

Integração de Escalas e de Processos na Modelação do Ambiente Marinho

Paulo Miguel Chambel Filipe Lopes Leitão
(Mestre)

Dissertação para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia do Ambiente

Orientador : Professor Ramiro Joaquim de Jesus Neves

Júri: Reitor da UTL

Vogais: Professor Vicente Rodriguez Muñuzuri
Professor José Manuel Pereira Vieira
Professor José Joaquim Delgado Domingos
Professor Ramiro Joaquim de Jesus Neves
Professor José João Reis de Matos Silva
Professor Aires José Pinto dos Santos

Abril de 2002

RESUMO

Nesta tese é apresentado um sistema de modelação que pretende integrar diferentes processos com diferentes escalas. Esta estratégia deu origem a um programa muito extenso, só possível de gerir recorrendo a uma abordagem modular. A sua implementação foi feita com recurso à programação orientada por objectos, de forma a que as sucessivas actualizações, que permitem acompanhar e contribuir para o estado da arte, não ponham sistematicamente em risco a integridade do sistema. Esta abordagem, apesar de inicialmente ter sido pensada para simular sistemas marinhos, revelou que facilmente podia ser estendida a outros sistemas aquáticos.

Um dos principais módulos deste sistema é o das condições de fronteira. Este revelou-se crítico em especial na simulação de processos costeiros e oceânicos, onde existe uma grande sobreposição de escalas e de processos. Tendo em mente este facto, foi feito um esforço no sentido de munir o sistema com a maior variedade de condições de fronteira possível. As condições de fronteira aberta são as mais difíceis de implementar. Estas foram validadas para diferentes abordagens em casos esquemáticos. Este tipo de condições de fronteira apresenta melhores resultados quando lhes é disponibilizada uma solução de referência. Os modelos encaixados revelaram ser a técnica mais eficiente para obter esta solução de referência.

O sistema de modelação aqui apresentado foi validado para várias escalas e processos marinhos em domínios esquemáticos e reais, tendo sido dado especial destaque à validação hidrodinâmica 3D da embocadura do estuário do Tejo. Esta é uma zona de influência de água doce, onde existe uma sobreposição de processos estuarinos e costeiros originando um padrão de circulação particularmente complexo e subtil. Neste caso, a circulação 3D foi validada para dois cenários reais: um típico de Inverno e outro típico de Verão.

Palavras Chave: Modelação, programação orientada por objectos, sistemas costeiros, condições de fronteira, modelos encaixados e zonas de influência de água doce.

ABSTRACT

In this thesis, a modeling system whose main goal is to integrate different processes at different scales, is presented. This strategy gave birth to a very extensive program, difficult to manage. The modular approach, implemented using object-oriented programming, revealed itself as a very effective way of dealing with this problem. The system needs systematic changes to keep pace with the state of the art and also to contribute to it. The object-oriented programming protects the system integrity while it is constantly being changed. The modular approach was originally developed to simulate marine systems, but it showed to be very easy to extend to other aquatic systems.

The boundary conditions module is one of the main modules of this system. This module is critical, especially in the simulation of coastal and oceanic process, where an overlap of very different scales and processes exist. Having this fact in mind, an effort was made to implement a great variety of boundary conditions. From the variety of boundaries conditions that exist, the open ones are the most difficult to implement. Several open boundary conditions were tested in schematic domains. These boundary conditions gave better results when a reference solution was present. The most efficient and consistent way of producing this reference solution was using nested models.

The modelling system presented here was validated for several marine scales and processes in schematic and real domains. Special attention was given to the validation of the 3D circulation in the Tagus mouth. This is a region of fresh water influence where characteristic processes of both estuarine and shelf systems overlap and create a particularly subtle and complex regime. The 3D circulation was validated for two real scenarios: one typical of winter and another typical of summer.

Keywords: Modeling object-oriented programming coastal systems, boundary conditions, nested models, regions of fresh water influence

Aos meus avós Jerónimo e Agostinho, que já partiram,

e ao meu filho, que se prepara para ver a luz do dia.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi longo e envolveu a ajuda de muitas pessoas e instituições, às quais por falta de espaço, não é possível agradecer aqui a todas. No entanto, gostaria de agradecer, de uma forma especial, a algumas pessoas e instituições.

Em primeiro, lugar gostaria de agradecer ao Prof. Ramiro Neves, pelo apoio, pela visão e em especial pelo optimismo, que tornaram possível esta minha aventura pelo mundo da modelação. Queria também agradecer aos meus companheiros de luta, Henrique Coelho, Frank Braunschweig e Pedro Pina, que me acompanharam nesta aposta decidida, mas incerta, na modelação. As conversas com o primeiro ajudaram-me a levantar um pouco o véu, da mecânica de fluidos aplicada às grandes escalas (oceanografia). O Frank, com a sua capacidade para absorver novas tecnologias de informação, ajudou-me a acompanhar a evolução alucinante, que se tem registado neste domínio. O Pedro Pina tem dinamizado a aplicação do sistema Mohid a estudos de processos biogeoquímicos, o que tem permitido demonstrar, de um ponto de vista prático, o carácter interdisciplinar do sistema Mohid. Queria aqui lembrar a teimosia do Ricardo Miranda, antigo colaborador do Maretec, que fez com que apostasse-mos na programação orientada por objectos, a qual se revelou um sucesso.

Um agradecimento vai ainda para a todos os funcionários da Hidromod: Adélio Silva, José Chambel, Pedro Ferreira, Juan Ferreira e Margarida Nascimento. Estes, por um lado, permitiram que o sistema Mohid fosse validado em muitos e diversificados sistemas, por outro lado, graças às suas sugestões, contribuíram para que esta ferramenta possa ser utilizada na resolução de problemas de engenharia.

Gostaria de demonstrar o meu agradecimento ainda ao novos colaboradores do MARETEC: Pedro Chambel (Solos), Marcos Mateus (Bactérias), Luís Fernandes (Diagénese), Rodrigo Fernandes (dispersão de petróleo), Sofia Saraiva (ciclos biogeoquímicos), Rodrigo Pacheco (aquisição automática de dados), Susana (peixes); Madalena Malhadas (ciclos biogeoquímicos), Marina Pelicano (ciclos biogeoquímicos), Carla Garcia (geologia). Estes novos colaboradores vieram dar um novo folgo no desenvolvimento e enriqueceram o diálogo interdisciplinar que se pretende gerar à volta do sistema Mohid.

Um contributo que se revelou extremamente útil e gratificante veio do outro lado da fronteira. Queria nomear, em especial, os nomes Montero Vilar e Manuel Villarreal, ambos têm tido uma participação activa no desenvolvimento do sistema Mohid. O último foi responsável pelo acoplamento do modelo de turbulência GOTM ao sistema Mohid.

Agradeço ainda, o contributo dado pelos professores Aires dos Santos e Flávio Martins que, graças à sua análise crítica, evitaram que fossem repetidos erros antigos. Gostaria, igualmente, de agradecer o apoio dado pelo Helder Martins ao nível da propagação da maré na costa Portuguesa.

Ao IPIMAR, ao IH e à Sanest agradeço também por terem facultado a informação de base fundamental para a validação hidrodinâmica do sistema Mohid no estuário do Tejo.

Queria agradecer à minha família que me apoio desde sempre, nesta minha decisão de seguir este caminho para o mar. Por fim, queria agradecer à minha mulher, que graças à sua paciência, ao seu apoio e ao seu carinho me ajudou a levar acabo esta tarefa, que por vezes parecia não ter fim.

Este trabalho foi suportado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia, através de uma bolsa de doutoramento, com a seguinte referência Praxis XXI / BD /11458 / 97.

Índice do Texto

CAPÍTULO 1	1
INTRODUÇÃO	1
ENQUADRAMENTO E OBJECTIVOS	1
A NECESSIDADE DE LABORATÓRIOS NUMÉRICOS	1
SIMULAÇÃO DE SISTEMAS COSTEIROS	3
<i>Problemas numéricos</i>	3
VALIDAÇÃO	4
ESTRUTURA DA TESE	4
CAPÍTULO 2	7
MOHID - UM LABORATÓRIO NUMÉRICO	7
INTRODUÇÃO	7
ESTADO DA ARTE DOS LABORATÓRIOS NUMÉRICOS	8
<i>Modelos hidrodinâmicos</i>	11
HISTÓRIA DO SISTEMA MOHID	14
MOHID – NA PERSPECTIVA DO INVESTIGADOR	16
<i>Equações</i>	18
Hidrodinâmica - propriedades não-turbulentas	18
Hidrodinâmica - propriedades turbulentas	19
Transporte Euleriano	20
Transporte Lagrangeano	20
Movimento dos Traçadores	21
Transporte Turbulento	21
Evolução das propriedades	21
Qualidade da Água	22
Movimentos verticais	22
<i>Algoritmos</i>	23
Hidrodinâmica – Propriedades não-turbulentas	23
Hidrodinâmica – Propriedades turbulentas	24
Transporte Euleriano	24
Transporte Lagrangeano	25
Deslocamento aleatório	26
Aumento do volume	26
Qualidade da Água ou Processos Pelágicos	27
Movimentos verticais	27
MOHID - O PONTO DE VISTA DO PROGRAMADOR	27
<i>Programação Orientada por objectos</i>	28
Diferenças entre Classe e Objecto	29
Estados de um objecto	29
Definição de Tipos Derivados	30
Encapsulamento	30
Polimorfismo e Hereditariedade	31
<i>Linguagem versus Programação</i>	32
<i>Actualização do código</i>	33
Algumas vantagens do fortran	33
<i>Mohid – Um laboratório Numérico Orientado por Objectos</i>	34

Divisão por classes	35
Características das Classes.....	36
Memória	36
Estados.....	36
Métodos	37
Gestão de erros	37
<i>Gestão de Versões</i>	38
<i>Manuais</i>	39
MOHID – O PONTO DE VISTA DO UTILIZADOR.....	39
<i>Interface gráfica – Pré/Pós-Processamento</i>	40
<i>Formato dos ficheiros de dados e resultados</i>	42
<i>Erros na entrada de dados</i>	42
CLASSE HYDRODYNAMIC.....	43
<i>Alterações introduzidas</i>	44
Pressão Baroclínica	44
Programação por termos físicos.....	45
Eliminação de operações repetidas	48
Advecção/Difusão	49
Variação de Volume.....	50
Correcção do nível	50
Cálculo das áreas	51
Assimilação de dados	52
CLASSE WATERPROPERTIES	54
<i>Organização da classe Waterproperties</i>	54
<i>Actualização das propriedades</i>	56
<i>Propriedades Compostas</i>	59
<i>Inicialização das propriedades</i>	59
CONCLUSÕES PARCIAIS	60
CAPÍTULO 3	63
CONDIÇÕES DE FRONTEIRA.....	63
INTRODUÇÃO	63
FRONTEIRAS NATURAIS.....	64
<i>Fronteiras na direcção Vertical</i>	64
<i>Fronteiras na direcção Horizontal</i>	65
FRONTEIRAS NUMÉRICAS	67
<i>Fronteiras Horizontais Abertas</i>	67
Condição de fronteira das forças barotrópica e inerciais	67
Condição de fronteira da força baroclínica.....	69
<i>Fronteiras Horizontais Fechadas</i>	71
Fronteira Fixa	72
Fronteira móvel	73
<i>Condições fronteira verticais</i>	74
Coeficiente de atrito à superfície	75
Coeficiente de atrito no fundo.....	78
Escoamentos 2D.....	78
Escoamentos 3D.....	79
CONDIÇÕES DE FRONTEIRA ABERTA.....	79
<i>Condições híbridas radiativas</i>	79
<i>Esquema de relaxação do escoamento</i>	80

<i>Definição de condições de fronteira aberta no sistema Mohid</i>	80
Imposição da solução exterior	81
Cálculo da solução exterior.....	83
Condições de fronteira implementadas	83
Condições de Fronteira Radiativas	83
Celeridade das perturbações a radiar	86
Cálculo da celeridade.....	88
Transporte vertical na coluna de água fronteira	90
Relaxação do escoamento.....	91
Condições de fronteira cíclicas.....	92
Comunicação modelo/sub-modelo	92
CONCLUSÕES PARCIAIS	94
CAPÍTULO 4	97
VALIDAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE FRONTEIRA	97
INTRODUÇÃO	97
CARACTERÍSTICAS DAS ONDAS INTERNAS.....	98
PRIMEIRO MODO BAROCLÍNICO	99
COORDENADA LAGRANGEANA	101
CONDIÇÕES COMUNS A TODOS OS TESTES DE VALIDAÇÃO DA RADIAÇÃO BAROCLÍNICA	
.....	102
VALIDAÇÃO DA RADIAÇÃO BAROCLÍNICA NUM MEIO 2D	103
<i>Propagação de ondas internas num fundo plano</i>	103
Forçamento.....	104
Discretização da equação de radiação	105
Discretização da equação radiação alternativa a Marchesiello et al.(2001).....	106
Análise comparativa das diferentes discretizações	108
Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta.....	109
Modelo versus solução analítica.....	110
VALIDAÇÃO DA RADIAÇÃO BAROCLÍNICA NUM MEIO 3D	111
<i>Propagação de ondas internas num fundo plano</i>	111
Padrão oscilatório das velocidades verticais	112
Discretização do termo de pressão por diferenças centrais – Quais as	
consequências?	113
Efeito da difusão horizontal turbulenta	115
Componente tangencial à fronteira da onda a radiar – Qual a sua importância?	117
Modelo versus solução analítica.....	120
Validade da condição de radiação barotrópica.....	121
Estabilidade da solução a longo prazo.....	122
SUB-MODELOS	124
<i>Validação do caso 3D barotrópico</i>	124
<i>Validação do caso 3D baroclínico</i>	131
CONCLUSÕES PARCIAIS	134
<i>Radiação baroclínica</i>	134
<i>Sub-modelos</i>	135
CAPÍTULO 5	137
VALIDAÇÃO DO SISTEMA MOHID EM CASOS ESQUEMÁTICOS	137
INTRODUÇÃO	137
AJUSTE GEOSTRÓFICO.....	138

<i>Solução analítica</i>	140
<i>Solução numérica</i>	143
<i>Opções de referência</i>	144
<i>Resultados da solução de referência</i>	146
Oscilações inerciais	147
<i>Análise de sensibilidade</i>	149
Sem radiação das velocidades baroclínicas	149
Coordenada cartesiana	149
Sem opção RAMP	150
Sem opção RAMP e com o termo convectivo	152
Sem opção RAMP, com todos os termos de inércia e sem radiação baroclínica das velocidades	155
TALUDE ESQUEMÁTICO – VENTO PARALELO A UMA COSTA RECTILÍNEA	156
<i>Caso 2D – Vento constante</i>	157
Talude linear.....	158
Talude Esquemático	161
<i>Caso 3D – Vento constante</i>	164
<i>Caso 3D – Vento variável</i>	169
Técnicas de relaxação	170
Validade da solução de referência	172
Análise de sensibilidade à solução de referência	176
Discussão dos resultados.....	178
<i>Validação qualitativa dos processos turbulentos e biogeoquímicos</i>	179
Modelo de turbulência	181
Modelo biogeoquímico	183
CONCLUSÕES PARCIAIS	185
CAPÍTULO 6	187
VALIDAÇÃO DA CIRCULAÇÃO 3D NA EMBOCADURA DO ESTUÁRIO DO TEJO	187
INTRODUÇÃO	187
<i>Validação do sistema Mohid</i>	187
MOTIVAÇÃO	189
<i>Zonas de descargas de água doce</i>	189
<i>Modelação hidrodinâmica no estuário do Tejo</i>	191
Gradientes de densidade.....	192
<i>Desafios dos modelos hidrodinâmicos nas zonas ROFI</i>	192
<i>Futuro modelo biogeoquímico 3D</i>	195
PROCESSOS QUE CONDICIONAM A CIRCULAÇÃO NA EMBOCADURA DO ESTUÁRIO DO TEJO	187
<i>Estratificação vertical</i>	197
<i>Maré</i>	201
Propagação da maré	202
Transporte Horizontal	208
Mistura vertical.....	211
<i>Vento</i>	213
<i>Afloramento costeiro</i>	215
Transporte de Ekman	216
Filamentos	217
Índice de afloramento.....	218

<i>Agitação costeira</i>	220
Interacção ondas de vento com a maré.....	220
Transporte de sedimentos	220
<i>Circulação de larga escala</i>	221
APLICAÇÃO DO SISTEMA MOHID.....	222
<i>Condições de fronteira</i>	223
<i>Implementação e validação do modelo hidrodinâmico</i>	224
Validação 2D das correntes de maré ao largo de Cascais.....	226
Comparação do ADCP com o modelo	227
<i>Validação da circulação 3D – Costa da Estremadura</i>	230
Cenário 1 – Forçamento esquemático	231
Cenário 2 – Inverno.....	233
Cenário 3 – Verão	239
Análise de sensibilidade ao forçamento	244
CONCLUSÕES	247
<i>Validação da maré barotrópica</i>	247
<i>Validação do escoamento 3D na embocadura</i>	248
<i>Sistema Mohid uma ferramenta de engenharia</i>	249
CAPÍTULO 7	251
OUTRAS APLICAÇÕES A CASOS REAIS.....	251
INTRODUÇÃO	251
RIA DE AVEIRO.....	252
<i>Objectivos Gerais</i>	252
<i>Área de Estudo</i>	252
<i>Resultados ilustrativos</i>	253
RIA FORMOSA.....	256
<i>Objectivos Gerais</i>	256
<i>Área de Estudo</i>	257
<i>Resultados ilustrativos</i>	257
RIA DE PONTEVEDRA.....	259
<i>Objectivos Gerais</i>	259
<i>Área de Estudo</i>	259
<i>Resultados ilustrativos</i>	260
SINES	261
<i>Objectivos Gerais</i>	261
<i>Área de Estudo</i>	262
<i>Resultados ilustrativos</i>	262
COSTA PORTUGUESA.....	264
<i>Objectivos Gerais</i>	264
<i>Área de Estudo</i>	264
<i>Resultados ilustrativos</i>	265
COSTA BRASILEIRA	266
<i>Objectivos Gerais</i>	266
<i>Área de Estudo</i>	266
<i>Resultados ilustrativos</i>	267
CONCLUSÕES PARCIAIS	270
CAPÍTULO 8.....	271
CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO.....	271

CONCLUSÕES	271
<i>Desenvolvimento</i>	271
<i>Condições de fronteira</i>	272
<i>Validação</i>	273
Casos esquemáticos	273
Embocadura do estuário do Tejo	273
<i>Versatilidade</i>	274
TRABALHO FUTURO	275
<i>Desenvolvimento</i>	275
Processos na coluna de água – meio pelágico	275
Ciclo da água	276
<i>Condições de fronteira</i>	277
<i>Embocadura do Tejo</i>	277
REFERÊNCIAS	279
ANEXO I..... I	
DESCRIÇÃO DAS CLASSES HYDRODYNAMICS E ADVECTIONDIFFUSION I	
CLASSE HYDRODYNAMICS	I
<i>Forma das equações resolvidas</i>	I
Velocidades horizontais	I
Superfície Livre	II
Velocidade vertical	II
Força de Coriolis	III
Aproximação de Boussinesq	III
Hipótese Hidrostática	IV
Pressão barotrópica versus baroclínica	IV
Decomposição à Reynolds	VI
<i>Discretização Temporal das equações</i>	VIII
Esquema ADI	X
<i>Discretização Espacial das equações</i>	XI
Discretização Horizontal	XIV
Discretização Vertical	XVI
Geometria	XVIII
CLASSE ADVECTIONDIFFUSION	XIX
<i>Divisão por Termos</i>	XXII
<i>Discretização dos termos</i>	XXIII
Difusão Horizontal	XXIII
Difusão Vertical	XXIV
Advecção Horizontal	XXIV
Advecção Vertical	XXV
<i>Outras alterações</i>	XXV
ANEXO II..... XXVII	
DISCRETIZAÇÃO DO TERMO DE PRESSÃO..... XXVII	
PRESSÃO CONSTANTE POR UNIDADE DE VOLUME.....	XXVII
PRESSÃO BAROTRÓPICA E BAROCLÍNICA.....	XXX
REFERENCIAL CARTESIANO – PRESSÃO BAROCLÍNICA.....	XXXII
UMA NOVA FORMA DE DISCRETIZAR A PRESSÃO BAROCLÍNICA	XXXIII
ANEXO III	XXXIX

PARAMETRIZAÇÃO DOS FLUXOS DE CALOR À SUPERFÍCIE	XXXIX
ANEXO IV.....	XLIII
VALIDAÇÃO DA CONDIÇÃO DE RADIAÇÃO BAROTRÓPICA PARA ONDAS GRAVÍTICAS EXTERNAS	XLIII
INTRODUÇÃO	XLIII
RADIAÇÃO BAROTRÓPICA 1D - ONDA IMPOSTA.....	XLIII
RADIAÇÃO BAROTRÓPICA 2D – PROPAGAÇÃO DE UMA ONDA NUMA ZONA NÃO CONFINADA.....	XLVI
ANEXO V	LIII
TESTES COMPLEMENTARES À CONDIÇÃO DE RADIAÇÃO DE ONDAS INTERNAS.....	LIII
<i>Maré Interna 2D.....</i>	<i>LIII</i>
Forçamento.....	LIII
Validade do cenário de referência	LVI
Características principais do escoamento.....	LVI
Validação da condição genérica proposta por Marchesiello et al. (2001).....	LIX
Análise de sensibilidade ao termo de decaimento – Celeridade variável.....	LXIV
Análise de sensibilidade ao termo de decaimento – Celeridade Constante ..	LXV
Reflexões induzidas pela fronteira aberta	LXVI
Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta	LXVIII
<i>Evolução de um campo instável de densidade 2D</i>	<i>LXIX</i>
Geometria e condição inicial	LXIX
Cálculo da celeridade das ondas internas	LXX
Situação de referência	LXXI
Validação de diferentes metodologias.....	LXXII
Evolução da energia cinética do sistema	LXXIV
Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta.....	LXXIV
Diminuição do erro de truncatura	LXXVII
<i>Maré Interna 3D.....</i>	<i>LXXVIII</i>
Geometria e condição inicial	LXXVIII
Algumas características do escoamento de referência.....	LXXIX
Diferenças entre o campo de velocidades barotrópico e baroclínico	LXXX
Validação da condição de radiação baroclínica	LXXXII
<i>Evolução de um campo instável de densidade 3D</i>	<i>LXXXV</i>
Geometria, condição inicial e opções de cálculo	LXXXV
Estabilidade da solução a longo prazo.....	LXXXVI
ANEXO VI.....	LXXXVII
INFORMAÇÃO DE BASE DISPONÍVEL.....	LXXXVII
INTRODUÇÃO	LXXXVII
JANEIRO DE 1997.....	LXXXIX
JULHO DE 1998	XCI
<i>Dados de ADCP</i>	<i>XCIV</i>
<i>Fontes não consultadas.....</i>	<i>CIV</i>
ANEXO VII.....	CVII

VALIDAÇÃO DA PROPAGAÇÃO DA MARÉ BAROTRÓPICA NA COSTA PORTUGUESA E NO ESTUÁRIO DO TEJO	CVII
INTRODUÇÃO	CVII
COSTA PORTUGUESA - MODELO	CVII
<i>Análise de sensibilidade às condições de fronteiras</i>	CVIII
O efeito das condições de fronteira na circulação residual	CXII
Sensibilidade da condição de fronteira ao vento	CXV
<i>Validação por comparação com níveis</i>	CXVI
COSTA DA ESTREMADURA – SUB-MODELO	CXX
<i>Comunicação modelo/Sub-modelo</i>	CXX
<i>Validação dos níveis</i>	CXXII
<i>Validação das velocidades na Trafaria</i>	CXXVI
<i>Efeitos tridimensionais na Trafaria</i>	CXXVII
ANEXO VIII	CXXIX
A MODELAÇÃO COMO FERRAMENTA AUXILIAR DE GESTÃO - O SISTEMA MULTIMUNICIPAL DA COSTA DO ESTORIL.....	CXXIX
<i>Características do sistema</i>	CXXIX
<i>Mohid uma ferramenta de inter e Extrapolação Espaço-temporal</i>	CXXX
Dispersão da pluma função da direcção do vento	CXXXI
Efluente Secundário Versus Efluente Primário - Efeitos no Meio Receptor	CXXXIV
<i>Análise de sensibilidade da qualidade das praias a fugas do sistema</i>	CXXXVI

Índice de Figuras

Figura 1 - Cálculo da velocidade média dos traçadores.....	25
Figura 2- Movimento aleatório forçado por vórtices maiores que o traçador (círculo cinzento).....	26
Figura 3- Aumento do volume por vórtices mais pequenos que o traçador (círculo cinzento).26	
Figura 4 – Evolução dos erros dum programa informático (adaptado de Pressman, 1997).....	38
Figura 5 – Modo de pré-processamento da interface gráfica.....	41
Figura 6 – Modo de pós-processamento da interface gráfica.	42
Figura 7 – Esquema de construção da geometria de um modelo 2D.....	52
Figura 8 – Diagrama da organização interna da classe <i>WaterProperties</i> responsável por todas as propriedades da água do modelo.	56
Figura 9 – Cenários idealizados para cálculo dos efeitos dos diversos processos (AD – Advecção/Difusão, D – Descargas pontuais, TA – Trocas com a atmosfera, MV – Movimentos verticais sobrepostos ao escoamento, TF – Trocas com o fundo, QA – processos de qualidade da água.	58
Figura 10 – Fronteiras verticais naturais de escoamentos costeiros. Neste esquema apenas estão consideradas as trocas de massa e de quantidade de movimento.....	65
Figura 11 – Fronteiras horizontais do modelo hidrodinâmico aplicado ao estuário do Tejo....	66
Figura 12 – Pontos de cálculo horizontais da fronteira aberta.	67
Figura 13– Pontos de cálculo da fronteira aberta de um modelo 3D num plano xz. Nesta figura apenas as velocidades segundo x e z estão representadas as velocidades segundo Y não foram representadas para não sobrecarregar a figura. A figura a partir da qual se faz o zoom dos pontos de cálculo representa um campo de correntes à superfície ao largo da Ilha da Madeira simuladas pelo modelo hidrodinâmico Mohid e forçadas com densidade climatológica.	69
Figura 14 – a) Condição inicial - isopicnica paralela à direcção horizontal (linha azul) e isopicnica perturbada (linha a vermelho) b) Evolução da mesma isopicnica resolvida com um modelo que não resolve correctamente os escoamentos verticais nos pontos fronteira e diferença entre a solução correcta e a calculada (linha amarela).....	70
Figura 15- Corte segundo o eixo xz de uma malha de um modelo junto à fronteira Oeste.....	71
Figura 16- Pontos de cálculo horizontais da fronteira fechada fixa e móvel.	72
Figura 17 – Cálculo dos fluxos (setas) de quantidade de movimento.	73
Figura 18 – Condições para um ponto de cálculo de velocidades se considerar descoberto....	73
Figura 19 – Esquema da tensão de corte imposta na superfície (função da velocidade do ar) e no fundo (função da velocidade da água).	74
Figura 20 – Esquema representativo da condição de fronteira das velocidades.	91
Figura 21 –Exemplos de duas discretizações verticais possíveis a) cartesiana com 23 camadas b) lagrangeana 2 camadas.....	102
Figura 22 – a) Estratificação e discretização vertical admitidas. A camada a azul tem 100 m de espessura enquanto a vermelho tem 900 m. a) Descargas efectuadas no centro de ambos os canais (teste e referência). A descarga efectuada à superfície é simétrica da do fundo.....	104
Figura 23 – Oscilação da interface entre as duas camadas ao longo do canal de referência pouco tempo antes das primeiras ondas geradas atingirem as fronteiras (1.500 km). Neste caso trata-se de uma ampliação da camada da superfície. a) todo o canal b) zona de interesse (300 km centrais).	105
Figura 24 – Comparação de séries temporais de velocidade baroclinica à superfície na fronteira do lado direito do canal teste (azul – referência, magenta – canal teste, vermelho – erro ou seja sinal não radiado e consequentemente reflectido)	105

Figura 25 – Comparação da energia cinética ao longo de 4 dias entre a situação de referência e os três métodos anteriormente apresentados para resolver a derivada espacial da equação de radiação na fronteira.....	109
Figura 26 – Evolução da energia cinética a longo prazo da solução que recorre a uma interpolação cúbica para calcular a derivada espacial da equação de radiação na fronteira. A curva a azul representa bem o efeito que o filtro biarmónico tem na estabilização da solução a longo prazo.....	110
Figura 27 – Comparação da superfície livre simulada pelo modelo com uma solução obtida analiticamente. Os resultados aqui apresentados são comparados no espaço e obtidos 4 dias depois do início da corrida.....	111
Figura 28 – Velocidade vertical a 50 m de profundidade ao fim de 1 dia de simulação, vista em planta. a) sem qualquer termo dissipativo b) com filtro biarmónico.....	112
Figura 29 – Velocidade vertical no centro da camada da superfície (50 m de profundidade) ao fim de 1 dia de simulação, vista de perfil. Na base da figura é possível observar a oscilação da interface. a) sem qualquer termo dissipativo b) com filtro biarmónico. .	113
Figura 30 – Evolução da energia cinética ao longo de 4 dia com e sem filtro biarmónico.....	113
Figura 31 – Resultados de um teste barotrópico (a força baroclínica foi desligada). Para que o forçamento fosse barotrópico, uma das descargas foi desligada, de modo a que a superfície oscilasse por acção da descarga a) velocidade vertical a 50 m de profundidade 4 após o início da corrida b) evolução da energia cinética total ao longo de 4 dias.....	115
Figura 32 – Análise de sensibilidade da energia cinética total do sistema à viscosidade turbulenta.....	116
Figura 33 – Campo de velocidades para a situação de referência ao fim de 4 dias de corrida. Os resultados foram obtidos no centro da camada da superfície (50 m de profundidade). As setas representam a velocidade horizontal e as cores a velocidade vertical.....	117
Figura 34 – Campo de velocidades na zona de interesse ao fim de 4 dias com diferentes opções de cálculo: a) situação de referência b) derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, com radiação normal e tangencial à fronteira c) derivada espacial da equação de radiação resolvida pelo método <i>upwind</i> tradicional com radiação normal e tangencial à fronteira d) derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, só com radiação normal à fronteira.....	119
Figura 35 – Evolução da energia cinética para diferentes opções de cálculo: verde - situação de referência, azul - derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, com radiação normal e tangencial à fronteira, vermelho - derivada espacial da equação de radiação resolvida pelo método <i>upwind</i> tradicional com radiação normal e tangencial à fronteira, linha preta a tracejado - derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, só com radiação normal à fronteira.....	120
Figura 36 – Comparação da superfície livre 4 dias após o início da corrida com uma solução analítica obtida a partir de uma relação de proporcionalidade entre a superfície livre e a oscilação da interface. Esta relação de proporcionalidade sai directamente das hipóteses que dão origem às equações de gravidade reduzida.....	121
Figura 37 – Comparação a) do nível médio e b) da energia cinética total admitindo diferentes celeridades para a radiação barotrópica ou radiação da superfície livre.....	122
Figura 38 – Análise de sensibilidade da energia cinética total do sistema ao coeficiente biarmónico.....	123
Figura 39 – Análise de sensibilidade no longo prazo da energia cinética total do sistema à viscosidade turbulenta.....	123

Figura 40 – Campo de velocidades no estuário do Tejo à superfície em situação de enchente a) domínio do modelo geral b) zona de validação do sub-modelo.....	125
Figura 41 – Campo de velocidades do modelo geral na zona de validação do sub-modelo a) superfície b) fundo.	125
Figura 42 – Sub-modelo com a mesma discretização do modelo geral a) batimetria, b) campo de velocidades à superfície c) campo de velocidades no fundo.	126
Figura 43 – Diferenças absolutas entre o modelo geral e o sub-modelo (discretização igual) no ponto localizado com um círculo vermelho na Figura 40 a) velocidade à superfície b) velocidade no fundo c) nível.	127
Figura 44 – Evolução da energia total por unidade de massa total da zona de estudo a) energia cinética b) energia potencial.	127
Figura 45 – Sub-modelo com um passo horizontal 3 vezes inferior ao do modelo geral a) batimetria, b) campo de velocidades à superfície c) campo de velocidades no fundo.	129
Figura 46 – Diferenças absolutas entre o modelo geral e o sub-modelo (passo horizontal 3 vezes inferior ao modelo geral) no ponto localizado com um círculo vermelho na Figura 40 a) velocidade à superfície b) velocidade no fundo c) nível.	130
Figura 47 – Evolução da energia total por unidade de massa total da zona de estudo a) energia cinética b) energia potencial.	130
Figura 48 – Resultados de temperatura e velocidade do modelo de malha grossa para todo o domínio ao fim de 6 dias a) a 5 m da superfície e b) a 125 da superfície.	132
Figura 49 –Evolução das diferenças da energia total por unidade de massa total da zona de estudo (modelo grosseiro – sub-modelo grosseiro) a) energia cinética b) energia potencial.	132
Figura 50 – Evolução da energia total da zona refinada a) energia potencial e cinética b) diferenças de energia cinética entre a solução refinada com diferentes condições de fronteira e a solução com malha grosseira c) evolução do nível médio.	134
Figura 51 – Ajustamento geostrófico segundo um modelo analítico baseado nas equações de gravidade reduzida a) Instante inicial (velocidade perpendicular à frente); b) instante em que é atingido o equilíbrio velocidade paralela à frente.	140
Figura 52 – a) solução analítica dum caso simplificado de ajuste geostrófico neste caso a espessura e a velocidade segundo Y, acima dos 100 m de profundidade, são apresentados função da distância à posição inicial da frente b) Média das velocidades ao longo da plataforma durante o mês de Abril de 1979 no flanco sul do Banco Georges (41°N, 67°W). As velocidades positivas representam velocidades com o sentido do observador para a figura (Cushman-Roisin, 1994).	141
Figura 53 – Secção transversal da componente x da velocidade (ao longo da frente). As velocidades positivas representam velocidades com o sentido da figura para o observador.	142
Figura 54 – Solução analítica dum caso simplificado de ajuste geostrófico neste caso o nível e a velocidade segundo Y, acima dos 100 m de profundidade, são apresentados função da distância à posição inicial da frente.	143
Figura 55 – a) Malha de cálculo na horizontal e a frente vista em planta b) Malha de cálculo na vertical e a frente vista em perfil.	144
Figura 56 – Resultados obtidos com base nas opções de referência descritas na Tabela 6 e considerando uma coordenada lagrangeana a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.	146
Figura 57 –Resultados obtidos com base nas opções de referência descritas na Tabela 6 e considerando uma coordenada cartesiana. Estes resultados são referentes a um secção transversal à frente localizada a meio do domínio a) comparação das velocidades obtidas pelo modelo analítico com as velocidades do modelo numérico a	

