funcionant a una velocitat de 2,4 GHz en Linux, i la memòria RAM utilitzada no sobrepassa el límit de la de l'ordinador, que és de 2 GB.

Les condicions de contorn laterals per les velocitats fan que s'anul·lin les velocitats perpendiculars a la costa. Les condicions de contorn laterals per la resta de les variables són calculades per a cada temps. A la superfície, l'esforç del vent es defineix segons la fórmula clàssica d'arrossegament $\tau = \rho c_D V_{10}^2$ i prenem el coeficient d'arrossegament definit per Hasselmann (1988), com ja s'ha comentat en l'apartat 1.3. Els fluxos de calor també han estat introduïts d'acord amb una parametrització estàndard (Smith, 1980), encara que no són rellevants per als resultats que aquí presentem.

2.4 Resultats

Com a principal resultat tenim que el POM reproduceix tots els modes mesurats en

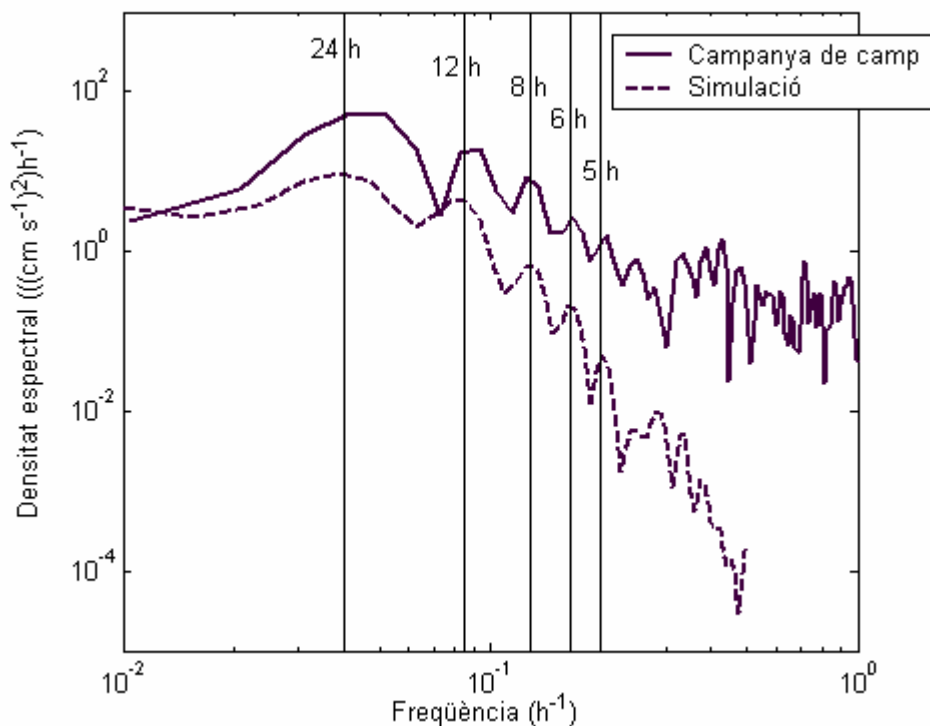


Figura 2.7. Espectre de la velocitat mesurada a l'estació 1 a 13 metres de profunditat i de la velocitat simulada al mateix punt considerant el vent mesurat durant la campanya del 9 al 12 de setembre del 2003.

l'embassament, tal com es mostra a la figura 2.7, on presentem els espectres de les velocitats simulades i de les mesures a l'estació 1 (vegeu la figura 2) a 13 metres de

profunditat. Com es veu, en tots dos casos s'observen clarament els modes de 24, 12, 8, 6 i 5 hores, aproximadament.

En la figura 2.8 es mostra un perfil de velocitat instantània simulat a la mateixa estació i en el qual es pot observar clarament una estructura de quatre capes, tal com correspondria a un tercer mode vertical com el que Vidal et al. (2005) van trobar que dominava durant la campanya.

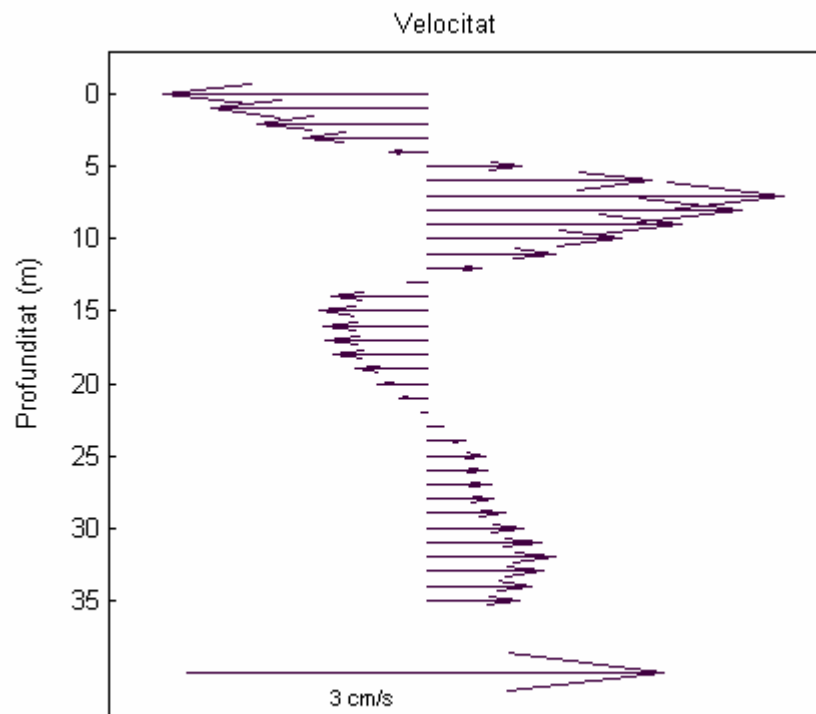


Figura 2.8. Perfil de la velocitat instantània simulada a l'estació 1 considerant el vent mesurat durant la campanya del 9 al 12 de setembre de 2003.

Des d'un altre punt de vista, el tercer mode vertical de 24 hores pot també ser identificat en la figura 2.9a a partir dels gràfics de contorn del component de la velocitat computat al llarg de la direcció 124° a la mateixa estació. Les línies horitzontals contínues, situades a 5, 18 i 30 metres, aproximadament, indiquen els límits de les quatre capes corresponents. Noteu que els períodes dominants de la part baixa de la columna són més curts.

En la figura 2.9b es representen també els resultats obtinguts experimentalment per Vidal et al. (2005) amb un correntòmetre Doppler acústic orientat cap al fons, que enregistrava dades de bins de 20 profunditats separades entre si per 2 m. En aquest cas, però, no hi ha

dades per sobre de 3 metres i per sota de 30 metres de profunditat, però, com es pot veure comparant les figures 2.9a i 2.9b, el patró principal corresponent al tercer mode vertical en els dos gràfics de contorn es mostra anàleg.

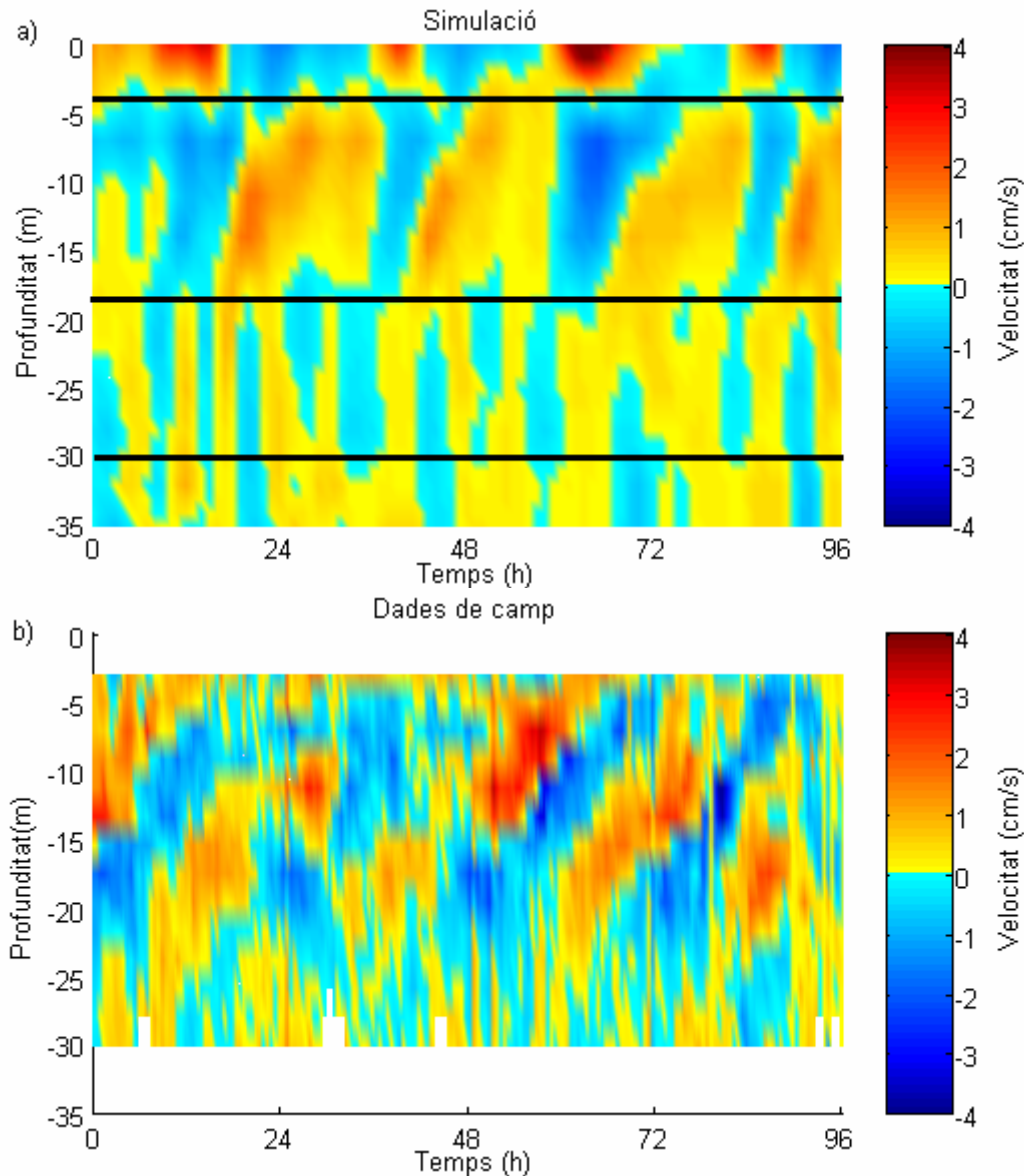


Figura 2.9. Component de la velocitat horitzontal al llarg de la direcció 124° del 9 al 12 de setembre de 2003. a) Simulació, i b) mesurada a l'estació 1.

Una altra eina per visualitzar aquest tercer mode vertical és la correlació creuada de la velocitat a diferents fondàries, que es mostra en la figura 2.10. A l'interval de temps zero hores, les velocitats a 1 i 15 m i a 15 i 26 m es mostren completament fora de fase i les velocitats a 15 i 34 m en fase, cosa que indica un flux invers entre les capes consecutives amb un comportament periòdic de 24 h. En aquesta figura, el terme *interval de temps* es

refereix al desfasament temporal de les velocitats per al càlcul del coeficient de correlació.

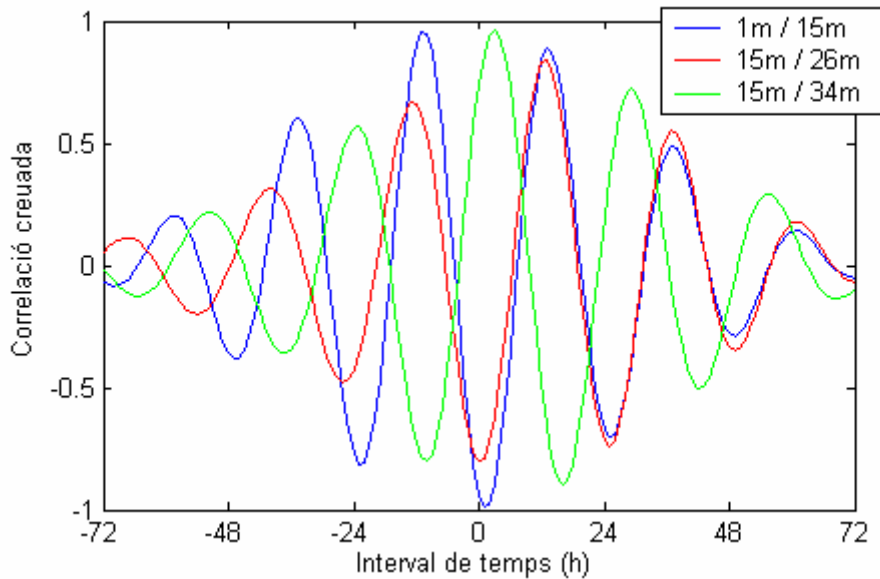


Figura 2.10. Correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 124° del 9 al 12 de setembre de 2003.

Del que s'ha dit fins aquí podem concloure que el POM reproduïx bé la informació disponible sobre el camp d'ones internes a Sau després de l'anàlisi que Vidal et al. van fer de les dades. Això és: el POM reproduïx l'estructura de quatre capes que oscil·la amb un període de 24 hores i és capaç de simular tots els components significatius del camp d'ones internes que es van mesurar *in situ*: 24, 12, 8, 6 i 5 hores. Seguidament, i a partir dels resultats obtinguts del model, s'interpretarà la natura de cada un d'aquests modes.

2.4.1 El mode amb un període de 8 hores és interpretat com una ona de Kelvin

En la figura 2.7 s'ha mostrat que el POM era capaç de reproduir el mode d'aproximadament 8 hores, que no era possible reproduir amb un model bidimensional. De l'anàlisi d'aquest mode se'n desprèn que es tracta d'un segon mode vertical que presenta rotació antihorària i la seva estructura correspon a un primer mode horitzontal, tal com es discuteix seguidament.

La rotació es pot observar en la figura 2.11(a-e), on, seguint Lemmin et al. (2005), s'ha representat el component de l'elevació superficial per a aquesta freqüència/periode per di-

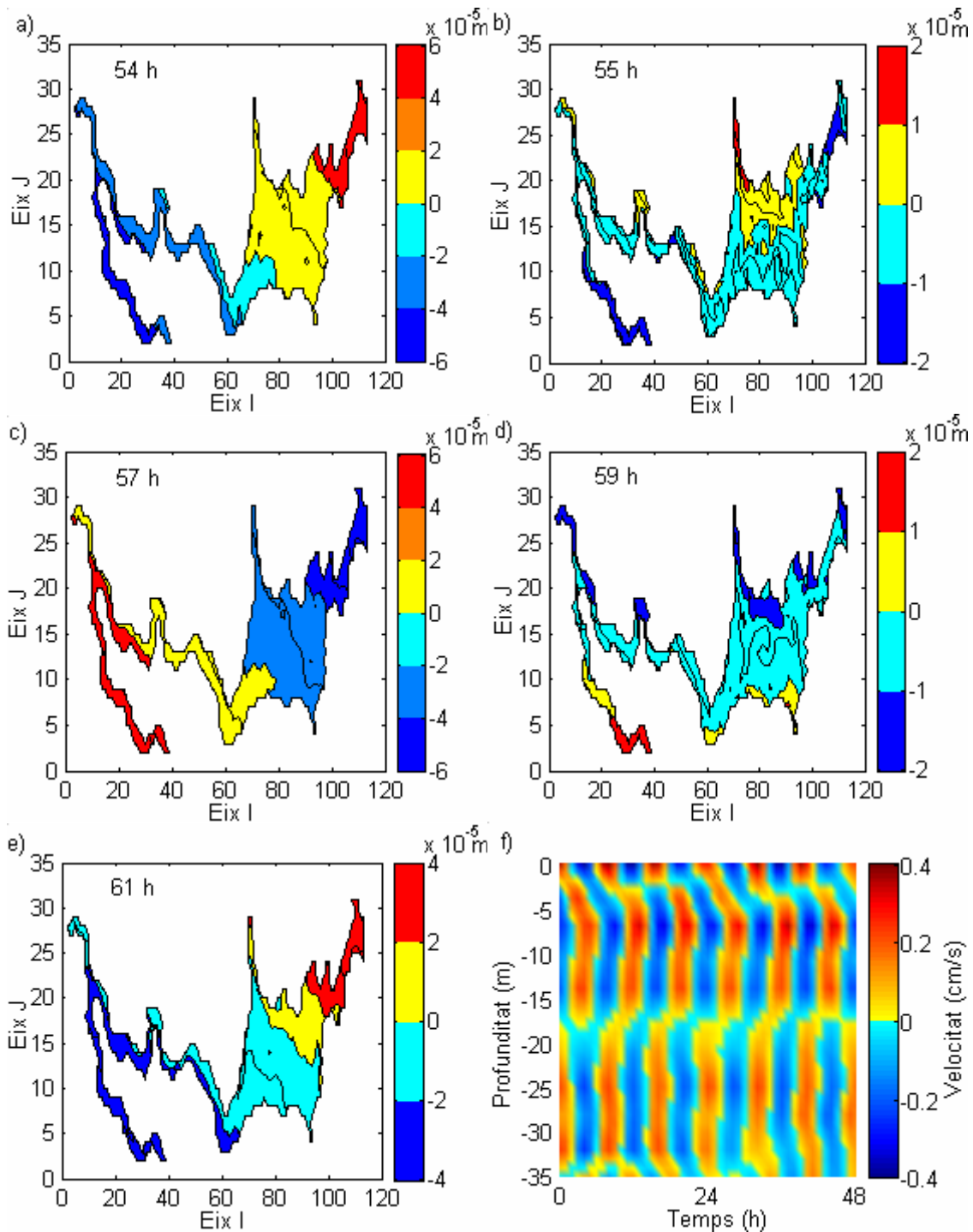


Figura 2.11. a)-e) Elevació superficial corresponent a l'oscil·lació de 8 hores per diferents instants de temps, i) f) velocitat horitzontal al llarg de la direcció 124° filtrada a 8 hores a l'estació 1.

ferents moments dins d'un mateix gir. En aquestes gràfiques, els colors càlids representen l'elevació per sobre del nivell horitzontal i els colors freds per sota. També en la figura

2.11f es mostra l'evolució al llarg del temps de la velocitat horitzontal projectada a 124° corresponent a aquest mode per a diferents fondàries, amb la qual cosa es confirma l'estructura de tres capes associada al segon mode vertical.

L'origen d'aquesta oscil·lació es pot relacionar amb l'aflorament que es produeix a sotavent durant el dia i que alhora fa que alternativament s'enfonsin i aflorin diverses isopícniques a diferents fondàries, cosa que força una estructura de quatre capes. Més concretament, tal com s'observa en la figura 2.2, el vent bufa al llarg de l'eix principal de l'embassament i acumula l'aigua en la costa est de l'embassament, on, a causa de l'augment de pressió, força i ocasiona de manera alternant el descens i l'elevació de diverses isopícniques en diferents fondàries. Quan el vent para, el balanç de forces varia, l'elevació superficial es relaxa i el corrent conduït pel vent s'inverteix. Aquest corrent, a causa de l'efecte de Coriolis, es desvia cap a la dreta respecte al seu sentit de moviment i es propaga de forma paral·lela a la costa en sentit antihorari. L'amplitud del corrent decreix des de la costa cap a l'interior (per això aquest tipus d'ones s'anomenen *ones atrapades*) i el seu front pot ser identificat com una ona de Kelvin. Nosaltres, d'acord amb Lemmin et al. (2005), anomenarem aquesta oscil·lació que afecta tot l'embassament una *seca de Kelvin*. Altres autors, però, que han observat una fenomenologia similar en llacs grans usen el terme *ona de Kelvin* (Beletsky et al., 1997; Antenucci et al., 2000). A més, Mortimer (1974) recalca el fet que, en el casos en què s'ha documentat una ona de Kelvin, l'amplada de la zona pròxima a la costa afectada per aquest corrent i la mida característica de la zona en la qual el vent manté apilada l'aigua coincideixen. Això reforça la idea que l'energia inicial d'aquest corrent (ona de Kelvin) és l'energia potencial de l'aigua apilonada en un extrem del llac a causa del vent. En el nostre cas, a més, com que la circulació al voltant de l'embassament és d'aproximadament 8 hores, cada tres voltes aquesta oscil·lació pot ser reforçada un altre cop, i persisteix al llarg del període mesurat.

2.4.2 El mode amb un període de 24 hores presenta rotació horària i és forçat pel vent

Una anàlisi similar a l'anterior feta per al mode de 24 hores mostra que aquest també és un mode amb rotació, però en aquest cas en sentit horari. Les figures 2.12 mostren l'estructura

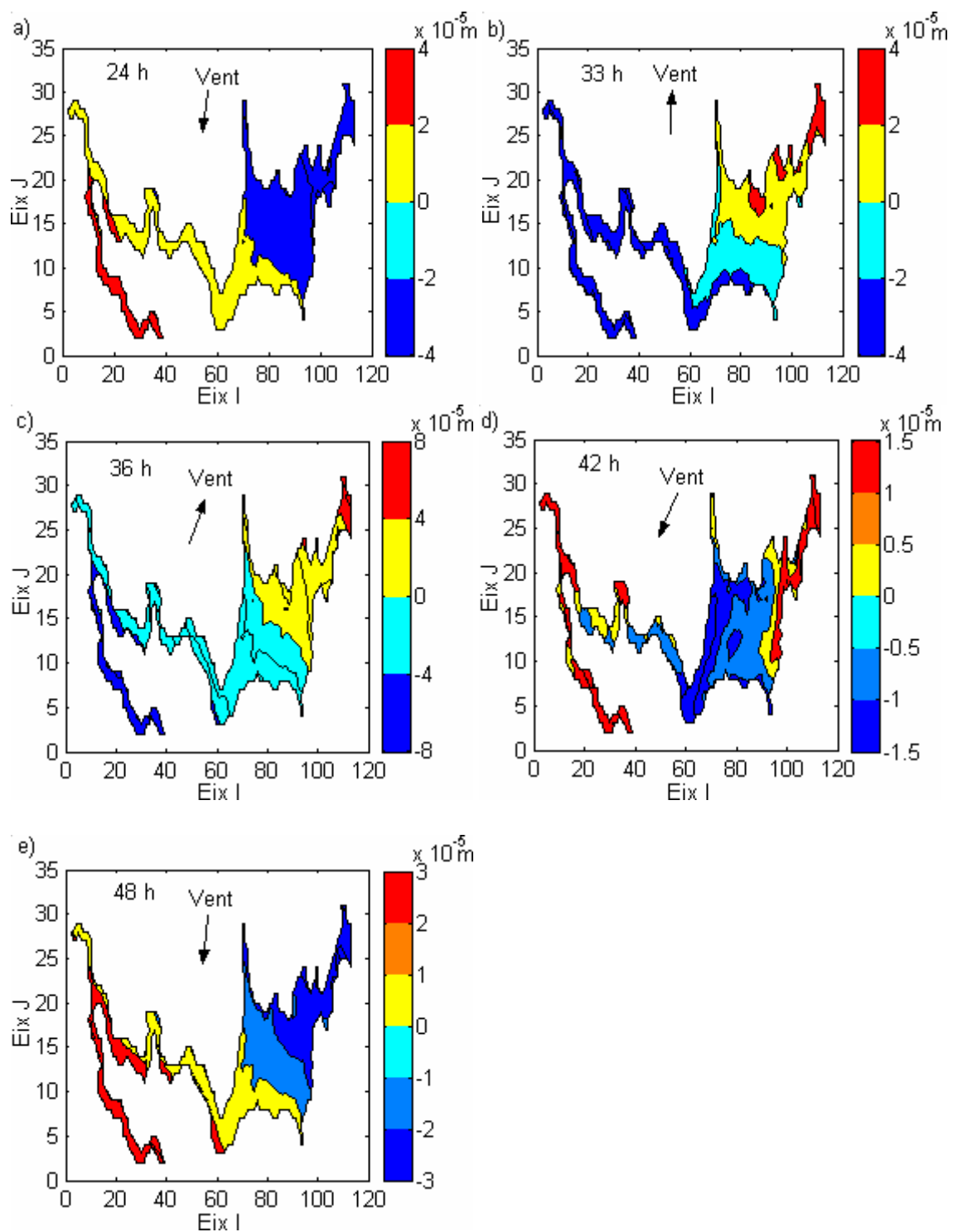


Figura 2.12. a)-e) Elevació superficial simulada i filtrada a 24 hores per al 10 de setembre de 2003.

de la superfície per a diferents moments dins d'un mateix període, la qual presenta una rotació horària en el cos principal de l'embassament. La direcció del vent en els moments representats s'indica en les figures mitjançant un vector.