5, 35 e 85 metros de profundidade 1 dia e 6 dias depois do início da corrida b) comparação dos níveis obtidos pelo modelo analítico com os níveis do modelo numérico 1 dia e 6 dias depois do início da corrida.....	147
Figura 58 – Trajectória idealizada de uma partícula transportada pela corrente.....	148
Figura 59 – Resultados obtidos tende por base uma alteração nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consiste em anular a condição de fronteira de radiação para as velocidades baroclínicas a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.....	149
Figura 60 – Resultados obtidos tende por base uma alteração nas opções de referência, que consiste em anular o movimento vertical da malha (coordenada cartesiana): a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.	150
Figura 61 – Resultados obtidos tende por base uma alteração nas opções de referência, que consiste em anular a opção RAMP a) b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 14 dias c) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 14 dias.....	152
Figura 62– Resultados obtidos tende por base duas alterações nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consistem em anular a opção RAMP e considerar o termo advectivo. a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 24 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 24 dias.....	153
Figura 63 – Desenvolvimento de uma instabilidade baroclínica ao longo de uma frente de densidade. Campo de velocidades e temperatura à superfície ao fim dos seguintes dias de simulação : a) 4, b) 8, c) 16 e d) 24.....	154
Figura 64 – Campo de velocidades e temperatura à superfície ao fim de 24 dias de simulação. Ampliação da zona central do domínio simulado.....	155
Figura 65 – Formação de filamentos de água quente. Campo de velocidades e temperatura a 85 metros de profundidade ao fim dos seguintes dias de simulação: a) 20 e b) 24.	155
Figura 66 – Evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 24. Resultados obtidos tende por base três alterações nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consistem em anular a opção RAMP, considerar nos termos de inércia o termo advectivo e a viscosidade vertical turbulenta com uma valor constante de $5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ (equações completas) e anular a condição de fronteira radiativa das velocidades baroclínicas.....	156
Figura 67 – Fundo linear. Corte perpendicular à costa.	158
Figura 68 – Resultados 2D de velocidades e níveis para diferentes condições de fronteira: a) cíclica, b) radiação do tipo Flather (1976) sem solução local.....	159
Figura 69 – a) batimetria do modelo geral de malha mais grossa. O domínio do sub-modelo encontra-se assinalado a tracejado com uma linha de cor preta b) Resultados 2D de velocidades e níveis para um condição de fronteira de radiação do tipo Flather (1976) com solução local.	160
Figura 70 – Resultados 2D de velocidades e níveis para uma condição de fronteira de radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) a) sem termo de decaimento (T_{dec} -infinito) e b) com ($T_{\text{dec}} = 12$ horas).....	160
Figura 71 – Comparação da evolução da energia cinética por unidade massa entre a solução de referência e as soluções obtidas com as condições de radiação: a) Flather (1976) b) Blumberg e Kantha (1985).	161
Figura 72 – a) Talude esquemático b) malha variável com um passo mais fino junto à costa.	162

Figura 73 – Resultados 2D de velocidades e níveis para diferentes condições de fronteira: a) cíclica, b) radiação do tipo Flather (1976) sem solução local, radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) c) com ($T_{dec} = 12$ horas) e d) termo de decaimento aproximadamente nulo ($T_{dec} = 1000$ dias).....	163
Figura 74 – Evolução no tempo de propriedades resultantes da integração para todo o domínio das soluções numéricas calculadas a) nível médio b) energia cinética por unidade de massa.....	164
Figura 75 – Evolução da componente da velocidade paralela à costa para as diferentes condições de fronteira testadas. O ponto analisado situa-se a meio da costa, a 1 km ao largo onde a profundidade é 25 m.....	164
Figura 76 – a) Corte perpendicular a terra mostrando a discretização e a estratificação vertical nos primeiros 200 m de profundidade b) Perfil esquemático de temperatura admitido em todo o domínio inicialmente.....	165
Figura 77 – Campos de velocidades e temperaturas para condição cíclica de níveis a) à superfície b) corte a meio da costa.....	167
Figura 78– Campos de velocidades e temperaturas para condição denominada de I - Blumberg e Kantha (1985) na Tabela 7 a) à superfície b) corte a meio da costa.....	167
Figura 79 – Evolução de parâmetros médios obtidos para todo o domínio: a) energia cinética total por unidade de massa, b) energia cinética baroclínica e c) nível d) energia potencial por unidade de massa.....	169
Figura 80 – Vento variável imposto como forçamento (positivo vento sul, negativo vento norte).....	170
Figura 81 – Análise de sensibilidade à condição de fronteira de relaxação (FRS) a solução para a qual o modelo relaxado é 2D e foi obtida com uma condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) para os níveis. Os resultados são comparados com a solução obtida com condições cíclicas para os níveis e temperatura: a) energia cinética por unidade de massa b) energia potencial por unidade de massa.....	171
Figura 82 – Campos de velocidades e temperaturas à superfície ao fim de 30 dias de simulação. Resultados obtidos com diferentes técnicas de relaxação das velocidades a) relaxação da velocidade em cada camada, b) relaxação da velocidade média.....	172
Figura 83 – Comparação de resultados obtidos com uma condição de fronteira que relaxa as velocidades totais (FRS) para uma solução 2D com a solução de referência cíclica. A solução 2D anteriormente referida foi obtida impondo uma condição de fronteira cíclica para os níveis: a) energia cinética por unidade de massa b) energia potencial por unidade de massa	173
Figura 84 – Análise espectral das séries de energia cinética apresentadas na Figura 83a. Picos de energia da energia cinética turbulenta para a solução 3D que utiliza directamente condições cíclicas a) 0-140 horas c) 0-60 horas. Picos de energia para a solução que utiliza na condição de fronteira uma solução 2D como referência b) 0-140 horas d) 0-60 horas.....	175
Figura 85 – Campos de velocidades e temperaturas à superfície ao fim de 30 dias de simulação. Resultados obtidos com diferentes condições de fronteira e coordenadas verticais a) condição cíclica para os níveis e temperatura e coordenada cartesiana, b) relaxação junto à fronteira para uma solução 2D cíclica e coordenada lagrangeana... ..	176
Figura 86 – Evolução da energia cinética para o caso 2D com vento variável (condição cíclica – linha a preto, Blumberg e Kantha, 1985 com tempo de decaimento quase infinito a Sul e Norte e quase nulo a Oeste.....	177
Figura 87 – Análise de sensibilidade à solução 2D que é utilizada como solução de referência na condição de fronteira do tipo Flather (1976) para o modo barotrópico.....	178
Figura 88 – Resultados obtidos com as diferentes condições de fronteira testadas: Radiação (Flther, 1976) e relaxação para uma solução 2D obtida radiando níveis a Norte e a Sul	

	e impondo nível nulo a Oeste. Relaxação para uma solução 2D cíclica e solução 3D que recorre directamente a condições cíclicas. Estas duas últimas soluções foram consideradas as soluções de referência. a) energia cinética b) energia potencial.	178
Figura 89	– Resultados obtidos com as diferentes condições de fronteira testadas: Radiação (Flther, 1976) e relaxação para uma solução 2D obtida radiando níveis a Norte e a Sul e impondo nível nulo a Oeste. Relaxação para uma solução 2D cíclica. Esta última é uma solução de referência. a) energia cinética baroclínica, b)) energia cinética barotrópica.....	179
Figura 90	– a) Vento variável imposto como forçamento (vento norte), b) Discretização vertical e temperatura iniciais nos primeiros 140 metros de profundidade. Corte feito a meio do domínio junto à costa.	180
Figura 91	– Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação a) campo de temperatura nos primeiros 140 metros de profundidade, b) campos de temperatura e de velocidade nos primeiros 60 metros de profundidade.....	182
Figura 92	– Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade: a) viscosidade vertical turbulenta, b) energia cinética turbulenta.	183
Figura 93	– Corte feito a meio domínio. Resultados de nitrato em mgN/l ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade.....	184
Figura 94	– Resultados de fitoplâncton em mgC/l ao fim de 30 dias de simulação: a) valores à superfície, b) corte feito a meio domínio, valores nos primeiros 140 metros de profundidade.	184
Figura 95	– Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade: a) amónia b) azoto orgânico particulado em mgN/l.....	185
Figura 96	– Mapa dos sedimentos de fundo na zona da plataforma continental que está sobre a influencia do rio Tejo publicado por Garcia (1997).	190
Figura 97	– Circulação residual do modelo Mohid com uma camada e forçado na fronteira aberta por níveis obtidos a partir do modelo global de maré FES95.2 (Le Provost et al., 1998).	192
Figura 98	– Resultados de densidade i) medidos e ii) simulados (Sharples, 1992 cit. Simpson, 1997).	194
Figura 99	– a) Localização do emissário da Guia b) Estações de amostragem (CTD e ADCP parâmetros físicos e INETI – parâmetros químicos e biológicos).	195
Figura 100	– Comparação das concentrações de nitrato medidas à superfície, meia-água e fundo numa estação de amostragem perto do emissário da Guia com a) caudal do rio Tejo, b) índice de afloramento.	197
Figura 101	– Descrição dos processos característicos associados a uma zona de influência de água doce. Figura adaptada de Simpson (1997).....	198
Figura 102	– Circulação residual baroclínica a azul água mais densa e a vermelho água menos densa. A nomenclatura utilizada na subdivisão da parte interior do estuário foi baseada em Portela (1996).	199
Figura 103	– Esquema apresentado por Yankovsky e Chapman (1997). Plumas advectadas a) pelo fundo b) pela superfície.....	200
Figura 104	– Fotografia tirada de um vaivém espacial que mostra de uma forma clara a pluma de sedimentos do estuário do Tejo.	201
Figura 105	– a) posição inicial das partículas, b) posição das partículas ao fim de 2 ciclos de maré.	202
Figura 106	– Fluxos de energia da maré em células quadradas de 2° para a componente M2 (Kantha, 2000).	203

Figura 107 – Amplitudes e fases da componente de maré lunar M2 obtidas com o modelo global FES95.2. Este modelo prevê o nível de maré em oceano aberto com um erro aproximado de 3 cm. As cores estão representadas as amplitudes e as linhas representam isolinhas de fase com um intervalo de 30° (Le Provost et al., 1998).....	204
Figura 108 – Níveis induzidos pela maré no Atlântico Norte durante uma situação de maré viva: a) 0 h b) 2 h c) 4 h d) 6 h e) 8 h f) 10 h depois da preia-mar em Cascais.....	206
Figura 109 – Circulação residual na embocadura de um estuário esquemático forçada pela maré num caso em que a força de coriolis é nula.	209
Figura 110 – Circulação residual na embocadura de um estuário esquemático forçada pela maré num caso em que se considera a força de coriolis e a emissão de água doce dentro do estuário.	210
Figura 111 – Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo obtida com o modelo hidrodinâmico do sistema Mohid.....	211
Figura 112 – Circulação residual forçada pela maré ao longo da costa da Estremadura.....	213
Figura 113 – a) Localização da área de estudo b) Tensões de corte medidas por detecção remota a partir de um avião em 8 de Maio de 1983 (Munchow,2000).....	215
Figura 114 – Esquema simplificado do afloramento costeiro. Figura adaptada de Cushman-Roisin(1994).	216
Figura 115 – Distribuição da temperatura da superfície do mar. Composição de imagens de satélite obtidas entre 24 e 30 de Julho de 1994 pelo sensor AVHRR (<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>) instalado a bordo do satélite NOAA.	218
Figura 116 – Evolução do índice de afloramento ao longo do ano de 1994 à latitude de 42° N. As unidades do índice de afloramento são m ³ /s/ 100 metros de costa.....	219
Figura 117 – Distribuição da temperatura da superfície do mar. Composição de imagens de satélite obtidas entre a) 15 e 21 de Maio b) 10 e 16 de Julho de 1994 pelo sensor AVHRR (<i>Advanced Very High Resolution Radiometer</i>) instalado a bordo do satélite NOAA.....	219
Figura 118 – Características da circulação ao largo da costa Portuguesa (Coelho, 2002).....	222
Figura 119 – Esquema dos processos que necessitam de ser considerados nas condições de fronteira do modelo hidrodinâmico da embocadura do estuário do Tejo.	224
Figura 120 – Modelo hidrodinâmico implementado para simular a circulação na embocadura do estuário do Tejo a) Modelo – Costa Portuguesa b) Sub-modelo – Costa da Estremadura.	225
Figura 121 – Variabilidade da malha de cálculo do a) modelo e do b) sub-modelo.....	225
Figura 122 – Análise espectral da média das correntes medidas pelo ADCP a diferentes níveis a) Componente X b) Componente Y.....	228
Figura 123 –Análise espectral da corrente simulada pelo sub-modelo 2D no local onde o ADCP foi fundeado a) Componente X b) Componente Y.....	228
Figura 124 – Comparação da média vertical das correntes medidas pelo ADCP com e sem um filtro que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.....	229
Figura 125– Comparação dos resultados simulados de correntes sem e com um filtro que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.	229
Figura 126 – Comparação das correntes medidas pelo ADCP e simuladas depois de sofrerem um processo de filtragem que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.....	229
Figura 127 – Comparação das medidas resultantes do processo de análise harmónica com as correntes simuladas a) componente X e b) componente Y.....	230
Figura 128 – Velocidades e temperaturas à superfície. Sub-Modelo forçado com maré real e vento de Norte com 0.1 Pa e estratificação térmica esquemática. a) Campo de	

velocidades e temperatura simuladas ao fim de 5 dias de corrida b) Temperatura superficial da água em 12 de Julho de 1998.....	233
Figura 129 – Evolução do caudal do rio Tejo entre Janeiro de 1997 e Janeiro de 1999 (fonte : INAG).....	234
Figura 130 – Localização das estações de CTD medidas em Janeiro de 1997. As estações indicadas a azul e vermelho foram aquelas que foram utilizadas na validação do modelo hidrodinâmico 3D da embocadura do estuário do Tejo. As estações a azul foram aquelas cuja evolução foi monitorizada no modelo.....	235
Figura 131 – Estação 30 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	235
Figura 132 – Estação 27 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	236
Figura 133 – Estação 29 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	236
Figura 134 – Estação 32 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	236
Figura 135 – Estação 34 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	238
Figura 136 – Estação 35 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	238
Figura 137 – Estação 39 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	238
Figura 138 – Estação 38 (Figura 130) perfil de temperatura.....	239
Figura 139 – Estação 30 (Figura 130) a) Temperatura , b) Salinidade.....	241
Figura 140 – Estação 27 (Figura 130) a) Temperatura , b) Salinidade.....	241
Figura 141 – Estação 29 (Figura 130) a) Temperatura, b) Salinidade.....	242
Figura 142 – Estação 32 (Figura 130) a) Temperatura, b) Salinidade.....	242
Figura 143 – Estação 34 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	242
Figura 144 – Estação 35 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.....	243
Figura 145 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP à superfície.	243
Figura 146 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP a meia-água.....	244
Figura 147 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP no fundo.	244
Figura 148 – Circulação residual na embocadura induzida apenas pela maré.....	246
Figura 149 – a) Corrente da vertente à superfície perto da embocadura do estuário do Tejo, b) Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré e pela corrente da vertente.....	246
Figura 150 – Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré, pela corrente da vertente e por um campo de vento uniforme cuja intensidade e direcção corresponde à média medida pela estação meteorológica da Portela durante o período de simulação do cenário 3.	246
Figura 151– a) Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré e por um campo de vento constante no tempo definido na Figura 151c, b) Circulação residual 2D na embocadura induzida pelo mesmo forçamento utilizado na solução apresentada na Figura 151a mais o efeito da corrente da vertente c) Campo de tensões de corte devidas ao vento foi calculada a partir da intensidade e direcção média do vento medidas pela estação meteorológica da Portela durante o período de simulação do cenário 3. Na zona da embocadura admite-se que a intensidade da tensão de corte é 4 vezes inferior.	247
Figura 152 – Mapa da Ria de Aveiro com as estações usadas na validação da hidrodinâmica simulada pelo sistema Mohid.....	253
Figura 153– Comparação dos resultados do modelo <i>Mohid3D</i> (linha vermelha – sistema Mohid versão actual) com os resultados do modelo <i>Mohid2D</i> (linha verde – sistema Mohid versão 2D, Neves, 1985) e com valores observados, na estação da Ponte da Varela. a) ciclo maré viva- maré morta b) ciclo de maré.....	254

Figura 154– Comparação entre as correntes previstas pelo modelo Mohid3d (linha vermelha – sistema Mohid versão actual), pelo modelo Mohid2d (linha verde– sistema Mohid versão 2D, Neves, 1985) e as correntes observadas (linha azul) na Ponte da Varela em 6 de Abril de 1989.	254
Figura 155 – a) Sedimentos de fundo disponíveis para serem ressuspensos em kg/m ² , b) concentração na coluna de água em mg/l.	255
Figura 156 – a) concentração de fitoplâncton em mgC/l em pleno bloom primaveril, b) Comparação da série temporal de fitoplâncton obtida com o modelo (pontos azuis), para a estação de Moranzel, com medidas (pontos vermelhos). A linha preto corresponde a uma média móvel de 5 dias que permite filtrar o efeito da maré.	256
Figura 157 –Correntes de enchente na ria Formosa (Neves et al., 1994).....	257
Figura 158 – Localização dos pontos relativos à campanha do I.H. de 1979.....	258
Figura 159 – Comparação dos resultados do modelo 3D com os valores medidos e com os resultados do modelo 2D para os correntómetros localizados junto ao molhe Este.	258
Figura 160 - Compração dos resultados do modelo 3D com os valores medidos e com os resultados do modelo 2D para o correntómetro localizado junto ao molhe Oeste....	259
Figura 161 – Localização e batimetria da Ria de Pontevedra. Figura adaptada de Villarreal (2000).	260
Figura 162 – Comparação dos resultados do modelo (linha em contínuo) e os resultados de medidas (linha a tracejado) a duas profundidades diferentes, num ponto com a seguinte localização: 42° 22.477' N; 8° 46.998' W. Oscilações nas medidas com um período inferior a 1 hora foram filtradas. a) 7 m, b) 16 m. Figura adaptada de Villarreal (2000).....	260
Figura 163 – Velocidades residuais (m/s): a) fundo, b) superfície. Figura adaptada de Villarreal (2000).....	261
Figura 164 – a) Batimetria do modelo geral (malha grossa) para a zona de Sines, b) Batimetria do sub-modelo (malha fina) para a zona da tomada de água. Adaptado de Hidromod (2001).	262
Figura 165 – Localização das estações de validação do sistema de modelos encaixados. Adaptado de Hidromod (2001).	263
Figura 166 – Comparação da velocidade na Estação 1: a) módulo; b) direcção. Adaptado de Hidromod (2001).....	263
Figura 167- a) Temperatura na situação actual – camada da superfície, b) comparação do perfil de temperatura simulado com o observado na estação SI8. Adaptado de Hidromod (2001).....	264
Figura 168 – Batimetria da ZTC Ibérica e regiões adjacentes. O branco representa as zonas de menor profundidade. Adaptado de Coelho (2002).	265
Figura 169 – Campo de velocidade média do último mês de simulação a 5 m de profundidade. Para evitar sobreposição de vectores estes só são impressos de 2 em 2 pontos em ambas as direcções. Adaptado de Coelho (2002).	266
Figura 170 – Representação esquemática do Giro Subtropical do Atlântico Sul. Figura adaptada de Silveira et al. (2000).....	267
Figura 171 – Correntes residuais devido ao forçamento com a densidade climatológica – Camada da superfície no modelo geral. Domínio do sub-modelo delimitado a tracejado. Adaptado de Hidromod (2002).....	268
Figura 172 – Localização do petróleo – 25 e 30 dias após o início do vazamento. Correntes residuais devido ao forçamento com a densidade climatológica – Camada da superfície no sub-modelo. Adaptado de Hidromod (2002).....	269
Figura 173 – Representação esquemática da circulação no Oceano Atlântico Sudoeste a 250 m de profundidade. Figura adaptada de Silveira et al. (2000).....	269

Figura 174 – Discretização temporal do método de 6 equações proposto por Leendertse, 1967.....	XI
Figura 175 – Discretização temporal do método S21 proposto por Abbott et al, 1973.....	XI
Figura 176 – Classificação de malhas 2D descentradas segundo Arakawa e Lamb (1977).....	XV
Figura 177 – Volumes de controle descentrados para o cálculo das velocidades horizontais e balanços de massa.	XIX
Figura 178 – Notação escolhida para se referir a variáveis calculadas nas faces do volume de controle das propriedades da água.....	XXI
Figura 179 – Volume de controle em que $z_1(y) = \text{constante}$	XXVII
Figura 180 – Volume de controle em que $z_1(y) = \text{variável}$	XXIX
Figura 181 – Esquema de cálculo da força baroclínica para uma malha vertical sigma....	XXXIII
Figura 182 – Divisão do termo de pressão nos modos barotrópico e baroclínico.....	XXXVI
Figura 183 – Diferenças de níveis no tempo na fronteira este do canal de teste (canal curto).....	XLIV
Figura 184 – Diferenças de níveis no espaço entre o canal teste (canal curto) e a situação de referência.....	XLIV
Figura 185 – Diferenças de energia cinética total obtidas entre canal de teste (canal curto) e os primeiros 100 km do canal de referência (canal longo).....	XLV
Figura 186 – Diferenças de energia cinética total obtidas entre canal de teste (canal curto) e os primeiros 100 km do canal de referência (canal longo). Neste caso foram desprezados o atrito e a difusão e advecção de quantidade de movimento.....	XLV
Figura 187 – Níveis (cores e isolinhas) e velocidades no modelo com uma região não confinada pequena.	XLVI
Figura 188 – Níveis (cores e isolinhas) e velocidades no modelo com uma região não confinada grande.	XLVII
Figura 189 – Diferenças de níveis entre o caso teste e a situação referência 3, 4 e 8 horas depois do início da corrida.	XLVIII
Figura 190 – Evolução da energia cinética na zona de interesse.....	XLIX
Figura 191 – Evolução da variação da energia potencial na zona de interesse.....	L
Figura 192 – Aceleração barotrópica segundo X na zona de interesse 4 horas depois do início da corrida a) Teste b) Situação de referência c) Erro absoluto ou seja diferença entre o resultado apresentado em a) e em b).....	LI
Figura 193 – Canal de referência (1.800 km) e de teste à radiação baroclínica (600 km) com uma montanha submarina localizada no centro.....	LIV
Figura 194 – Geração de ondas internas 3 horas depois do início da corrida. Corte transversal do campo de densidades a) As duas camadas b) Camada superficial, na base desta figura é possível ver a deformação que a interface entre as duas camadas sofre.	LV
Figura 195 – Velocidade forçada pelo gradiente de nível.	LVI
Figura 196 – Comparação da energia cinética total no canal de referência tendo em conta duas situações : força barotrópica único mecanismo forçador, mecanismos forçadores força barotrópica e baroclínica.	LVII
Figura 197 – Evolução da interface no espaço do cenário de referência a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.....	LVIII
Figura 198 – Comparação no espaço entre a superfície livre de uma corrida onde não foi considerada a pressão baroclínica e noutra onde foi. As ondas de comprimento de onda mias pequeno são o sinal visível das ondas internas à superfície. a) Superfície livre 1 dia depois do início da corrida b) 2 dias depois.	LVIII
Figura 199 – A preto está representada a diferença entre a superfície livre no caso baroclínico com o caso barotrópico (ver Figura 198a), a vermelho está representa a superfície livre estimada a partir da interface com base numa relação analítica entre a interface e a superfície livre que sai das equações de gravidade reduzida.....	LIX

- Figura 200 – Evolução da interface no espaço do cenário de referência na zona de interesse a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida. LXI
- Figura 201 – Evolução da interface no espaço para o caso onde não é considerada radiação baroclínica (celeridade infinita) a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida. LXI
- Figura 202 – Evolução da interface no espaço para o caso onde é considerado celeridade constante e tempo de decaimento infinito a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida. LXI
- Figura 203 – Evolução da interface no espaço para o caso em que a celeridade é calculada por um método do tipo Orlanski, 1976 e o tempo de decaimento é infinito a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida. LXII
- Figura 204 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para as condições de fronteiras testadas na primeira fase. LXIII
- Figura 205 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para as condições de fronteiras testadas na segunda fase. LXV
- Figura 206 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para diferentes tempos de decaimento admitindo celeridade constante. LXVI
- Figura 207 – Evolução da energia cinética das 3 condições de fronteiras mais estáveis após os 3 primeiros dias de corrida. Estas condições de fronteira são: celeridade constante e tempo de decaimento infinito e celeridade calculada por método do tipo Orlanski com tempo de decaimento diferenciado quando a onda está a entrar ou a sair. São mostrados duas variantes desta última condição de fronteira a primeira tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 1 hora e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 6 horas. Por sua vez a segunda variante tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 6 horas e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 1 dia e mais zonas de relaxação junto às fronteiras onde a velocidade baroclínica é feita tender progressivamente para zero. LXVII
- Figura 208 – Evolução a longo prazo da energia cinética admitindo celeridade constante e um tempo de decaimento de 1 dia na resolução da equação (126). A curva vermelho corresponde a uma corrida onde a derivada espacial da equação (126) foi resolvida por um método upwind tradicional, a curva preto corresponde a uma corrida onde essa mesma derivada foi resolvida a um método upwind que recorre a uma interpolação cúbica e finalmente a curva a azul corresponde a uma corrida com características semelhantes a esta última, mas à qual se adicionou um filtro biarmónico. LXVIII
- Figura 209 – Campo de temperaturas ao longo do canal. a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade. LXX
- Figura 210 – Perfil de temperatura utilizado para definir a estratificação vertical na zona de maiores profundidades (1000 m). A termoclina fixou-se aos 100 m de profundidade. A temperatura da superfície até à termoclina diminui 10°C e diminui exactamente o mesmo valor da termoclina até ao fundo. Neste caso a salinidade é considerada constante e igual a 36 psu. LXX
- Figura 211 – Campos de temperatura no canal de referência ao fim de um dia a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade. LXXII
- Figura 212 – Campos de temperatura no canal de referência ao fim de seis dias a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade. LXXII
- Figura 213 – Campos de temperatura no canal teste nos primeiros 200 metros de profundidade a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias. Neste caso foi considerada uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996). LXXIII
- Figura 214 – Campos de temperatura no canal teste nos primeiros 200 metros de profundidade a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias. Neste caso a celeridade foi

- calculada com base na variabilidade interior da velocidade baroclínica (metodologia tipo Orlanski) e um tempo de decaimento de 1 dia (Marchesiello et al., 2001). ...LXXIII
- Figura 215 – Campos de temperatura no canal de referência nos primeiros 200 m a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias. LXXIII
- Figura 216 – Comparação da energia cinética entre canal de referência (apenas os 300 km centrais) e o canal teste. No canal teste foram testadas as metodologias propostas por Kourafalou et al. (1996) e Marchesiello et al. (2001) e foi feita em ambas uma análise de sensibilidades aos tempos de decaimento.LXXIV
- Figura 217 – Comparação da energia cinética entre canal de referência (apenas os 300 km centrais) e o canal teste ao longo de 6 dias. No canal teste todos resultados foram obtidos admitindo uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996). Foram testadas duas técnicas de controle de ruído gerado pela energia não radiada: relaxação das velocidades baroclínicas em todo o domínio com um tempo de decaimento de 10 dias e um filtro biarmónico com um coeficiente de $1e9$LXXVI
- Figura 218 – Evolução entre o dia 6 e o dia 30 da energia cinética utilizando duas técnicas de controle de ruído gerado pela energia não radiada: relaxação das velocidades baroclínicas em todo o domínio com um tempo de decaimento de 10 dias e um filtro biarmónico com um coeficiente de $1e9$. Todos resultados foram obtidos admitindo uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996). Esta figura é a continuação no tempo da Figura 217. ...LXXVI
- Figura 219 – Comparação da energia cinética total do sistema ao longo dos primeiros seis dias da corrida entre métodos com diferentes erros de truncatura e a solução de referência. LXXVII
- Figura 220 – Comparação da energia cinética total do sistema a longo prazo (dias: 6 – 30) entre dois métodos com diferentes erros de truncatura. LXXVIII
- Figura 221 – Domínio de referência a) batimetria b) perfil do relevo do fundo, estratificação e discretização vertical.LXXIX
- Figura 222 – Batimetria do caso teste. Esta é um sub-domínio do domínio de referência. LXXIX
- Figura 223 – Resultados da situação de referência ao fim de 4 dias a) campo de velocidades a 50 m de profundidade b) oscilação da interface entre as duas camadas, apenas a camada da superfície é visível. LXXX
- Figura 224 – Campo de velocidades a 50 m de profundidade (centro da camada de superfície) para a zona não confinada do caso teste a) velocidade total (barotrópica + baroclínica) b) velocidade baroclínica.LXXXI
- Figura 225 – Campo de velocidades a 550 m de profundidade (centro da camada de fundo) para a zona não confinada do caso teste a) velocidade total (barotrópica + baroclínica) b) velocidade baroclínica. LXXXII
- Figura 226 – Variação da superfície livre ao longo de uma linha que percorre todo o domínio alinhada com o eixo do canal. Três casos testes são comparados com a situação de referência. As batimetrias destes casos teste são sub-domínios da batimetria da situação de referência. LXXXIII
- Figura 227 – Campo de velocidades baroclínico a 50 m de profundidade (centro da camada de superfície) na zona não confinada dos testes a) 2 e b) 3. LXXXIV
- Figura 228 – Evolução de propriedades globais na zona não confinada dos testes 2 e 3 a) energia cinética b) energia cinética baroclínica c) nível médio. LXXXV
- Figura 229 – Análise de sensibilidade da energia cinética ao coeficiente empírico do filtro biarmónico no longo prazo. LXXXVI
- Figura 230 – Evolução do caudal do rio Tejo entre Janeiro de 1997 e Janeiro de 1999 (fonte : INAG). LXXXIX

Figura 231 – a) Localização das estações de CTD feitas em Janeiro de 1997 pelo IPIMAR b) salinidade aproximadamente a 5 metros de profundidade.....	XC
Figura 232 – Evolução dos índices de afloramento a 42°N entre Janeiro de 1997 e de 1999.	XC
Figura 233 – a) Temperatura do rio Tejo em Santarém entre Janeiro de 1997 e Julho de 1998 b) Perfil de temperatura na estação 32 (Figura 231a) em Janeiro de 1997.	XCI
Figura 234 - a) Localização das estações de CTD feitas em Julho de 1998 pelo IPIMAR b) salinidade aproximadamente a 5 metros de profundidade.....	XCIII
Figura 235 – Perfis de a) temperatura e b) salinidade e c) localização das estações 25, 27, 29 e 30.	XCIV
Figura 236 - Temperatura à superfície a 12 de Julho de 1998.....	XCV
Figura 237 – Localização dos pontos onde o ADCP foi fundeado em 1998 (pontos a vermelho).	XCVI
Figura 238 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP em Junho e Julho de 1998 com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 25 de Junho.	XCVII
Figura 239 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP em Outubro e Novembro de 1998 com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 22 de Outubro.	XCVII
Figura 240 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 25 Junho onde se pode observar com clareza uma diferença de fase da ordem dos poucos minutos.	XCVIII
Figura 241 – Valores e espectro de energia da temperatura medida no Verão.	XCVIII
Figura 242 – Características do vento – aeroporto de Lisboa - entre 11/6/98 e 21/7/98. a) Frequência da direcção b) intensidade média por direcção;.....	XCIX
Figura 243 - Valores e espectro de energia das componentes a) X Verão e b) Y do vento.	XCIX
Figura 244 – Correntes medidas no período de Verão função da profundidade e do tempo. a) Intensidade b) Velocidade vertical.....	C
Figura 245 – Correntes medidas no período de Outono função da profundidade e do tempo. a) Intensidade b) Velocidade vertical.....	C
Figura 246 – Perfis de densidade obtidos a a) 17 de Julho (IPIMAR estação 27) e b) 12 de Outubro (IH) perto da zona onde o ADCP foi fundeado.....	CI
Figura 247 - Diagramas de dispersão das medidas do correntómetro em 8 ao longo de 1 mês, 2 km a Este do emissário da Guia.....	CII
Figura 248 – Análise espectral da velocidade à superfície a)X, b) Y, a 10 m de profundidade c)X, d)Y e junto ao fundo e)X e f) Y.....	CIII
Figura 249 – a) Diagrama de dispersão da velocidade média na coluna de água b) perfil da componente x e Y da velocidade residual.	CIV
Figura 250 – Resultados de velocidades obtidos com um modelo 2D para a costa Portuguesa forçado com níveis impostos tirados do modelo global de maré FES95.2 campos de a) de velocidades e b) níveis instantâneos ao fim de 30 dias de corrida e série temporal de velocidades na célula adjacente à localização da Figueira da foz c) primeiros 5 dias de simulação d) entre os dias 25 e 30 de simulação.	CX
Figura 251 – Resultados de velocidades tendo como condição de fronteira nível imposto. Neste caso a dissipação horizontal das perturbações de pequenas escala foi aumentada em 100 vezes a) Figueira da Foz b) Peniche.....	CX
Figura 252 – Resultados de velocidades impondo uma condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985) em toda a fronteira aberta a) Figueira da Foz (componente X) b) Sines (componente Y).	CXI
Figura 253 – Resultados de velocidades impondo uma condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985) na fronteira Norte e nível imposto nas fronteiras Sul e Oeste a) Figueira da Foz (componente X) b) Sines (componente Y).....	CXII

Figura 254 – Campos de velocidades residuais para dois tipos de condição de fronteira: nível imposto a) costa Portuguesa, c) costa da Estremadura, condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) na fronteira Norte e nível imposto nas fronteiras Sul e Oeste b) costa Portuguesa, d) costa da Estremadura.....	CXIII
Figura 255 – Campos de velocidades residuais para dois tipos de condição de fronteira: nível imposto com forte dissipação de perturbações de pequena escala a) costa Portuguesa, c) costa da Estremadura, condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) em toda a fronteira aberta b) costa Portuguesa, d) costa da Estremadura.....	CXV
Figura 256 – Campos de velocidades e níveis forçados pela maré e vento constante de Norte com uma intensidade de 0.1 Pa a) resultado instantâneo ao fim de 5 dias de simulação b) resultado residual.....	CXVI
Figura 257 – Localização dos pontos de validação do modelo regional de maré da Costa Portuguesa.....	CXVII
Figura 258 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Peniche a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.....	CXVIII
Figura 259 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Cascais a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.....	CXVIII
Figura 260 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Sesimbra a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.....	CXIX
Figura 261 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Sines a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.....	CXIX
Figura 262 – Comparação de níveis em Cascais entre o modelo e o sub-modelo.....	CXXI
Figura 263 – Comparação de níveis em Cascais entre a solução 2D e 3D do modelo aplicado à costa da Estremadura.....	CXXII
Figura 264 – Localização dos pontos de validação da zona estuarina do sub-modelo 3D aplicado à costa da Estremadura Portuguesa.....	CXXII
Figura 265 – Comparação de níveis medidos em Cascais e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura.....	CXXIII
Figura 266 – Comparação de níveis medidos na Trafaria e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.....	CXXIV
Figura 267 – Comparação de níveis medidos no Terreiro do Paço e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.....	CXXIV
Figura 268 – Comparação de níveis medidos no Alfeite e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.....	CXXV
Figura 269 – Comparação de níveis medidos no Seixal e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.....	CXXV
Figura 270 – Comparação de níveis medidos em Alcochete e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.....	CXXVI
Figura 271 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 7 com o modelo em maré morta a) intensidade b) direção (0° - Oeste, 90° - Norte).....	CXXVII
Figura 272 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 8 com o modelo em maré morta a) intensidade b) direção (0° - Oeste, 90° - Norte).....	CXXVII
Figura 273 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 8 com o modelo em maré viva a) intensidade b) direção (0° - Oeste, 90° - Norte).....	CXXVII
Figura 274 – Comparação dos valores obtidos com um modelo 2D e outro 3D no local da amarração 7 em maré viva a) intensidade b) direção (0° - Oeste, 90° - Norte).CXXVIII	CXXVIII
Figura 275 – Esquema do sistema municipal da costa do Estoril.....	CXXX
Figura 276 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Norte de 5 m/s. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m ³ /s, concentração de 10 ³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10 ³ e um T90 de a) 3 horas b) 2 dias. CXXXI	CXXXI

- Figura 277 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Oeste de 4 m/s. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de a) 3 horas e b) 2 dias.CXXXII
- Figura 278 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Sul de 5 m/s. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de a) 3 horas e b) 2 dias.....CXXXII
- Figura 279 – Concentração de coliformes fecais após 4 dias de simulação com vento real que inicialmente sopra de Norte e de seguida roda para Oeste e por fim de Sul. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de 2 dias..... CXXXII
- Figura 280 – Taxas mortalidade de coliformes fecais medidas na Costa do Estoril no âmbito dum estudo sobre água residuais na região de Lisboa em 1978. Nas ordenadas está representado a concentração numa escala logarítmica e nas abcissas o tempo em minutos. Nesta figura pode-se ver que as concentrações nunca demoram, a baixar uma ordem de grandeza, mais que 180 minutos (3 horas)..... CXXXIV
- Figura 281- Condições de Inverno e vento nulo. Diferença entre as concentrações de a) nitratos e de b) Oxigénio face a situação de tratamento primário ou secundário, expressa em percentagem..... CXXXV
- Figura 282 – Condições de Verão e vento nulo. Diferença entre as concentrações de fitoplancton face a situação de tratamento primário ou secundário, expressa em percentagem. CXXXV
- Figura 283 – Sistema de modelos encaixados (ou sub-modelos) aplicado ao estuário do Tejo.CXXXVI
- Figura 284 – Campo de velocidades que mostra recirculações associadas às praias da Torre e de Oeiras a) vazante b) enchente..... CXXXVII
- Figura 285 – Análise de sensibilidade a fontes de poluição identificadas ao longo da costa do Estoril. CXXXVII
- Figura 286 – Campo de velocidades e concentrações de coliformes em situações de a) enchente b) vazante.CXXXVIII

Índice de Tabelas

Tabela 1 – Características principais dos modelos mais divulgados na literatura (Kantha e Clayson, 2000).....	13
Tabela 2 – Algumas das classes responsáveis por gerir propriedades e processos.	17
Tabela 3- Medidas de C_{DN} (Geernaert, 1990).....	77
Tabela 4 – Condições de fronteira aberta implementadas no sistema Mohid	95
Tabela 5 – Erros de truncatura associados aos métodos propostos nesta tese em alternativa ao método tradicional de discretizar a derivada espacial da equação de radiação na fronteira. Na coluna “Discretização da derivada espacial” são apresentadas expressões com sinais facultativos, junto às fronteiras Este ou Norte são válidos os sinais de – e + superiores e nas fronteiras Sul e Oeste são válidos os inferiores.	108
Tabela 6 – Opções de referência admitidas para a solução numérica.	145
Tabela 7 – Características das principais condições de fronteira para os níveis testadas no caso 3D.....	166
Tabela 8 – Algumas das componentes de maré obtidas em diferentes pontos do estuário do Tejo.	207
Tabela 9–Análise do erro associado à discretização alternativa da força baroclínica.	XXXV
Tabela 10- Valores dos parâmetros que intervêm no perfil de absorção da radiação solar segundo Paulson e Simpson (1977). Note-se que os tipo de água propostos por Jerlov (1968) vão da água mais limpa (Tipo I) para a água mais turva (Tipo III).	XL
Tabela 11– Lista dos parâmetros medidos pelas estações atmosféricas de aquisição automática do IM.....	CV

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 Enquadramento e Objectivos

Existe um crescente esforço, por parte da União Europeia, em financiar a transferência de tecnologia das universidades para as empresas. Este esforço tem como principal objectivo aumentar a competitividade das empresas europeias. As autoridades políticas nacionais cada vez mais encaram a investigação como um investimento no futuro do país. Este crescente interesse na investigação tem disponibilizado mais recursos à comunidade científica, mas acompanhados de uma maior pressão na obtenção de resultados que possam ser de utilidade pública não só no longo prazo como também no curto. Este trabalho pretende ser um contributo para o aprofundamento do conhecimento dos sistemas costeiros, em particular da embocadura do estuário do Tejo. No entanto, pretende também ser um contributo que possa ajudar a resolver problemas ambientais que se põem “actualmente” nos sistemas aquáticos.

Os objectivos principais desta tese são:

1. Apresentar a estratégia actual de desenvolvimento do laboratório numérico Mohid, sendo dado especial destaque às opções que visam aumentar a sua capacidade de integrar escalas e processos;
2. Descrever e validar um conjunto alargado de condições de fronteira aberta, implementadas no âmbito desta tese, que são determinantes na simulação de sistemas costeiros;
3. Validar o laboratório numérico Mohid para casos esquemáticos e reais. Nos casos reais é dada especial atenção à embocadura do estuário do Tejo.

1.2 A necessidade de laboratórios numéricos

Segundo Leland (1989) "à medida que o conhecimento explode e se fragmenta, torna-se impossível para um indivíduo compreender os diversos fragmentos. Para evitar que nos afogemos neste crescente oceano de conhecimento, cada um de nós habitualmente agarra-se apenas a um ou dois 'objectos flutuantes' como se a nossa vida dependesse deles, impedindo-nos assim, de olhar à nossa volta. Tentar ver para além desses poucos fragmentos,

significa ser subjugado pelo tamanho deste oceano. Para evitar isso, preferimos permanecer ignorantes acerca de tudo, menos dos nossos próprios domínios". Esta tendência é comum a todas as pessoas, sendo portanto necessário encontrar mecanismos que ajudem a ultrapassar esta limitação. Os modelos numéricos desenvolvidos por equipas multidisciplinares apresentam-se como ferramentas de sistematização e cruzamento de conhecimentos que permitem contrariar a tendência natural descrita anteriormente.

A explosão de conhecimento já referida verifica-se, também na área dos recursos marinhos. No entanto, nesta área esta explosão faz com que disciplinas com abordagens muito diferentes se cruzem, como é o caso da Física, da Biologia, da Química e da Geologia. A necessidade dos projectos de investigação serem cada vez mais interdisciplinares, para o conhecimento evoluir, criou um problema de integração. A modelação numérica surgiu naturalmente como o meio por excelência de integração deste conhecimento que foi sendo compilado ao longo do tempo na forma de equações, taxas, etc.

A visão tradicional de um modelo numérico é a de um programa de computador desenvolvido por uma pessoa, para resolver um processo específico. Caso se pretenda ter uma visão integradora do meio marinho, é necessário recorrer não a um mas a vários modelos numéricos acoplados. A este acoplamento, de diferentes modelos numéricos, designou-se neste trabalho de "Laboratório Numérico", com o objectivo de realçar que este tipo de ferramentas não resulta do esforço de uma pessoa mas de muitas e visa um universo lato de utilizadores.

Apesar da modelação numérica ser uma metodologia eficiente para integrar conhecimento, alguns cuidados têm que ser tomados no desenvolvimento de ferramentas numéricas, com base em equipas multidisciplinares, de modo a evitar que estas criem mais problemas do que aqueles que resolvem. Este tipo de desenvolvimento tem que ser encarado como um projecto de *software*. É necessário estabelecer uma estratégia que permita inserir novos processos e propriedades sem introduzir sistematicamente novos erros. Basicamente, é necessário harmonizar a perspectiva do investigador com a do programador. O principal objectivo do investigador é acompanhar o estado da arte e o objectivo do programador é assegurar que o programa seja robusto, isto é, que o tempo gasto à procura de erros introduzidos no código seja o menor possível. Outra perspectiva importante é a do utilizador. É fundamental ter em conta esta perspectiva, uma vez que acompanhar o estado da arte é, normalmente, sinónimo de crescimento exponencial de opções. Tendo em consideração este cenário, são necessárias

interfaces intuitivas entre o utilizador e a ferramenta numérica, que facilitem a entrada de dados e a exploração de resultados. Este tipo de interfaces aumenta a produtividade do utilizador mas, também, tende a diminuir os erros associados à entrada de dados.

1.3 Simulação de sistemas costeiros

Os sistemas costeiros são zonas por excelência de interacção entre os processos físicos e os processos biogeoquímicos. Esta interacção pode ser, quer de larga escala, como a intensificação da produção primária associada ao afloramento costeiro, quer de pequena escala, como a dispersão das aflúências de água doce, ricas em nutrientes e material particulado nas zonas costeiras. O estudo da acção antropogénica do homem sobre as zonas costeiras também obriga a abordagens multidisciplinares. A avaliação do impacte ambiental da emissão de efluentes domésticos e industriais, da emissão de plumas térmicas e dos derrames de petróleo sobre os ecossistemas costeiros constitui uma necessidade actual. A comunidade científica pode dar um contributo importante neste tipo de estudos, de modo a serem feitos recorrendo ao estado da arte do conhecimento.

1.4 Problemas numéricos

As zonas costeiras são um desafio devido à sobreposição dos processos que aí ocorrem. Esta sobreposição levanta problemas ao nível numérico. Em termos hidrodinâmicos os maiores problemas levantam-se ao nível das condições de fronteira aberta (Marchesiello et al., 2001), em especial quando se pretende simular processos com escalas temporais grandes (ex: ciclo sazonal).

Se as hipóteses assumidas na fronteira forem claramente incompatíveis com as assumidas no interior do domínio a condição de fronteira aberta rapidamente tende a fazer divergir a solução do modelo. Mesmo que as hipóteses assumidas na fronteira sejam compatíveis com a solução interior, existem sempre pequenas reflexões que se propagam para o interior do domínio e que, a longo prazo, podem provocar problemas graves de difusão numérica. Não existe uma condição de fronteira ideal, estas introduzem sempre algum tipo de perturbação em especial em casos reais (Chapman, 1985). Esta limitação obriga sempre a testar várias condições de fronteira para um determinado caso, de forma a ser possível escolher aquela que perturba menos a solução interna. Este tipo de experimentação tende a reduzir conforme o utilizador vai ganhando experiência.

As zonas costeiras têm, normalmente, associadas batimetrias extremamente irregulares que levantam problemas graves de discretização vertical. Uma forma de minorar este problema é

recorrendo a um sistema de coordenadas verticais genérico (Martins, 2000, Pietrzak et al., 2002, Mellor et al., 2002).

1.5 Validação

Como foi dito anteriormente, nas zonas costeiras existe uma grande sobreposição de processos hidrodinâmicos, como é o caso da maré, das correntes costeiras forçadas com o vento, da interação das correntes de larga escala com as zonas costeiras, etc. Esta sobreposição de processos físicos dá origem a um padrão extremamente irregular às propriedades do escoamento, difícil de validar, porque se torna difícil detectar a origem das diferenças. Um passo intermédio pode ser a validação, em casos esquemáticos, com soluções analíticas, ou que estejam bem descritos na literatura. No entanto, por vezes devido à complexidade dos processos, um passo que é teoricamente intermédio passa a ser um passo final. O ideal é que se passe o mais rapidamente possível para a validação em casos reais. Este esforço tem como principal objectivo utilizar o conhecimento científico actualizado na resolução de problemas actuais da humanidade.

1.6 Estrutura da Tese

Esta tese está dividida em 8 capítulos, sendo o capítulo I a introdução. No capítulo II o laboratório numérico Mohid é descrito sob três perspectivas diferentes, nomeadamente: a do investigador, a do programador e a do utilizador, sendo dado especial destaque à primeira.

No capítulo III é feita uma descrição das condições de fronteira disponíveis no Mohid. O capítulo IV contém a validação das novas condições de fronteira introduzidas no âmbito desta tese.

No capítulo V o sistema Mohid é validado em dois casos esquemáticos 3D, em que os gradientes de densidade e as condições de fronteira aberta são importantes. No capítulo VI o laboratório numérico Mohid é aplicado à zona de influência do estuário do Tejo e é feita uma validação detalhada da circulação 3D na embocadura.

No capítulo VII são apresentadas várias aplicações que ilustram o esforço desenvolvido nesta tese em validar o laboratório numérico no maior número de casos reais possível. Este capítulo também ilustra a capacidade que esta ferramenta numérica tem de simular uma grande variedade de processos com diferentes escalas espaciais e temporais, nomeadamente: evolução sazonal da produção primária na Ria de Aveiro, circulação 3D na barra de Faro, dispersão da pluma térmica da Central Termoeléctrica de Sines (Hidromod, 2001), dispersão

de petróleo emitido por uma plataforma ao largo da costa Brasileira (Hidromod, 2002), processos físicos relacionados com a circulação oceânica na margem Continental Ibérica (Coelho, 2002) e circulação 3D baroclínica na Ria de Pontevedra localizada na costa da Galiza (Villarreal, 2000).

Por fim, no VIII capítulo oitavo são apresentadas as principais conclusões do trabalho e serão lançadas pistas de desenvolvimento e aplicações futuras. À exceção do primeiro e do último todos os outros capítulos têm uma introdução e conclusões parciais.

Capítulo 2

MOHID - UM LABORATÓRIO NUMÉRICO

2.1 Introdução

Cada vez mais o avanço do conhecimento dos ecossistemas marinhos depende da interação entre equipas multidisciplinares. Para que esta interação dê frutos não basta juntar na mesma sala vários saberes, é necessário desenvolver ferramentas multidisciplinares que sistematizem e quantifiquem as diferentes perspectivas do problema. Os avanços tecnológicos que se têm verificado ao nível da capacidade de cálculo e dos próprios compiladores (ex: *Microsoft Developer Studio*) permite desenvolver este tipo de ferramentas.

No passado, em cada área científica foram desenvolvidos modelos onde os processos respeitantes a outras áreas científicas eram parametrizados da forma mais simples possível, com o objectivo de não tornar o modelo refém de conhecimentos que o seu criador não dominava. Esta necessidade de auto-suficiência condicionou o desenvolvimento dos primeiros modelos. O desenvolvimento do conhecimento obrigou muitos investigadores a procurar respostas cada vez mais aprofundadas na interação entre os processos físicos, biológicos e químicos. No entanto, apesar de existirem ferramentas com grande tradição na simulação de processos físicos (ex: POM – Princeton Ocean Model) ou biogeoquímicos (ex: ERSEM) não existem ferramentas com tradição na simulação da interação destes processos. Existem, na literatura, diversos exemplos em que modelos tradicionais como o POM evoluem para modelos mais complexos onde os processos físicos e biogeoquímicos são simulados em conjunto (Skogen e Moll, 2000). Todavia, este processo é sempre “doloroso” porque os modelos físicos não foram desenvolvidos originalmente com o intuito de serem acoplados a outro tipo de processos. O mesmo sucedeu com as versões antigas do modelo hidrodinâmico 3D do sistema Mohid (Aires, 1995) e Martins (2000). Nesta tese pretende-se descrever uma revolução operada no sistema Mohid. As alterações introduzidas permitem olhar para aquele sistema como um laboratório numérico que foi construído com o objectivo de estudar o meio marinho como um todo.

O nome “laboratório numérico” não é normalmente utilizado para designar ferramentas numéricas que resultam do acoplamento de diferentes modelos. O termo normalmente utilizado é sistema de modelação (ou sistema de modelos) em inglês *modelling system*. Ambos os termos serão utilizados ao longo da tese indistintamente. A razão desta nova designação

tem por objectivo chamar à atenção para o facto do acoplamento de processos ser muito mais que o acoplamento de modelos. Para que uma ferramenta numérica, com as características integradoras anteriormente descritas, tenha sucesso é necessário que na sua génese esteja uma estratégia de programação que lhe permita ao mesmo tempo um crescimento saudável e acompanhar o desenvolvimento do conhecimento. Este tipo de ferramentas integradas tendem a fazer com que a modelação numérica deixe de ser encarada apenas como mais uma área científica e passe a ser perspectivada como mais uma ferramenta que pode ser utilizada para planear campanhas de medidas, testar hipóteses, etc. A programação orientada por objectos apresenta-se como uma das melhores metodologias para atingir este objectivo. Uma interface eficiente e clara com o utilizador é também fundamental para que a ferramenta tenha sucesso.

Neste capítulo é feita uma revisão do estado da arte das ferramentas numéricas com características de laboratório numérico. Nesta revisão é dada um especial destaque à componente hidrodinâmica, uma vez que esta é a base de qualquer sistema de modelos aplicado ao meio marinho. De seguida, é feita uma retrospectiva das várias reestruturações que o sistema Mohid sofreu desde 1985 até aos dias de hoje. Este sistema é depois caracterizado, sob o ponto de vista do investigador, do programador e do utilizador. A nova versão do sistema Mohid foi desenvolvida recorrendo à programação orientada por objectos. Um programa desenvolvido desta forma está subdividido em classes. As classes nucleares do sistema Mohid são designadamente: *Hydrodynamics*, *WaterProperties* e *AdvectionDiffusion*, Sendo a primeira responsável pela evolução das propriedades não-turbulentas do escoamento, enquanto a segunda gere os processos que fazem evoluir as propriedades da água. Por fim, a terceira tem como única função calcular o transporte das propriedades da água num referencial euleriano. Neste capítulo serão apresentadas as principais alterações introduzidas na classe *Hydrodynamics* relativamente à versão apresentada por Martins (2000) e a classe *WaterProperties* será objecto de uma descrição aprofundada. Em anexo (Anexo I - Descrição das Classes *Hydrodynamics* e *Advectiondiffusion*) é apresentada uma descrição detalhada das classes *Hydrodynamics* e *Advectiondiffusion*, onde é dada especial atenção à discretização das equações.

2.2 Estado da arte dos laboratórios numéricos

O conceito de laboratório numérico ou sistema de modelos encontra-se mais enraizado nos laboratórios de investigação ou mesmo em empresas do que nas Universidades. Estas últimas têm como principal objectivo produzir conhecimento que, eventualmente, será utilizado por

laboratórios do Estado ou por empresas. As Universidades consomem grande parte dos seus recursos na divulgação de trabalhos originais não restando os recursos necessários para consolidar o conhecimento adquirido. No caso da modelação numérica esta situação leva a que os modelos produzidos pelas Universidades estejam mais orientados para a progressão académica de um grupo restrito de autores numa área científica específica. Actualmente, os sistemas de modelação mais evoluídos são desenvolvidos por laboratórios estatais e privados ou por empresas. Aqueles sistemas, por sua vez, são desenvolvidos com base nos trabalhos publicados pelas Universidades. Este método de transferência de conhecimento faz com que seja difícil desenvolver trabalho inovador na área da interacção dos processos físicos com os biogeoquímicos. Na bibliografia existem enúmeros exemplos de aplicações de modelos físicos acoplados a modelos biogeoquímicos (ex: Skogen e Moll, 2000, Kawamiya et al., 2000, Rivera, 1997 e Newmann, 2000) mas nenhum deles deu origem a uma ferramenta à volta da qual se gerasse um grupo de discussão constituído por utilizadores e por programadores. Este problema é também apontado por Haidvogel e Beckmann (1999) nas suas conclusões finais. Este tipo de grupos é comum nos modelos físicos mais divulgados, como é o caso do POM, do ROMS, do GOTM, etc. O próximo grande passo será o desenvolvimento de ferramentas que gerem discussão entre as diferentes áreas de forma a surgirem ideias inovadoras, em especial sobre a interacção dos processos físicos com os biogeoquímicos. O laboratório Numérico Mohid pretende ser um primeiro passo nesse sentido.

Existem dois caminhos que podem ser seguidos no desenvolvimento deste tipo de ferramentas: um consiste em disponibilizar gratuitamente o código do programa (*open source*). Este foi o caminho seguido no desenvolvimento do sistema operativo Linux. Outro caminho consiste em vender apenas o executável do programa, tendo sido a metodologia implementada no desenvolvimento do sistema operativo *Windows*. O primeiro tende a ser seguido pelas Universidades e é, paradoxalmente, uma filosofia mais enraizada nos Estados Unidos. Na Europa os principais organismos responsáveis pelo desenvolvimento de laboratórios numéricos são laboratórios financiados pelo Estado, mas que são obrigados a reforçar o seu orçamento em actividades de carácter privado. Esta necessidade de fontes de financiamento adicionais levou estes laboratórios a seguir o exemplo da *Microsoft* no desenvolvimento do *Windows*. Este tipo de estratégia permite obter financiamento através da venda de *software* que, por sua vez, funciona como cartão de visita para a angariação de projectos de consultoria. Existem na Europa três grandes sistemas de modelos desenvolvidos por laboratórios de engenharia civil, nomeadamente: Danish Hydraulics Institute (Dinamarca), Delft Hydraulics (Holanda) e Laboratoire National d'Hydraulique (França).

Estes laboratórios desenvolveram, em termos comerciais, três dos sistemas de modelos mais “agressivos” do mundo, respectivamente: Mike3 (<http://www.dhisoftware.com/mike3/Description/index.htm>), Delft3 (<http://www.wildelft.nl/d3d>) e o Telemac-3D (<http://www.telemac.system.com/gb/info/comm/default.html>). Os dois primeiros têm uma discretização especial que recorre às diferenças finitas, enquanto o terceiro utiliza elementos finitos. Os três sistemas decorrem do acoplamento de um modelo hidrodinâmico 3D com módulos de transporte de sedimentos e de qualidade da água. Outro sistema com estas características é comercializado pela empresa americana HydroQual (<http://www.hydroqual.com/Models/models.htm>). Este sistema tem por base o modelo hidrodinâmico semi-implícito ECOM (Blumberg e Mellor, 1987). Este modelo é acoplado a um módulo de qualidade da água de nome RCA que pode ser corrido em 1D, 2D ou 3D. A interface deste modelo foi desenvolvido pelo Delft Hydraulics com base na experiência que já tinham no desenvolvimento das interfaces do seu próprio laboratório numérico (Delft3). Em termos de interface com o utilizador (pré e pós processamento) estes sistemas encontram-se entre os tecnologicamente mais avançados.

Este tipo de ferramentas é de grande utilidade em empresas de consultoria mas tem um contributo residual no diálogo científico. Por outro lado, os sistemas desenvolvidos nas Universidades têm uma relação difícil com o utilizador, tornando-se a sua aplicação complexa e pouco eficiente. Podem ser assim identificadas duas estratégias quase antagónicas uma de alto rendimento em termos científicos e que tem em conta todas as necessidades de um grupo de utilizadores restrito (universidades) e outra de alto rendimento comercial que tem em conta as principais necessidades de um vasto grupo de utilizadores (empresas e laboratórios do estado). A primeira tem pouca capacidade de autofinanciamento e a segunda tem um contributo pequeno em termos de inovação. Uma solução de compromisso foi conseguida pelo laboratório numérico CE-Qual-W2 (Cole e Wells, 2000), desenvolvido para simular os processos físicos e biogeoquímicos em albufeiras. A versão mais actualizada permite já simular uma rede de albufeiras. Neste caso o código do programa que simula os processos é aberto, mas a interface gráfica tem que ser comprada. Esta estratégia permite financiar desenvolvimentos futuros sem vedar a análise crítica e os contributos da comunidade científica. Esta metodologia ajudou este laboratório numérico a tornar-se num standard aceite tanto pela comunidade científica como pelo sector privado, na simulação da qualidade da água em albufeiras.

A principal componente de inovação associada aos laboratórios numéricos não se situa ao nível das equações ou dos algoritmos, mas sim na forma de integração de diferentes processos que, na literatura, são estudados isoladamente. Esta abordagem conduz a sistemas de modelação cada vez mais flexíveis e genéricos. Um exemplo disso foi uma edição especial da revista *Hydrological Processes* sobre o Sistema de Modelação TELEMAC onde é apresentada uma grande diversidade de aplicações recorrendo a esta ferramenta que abordam os mais variados temas, nomeadamente: escoamentos em meios porosos (Lucille et al., 2000 e Desitter et al., 2000), ruptura de barragens (Hervouet, 2000), escoamentos em estuários (Malcherek, 2000 e Normant, 2000). O próprio sistema Mohid além de simular escoamentos oceânicos, costeiros e estuarinos, tem um módulo hidrodinâmico para simular escoamentos em meios porosos não-saturados (Neves et al., 2001). O objectivo final será estender este módulo à simulação de aquíferos e adicionar um módulo de *run-off* de forma a ser possível estudar o ciclo da água desde a cabeceira das bacias hidrográficas até ao mar. Este tipo de sistema juntamente com módulos biogeoquímicos permitirá aprofundar ciclos tão importantes como o do azoto e o do fósforo.

Todos os laboratórios numéricos aplicados a meios marinhos têm como ponto de partida comum um modelo hidrodinâmico. Este facto, muitas vezes, condiciona todo o desenvolvimento posterior. Grande parte dos problemas numéricos estão associados à simulação da hidrodinâmica. Tendo em conta a importância dos modelos hidrodinâmicos é feita de seguida uma breve descrição das características principais dos modelos mais divulgados na literatura. Uma descrição semelhante pode encontrar-se em Pina (2001) mas para modelos biogeoquímicos. Este autor conclui existir uma tendência para os modelos simularem cada vez mais um maior número de processos biológicos e químicos. Dos modelos biogeoquímicos analisados o ERSEM (Baretta et al., 1995) é aquele que simula maior número de processos. Nos modelos físicos, tanto as variáveis - cuja evolução se pretende simular - como os processos que as alteram no tempo e no espaço estão, de uma forma geral, bem identificados, o mesmo não se passa nos modelos biogeoquímicos. Neste caso é muito difícil identificar um conjunto de processos de fonte e poço e de espécies químicas e biológicas, cuja evolução dê um carácter genérico ao modelo. Os processos biogeoquímicos dominantes variam muito de caso para caso.

2.2.1 Modelos hidrodinâmicos

Os modelos hidrodinâmicos distinguem-se entre si pelo tipo de discretização espacial, pela coordenada vertical e pela escala dos processos para a qual foi pensado. Na discretização

especial existem dois grandes grupos: elementos finitos e diferenças finitas. Alguns modelos de volumes finitos começam a surgir como é o caso do modelo do MIT (Adcroft et al., 1997) e do próprio modelo hidrodinâmico do sistema Mohid. O primeiro tem a particularidade de ser não-hidrostatico. Este tipo de discretização espacial permite ao modelo não estar preso a uma transformação específica de coordenadas, como acontece com a generalidade dos modelos. No entanto, os modelos que recorrem a transformação de coordenadas na vertical podem implementar transformações de coordenadas suficientemente genéricas, de modo a dar liberdade ao utilizador de escolher o tipo de discretização vertical que melhor se adapta ao seu problema. Este foi o caminho seguido no modelo POM que passou de uma coordenada vertical sigma para uma coordenada generalizada (Mellor et al., 2002). Outro modelo que apresenta este tipo de discretização vertical é apresentado por Pietrzak et al., (2002). Contudo, as coordenadas verticais mais usuais são a cartesiana e sigma. O modelo mais divulgado associado à primeira coordenada é o GFDL-MOM (Geophysical Fluid Dynamics Laboratory - Modular Ocean Model). Este modelo está na base do modelo POP (Parallel Ocean Program) desenvolvido pelo Department of Energy - Los Alamos National Laboratory, com o objectivo de correr um modelo global com uma precisão média de 1/5°. O modelo tem 20 camadas e mais de 11 milhões de pontos de cálculo (Kantha e Clayson, 2000). Os modelos sigma com mais visibilidade são o POM (Princeton Ocean Model) e o SCRUM (S-Coordinates Rutgers University Model). O primeiro deu origem, por sua vez, a dois modelos: o CUPOM (Colorado University - Princeton Ocean Model) e o ECOM (Estuarine, Coastal and Ocean Model). O SCRUM, por seu lado, originou o SPEM (S-coordinate Primitive Equation Model) e o ROMS (Regional Ocean Modeling System). Este último é, possivelmente, o modelo que actualmente apresenta resultados mais consistentes em aplicações regionais costeiras graças a um esquema de condições de fronteira muito flexível (Marchesiello et al., 2001 e Marchesiello et al., submitted) e a técnicas de assimilação de dados. Outro tipo menos comum são as coordenadas isopícnicas (iso-linhas de densidade), cujo modelo mais divulgado com este tipo de discretização vertical é o MICOM (Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model). Em oceano aberto o transporte horizontal dá-se ao longo das isopícnicas. Logo a forma de minimizar a difusão numérica ao longo destas linhas é fazer coincidir as interfaces das camadas verticais com isopícnicas. Este tipo de discretização levanta problemas numéricos em zonas onde os gradientes horizontais de densidade sejam da mesma ordem de grandeza dos verticais. A coordenada lagrangeana proposta por Martins (2000) pretende ser uma alternativa com os mesmos objectivos da coordenada isopícnica mas sem os problemas numéricos. Esta nova coordenada adapta-se ao

escoamento não em função da densidade mas sim da velocidade vertical. Desta forma os problemas associados a zonas de divergência e convergência persistentes resolvem-se impondo limites na distorção da malha.

Os modelos europeus mais divulgados são o HAMSOM (Backhaus and Hainbucher, 1987), desenvolvido pela Universidade de Hamburgo e o GHREM (Beckers, 1993), desenvolvido pela Universidade de Liège. Todavia, estes modelos estão apenas bem testados no Mar do Norte e no Mar Mediterrâneo. Kantha e Clayson (2000) apresentam numa tabela um resumo das principais características dos modelos mais divulgados na literatura (Tabela 1).

TABLE 9.1.1
Numerical Characteristics of Various Ocean Models (the Last Three, Barotropic)

Model	Eq ¹	Ext. ² md.	Vert. ³ discret.	Horiz. ⁴ discret.	Time ⁵ step	Horiz. ⁶ advn.	Reference	Internet ⁷ address
DieCAST	H	R	z-FD	R-A/C-FD	LF	C	Dietrich <i>et al.</i> (1987)	dietrich@cast.msstate.edu
DJM	H	F	σ -S	R-C-FD	S/Si	TVD/PPM	Davies (1987)	amd@pol.ac.uk
GBM	JH	R	z-FD	R-C-FD	CN	A/SL	Dippner (1993)	dippner@dkrz.d400.de
GFDL*	H	R	z-FD	R-B-FD	LF	C/U, /FCT	Paconowski (1995)	kd@gfdl.gov
GHREM	H	F	σ -FD	R-C-FD	SpE	TVD	Beckers (1991)	jmb@ocean.occ.uhg.ac.be
HAMSOM	H	F	z-FD	R-C-FD	S/Si	U/A	Backhaus (1985)	backhaus@ifm.uni-hamburg.de
HOPE	H	F	z-FD	R-E-FD	LF	C	Wolff and Maier-Reimer (1997)	
ISPRAMIX	H	R	z-FD	R-C-FD	SpE	U	Eifler and Schimpf (1992)	walter.eifler@cen.jrc.it
LODYC	H	R	z-FD	C-C-FD	LF	C	Delcluse <i>et al.</i> (1993)	
M3D	H	F	z-FD	C-C-FD	SpE	U	Walker (1996)	walker@ml.csiro.au
MICOM*	H	F	ρ -FD	R-C-FD	SpE, LF	Sm	Bleck <i>et al.</i> (1992)	rbleck@rsmas.miami.edu
MIT*	H/NH	R	z-FD	R-C-FD	LF	C	Marshall <i>et al.</i> (1997)	
NRL	H	F	ρ -FD	R-C-FD	LF	C	Wallcraft (1991)	
POM/CUPOM*	H	F	σ -FD	C-C-FD	SpE, LF	C	Mellor (1996)	glm@splash.princeton.edu
QUODDY*	H	F	σ -FE	U-T-FE	S/Si	G	Ip and Lynch (1994)	daniel.lynch@dartmouth.edu
SCRUM	H	F	s-FE	C-C-FD	SpE/AB3	C/AB3	Song and Haidvogel (1994)	arango@ahab.rutgers.edu
SPEM	H	R	s-S/FD	C-C-FD	LF	C	Hedstrom (1996)	kate@ahab.rutgers.edu
CU	H	F	2D	C-C-FD	LF	C	Kantha (1995)	
FES	H	F	2D	U-T-FE	S/Si	G	Le Provost <i>et al.</i> (1994)	
SEOM*	H	F	2D	U-Q-SE	AB3	G	Iskandarani <i>et al.</i> (1995)	mohamed@ahab.rutgers.edu

* Indicates the model is widely used or has a novel approach.
¹ H—hydrostatic, NH—nonhydrostatic
² R—rigid lid, F—free surface dynamics
³ z—Z coordinate, σ —sigma coordinate, ρ —isopycnal, s—hybrid coordinate, FD—finite difference, S—spectral, FE—finite element, 2D—barotropic
⁴ R—regular, C—orthogonal curvilinear, U—unstructured, A, B, C—Arakawa A, B, C grids, T—triangular, Q—quadrilateral, FD—finite difference, FE—finite elements, SE—spectral element
⁵ LF—leapfrog, S/Si—synchronous semi-implicit, CN—crank nicolson, SpE—split explicit, AB3—third-order Adams Bashforth
⁶ C—centered, TVD—total variance diminishing, PPM—piecewise parabolic method, FCT—flux-corrected transport, U—upwind, G—Galerkin, A—Arakawa enstrophy conserving, SL—semi-Lagrangian, AB3—third-order Adams Bashforth
⁷ As known at the time of the writing; the address may or may not stay the same.

Tabela 1 – Características principais dos modelos mais divulgados na literatura (Kantha e Clayson, 2000).

Projectos como o DYNAMO (Dynamics of North Atlantic Models) e o MOMOP (Metocean Modeling Project) e publicações como as de Haidvogel e Beckmann (1999) debruçaram-se sobre o tema de intercomparação de modelos. De uma forma geral as conclusões finais destes trabalhos não são claras, sendo, por vezes, até contraditórias. Por um lado, é difícil eleger um conjunto de aplicações que permita fazer uma análise objectiva das virtudes e defeitos de cada modelo. Um outro problema consiste em identificar a origem do

mau desempenho de um modelo, que pode ter inúmeras origens (ex: erros de truncatura, erros de programação, condição de fronteira deficiente).