Per entendre aquest moviment diari cal considerar que, prop de la costa, l'arrossegament

del vent afecta tota la columna d'aigua, la qual és accelerada en la direcció del component del vent paral·lel a la costa. Això es pot observar en la figura 2.13, on es presenten dos perfils del component horitzontal de la velocitat paral·lela a la costa corresponents a dos punts compresos en una secció perpendicular a la costa que conté el P4 (vegeu la figura 2.5).

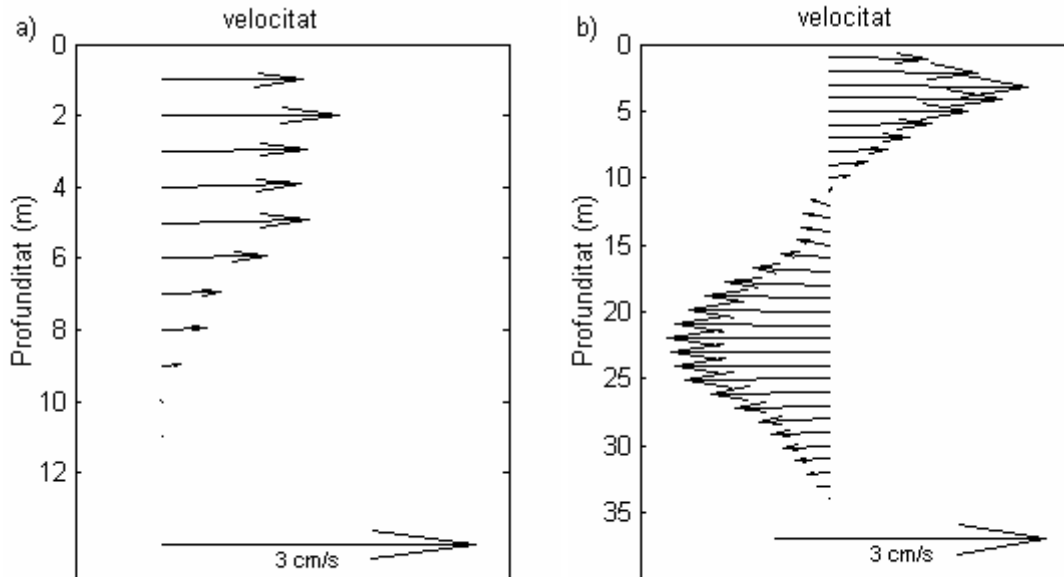


Figura 2.13. Velocitat instantània simulada en una línia perpendicular a la costa que inclou el punt P4 del 9 de setembre de 2003. a) En un punt pròxim a la costa, i b) en un punt allunyat de la costa.

Les velocitats, que es consideren positives quan tenen la mateixa direcció que el component del vent paral·lel a la costa, disminueixen des d'uns 3 cm/s a la superfície fins a anul·lar-se a 11 metres de fondària. En el punt més proper a la costa (figura 2.13a) tota la columna d'aigua és arrossegada pel vent, però en el punt més interior (figura 2.13b) apareix un flux invers per sota dels 12 metres de profunditat. Consegüentment, com a resultat de la variació diària del vent a l'embassament de Sau durant la campanya, apareix un corrent al llarg de la costa amb una periodicitat de 24 hores que s'observa com un mode forçat amb rotació, tal com es pot observar en les figures 2.12. L'estructura amb 4 capes d'aquest mode ja s'ha discutit en detall en l'apartat 2.4.

Alternativament, en la figura 2.14 també es pot veure aquest corrent al voltant de l'embassament basant-nos en la variació en el temps de l'elevació superficial en diferents punts consecutius al llarg de la costa i indicats en la figura 2.5. Noteu que l'elevació màxima a l'hora 6 en el punt P2 es troba després en el punt P3 (al voltant de les 9 hores),

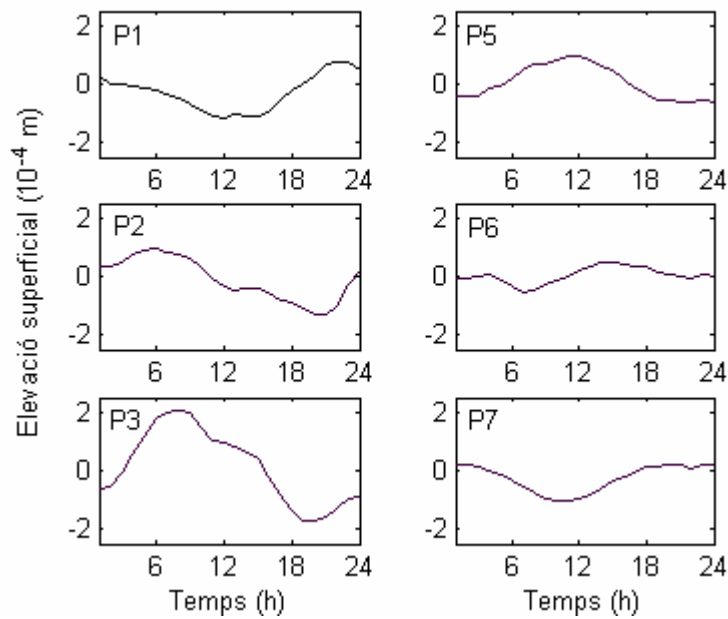


Figura 2.14. Elevació superficial als punts estudiats (P1, P2...) del 9 de setembre de 2003.

P5 (12 hores), P6 (15 hores) i P7 (24 hores). Tot i que la velocitat de fase d'aquest corrent no és constant —depèn de la intensitat del vent—, el seu valor mitjà és compatible amb un gir de 24 hores al voltant de l'embassament.

En la figura 2.15 es presenta el diagrama progressiu dels vectors de la velocitat durant tres

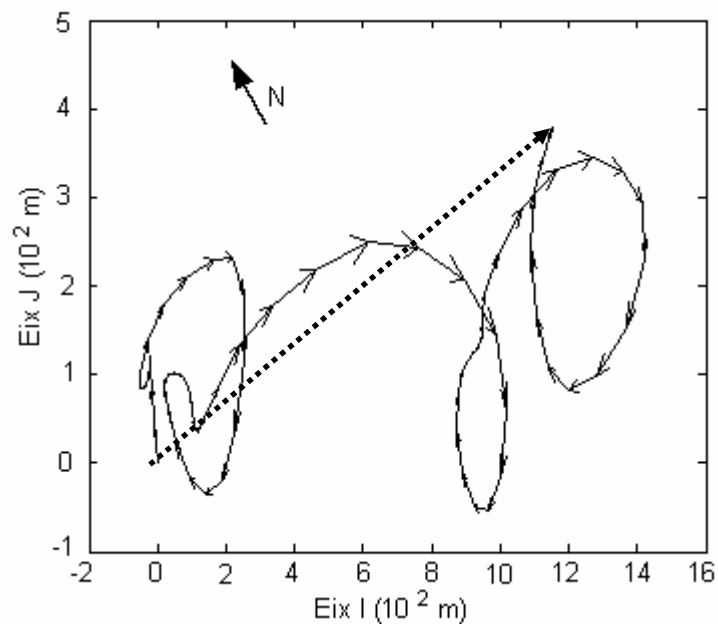


Figura 2.15. Diagrama del vector progressiu a la superfície del 9 a l'11 de setembre de 2003. La fletxa discontinua indica el desplaçament net després de 3 dies.

dies en un punt central de l'embassament on es veu clarament el comportament rotacional horari d'aquest mode diari que domina la circulació de l'embassament. Noteu també que, a més de la rotació, s'observa un desplaçament net al llarg de l'eix principal de l'embassament en la direcció en la qual el vent bufa amb més intensitat, és a dir, cap a l'est.

Que aquest mode de 24 h és un mode forçat pel vent també es pot justificar basant-nos en el fet que, quan el sistema és forçat per un vent amb una periodicitat de 30 hores, no s'observa un mode dominant de 24 hores, sinó de 30 hores.

2.4.3 El mode amb el període de 12 hores és interpretat com una ona de Poincaré

Una anàlisi anàloga a l'anterior per al mode de 12 hores mostra que es tracta també d'una oscil·lació que presenta rotació en sentit horari. Tanmateix, els patrons de la superfície lliure en rotació corresponents a aquest mode no poden ser visualitzats d'una manera tan òptima com en els altres casos, quan es força el sistema amb el vent que es va mesurar realment. Per aquest motiu, en la figura 2.16 presentem els resultats obtinguts per un vent idealitzat sinusoidal (simplificació del vent real) amb un període de 24 hores. S'hi poden

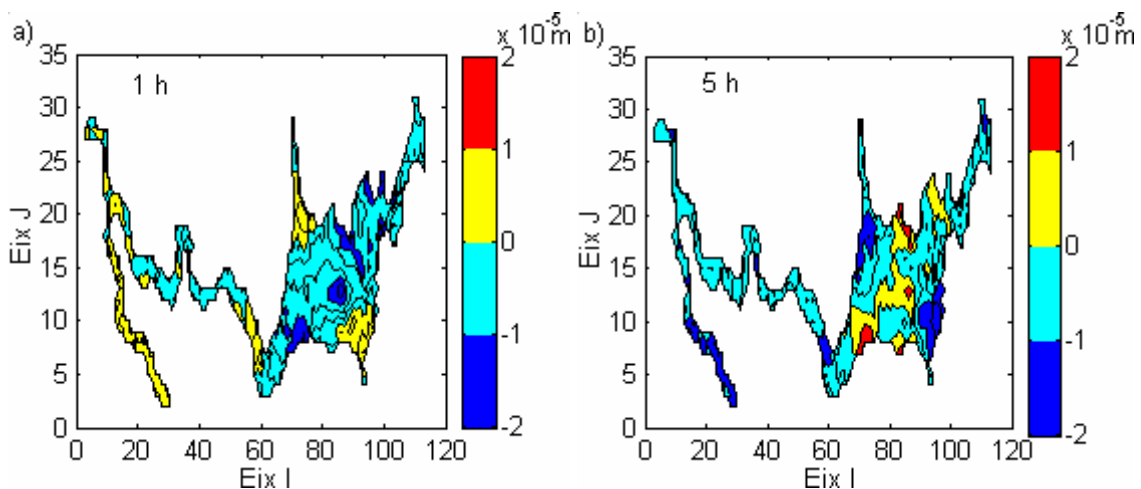


Figura 2.16. (continua)

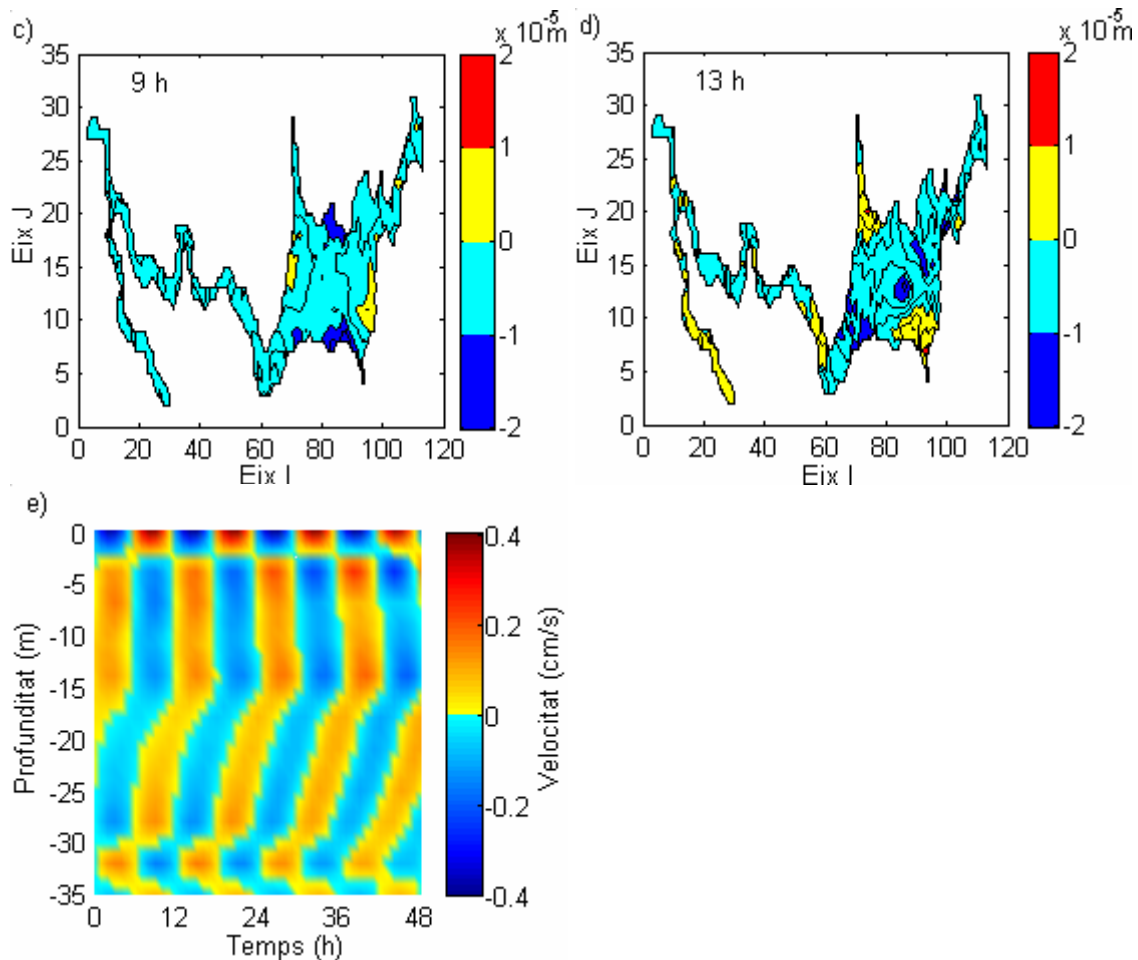


Figura 2.16 (continuació). a)-d) Elevació superficial filtrada a 12 hores, i e) component de la velocitat horitzontal al llarg de la direcció 124° filtrada a 12 hores a l'estació 1 del 9 setembre de 2003.

identificar, en el cos principal de l'embassament, dues línies nodals —les que separen el color groc del blau— que van rotant amb el període de 12 hores, fet que indica que es tracta d'un segon mode horitzontal i no pas d'un primer, com és el cas del de 24 hores. Tanmateix, en aquest cas, com que el període d'aquest mode és menor que el període inercial, pot ser interpretat com una seca de Poincaré i no com un mode forçat. Com en el cas del mode de 24 hores, aquest també és un tercer mode vertical perquè presenta quatre capes diferenciades, tal com es pot veure en la figura 2.16e.

Finalment, basant-nos en els resultats simulats considerant el vent mesurat, en la figura 2.17 es presenta l'elevació superficial al punt P2 durant tres dies. Aquesta elevació també es representa filtrada al voltant de 24 i 12 hores amb la finalitat d'identificar aquests dos components en el senyal sense filtrar. Noteu que en les corbes filtrades l'elevació ha estat multiplicada per un factor.

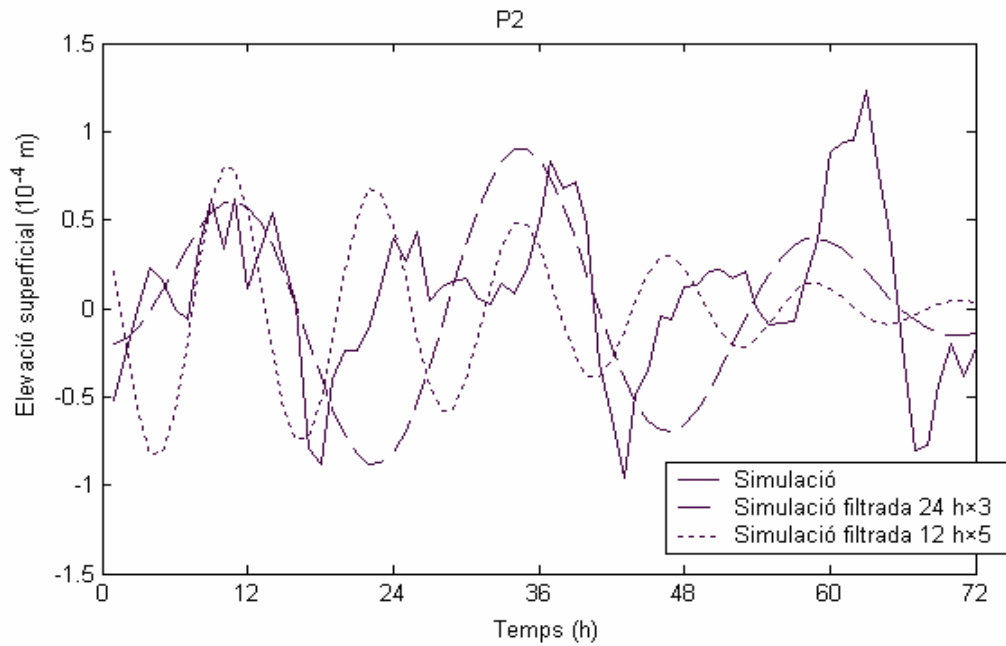


Figura 2.17. Elevació superficial al punt P2 del 9 a l'11 de setembre de 2003.

2.4.4 Els modes amb els períodes de 5 i 6 hores són seques sense rotació

Les oscil·lacions amb períodes de 5 i 6 hores que es poden identificar en la figura 2.7 són ones estacionàries, és a dir, seques. Concretament, aquests períodes corresponen, respectivament, al segon i al primer modes horitzontals del primer mode vertical. Els resultats predits pel model de seques bidimensional utilitzat per Vidal et al. (2005) també corroboren la interpretació del mode de 6 hores com a primer mode vertical. Del mode de 5 hores no en diuen res.

En la figura 2.18 (a-c) podem veure que la superfície lliure de l'embassament presenta dues línies nodals. Dit d'una altra manera, en les figures 2.18 es veu que els extrems del cos principal de l'embassament seguint l'eix longitudinal s'eleven simultàniament mentre alhora la zona central s'enfonsa i encaixa en la fenomenologia del segon mode horitzontal. En la figura 2.18d es mostra un component de la velocitat horitzontal que correspon a aquest mode que confirma l'estructura de dues capes associada al primer mode vertical.

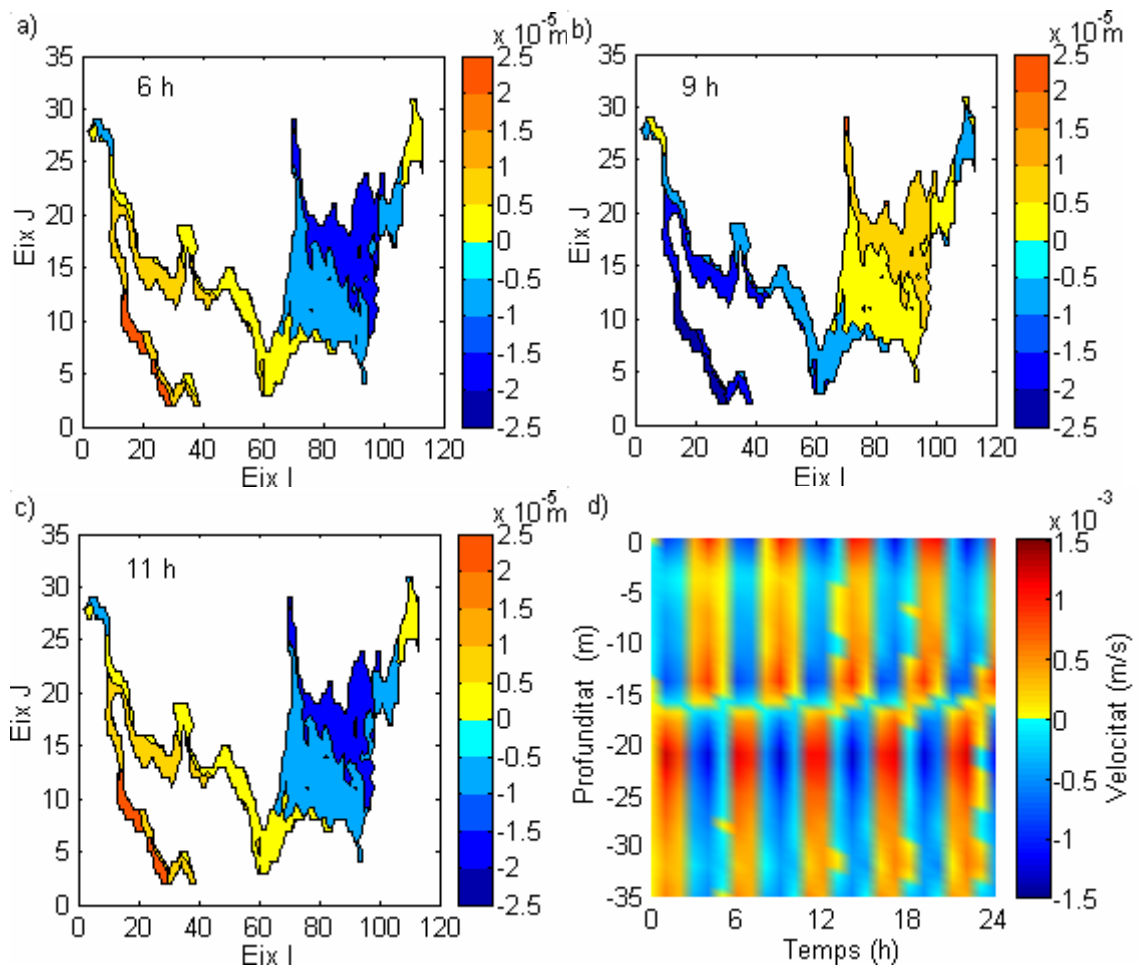


Figura 2.18. a)-c) Elevació superficial filtrada a 5 hores, i d) component de la velocitat horitzontal al llarg de la direcció 124° filtrada a 5 hores a l'estació 1 del 9 de setembre de 2003.

En la figura 2.19 es pot apreciar que el cos principal de l'embassament està dividit longitudinalment per dos lòbuls de diferent elevació superficial, i el node se situa transver-

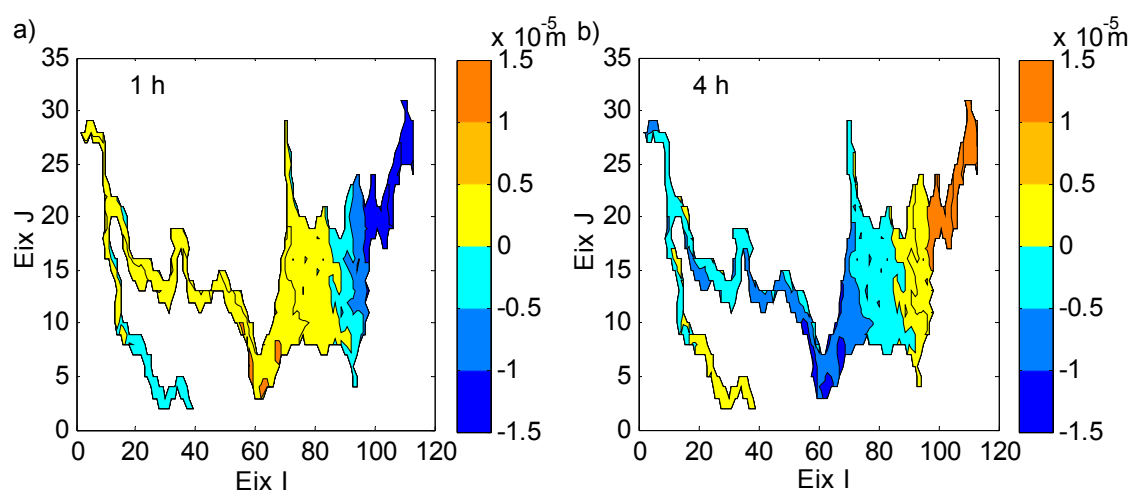


Figura 2.19 (continua).

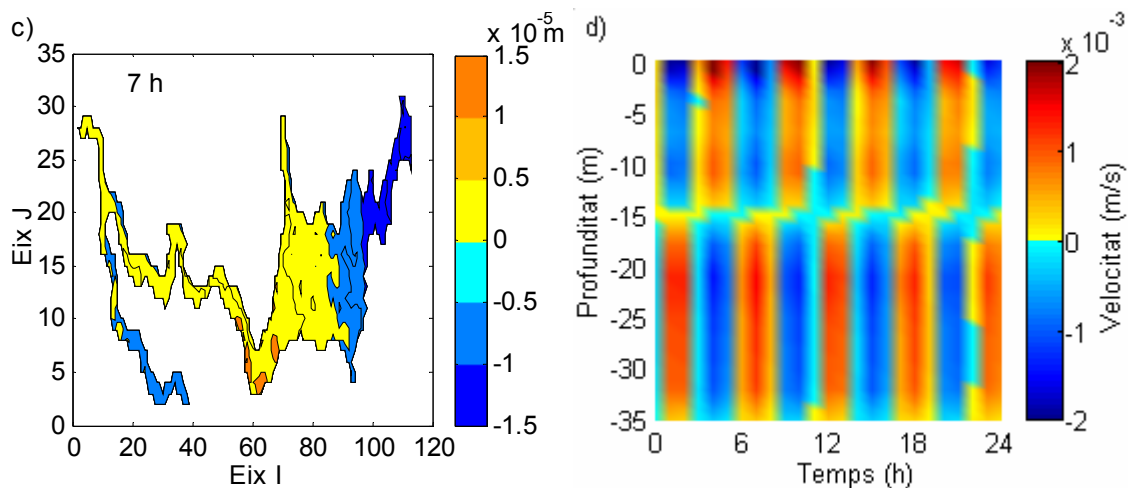


Figura 2.19 (continuació). *a)-c)* Elevació superficial filtrada a 6 hores, i *d)* component de la velocitat horitzontal al llarg de la direcció 124° filtrada a 6 hores a l'estació 1 del 9 de setembre de 2003.

salment en el seu centre. Aquesta estructura correspon a un primer mode horitzontal. En la figura 2.19d es mostra un component de la velocitat horitzontal que correspon a aquest mode que confirma l'estructura de dues capes associada al primer mode vertical.

2.5 Algunes conseqüències del camp d'ones internes rellevants per a estudis ecològics

La rellevància de les ones en l'ecologia de llacs i embassaments ha estat il·lustrada des de diferents punts de vista (O'sullivan i Reynolds, 2004). Concretament, s'ha posat de rellevància el fet que aquestes ones afavoreixen que els gradients de la velocitat horitzontal siguin importants —poden ser gairebé un ordre de magnitud més gran que en l'oceà—, i per tant, els fenòmens de dispersió poden ser rellevants. Tanmateix, per forçaments intensos i períodes de temps llargs, el transport és encara el mecanisme dominant (Stocker i Imberger, 2003 a,b).

D'altra banda, les ones internes afecten els fluxos verticals i horitzontals en tot l'embassament i quan el sistema està estratificat són responsables del transport i la barreja de sota la capa de barreja del vent. També les ones internes contenen una gran quantitat de l'energia mecànica total del sistema, la qual finalment es transforma en turbulència,

principalment al fons (Wüest i Lorke, 2003).

El motiu d'aquest treball no és, però, aprofundir en aquests aspectes, sinó veure com un model numèric pot ser útil per a aquests tipus d'estudis. Amb aquesta idea, i basant-nos en els resultats de les simulacions que hem fet, seguidament presentem dos exemples concrets per al cas de Sau i durant el període estudiat, que mostren diferents aspectes que poden ser importants per a l'ecologia del llac. Més concretament, basant-nos en els resultats de POM, ressaltarem: *a)* l'existència d'un flux al llarg de la costa i la seva possible incidència en la resuspensió de partícules o nutrients del fons cap al llac, i *b)* la diferent variabilitat de les trajectòries de partícules inerts a causa del camp d'ones internes en diferents zones de l'embassament.

2.5.1 L'existència de corrents al llarg de la costa

En la figura 2.20 s'il·lustra l'existència d'un flux net al llarg de la costa, implícit en el camp de velocitats que hem estudiat. Concretament, s'ha representat el component paral·lel a la costa de la velocitat a 1 m de fondària a diferents punts situats a sobre de la línia perpendicular a la costa que inclou el punt P4 (vegeu la figura 2.5) per a un moment

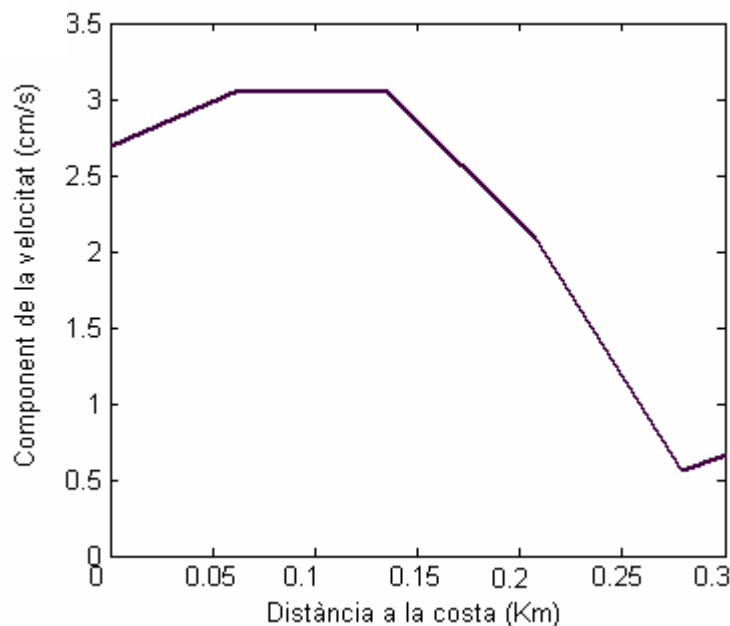


Figura 2.20. Component de la velocitat instantània paral·lela a la costa

particular. Els valors positius de la velocitat corresponen a rotació horària. Com es pot observar, les velocitats decreixen des de 3 cm/s a la costa fins a 0,05 cm/s a una distància de 250 metres de la costa, on la circulació és més complexa. Prèviament, en la figura 2.13 s'ha mostrat un perfil de la velocitat instantània en un punt pròxim a la costa on el gradient vertical de la velocitat és de $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

D'altra banda, en la figura 2.21 es mostra la velocitat paral·lela a la costa mitjanada per totes les profunditats durant els quatre dies de campanya. Com s'observa, es troba una ve-

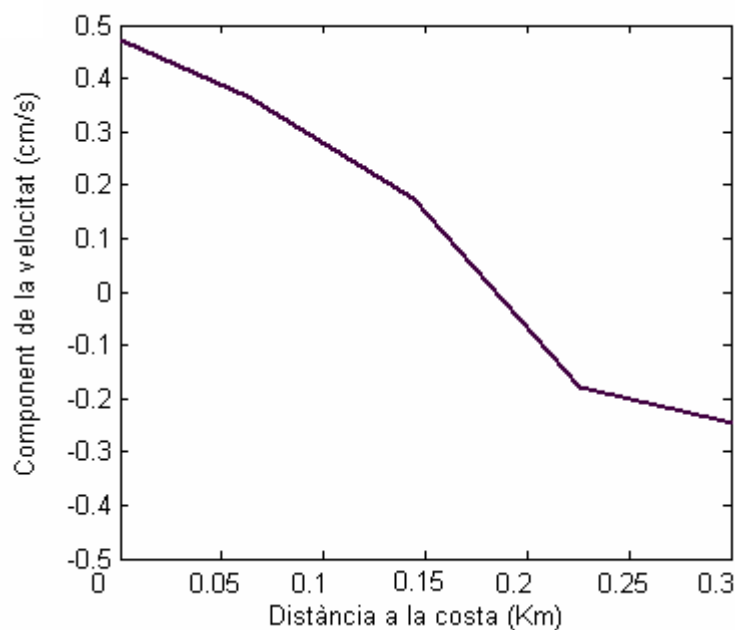


Figura 2.21. Component de la velocitat instantània paral·lela a la costa mitjanada en el temps i en la profunditat del 9 al 12 de setembre de 2003.

locitat neta de 0,5 cm/s pròxima a la costa, que decreix fins a 0,1 cm/s a la distància de 150 metres i llavors creix lleugerament en la mateixa direcció fins a una distància de 300 metres de la costa. Aquest valor mitjà correspon a un flux net al llarg de la costa d'aproximadament $10 \text{ m}^3/\text{s}$, que caldria considerar en estudis relatius al transport en l'embassament. A més, aquest flux podria generar resuspensió dels materials del fons, cosa que afectaria l'ecologia del llac (Schladow et al., 2004).

2.5.2 Trajectòries de partícules inerts immerses en el camp d'ones internes

En aquest apartat, basant-nos en la representació lagrangiana del sistema aquàtic, es fa una primera prospecció de quines serien les trajectòries de partícules inerts en el camp de velocitats simulats per a dues situacions reals concretes per al cas de l'embassament de Sau. Concretament, s'aborden dos casos: la simulació del període del 9 al 13 de setembre de 2003 i la del període del 26 al 29 de maig de 2002. El fonament teòric i la metodologia d'aquesta representació ja han estat exposats en el capítol 1 (apartat 1.3.8).

2.5.2.1 Simulació per als dies de finals d'estiu del 2003

Basant-nos en les velocitats simulades pel POM s'han estudiat les trajectòries d'un nombre elevat de partícules deixades a l'atzar en diferents punts de l'embassament durant el període que s'acaba d'estudiar a bastament. En la figura 2.22 es presenten les trajectòries d'algunes d'aquestes partícules deixades en un mateix instant a diferents punts de l'embassament. El comportament general que s'observa en aquestes figures està d'acord amb el del conjunt de simulacions que s'han fet. Concretament, les trajectòries que es visualitzen en la figura 2.22 corresponen a partícules deixades en un moment arbitrari en diferents localitzacions de l'embassament i a diferents fondàries: a 3, 8, 13 i 30 metres de profunditat.

El camp de les velocitats horitzontals en l'instant inicial s'ha representat a la banda esquer-

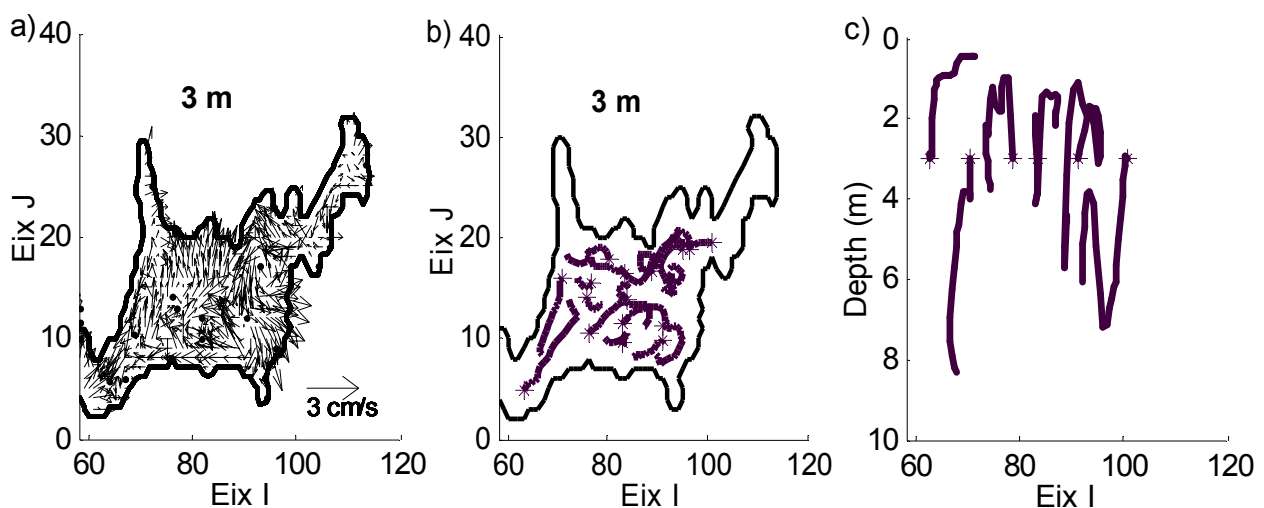


Figura 2.22 (continua).

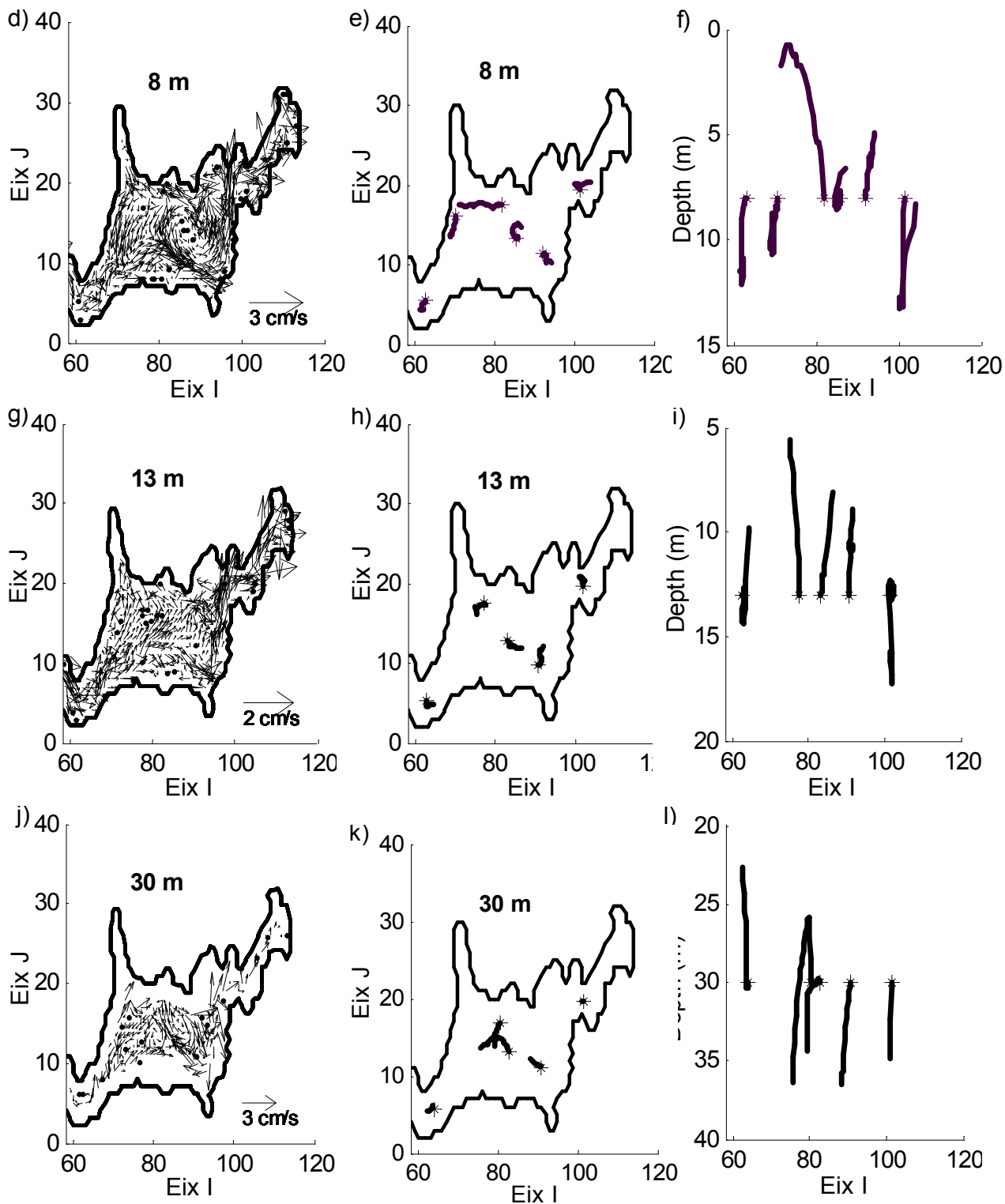


Figura 2.22 (continuació). Velocitat horitzontal, trajectòria horitzontal de les partícules i trajectòria vertical de les partícules a (a-c) 3 metres, (d-f) 8 metres, (g-i) 13 metres i (j-l) 30 metres de profunditat.

-ra de la figura, per a cada cas. En la part central i de la dreta de les figures es mostren els desplaçaments que segueixen les partícules en el pla horitzontal (centre) i en el vertical (esquerra). En aquest últim cas, però, per a una major claredat, no es visualitzen totes les

partícules.

Si ens fixem en els camps de velocitats, podem observar que a vegades s'estableixen dues cel·les de circulació en el cos principal de l'embassament. Aquest és el cas de les figures 2.22d i 2.22j, en què es veuen aquests girs en direccions contràries a les dues fondàries. Sovint aquests tipus de cel·les es relacionen amb la morfometria del fons, però en el nostre cas, fins i tot quan vam modificar la morfometria del sistema de manera que el fons fos pla, es van continuar generant.

Respecte de les trajectòries, malgrat que recentment s'insisteix en la dinàmica caòtica dels fenòmens de transport en llacs (Boffetta et al., 2003), sembla que els nostres resultats indiquen que prop de la costa les trajectòries són més predictibles, ja que solen seguir el contorn de l'embassament i en general són més llargues (fins a 1 km en un dia a la zona nord de l'embassament). Aquest fet segurament és degut a l'existència del corrent al llarg de la costa que ja s'ha comentat en l'apartat 2.5.1. Pel que fa als desplaçaments verticals, aquests solen ser majors (fins a 8 m) per sota de la termoclina (vegeu l'estratificació en la figura 2.4). Noteu que, com es podia esperar (Gerhart et al., 1995), la trajectòria de les partícules pot desviar-se molt de les línies de corrent del camp de velocitat instantani no estacionari corresponent al moment en què es deixa la partícula.

2.5.2.2 Simulació per als dies 26-29 de maig de 2002

En aquest apartat es fa la simulació de la trajectòria de les partícules de l'embassament de Sau dels dies 26-29 de maig de 2002, durant els quals es disposa de dades experimentals de trajectòries de boies obtingudes per l'equip del professor Joan Armengol, del Departament d'Ecologia de la Universitat de Barcelona.

Abans de fer la simulació de la trajectòria de boies isobàtiques en el sistema i la confrontació oportuna amb dades experimentals, descriurem breument el sistema utilitzat aquella vegada, en què la cota màxima era de 414 metres, i descriurem la dinàmica del sistema basant-nos en els resultats numèrics del POM.

El vent durant la campanya de camp es presenta en la figura 2.23, on es pot veure que a primera vista presenta variabilitat diària que es pot relacionar amb un règim de brisa molt anàleg al de l'altre període estudiat, tot i que en aquest cas la intensitat màxima (al voltant de 4 m/s, amb un màxim de 5 m/s) és superior.

L'estratificació mitjana corresponent al període estudiat es mostra en la figura 2.24, basada en els perfils de temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä.

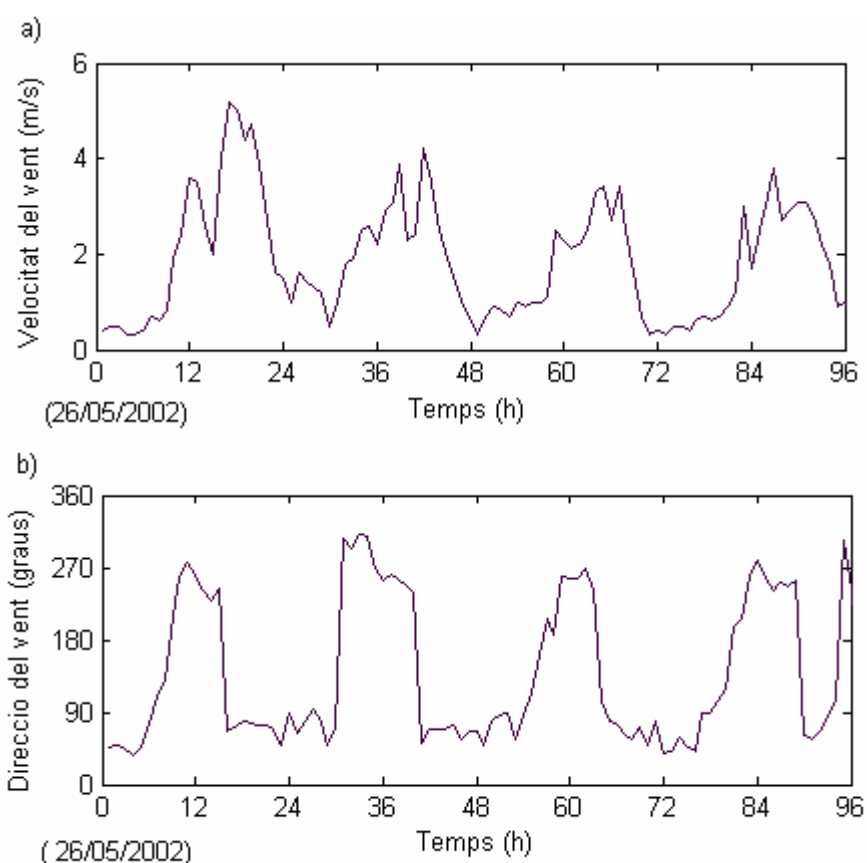


Figura 2.23. Dades del vent del 26 al 29 de maig de 2002. L'origen del temps (hora zero) està ajustat perquè correspon al temps inicial del període estudiat a les 0.00 am del 26/05/2002. a) Velocitat del vent, i b) direcció del vent.

En aquest període, de finals de primavera, tenim una termoclina que es comença a formar en la capa superior. Com es pot veure en la figura 2.24, l'epilímnion té una temperatura d'uns 20 °C i l'hipolímnion al voltant d'uns 10 °C fins a la fondària de 40 m, on apareix una capa de fons més freda (al voltant d'uns 6 °C). Conseqüentment, s'identifiquen tres capes: una de fins a 6 metres aproximadament, una altra de 86 a 38 metres i la darrera a partir de 40 m. La termoclina, que és entre les dues capes anteriors, se situa entre 6 i

40 metres, i es diferencien dues regions de gradient diferent. Llavors es pot parlar de dues termoclines, la primera de les quals se situa entre 6 i 36 metres i la segona entre 36 i 40 metres. Pel que fa a la freqüència de Brunt-Väisälä, presenta un valor màxim de $0,045 \text{ s}^{-1}$ a una fondària de 7 metres i una altra cresta menor a 38 metres. El valor mínim el té a l'hipolímion, de $0,002 \text{ s}^{-1}$.

Pel que fa al camp de velocitats per a aquest període, basant-nos en la simulació numèrica

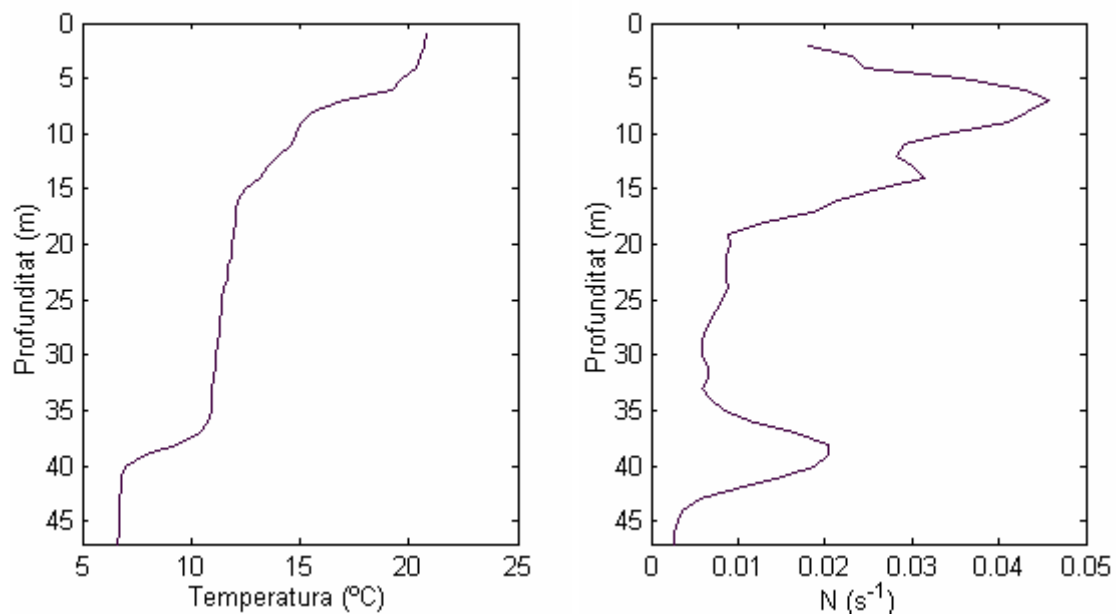


Figura 2.24. Perfils de la mitjana de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä mesurats a l'embassament de Sau del 26 al 29 de maig de 2002 en un punt profund de l'embassament.

realitzada, s'identifiquen també modes de 24, 12, 8, 6 i 5 hores. L'espectre de les velocitats simulades a 15 metres de profunditat a l'estació 1 es presenta a la figura 2.25.

En aquest cas, però, no comentarem en detall cada mode, tal com hem fet per al cas de l'apartat 2.4, tot i que cal tenir present que, malgrat la coincidència dels períodes, no han de ser necessàriament els mateixos modes.

Així, per exemple, el mode de 24 hores també domina, però ara no es tracta d'un tercer mode vertical, sinó del segon, i no té comportament rotacional. La seva estructura horitzontal correspon a un primer mode.