A maior parte dos modelos anteriormente referidos foram pensados para simular processos costeiros e em oceano aberto. Como a hidrodinâmica no interior dos estuários está relativamente bem estudada, os utilizadores, neste caso, tendem a preferir modelos dos grandes laboratórios numéricos com interfaces mais amigáveis como é o caso do Mike2(ou 3) (DHI). Estes modelos têm a vantagem de possuírem fronteiras fechadas móveis que permitem simular zonas intertidais. Todavia, não têm as condições de fronteira necessárias para simular de uma forma consistente processos em oceano aberto. O sistema Mohid tem as características necessárias para simular meios estuarinos (Martins et al., 2001) e, por outro lado, possui um conjunto de condições de fronteira necessário para simular escoamentos oceânicos de larga escala (Coelho et al., 2002). Esta flexibilidade permite ao modelo hidrodinâmico do sistema Mohid simular zonas de interface entre o meio estuarino e o meio costeiro como é o caso das embocaduras onde os processos dos dois meios se sobrepõem. Este tipo de zonas associadas a fortes descargas de água doce são, actualmente, um dos principais desafios da modelação hidrodinâmica, por um lado pela sobreposição de escalas (estuarinas e oceânicas) e , por outro, devido às frentes de densidade horizontais e verticais extremamente intensas que se formam (Simpson, 1997).

2.3 História do Sistema Mohid

O sistema Mohid nasceu durante a tese de doutoramento de Neves (1985). Um primeiro modelo hidrodinâmico 2D semi-implícito de diferenças finitas foi desenvolvido sob a orientação do Prof. Nihoul da Universidade de Liege. O modelo foi aplicado ao estuário do Sado acoplado a um modelo simplificado de traçadores que permitia calcular trajectórias de massas de água. Sendo este modelo hidrostático, automaticamente estava vedada a sua utilização na simulação de ondas de vento. Esta era uma grande limitação do modelo, uma vez que não podia ser aplicado numa das áreas das ciências do mar mais importantes para o país: a agitação costeira. Com o objectivo de colmatar esta limitação Silva (1991), na sua tese de doutoramento, introduziu no modelo o conceito de pressão não hidrostática e uma condição de fronteira radiactiva para as elevações e com isto surgiu a 2ª geração do sistema Mohid. Esta actualização abriu o mercado da engenharia costeira. Rapidamente as grandes empresas de consultoria perceberam a mais valia que uma ferramenta deste tipo representava. Deste conjunto de factores nasceu a Hidromod, cujos sócios fundadores são os engenheiros Adélio Silva, José Chambel Leitão, a Consulmar (empresa de consultoria) e o IST. Ao

mesmo tempo que o sistema Mohid ganhava confiança na engenharia costeira a qualidade da água apresentava-se como a próxima etapa. Dois factores conduziram o sistema Mohid nesta direcção: a necessidade cada vez maior de dar respostas ao nível dos estudos de impactes ambientais (EIA), devido às novas directivas ambientais da UE e o facto do avanço do conhecimento científico depender de abordagens interdisciplinares. Mais uma vez os marcos que assinalam um novo rumo foram teses de doutoramento (Monteiro, 1995 e Portela, 1996). Monteiro (1995) utilizou um modelo de traçadores acoplado ao modelo hidrodinâmico 2D para simular a dispersão de coliformes no campo afastado de emissários submarinos, enquanto Portela (1996) acoplou ao modelo hidrodinâmico um modelo de transporte euleriano para modelar os ciclos do azoto e do fósforo e a produção primária no estuário do Tejo.

A 3ª geração do sistema Mohid emergiu com a necessidade de simular processos 3D, nomeadamente: o afloramento de águas costeiras. O trabalho desenvolvido no âmbito da tese de doutoramento de Santos (1995) foi o ponto de partida. Nesta tese foi adicionada ao modelo hidrodinâmico original 2D mais uma dimensão e o efeito dos gradientes de densidade nos gradientes de pressão. Este novo modelo tinha também a particularidade de ter uma coordenada vertical dupla-sigma, isto é, tinha a capacidade de fazer duas transformações de coordenadas em dois domínios verticais adjacentes. Martins (2000) na sua tese de doutoramento, com o intuito de permitir que o modelo tivesse uma coordenada vertical genérica, discretizou as equações em volumes finitos.

Por fim, foi criada a 4ª geração do sistema Mohid tendo por lema uma frase humorística de DiToro (fundador da empresa americana HydroQual) “Uma célula de fitoplâncton não tem GPS”. Esta frase foi utilizada muitas vezes para explicar porque é que o modelo de qualidade da água tinha que ser zero dimensional. Só assim seria possível utilizar sempre o mesmo modelo de qualidade da água, independentemente do número de dimensões e do referencial do modelo de transporte. Inconscientemente estava-se a caminhar na direcção da programação orientada por objectos. No fim do ano de 1999, o sistema Mohid era constituído por um modelo hidrodinâmico 2D gerido pela Hidromod (Neves, 1985) e dois modelos 3D (Santos, 1995 e Martins, 2000), um modelo de traçadores (Leitão, 1996), um modelo de qualidade da água (Miranda, 1999) e um modelo de turbulência vertical (Coelho, 1996) geridos pelo Maretec. Face a esta dispersão de modelos e ao caos instalado na gestão de novas versões foi necessário alterar drasticamente a política de desenvolvimento de código. Por outras palavras, foi necessário passar do caos para as classes - *from chaos to classes* –

este é o título do livro (Duffy, 1995) que serviu de inspiração ao grupo de modelação do MARETEC (Miranda et al., 2000) para delinear os conceitos teóricos da nova filosofia de programação. Era então necessário, por um lado, centralizar todo o conhecimento adquirido pelo grupo nos últimos 15 anos e, por outro, enquadrar novas contribuições de uma forma otimizada. Tendo em mente este objectivo foi constituída uma equipa de três pessoas: Frank Braunschweig (pré e pós-processamento), Ricardo Miranda (teoria da programação) e o autor desta tese (propriedades da água e do escoamento), que levaram acabo a reprogramação de tudo o que já tinha sido desenvolvido pelo grupo utilizando Fortran 95 e programação orientada por objectos. No pré e pós-processamento foi desenvolvido um grande esforço, uma vez que a nova versão do sistema Mohid se propunha simular a evolução de mais de 40 propriedades da água e do escoamento ao longo de quatro dimensões. Uma interface gráfica foi criada, permitindo esta ao utilizador fazer entrada de dados, gerir as simulações do modelo e fazer a análise dos resultados (Braunschweig, 2001).

Actualmente, pode-se dizer, que o sistema Mohid está na sua 5ª geração. Tendo esta como principal meta a operacionalidade. Para tal, estão a ser desenvolvidos módulos que permitam a assimilação de dados medidos em tempo real. Pretende-se que tanto as medidas como os resultados dos modelos sejam geridos por bases de dados acessíveis via internet, de modo a que as entidades financiadoras possam tirar partido deste tipo de ferramentas e a comunidade científica possa aferir a sua qualidade.

2.4 Mohid – na perspectiva do Investigador

O modelo Mohid foi desenvolvido para auxiliar a investigação de processos marinhos. Este é o ponto de vista principal e dominante, os outros (programador e utilizador) surgem por necessidade de organização interna e de divulgação do trabalho desenvolvido. Como foi dito, anteriormente, a programação orientada por objectos é a forma mais natural de tornar um programa robusto e fácil de descrever. Neste tipo de abordagem é relativamente simples associar a um processo ou a um conjunto de processos uma classe, que não é mais que um conjunto de variáveis e de subrotinas. Numa aplicação específica uma classe materializa-se num objecto. A classe é única e pode ser materializada em um ou vários objectos. A diferença entre classe e objecto será aprofundada no sub-capítulo “Mohid – Na perspectiva do Programador”. Basicamente o modelo está subdividido em classes que são responsáveis por gerir um determinado número de processos (físicos e/ou químicos e/ou biológicos) e de propriedades. Na Tabela 2 estão enumeradas algumas dessas classes.

Nome das Classes	Propriedades	Processos
Hydrodynamic	Propriedades não turbulentas do escoamento	Balanço de Forças Continuidade
Turbulence	Propriedades turbulentas do escoamento	Processos turbulentos
HorizontalGrid	Passo horizontal, coordenadas da malha	Conversão de coordenadas
Geometry	Volumes, áreas, espessuras	Evolução da discretização vertical
WaterProperties	Propriedades da Água num referencial euleriano	**
AdvectionDiffusion	*	Advecção/difusão
Lagrangian	Propriedades da Água num referencial Lagrangeano	Trajectória dos traçadores
WaterQuality	Ciclo do azoto e do fósforo Peixes/Plancton/Bactérias Oxigénio/CBO	Processos químicos e biológicos que regem a lista de propriedades já enumeradas
Surface	Radiação/Fluxos de Calor Tensão de corte do vento Trocas de gases	Conversão de velocidade do vento em tensão de corte
Bottom	Rugosidade Tensão de corte no fundo Nitrato, Amónia Matéria orgânica particulada	Erosão/Deposição Degradação da matéria Orgânica
FreeVerticalMovement	*	Velocidade de queda do material particulado

* É responsável apenas por processos

**É responsável apenas por propriedades. Invoca objectos responsáveis por processos específicos (ex: *AdvectionDiffusion*) que fazem evoluir as propriedades no espaço e no tempo.

Tabela 2 – Algumas das classes responsáveis por gerir propriedades e processos.

Para além da lista de processos e propriedades que o sistema simula, um investigador tem também interesse nas equações adoptadas para reproduzir esses processos e nos algoritmos utilizados para as resolver. Pelas equações é possível ver as aproximações admitidas e, consequentemente, identificar o universo de aplicabilidade da ferramenta. O conhecimento dos algoritmos permite antever problemas relacionados com a discretização espacial e temporal das equações.

Os processos simulados pelo sistema Mohid na coluna de água podem ser subdivididos da seguinte forma: evolução de propriedades não-turbulentas e turbulentas do escoamento, evolução das propriedades da água num referencial euleriano e lagrangeano, qualidade da água (ou pelágicos) e movimentos verticais sobrepostos ao escoamento (ex: velocidade de queda dos sedimentos) . Neste momento encontra-se em fase de desenvolvimento a extensão

do sistema a meios porosos (ex: solos, aquíferos, depósitos de sedimentos no fundo de estuários e oceanos).

De seguida, é apresentada uma caracterização do sistema com base nas equações e algoritmos resolvidos. Esta descrição visa mostrar, numa primeira fase as aproximações admitidas e a potencialidade da ferramenta. As equações resolvidas pelo sistema e os algoritmos adoptados serão aprofundados para o cálculo da evolução das propriedades não-turbulentas do escoamento e das propriedades da água num referencial euleriano. No que diz respeito aos outros processos o leitor deve consultar as seguintes publicações: Buchard et al. (1999), Villarreal (2000) – evolução das propriedades turbulentas do escoamento, Leitão (1996) – evolução das propriedades da água num referencial lagrangeano, Pina (2001), Miranda (1999), Portela (1996) – qualidade da água e movimentos verticais de sedimentos coesivos.

2.4.1 Equações

2.4.1.1 Hidrodinâmica - propriedades não-turbulentas

O cálculo da evolução das propriedades não-turbulentas do escoamento é resolvido a partir de balanços de quantidade de movimento e continuidade em volumes de controle 3D num sistema cartesiano de coordenadas. A decomposição à Reynolds destes balanços é admitida tal como o equilíbrio hidrostático e a aproximação de boussinesq. As equações resultantes de evolução de massa (1) e de quantidade de movimento (2) são:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V r dV = - \oint_A r (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \text{FPA} \quad (1)$$

FPA – Fontes e poços de água (ex: rios, precipitação, evaporação).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v}_H dV = & - \oint_A \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \oint_A \mathbf{u}_T \cdot \left(\frac{\mathbf{r}}{V} (\vec{v}_H) \cdot \vec{n} \right) dA \\ & - g \oint_A (h - z) \cdot \vec{n}_H dA - g \oint_A \left(\int_{r_0}^h \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{r_0} dz \right) \cdot \vec{n}_H dA \\ & - \frac{1}{r_0} \oint_A p_{am} \cdot \vec{n}_H dA + \int_V 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_H dV \end{aligned} \quad (2)$$

Força barotrópica Força baroclínica

Onde \vec{v}_H é o vector da velocidade horizontal (v_x, v_y), cuja evolução se pretende calcular, \vec{v} é o vector da velocidade 3D do escoamento (v_x, v_y, v_z), η a cota da superfície livre, $\mathbf{u}_T = (v_H, v_H, v_V)$ é viscosidade turbulenta, $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ vector normal à superfície fronteira (A) do

volume de controle (V) e $\vec{n}_H = (n_x, n_y)$. Finalmente Ω é a velocidade de rotação (ou angular) da terra, ρ a massa volúmica e ρ_0 uma massa volúmica de referência, g a aceleração da gravidade e p_{atm} a pressão atmosférica. A tensão de corte do vento e o atrito no fundo são condições de fronteira do termo de difusão vertical de quantidade de movimento. A equação (1) é utilizada para calcular a evolução da superfície livre e as velocidades verticais, enquanto a equação (2) é utilizada para quantificar as duas componentes horizontais da velocidade. Ver Anexo I (intitulado “Descrição das Classes *Hydrodynamics* e *Advectiondiffusion*”) para uma descrição mais detalhada destas equações.

2.4.1.2 Hidrodinâmica - propriedades turbulentas

Os processos turbulentos são contabilizados na forma de uma viscosidade turbulenta (ν) que multiplica pelo gradiente de velocidade. A viscosidade turbulenta horizontal (ν_H) neste modelo é admitida como sendo uma constante ou função do gradiente de velocidades (3) tendo por base a formulação apresentada por Smagorinsky (1967).

$$u_H = C\Delta x\Delta y \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 / 2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3)$$

A viscosidade turbulenta vertical pode ser parametrizada de três formas distintas: parametrizações empíricas; modelo simples de comprimento de mistura (ou de zero equações); modelos de duas equações (k-ε). A primeira hipótese admite que a viscosidade turbulenta é uma função empírica do número de Richardson (ex: modelo Pacanowski). Na segunda hipótese a viscosidade é função ao quadrado do comprimento de mistura vezes a frequência de Prandtl. Sendo o comprimento de mistura calculado recorrendo a diferentes parametrizações (ex: Leendertse, 1978 e Nihoul, 1984).

O modelo de duas equações k-ε consiste em resolver uma equação de transporte de energia cinética turbulenta (k) e uma equação de transporte de taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ε). A parametrização da turbulência vertical com base em modelos de transporte de propriedades turbulentas é um campo de investigação só por si. A opção estratégica adoptada para o sistema Mohid foi acoplar ao sistema Mohid um modelo especializado neste tipo de parametrizações GOTM (General Ocean Turbulence Model – Buchard et al., 1999). Este modelo reúne a grande maioria das parametrizações conhecidas na literatura e tem um

grupo de utilizadores espalhados por todo o mundo que, além de actualizarem a ferramenta regularmente, testam-na nos mais diversos ambientes (ex: lagos, estuários, oceano).

2.4.1.3 Transporte Euleriano

No caso do transporte euleriano a equação resolvida pelo modelo tem por base a equação que descreve na forma integral da evolução de uma variável genérica P no interior de um volume de controle:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V P dV = - \oint_A \vec{F} \cdot dA + Fontes - Poços \quad (4)$$

Em que A é a superfície que define a fronteira de V e o integral de superfície de \vec{F} o fluxo de P que através de A. Este fluxo é composto por uma parte não turbulenta (fluxo advectivo) e outra parte turbulenta (fluxo difusivo). Os termos de fonte e poço são todos os outros termos que fazem evoluir a propriedade P para além do transporte forçado pelo escoamento.

2.4.1.4 Transporte Lagrangeano

A simulação do transporte, recorrendo a um referencial lagrangeano, permite evitar o problema da difusão numérica associado ao termo advectivo. Em geral, a difusão é calculada adicionando uma componente aleatória à velocidade média calculada pelo modelo hidrodinâmico. Esta é uma metodologia que visa simular o efeito dos vórtices maiores que os traçadores. Os vórtices menores que os traçadores não influenciam a trajectória destes mas, forçam a mistura deste com o meio envolvente, aumentando o seu volume (ou zona de influência) e modificando a sua concentração.

Neste modelo, os traçadores têm seis características principais: coordenadas espaciais (x,y,z), velocidade aleatória horizontal/vertical, tempo durante o qual o traçador mantém a velocidade aleatória, velocidade de sedimentação, massa e volume. Para cada umas destas propriedades tem de ser resolvida uma equação de evolução. A massa pode ser um vector de propriedades (ex: nutrientes, fitoplâncton, matéria em suspensão, etc.). As propriedades associadas ao movimento aleatório e à sedimentação são opcionais. Se não forem consideradas só o movimento médio das partículas é estudado.

2.4.1.4.1 Movimento dos Traçadores

A principal variável que condiciona o movimento dos traçadores é, em geral, a velocidade média. As coordenadas espaciais da posição dos traçadores são calculadas a partir da definição de velocidade:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \vec{v}(\mathbf{r}, t) + \vec{v}'(\mathbf{r}, t) \quad (5)$$

$\vec{v}(\mathbf{r}, t)$ - Velocidade média do traçador

$\vec{v}'(\mathbf{r}, t)$ - Velocidade aleatória do traçador

2.4.1.4.2 Transporte Turbulento

O movimento aleatório dos traçadores é calculado recorrendo à metodologia apresentada por Allen (1982). A trajetória aleatória é calculada recorrendo ao comprimento de mistura e ao desvio padrão da velocidade turbulenta. Estas duas propriedades resultam do fecho turbulento admitido para o modelo hidrodinâmico. Os traçadores mantêm a velocidade aleatória calculada a partir do desvio padrão da velocidade turbulenta durante o tempo necessário para percorrer um movimento aleatório, que é função do comprimento de mistura da turbulência local.

O aumento de volume está associado à turbulência de pequena escala, por isso é razoável admitir que esta é isotrópica. Nestas condições, as partículas mantêm a sua forma inicial e o aumento de volume é admitido função dele próprio (Leitão, 1996):

$$\frac{DV}{Dt} = K_{vol} V \quad \wedge \quad K_{vol} = \frac{\ln 2}{T_{vol200}} \quad (6)$$

T_{vol200} - é uma constante e corresponde ao tempo que um traçador demora a duplicar de volume (parâmetro de calibração).

2.4.1.4.3 Evolução das propriedades

O transporte Lagrangeano resolve uma equação semelhante à do transporte euleriano (4):

$$\frac{D}{Dt} \int_V P dV = - \oint_A \vec{F} \cdot d\vec{A} + Fontes - Poços, \quad (7)$$

Neste caso a derivada temporal é total e não parcial uma vez que o referencial desloca-se com o volume de controle. O fluxo ao longo da fronteira do volume de controle é só difusivo e é forçado pelos vórtices mais pequenos que o traçador.

2.4.1.5 *Qualidade da Água*

Os processos de qualidade da água (ou pelágicos) são simulados recorrendo à formulação proposta pela EPA (1985). Esta formulação foi implementada no laboratório numérico aqui descrito por Miranda (1997), tendo por base a tese de mestrado de Rodrigues (1997) e de doutoramento de Portela (1996). Os processos de qualidade da água são contabilizados na forma de termos de fonte e poço associados ao ciclo de carbono, fósforo e azoto. As propriedades que são alteradas por estes processos são: o fitoplâncton, o zooplâncton, o CBO (carência bioquímica de oxigénio), o oxigénio, a amónia, o nitrato, o nitrito, o azoto orgânico particulado e azoto orgânico dissolvido refractário e não-refractário, o fósforo orgânico e inorgânico.

2.4.1.6 *Movimentos verticais*

Os movimentos verticais são movimentos que as propriedades particuladas da água sofrem. Estes movimentos sobrepõem-se ao movimento vertical da água. Os movimentos verticais podem ser divididos em dois grupos: passivos e activos. Associados ao primeiro grupo estão a velocidade de sedimentação, que em zonas estuarinas pode ser função do diâmetro das partículas (ou conjunto de partículas – flocos), a concentração do material particulado, a salinidade e a fracção da matéria orgânica. Para o caso em que a velocidade de sedimentação é função dum diâmetro característico, d , recorre-se à equação (8) que calcula a velocidade de queda, w_s , de partículas não-esféricas (Rijn, 1989). Neste caso admite-se que a concentração de material particulado é suficientemente baixa para não haver interacção entre as partículas e, estas sedimentam de forma independente.

$$w_s = \frac{(d_s - 1)gd^2}{18\nu} \quad 1 < d < 100 \text{ m m}$$

$$w_s = \frac{10u}{d} \left[\left(1 + \frac{0.01(d_s - 1)gd^3}{\nu^2} \right)^{0.5} - 1 \right] \quad 100 < d < 1000 \text{ m m} \quad (8)$$

$$w_s = 1.1[(d_s - 1)gd]^{0.5} \quad d > 1000 \text{ m m}$$

d - diâmetro característico; d_s - densidade dos sedimentos (=2.65);
v - viscosidade cinemática.

Quando as concentrações são superiores a 100/300 mg/l a probabilidade de colisão entre partículas aumenta tal como a formação de agregados, denominados flocos, como consequência das colisões entre partículas, tornando-se este processo o dominante no controle da velocidade de queda (Mehta, 1986). Estes agregados têm como principal efeito aumentar o diâmetro das partículas e, conseqüentemente, a sua velocidade de queda.

Neste caso a expressão geral para calcular a velocidade de sedimentação é :

$$W_s = k_1 C^m \quad (9)$$

Os movimentos verticais activos pretendem simular o deslocamento vertical do fitoplâncton e do zooplâncton que têm mecanismos que contrariam o movimento imposto pelo escoamento (ex: alterando a sua densidade). Estes movimentos estão associados à procura de alimento e/ou fuga dos predadores. Actualmente encontra-se em fase de testes uma formulação que visa simular o deslocamento vertical de larvas, tendo-se admitido que este é função da hora do dia (ou seja da radiação). Este trabalho está a ser realizado no âmbito de um projecto de investigação de nome SURVIVAL financiado pelo Fundação para a Ciência e Tecnologia.

2.4.2 Algoritmos

2.4.2.1 Hidrodinâmica – Propriedades não-turbulentas

Para calcular a evolução das propriedades hidrodinâmicas não turbulentas é utilizado um esquema semi-implícito, ADI (*Alternante Direction Implicit*) com dois passos temporais por iteração. Optou-se por um esquema semi-implícito, uma vez que este permite utilizar algoritmos de resolução de sistemas de equações lineares muito eficientes como é o caso do algoritmo de Thomas. Estão implementados dois esquemas numéricos: o de 4 equações conhecido por S21 (Abbott et al., 1973) e o esquema de 6 equações de Leendertse (Leendertse, 1967). No primeiro a superfície livre é calculada com um passo temporal de $\Delta t/2$ e as velocidades horizontais com um passo de Δt . No segundo método as velocidades são também calculadas com um passo de $\Delta t/2$.

O cálculo da evolução da superfície livre obtém-se por integração da equação da continuidade em toda a coluna de água. Os fluxos verticais são também calculados aplicando a equação da continuidade (aproximação hidrostática) mas a cada volume de controle.

2.4.2.2 Hidrodinâmica – Propriedades turbulentas

Como já foi dito anteriormente as propriedades turbulentas do escoamento podem ser calculadas recorrendo a equações algébricas ou, então, as equações de transporte da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta. Optou-se apenas por calcular o transporte destas propriedades na vertical, uma vez que é nesta direcção que os gradientes são mais acentuados. Estas equações de transporte são resolvidas recorrendo a um método implícito. Na horizontal todas as opções implementadas passam por equações algébricas.

2.4.2.3 Transporte Euleriano

A evolução das propriedades da água num referencial euleriano (fixo) é calculada resolvendo uma equação de transporte. Esta equação é o resultado da soma de uma série de processos, nomeadamente: transporte turbulento (difusão) e não-turbulento (advecção), por parte do campo hidrodinâmico, reacções químicas e processos biológicos (fontes e poços), trocas com o fundo e a atmosfera (condições de fronteira), movimento vertical (ex: sedimentação), descargas pontuais (ex: rios). Cada um destes processos é contabilizado numa classe à parte. Para quantificar a variação da propriedade optou-se por um algoritmo que contabiliza o efeito de cada processo individualmente por uma questão de simplicidade. Este tipo de metodologia é designado por factorização aproximada (*approximate factorization* – Fletcher, 1997a)

Relativamente às opções tomadas para cada processo, no que diz respeito à advecção/difusão, o transporte na vertical é implícito devido aos gradientes elevados e a passos espaciais pequenos, enquanto que o transporte advectivo é semi-implícito na horizontal; todos os outros termos são explícitos. Esta metodologia obriga a dividir cada iteração em duas etapas. Na primeira etapa é resolvido o efeito da variação de volume, da difusão e de advecção horizontal. Nesta primeira etapa recorre-se a um método ADI para resolver o transporte advectivo horizontal. A advecção e a difusão vertical são resolvidas numa segunda etapa e, por defeito, optou-se por um cálculo implícito. Uma opção mais tradicional seria utilizar um *Time-Splitting* semelhante ao ADI mas aplicado às 3 direcções (Fletcher, 1997b), ou seja, calcular implicitamente, de uma forma alternada cada uma das

direcções. A metodologia utilizada no sistema Mohid tem a vantagem de resolver o transporte na direcção vertical sempre com um cálculo implícito, à custa de ter de resolver duas vezes o algoritmo de Thomas por cada iteração.

O efeito de descargas de água pontuais adicionadas (ex: rios) são contabilizadas explicitamente, mas caso se retire pontualmente água ao sistema (ex: tomada de água ou descarregador de cheias) então o cálculo é implícito. Neste caso a propriedade associada ao caudal descarregado para fora do sistema é igual ao valor da propriedade na célula onde é feita a descarga. Em conclusão quando a descarga é positiva o valor da propriedade associada ao caudal é imposto pelo utilizador deixando de haver um problema de estabilidade. Quando a descarga de água é negativa o seu efeito é calculado de uma forma implícita (10).

$$P^{t+\Delta t} = \frac{P^t V^t}{V^{t+\Delta t} + Q_{\text{Im posto}}^{t+\Delta t} \Delta t} \quad (10)$$

Desta forma, o denominador nunca é inferior a zero e o método não é instável.

2.4.2.4 Transporte Lagrangeano

A equação (5) é resolvida aplicando um método explícito simples:

$$x_i^{t+\Delta t} = x_i^t + \Delta t \cdot u_i^{t+\Delta t} \quad (11)$$

Para calcular a velocidade em qualquer ponto do domínio, é utilizada uma simples interpolação linear (Figura 1).

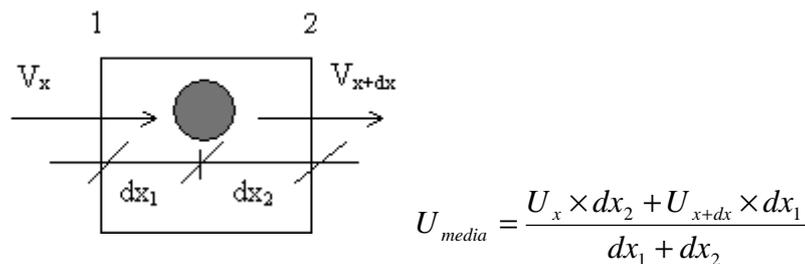


Figura 1 - Cálculo da velocidade média dos traçadores.

As velocidades U_x e U_{x+dx} , segundo x , nas faces 1 e 2 são calculadas por um modelo hidrodinâmico com um passo espacial dx . A estas velocidades pode ser somada uma velocidade de deriva devido ao vento e uma velocidade aleatória representativa do transporte

difusivo. A velocidade de deriva é, normalmente, definida como constante no tempo e no espaço. Todavia, o modelo permite subdividir o domínio em áreas com diferentes velocidades de deriva.

2.4.2.4.1 *Deslocamento aleatório*

O movimento aleatório é calculado recorrendo ao procedimento adoptado por Sullivan, 1971, e por Allen, 1982. O movimento aleatório é calculado utilizando o comprimento de mistura e o desvio padrão da velocidade turbulenta obtidos a partir do modelo de turbulência adoptado para o fecho do modelo hidrodinâmico. Os traçadores mantêm a velocidade aleatória ou turbulenta durante o tempo necessário para percorrer o comprimento de mistura (Figura 2).

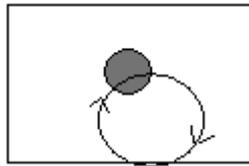


Figura 2- Movimento aleatório forçado por vórtices maiores que o traçador (círculo cinzento).

2.4.2.4.2 *Aumento do volume*

O aumento de volume dos traçadores está associado à turbulência de pequena escala (Figura 3), sendo razoável admitir que esta é isotrópica. Nestas condições, os traçadores mantêm a sua forma inicial e o aumento de volume é função da dimensão do traçador.

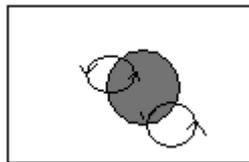


Figura 3- Aumento do volume por vórtices mais pequenos que o traçador (círculo cinzento).

A equação (6) é resolvida recorrendo a uma discretização explícita, a qual é mais estável que a implícita pois K_{vol} é sempre positivo.

$$\frac{V(t + \Delta t) - V(t)}{\Delta t} = K_{vol} V(t) \Leftrightarrow V(t + \Delta t) = V(t)(\Delta t \times K_{vol} + 1) \quad (12)$$

2.4.2.5 *Qualidade da Água ou Processos Pelágicos*

Uma vez que os processos de qualidade da água (ou pelágicos) são geridos por uma classe independente esta é facilmente acoplada tanto a métodos eulerianos como lagrangeanos de transporte. Devido à interdependência entre as diferentes propriedades um sistema de equações lineares é resolvido para cada volume de controle. Este sistema de equações pode ser resolvido de uma forma totalmente explícita ou implícita. Teoricamente o método seria mais estável se todas as fontes fossem calculadas explicitamente e todos os poços fossem calculados implicitamente. No entanto, este método não seria conservativo porque o poço de uma propriedade corresponde, normalmente, a uma fonte noutra. Como exemplo considere-se o termo que contabiliza o efeito do consumo de amónia por parte do fitoplâncton. Se o efeito deste termo na evolução de fitoplâncton (fonte) for contabilizado com um método explícito, tem-se obrigatoriamente de utilizar um método explícito para contabilizar o efeito deste mesmo termo (poço) na evolução de amónia.

2.4.2.6 *Movimentos verticais*

Como foi dito anteriormente num referencial euleriano os movimentos verticais são calculados implicitamente de modo a evitar problemas de estabilidade. Estes problemas surgem quando as velocidades são elevadas e/ou o passo espacial é muito pequeno. No referencial lagrangeano os movimentos são calculados explicitamente, uma vez que neste método não existem problemas de estabilidade, sendo o único problema a precisão que é apenas função dos passos temporal e espacial e da velocidade vertical do traçador.

2.5 Mohid - O Ponto de Vista do Programador

Um modelo é mais que um programa que resolve um conjunto de equações com base numa série de algoritmos. Um conjunto de equações e algoritmos, que simulam com rigor os processos que se pretendem simular, é condição necessária mas não suficiente para se obter um bom modelo. Existem outros parâmetros que devem ser utilizados para avaliar um modelo: a robustez e o esforço de manutenção. A programação orientada por objectos permite garantir de uma forma eficiente a elevada qualidade destes parâmetros. Os conceitos de programação orientada por objectos podem ser implementados utilizando qualquer linguagem de programação. Existem, no entanto, linguagens denominadas linguagens orientadas por objectos como o C++ e o Java que tornam esta tarefa muito facilitada comparativamente a linguagens como o C e o Fortran 77. O Fortran 95 apresenta-se como

uma linguagem que permite migrar, de uma forma gradual, programas desenvolvidos em Fortran 77 em programação sequencial para programação orientada por objectos (Decyk et al., 1997). A nova actualização do Fortran prevista para 2004 será totalmente orientada por objectos e compatível com o Fortran 95 (<http://www.j3-fortran.org/>). A vantagem de se utilizar as novas actualizações do Fortran para a programação por objectos é a de que o utilizador não necessita aprender uma nova linguagem apenas tem que aprender novos conceitos de teoria de programação. Outra grande vantagem é que o Fortran é uma linguagem desenvolvida especificamente para cálculo numérico e todas as suas actualizações futuras terão este aspecto sempre em conta.

Com o objectivo de aumentar os parâmetros de robustez e diminuir o esforço de manutenção do sistema Mohid, esta nova versão foi programada em Fortran 95 utilizando os conceitos da programação orientada por objectos. No passado, todas as ferramentas numéricas tinham sido desenvolvidas em Fortran 77 e, pode dizer-se que todo o conhecimento estava nesse formato. A utilização do Fortran 95 facilitou a transferência desse conhecimento. Todo o desenvolvimento teve em mente que o sistema poderá ser corrido em paralelo (utilizando por exemplo “*cluster*” de computadores).

Como este sistema é multidisciplinar tem necessariamente um elevado número de utilizadores e de pessoas a desenvolver novos algoritmos. Para além da programação orientada por objectos, que permite uma grande reutilização do código são necessárias ferramentas que permitam a gestão de versões. Este tipo de programas possibilitam a criação de um universo de utilizadores e guardam numa base de dados as versões antigas. Estes programas têm a capacidade de guardar as quatro perguntas fundamentais associadas a alterações do código: “Quem?”, “O quê?”, “Quando?” e “Porquê?”. Outro auxiliar precioso no desenvolvimento de sistemas como o Mohid são os manuais que descrevem de uma forma detalhada as opções de programação tomadas, estes têm que ser de fácil acesso, de preferência devem estar publicados na internet e têm que estar actualizados.

2.5.1 Programação Orientada por objectos

A programação orientada por objectos (POO) tem provado ser uma metodologia muito útil no desenvolvimento de programas complexos, em especial para aqueles que têm por objectivo simular problemas “do mundo real” (Decyk et al., 1997). A modelação de processos marinhos é um exemplo de um problema “do mundo real”. É possível dizer que uma das razões para o sucesso da POO neste tipo de problemas tem uma raiz intuitiva. No

desenvolvimento de POO o centro gravitacional de cada objecto é a informação. Um dos primeiros passos neste tipo de programação é dividir a informação em unidades elementares da forma mais intuitiva possível. Um objecto tem em primeiro lugar que ser visto como uma parcela de memória reservada na memória do computador. Um objecto é responsável por esta memória e só ele a pode modificar ou disponibilizar a outros objectos, ou seja, esta informação tem que estar encapsulada. Se outro objecto quiser aceder a esta informação tem que a pedir ao objecto responsável criando uma relação Cliente/Servidor (Duffy, 1995). Um objecto é, ao mesmo tempo, a informação pela qual é responsável e os métodos que permitem alterar ou aceder a esta. Os métodos públicos são a face visível de um objecto, isto é, são o tipo de métodos que os objectos (clientes) utilizam para comunicar com o objecto que tem informação do seu interesse (servidor).