A continuació, en les figures 2.26 s'exposen les trajectòries durant 1 dia de diferents partí-

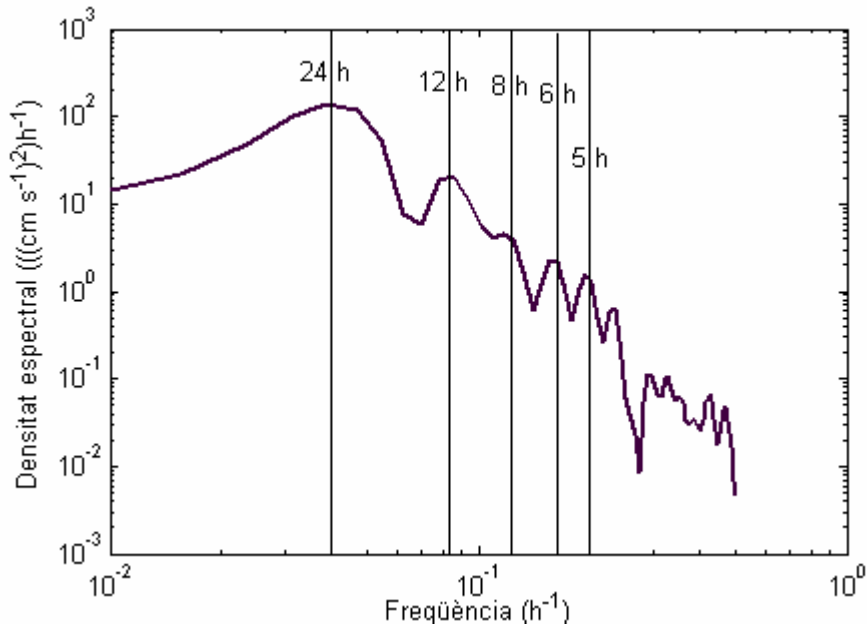


Figura 2.25. Espectre de la velocitat simulada a l'estació 1 a 15 metres de profunditat considerant el vent mesurat durant la campanya del 26 al 29 de maig de 2002.

cules deixades en l'embassament a les 0.00 am el dia 26 de maig de 2002, a 0 i a 5 m. En general, la trajectòria de les partícules segueix un moviment de vaivé a través de l'embassament. A diferència del cas de finals d'estiu, no tenim trajectòries importants paral·leles a la costa, ja que hi ha absència de rotació en el mode dominant.

En la figura 2.27 es pot veure que en els casos *a*, *b* i *c* les trajectòries de les boies simulades amb el POM són afins a les de la campanya de camp, però en els altres casos no són concordants (*d-f*). Tanmateix, tant la convergència com la divergència entre les trajectòries simulades i les experimentals en un sistema complex com aquest es poden considerar en certa manera fortuïtes, ja que no considerem que d'alguna manera el sistema encara està afectat pels forçaments dels dies anteriors i sobretot no tenim en compte pics de vent que no es resolten amb la freqüència de mostreig que tenim —en el nostre cas, d'una hora. A més, el fet que la simulació utilitzi una resolució de 70×70 metres en la malla també limita la precisió de la simulació a petita escala. En tot cas, probablement caldria una anàlisi més exhaustiva basada en l'estadística tant de les dades experimentals com de les simulades.

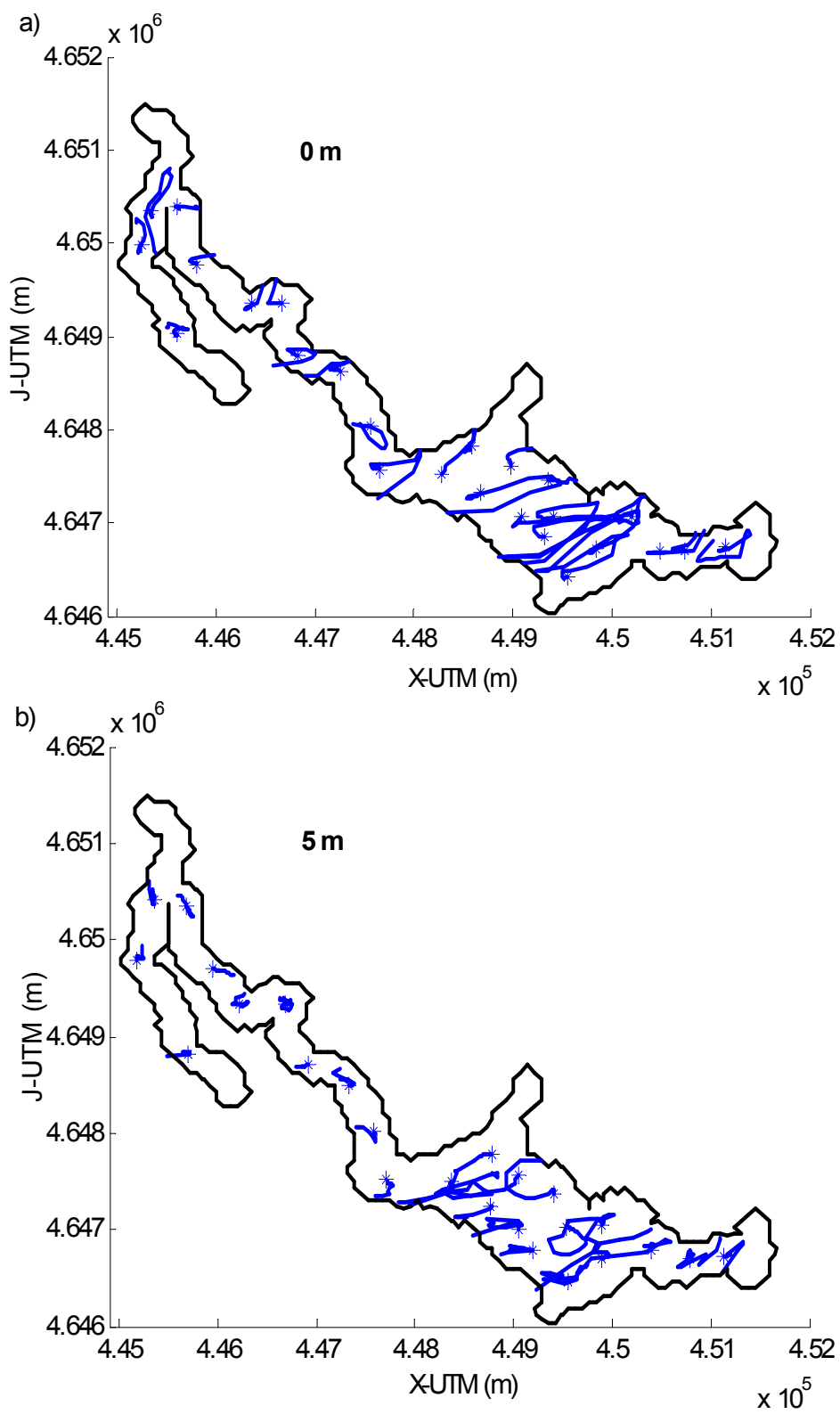


Figura 2.26. Trajectòria de les boies simulada per al dia 26 de maig de 2002.

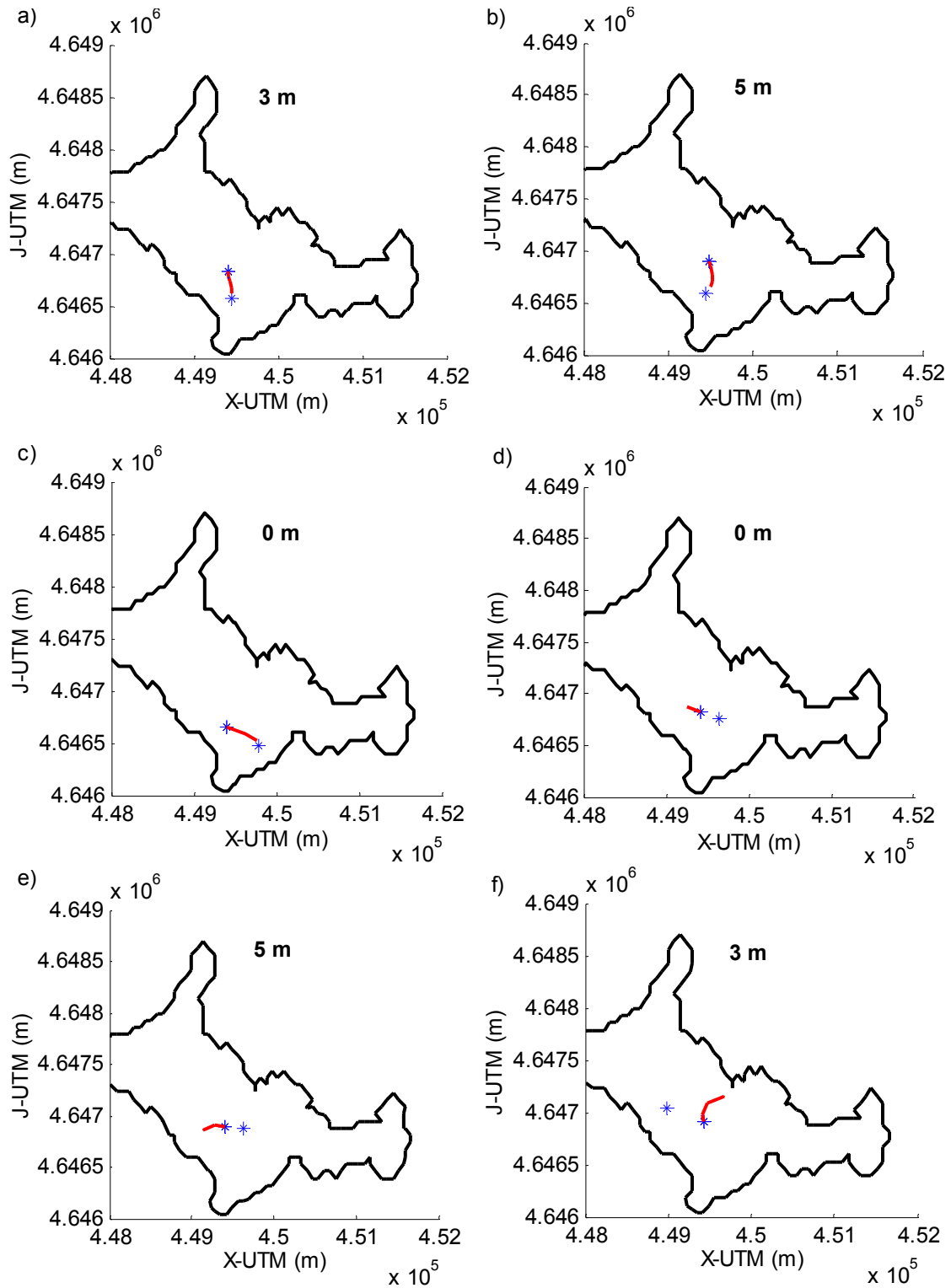


Figura 2.27. Trajectòria de les boies experimental i simulada. Els asteriscos representen els punts inicials i finals de les boies de la campanya i la línia vermella representa la trajectòria de la boia simulada, on aquesta comença en el punt inicial de la boia experimental. *a)-b)* de 9 a 11 hores del dia 28 del 2002; *c)* de 8 a 10 hores del dia 27 del 2002; *d)* a les 16 hores del dia 27 del 2002; *e)* de 12 a 13 hores del dia 27 del 2002, i *f)* de 18 a 20 hores del dia 28 del 2002.

2.6 Altres simulacions

2.6.1 Cas hipotètic de no-extracció

El procés d'extracció en els embassaments fa que aquests no presentin una termoclina gaire localitzada, tal com passa als llacs de les nostres latituds, sinó que la temperatura varii gradualment pràcticament en tota la columna d'aigua (Pérez-Losada et al., 2003; Casamitjana et al., 2003). Seguidament es discuteixen els resultats de les simulacions en el cas hipotètic que no hi hagués extracció i que, per tant, el perfil de densitat s'assemblés més al d'un llac de les mateixes característiques.

Concretament, per a aquesta simulació hem considerat el nivell de l'embassament a la cota de 410 metres per sobre del nivell del mar i l'estratificació que s'ha representat en la figura 2.28. Llavors, suposem que tenim una termoclina ben definida de 5 a 10 metres, en què la temperatura varia a raó d'1 °C/m; les temperatures de l'epilímnion i de l'hipolímnion s'han considerat de 25 i 18 graus, respectivament. Pel que fa al règim de vent, s'ha considerat un cas ideal de brisa.

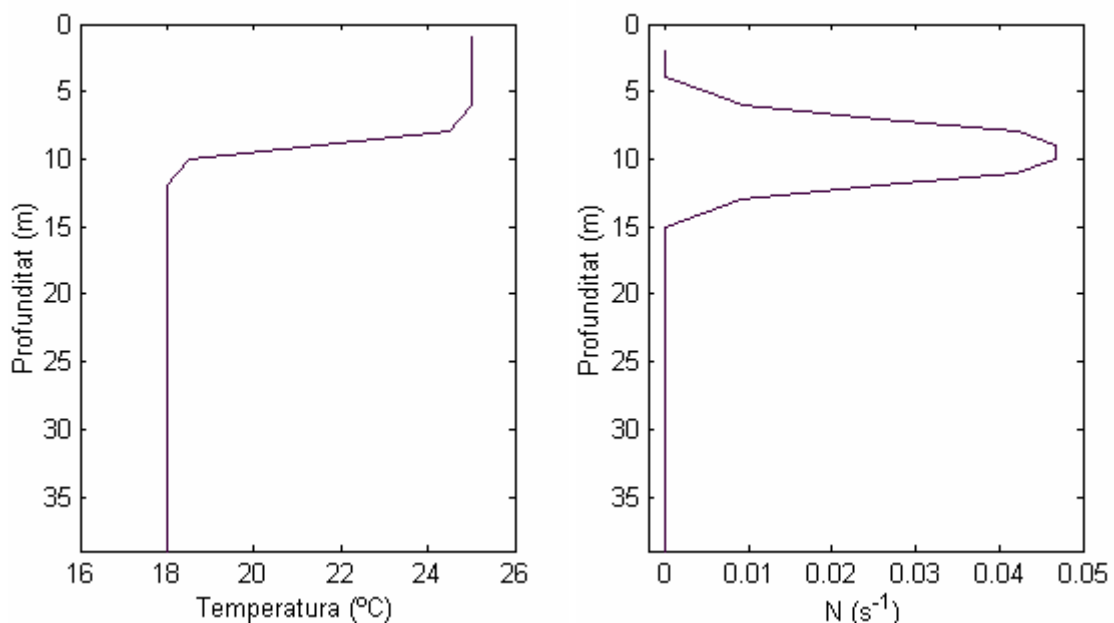


Figura 2.28. Perfils de la mitjana de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä idealitzats

per al cas d'un llac fortament estratificat.

En la figura 2.29a es mostra el gràfic de contorn del component de la velocitat horitzontal computat al llarg de 124° en l'estació 1, on es pot veure que es poden diferenciar tres capes de velocitat que indiquen que tenim en el sistema un segon mode vertical, però no un tercer, tal com hem trobat per a una estratificació anàloga, i amb la mateixa cota, en l'apartat 2.4.

En la figura 2.29b es presenta la correlació creuada respecte a aquest component de la ve-

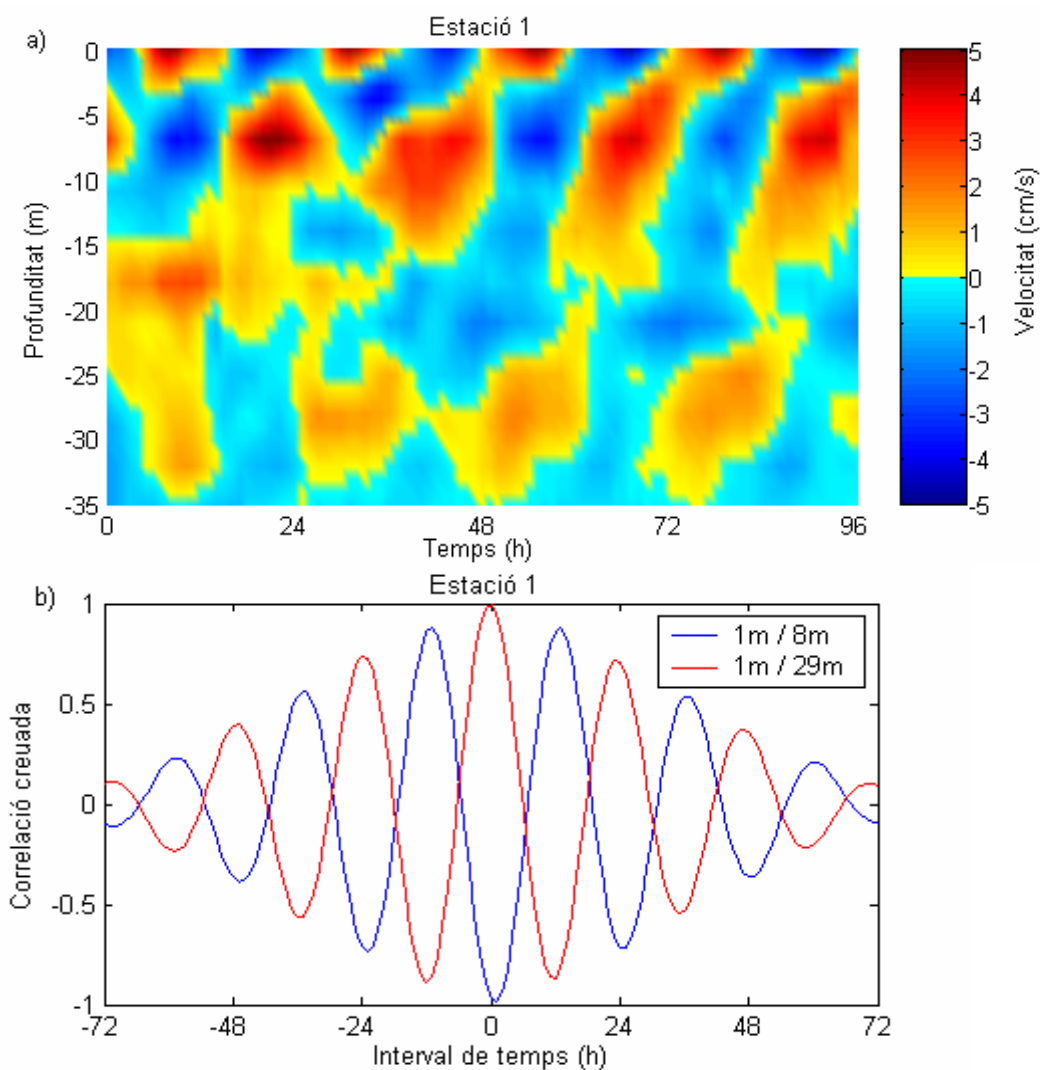


Figura 2.28. a) Component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 124° en l'estació 1, i b) correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 9 al 12 de setembre de 2003.

locitat a les diferents capes. Com es pot veure, la funció de correlació —que té una periodicitat de 24 h— entre la capa superficial i la intermèdia presenta un màxim negatiu

en l'interval de temps igual a zero, cosa que indica que estan totalment desfasades. D'altra banda, també per un desfasament nul la velocitat en la capa superficial i en la capa profunda presenten un màxim, però ara positiu, cosa que indica que alhora aquestes dues capes es mouen en fase, d'acord amb la fenomenologia esperable per a un segon mode vertical.

En la figura 2.29 es mostren els gràfics de contorn del component de la velocitat horit-

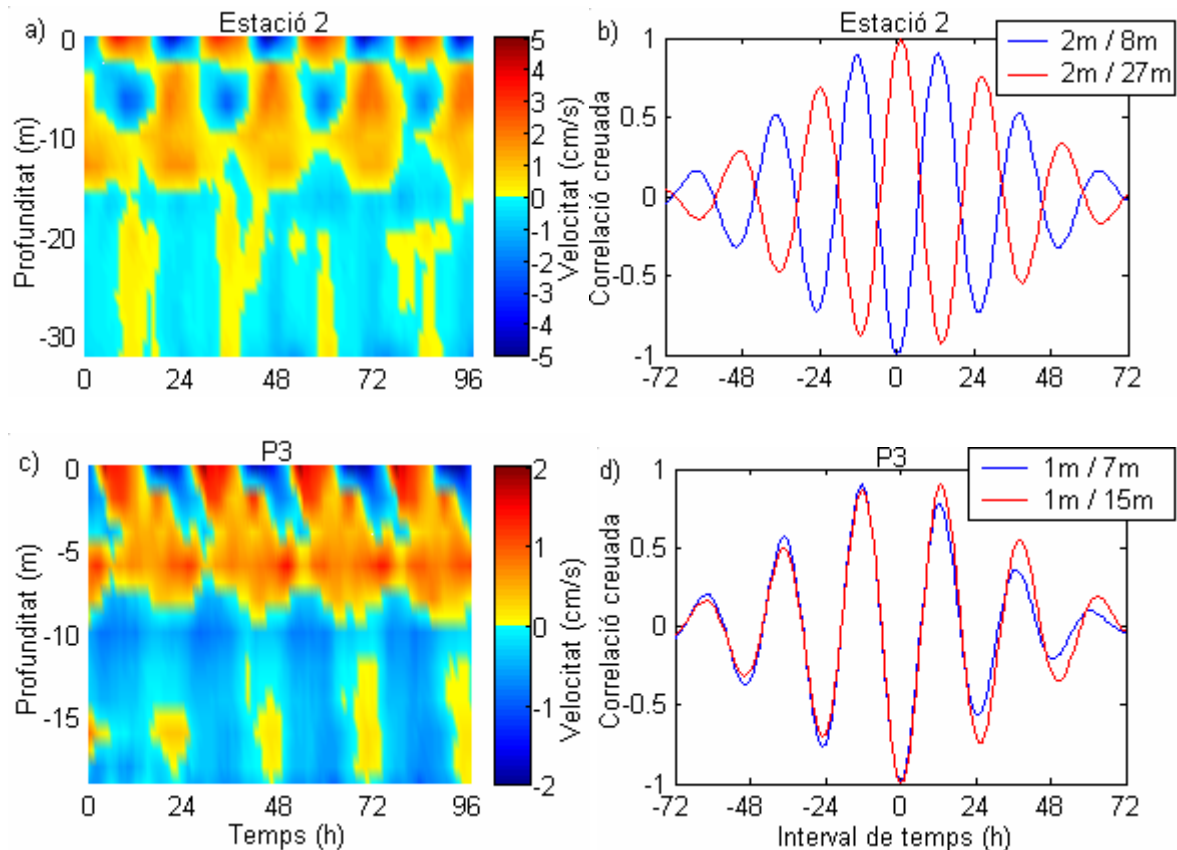


Figura 2.29. Component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 124° i correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 9 al 12 de setembre de 2003 a (a-b) l'estació 2 i en els punts (c-d) P1, (e-f) P2 i (g-h) P3.

zontal computada al llarg de 124° i les correlacions de la velocitat horitzontal en dos punts més de l'embassament (estació 2 i P3; vegeu la figura 2.5). En el primer cas s'aprecia el mateix comportament, és a dir, hi ha un segon mode vertical. En el punt P3, en canvi, on la fondària és només de 21 m, tenim dues capes de velocitat i, per tant, només un primer mode vertical. Això també es veu de la correlació entre la capa superficial i la intermèdia, que per un desfasament de temps igual a zero presenta una mínim (màxim negatiu), cosa que confirma el primer mode vertical.

L'existència o no de modes verticals elevats en altres llacs també s'ha relacionat amb la seva estratificació. Així, Roget et al. (1997) troben que a l'estany de Banyoles durant la primavera, quan el llac s'està estratificant i la termoclina ocupa una part important de la columna d'aigua, el segon mode vertical predomina, mentre que a l'estiu, amb una capa superficial ben barrejada i una termoclina molt localitzada, els modes dominants són primers modes verticals. Pérez et al. (2003), d'acord amb Koseff i Street (1985), suggereixen el nombre de Richardson com un paràmetre clau per entendre la formació de capes. Així, per a termoclines molt fortes i localitzades N^2 seria molt elevat i caldrien cisallaments molt importants per a la formació de noves capes.

2.6.2 Variació de la cota

Si bé en aquest apartat i fins aquí hem valorat la influència de l'estratificació en el camp d'ones internes, seguidament presentem també alguns resultats que mostren la variació del camp de velocitats per a un mateix règim de vent, però amb diferents nivells d'embassament. Concretament, les cotes màxima i mínima en els exemples que presentarem són de 420 m i 385 m, respectivament, i en tots dos casos s'ha considerat una estratificació característica donat un règim d'extracció regular.

Pel que fa al cas de cota màxima (420 m), en la figura 2.30 s'han representat l'estratificació i la freqüència de Brunt-Väisälä que hem considerat per a la simulació, sota un règim de brisa.