Como foi anteriormente referido a primazia dada à informação neste tipo de abordagem de programação permite uma subdivisão intuitiva dos programas e esta, será tanto mais fácil quanto mais intuitivos forem os problemas a resolver, como é o caso da simulação de processos marinhos. Em casos deste tipo o programador não tem que esforçar-se muito a subdividir a informação porque esta tem sido feita ao longo do tempo pela ciência. Interessa agora aprofundar um pouco alguns conceitos básicos relacionados com a POO de modo a que o leitor menos familiarizado com teoria da programação possa avaliar as vantagens deste tipo de programação no desenvolvimento de modelos.

2.5.1.1 Diferenças entre Classe e Objecto

Antes de avançar é importante esclarecer o leitor sobre as diferenças entre classe e objecto. A classe não é mais que uma abstracção e corresponde às linhas de código que definem as características de um objecto. Uma classe pode ser vista como o código genético de um objecto. Um objecto é a materialização de uma classe que, ao contrário desta, tem memória. Uma mesma aplicação pode ter diferentes objectos, todos construídos a partir da mesma classe. O programador é quem constrói classes e o utilizador os objectos. Na literatura, por vezes, é também utilizado o termo instância para designar um objecto.

2.5.1.2 Estados de um objecto

Um objecto possui fronteiras bem definidas (métodos públicos) que delimitam a informação pela qual é responsável e possui também um estado. O sucesso da comunicação entre objectos depende do seu estado, isto é, se por exemplo num determinado instante um objecto cliente faz um pedido de um tipo de informação a outro objecto que ainda nem

sequer foi construído (ou inicializado), neste caso pode dizer-se que o estado do objecto é desligado e por esse motivo não pode fornecer qualquer tipo de informação sem antes ser construído.

2.5.1.3 Definição de Tipos Derivados

A definição de tipos derivados é apenas uma forma do programador aumentar o grau de abstracção das suas variáveis. As linguagens de programação disponibilizam, normalmente, apenas tipos elementares familiares à matemática como: inteiros, reais, lógicos, vectores, caracteres, etc. Estes apenas permitem um grau de abstracção elementar. Por exemplo, imaginemos que um programador está a desenvolver um modelo para ser aplicado à sociologia em que a “unidade fundamental” é o homem. Intuitivamente o programador é levado a criar a variável elementar homem, nas ciências exactas haveria a tentação de considerar o homem uma variável do tipo inteiro, mas nas ciências sociais é uma variável com diferentes propriedades (sexo, idade, classe social). Se não se recorrer a tipos derivados, a única solução é espalhar o conceito de homem por uma série de variáveis elementares, caso contrário é possível criar uma variável homem constituída por uma série de campos (sexo: lógico; idade : inteiro; classe social : caracter). Pode-se dizer que os tipos derivados são o centro da POO pois cada objecto é construído à volta de um tipo derivado específico. Por exemplo o objecto ANTÓNIO tem acesso a um conjunto de métodos definidos na classe HOMEM que podem alterar as suas propriedades do tipo HOMEM. Estes métodos podem ser: ENVELHECIMENTO, ESTUDAR, PROGRESSÃO NA CARREIRA, EXCLUSÃO SOCIAL. As propriedades podem ser: NOME, CURRICULO, ORDENADO.

2.5.1.4 Encapsulamento

O encapsulamento é uma das propriedades fundamentais para a manutenção de grandes projectos de software. Esta propriedade obriga a que o código que modifica uma determinada estrutura de dados esteja confinado a uma única zona do programa e não espalhado por todo este. Na prática, este conceito é implementado construindo blocos de código onde existe uma ligação directa entre um tipo X e os métodos que permitem alterar e aceder a variáveis do tipo X. Outro dos requisitos da propriedade encapsulamento é tornar acessível apenas a informação estritamente necessária. O encapsulamento obriga a que o acesso às variáveis do tipo X seja regulamentado por um conjunto de métodos públicos que executam uma série de operações cujos pormenores não estão disponíveis. Esta metodologia obriga o programador a definir à partida os métodos que podem ter efeito sobre uma determinada variável de um determinado tipo. Esta é, possivelmente, a propriedade mais

importante dos objectos, na medida em que obriga a uma disciplina de concepção e execução muito grande evitando à nascença um código desorganizado e mal estruturado.

Para uma compreensão mais intuitiva do problema descreve-se um cenário, certamente familiar aos leitores que programam, que ilustra bem as vantagens do encapsulamento. O colaborador X implementa uma nova formulação para calcular a assimilação de nutrientes, por parte do fitoplâncton, que é função da velocidade média do escoamento. O novo algoritmo é implementado na classe *WaterQuality* o colaborador X corre o modelo e dá um *Overflow*, porque para velocidades inferiores a 10^4 ocorre uma divisão por zero. Imediatamente é feita uma pequena alteração de modo a que todas as velocidades inferiores a 10^4 fiquem iguais a este valor. Esta alteração, aparentemente inocente, pode ter duas consequências, se o modelo não recorrer a técnicas de encapsulamento, esta pequena alteração pode introduzir erros graves na conservação da massa, uma vez que nos processos biológicos o colaborador X tem acesso directo às propriedades hidrodinâmicas. Se o modelo for programado utilizando o encapsulamento, a alteração é feita mas, imediatamente ao compilar surge um erro a indicar que o objecto biologia não pode alterar a memória gerida pelo objecto hidrodinâmica. Desta forma, uma alteração pequena numa parte do programa não põe em risco a qualidade de todo o programa.

2.5.1.5 Polimorfismo e Hereditariade

Rumbaugh et al. (1991) define hereditariade como “partilha de estrutura e comportamento entre classes numa relação hierárquica”. Este mesmo autor apresenta também uma definição de polimorfismo como sendo a “diferenciação de comportamento da mesma operação em diferentes classes.” É importante distinguir polimorfismo estático (ou ad hoc) de polimorfismo universal (ou *run-time*). No primeiro são definidas interfaces que têm comportamentos diferentes em função dos argumentos. Uma soma em programação é o caso de polimorfismo estático, neste caso associado ao sinal + estão associados comportamentos que são função do tipo das variáveis que se querem somar. No polimorfismo estático existem duas variantes, uma denominada *function overloading* que consiste em associar ao mesmo procedimento (ou subrotina) diferentes comportamentos que são função da lista de argumentos. Outra variante é o *operator overloading* que não é mais do que acrescentar a operadores intrínsecos funcionalidades ou criar novos operadores. Este tipo de polimorfismo é muito útil porque permitir fazer operações entre tipos derivados de uma forma elegante. No polimorfismo estático para cada operação todos os tipos estão explicitamente definidos. No caso do polimorfismo universal é possível desenvolver

procedimentos genéricos que funcionam para várias classes interligadas por uma relação hierárquica. Em muitas linguagens orientadas por objectos (LOO) a hereditariedade e o polimorfismo em *run-time* são conceitos indissociáveis. Este tipo de polimorfismo é extremamente útil porque, quando existem classes muito similares, mas não idênticas, permite calcular processos comuns às classes com o mesmo procedimento. Um exemplo comum deste tipo de situação são os procedimentos associados a bases de dados, onde existem muitos registos semelhantes, nomeadamente alunos e professores. Esta propriedade permite programar procedimentos comuns aos dois tipos de registo e, simultaneamente tratá-los de uma forma independente. Procedimentos específicos de cada registo poderiam ser, por exemplo, para os alunos: AVALIAÇÃO e para os professores: ORDENADO. Um procedimento comum, por outro lado, poderia ser HORÁRIO.

2.5.2 Linguagem versus Programação

Por uma questão de clareza interessa distinguir entre linguagem orientada por objectos (LOO) e programação orientada por objectos (POO). A POO baseia-se nos conceitos anteriormente descritos que são universais e que podem ser postos em prática utilizando qualquer tipo de linguagem, no entanto, existem linguagens que foram desenhadas de modo a tornar a aplicação destes conceitos extremamente eficientes (LOO). Os casos mais famosos de LOO é o C++ e mais recentemente o Java que acumula a vantagem de ser independente da plataforma. Cardelli (2001) considera que as LOO apesar de serem o caminho a seguir ainda não incorporaram totalmente conceitos testados com muito sucesso na programação sequencial. Por exemplo, as LOO enfatizam a reutilização de código mas à custa da modularidade. Apesar do desenvolvimento que se tem observado nos anos 80 e 90 na teoria da programação a comunidade científica tem sido um pouco relutante em aplicar estes conceitos no seu trabalho e, em especial, aqueles que trabalham em áreas que foram pioneiras em utilizar a capacidade de cálculo dos computadores, como é o caso da mecânica de fluidos. Existem uma série de razões que explicam esta resistência. Uma destas razões é que a maior parte dos programas foram feitos à imagem e semelhança de um investigador que acumula as funções de único programador e utilizador e, por isso, não sente necessidade para mudar o modelo (que tão bem conhece) de programação sequencial para POO. Existem, no entanto, códigos muito complexos desenvolvidos em especial por grandes laboratórios ou grandes empresas, que investiram muito dinheiro no seu desenvolvimento e têm alguma relutância em abandonar uma metodologia que lhes é familiar para outra que os obrigaria, não só a aprender uma nova forma de programar, mas também uma nova linguagem. A maior parte destes programas foram desenvolvidos em Fortran 77 ou C, linguagens que estão talhadas

para programação sequencial. O C++ é a LOO dominante na comunidade científica, o que torna o diálogo sobre vantagens de POO por vezes um pouco viciado, porque os investigadores menos familiarizados com a teoria de programação confundem POO com LOO.

2.5.3 Actualização do código

As actualizações são um problema que se levanta a todos os programas de software. Todos os programas têm actualizações de forma a serem corrigidos erros e adicionadas novas potencialidades. Quando a vida útil destes programas é da ordem das dezenas de anos levanta-se um problema de actualização da linguagem e da teoria de programação com que originalmente foi desenvolvido.

Os laboratórios numéricos desenvolvidos para simular sistemas aquáticos também enfrentam o problema das actualizações. Estas são necessárias para acompanhar o estado da arte científico e tecnológico. Grandes sistemas de modelação como o CE-QualW2 e o Mike têm optado, ao longo dos anos 90, por construir ferramentas de pré/pós processamento recorrendo a LOO, de modo a tirar partido das muitas bibliotecas gráficas a que estas têm acesso, enquanto o modelo em si continua a ser programado de uma forma sequencial em Fortran 77 ou C. Esta metodologia tem a desvantagem de obrigar à manutenção de dois sistemas independentes. Muitos grupos de investigação não têm a possibilidade de desenvolver este tipo de ferramentas de pré/pós processamento e são obrigados a encomendar a empresas especialistas em software gráfico. Neste caso, o esforço de manutenção é ainda maior, porque deste modo torna-se quase impossível manter as duas ferramentas em sintonia, sendo apenas possível à custa de um esforço financeiro muitas vezes incomportável para os pequenos grupos de investigação.

2.5.3.1 Algumas vantagens do fortran

Na década de 90 o Fortran sofreu duas actualizações: uma em 1990 e outra em 1995. Esta última consistiu em pequenas alterações relativamente à primeira. Estas actualizações tiveram a virtude de introduzir no mundo dos programadores de Fortran uma série de novos conceitos fundamentais para a POO (ex: módulos, apontadores). A maior parte dos programadores da comunidade científica que utilizam o Fortran 90 apenas estão sensibilizados para uma face das novas potencialidades (ex: sintaxe de vectores). Estas novas ideias permitem construir programas melhores e mais seguros. Além disso, estas permitem ao programador escrever um código que possa ser ligado de uma forma mais intuitiva a

conceitos científicos. Estas novas capacidades do Fortran90 (ou 95) tornam os programas científicos mais fáceis de compreender, modificar, partilhar, explicar e aumentar. Para facilitar ainda mais a tarefa dos programadores alguns compiladores de Fortran90 (ou 95) permitem o acesso a bibliotecas gráficas do Windows, bem como a bibliotecas gráficas standard como o OpenGL. Estas novas potencialidades permitem desenvolver ferramentas de pré/pós processamento que cresçam juntamente com o modelo. Uma vez que os testes de consistência à entrada de dados, efectuadas pelo modelo, podem ser partilhados pela interface gráfica. A utilização do Fortran90 (ou 95) juntamente com um compilador, que permite invocar, de dentro de código escrito em Fortran, rotinas gráficas standard pode ser uma solução de compromisso tendo em conta os problemas associados à actualização do código enumerados anteriormente.

Apesar da hereditariedade e do polimorfismo em *run-time* serem conceitos extremamente úteis em termos de redução de número de linhas de código, não são conceitos impeditivos de uma boa POO. Existem algumas publicações que mostram que estes conceitos podem ser emulados em Fortran 95 mas à custa de muito mais linhas de código do que seria necessário em LOO, como é o caso do C++ (Decyk et al., 1997). Todavia, uma nova actualização do Fortran (Fortran200X) que tem por objectivo tornar esta linguagem numa LOO, está neste momento, a ser desenvolvida. Nesta nova versão os conceitos referidos anteriormente serão intrínsecos não sendo necessário emulá-los.

2.5.4 Mohid – Um laboratório Numérico Orientado por Objectos

Nos últimos 15 anos o sistema Mohid tem evoluído no sentido de ser cada vez mais uma ferramenta numérica integradora de processos relacionados com o ambiente marinho. Esta evolução foi motivada pelo carácter interdisciplinar das ciências marinhas. Uma das consequências de tal evolução foi a congregação em volta da ferramenta de um crescente número de utilizadores e de programadores. Esta evolução pôs a nu a debilidade das metodologias de programação das versões anteriores. Tornou-se necessário implementar metodologias/regras de programação que permitissem uma maior reutilização de código, de modo a não haver duplicação de trabalho e uma maior robustez a erros de programação. Estas duas características têm como consequência uma redução no esforço de manutenção do código e, conseqüentemente, um aumento de produtividade. Para atingir este objectivo decidiu-se reprogramar toda a tecnologia desenvolvida desde 1985, utilizando a POO. Esta decisão mostrou-se acertada porque, ao fim de 3 anos, os parâmetros anteriormente enumerados cresceram de uma forma superior às estimativas mais optimistas. Um exemplo

de como a robustez aumentou foi a completa abolição de erros com origem em sobreposição de memória, tão comuns em programas centrados nos métodos e não na informação. Um exemplo de reutilização de código é a classe “TimeSerie” que é utilizada para ler e escrever séries temporais de vento, de caudais, de propriedades da água, de fluxos de calor, etc.

2.5.4.1 *Divisão por classes*

Como já foi mencionado em capítulos anteriores, ao optar-se por POO no desenvolvimento do Mohid a tarefa de subdividir o programa de uma forma intuitiva ficou facilitada. Esta subdivisão já tinha sido ensaiada em versões anteriores mas, utilizando a programação sequencial e evitando regras rígidas de programação, como a declaração de variáveis, o que levou sempre a fracas performances em termos de robustez e reutilização de código. As classes principais do Mohid tiveram na sua génese uma sub-divisão por conjuntos de parâmetros, que esta ferramenta se propõe simular. Cada um destes conjuntos tem uma estreita ligação com conceitos básicos de mecânica de fluidos. De forma genérica pode afirmar-se que o objectivo deste laboratório é prever a evolução de propriedades da água e do escoamento. Nas primeiras o efeito da advecção/difusão é geralmente importante, sendo dado especial relevo ao referencial com que se resolve este processo. Uma vez que a informação é organizada de uma forma totalmente diferente, quer se calcule com um referencial euleriano ou com um referencial lagrangeano. Por esta razão foram criadas duas classes de propriedades da água cujas diferenças entre ambas são a forma de sistematizar a informação e o método de calcular a advecção/difusão. No caso das propriedades do escoamento optou-se apenas por calcular a sua evolução num referencial Euleriano. No entanto, neste caso este conceito genérico deu origem a duas classes uma vez que as propriedades do escoamento são normalmente divididas em não-turbulentas e turbulentas. Estas quatro classes podem ser consideradas as classes centrais de todo o sistema e em conjunto constituem a classe *Model* (Modelo). Esta classe reúne toda a informação e métodos disponíveis para o utilizador simular, ao longo de um determinado período, a evolução das propriedades da água e do escoamento presente numa determinada área geográfica. Com o objectivo de dar uma maior versatilidade ao sistema Mohid a classe *Model* foi desenvolvida de forma a permitir a troca de informação entre vários objectos desta classe. Esta característica permite correr uma árvore de modelos encaixados oferecendo ao sistema uma capacidade de refinar a solução em zonas específicas do domínio do estudo e, ao mesmo tempo, otimiza soluções de cálculo em paralelo.

2.5.4.2 *Características das Classes*

As mais de 40 classes que constituem o Mohid foram desenvolvidas com base em regras e conceitos comuns. Estes reflectem-se na forma de organizar a memória, a sistematização dos métodos públicos, os estados possíveis dos objecto, na relação cliente/servidor e na gestão dos erros.

2.5.4.2.1 *Memória*

Uma das “vantagens” muitas vezes invocadas em favor do Fortran era que este não exigia que as variáveis fossem declaradas. Esta é uma característica útil para pequenos programas (menos de 100 linhas) mas não para programas de grande dimensão. A declaração de variáveis aumenta a robustez do programa porque torna este mais sensível a gralhas de programação e evita erros em que, o mais comum é guardar informação do tipo real numa variável inteira, perdendo assim toda a informação decimal. Um erro também comum é a utilização de uma variável, por exemplo “Areas”, que a meio do código por distração é escrita de uma forma ligeiramente diferente, por exemplo “Area”. Caso não exista uma obrigatoriedade das variáveis serem declaradas, o programa considera as variáveis “Areas” e “Area” como duas variáveis diferentes, quando a intenção do programador era que houvesse apenas a variável “Areas”.

Outra opção em termos de memória é que nenhuma classe tem variáveis globais, ou seja, só são definidas variáveis locais em cada método. Esta foi a metodologia encontrada para permitir criar uma rede de objectos infinitos a partir da mesma classe. Esta metodologia tem como consequência que toda a informação está centralizada numa única lista de objectos criados a partir da classe *Model*. Os elementos desta lista serão tantos quantos os modelos que o utilizador pretender correr em paralelo.

2.5.4.2.2 *Estados*

Pode afirmar-se que cada objecto do Mohid tem dois estados primários: ON (ligado) ou OFF (desligado). O primeiro significa que o objecto já foi construído ou que ainda não foi destruído, caso contrário o estado do objecto é OFF. Quando um objecto acede a outro que esteja em estado OFF imediatamente é devolvido um erro, que leva o objecto cliente, por norma, a parar o programa. Quando o estado do objecto é ON este pode ter mais 3 estados secundários:

- **Write_Lock** (modo de escrita): foram invocados métodos que levam o objecto servidor a alterar a sua informação. Ninguém pode aceder à informação de um objecto que está

neste estado, uma vez que está em fase de transição. As propriedades da água, por exemplo, não podem calcular o seu transporte quando as propriedades do escoamento estão a ser alteradas.

- **Read_Lock** (modo de leitura): existem um ou mais objectos clientes que estão a aceder à informação pela qual este objecto é responsável. Neste caso não pode ser invocado nenhum método que tenha como finalidade alterar a informação do objecto. Mais objectos podem aceder à informação deste.
- **IDLE** (inactivo): nenhum objecto está a aceder à informação do objecto nem este está a alterar a sua informação. Neste caso podem ser invocados métodos públicos que levem o objecto a alterar a sua informação. Este estado permite também que outros objectos possam aceder à informação do objecto tal como acontecia no estado **Read_Lock**

2.5.4.2.3 Métodos

Os métodos através dos quais é possível comunicar com um objecto do Mohid podem ser subdivididos em 4 grandes grupos:

1. **Constructors** (construtores) estes métodos têm por objectivo materializar uma classe num objecto. Basicamente passam um objecto do estado OFF para o estado ON. Um construtor corresponde na programação sequencial à inicialização.
 2. **Modifier** (modificadores), estes métodos têm como intuito alterar a informação de um objecto, só podendo ser invocados quando o objecto está em estado IDLE. Quando estes métodos são invocados o estado do objecto passa a ser **Write_Lock**.
 3. **Selector** (selectores), estes métodos permitem o acesso de objectos clientes à informação do objecto em causa. Só podem ser invocados se o estado do objecto for **Read_Lock** ou IDLE. Caso o estado seja IDLE estes métodos alteram o estado do objecto para **Read_Lock**.
 4. **Destructors** (destrutores) visam eliminar o objecto, libertando a memória que ocupava no computador. Estes métodos só podem ser invocados se o estado do objecto for IDLE.
- Estes métodos controlam o ciclo de vida de um objecto: criação (Constructor), diálogo com outros objectos que o faz evoluir (Modifier), e que faz outros evoluir (Selector) e destruição (Destructor).

2.5.4.2.4 Gestão de erros

Como se disse anteriormente os objectos têm vários estados possíveis e estes condicionam a relação cliente/servidor. Caso exista uma inconsistência entre o estado do objecto servidor e a invocação de um determinado método público deste objecto, por parte de um objecto cliente, então é enviada uma mensagem de erro indicando o tipo de erro para o módulo cliente. Este, por sua vez, toma uma determinada acção função do tipo de erro. As acções podem ir desde: recorrer a outra metodologia sem informar o utilizador ou comunicar ao utilizador o tipo de erro que ocorreu. Caso uma das acções inclua interromper o programa a

mensagem enviada para o utilizador é do tipo FATAL caso, contrário é do tipo WARNING, isto é, ficando ao critério do utilizador avaliar se o erro é ou não importante.

O envio de mensagens de erros para o utilizador feito pelos objectos clientes é controlado por uma única rotina. Neste momento estas mensagens são escritas directamente no ecrã, no futuro esta rotina servirá para invocar de dentro da interface gráfica de pré/pós processamento uma base de dados que explica minuciosamente ao utilizador os erros que ocorrem.

2.5.5 Gestão de Versões

Muitas vezes os modelos são vítimas do seu sucesso. Modelos com um bom desempenho à nascença podem perder qualidade com o tempo, devido ao entusiasmo que geram à sua volta. Este entusiasmo automaticamente dá origem a pequenas alterações para tornar ainda melhor o modelo. Ao longo da vida útil de um programa, numa primeira fase, os erros têm tendência a diminuir até atingir um mínimo a partir do qual os erros tendem a aumentar (Figura 4). Este aumento pode ter diversas causas, sendo a mais comum a alteração das especificações por parte do cliente que, no meio universitário corresponde a introdução de mais um processo ou de um novo algoritmo.

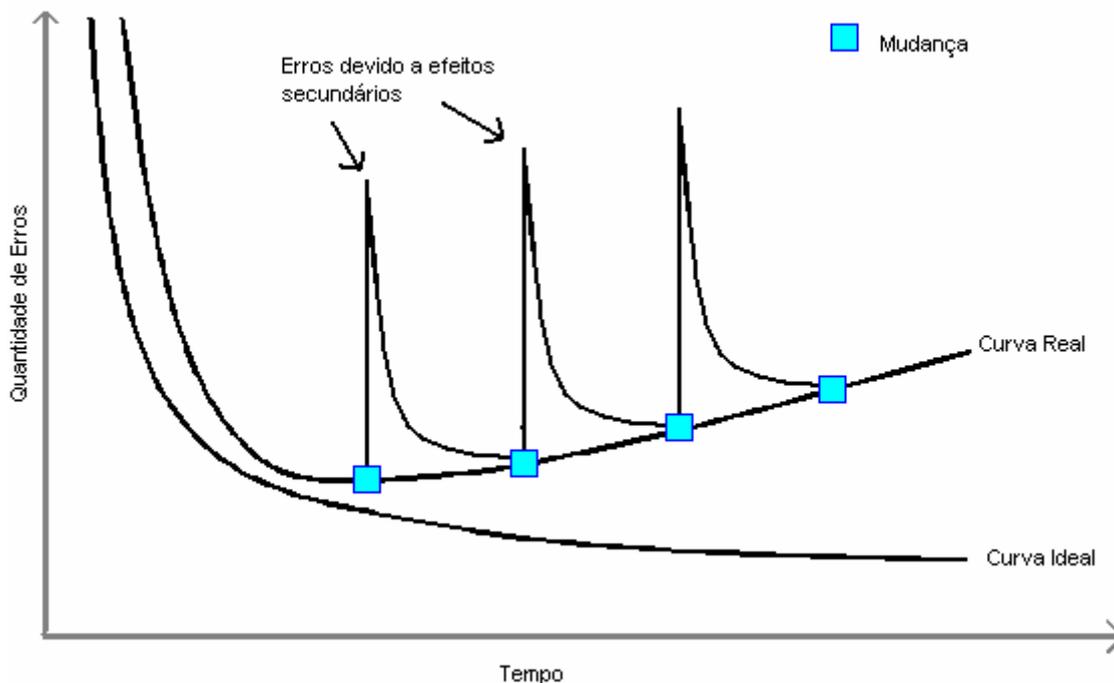


Figura 4 – Evolução dos erros dum programa informático (adaptado de Pressman, 1997)

Uma forma de minimizar esta tendência para o aumento dos erros é recorrendo a um planeamento visionário de modo a evitar alterações de estratégia profunda que são sempre as grandes impulsionadoras de erros. Outra forma é uma gestão rigorosa na introdução de alterações, que pode ser conseguida de uma forma geral com o recurso a programas de gestão de versões e criando o conceito dos gestores de classes. Este tipo de gestores são fundamentais em especial nas classes mais voláteis, isto é, naquelas em que existe uma maior pressão para implementar novos processos e algoritmos. Os requisitos para desempenhar a tarefa devem ser: interesse científico pelos processos de que a classe é responsável; conhecimentos profundos de programação e da filosofia de programação adoptada. O interesse científico é fundamental de modo a gerar à volta da classe um debate que permita a esta evoluir no tempo, os conhecimentos de programação também são fundamentais para que este crescimento seja ordenado.

2.5.6 Manuais

Um problema com que todos os programadores se debatem é a redacção de manuais orientados para outros programadores. A vantagem destes é facilitar a outros programadores e muitas vezes ao próprio, a compreensão do código. Inúmeras vezes estes não são elaborados porque exigem tempo e reflexão, necessitando de uma constante actualização. Os comentários são uma forma que os programadores têm de deixar junto às linhas de código desenvolvidas uma descrição por escrito do que pretendiam. Uma forma de minimizar o tempo perdido na redacção de manuais e, ao mesmo tempo manter este actualizado é definindo uma sintaxe para os comentários e construir um programa que converta os comentários num texto formatado. Para quase todas as linguagens existem ferramentas que permitem construir manuais desta forma. No caso do Mohid foi implementada uma ferramenta que converte os comentários num texto em formato Latex. O programa que faz esta conversão foi programado em PERL e desenvolvido pela NASA, tendo recebido a designação de Protex. A vantagem de o formato ser Latex é a de permitir escrever directamente fórmulas nos comentários, enriquecendo de forma significativa o conteúdo do manual. Por sua vez, existem conversores disponíveis que convertem Latex em HTML. Utilizando estas ferramentas é possível manter um manual com grande qualidade gráfica, sempre actualizado e acessível via internet.

2.6 Mohid – O Ponto de Vista do Utilizador

Os utilizadores do sistema Mohid podem ser divididos em: utilizadores familiarizados com o código e que muitas das vezes participaram no seu desenvolvimento, e utilizadores que

pretendem utilizar esporadicamente o sistema Mohid como uma ferramenta auxiliar e não podem investir meses do seu trabalho a perceber todas as nuances do sistema. O universo dos primeiros é muito inferior ao dos segundos. Torna-se pois necessário desenvolver uma ferramenta auxiliar que conduza os utilizadores de uma forma intuitiva ao longo do processo de aplicação de um modelo. Em paralelo com a nova versão do sistema Mohid foi desenvolvida uma interface gráfica em ambiente Windows que permite ao utilizador gerir os dados de entrada do modelo, executar o programa e analisar os resultados produzidos (Braunschweig, 2002).

2.6.1 Interface gráfica – Pré/Pós-Processamento

A interface gráfica pode ser dividida em duas partes: o pré- processamento dos dados de entrada do modelo e o pós- processamento dos resultados por ele produzidos. O modelo Mohid precisa de vários ficheiros de dados de entrada para executar uma simulação. Cada ficheiro contém as opções de cálculo para um dado módulo do programa. Cada simulação que o utilizador pretende executar pode ser constituída por uma ou várias simulações, torna-se, então, necessário organizar os dados de entrada do modelo de uma maneira simples, que permita ao utilizador gerir com facilidade a informação de todos os dados de entrada. A interface gráfica do modelo Mohid possibilita organizar toda a informação de forma hierárquica. A Figura 5 mostra um exemplo do modo de pré-processamento da interface do Mohid. Do lado esquerdo da figura pode observar-se uma árvore onde o utilizador organiza para cada aplicação as simulações que pretende fazer. A uma aplicação está associada uma batimetria. Do lado direito é visível a entrada de dados associada à simulação seleccionada, neste caso denominada “MareImposta”. Cada um dos ícones visíveis do lado direito corresponde a um ficheiro de dados que, por sua vez, está associado a uma classe. Por exemplo se o utilizador accionar o ícone “Hydrodynamic” surge uma janela onde este pode definir os dados de entrada da classe *Hydrodynamic*

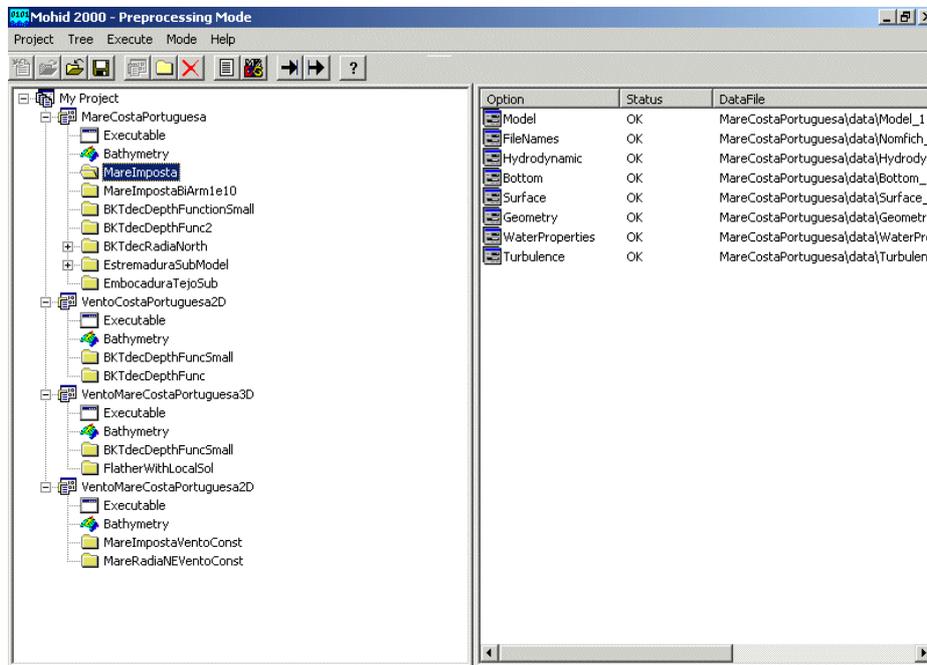


Figura 5 – Modo de pré-processamento da interface gráfica.

Depois de uma simulação estar completa o utilizador pode passar para o modo de pós-processamento para analisar os resultados produzidos pelo modelo. Agora do lado direito da interface gráfica surgem ícones que correspondem aos ficheiros de resultados escritos pelo modelo (Figura 6). O utilizador para fazer um gráfico de setas que representa a velocidade do escoamento basta accionar o ícone “Hydrodynamic” e seleccionar dentro do ficheiro de resultados a componente X, Y da velocidade para a componente X e Y dos vectores que se pretende representar.

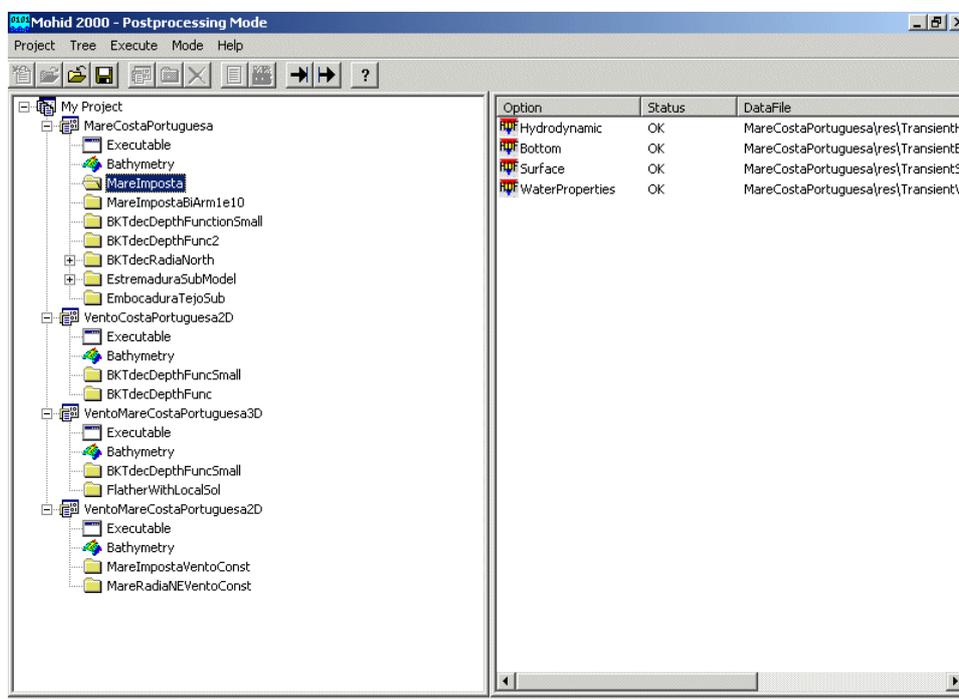


Figura 6 – Modo de pós-processamento da interface gráfica.

2.6.2 Formato dos ficheiros de dados e resultados

A entrada de dados é baseada em ficheiros ASCII onde é associado a cada dado uma palavra chave (*tags*) à semelhança do que acontece no XML (EXtensible Markup Language - Bray, *et al.*, 2000). Estes ficheiros podem ser construídos com base na interface gráfica do sistema Mohid. Esta interface serve também para a exploração dos resultados que são escritos no formato *Hierarchical Data Format* (HDF), desenvolvidos pelo *National Center for Supercomputing Applications* (Folk, 1998). Este formato tem como principal vantagem ser independente do sistema operativo e do tipo de computador. Os gráficos são produzidos recorrendo às bibliotecas gráficas do OpenGL disponíveis para Windows.