En la figura 2.31 presentem els gràfics de contorn del component longitudinal de la velocitat horitzontal (direcció 124°) en l'estació 1, l'estació 2, i els punts P1, P2 i P3 (vegeu la figura 2.5). També en aquesta mateixa figura i per a les mateixes estacions es presenten les corresponents correlacions creuades de les velocitats en diferents fondàries. Com es pot veure, a l'estació 1, el punt P2 i el punt P3, s'identifiquen quatre capes de velocitat en els gràfics de contorn, que assenyalen l'existència del tercer mode vertical. En els gràfics de la correlació creuada d'aquests punts aquest fet és reforçat, ja que a l'interval de temps zero hores, la correlació entre les velocitats en la segona i la quarta capes és

màxima i la correlació entre la primera i segona capes és mínima, igual que la correlació

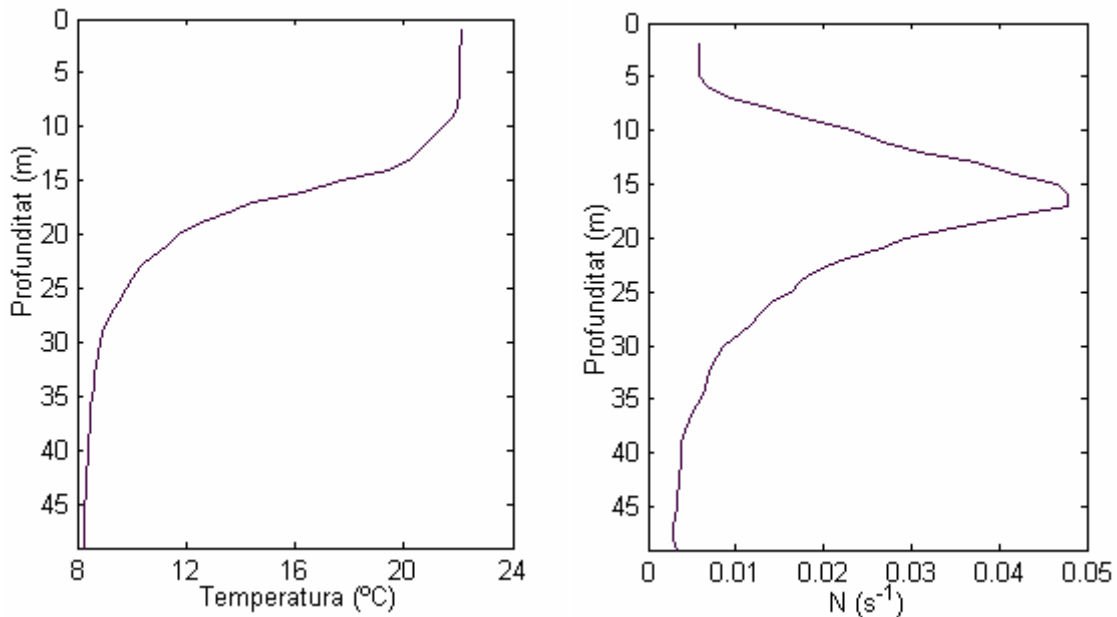


Figura 2.30. Perfils de la mitjana de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä mesurats a l'embassament de Sau del 9 al 12 de setembre de 2003.

entre la segona i la tercera capes (on la primera capa és la més superficial, la segona la immediatament inferior, etc.). En canvi, en l'estació 2 i en el punt P1 s'identifiquen tres capes de velocitat en els gràfics de contorn, cosa que indica un segon mode vertical. La correlació creuada d'aquests punts també assenyala aquest segon mode, ja que la correlació entre la capa superficial i la intermèdia és mínima en l'interval de temps igual a zero i on la de la capa superficial i la capa profunda és màxima.

Fent la comparació amb el cas d'estudi (vegeu l'apartat 2.1), on la variable que els diferencia és la cota, podem indicar que en aquest cas l'augment de la cota topogràfica (de 410 m a 420 m) no fa variar el mode vertical de l'embassament de Sau, que és el tercer.

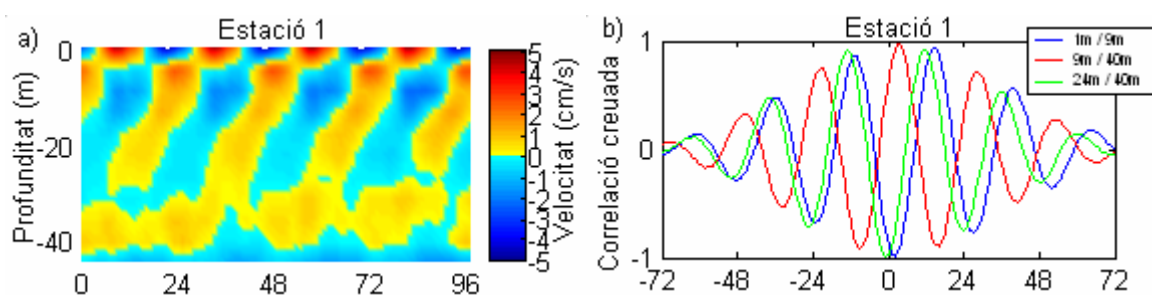


Figura 2.31 (continua).

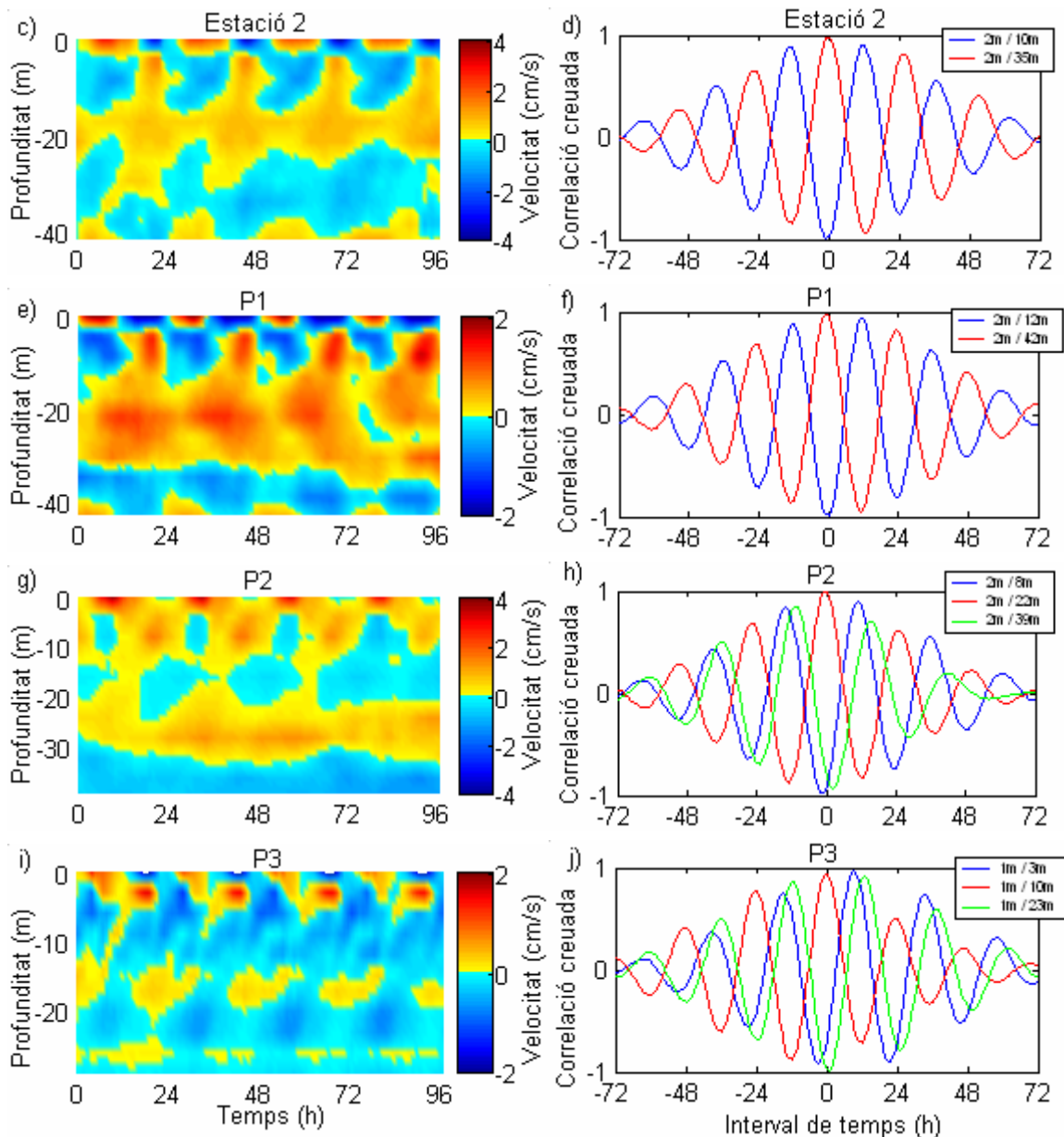


Figura 2.31(continuació). Component de la velocitat horitzontal simulada en la direcció 124° i correlació creuada normalitzada a zero del component de la velocitat horitzontal anterior del 9 al 12 de setembre de 2003 a (a-b) l'estació 1, (c-d) l'estació 2, (e-f) el punt P1, (g-h) el punt P2 i (i-j) el punt P3.

Finalment, s'exposen els resultats referents a una cota extremadament baixa (385 m) quan es considera l'estratificació (o la freqüència de Brunt-Väisälä) indicades en la figura 2.32.

Com en el cas anterior, en la figura 2.33 presentem els gràfics de contorn del component de la velocitat horitzontal computada al llarg de la direcció 124° a l'estació 1, l'estació 2 i els punts P1, P2 i P3 (vegeu la figura 2.5) i les corresponents correlacions creuades de les velocitats en diferents fondàries.

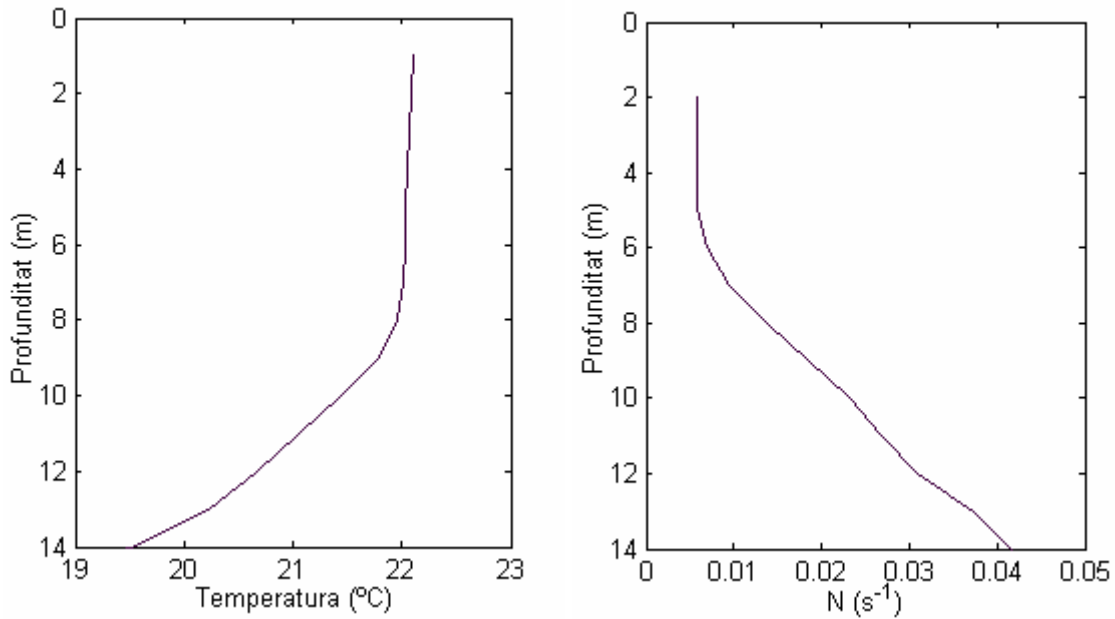


Figura 2.32. Perfils de les mitjanes de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä mesurades a l'embassament de Sau del 9 al 12 de setembre de 2003.

Com en el cas anterior, en la figura 2.33 presentem els gràfics de contorn del component de la velocitat horitzontal computada al llarg de la direcció 124° a l'estació 1, l'estació 2 i els punts P1, P2 i P3 (vegeu la figura 2.5) i les corresponents correlacions creuades de les velocitats en diferents fondàries.

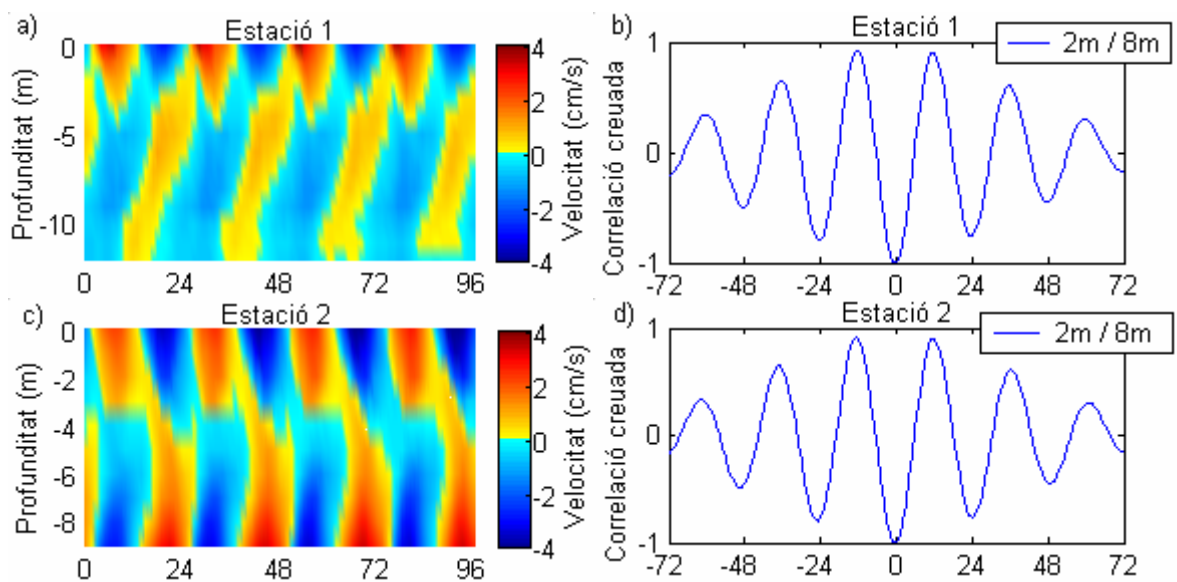


Figura 2.33 (continua).

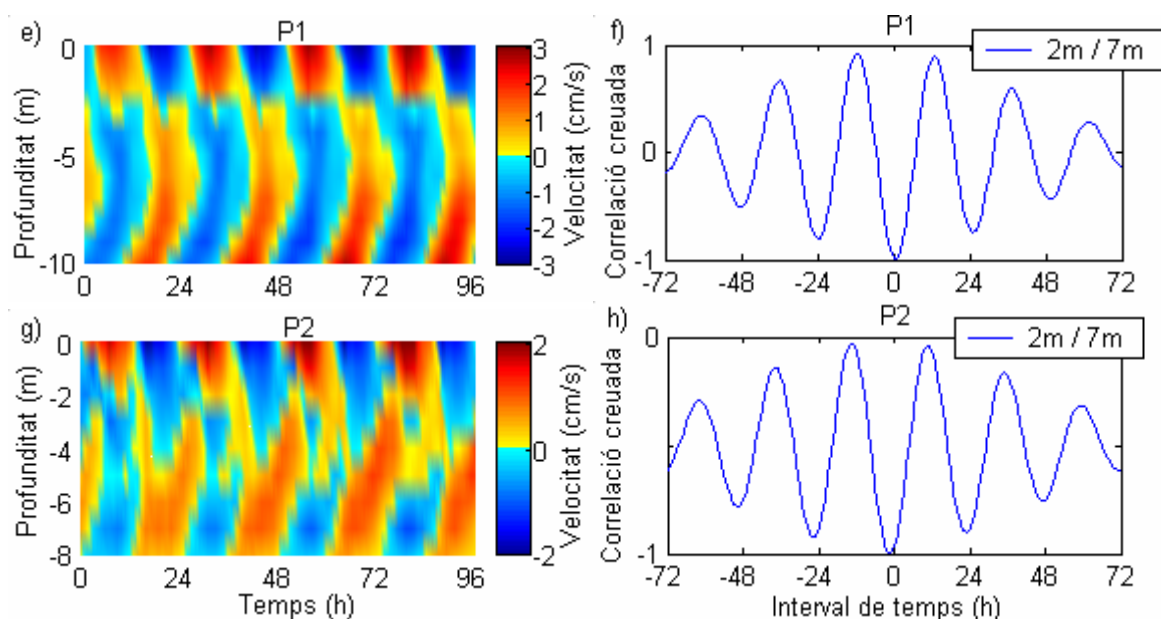


Figura 2.33 (continuació). Component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 124° i correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 9 al 12 de setembre de 2003 a (a-b) l'estació 1, (c-d) l'estació 2, (e-f) el punt P1 i (g-h) el punt P2.

En aquest cas es pot apreciar que en tots els punts estudiats es té una estructura vertical de dues capes de diferent velocitat. A més, la correlació creuada de la velocitat en aquests punts per les dues capes (superior i inferior) indica també el primer mode vertical, ja que la correlació entre aquestes dues capes és mínima a l'interval de temps zero hores.

Bibliografia

Armengol, J., J. C. García, M. Comerma, M. Romero, J. Dolz, M. Roura, B. P. Han, A. Vidal i K. Simek, 1999, "Longitudinal processes in canyon type reservoirs: The case of Sau (N.E. Spain)", a J. G. Tundisi i M. Straskraba, *Theoretical Reservoir Ecology and its Applications*, 313-345, Internat. Inst. Ecol, Brazilian Academy of Sciences and Backhuys Publishers.

Beletsky, W., P. O'Connor, D. J. Schwab i D. E. Dietrich, 1997, "Numerical simulation of internal Kelvin waves and coastal upwelling fronts", *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1197-1215.

Bofetta, G. Lacorata, G. Visconti i A. Vulpiani, 2003, "Chaos in Geophysical Flows", OTTO Editore, Torí.

Casamitjana, X., T. Serra, C. Baserba, J. Perez-Losada, 2003, "Effects of the water withdrawal on the stratification patterns of a reservoir", *Hydrobiologia*, 504, 21-28.

Gerhart, P., R. Gross i J. Hochstein, 1995, "Fundamentos de mecánica de fluidos", Adison-Wesley Iberoamericana.

Hasselmann, S., 1988, "The wam model - a third generation ocean wave prediction model", *Journal of Physical Oceanography*, 18, 1775-1810.

Lemmin, U., C. H. Mortimer i E. Bäuerle, 2005, "Internal seiche dynamics in lake Geneva", *Limnol. Oceanogr.*, 50(1), 207-216.

Mortimer, C. H., 1974, "Lake hydrodynamics", *Mitt. Internat. Verein. Limnol.*, 20, 124-197.

O'Sullivan, P. E., i C. S. Reynolds, 2004, "The lakes handbook: limnology and limnetic ecology", Blackwell Science Ltd.

Wüest, A. i A. Lorke, 2003, "Small-scale hydrodynamics in lakes", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 35, 373-412.

Roget, E., G. Salvadé i F. Zamboni, 1997, "Internal seiche climatology in a small lake where transversal and second vertical modes are usually observed", *Limnol. Oceanogr.*, 4(42), 663-673.

Rueda, F., i S. G. Schladow, 2003, "Dynamics of large polymictic lake. II: Numerical simulations", *J. Hydr. Eng.*, 129(2), 92-101.

Schladow, S. G., S. O. Palmarsson, T. E. Steissberg, S. J. Hook i F. E. Prata, 2004, "An extraordinary upwelling event in a deep thermally stratified lake", *Geophys. Res. Lett.*, 31(15), L15504.

Smith, S. D., 1980, "Wind stress and heat flux over the ocean in gale force winds", *Journal of Physical Oceanography*, 10, 709-726.

Stocker, R. i J. Imberger, 2003a, "Energy partitioning and horizontal dispersion in a stratified rotating lake", *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 512-529.

Stocker, R. i J. Imberger, 2003b, "Horizontal transport and dispersion in the surface layer of a medium-sized lake", *Limnol. Oceanogr.*, 48(3), 971-982.

Vidal, J., X. Casamitjana, J. Colomer i T. Serra, 2005, " The internal wave field in Sau reservoir: Observation and modeling of a third vertical mode", *Limnol. Oceanogr.*, 50(4), 1326-1333.

Wüest, A., i A. Lorke, 2003, "Small-Scale Hydrodynamics in Lakes", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 35, 373-412.

Capítol 3

Simulació de les ones internes en un sistema limnològic petit i estret ($< 10^3$ m). Aplicació a Boadella

En el capítol anterior hem vist que el POM simula bé el camp de velocitats sota l'efecte del vent per al cas de l'embassament de Sau, on, malgrat les dimensions relativament petites de l'embassament, els efectes de la rotació de la Terra s'ha vist que no són negligibles si es vol tenir una bona descripció del camp d'ones internes. En aquest capítol ens proposem aplicar el POM a un altre embassament encara més estret (tres vegades més) i on, en condicions normals i en l'època d'estratificació, el nombre de Rossby (Ro) és igual a 1 (en el cas de l'embassament de Sau $Ro = 0,3$).

Igual que en el cas anterior, contrastarem les simulacions amb dades experimentals prèviament analitzades (Pérez-Losada et al., 2003). En aquest cas, a més, compararem els resultats del POM amb els d'un model de diverses capes de morfometria variable que no preveu la rotació i que ha resultat que simula molt bé les ones internes en sistemes petits (Salvadé et al., 1988; Roget et al., 1997).

3.1 L'embassament de Boadella

L'embassament de Boadella està situat al nord-est de Catalunya, a la zona est dels Prepirineu ($42^{\circ} 20' 15''$ N, $2^{\circ} 21' 07''$ E), tal com es mostra en la figura 3.1. La seva elevació màxima se situa a 160 metres per sobre del nivell del mar (snm) i la seva base és a 106 metres snm. La seva capacitat màxima i la seva àrea superficial màxima són, respectivament, 62 hm^3 i 364 ha. Les entrades d'aigua al sistema tenen lloc per mitjà de dos rius, la Muga i l'Arnera. S'ha estimat que la Muga contribueix en un 65 % a l'entrada total d'aigua, mentre que l'Arnera hi contribueix, aproximadament, en un 35 %. Els nivells de sortida d'aigua de la presa estan situats a 154 (comporta principal), 127, 118 i 116 me-

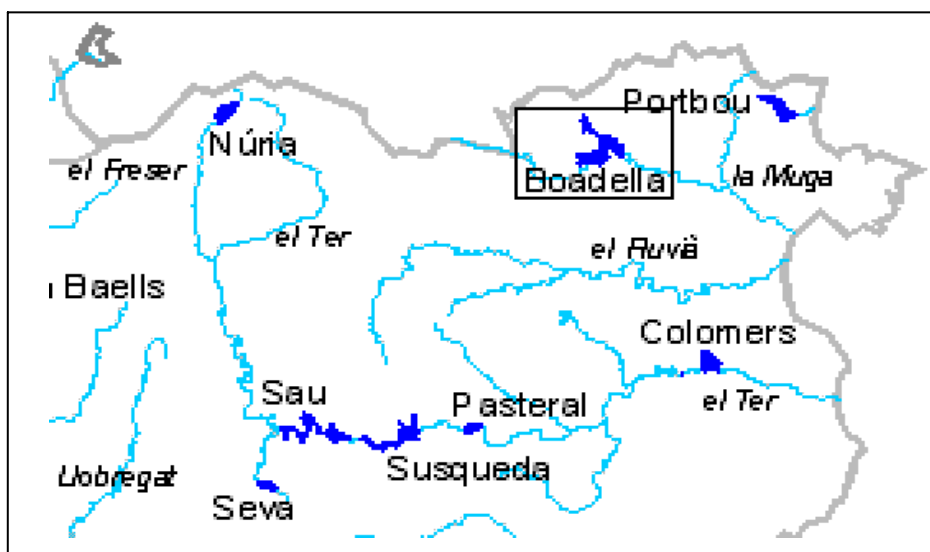


Figura 3.1. L'embassament de Boadella, la seva localització a Catalunya i la conca hidrogràfica.

tres snm. Un percentatge determinat és tornat al riu per respectar-ne el cabal ecològic. L'aigua de sortida restant és usada com a aigua potable per abastar la ciutat de Figueres i altres pobles riu avall, i també per alimentar una planta hidroelèctrica. Després de deixar la planta, aquesta aigua és usada per irrigar els camps. L'aigua de sortida destinada a la irrigació augmenta a l'estiu. Per exemple, a l'estiu del 2000, el 61 % del total de l'aigua retirada va ser usada amb aquesta finalitat. Aquesta aigua va ser retirada a través del nivell de sortida més baix (116 msnm).