2.6.3 Erros na entrada de dados

No desenvolvimento de modelos fala-se, normalmente, mais em erros de programação do que em erros de utilização. Estes últimos podem pôr em causa a operacionalidade de um modelo. Os erros introduzidos pelo utilizador podem ter duas origens: distração do utilizador ao definir os dados (gralhas) ou desconhecimento das hipóteses e/ou dos conceitos que estão por detrás do modelo. Os primeiros podem ser minimizados evitando leituras de dados propensas a gralhas, como é o caso da entrada de dados em que o modelo lê a informação linha a linha de uma forma sequencial. Uma alternativa bastante eficaz é o uso de palavras chave. No entanto, quando o número de palavras chave começa a ser muito grande

(no Mohid são mais de 800) o ideal é desenvolver uma interface gráfica (GUI) que conduza o utilizador pelo labirinto que pode ser o pré-processamento. O segundo tipo de erros pode ser minimizado através de manuais que descrevam, de uma forma clara, as hipóteses e os conceitos no qual o modelo se baseia. Outro factor que pode minimizar ambos os tipos de erros é a realização de testes de consistência após a leitura dos dados. Este tipo de testes verifica em primeiro lugar se as opções dadas pelo utilizador existem e em segundo lugar se são consistentes entre elas.

2.7 Classe Hydrodynamic

Os objectos construídos a partir da classe Hydrodynamic são responsáveis por todas as propriedades não turbulentas do escoamento e pela sua evolução. As propriedades turbulentas são geridas por uma classe própria, denominada *Turbulence* devido à grande variedade de parametrizações existentes. As principais propriedades são, nomeadamente: a cota da superfície livre (nível), as velocidades e os fluxos de água. A partir destas propriedades podem ser obtidas outras, tais como energia cinética, energia potencial, vorticidade, etc.

A classe *Hydrodynamics* fornece à classe *Turbulence* perfis de velocidades horizontais e verticais para serem parametrizadas as características turbulentas do escoamento (ex: viscosidade turbulenta, difusividade, comprimento de mistura) com base na frequência de Prandtl. A classe *Hydrodynamics* disponibiliza também à classe *AdvectionDiffusion* fluxos de água para esta calcular os termos advectivos de massa e de calor. As classes responsáveis pelas condições de fronteira necessitam também de valores de velocidades, caudais e níveis (Classes *Surface*, *Bottom* e *OpenBoundary*).

A classe *hydrodynamic* é baseada no modelo hidrodinâmico 3D de volumes finitos apresentado por Martins (2000), na sua tese de doutoramento. As grandes alterações deram-se ao nível da programação, de entrada de dados, da exploração de resultados, das condições de fronteira e dos mecanismos forçadores. As discretizações utilizadas para resolver as equações primitivas estão descritas de uma forma aprofundada em Martins (2000). Uma descrição semelhante é apresentada em anexo (Anexo I – Descrição das classes *Hydrodynamics* e *AdvectionDiffusion*), mas de uma forma mais resumida. Neste capítulo serão apenas apresentadas as alterações introduzidas no âmbito deste trabalho.

2.7.1 Alterações introduzidas

Pretende-se de seguida enumerar as alterações introduzidas ao modelo hidrodinâmico delineado por Martins (2000). Estas tiveram como objectivos prioritários tornar o código mais robusto, os algoritmos mais precisos e aumentar o domínio de aplicabilidade do modelo. De todas as alterações aquela que teve um maior impacto no modelo foi a introdução de um conjunto alargado de condições de fronteira aberta. Estas permitiram aumentar a estabilidade das soluções. Outra vantagem foi a flexibilidade que introduziram ao modelo tornando a sua aplicação ao oceano, zonas costeiras e estuários mais simples e fiável. Devido à complexidade e ao grande número de alterações introduzidas nas condições de fronteira este tema será desenvolvido nos próximos capítulos. De seguida serão descritas as principais alterações introduzidas no cálculo das propriedades do escoamento ao nível da discretização das equações e da implementação dos algoritmos.

2.7.1.1 *Pressão Baroclínica*

Na versão anterior do modelo hidrodinâmico a pressão baroclínica era calculada discretizando aplicando a regra de Leibniz ao termo de pressão, que se admite ser hidrostática. Esta metodologia apesar de matematicamente correcta, tem a desvantagem de ter elevados erros de arredondamento associados ao cálculo do gradiente de densidade. Estes erros são elevados uma vez que o gradiente de densidade resulta da subtração dois valores de densidade muito semelhantes a dividir pelo passo espacial. O gradiente de pressão baroclínica é discretizado sob a forma duma série, logo todos os erros de arredondamento associados às camadas superiores (gradientes de densidade e interpolações) reflectem-se nas camadas inferiores. Uma forma de diminuir drasticamente os erros de arredondamento consiste em calcular a derivada do integral da pressão total referente a um nível paralelo à superfície livre. Neste caso os erros de arredondamento são locais uma vez que a derivada é resolvida depois do integral das pressões ser calculado, isto é, é resolvida uma derivada por camada independentemente do número de camadas que esta tem acima.

O erro associado a esta nova discretização da força baroclínica pode-se concluir que é desprezável para os processos que o modelo se propõe simular. Em percentagem da força baroclínica o erro é tipicamente em estuários $10^{-10}\%$. e no Oceano $10^{-12}\%$. Mesmo em processos de muito pequena escala, como é o caso das ondas de vento, o erro é 0.5 %. Toda a formulação matemática que suporta estas conclusões encontra-se desenvolvida no Anexo II intitulado “Discretização do termo de pressão”.

2.7.1.2 Programação por termos físicos

Um dos problemas do anterior modelo hidrodinâmico consistia no facto do programa estar centrado no cálculo do sistema de equações lineares resultantes da discretização implícita. Esta metodologia levava a que as rotinas estivesse organizadas de modo a que a cada coeficiente da matriz, anteriormente referida, correspondia uma rotina. Esta abordagem dificulta a análise do contributo de cada termo físico e, conseqüentemente a detecção de erros. Tendo como meta tornar mais simples e eficiente a análise do programa, a nova versão foi escrita de forma a que a cada termo físico correspondesse a uma rotina. Esta nova abordagem levantou um problema ao nível da contribuição implícita do atrito no cálculo das elevações. A metodologia utilizada em versões anteriores consistia em quantificar o efeito do atrito na forma de um coeficiente, denominado na literatura como coeficiente de Backaus (Santos, 1995 e Martins, 2000). Todavia, a utilização deste coeficiente obriga a que a camada de fundo seja calculada separadamente das outras camadas. A discretização implícita do atrito está desenvolvida em (13) sendo possível aí verificar como surge o coeficiente de Backaus.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} &= \frac{\text{Força de Atrito}^{t+\Delta t}}{\mathbf{r} \cdot V_{Kbottom}} \approx \frac{V_{Kbottom}^{t+\Delta t} - V_{Kbottom}^t}{\Delta t} = - \frac{r \left\| V_{Kbottom}^t \right\| V_{Kbottom}^{t+\Delta t} Area_{Kbottom} \mathbf{r}}{\mathbf{r} \cdot V_{Kbottom}} \Leftrightarrow \\ V_{Kbottom}^{t+\Delta t} + \Delta t \frac{r_{ij-\frac{1}{2}} \left\| V_{Kbottom}^t \right\|}{DZ_{Kbottom}} V_{Kbottom}^{t+\Delta t} &= V_{Kbottom}^t \Leftrightarrow V_{Kbottom}^{t+\Delta t} = FB \cdot V_{Kbottom}^t \\ FB &= \frac{1}{1 + \frac{\Delta t^*}{DZ_{Kbottom}} r \left\| V_{Kbottom}^t \right\|} \end{aligned} \quad (13)$$

- $DZ_{Kbottom}$ - Espessura da camada do fundo
 $V_{Kbottom}$ - Volume da camada de fundo;
 $Area_{Kbottom}$ - Área de contacto entre a camada e o fundo;
 Δt - Passo temporal
 $r_{ij-\frac{1}{2}}$ - Coeficiente de rugosidade
 \mathbf{r}
 $V_{u_{ijKbottom}}$ - velocidade na camada de fundo
 FB - Coeficiente de Backaus

Como exemplo ilustrativo do problema referido acima, apresenta-se o cálculo do nível em $t+\Delta t/2$. Neste cálculo considera-se o fluxo de água na direcção X implícito na sua totalidade (6 equações – Leendertse) ou parcialmente (4 equações – Abbott). No passado este fluxo era contabilizado da seguinte forma :

$$\sum_{k=1}^{k \max} (U_{ijk}^{t+\Delta t^*} A_{U_{ijk}^t}) = U_{ijk}^{t+\Delta t^*} A_{U_{ijk}^t} + \sum_{k=2}^{k \max} (U_{ijk}^{t+\Delta t^*} A_{U_{ijk}^t}) =$$

$$FB_{u_{ij}} \left(U_{ijKbottom}^t + \frac{\Delta t^*}{V_{u_{ijKbottom}^t}} \left(\left(\frac{(p_{atm\ ij-1}^{t+\Delta t^*} - p_{atm\ ij}^{t+\Delta t^*})}{r_{ij-\frac{1}{2}Kbottom}} + \right) A_{u_{ijKbottom}^t} + \right. \right.$$

$$\left. \left(n_{ij-\frac{1}{2}Kbottom+\frac{1}{2}} \frac{U_{ijKbottom+1}^t - U_{ijKbottom}^t}{DUZ_{ij1}} \right) \cdot DZX_{ij-1} DYY_{ij} - \right.$$

$$\left. \left. \begin{array}{l} U_{ijKbottom+\frac{1}{2}}^t WaterFluxZ_{ij-\frac{1}{2}Kbottom+1} + \\ X_{ijKbottom} \end{array} \right) \right) \cdot A_{U_{ijKbottom}^t} +$$

$$\left(\frac{\Delta t^*}{V_{u_{ijkbottom+1}}^t} \left(\begin{array}{c} \left(\begin{array}{c} n_{ij-\frac{1}{2}Kbottom+\frac{1}{2}} \frac{U_{ijKbottom+1}^t - U_{ijKbottom}^t}{DUZ_{ijKbottom}} \end{array} \right) \\ DZX_{ij-1} DYY_{ij} - \\ U_{ijKbottom+\frac{1}{2}}^t WaterFluxZ_{ij-\frac{1}{2}Kbottom+1} \end{array} \right) \right) \cdot A_{u_{ijkbottom+1}}^t + \quad (14)$$

$$\sum_{k=kbottom+1}^{kmax} \left(\left\{ U_{ijk}^t + \frac{\Delta t^*}{V_{u_{ijk}}^t} \left(\left(\frac{p_{atmij-1}^{t+\Delta t^*} - p_{atmij}^{t+\Delta t^*}}{r_{ij-\frac{1}{2}k}} \right) + g(h_{ij-1}^{t+\Delta t^*} - h_{ij}^{t+\Delta t^*}) \right) A_{u_{ijk}}^t + X_{ijk} \right\} A_{u_{ijk}}^t \right)$$

X_{ijk} - somatório dos termos quantificados sempre de forma explícita quer no cálculo dos níveis como das velocidades. Este somatório inclui o transporte advectivo e difusivo de quantidade de movimento, variação de volume, força de coriolis e o gradiente de pressão baroclínica.

Desta forma (14) o efeito do atrito na camada de fundo encontrava-se misturado com processos comuns aos quantificados nas outras camadas. Com o objectivo de separar processos, FB (coeficiente de Bachaus) foi substituído por um coeficiente $FC = FB - 1$ (15). Esta nova formulação permite que os processos comuns a todas as camadas podem ser calculados apenas numa subrotina. Esta alteração tem também a vantagem de quando o atrito é nulo o coeficiente FC é igualmente nulo. Desta forma, é possível quantificar o efeito do atrito em separado (15).

$$\begin{aligned}
& \sum_{k=1}^{k \max} (U_{ijk}^{t+\Delta t^*} A_{U_{ijk}}^t) = \\
& \left(\begin{array}{c}
FC_{u_{ij}}^{t+\Delta t^*} \left(U_{ijKbottom}^t + \frac{\Delta t^*}{V_{u_{ijKbottom}}^t} \left(\begin{array}{c}
\left(\frac{(P_{atmij-1}^{t+\Delta t^*} - P_{atm\ ij}^{t+\Delta t^*})}{r_{ij-\frac{1}{2}Kbottom}} + g(h_{ij-1}^{t+\Delta t^*} - h_{ij}^{t+\Delta t^*}) \right) A_{u_{ijKbottom}}^t + \\
\left(\frac{U_{ijKbottom+1}^t - U_{ijKbottom}^t}{DUZ_{ijKbottom}} \right) \cdot A_{u_{ijKbottom}}^t + \\
DZX_{ij-1} DYY_{ij} - \\
U_{ijKbottom+\frac{1}{2}}^{t+\Delta t^*} WaterFluxZ_{ij-\frac{1}{2}Kbottom+1} + \\
X_{ijKbottom}
\end{array} \right) \right) \cdot A_{u_{ijKbottom}}^t + \\
\sum_{k=kbottom}^{k \max} \left(\left\{ U_{ijk}^t + \frac{\Delta t^*}{V_{u_{ijk}}^t} \left(\left(\frac{(P_{atmij-1}^{t+\Delta t^*} - P_{atm\ ij}^{t+\Delta t^*})}{r_{ij-\frac{1}{2}k}} + g(h_{ij-1}^{t+\Delta t^*} - h_{ij}^{t+\Delta t^*}) \right) A_{u_{ijk}}^t + X_{ijk} \right) \right\} A_{u_{ijk}}^t \right)
\end{array} \right) \quad (15)
\end{aligned}$$

2.7.1.3 Eliminação de operações repetidas

A divisão das rotinas por termos físicos permitiu também eliminar, de uma forma simples, operações repetidas e a duplicação de código. Na versão antiga esta repetição de operações tinha origem no facto de um fluxo entre a célula i e $i+1$ ser contabilizado para calcular a evolução duma propriedade em i e ser de novo contabilizado para quantificar a evolução da mesma propriedade na célula $i+1$. O cálculo destes fluxos passou a ser feito não por volume de controle mas sim por face e, ao ser calculado o seu efeito é imediatamente contabilizado em ambos os volumes de controle adjacentes. A duplicação de código advinha do facto de operações feitas para a direcção X serem feitas separadamente da direcção Y. Com objectivo de debelar este problema foram programadas subrotinas responsáveis por calcular cada termo físico independentemente da sua direcção. Um exemplo desta alteração é a advecção horizontal de quantidade de movimento, que é calculada pela mesma subrotina para a direcção X e para a direcção Y. Esta preocupação em evitar a repetição de operações visa aumentar a robustez do programa. Qualquer nova metodologia para resolver um termo físico passa a ser obrigatoriamente implementada apenas numa subrotina. Um erro associado ao cálculo de um termo passa a ser corrigido apenas num sítio.

2.7.1.4 Advecção/Difusão

Optou-se por integrar os fluxos advectivos e difusivos de quantidade de movimento ao longo da superfície de fronteira do volume de controle, de forma a que o método fosse conservativo. Em ambos os termos foram mantidas as discretizações da versão do modelo desenvolvido por Martins (2000), isto é, um esquema híbrido *upwind* e diferenças centradas para o termo advectivo e um esquema de diferenças centradas para o termo difusivo. Todavia, o esquema *upwind* implementado era apenas de 1ª ordem, por este motivo foi acrescentado um esquema de *upwind* de 2ª ordem. Este método utiliza 4 pontos, contrariamente ao primeiro que apenas utiliza dois. A fórmula geral deste método aplicado à advecção é:

$$Caudal \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{Caudal_{j+1/2} \times P_{j+1/2} - Caudal_{j-1/2} \times P_{j-1/2}}{\Delta x} + O(\Delta x^2)$$

$$P_{j-1/2} = \frac{P_{j-1} + P_j}{2} - \frac{q}{3} A$$

$$Caudal_{j-1/2} > 0 \Rightarrow A = P_{j-2} - 2P_{j-1} + P_j$$

$$Caudal_{j-1/2} < 0 \Rightarrow A = P_{j-1} - 2P_j + P_{j+1}$$

Fazendo a expansão em série de Taylor da expressão anterior obtêm-se o seguinte erro de truncatura:

$$ErroTotal = \left(\frac{1}{6} - \frac{q}{3} \right) \Delta x^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^3} \right) + \frac{q}{6} \Delta x^3 \left(\frac{\partial^4 P}{\partial x^4} \right) + O(\Delta x^4)$$

Para $q = 0.5$ o esquema fica com uma precisão de 3ª ordem. No caso de $q=0$ o método torna-se num esquema de diferenças centradas que produz muitas oscilações. Apesar de $q=0.5$ ser considerada a solução mais exacta, tem também alguma tendência para produzir oscilações (Fletcher, 1997a). O incremento de q tende a tornar a solução mais suave à custa de difusão numérica. Para $q=1.5$ o método passa a utilizar apenas 3 pontos (*three point upwind*), e a solução apresenta as características do esquema *upwind* de uma forma simplificada (dois pontos). A escolha $q = 0.375$ corresponde ao método Quick (Leonard, 1979), este método tem-se mostrado eficaz em escoamentos estacionários e quasi-estacionários. No entanto, para problemas não estacionários é desejável fazer uma análise de sensibilidade ao coeficiente q , de modo a que os erros sejam minimizados (Fletcher, 1997b).

2.7.1.5 *Variação de Volume*

Para que o método seja totalmente conservativo o fluxo de quantidade de movimento que entra menos o que sai tem que ser igual à variação de quantidade de movimento dentro do volume de controle. Este termo não era considerado nas versões mais antigas do modelo. Com o objectivo de ilustrar o efeito da variação de volume no cálculo das velocidades apresenta-se a sua discretização para o cálculo da evolução da quantidade de movimento segundo X (segundo Y os cálculos são semelhantes.):

$$\frac{\partial(mv_x)}{\partial t} = \frac{\partial(rVv_x)}{\partial t} = r \frac{\partial(Vv_x)}{\partial t} = rX$$

$$\frac{\partial(Vv_x)}{\partial t} = X \approx \frac{(Vv_x)^{t+\Delta t} - (Vv_x)^t}{\Delta t} = X_1^{t+\Delta t} + X_2^t \Leftrightarrow$$

$$\overset{\text{Termos implícitos}}{\cancel{6447448}} \quad \overset{\text{Termos explícitos}}{\cancel{64444744448}}$$

$$v_x^{t+\Delta t} + \Delta t \frac{X_1^{t+\Delta t}}{V^{t+\Delta t}} = \frac{V^t}{V^{t+\Delta t}} v_x^t + \Delta t \frac{X_2^t}{V^{t+\Delta t}}$$

Variação de Volume

X – todos os termos excepto o termo evolutivo (ex: advecção, difusão, pressão)

X₁ – todos os termos de X discretizados implicitamente;

X₂ – todos os termos de X discretizados explicitamente;

Ao não se considerar o termo de variação de volume poderá estar-se a sobreestimar o efeito da advecção horizontal de quantidade de movimento. Este termo revelou ser muito importante quando a coordenada vertical é lagrangeana, uma vez que neste caso a variação de volume pode ser intensa ao longo do tempo.

2.7.1.6 *Correcção do nível*

A correcção do nível para garantir a continuidade feita na versão anterior deixou de ser efectuada. Optou-se por quantificar o erro associado à divergência dos fluxos e utilizá-lo para garantir a conservação de massa no cálculo da evolução das propriedades da água. Esta correcção do nível (ou volume) tinha consequências directas sobre o balanço de forças. O nível é utilizado como ponto de partida para definir a geometria e como estimativa da pressão barotrópica (admitindo a hipótese hidrostática). De uma maneira geral pequenas correcções do nível dão origem a pequenas alterações na geometria e conservação. No entanto, uma pequena correcção de nível por exemplo de 10⁻³ m, é desprezável no que diz respeito à geometria mas já não é no que diz respeito ao cálculo da força barotrópica. Uma correcção deste tipo pode introduzir erros da ordem de grandeza da própria força barotrópica.

2.7.1.7 Cálculo das áreas

A base de construção de uma malha é a batimetria que, não é mais que a definição da profundidade média de cada célula numa malha horizontal. Com base na batimetria, no tipo de coordenada vertical e na cota da superfície livre, é possível definir uma malha tridimensional. Por uma questão de simplicidade considera-se a construção da geometria de um modelo 2D (Figura 7). A definição de volume de controle é uma tarefa relativamente simples, não é mais do que a altura da coluna de água no centro de cada célula a multiplicar pela área horizontal. O problema está na definição das áreas de contacto entre volumes de controle. Aquelas são importantes para estimar fluxos de massa e quantidade de movimento entre volumes de controle. A forma mais natural é admitir, no caso de uma malha regular, que a área de contacto entre dois volumes de controle é igual à média resultante da altura da coluna de água dos dois volumes adjacentes (Figura 7 – linha a tracejado vermelha) a multiplicar pela largura da célula. Esta metodologia foi implementada em todas as versões anteriores do modelo hidrodinâmico do sistema Mohid (Neves, 1985, Santos, 1995 e Martins, 2000). Este cálculo aparentemente inocente na realidade admite uma evolução do fundo (Figura 7 – linha contínua a vermelho) que não foi considerada quando a batimetria foi construída e que serviu de base ao cálculo do volume de cada célula. Esta metodologia tende a sobrestimar as áreas e, conseqüentemente, a tornar o cálculo dos fluxos advectivos mais instável, especialmente em zonas de pequenas profundidades adjacentes a zonas de grande profundidade com velocidades elevadas. Este tipo de situação ocorre em especial em zonas de canais ladeados por zonas intertidais. Uma forma de tornar o cálculo das áreas mais consistente é admitir que na zona de interface entre dois volumes de controle a altura da coluna de água não é a média mas sim o valor mínimo (Figura 7 - linha tracejado preta). Desta forma, o cálculo dos volumes de controle fica consistente com o cálculo das áreas e os fluxos advectivos entre volumes tendem a ser mais estáveis.

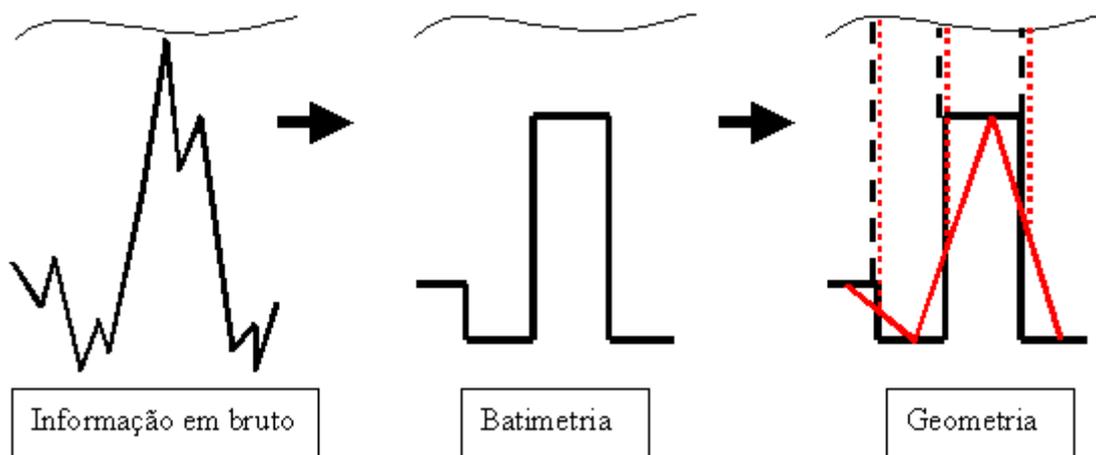


Figura 7 – Esquema de construção da geometria de um modelo 2D.

2.7.1.8 Assimilação de dados

Todos os modelos físicos são apenas aproximações da realidade. Os erros inevitáveis nas condições iniciais, na parametrização dos processos físicos e forçamento inadequado levam os modelos a divergir da solução real. Este problema é tanto mais grave quanto menos dissipativo for o sistema. O oceano aberto é um sistema muito pouco dissipativo, o que faz com que tenha dificuldade em “esquecer” a sua condição inicial, ou seja, qualquer erro que seja introduzido na condição inicial leva muito tempo a dissipar-se. O mesmo se passa com os erros introduzidos pelas condições de fronteira e com os pequenos erros introduzidos na parametrização dos processos físicos (ex: mistura vertical). No caso de sistemas muito dissipativos, como é o caso dos estuários, esses erros tendem a ser rapidamente filtrados principalmente por acção do atrito. Neste tipo de sistemas é normalmente fácil identificar a componente média das propriedades do escoamento devido ao carácter filtrador do sistema, enquanto estas nos sistemas oceânicos têm um comportamento aparentemente caótico devido à sobreposição de uma grande variedade de processos físicos.

Uma forma de evitar que o modelo divirja é utilizar algoritmos que não deixem o modelo afastar-se de uma solução de referência obtida com base em medidas. A pergunta que surge imediatamente é: “Se é possível obter uma solução de referência por que razão são necessários os modelos?”. Os modelos permitem fazer previsões do sistema enquanto que as medidas apenas permitem caracterizar o sistema no passado e no presente. No entanto, mesmo nestas situações as soluções obtidas directamente a partir de medidas têm limitações. A informação de base é normalmente discreta no tempo e/ou no espaço, o que obriga a esquemas de interpolação que não têm em conta os processos físicos. Esta metodologia leva

a que, por exemplo, campos de velocidades e de níveis não estejam em equilíbrio nas zonas onde a informação obtida por medidas é mais escassa. Por outro lado, os modelos têm como principal vantagem estabelecerem relações coerentes entre propriedades. Uma solução intermédia é recorrer a técnicas de assimilação de dados que permitem dar mais peso às medidas nas zonas onde a informação recolhida é suficiente para caracterizar bem o sistema. Nas zonas onde a informação recolhida é escassa os resultados do modelo têm mais peso. Este tipo de abordagem permite, por sua vez, criar condições iniciais para que se possam fazer previsões. Na modelação atmosférica este tipo de técnicas têm sido ensaiadas e aprofundadas nas últimas décadas devido à necessidade das previsões atmosféricas cada vez mais precisas. Na última década tem-se assistido a um interesse crescente na assimilação de dados, por parte da comunidade científica, ligada à modelação oceânica (Kantha e Clayson, 2000). Os resultados dos modelos atmosféricos cada vez mais precisos, tal como uma crescente capacidade de medir no tempo e no espaço em contínuo (ex.: detecção remota e ADCP – *Acoustic Doppler Current Profile*), permitem a aplicação de modelos de previsão ao Oceano. Um exemplo deste tipo de aplicações é um modelo que corre em tempo real e permite fazer previsões, implementado no Golfo do México por Kantha et al.(1999 cit. Kantha e Clayson, 2000).

As técnicas que permitem combinar medidas com modelos podem ir desde as mais simples, como adicionar directamente os pontos medidos no modelo, às mais complexas como filtros de Kalman, que tendem a otimizar a combinação dos valores observados com a solução do modelo tendo em consideração os erros do modelo e das medidas. A primeira técnica apesar de fácil implementação tende a introduzir erros graves de conservação de massa e quantidade de movimento. Outra forma simples de assimilar dados é adicionar às equações termos de decaimento. Estes termos são, normalmente, designados por termos de relaxação de Newton. No futuro será feito um grande investimento em técnicas de assimilação de dados para permitir fazer simulações em tempo real em sistemas costeiros. No âmbito desta tese foi criada uma classe, de nome *DataAssimilation*, que pretende ser um embrião de um sistema de assimilação de dados. Actualmente, esta classe apenas permite adicionar um termo de decaimento à equação de evolução de todas as propriedades do escoamento e da água. Este tipo de técnica revelou-se extremamente útil na imposição de condições de fronteira aberta de uma forma suave. No caso da velocidade horizontal o termo de decaimento representa uma força que é adicionada à conservação de quantidade de movimento (16) e é tanto maior quanto maior for a diferença entre o valor calculado pelo modelo (\vec{v}) e o valor de referência

$(\vec{v}_{Re\ fer\ência})$ e quanto menor for o tempo de decaimento ($T_{Decaimento}$). Este termo funciona como um força que faz tender de uma forma suave a solução do modelo para uma solução de referência.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v} dV = \dots + \int_V \frac{\vec{v}_{Re\ fer\ência} - \vec{v}}{T_{Decaimento}} dV \quad (16)$$

2.8 Classe *WaterProperties*

Todos os objectos construídos a partir desta classe são responsáveis pelas propriedades da água do modelo definidas no referencial euleriano. Neste caso, cada objecto criado a partir desta classe limita-se a gerir uma lista de propriedades da água e a invocar objectos que condicionam a sua evolução. Esta não é obrigatoriamente condicionada pelos mesmos factores em todas as propriedades, por exemplo a salinidade evolui devido ao transporte (advecção + difusão) e a descargas (ex: rio). O fitoplâncton evolui devido aos mesmos factores que condicionam a evolução da salinidade acrescidos de processos biológicos (ex: mortalidade, produção). Uma vez que existem propriedades da água com diferentes características e cujos processos de evolução diferem de propriedade para propriedade a classe *WaterProperties* foi construída de forma a ser fácil acrescentar novas propriedades e consequentemente novos processos de evolução.

2.8.1 Organização da classe *Waterproperties*

Em versões mais antigas da versão 3D do Mohid todo o código era escrito tendo em conta que as únicas propriedades da água eram a salinidade e a temperatura, porque são aquelas que influenciam mais a densidade da água e consequentemente o escoamento. Qualquer nova propriedade que se quisesse acrescentar ao modelo era uma tarefa difícil. A metodologia implementada nesta nova versão consiste em cada objecto, criado a partir da classe *WaterProperties*, saber quais são as propriedades da água do modelo, o seu valor e os processos que fazem cada uma evoluir. No entanto, os processos de evolução são externos, isto é, calculados por outros objectos (Figura 8). As consequências desta opção estão bem ilustradas no seguinte exemplo: o utilizador definiu que a propriedade temperatura evolui devido à advecção/difusão e a trocas de calor com a atmosfera. Quando um objecto criado a partir da classe *WaterProperties* quiser fazer evoluir a propriedade temperatura ele simplesmente vai interrogar o objecto construído a partir da classe *AdvectionDiffusion* (Figura 8) para este quantificar o efeito do transporte e, também interroga o objecto com origem na classe

SurfaceFluxes (Figura 8) sobre as alterações que a temperatura sofre devido às trocas entre a atmosfera e a coluna da água. Outro exemplo seria: o utilizador definir a propriedade fitoplâncton que evolui devido à Advecção/Difusão, a processos de qualidade da água e a processos de sedimentação. Neste caso o objecto responsável pelas propriedades da água interroga os objectos responsáveis pela advecção/difusão, pela quantificação dos processos de sedimentação e pelos processos de qualidade da água, qual o contributo de cada um na evolução da propriedade. Por sua vez, o objecto responsável pelos processos de qualidade da água interroga o objecto responsável pelas trocas com a atmosfera para saber qual a radiação de pequeno comprimento de onda que chega à superfície da coluna de água. É importante realçar os processos de evolução e os passos temporais podem variar de propriedade para propriedade.

Neste último exemplo é já evidente uma certa complexidade nos fluxos de informação entre os diferentes objectos. O fluxo de informação que acaba por ser de maior importância em escoamentos baroclínicos é o que envolve os objectos com origem nas classes: *WaterProperties*, *AdvectionDiffusion* e *Hydrodynamic*. Por uma questão de simplicidade materializa-se agora as classes anteriormente enumeradas nos seguintes objectos, respectivamente: *WaterTagus*, *AdDifTagus* e *HydroTagus*. Neste caso quando o objecto *WaterTagus* pergunta ao objecto *AdDifTagus* qual o seu efeito numa determinada propriedade, este por sua vez necessita de interrogar o objecto *HydroTagus* para ter acesso aos fluxos de água, à variação de volume e aos valores viscosidade turbulenta. O objecto *HydroTagus* também interroga o objecto *WaterTagus* para saber o valor da densidade da água, uma vez que necessita desta para determinar a pressão baroclínica. Deste modo é fechado o ciclo de informação que constitui a base do modelo hidrodinâmico baroclínico.

A grande vantagem deste sistema é a facilidade com que novas propriedades são acrescentadas. Caso um utilizador queira estudar a evolução do mercúrio no estuário do Tejo apenas tem que adicionar as espécies químicas de mercúrio que acha relevantes na lista de nomes das propriedades que a classe *WaterProperties* reconhece. Num passo seguinte é necessário programar as transferências entre as diferentes espécies de mercúrio. Os processos como a advecção/difusão e sedimentação estão já programados não sendo uma preocupação para o utilizador.

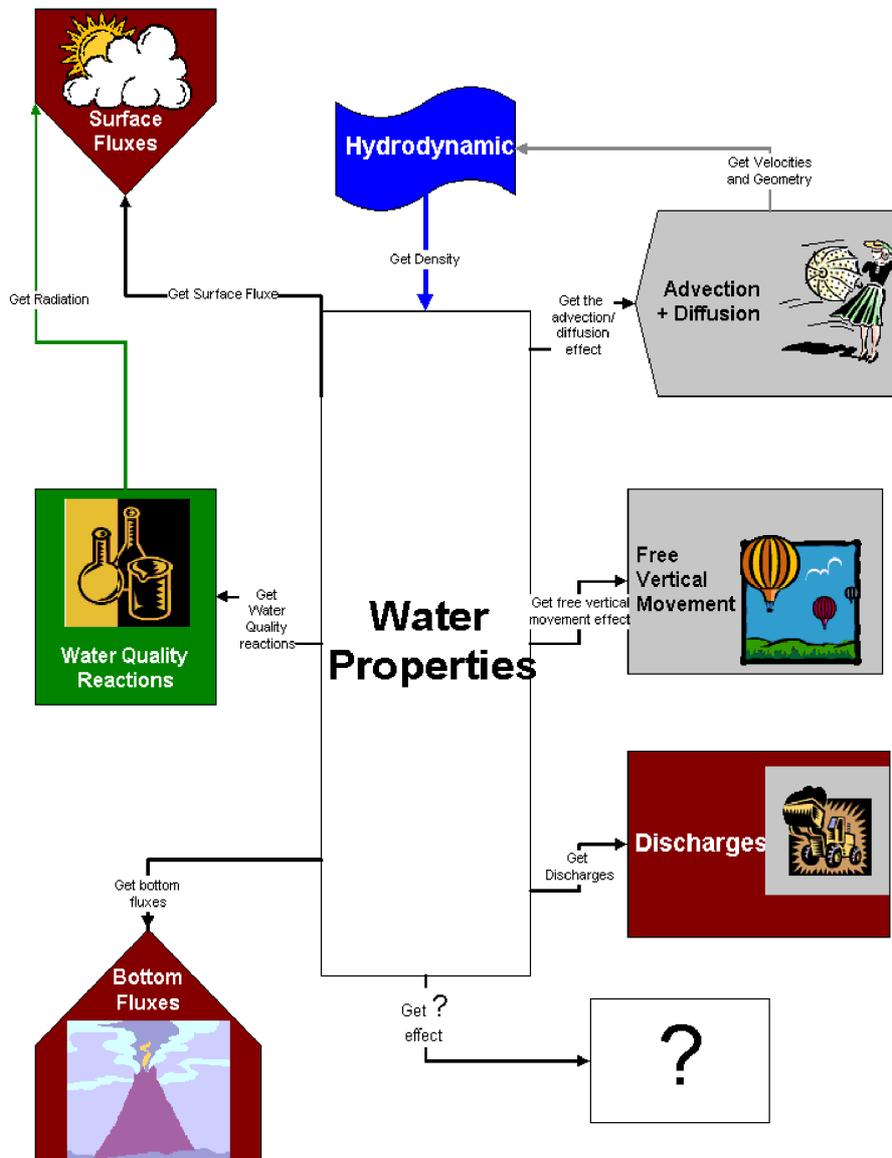


Figura 8 – Diagrama da organização interna da classe *WaterProperties* responsável por todas as propriedades da água do modelo.

Os processos de advecção e de difusão têm um papel fundamental na evolução das propriedades da água, ou seja, a classe *AdvectionDiffusion* tem um papel fulcral num sistema deste tipo. Por esta razão é feita uma descrição detalhada das opções tomadas na discretização destes processos. Com o objectivo de não sobrecarregar o texto principal esta descrição é apresentada em Anexo (Anexo I - Descrição das Classes *Hydrodynamics* e *Advectiondiffusion*).

2.8.2 Actualização das propriedades

Até agora a classe *WaterProperties* foi descrita sob o ponto de vista de um gestor de software. Do ponto de vista numérico a actualização das propriedades da água é feita recorrendo à

metodologia denominado na literatura na literatura inglesa por “*approximate factorization*” (Fletcher, 1997a). Na sua forma geral esta metodologia consiste em discretizar uma equação de maneira a que esta seja resolvida ao longo de um passo temporal por sucessivas aproximações. Cada uma destas aproximações corresponde ao efeito de um ou mais termos.

Fletcher (1997a) apresenta esta metodologia aplicada à equação de difusão 2D. Se houver necessidade de resolver esta equação de uma forma incondicionalmente estável um método totalmente implícito é uma solução óbvia. No entanto, este obriga a resolver um sistema de equações lineares esparsas, que tem uma resolução morosa, quando comparado com um sistema tridiagonal, que pode ser resolvido recorrendo ao algoritmo de thomas. Outra alternativa consiste em recorrer a um “*splitting method*”, em que o esquema ADI é o mais conhecido. Outra forma de aplicar um “*splitting method*” pode ser implementada recorrendo à metodologia “*approximate factorization*”. Neste caso, numa primeira fase é calculado o efeito da difusão segundo X de forma a se obter uma primeira aproximação do valor da propriedade. Esta primeira aproximação será utilizada como ponto de partida para resolver a difusão segundo Y. Desta forma é possível calcular a difusão segundo cada direcção de uma forma implícita recorrendo ao algoritmo de thomas.

A grande diferença entre estes dois “*splitting methods*” é que o método ADI obriga a partir o passo temporal (*time splitting*) porque calcula a difusão em cada direcção de duas formas distintas (explícita e implícita) que são invocadas alternadamente. O outro método não parte o passo temporal e discretiza cada termo sempre da mesma forma. Esta metodologia permite adicionar efeitos de fonte e poço de uma forma intuitiva. Tendo em conta estas características este conceito foi generalizado na classe *WaterProperties* do seguinte modo: para cada processo a lista de propriedades é percorrida e são actualizadas as propriedades que o utilizador especificou como sendo dependentes deste. Logo num passo temporal, uma propriedade é actualizada um número de vezes igual ao número de processos definidos pelo utilizador, como sendo responsáveis pela sua evolução.

O cálculo da variação de uma propriedade numa iteração é feito por etapas, correspondendo a cada etapa o efeito de um determinado processo ao longo do passo temporal que está a ser calculado:

$$\begin{array}{ll}
 P^1 = f(P^t, P^1, \dots) & \wedge 1 \rightarrow \text{Advecção/Difusão} \\
 P^2 = f(P^1, P^2, \dots) & \wedge 2 \rightarrow \text{Descargas} \\
 P^3 = f(P^2, P^3, \dots) & \wedge 3 \rightarrow \text{Trocas com a atmosfera}
 \end{array}$$

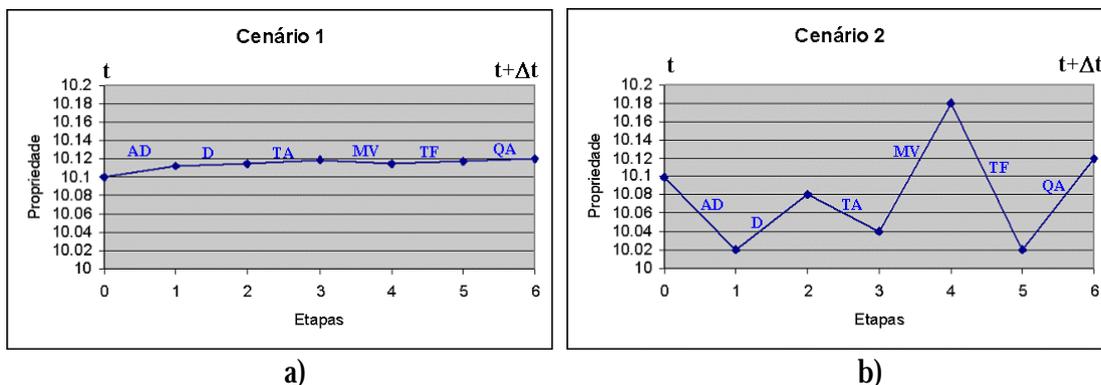
$$P^4 = f(P^3, P^4, \dots) \quad \wedge 4 \rightarrow \text{Movimento vertical}$$

$$P^5 = f(P^4, P^5, \dots) \quad \wedge 5 \rightarrow \text{Trocas com o fundo}$$

$$P^{t+\Delta t} = f(P^5, P^{t+\Delta t}, \dots) \quad \wedge 6 \rightarrow \text{Processos químicos e biológicos}$$

P^n – corresponde à propriedade que se pretende calcular na etapa n.

A alternativa ao método anteriormente descrito seria contabilizar todos os processos ao mesmo tempo. É difícil dizer qual o método que melhores resultados produz, uma vez que o conjunto dos processos enumerados é bastante extenso e a sua interação ainda está mal compreendida. É possível, no entanto, tecer algumas considerações à volta das suas características numéricas. No método de uma única etapa a evolução da propriedade é calculada com base apenas na propriedade no instante t e/ou no instante $t+\Delta t$. O método utilizado no sistema Mohid pode ser visto quase como um método iterativo que utiliza o efeito de cada processo como estimativas que se vão aproximando da solução real em $t+\Delta t$. Esta metodologia permite obter soluções mais rigorosas caso o valor absoluto do contributo de cada processo para a evolução da propriedade seja inferior ao valor absoluto resultante da soma dos contributos. A razão pela qual nestas condições o método é mais preciso explica-se pelo facto da contabilização de cada processo em separado funcionar como aproximações intermédias que convergem para a solução final (Figura 9a). Caso o módulo da soma dos contributos dos diferentes processos for inferior ao módulo da maior parte dos contributos, então este esquema pode tornar-se menos preciso, porque as estimativas intermédias divergem mais da solução final que o valor de partida (Figura 9b). A experiência tem mostrado que esta metodologia é bastante estável e já foi utilizada com sucesso nas mais diversas aplicações (ex: Oceano, estuário, albufeira).



a) b)
 Figura 9 – Cenários idealizados para cálculo dos efeitos dos diversos processos (AD – Advecção/Difusão, D – Descargas pontuais, TA – Trocas com a atmosfera, MV – Movimentos verticais sobrepostos ao escoamento, TF – Trocas com o fundo, QA – processos de qualidade da água.

2.8.3 Propriedades Compostas

Faz-se aqui uma nota especial a propriedades da água que são calculadas directamente de outras propriedades, como é o caso da densidade e da matéria particulada em suspensão. A primeira é muito importante na interacção entre as propriedades da água e do escoamento, uma vez que a pressão baroclínica resulta do integral dos gradientes de densidade horizontais. A segunda propriedade é importante para calcular a penetração da radiação solar na coluna de água que, sendo este um processo fundamental para quantificar a produção primária e as trocas de calor entre a atmosfera e a coluna de água. A concentração de matéria particulada é também utilizada para quantificar a velocidade de sedimentação de partículas finas na coluna de água, na medida em que a velocidade de queda destas partículas é função da concentração da matéria particulada. A densidade é calculada em função da temperatura e salinidade pela equação de estado, proposta por Leendertse e Liu, 1978.

$$r = (5890 + 38T - 0.375T^2 + 3S) \left/ \left(\frac{(1779.5 + 11.25T - 0.0745T^2) - (3.8 + 0.01T)S + 0.698(5890 + 38T - 0.375T^2 + 3S)}{\dots} \right) \right. \quad (17)$$

A densidade é calculada de uma forma rígida, isto é, tem que ser obrigatoriamente função da salinidade e temperatura. As propriedades que contribuem para o cálculo da matéria particulada em suspensão são definidas pelo utilizador.

2.8.4 Inicialização das propriedades

Existem cinco formas de atribuir valores às propriedades no início do cálculo:

1. Valor Constante;
2. Valor Constante por caixas;
3. Valor Constante por camadas;
4. Valores lidos dum ficheiro ASCII;
5. Continuação de cálculo, neste caso os valores das propriedades são iguais aos valores finais da simulação anterior.

Se a informação de base é escassa e apenas se conhece o valor de referência da propriedade então o utilizador deve escolher a opção 1. Se existem medidas feitas mas são muito dispersas no espaço relativamente ao passo da malha do modelo e a coluna de água é bem misturada então a opção 2 é a mais aconselhada. A opção 3 pode ser escolhida se o utilizador tiver um perfil que mostre a evolução da propriedade em profundidade e se os gradientes horizontais

forem suaves. Por fim, caso as medidas feitas tenham uma grande densidade de pontos de amostragem e seja possível fazer interpolações com um grau de precisão grande, então a opção 4 é a mais indicada. A opção 5 serve apenas para fazer corridas sucessivas do modelo.

2.9 Conclusões Parciais

História do desenvolvimento do sistema Mohid mostra que desde cedo o seu desenvolvimento foi direccionado para resolver casos reais interdisciplinares. O estado da arte dos laboratórios numéricos semelhantes ao sistema Mohid mostra que muitas das opções tomadas foram acertadas. Destas destaca-se a discretização espacial em volumes finitos que permite a utilização de uma coordenada vertical genérica, tal como o cálculo da pressão baroclínica num referencial cartesiano independentemente da coordenada vertical adoptada. A opção de criar módulos independentes responsáveis pelas propriedades do escoamento e da água revelou-se bastante eficiente no estudo da interacção dos processos físicos com os processos biogeoquímicos. Esta divisão clara entre propriedades da água e do escoamento no sistema Mohid foi talvez um dos contributos mais inovadores desta tese.

Sistemas de modelação como o Mohid têm que ter em conta no seu desenvolvimento três perspectivas, nomeadamente: a do investigador, a do programador e a do utilizador. A primeira permite a actualização do sistema de modelação em termos científicos, a segunda é fundamental para um crescimento “saudável” e a terceira para a ferramenta ser útil.

A investigação exige cada vez mais ferramentas numéricas interdisciplinares. Esta necessidade dá origem a ferramentas numéricas de grandes dimensões nas quais trabalham vastas equipas. Esta nova forma de desenvolvimento tem que ser sustentada por uma estratégia de programação harmoniosa que permita a implementação rápida de novas potencialidades sem por em causa sistematicamente a robustez da ferramenta numérica. No caso do sistema Mohid a estratégia adoptada de programação orientada por objectos implementada em Fortran95 revelou-se muito eficaz. O recurso a um programa de gestão de versões permitiu uma monitorização em tempo real de todas as alterações o que se revelou para coordenar o contributo de vários colaboradores.

A interacção do utilizador com a ferramenta é também um ponto importante nos sistemas semelhantes ao Mohid. Ao seu crescimento está normalmente associado um incremento do número de opções de cálculo disponíveis. Rapidamente a utilização de uma ferramenta deste tipo pode-se tornar um labirinto extremamente frustrante. Para tornar a interacção do utilizador com o sistema Mohid mais intuitiva foi criada uma interface gráfica que conduz o

utilizador pelas três principais etapas de uma aplicação: pré-processamento, simulação e pós-processamento. Esta permitiu aumentar muito a produtividade do utilizador. A interface por um lado facilita a entrada de dados reduzindo a introdução de erros por parte do utilizador e por outro permite uma exploração dos resultados de uma forma mais eficiente.

Capítulo 3

CONDIÇÕES DE FRONTEIRA

3.1 Introdução

As equações de conservação de massa e quantidade de movimento, resolvidas pelo sistema Mohid, necessitam de condições de fronteira. As condições mais utilizadas em modelos numéricos aplicados a sistemas marinhos são as condições de Dirichlet, de Newmann e de radiação. Na primeira são impostos os valores das variáveis ao longo da fronteira, enquanto na segunda são impostos os gradientes dessas mesma variáveis. Na condição de radiação a evolução dos valores na fronteira depende da variabilidade interna do modelo.

A condição do tipo Dirichlet tem um carácter activo, uma vez que a solução imposta na fronteira não depende do interior. A condição de radiação, por sua vez, tem um carácter passivo, na medida em que a solução na fronteira é estimada a partir do interior. A condição do tipo Newmann tem um carácter intermédio, na medida em que o gradiente é imposto, mas o valor na fronteira depende da variabilidade no interior. A condição deste tipo. A condição mais conhecida deste tipo, é gradiente nulo, neste caso, admite-se que o valor da variável, na fronteira, é igual ao ponto interior adjacente. Por uma questão de simplicidade de linguagem, daqui em diante, consideram-se, no texto, as condições de fronteira do tipo Dirichlet como activas e as radiativas ou de Newmann como passivas. Um exemplo de uma fronteira activa é a imposição de uma curva de maré na fronteira aberta, para simular a circulação forçada pela maré no interior de um estuário ou a imposição de um caudal de um rio na fronteira com terra. As condições de radiação são, normalmente, utilizadas para deixar sair perturbações geradas dentro do domínio. Esta condição assume que as perturbações se propagam na forma de ondas.

Desde o início (1985) do desenvolvimento do modelo hidrodinâmico do sistema Mohid, as condições de fronteira têm sido um tema, ao qual tem sido dada uma especial atenção. Este assunto é complexo e exige um acompanhamento constante do estado da arte, assim como, testes exaustivos das várias soluções. Diversas teses de doutoramento e de mestrado, desenvolvidas no seio da equipe responsável pelo desenvolvimento do sistema Mohid, abordaram este assunto (Silva, 1991, Aires, 1995, Montero, 1999, Villareal 2002 e Coelho, 2002a). Muitas das publicações científicas internacionais, resultantes destas teses, dão especial

destaque à temática das condições de fronteira, em particular às condições de fronteira aberta (Neves e Silva, 1991, Santos e Neves, 1991, Villareal et al., 2001 e Coelho et al., 2002b).

3.2 Fronteiras Naturais

As fronteiras naturais, de um domínio marinho, podem ser divididas em verticais e horizontais.

3.2.1 Fronteiras na direcção Vertical

Na vertical a coluna de água tem uma fronteira à superfície e outra no fundo. Esta última pode ser uma superfície sólida (interface terra-água) ou outra massa de água, caso a interacção do escoamento com o fundo não seja relevante (Figura 10). Nalguns estudos que visam quantificar as trocas turbulentas entre a atmosfera e a superfície do oceano em oceano profundo, a fronteira com o fundo não é sólida. Abaixo da termoclina o efeito do vento deixa de se fazer sentir devido à acção da estratificação que inibe as trocas turbulentas. Neste tipo de estudos, a fronteira é colocada num ponto da coluna de água onde os gradientes das propriedades da água e do escoamento são nulos. Neste caso, é assumida para o fundo uma condição de gradiente nulo (Newmann).

De um ponto vista de balanço de forças uma fronteira sólida funciona como um poço de quantidade de movimento. Relativamente ao escoamento o fundo considera-se estático, logo as velocidades junto a este tendem para zero por acção de forças de corte (condição de não escorregamento). Estas forças de corte são função da velocidade do escoamento e da rugosidade do fundo.

Na superfície o escoamento é, normalmente, delimitado por uma interface ar-água, uma vez que os escoamentos que se pretendem simular têm superfície livre (Figura 10). Ao contrário da interface terra-água aquela interface funciona sempre como uma fonte de energia cinética turbulenta e como fonte ou poço de quantidade de movimento, função da direcção do vento relativamente ao escoamento. Neste caso é a água que se considera parada relativamente ao ar tendendo a velocidade do vento para zero na camada limite da atmosfera também por acção de forças de corte. Neste caso as forças de corte são função da velocidade do vento e da rugosidade da superfície livre que pode ser calculada com base na agitação marítima. A velocidade característica de um escoamento costeiro é da ordem dos 10 cm/s enquanto a do vento é 5 m/s. A diferença de velocidades entre estes dois escoamentos é, aproximadamente, uma ordem de grandeza. A pressão atmosférica pode, também, influenciar o escoamento, mas com menos intensidade que o vento.

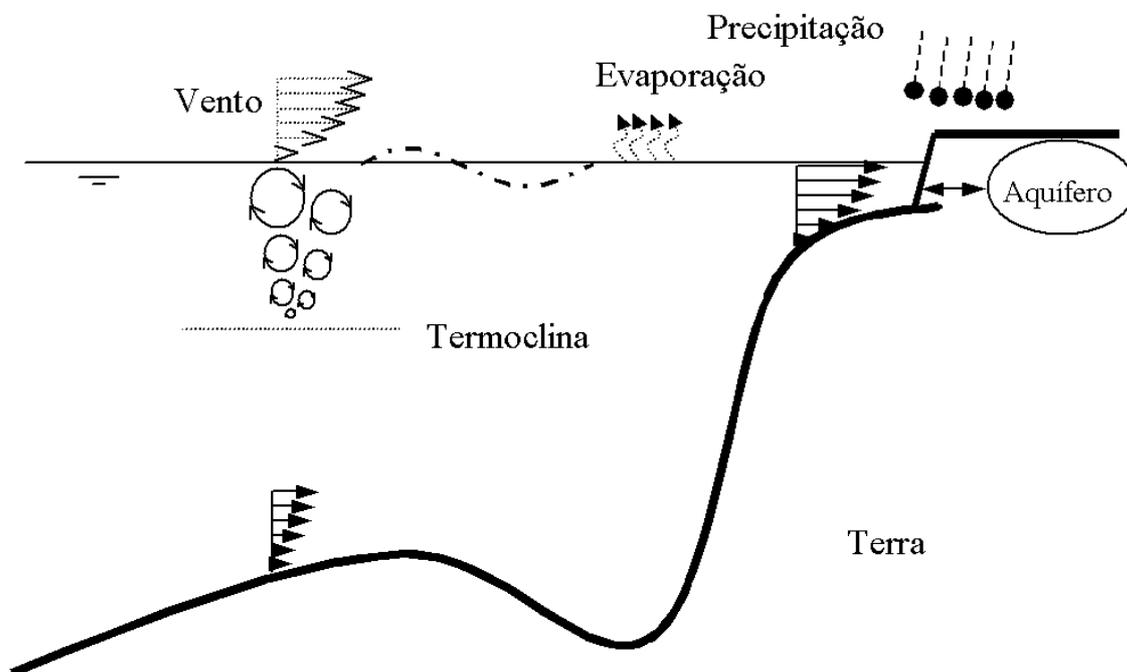


Figura 10 – Fronteiras verticais naturais de escoamentos costeiros. Neste esquema apenas estão consideradas as trocas de massa e de quantidade de movimento.

As trocas de massa (água) com o fundo são, normalmente, consideradas nulas. No entanto, em certos casos, como o estudo de trocas de água entre aquíferos e sistemas costeiros, a condição de fronteira não é fluxo nulo. À superfície, as trocas de massa dão-se por acção da precipitação e da evaporação. As trocas de calor são também importantes, especialmente em oceano aberto, visto serem uma fonte de impulsão (Anexo III - Parametrização dos Fluxos de Calor à Superfície).

3.2.2 Fronteiras na direcção Horizontal

Na horizontal, os sistemas marinhos podem ser delimitados por terra, por zonas intertidais e por outras massas de água. As zonas intertidais são áreas de transição entre terra e água, que periodicamente são alagadas devido ao efeito da maré e/ou do vento. As áreas de terra podem definir-se como zonas em que a probabilidade de serem alagadas durante o período do estudo é muito baixa. Um exemplo desta variedade de tipos de fronteira horizontais é o estuário do Tejo (Figura 11). Neste caso, é possível identificar a Oeste uma vasta área onde o sistema estuarino interage com o oceano (fronteira aberta). A fronteira com terra é marcada por uma linha bastante sinuosa e no interior do estuário existem vastas áreas intertidais, que estão cobertas em preia-mar e descobertas em baixa-mar (Figura 11). As trocas de massa e quantidade de movimento entre a zona de estudo e o seu exterior dependem do tipo de

fronteira. No caso da fronteira aberta pretende dar-se continuidade à solução. Caso esta seja conhecida na zona exterior ao domínio simulado, pode impor-se uma condição activa (Dirichlet). Se a solução exterior não for conhecida opta-se, habitualmente, por uma condição passiva (Newmann ou radiação).

Na fronteira com terra ou com zonas intertidais normalmente as trocas de massa são impostas com valor nulo, com a excepção de alguns pontos onde existam descargas de água pontuais (ex: rios, esgotos). Nas zonas intertidais a linha ao longo da qual se impõe fluxo nulo é móvel o que exige um esforço adicional de cálculo. Quanto à quantidade de movimento considera-se o fluxo nulo perpendicular à fronteira com a excepção dos pontos de intersecção com cursos de água. Tangencialmente são normalmente aplicadas duas metodologias, respectivamente: condição de escorregamento e de não escorregamento. A primeira admite fluxo nulo de quantidade de movimento e a segunda admite que esta fronteira funciona como um poço de quantidade de movimento normalmente função da velocidade do escoamento.

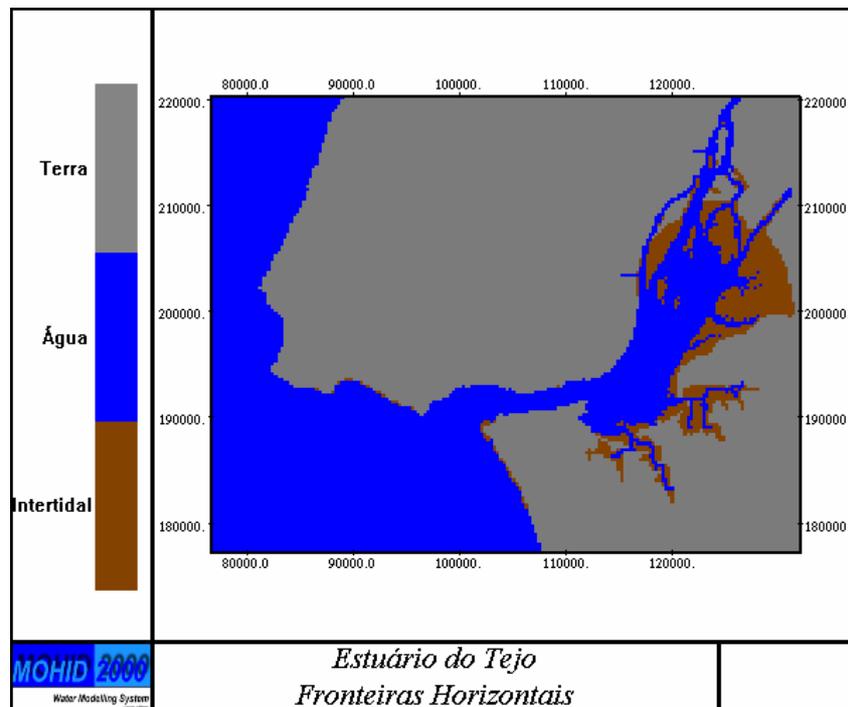


Figura 11 – Fronteiras horizontais do modelo hidrodinâmico aplicado ao estuário do Tejo.

3.3 Fronteiras numéricas

No capítulo anterior descreveram-se as fronteiras intuitivas (do ponto de vista físico) dos escoamentos costeiros. Todavia, falta analisar estes conceitos do ponto de vista numérico. Num primeiro passo é necessário relembrar que a discretização espacial que se optou para o sistema Mohid foi uma malha estruturada, descentrada do tipo Arakwa C (ver capítulo intitulado “Mohid – Um laboratório numérico”).

3.3.1 Fronteiras Horizontais Abertas

A discretização horizontal da fronteira aberta tem a distribuição espacial dos pontos de cálculo (cada ponto encontra-se no centro de um volume de controle) que se apresenta na Figura 12. Todos os pontos de cálculo com o índice I são pontos interiores ou seja pontos (ou volumes de controle) onde são resolvidas as equações primitivas. Os pontos com índice B são pontos fronteira que ou sou impostos (condição de fronteira activa) ou são calculados com base na variação espacial e/ou temporal dos pontos interiores (condição de fronteira passiva). Cada uma das variáveis (η - nível, u - velocidade segundo x e v - velocidade segundo y), tem a sua própria condição de fronteira. Por exemplo, caso se pretenda estudar no estuário do Tejo o efeito da maré sobre a circulação, uma condição típica é nível imposto e gradiente nulo para as duas componentes da velocidade.

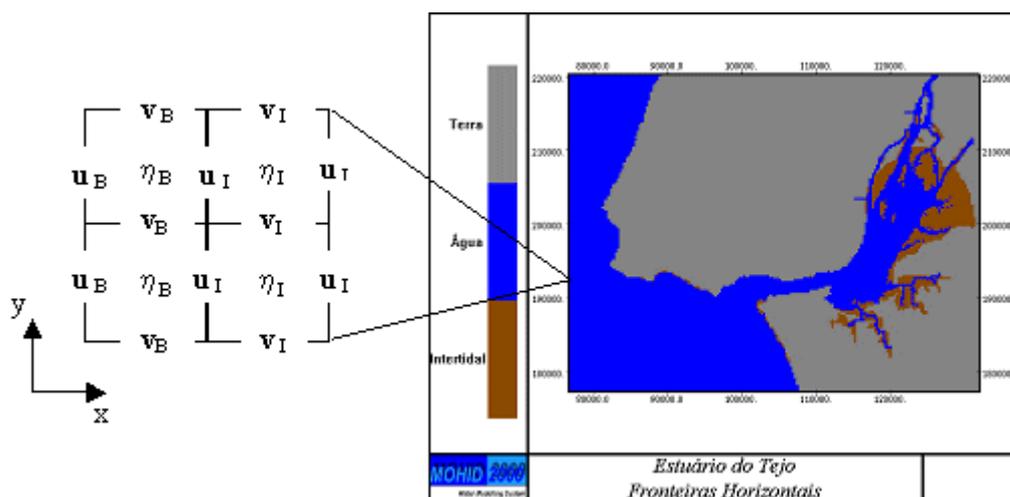


Figura 12 – Pontos de cálculo horizontais da fronteira aberta.

3.3.1.1 Condição de fronteira das forças barotrópica e inerciais

Uma vez que um modelo hidrodinâmico no seu cerne é o cálculo de um balanço de forças aplicado discretamente no espaço e no tempo é importante aprofundar a importância das condições de fronteira neste balanço. Analisando em detalhe a Figura 12 pode-se constatar

que neste caso o nível na fronteira (η_B) é utilizado para calcular o efeito da força de pressão barotrópica sobre o primeiro ponto de cálculo das velocidades segundo x (u_1). As velocidades nos pontos fronteira x (u_B) e y (v_B) também são importantes para estimar o efeito do termo advectivo e difusivo sobre as velocidades segundo x (u_1) adjacentes à fronteira Oeste. A velocidade segundo Y na fronteira (v_B) também é importante para estimar o efeito da força de coriolis sobre o primeiro ponto de cálculo das velocidades segundo x (u_1). Esta mesma velocidade é também importante para estimar a acção do termo difusivo sobre o primeiro ponto de cálculo das velocidades segundo y (v_1).

Uma primeira conclusão desta análise é que a condição de fronteira dos níveis é fundamental para estimar a força de pressão barotrópica no primeiro ponto de cálculo das velocidades com uma direcção normal à fronteira. Outra conclusão é que a condição de fronteira das velocidades apenas condiciona as forças de inércia no caso em que os gradientes de densidade não condicionam o escoamento. De uma forma geral as fronteiras são colocadas em zonas onde os termos de inércia não são importantes logo em escoamentos deste tipo a condição de fronteira que requer mais cuidados é a dos níveis.

3.3.1.2 Condição de fronteira da força baroclínica

Em escoamentos onde a força baroclínica seja importante (gradientes de densidade condicionam o escoamento) a condição de fronteira das velocidades não afecta apenas as forças de inércia. No caso 3D surge a componente vertical da velocidade que é obtida por continuidade a partir da variação do nível e da divergência do campo das velocidades (Figura 13).

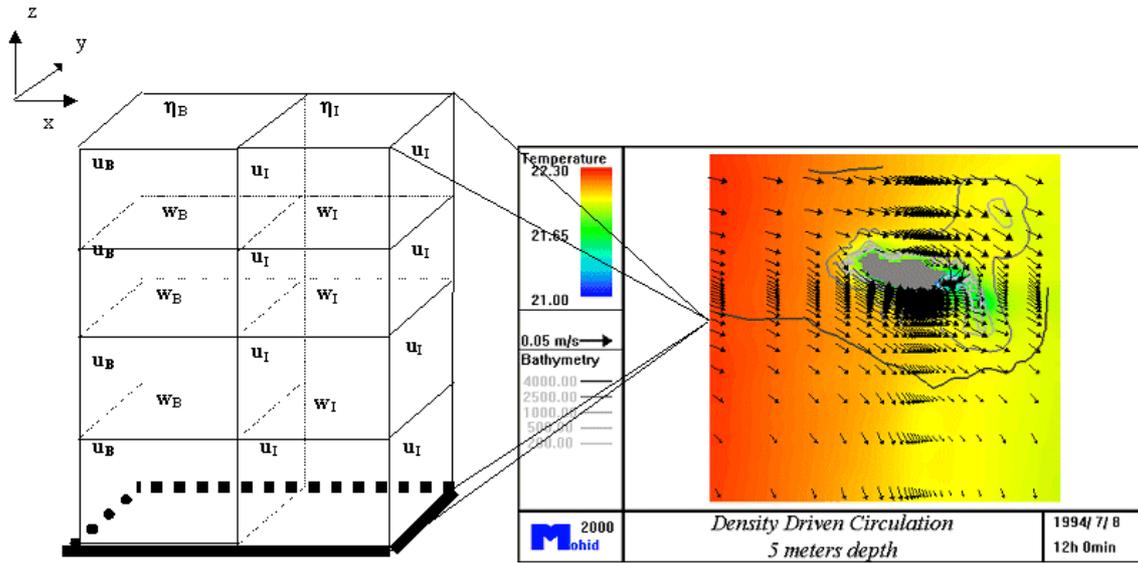


Figura 13– Pontos de cálculo da fronteira aberta de um modelo 3D num plano xz. Nesta figura apenas as velocidades segundo x e z estão representadas as velocidades segundo Y não foram representadas para não sobrecarregar a figura. A figura a partir da qual se faz o zoom dos pontos de cálculo representa um campo de correntes à superfície ao largo da Ilha da Madeira simuladas pelo modelo hidrodinâmico Mohid e forçadas com densidade climatológica.

Num caso 3D baroclínico a velocidade vertical é responsável pelo transporte vertical de salinidade e temperatura. Este transporte tem um papel importante no cálculo da força baroclínica uma vez que se dá na direcção em que os gradientes tendem a ser mais elevados em especial os de temperatura. Residualmente este transporte tende a ser fraco a não ser em situações de afloramento (*upwelling*) ou (*downwelling*) costeiro. No entanto, existem uma série de perturbações oscilatórias que tendem a fazer variar bruscamente as velocidades verticais apesar do seu valor médio ser pequeno. Estas oscilações podem ser importantes em especial em meios estratificados. A condição de fronteira tem que ser capaz de dar continuidade a perturbações que façam oscilar o campo de velocidades vertical e consequentemente o campos de salinidade e temperatura. Caso estas oscilações não sejam bem descritas na fronteira a força baroclínica tenderá a reflectir para o interior do domínio qualquer

perturbação no campo de densidade que chegue à fronteira. Este facto pode ser ilustrado com o seguinte cenário, considera-se uma isopícnica paralela às camadas dum modelo num determinado instante (linha azul da Figura 14 a) e que no passo temporal seguinte essa mesma isopícnica tem um padrão irregular devido a uma perturbação no escoamento (linha vermelha da Figura 14a). Se o modelo não tiver em conta uma condição de fronteira que permita a densidade oscilar na fronteira (ex: valor imposto – linha verde da Figura 14b) esta tenderá a reflectir qualquer tipo de oscilação no campo de densidades que chegue à fronteira. Uma vez que no caso de valor imposto a densidade não oscila a diferença de densidade imposta e a densidade real (linha amarela Figura 14 b) irá induzir uma força baroclínica que alimentará artificialmente o escoamento no interior do domínio.

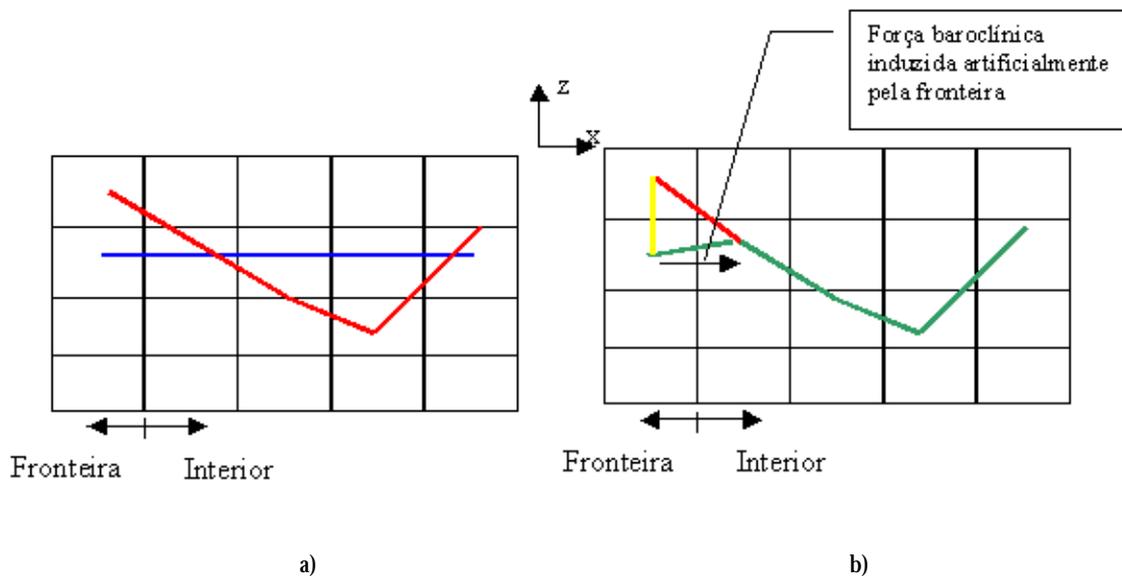


Figura 14 – a) Condição inicial - isopícnica paralela à direcção horizontal (linha azul) e isopícnica perturbada (linha a vermelho) b) Evolução da mesma isopícnica resolvida com um modelo que não resolve correctamente os escoamentos verticais nos pontos fronteira e diferença entre a solução correcta e a calculada (linha amarela).