L'evolució tèrmica de l'embassament depèn fortament de la variabilitat de la pluja interanual —la qual és elevada a causa del clima mediterrani— i de la política de gestió. De fet, l'inici de l'estació d'irrigació, a l'estiu, marca un canvi en el procés d'estratificació iniciat al començament de la primavera. Tal com també passava a Sau, a causa de l'extracció de l'aigua hipolimnètica, l'aigua epilimnètica calenta, oxigenada i esgotada de fòsfor ocupa gradualment tot l'embassament sense termoclina estacional. A l'inici de l'estiu, les isoterms comencen a descendir a raó d'1 metre per dia, aproximadament. Al final de l'estiu tota la columna d'aigua està dèbilment estratificada i el procés anual és quasi completat.

En la figura 3.2 es mostra la topografia de l'embassament de Boadella. La profunditat zero metres correspon a la cota màxima de 160 m. A la figura també es mostra la direcció del

vent durant el dia i la nit característic de la zona durant l'estiu i la localització del punt on es van prendre les dades experimentals (PM) que ens serveixen per contrastar els resultats del model.

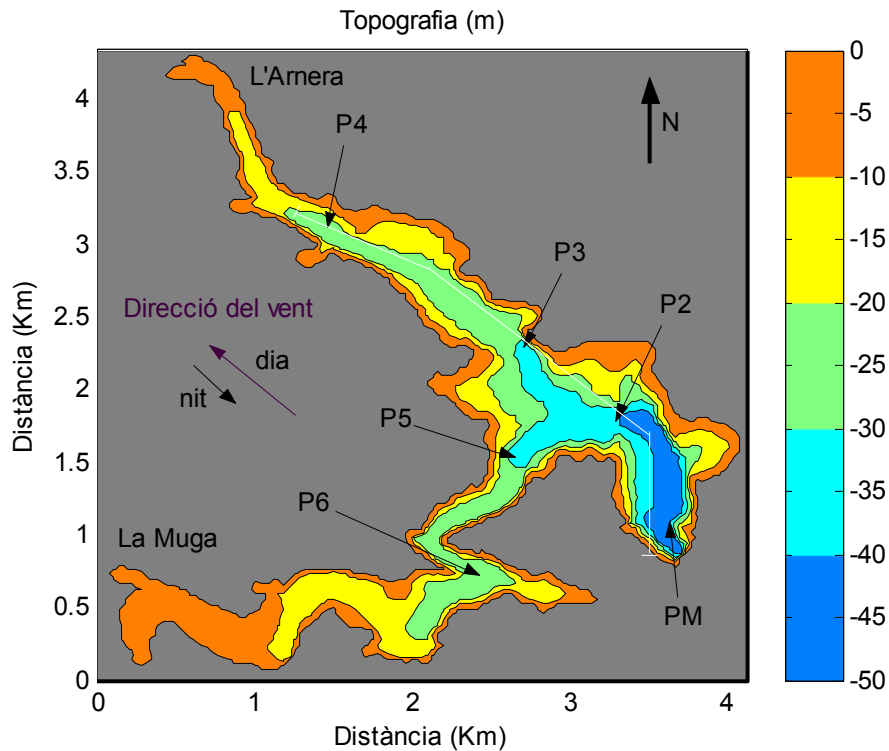


Figura 3.2. Mapa topogràfic de l'embassament de Boadella. S'indica la direcció del vent durant el dia i la nit i la localització de l'estació de mesura (PM) i alguns altres punts (PN; $N = 1 \dots 6$), els quals són considerats al llarg del text per discutir els resultats simulats. També, en blanc, es mostra la línia longitudinal que s'usa per mostrar la coordenada sigma a la figura 3.5. Els intervals del contorn, en metres, es refereixen a la profunditat per sota del nivell superficial lliure.

3.2 El període estudiat

Per a aquest estudi hem escollit el període del 15 al 19 de juliol de 1998 perquè es disposa de mesures de temperatura preses de manera contínua —cada 10 minuts— a diferents fondàries en una estació de l'embassament (PM) i aquestes dades ja han estat analitzades per Pérez-Losada et al. (2003).

Durant aquest període tenim una cota topogràfica de 136 metres, aproximadament, i una estratificació ben formada. L'epilimnion presenta una temperatura mitjana de 26 °C i

l'hipolimnion de 17 °C (vegeu la figura 3.3). Tot i així, tota la columna d'aigua està pràcticament estratificada a partir de 5 m de fondària. La freqüència de Brunt-Väisälä presenta dos màxims, a 15 metres i 8 metres de profunditat.

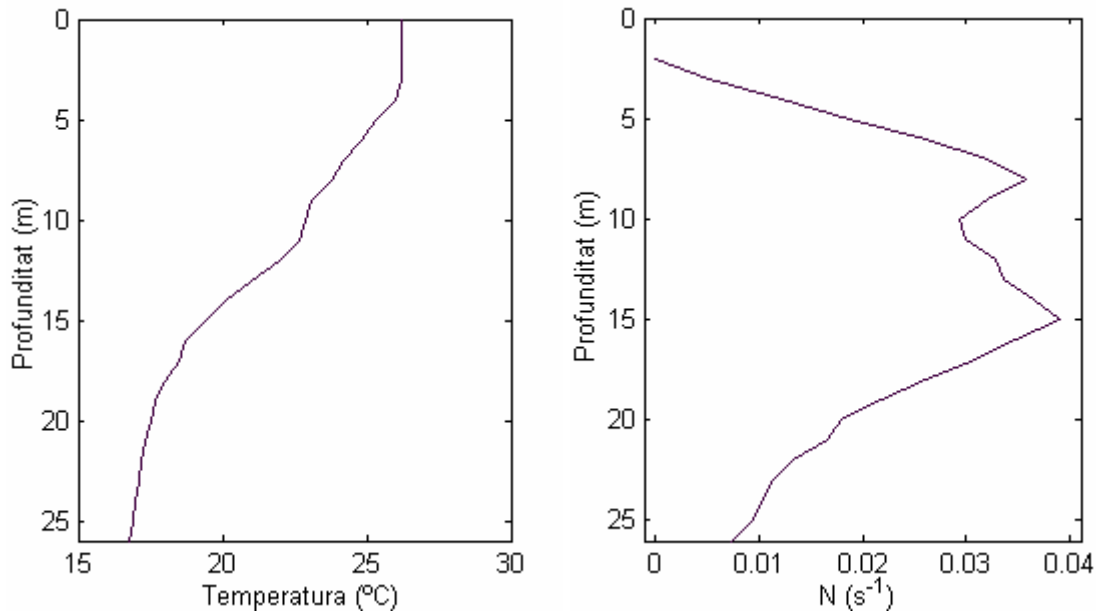


Figura 3.3. Perfils de la mitjana de la temperatura i de la freqüència de Brunt-Väisälä mesurats a l'embassament de Boadella del 15 al 19 de juliol de 1998.

Com es pot observar en la figura 3.4, el vent durant la campanya de camp presenta el règim de brisa marina tan característic a l'Empordà, amb una intensitat màxima al voltant de 3 m/s quan el vent bufa cap al mar.

Respecte al camp d'ones internes, Pérez-Losada et al. (2003), mitjançant una anàlisi de la correlació creuada de la temperatura mesurada a diferents fondàries, conclouen que el sistema presenta almenys un tercer mode vertical. Tanmateix, la manca de dades experimentals a la capa superficial no els permet comprovar si un mode vertical major hi és present o no, tot i que apunten aquesta possibilitat.

D'altra banda, i a partir d'una anàlisi espectral de les dades que han fet servir aquests autors, es veu que hi ha altres modes presents en el camp de velocitats de l'embassament i que són els de 12, 8, 6 i 4.5 hores. Aquí, basant-nos en la simulació del POM, els identificarem.

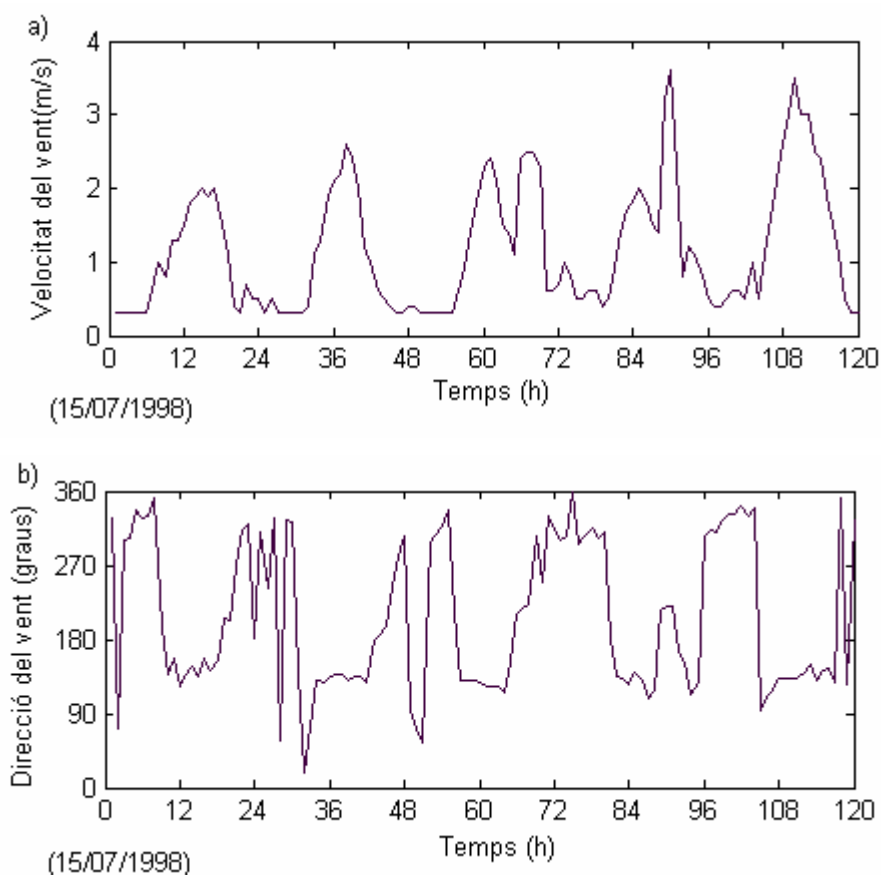


Figura 3.4. Dades del vent del 15 al 19 de juliol de 1998. L'origen del temps (hora zero) està ajustat pel fet de correspondre el temps inicial del període estudiat a les 0.00 am del 15/07/1998. a) velocitat del vent, i b) direcció del vent.

3.3 Paràmetres del model

Tal com s'ha fet en el capítol 2, en aquest apartat es comenten les opcions preses per alguns dels paràmetres del model per realitzar aquesta simulació, però es deixen de banda els detalls del model, que ja han estat a bastament analitzats en el capítol 1 (apartat 1.3). La malla utilitzada està formada per cel·les de 40×40 metres. El pas de temps pel mode extern ha estat fixat a 0,02 segons i el pas de temps pel mode intern ha estat fixat a 1,2 segons. Les condicions de contorn són les mateixes que s'han aplicat en l'exemple del capítol anterior (apartat 2.3). A manera de resum, les velocitats s'han ajustat perquè els components perpendiculars a la costa fossin nuls, i el forçament del vent s'ha introduït fent

servir la formació clàssica que depèn de la velocitat del vent al quadrat i un coeficient d'arrossegament (vegeu-ne els detalls a l'apartat 1.3).

Pel que fa a la coordenada vertical, hem considerat 12 nivells sigma equiespaiats entre si tal com es pot veure a la figura 3.5, on es mostren els nivells sigma d'una secció longitudinal de l'embassament seguint el riu Arnera (vegeu la figura 3.2).

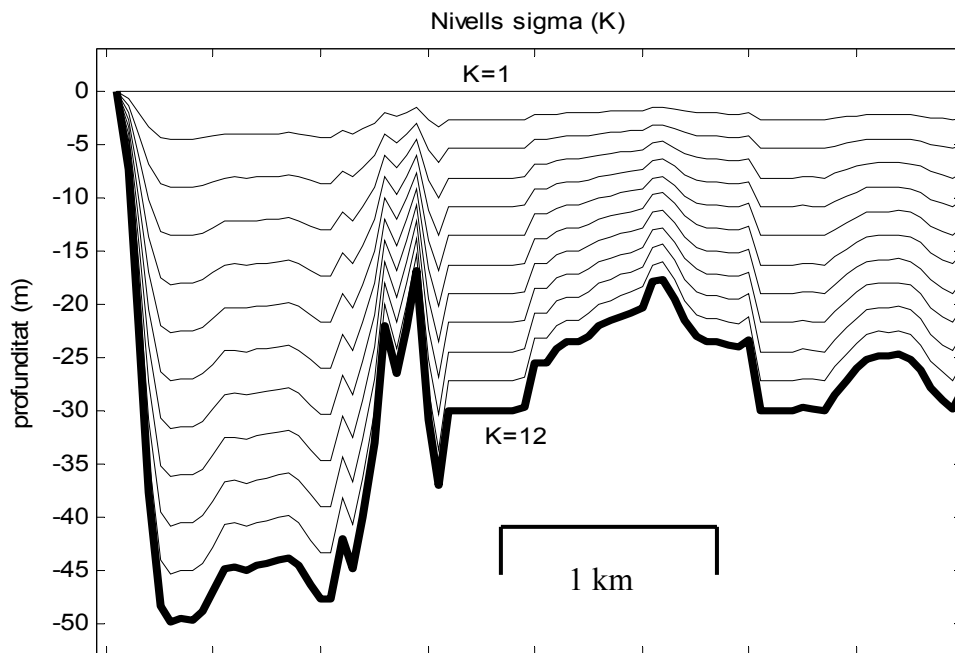


Figura 3.5. Representació dels nivells sigma d'una secció longitudinal de l'embassament seguint el riu Arnera.

3.4 Resultats

També en aquest cas trobem que el POM reproduïx tots els modes mesurats en l'embassament. Això es pot veure a la figura 3.6, on es presenten els espectres de les velocitats simulades a 8 metres de fondària i el de la isoterma de 19 °C obtinguda a partir de dades experimentals registrades en el punt PM (vegeu la figura 2). Efectivament, en tots dos espectres, experimental i simulat, s'observen modes de 24, 12, 8, 6 i 4,5 hores, i el dominant és el mode de 24 hores.

3.4.1 El mode de 24 hores s'identifica com un quart mode vertical

Centrant-nos en el component de 24 hores de l'espectre, la nostra simulació amb el POM

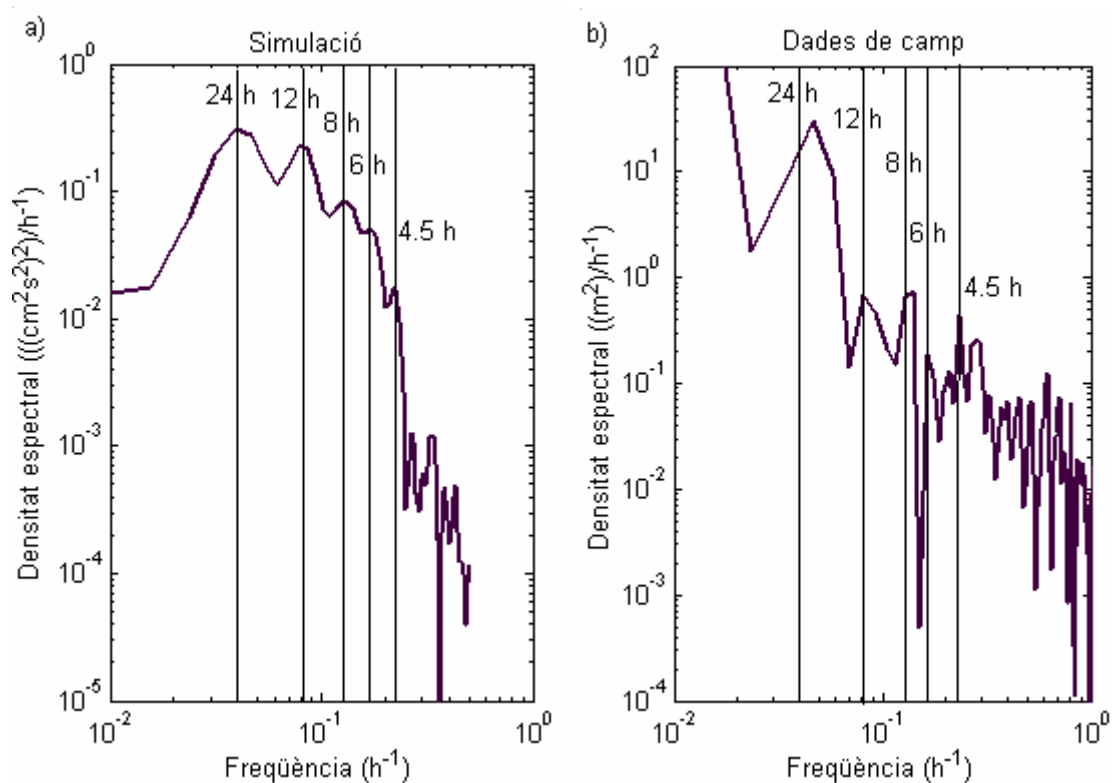


Figura 3.6. Energia de la densitat espectral per a a) la velocitat a 8 metres de profunditat simulada, i b) per a la temperatura de la isoterma 19 °C, obtinguda experimentalment en el punt de mesura (PM) del 15 al 19 de juliol de 1998.

indica l'existència del quart mode vertical. Això es pot veure a la figura 3.7, on es mostra el component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 24 hores al llarg de la direcció 350° del 15 al 18 de juliol de 1998. Es pot apreciar que en la vertical tenim una estructura de cinc capes diferenciades de la velocitat. La mateixa fenomenologia es pot veure també a partir de la figura 3.8, on es presenta la correlació creuada d'aquest component de la velocitat per a diferents fondàries (1, 3, 8, 14 i 21 m) i per al mateix període de temps. Com es pot veure a la figura, per un desfasament del temps nul, la correlació entre les velo-

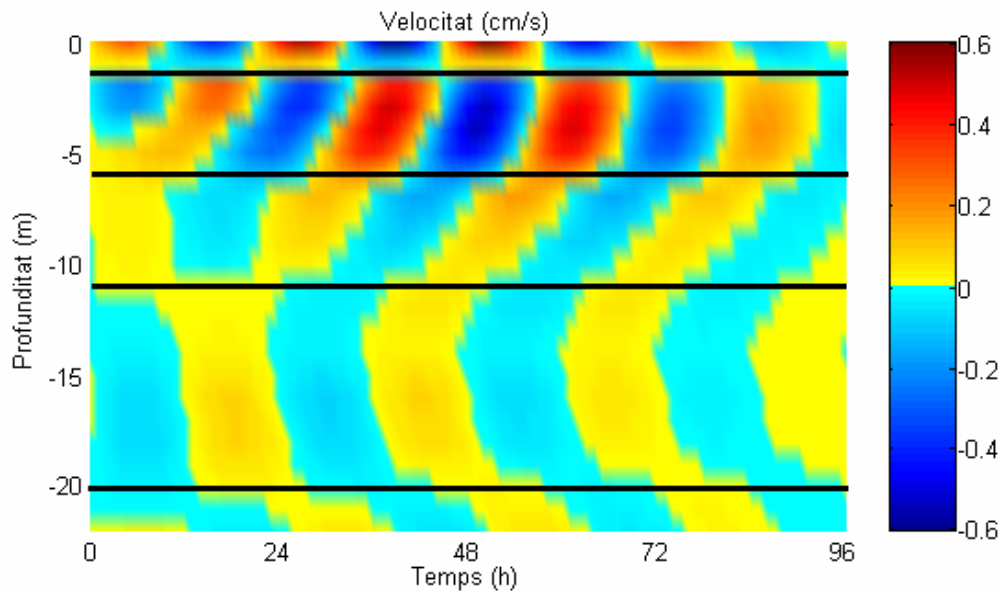


Figura 3.7. Component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 24 hores al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM) del 16 al 19 de juliol de 1998.

citats de les diferents capes és màxima; l'existent entre la primera i la tercera capes (1 m / 8 m) i la de la tercera i la cinquena capes (8 m / 21 m) són positives, mentre que la correlació entre la primera i la segona capes (1 m / 3 m) i entre la tercera i la quarta (8 m / 14 m) capes és negativa, tal com s'espera per al quart mode vertical.

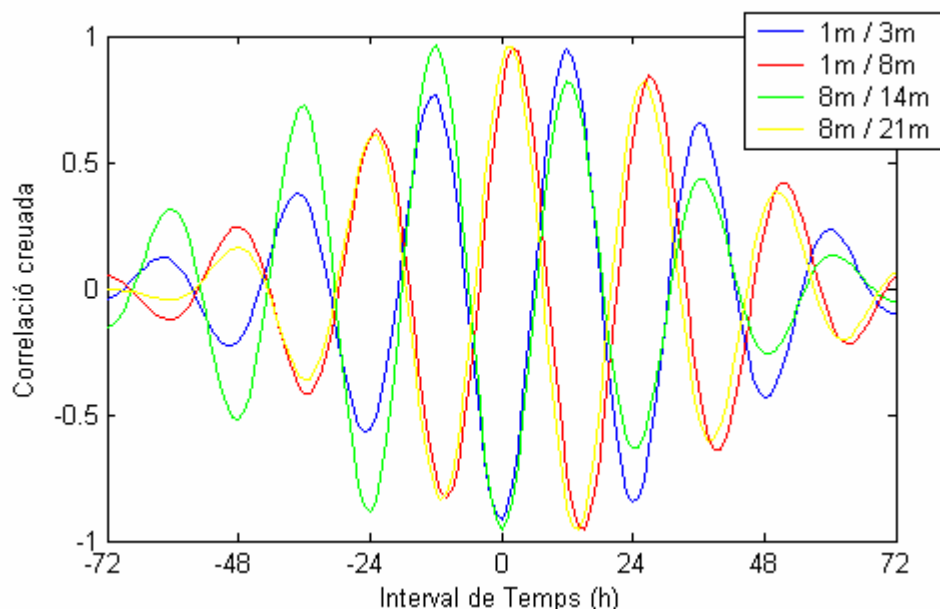


Figura 3.8. Coeficient de correlació d'un component de la velocitat horitzontal per a diferents fondàries. Aquestes velocitats són les simulades en el punt de mesura (PM) i s'han projectat en la direcció de 350° i filtrat al voltant de 24 hores.

Pérez-Losada et al. (2003) fan una anàlisi molt semblant a partir de les dades experimentals d'aquest període i indiquen la presència del tercer mode vertical, com a mínim, ja que, tal com s'ha comentat més amunt, no disposen de dades de la capa superficial. En la figura 3.9 es mostren els coeficients de correlació que presenten aquests autors per a la temperatura mesurada al punt PM a 4, 10 i 16 metres per sobre del fons. Noteu que nosaltres referenciem les fondàries al nivell superficial i no pas al fons. Com es pot veure, troben que la correlació de les temperatures a 4 i 16 metres per sobre del fons presenten un màxim positiu per un desfàsament del temps nul i, per tant, estan en fase. D'altra banda, la correlació entre una fondària intermèdia (10 m) i la del fons (4 m) presenten un màxim negatiu, cosa que indica que estan totalment fora de fase.

Com que, tal com s'ha comentat en l'apartat 1.2, donat un mode vertical, el nombre de nodes pel que fa al desplaçament vertical de les isoterms és sempre inferior en una unitat al nombre de nodes que presenta el perfil vertical de velocitats corresponent, de la figura 3.9 es pot deduir l'existència d'un tercer mode vertical que correspondria, pel que fa a les velocitats, a una estructura vertical de quatre capes. Tanmateix, de les simulacions amb el POM que ens han permès tenir dades de tota la columna hem vist que en realitat hi ha 5 capes pel que fa a la velocitat (figura 3.8) i, per tant, es tracta d'un quart mode vertical.

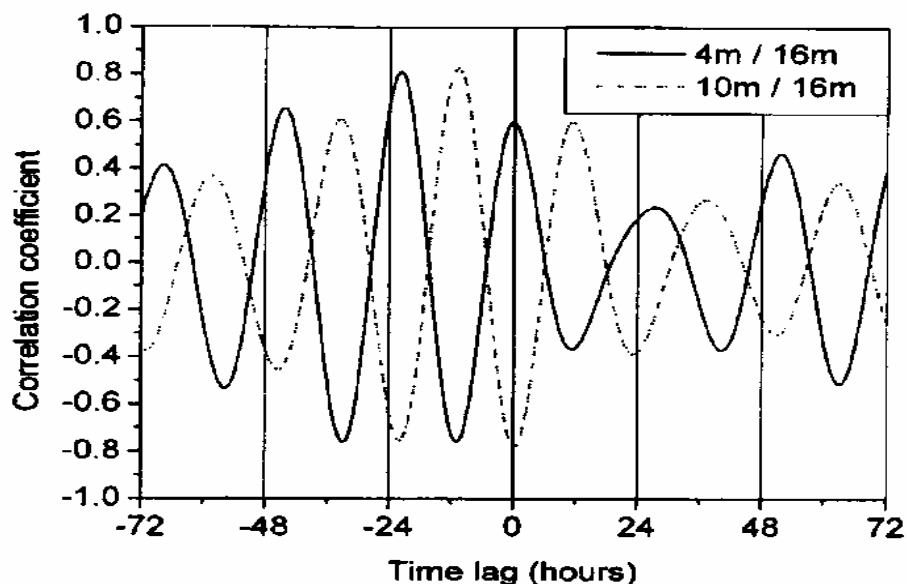


Figura 3.9. Correlació creuada normalitzada a zero de la temperatura mesurada cada 10 minuts a 4, 10 i 16 metres per sobre del fons.

Seguidament, en la figura 3.10 mostrarem el detall de l'evolució de l'estructura vertical del component de la velocitat horitzontal seguint l'eix de l'embassament en dos punts d'aigües somes de l'embassament: P3 i P5 (vegeu la figura 3.2). Més concretament, en el punt P3 s'ha projectat la velocitat horitzontal a 140° i en el punt P5 a 30° , per tant, d'obtenir el component paral·lel a la costa en cada cas. En ambdós casos es poden identificar tres capes de diferent velocitat en la vertical, que corresponen al segon mode vertical.

Així doncs, es fa palès que el mode vertical superior desapareix amb la disminució de la profunditat de la columna d'aigua al llarg de la direcció horitzontal de l'embassament, tal

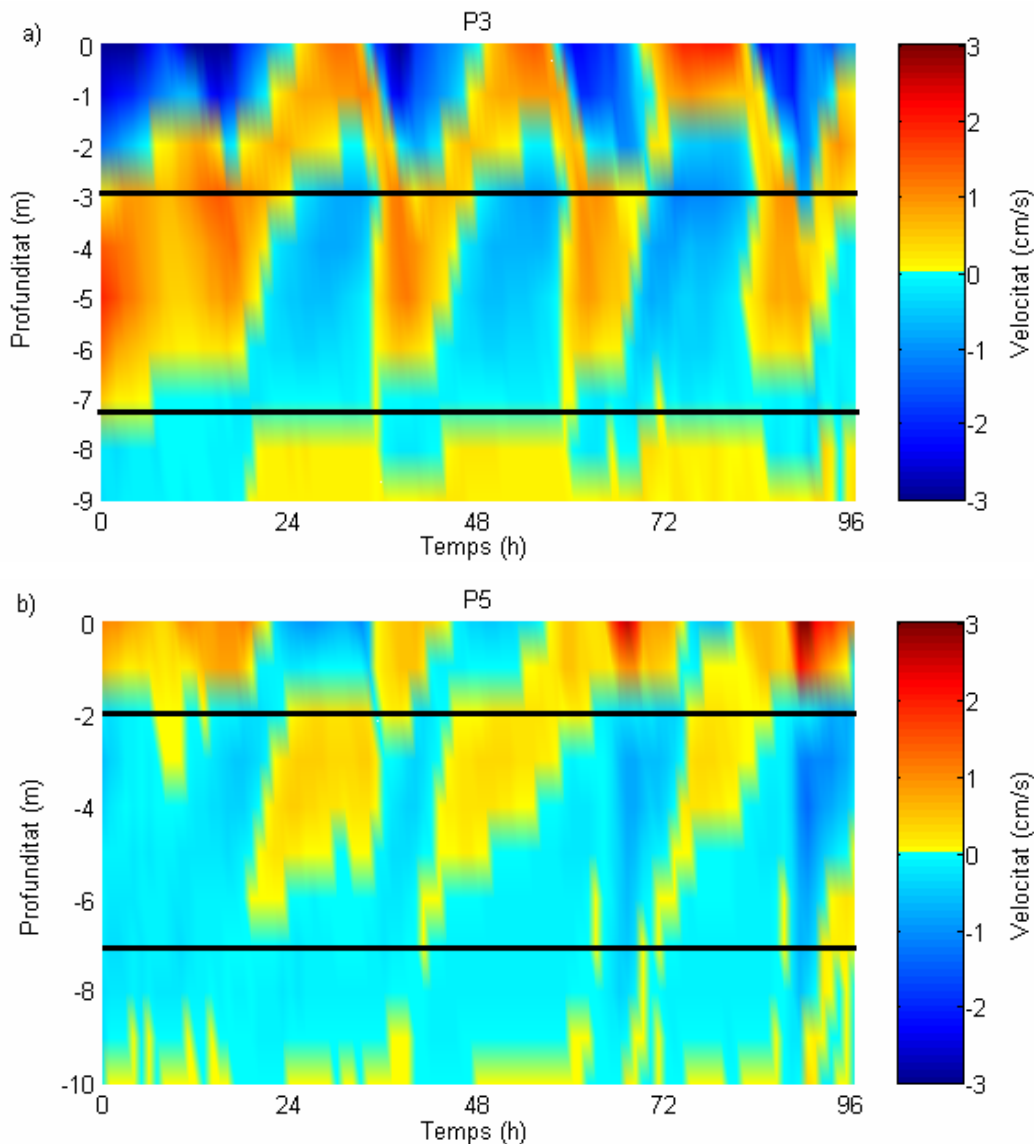


Figura 3.10. Component de la velocitat horitzontal simulada del 16 al 19 de juliol de 1998. *a)* Al punt P3 amb la projecció de la velocitat feta en la direcció 140° , i *b)* al punt P5 amb la projecció de la velocitat feta en la direcció 30° .

com es podia esperar i veïem que passava a l'embassament de Sau.

Com a conclusió, podem dir que el règim de circulació en l'embassament en el període estudiat està governat per una oscil·lació de 24 hores que correspon a un quart mode vertical. A partir dels vectors de la velocitat consecutius durant tres dies en un punt central de l'embassament, es pot apreciar que a vegades també hi ha present una rotació en sentit horari. Concretament, en la figura 3.11, malgrat que hi hagi representats tres dies, només es veu clarament un gir (el corresponent al segon dia): el primer dia és molt petit —pràcticament fa un moviment de vaivé— i l'últim dia no es veu.

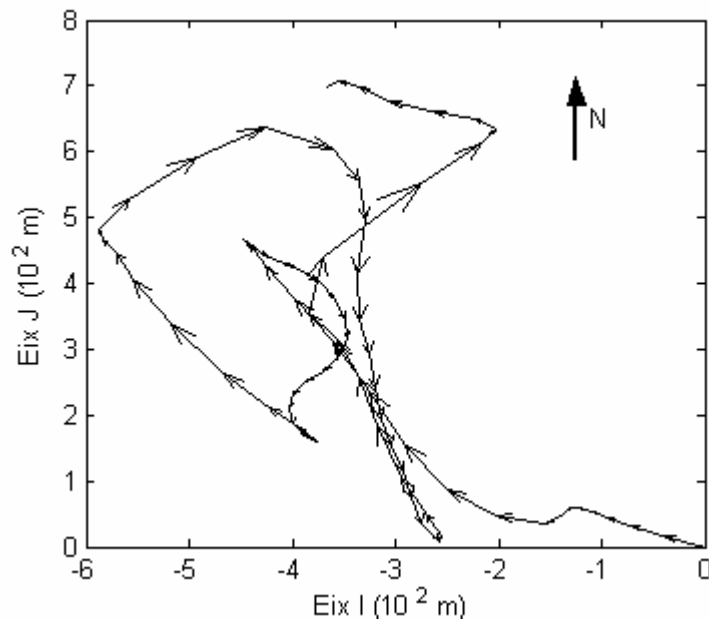


Figura 3.11. Diagrama del vector progressiu a la superfície del 17 al 19 de juliol de 1998.

3.4.2. Els modes de 12, 8, 6 i 4,5 hores

Respecte als altres modes presents en el sistema (vegeu la figura 3.6), en aquest apartat presentarem que són també modes verticals elevats. Concretament, el mode de 8 hores és també un quart mode vertical, els de 12 i 6 hores són tercers modes verticals i el de 4,5 hores un segon.

En concret, per al mode de 12 hores a la figura 3.12 es pot veure que en el punt PM tenim una estructura de quatre capes de velocitat d'acord amb el tercer mode vertical. Aprofundint una mica més en aquest mode concret, resulta oportú comparar els resultats de

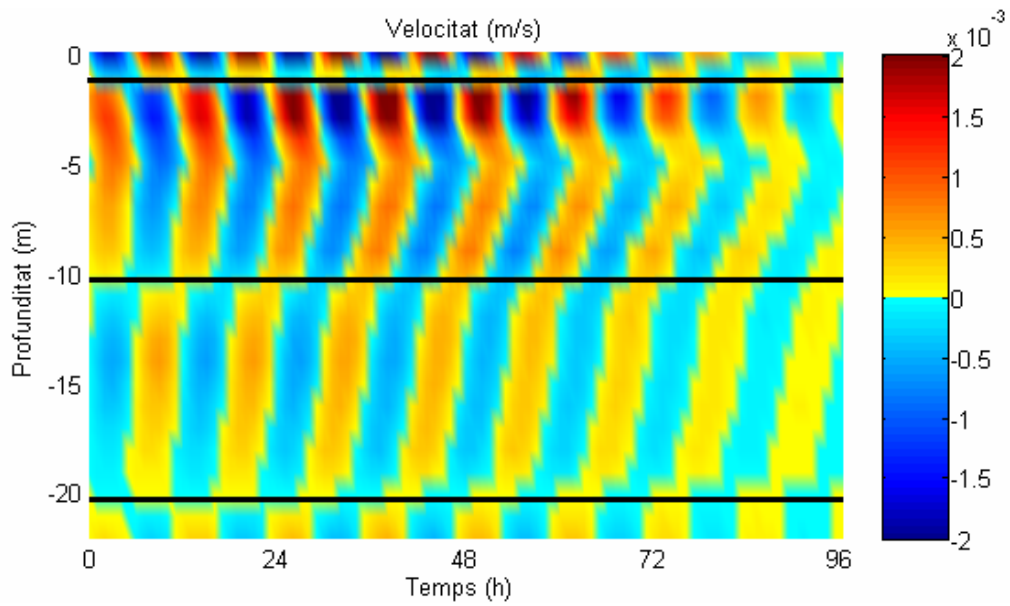


Figura 3.12. Component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 12 hores al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM) del 16 al 19 de juliol de 1998.

la nostra simulació amb els d'una altra de realitzada amb el model multicapa de Salvadé et al. (1988). La figura 3.13a mostra l'elevació superficial simulada pel POM filtrada a 12 hores, on els colors càlids representen l'elevació per sobre del nivell base horitzontal i els freds per sota d'aquest. Al gràfic es pot veure que es tracta d'un primer mode horitzontal, de manera que la línia nodal se situa perpendicular a la boca del riu Arnera (cantonada superior dreta de la figura). D'altra banda, a la figura 3.13b es mostra l'elevació superficial

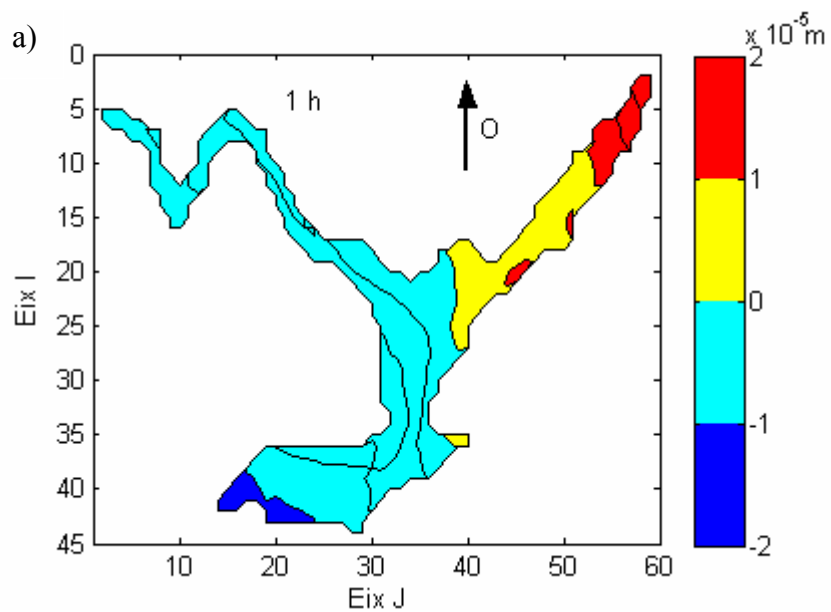


Figura 3.13 (continua).

b)

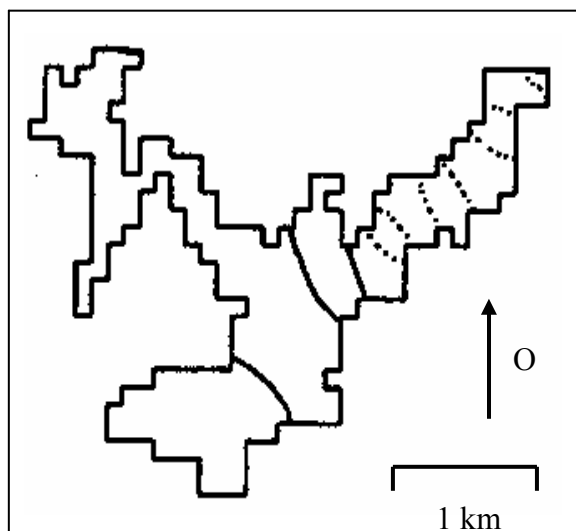


Figura 3.13 (continuació). Elevació superficial simulada *a)* filtrada a 12 hores pel POM el 16 de juliol de 1998, i *b)* per al model multicapa de Salvadé et al. (1988) corresponent al mode 1.

corresponent al primer mode horitzontal obtingut pel model multicapa per al cas de tres capes. En aquesta figura, les línies contínues representen l'elevació positiva i les discontinües la negativa. Noteu que en ambdues figures la direcció vertical és l'oest. Es pot veure que el POM i aquest model multicapa troben la mateixa estructura horitzontal per a aquest tercer mode vertical de 12 hores, tot i que el model multicapa el troba proper a 13 hores. De fet, aquests models que consideren capes homogènies són sensibles a la temperatura mitjana que es considera en cada capa i als nivells exactes entre els quals es defineixen les capes. En general, però, les prediccions en ordre de magnitud solen ser bones.

El mode de 6 hores també és un tercer mode vertical, tal com s'observa en la figura 3.14 a partir de l'evolució de l'estructura vertical de velocitat. Aquest mode sí que, d'acord amb les simulacions del POM, és afectat per la força de Coriolis i té rotació antihorària.

D'altra banda, el mode de 8 hores, com el mode de 24 hores, és un quart mode vertical, tal com es pot veure en la figura 3.15, on s'identifiquen les cinc capes de velocitat. També es tracta d'un primer mode horitzontal, però no presenta comportament rotacional.

Finalment, el mode de 4,5 hores és un segon mode vertical (vegeu la figura 3.16) i, per tant, pel que fa a la velocitat, presenta tres capes en la vertical. Aquest mode també presen-

ta rotació però en sentit horari.

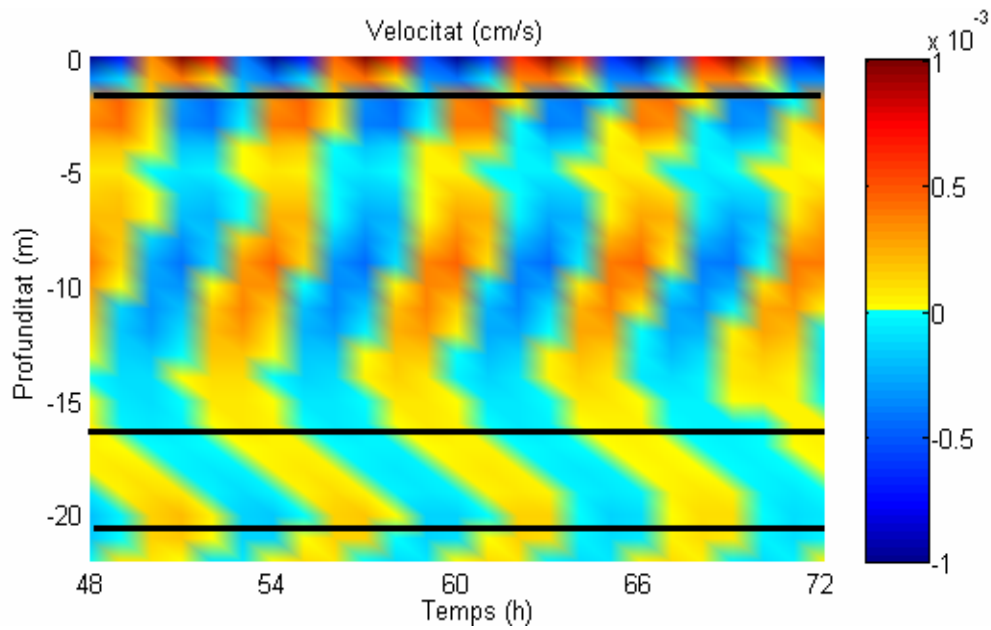


Figura 3.14. Component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 6 hores al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM) del 18 al 19 de juliol de 1998.

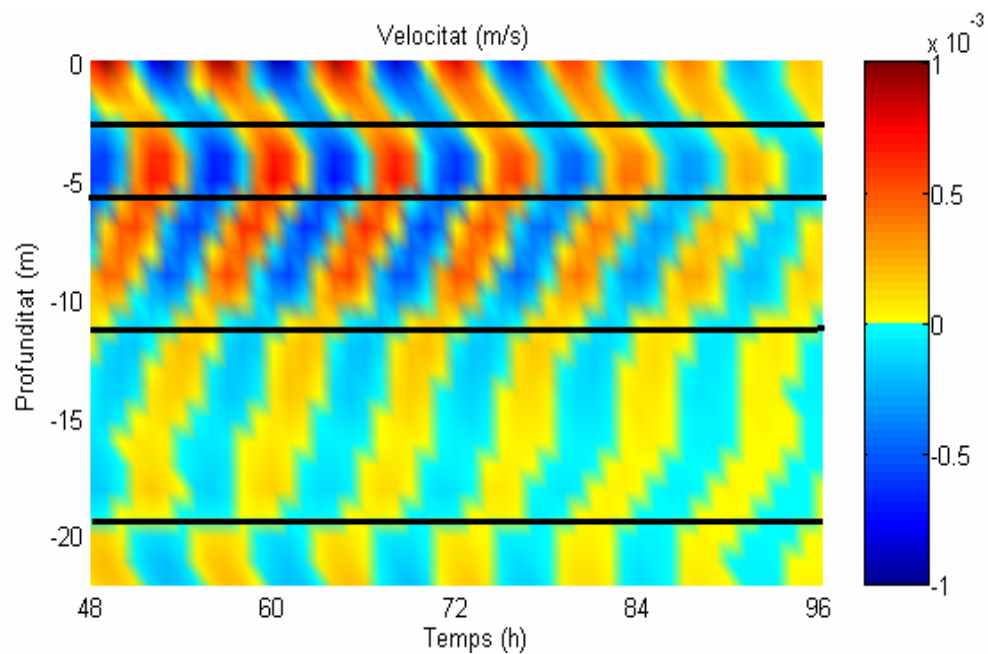


Figura 3.15. Component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 8 hores al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM) del 18 al 19 de juliol de 1998.

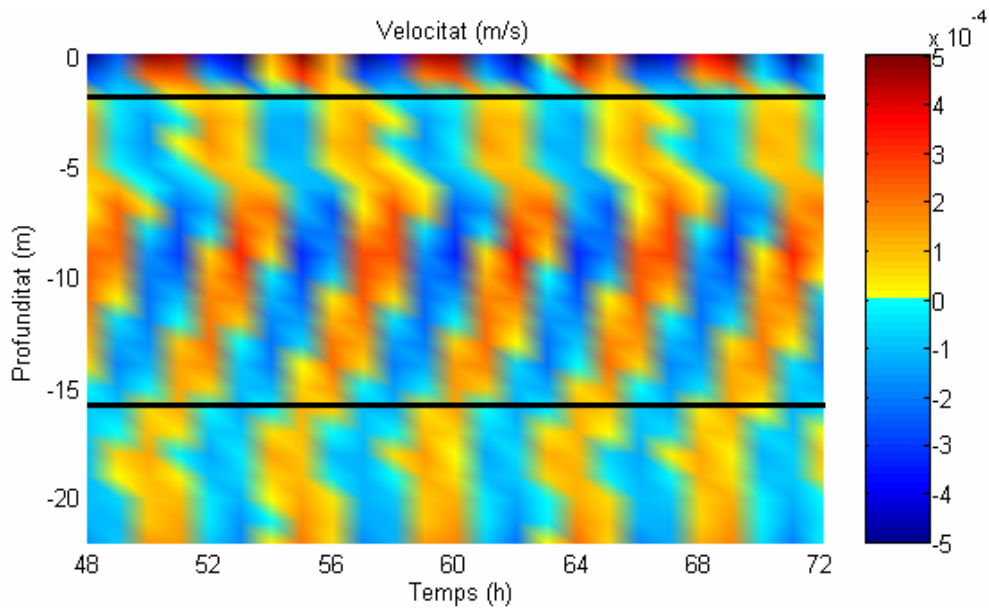


Figura 3.16. Component de la velocitat horitzontal simulada filtrada a 4,5 hores al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM) del 18 de juliol de 1998.

En aquest cas, el model multicapa també prediu un mode (el mode 9, si s'ordenen per ordre dels períodes de major a menor) amb la mateixa estructura horitzontal que trobem amb el nostre model i amb el mateix període (d'aproximadament 4,5 h) i correspon a un primer mode horitzontal, tal com mostra la figura 3.17.

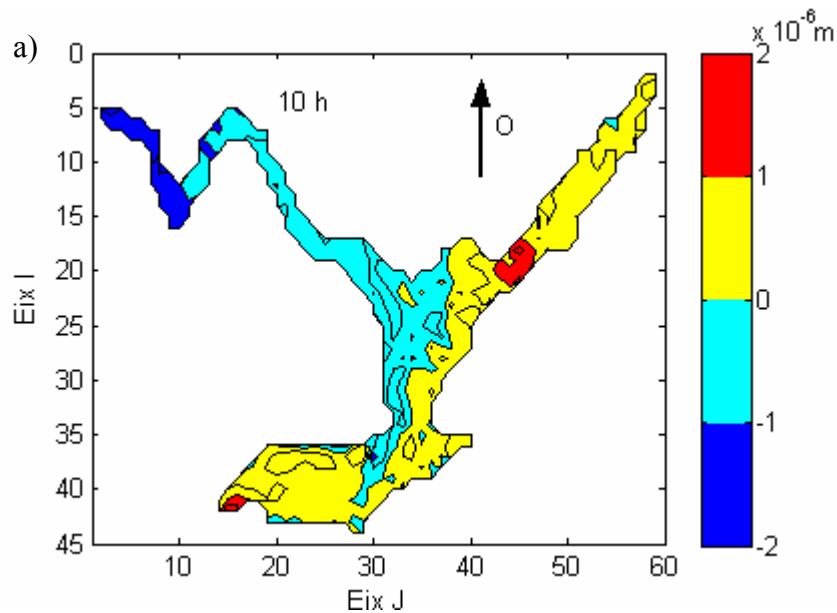


Figura 3.17 (continua).

b)

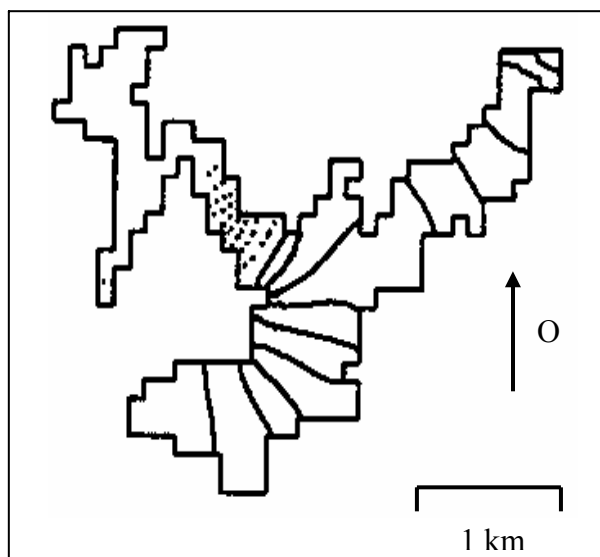


Figura 3.17 (continuació). Elevació superficial simulada *a*) filtrada a 4,5 hores pel POM el 17 de juliol de 1998 i *b*) pel model multicapa de Salvadé et al. (1988).

En aquest cas, i de manera diferent del que passava amb el mode de 12 hores, en què la línia nodal se situava a l'entrada de l'Arnera, ara la línia nodal està situada transversalment al braç que correspon al riu Muga.

3.5 Altres simulacions

En aquest apartat s'estudien els modes verticals que presentaria l'embassament de Boadella en dues situacions hipotètiques extremes (ple fins a la cota màxima i molt buit). L'estratificació introduïda en aquesta simulació és la de finals d'estiu del cas estudiat en l'apartat 3.4 i el vent utilitzat és un vent idealitzat sinusoidal amb el període d'un dia i de valor màxim 3 m/s. De totes maneres, en el cas de la cota màxima, l'estratificació que s'ha suposat és poc factible que es doni en un cas real, ja que les èpoques que l'embassament està quasi ple solen ser a l'hivern, quan no està estratificat. Tot i així, aquí s'ha considerat per avaluar com, donada una estratificació, l'alçada de la columna d'aigua incideix en l'aparició de modes elevats.

En la figura 3.18a es mostra l'evolució del component de la velocitat horitzontal en la di-

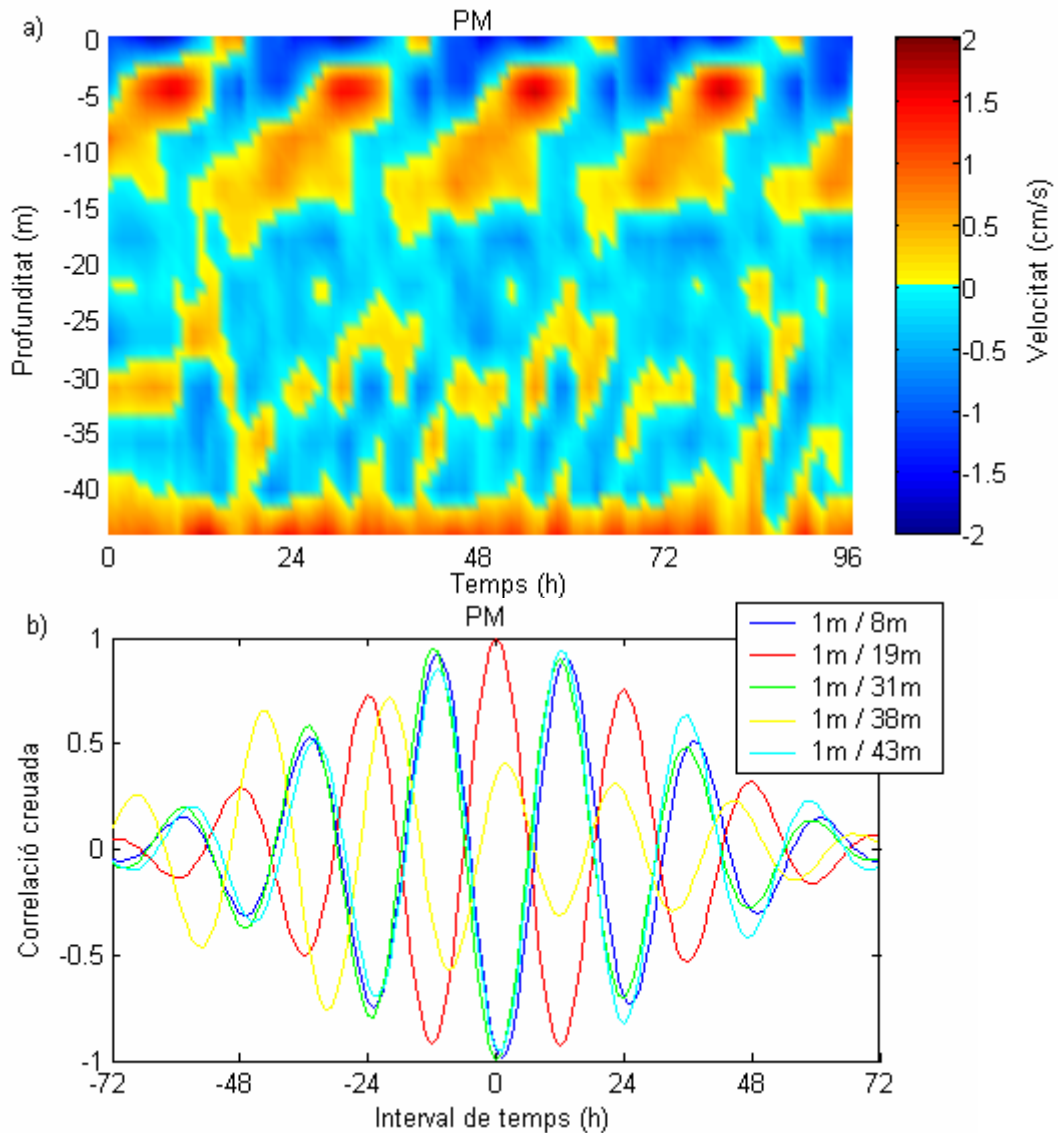


Figura 18. a) Component de la velocitat horitzontal simulat al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM), i b) correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 16 al 19 de juliol de 1998.

recció 350° durant el període simulat en el punt PM. Es pot apreciar que tenim en la vertical una estructura de sis capes diferenciades de la velocitat, cosa que indica el cinquè mode vertical. Noteu que la periodicitat que s'observa en les estructures és de 24 hores. Per il·lustrar millor el cinquè mode, en la figura 3.18b es presenta la correlació creuada calculada a partir d'aquest component de la velocitat per a diferents fondàries per al mateix període de temps. Les fondàries que s'han triat són representatives de les sis capes del sis-

tema pel que fa a la velocitat. A l'interval de temps zero hores, les correlacions entre les velocitats de la primera i les capes segona, quarta i sisena són mínimes (màxims en valor absolut) i les correlacions entre la primera i les capes tercera i cinquena són màximes. Per tant, les velocitats en les fondàries consecutives triades com a consecutives d'una capa estan completament fora de fase, tal com s'espera per al cinquè mode vertical.

També, com en els altres casos estudiats, per a punts més som, trobem modes inferiors. Així, als punts P2 i P3 tenim un tercer mode vertical, als punts P4 i P5 un segon mode vertical, i al punt P6 un tercer mode vertical (vegeu la figura 3.19).

D'altra banda, seguidament es presenta l'altra simulació teòrica, per al cas —molt probable— d'un nivell baix a finals d'estiu. Tal com s'ha comentat anteriorment, l'embassament de Boadella subministra aigua potable per al regadiu, de manera que sovint a finals d'estiu la seva cota és molt baixa, i la cota triada per la present simulació (128 metres) és una bona representació.

En aquest cas es troba que en el punt de mesura PM tenim un sistema format per tres capes, és a dir, un segon mode vertical (vegeu la figura 3.20), mentre que en el punt P2, més som, s'identifica un primer mode vertical, tal com s'il·lustra en la figura 3.21.

La disminució de l'ordre del mode vertical més alt que apareix depèn, naturalment, de la profunditat de la columna d'aigua. Tanmateix, aquests resultats indiquen que inversament l'augment de la profunditat de la columna d'aigua permet que apareguin més i més modes verticals, fins al cinquè en les nostres simulacions. El límit en el nombre de modes verticals que es poden observar en la natura depèn, però, finalment, de la combinació de profunditat de la columna d'aigua i estratificació. De fet, ja hem comentat que la simulació en què hem obtingut un cinquè mode vertical per a l'embassament de Boadella és, de fet, una simulació que difícilment pot respondre a un cas real, perquè quan l'embassament està ple fins a la cota màxima no està estratificat. No és així, però, el cas dels quarts i tercers modes verticals, que són perfectament plausibles, i de fet han estat mesurats.

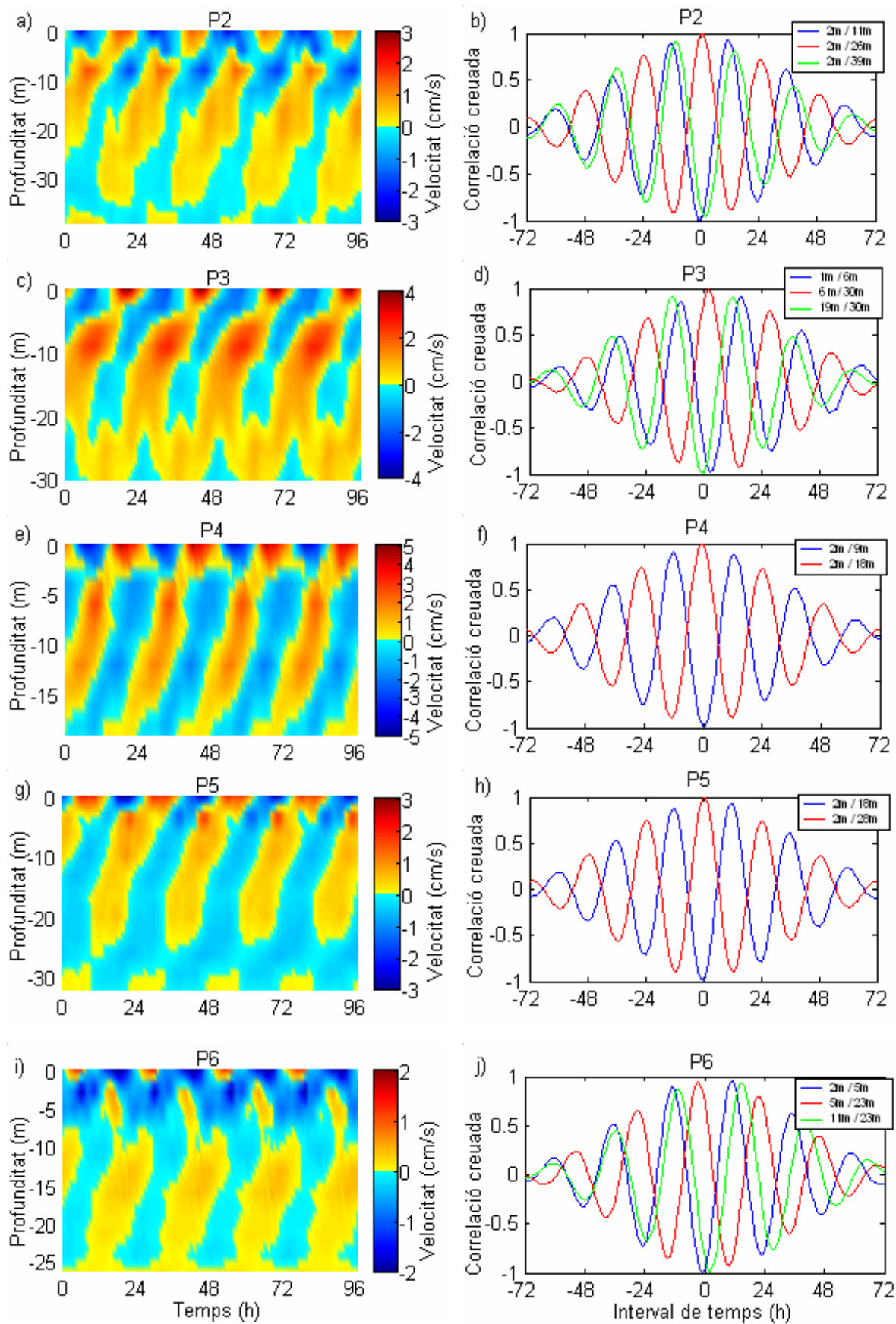


Figura 3.19. Component de la velocitat horitzontal simulada seguint l'eix de l'embassament i correlació creuada normalitzada a zero del component de la velocitat horitzontal anterior del 16 al 19 de juliol de 1998 en els punts (a-b) P2, (c-d) P3, (e-f) P4, (g-h) P5 i (i-j) P6.

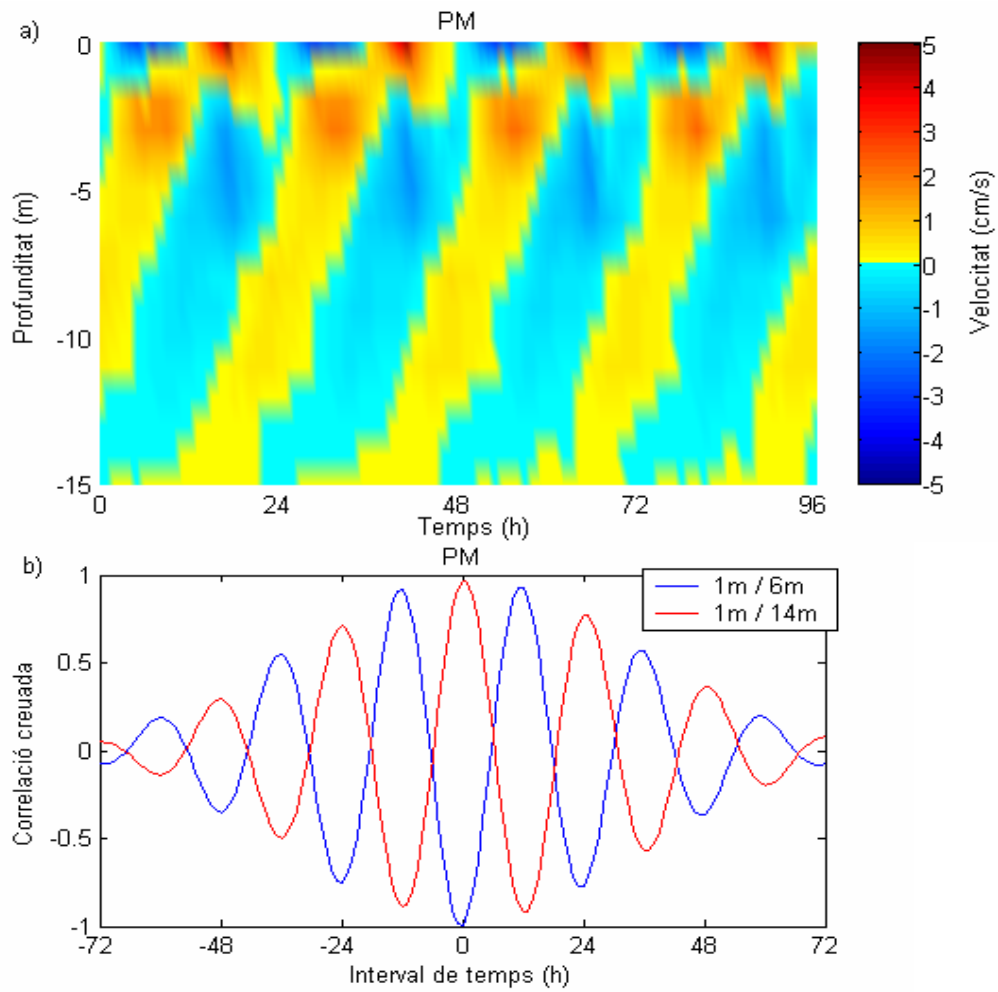


Figura 3.20. a) Component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 350° en el punt de mesura (PM), i b) correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 16 al 19 de juliol de 1998.

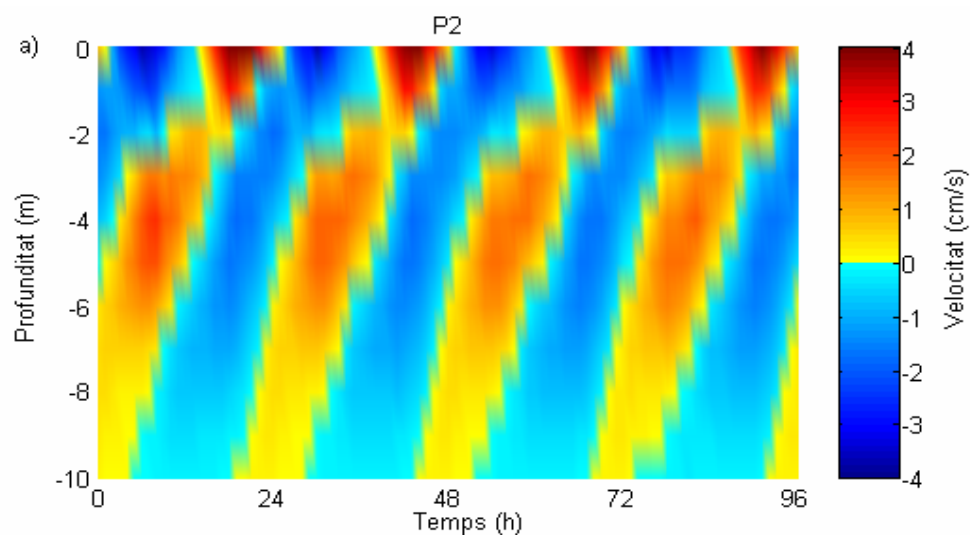


Figura 3.21 (continua).

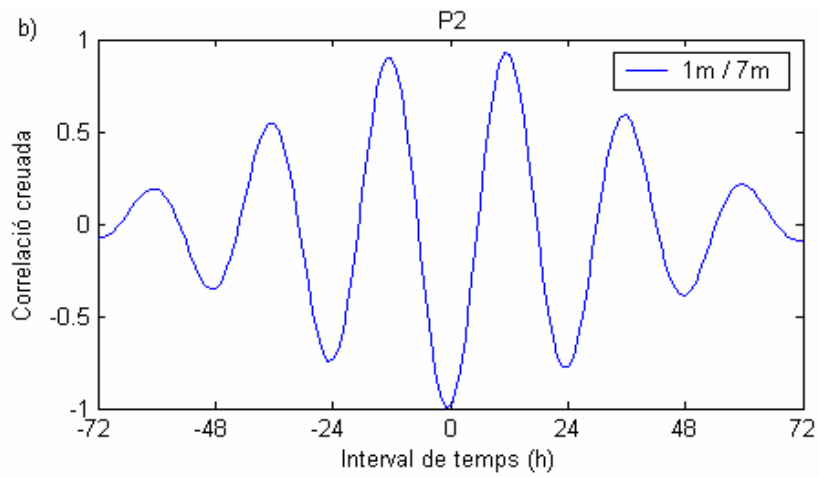


Figura 3.21 (continuació). *a*) Component de la velocitat horitzontal simulada al llarg de la direcció 140° en el punt de mesura (P2), i *b*) correlació creuada normalitzada a zero calculada a partir del component de la velocitat horitzontal anterior del 16 al 19 de juliol de 1998.

Bibliografia

Pérez, J., E. Roget i X. Casamitjana, 2003, “Evidence of high vertical wave-number behavior in a continuously stratified reservoir: Boadella, Spain”, *Journal of Hydraulic Engineering*, 129(9), 734-737.

Roget, E., G. Salvadé i F. Zamboni, 1997, “Internal seiche climatology in a small lake where transversal and second vertical modes are usually observed”, *Limnol. Oceanogr.*, 4(42), 663-673.

Salvadé, G., F. Zamboni i A. Barbieri, 1988, “Three-layer model of the North Basin of the Lake of Lugano”, *Annales Geophysicae*, 6(4), 463-474.

Koseff, J. R., i R. L. Street, 1985, “Circulation structure in a stratified cavity flow”, *J. Hidraul. Eng.*, 111(2), 334-354.

Capítol 4

Conclusions

La tesi tenia dos objectius principals: **1)** Trobar un model hidrodinàmic tridimensional de distribució lliure que simulés bé el camp d'ones internes per als embassaments catalans per a condicions sinòptiques de vent. Naturalment, dins aquest objectiu cal considerar també la implementació del programari corresponent per ser executat i les modificacions pertinents de les interfícies per poder visualitzar i analitzar els resultats convenientment. **2)** Analitzar en detall el camp d'ones internes per als embassaments de Sau i Boadella per a situacions concretes de brisa i veure quines característiques de les ones internes posaven en evidència un model 3D que considerés l'efecte de Coriolis respecte a altres que no el consideraven.

Pel que fa al primer objectiu, podem concloure que:

- El POM reproduceix bé la fenomenologia observada per a dos casos concrets als embassaments de Sau i Boadella en què el camp d'ones estava dominat per modes verticals d'ordre superior. Més concretament, el model reproduceix tots els modes observats. Aquests resultats ens permeten concloure que el model pot ser una eina útil per a l'estudi de les ones internes en sistemes anàlegs als estudiats.
- A més, hem treballat sobre el camp de velocitats simulades pel model a fi d'obtenir les trajectòries de partícules inerts en el sistema. Malgrat el caràcter caòtic intrínsec d'aquestes trajectòries, un estudi estadístic més a fons en aquesta línia podria donar resultats acceptables de la probabilitat de desplaçament de les partícules. En aquest sentit creiem que el POM és també una bona eina per a estudis més interdisciplinaris en embassaments.
- Centrant-nos estrictament en l'exercici de la simulació amb el POM, es pot afirmar que hem assolit també el nostre objectiu metodològic d'implementació del model i

de gestió dels resultats. Això últim s'ha aconseguit mitjançant la incorporació de noves subrutines en el seu codi i amb el suport de programari en Matlab.

Respecte al segon objectiu i el cas de l'embassament de Sau a l'estiu ($L \sim 10^3$ m, $H \sim 40$ m), sota un règim de brisa, s'ha trobat que:

- El mode de 24 h, que Vidal et al. (2005) ja havien identificat com un tercer mode vertical, presenta una rotació horària forçada pel vent. La seva estructura horitzontal presenta només una línia nodal.
- El mode de 12 h també presenta una rotació horària i és identificat com una ona de Poincaré. Com en el cas del mode de 24 hores, es tracta també d'un tercer mode vertical, però ara és un segon mode horitzontal.
- El mode de 8 h és interpretat com una ona de Kelvin (rotació antihorària) corresponent a un primer mode horitzontal i un segon mode vertical.
- Finalment, els modes de 6 i 5 h són primers modes verticals de seques sense rotació; més concretament, el primer i el segon mode horitzontals, respectivament.

D'altra banda, com a conseqüència d'aquest camp d'ones internes, fins a una distància d'aproximadament 180 m des de la costa, es troba un flux net amb rotació horària al llarg de la costa d'aproximadament $10 \text{ m}^3/\text{s}$ amb una velocitat màxima a la superfície d'aproximadament 3 cm/s i una cisalla mitjana de $3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$.

El resultat d'aquest corrent és que en general les trajectòries de les partícules inerts al llarg de la costa són més llargues i menys aleatòries que a la zona interior. Els desplaçaments verticals per sota de la termoclina són usualment més llargs que a la capa superficial.

En l'estudi de com afecta la generació dels modes verticals aquest embassament en funció de l'estratificació, trobem que l'estratificació corresponent a un cas de no-extracció d'aigua fa disminuir el mode vertical respecte al cas d'estudi, que és el tercer,

pel fet de tenir un segon mode vertical. També s'ha estudiat com afecta la cota topogràfica la generació del mode vertical, i es demostra que un augment de la cota de 410 m a 420 m no fa variar el mode vertical que s'excita, que és el tercer. La disminució de la cota a 385 m tampoc no ocasiona la disminució del mode vertical fins al primer mode vertical.

Pel que fa als resultats concrets obtinguts a l'embassament de Boadella (L ~ 200 m, H ~ 25 m) en el període d'estiu i sota el règim de brisa marina, s'han reproduït tots els modes observats experimentalment (Pérez-Losada et al. 2003) i s'han identificat com a:

- El mode de 24 hores és un quart mode vertical forçat amb una estructura horitzontal corresponent a un primer mode. Aquest mode presenta rotació horària.
- El mode de 12 h és un tercer mode vertical i un primer mode horitzontal sense rotació.
- El de 8 h, com el de 24 h, és un quart mode vertical no forçat i sense rotació i també té una estructura horitzontal corresponent a un primer mode horitzontal.
- El mode de 6 h és un tercer mode vertical i el primer mode horitzontal amb rotació antihorària.
- Finalment, el de 4,5 h és un segon mode vertical que té rotació en sentit horari.

En l'estudi de com la variació de la cota topogràfica afecta la generació del mode vertical, trobem que per al cas d'una cota elevada del nivell superior de l'embassament (160 m) augmenta el mode vertical respecte al cas d'estudi (136 m), i es passa d'un quart mode vertical a un cinquè. Per al cas de tenir una cota baixa (128 m), el sistema només pot sostenir un primer mode vertical.

- Finalment, i en general, podem concloure que per a sistemes aquàtics tancats petits el POM apareix com un bon model per dur a terme la simulació de les dinàmiques forçades pel vent a partir de l'anàlisi dels resultats numèrics que proporciona, alhora que també pot servir com a base d'estudis interdisciplinaris.

- A més, en aquest treball es demostra que els efectes de la rotació de la Terra poden ser importants en sistemes limnològics petits ($L \sim 10^3$ m) i en sistemes limnològics petits i estrets ($L \sim 200$ m) en què es generen ones de Kelvin o de Poincaré.