Uma forma de resolver este problema consiste em simular as velocidades verticais na coluna de água fronteira e assim simular explicitamente a oscilação vertical das isopícnicas. Neste caso é necessário extrapolar as velocidades horizontais na fronteira e obter as velocidades verticais por continuidade ou vice-versa (Figura 15). A opção de simular o escoamento na coluna de água fronteira levanta um problema quando o escoamento é da fronteira para o interior, neste caso é necessário associar à velocidade horizontal na face fronteira com o exterior (u_B - Figura 15) um valor de densidade (ou seja de temperatura e salinidade). Este

valor refere-se à densidade exterior ao domínio de estudo. Neste caso é necessário extrapolar o efeito das oscilações verticais do escoamento na densidade exterior de modo a que quando o escoamento é do exterior para o interior do domínio não entre água com densidades incompatíveis com a densidade existente na coluna de água fronteira o que provocaria por sua vez oscilações no escoamento.

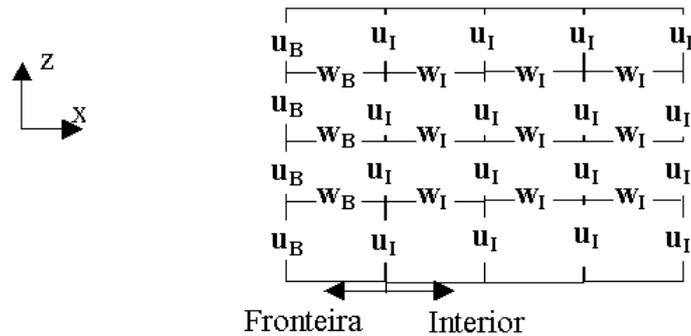


Figura 15- Corte segundo o eixo xz de uma malha de um modelo junto à fronteira Oeste.

3.3.2 Fronteiras Horizontais Fechadas

As fronteiras fechadas (ou sólidas) podem dividir-se em fixas e móveis, as primeiras são utilizadas para definir a fronteira com terra, enquanto as segundas são úteis para definir processos de cobertura e descobertura em zonas intertidais. Ao nível da resolução das equações primitivas estas fronteiras caracterizam-se por admitir fluxo nulo de massa e de quantidade de movimento perpendicular à fronteira. As trocas de quantidade de movimento apenas se dão tangencialmente devido ao efeito do atrito lateral. Todavia este processo é desprezável relativamente ao atrito no fundo devido à diferença que existe entre o passo espacial na horizontal e na vertical. Todavia, podem ser impostos na forma de fonte ou poço fluxos de massa e de quantidade movimento com o objectivo de simular rios, poluição difusa, etc.

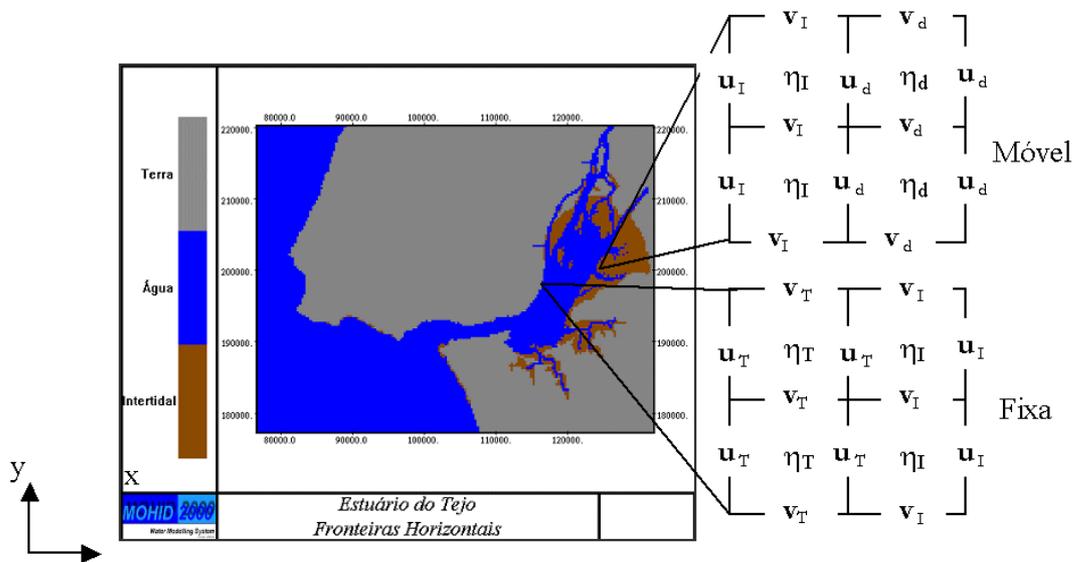


Figura 16- Pontos de cálculo horizontais da fronteira fechada fixa e móvel.

3.3.2.1 Fronteira Fixa

Ao nível das variáveis calculadas pelo modelo, a fronteira fechada fixa equivale a considerar o nível da superfície livre em pontos de terra (η_T) constante, valor esse que nunca é utilizado no cálculo. De preferência, este valor deve ser absurdo (ex: $\eta_T = -10^{15}$) de modo a aumentar a robustez do programa. Caso sejam introduzidos erros de programação que levem os algoritmos a utilizar níveis de pontos de terra, o modelo rapidamente pára, devido a um *overflow* e o erro é logo identificado. As velocidades horizontais, em faces de terra, são impostas a zero (u_T , v_T). O atrito lateral pode ser calculado com base nas velocidades interiores tangenciais a terra (v_I) e admitindo que o valor da velocidade tangencial, onde a face desta velocidade intersecta terra, é zero.

No desenvolvimento do modelo Mohid, foram evitadas fontes e poços artificiais de quantidade de movimento associados aos fluxos advectivos e difusivos. Esta regra serviu de base para o cálculo do fluxo advectivo de quantidade de movimento nos pontos de cálculo de velocidades adjacentes a terra. Este exemplo está ilustrado na Figura 17, o círculo representa um ponto de cálculo de velocidade segundo X, as faces a tracejado indicam as faces fronteira nas quais são contabilizados os fluxos de quantidade de movimento segundo X para o cálculo da velocidade no ponto já referido. Nesta situação, levanta-se o problema de se contabilizar, ou não, o efeito do fluxo de quantidade de movimento na primeira face de cálculo (entre terra e o ponto de cálculo da velocidade). O efeito deste fluxo advectivo de

quantidade de movimento é apenas contabilizado num dos volumes de controle adjacentes uma vez que o outro intersecta a linha de terra. Com o objectivo de manter o método conservativo optou-se por considerar neste caso o fluxo nulo.

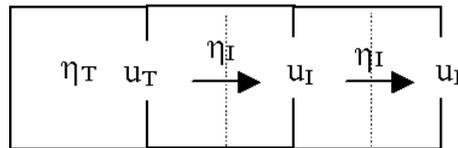


Figura 17 – Cálculo dos fluxos (setas) de quantidade de movimento.

3.3.2.2 Fronteira móvel

Como foi anteriormente dito, a fronteira móvel é uma fronteira fechada cuja posição evolui no tempo. Este tipo de fronteira é utilizada para simular zonas intertidais. Neste caso, é necessário localizar, em cada passo temporal, todos os pontos de cálculo de velocidades que estão descobertos de forma a ser imposta a condição de fluxo nulo de massa e de quantidade de movimento. Neste caso tal, como na fronteira fixa, as velocidades são impostas a zero (u_d , v_d), mas relativamente aos níveis (η_d) é necessário outro tratamento (Figura 16). O nível numa zona descoberta pode ser potencialmente variável no tempo. Por este facto, os níveis nestas zonas devem ter o mesmo tratamento que um ponto que é sempre interior, sendo o seu valor mantido constante nas fases de descobertura. Um ponto de cálculo das velocidades considera-se descoberto se uma das seguintes condições ocorrer:

$$H_{ij} < HMIN \text{ e } h_{ij-1} < -h_{ij} + HMIN$$

$$H_{ij-1} < HMIN \text{ e } h_{ij} < -h_{ij-1} + HMIN$$

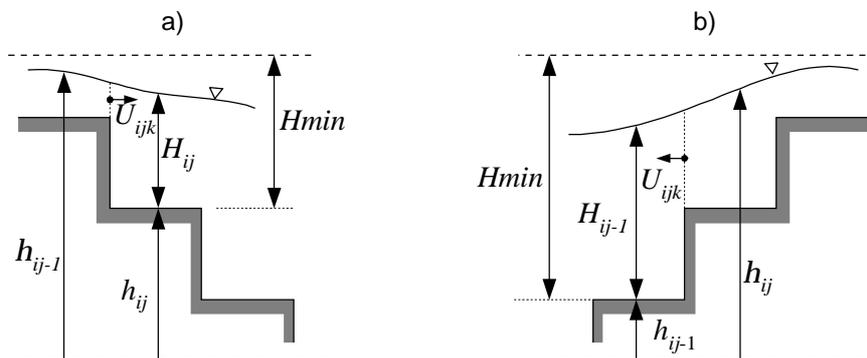


Figura 18 – Condições para um ponto de cálculo de velocidades se considerar descoberto.

$HMIN$ é a altura de coluna de água mínima, abaixo da qual se considera que um ponto de cálculo de níveis já não tem água. Este valor tem que ser suficientemente grande de modo minimizar a criação artificial de massa. No entanto, este valor não pode ter uma dimensão tal que introduza erros significativos na propagação da maré nas zonas intertidais. O ruído, provocado pelas variações bruscas de velocidade nas fases de cobertura ou descobertura, deve ser controlado através de uma escolha criteriosa de $HMIN$ [Leendertse, 1970], [Stelling, 1983]. O valor normalmente utilizado é na ordem dos 4 cm. As outras variáveis são H_{ij} profundidade total (ou altura da coluna de água), h_{ij} profundidade (ou cota a que se encontra o fundo) e η_{ij} nível (ou cota a que se encontra a superfície livre utilizando um referencial simétrico ao das profundidades).

3.3.3 Condições fronteira verticais

Tal como na condição de fronteira fechada horizontal, optou-se, tanto à superfície como no fundo, por admitir fluxo nulo de massa e de quantidade de movimento normal à fronteira. Trocas de massa à superfície são impostas na forma de termos de fonte (precipitação) e poço (evaporação), na camada superficial e não como uma condição de fronteira. As trocas de quantidade de movimento dão-se tangencialmente a estas duas fronteiras (Figura 19).

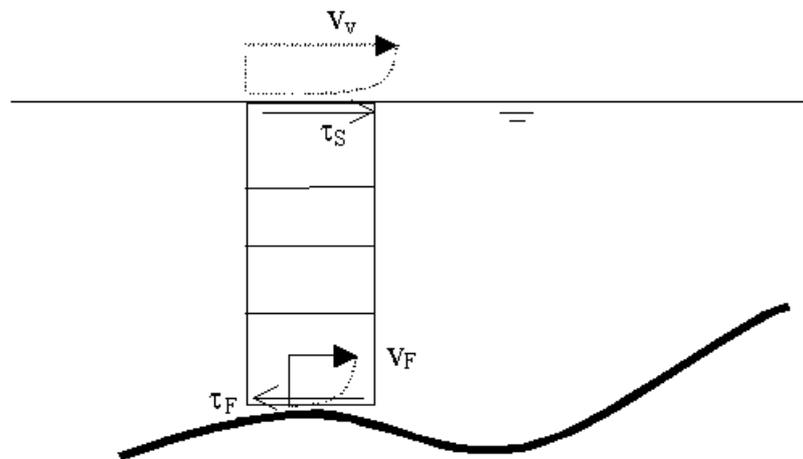


Figura 19 – Esquema da tensão de corte imposta na superfície (função da velocidade do ar) e no fundo (função da velocidade da água).

Em ambos os casos, admite-se que a tensão de corte (\vec{t}) é proporcional ao quadrado da velocidade (\vec{v}). Esta relação (18) é atribuída a Antoine Chézy e deu origem à primeira fórmula de escoamento uniforme em canais.

$$\vec{t} = r_x C_D \left| \vec{v} \right| \cdot \vec{v} \quad (18)$$

Na equação (18) ρ_x à superfície é a densidade do ar e no fundo é a densidade da água. O coeficiente de atrito C_D é um factor de proporcionalidade (19) que, caso se admita um perfil de velocidade logaritmo, é função da rugosidade da superfície fronteira e da distância a que a velocidade é medida (ou calculada) da fronteira (z_{obs}). No caso do vento, esta distância é normalmente 10 metros, no fundo é igual a metade da espessura da camada do fundo.

3.3.3.1 Coeficiente de atrito à superfície

À superfície, os parâmetros, que condicionam de uma forma significativa o coeficiente de atrito, são a rugosidade (z_0) e a estratificação que normalmente é definida com base no número de Richardson (Geernaert, 1990). A rugosidade, por sua vez, depende da magnitude da tensão de corte e da agitação marítima (Sterl et al., 1998).

$$C_D = \left[k / \left(\ln \left(\frac{z_{obs}}{z_0} \right) - \Psi_m \right) \right]^2 \quad (19)$$

$$z_0 = \frac{\acute{a}t}{g \sqrt{1 - t_w/t}} \quad (20)$$

Nestas equações $k=0.4$ é a constante de von Kármán, \acute{a} é uma constante cujo valor é 0.01, τ_w a tensão que representa a transferência de quantidade de movimento para as ondas (*wave induced stress or wind-to-waves momentum transfer*), Ψ_m , é um parâmetro que contabiliza o efeito da estratificação e é função do número de Richardson.

Apesar de alguns autores avançarem com equações que quantificam a correlação z_0 com agitação marítima, sendo a equação (20) um exemplo, não existe ainda uma formulação *standard*. Com o objectivo de simplificar a comparação dos resultados das medições dos fluxos de quantidade de movimento entre a atmosfera e o oceano, os experimentalistas tendem a normalizar os valores de C_D para condições de estratificação neutra, C_{DN} (21). Se, durante o período em que for feita a medição, a estratificação em média for estável, para as mesmas condições de vento, os coeficientes de atrito tendem a ser menores do que se a estratificação for em média instável, devido ao efeito inibidor da impulsão.

$$C_{DN} = \left[k / \ln \left(\frac{z_{obs}}{z_{0N}} \right) \right]^2 ; C_{DN} = u_{*N}^2 / U_{10}^2 \quad (21)$$

Em que U_{10} é a velocidade do vento medida a 10 m do nível do mar ou seja $z_{obs}=10$ m e C_{DN} é um coeficiente de atrito normalizado para meios de estratificação neutra. Os valores experimentais de C_{DN} são usualmente apresentados como uma função linear da velocidade do vento do tipo:

$$C_{DN} = a + b \cdot U_{10} \quad (22)$$

Por esta razão, (22) foi introduzida, no módulo responsável pelas trocas da coluna de água com a atmosfera no sistema Mohid (*Classe Surface*) de modo a ser possível converter velocidades em tensões de corte. Esta formulação permite forçar o modelo com campos de velocidades de vento. Existe uma grande variedade de coeficientes a e b propostos na literatura (Tabela 3) mas, os mais utilizados em oceano aberto são os propostos por Large e Pond (1981). Os efeitos da estratificação do ar sobre as trocas de quantidade de movimento entre a atmosfera e a coluna de água são difíceis de quantificar. Por esta razão, admite-se, normalmente, estratificação neutra no forçamento dos modelos.

Source	Windspeeds (m/sec)	$10^3 C_{DN}$	Scat (%)	N	[Method]	Platform
Geernaert et al (1987)	5 - 25	.58 + .085 U	20	116	ec	tower North Sea
Geernaert et al (1986)	5 - 21	.43 + .097 U	12	186	ec	mast North Sea
Graf, et al (1984)	7 - 17	1.09 + .094 U	—	145	wp	mast Lake Geneva
Donelan (1982)	4 - 17	.37 + .137 U	28	120	ec	tower Lake Ontario
Large & Pond (1981)	5 - 19	.46 + .069 U	28	120	ec	tower Atlantic
Large & Pond (1981)	4 - 10	1.14	16	590	diss	tower/ship
Smith (1980)	10 - 26	.44 + .063 U	16	1001	diss	open ocean
Smith (1980)	6 - 22	.61 + .063 U	25	120	ec	tower Atlantic
Krugermeier et al. (1978)	3 - 8	1.30	30	394	wp	buoy North Sea
Khalsa & Businger (1977)	3 - 12	1.42	22	12	diss	ship open ocean
Smith & Banke (1975)	2.5 - 21	.63 + .066 U	30	111	ec	mast Atlantic
Hedegaard (1975)	3 - 14	.64 + .14 U	30	80	ec	mast Kategatt
Kondo (1975)	3 - 16	1.2 + .025 U	15	—	waves	tower Pacific coast
Davidson (1974)	6 - 11.5	1.44	?	114	ec	FLIP buoy open ocean
Wieringa (1974)	4.5 - 15	0.6 U 0.86 + .058 U	20	126	ec	tower Lake Flevo
Denman & Miyake (1973)	4 - 18	1.29 + .03 U	17	70	diss	ship open ocean
Kitaigorodskii et al (1973)	3 - 11	0.9 to 1.6	>	29	ec	tower Caspian Sea
Hicks (1972)	4 - 10	0.5 U ⁻⁵	25	75	ec	tower Bass Strait
Paulson, et al. (1972)	2 - 8	1.32	25	19	wp	buoy open ocean
Sheppard, et al. (1972)	2.5 - 16	.36 + .1 U	20	233	wp	tower Lough Neagh
DeLeonibus (1971)	4.5 - 14	1.14	30	78	ec	Bermuda tower Atlantic Ocean
Pond, et al. (1971)	4 - 8	1.52	20	20	ec	FLIP buoy open ocean
Brocks & Krugermeier (1970)	3 - 13	1.18 + .016 U	15	152	wp	buoy North Sea
Hasse (1970)	3 - 11	1.21	20	18	ec	buoy North Sea
Miyake, et al. (1970)	4 - 9	1.09	20	8	ec	UBC site on
Ruggles (1970)	4 - 9	1.13	20	8	wp	Spanish Bank
Hoeber (1969)	2.5 - 10	1.6	50	276	wp	mast Buzzards Bay
Weiler & Burling (1967)	3.5 - 12	1.23	20	787	wp	buoy open ocean
Zubkovskii & Kravchenko (1967)	2 - 10.5	1.31	30	10	ec	UBC mast on
	2.5 - 4.5	0.90	75	6	wp	Spanish Bank
	3 - 9	0.72 + .12 U	15	43	ec	buoy Black Sea

Tabela 3- Medidas de C_{DN} (Geernaert, 1990).

3.3.3.2 *Coefficiente de atrito no fundo*

O coeficiente de atrito no fundo, tal como à superfície, é utilizado para calcular a tensão de corte, recorrendo à equação (18), neste caso, a densidade e a velocidades são as da água. Na modelação hidrodinâmica costeira existem, normalmente, duas aproximações para estimar este coeficiente de atrito. A primeira tem um carácter empírico e resulta da conhecida equação de Manning, desenvolvida para escoamentos 2D. A outra aproximação admite que, junto ao fundo, o perfil de velocidades é logaritmo, tal como se admitiu para o cálculo da tensão de corte à superfície. Esta última metodologia é a mais aconselhada para escoamentos 3D. Ambas as metodologias foram implementadas no modelo hidrodinâmico aqui apresentado. Junto ao fundo, ao contrário do que acontece junto à superfície, a estratificação tende a ser neutra. Entre o fundo e a coluna de água não existem trocas de calor significativas, ao contrário do que se observa à superfície. Devido a este facto, a estratificação não é um parâmetro que condiciona as trocas de quantidade de movimento com o fundo.

3.3.3.2.1 *Escoamentos 2D*

No caso da parametrização proposta por Manning, o coeficiente de atrito (23) é função da gravidade (g), da altura da coluna de água (H) e do coeficiente de Manning (n). Esta fórmula, devido à sua simplicidade e ao seus resultados satisfatórios, tornou-se na fórmula mais utilizada no dimensionamento de canais e condutas em superfície livre. Devido a esse sucesso, o coeficiente de Manning é um parâmetro muito estudado o que nos permite, a partir duma análise visual do fundo, estimar um primeiro valor com algum grau de precisão. Existem publicações que apresentam valores mínimos, médios e máximos, de n para diferentes tipos de fundo (Chow, 1973).

$$C_D = g \cdot n^2 \cdot H^{-1/3} \quad (23)$$

A equação (23) não pode ser aplicada em modelos, 3D uma vez que é uma fórmula desenvolvida para escoamentos 2D. O coeficiente de atrito, C_D é um coeficiente de proporcionalidade entre tensão de corte no fundo e a velocidade média do escoamento (23). O perigo de calcular assim a tensão de corte, em escoamentos 3D, é a velocidade média da coluna de água não ter a mesma direcção da velocidade da camada de fundo, o que teria como consequência a produção de trabalho por parte de uma força de atrito, ou seja, produção de energia em vez de dissipação. Uma situação comum, em que a velocidade média da coluna de água tem a direcção oposta da velocidade junto ao fundo, ocorre durante a inversão da maré.

3.3.3.2.2 *Escoamentos 3D*

Em escoamentos 3D é normalmente adoptada uma formulação muito semelhante à equação (21) aplicada na superfície. Esta equação admite a seguinte simplificação $z_{obs} \gg z_0$ logo $z_{obs} + z_0 \approx z_{obs}$ o que, na maior parte dos casos, é verdade. Todavia, na transição entre cobertura e descobertura, nas zonas intertidais, a espessura da camada junto ao fundo, pode atingir valores da ordem de grandeza de z_0 . Caso o valor de z_{obs} seja menor que z_0 então o coeficiente de atrito é negativo o que dá origem a uma força de atrito com a mesma direcção do escoamento. Apesar de esta situação ocorrer em poucos pontos de cálculo e de uma forma discreta no tempo é uma clara violação dos pressupostos das equações resolvidas, tornando o modelo potencialmente instável, por esta razão C_D , junto ao fundo é calculado da seguinte forma:

$$C_D = \left[k / \ln \left(\frac{z_{obs} + z_0}{z_0} \right) \right]^2 \quad (24)$$

3.4 **Condições de Fronteira Aberta**

De todas os tipos de fronteira a que levanta maiores desafios é a fronteira horizontal com outras massas de água normalmente designada por fronteira aberta. Ao longo do desenvolvimento do modelo hidrodinâmico do sistema Mohid, em especial no âmbito desta tese, tem sido efectuada uma actualização constante das diferentes metodologias propostas na bibliografia que provem ser robustas em casos reais (Ruiz-Villarreal, 2002, Coelho et al. 2002b). A experiência acumulada tem mostrado que não existe uma solução universal e que em cada caso é necessário testar diferentes soluções e escolher a que perturba menos a solução e ao mesmo tempo não deixa o modelo divergir.

3.4.1 **Condições híbridas radiativas**

Usualmente, a informação disponível, em escoamentos oceânicos ou costeiros, não é suficiente para se adoptar uma condição de fronteira totalmente activa e por outro lado fronteiras cem por cento passivas tendem, a longo prazo, a desviar, irreversivelmente, a solução do modelo da realidade. Uma opção, vulgarmente adoptada, é somar a uma condição de fronteira radiativa um termo de decaimento que faz tender o modelo para uma solução exterior (Blumberg e Kantha, 1985, Oey e Chen, 1992a, Palma e Matano, 1998 e Marchesiello et al., 2001). Outra opção consiste em radiar a solução na fronteira relativamente a uma solução exterior (Flather, 1976, Stevens, 1991, Oey e Chen, 1992b,

Palma e Matano, 1998, Palma e Matano, 2000, Penduff et al., 2000, Marchesiello et al., 2001, Treguier et al., 2001), o Mohid tem programadas ambas as metodologias.

3.4.2 Esquema de relaxação do escoamento

Outro tipo de fronteira, que pode também apresentar bons resultados em especial em escoamentos costeiros, é o Esquema de Relaxação do Escoamento em inglês *Flow Relaxation Scheme* (FRS), desenvolvido por Martinsen e Engedahl (1987). Esta metodologia, numa zona perto da fronteira (por exemplo nos primeiros 10 pontos de cálculo), faz tender a solução do modelo para a solução exterior. Palma e Matano (1998) consideram esta solução para escoamentos barotrópicos a mais robusta, a par da condição radiativa do tipo Flather (1976). O FRS é também utilizado para transferir informação de modelos de larga escala para sub-modelos de uma forma suave.

3.4.3 Cálculo da solução exterior (ou de referência)

A solução exterior (ou de referência) pode ser obtida de três formas: através de medidas, recorrendo a uma solução simplificada das equações ou utilizando modelos encaixados (ou sub-modelos). A primeira forma de obter uma solução exterior, apesar de ser usual em rios e estuários, está normalmente vedada a aplicações em oceano aberto, devido à falta de medidas que permitam cobrir áreas tão vastas, as outras duas metodologias são as mais utilizadas em oceano aberto. No entanto, graças aos impressionantes avanços feitos no campo das medidas calcular a solução exterior com base em medidas afigura-se como uma metodologia cada vez menos dispendiosa e no futuro será certamente uma opção a ter em conta. Um sinal, que comprova esta afirmação, são os avanços feitos na altimetria que deram origem a soluções globais da maré que apresentam uma precisão da ordem dos mm em quase todo o globo (Le Provost et al., 1998). As soluções simplificadas das equações mais comuns são: equilíbrio geostrófico e a deriva de Ekman (Kantha e Clayson, 2000). Todavia, existem outros tipos de soluções simplificadas como é o caso da solução local proposta por Roed e Smedstad (1984) em que, neste caso, os únicos termos, das equações primitivas, que são desprezados são os não-lineares e as derivadas normais à fronteira. Os sub-modelos (ou modelos encaixados) são também uma opção que permite obter uma solução exterior de grande qualidade, exigindo, no entanto, maior esforço de cálculo.

3.4.4 Definição de condições de fronteira aberta no sistema Mohid

A metodologia, para definir condições de fronteira aberta no modelo Mohid, é extremamente versátil. Uma forma que o utilizador tem de garantir que o modelo não divirja demasiado da

solução conhecida, é definindo, antes de correr o modelo, uma solução exterior (ou de referência). Esta solução exterior pode ser imposta pelo utilizador, ou calculada pelo modelo, por exemplo, recorrendo a modelos encaixados. Foram implementados vários tipos de condições de fronteira que se podem dividir em três grandes grupos: radiativas, relaxação e cíclicas.

3.4.4.1 *Imposição da solução exterior*

A solução exterior pode ser definida de uma forma contínua, para cada ponto de cálculo do modelo, recorrendo a campos de propriedades, definidos em ficheiros ASCII, que podem ser constantes ou variáveis no tempo. Outra hipótese é definir a solução em alguns pontos e a partir desta informação interpolar durante a simulação a solução para os pontos de cálculo. Esta é a metodologia utilizada quando se pretende impor nos pontos fronteira níveis obtidos a partir de marégrafos. Esta abordagem tem a vantagem de minimizar a entrada de dados. A informação pode ser dada na forma duma série temporal, ou na forma de componentes harmónicas, no caso da maré. Caso não existam fontes locais de medidas de salinidade, de temperatura, de ventos e maré, as fontes alternativas usualmente utilizadas pelo grupo de utilizadores do Mohid são bases de dados disponíveis na internet que disponibilizam informação para todo o mundo, como é o caso da NOAA (Levitus e Boyer, 1994 e Levitus *et al.*, 1994). Esta fonte disponibiliza dados climatológicos de salinidade e temperatura que são extremamente úteis, porque permitem, caso se admita que a hipótese de gestrofia é válida, estimar um campo de velocidades e níveis. A hipótese de gestrofia não é mais que admitir que a força de coriolis está em equilíbrio com a pressão e que a hipótese hidrostática é válida (25).

$$fu = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial y} \wedge fv = \frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial x} \wedge \frac{\partial p}{\partial z} = -rg \quad (25)$$

A metodologia, normalmente utilizada para se obter este escoamento, consiste em considerar um nível de movimento nulo, Paillet and Mercier (1997) and Arhan et al. (1994). Com base na equação do vento térmico (26) e admitindo que a velocidade é próxima de zero, a uma determinada profundidade, é possível obter o perfil de velocidade. Outra forma mais exacta de calcular o perfil de velocidades é, a partir de dados de altimetria, estimar a velocidade à superfície admitindo que a força de coriolis e a força barotrópico estão em equilíbrio. Conhecendo a velocidade à superfície e os gradientes horizontais de densidade horizontais,

com base na equação (26), pode-se obter um perfil de velocidades bastante rigoroso desde que o balanço geostrófico seja válido.

$$f \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{g}{r_0} \frac{\partial r}{\partial y}; -f \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{r_0} \frac{\partial r}{\partial x} \quad (26)$$

Os dados de ventos podem ser utilizados, não só como forçamento interno, mas também para definir os caudais de entrada ou saída do domínio, a partir de soluções simplificadas das equações primitivas. Por exemplo a deriva de Ekman (27).

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} - f q_y = \frac{\tau_x}{r_0} \wedge \frac{\partial q_y}{\partial t} + f q_x = \frac{\tau_y}{r_0} \quad (27)$$

Considera-se nestas equações q o caudal específico em toda a coluna de água, f a frequência de coriolis e τ a tensão de corte devido ao vento. A deriva de Ekman resulta de se admitir que a evolução da velocidade no tempo apenas depende da força de coriolis e da difusão vertical de quantidade de movimento que tem como condição de fronteira à superfície a tensão de corte do vento.

Os resultados dos modelos atmosféricos globais são uma fonte de ventos, para qualquer ponto do globo. O ECMWF (European Center for Medium-Range Weather Forecasts - Trenberth *et al.*, 1990) disponibiliza campos de ventos obtidos com base em modelos atmosféricos para todo mundo, como solução de recurso podem ser utilizados os ventos climatológicos propostos por Hellerman e Rosenstein, (1983).

No caso da maré são utilizados os resultados do modelo global de maré FES95.2 (Le Provost et al., 1998). Este modelo não é mais que um modelo hidrodinâmico de elementos finitos FES94.1 (Le Provost et al., 1994) ao qual foi adicionado um módulo de assimilação de dados. A assimilação de dados é feita a partir da solução obtida do modelo empírico CSR2.0 da universidade de Texas. A assimilação é feita nos oceanos Atlântico, Índico e Pacífico. A principal razão, apontada para os erros do modelo puramente hidrodinâmico FES94. 1 ,são o desconhecimento que se tem da batimetria em muitas zonas do globo. Os resultados do modelo FES95.2 estão disponíveis na internet, com uma precisão de 0.5°x0.5° graus (<ftp://spike.cst.cnes.fr/pub/techine/tide/fes95.2.1>). Estes resultados estão sintetizados na forma de 26 componentes de maré para todo o mundo. As 8 principais componentes de maré são calculadas directamente pelo modelo hidrodinâmico: K1, O1, Q1, M2, S2, N2, K2

e 2N2, só as duas últimas não são corrigidas por assimilação de dados. As outras 18 componentes de maré são obtidas a partir das oito principais. A qualidade dos resultados do modelo foi aferida por comparação com informação medida em 95 estações, espalhadas por todo o mundo.

3.4.4.2 Cálculo da solução exterior

Até agora, foram apresentados processos de disponibilizar ao modelo a solução de referência (ou exterior) via entrada de dados. No entanto, também é possível utilizar o modelo Mohid para calcular esta solução de referência, recorrendo ao conceito de modelos encaixados. Uma vez que toda a programação do sistema Mohid está orientada por objectos, o número de sub-modelos que o utilizador pode definir é teoricamente ilimitado, na realidade esta escolha está limitada à capacidade de cálculo disponível. Esta metodologia é extremamente poderosa, podendo ser utilizada para definir a solução exterior. Um caminho, é definir um modelo de larga escala com um passo espacial grosseiro, onde seja relativamente fácil definir as condições de fronteira e de seguida ir implementando modelos encaixados que na zona de estudo tendam a reduzir o passo da malha até se chegar à precisão desejada. Entre modelos a transição de passo da malha não pode ser demasiado brusca, o ideal será uma relação de 1:3 ou 1:5. Este tipo de relação minimiza o número de interpolações necessárias.

3.4.4.3 Condições de fronteira implementadas

A solução exterior pode ser utilizada de diferentes formas, dependendo do tipo de condição de fronteira escolhida para cada propriedade. A solução exterior pode ser utilizada para impor uma solução na fronteira. Esta solução pode também ser utilizada como uma referência para equações que extrapolam o valor na fronteira (radiação), com base na variabilidade interna do modelo. Outra metodologia consiste em fazer tender de uma forma gradual a solução do modelo para a solução exterior, numa zona junto à fronteira. As propriedades, que condicionam o escoamento e que necessitam de condições de fronteira, são nomeadamente: os níveis, as velocidades, temperatura e salinidade.

3.4.4.3.1 Condições de Fronteira Radiativas

Os níveis podem ser impostos (condição de fronteira activa) ou então caso se opte por uma condição de radiação, existem duas possibilidades :

Condição de fronteira de Blumberg e Kantha (1985)

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\vec{c}_E \cdot \vec{n}) \nabla h = \frac{1}{T_d} (h_{ext} - h) \quad (28)$$

Condição de fronteira de Flather (1976)

$$q - q_{ext} = (h - h_{ext}) (\vec{c}_E \cdot \vec{n}) \quad (29)$$

\vec{n} – vector normal à fronteira, T_d – tempo de decaimento, η_{ext} , q_{ext} – nível e caudal específico da solução exterior, η , q – nível e caudal específico a calcular pelo modelo, c_E - celeridade das perturbações no nível que se pretende radiar ou celeridade das ondas externas ($c_E = \sqrt{gh}$ e g – aceleração da gravidade e h - profundidade).

A primeira opção tem a particularidade de ser calculada no ponto de fronteira dos níveis e a segunda no primeiro ponto de cálculo das velocidades. Ambas as condições têm uma componente activa (Dirichlet) e uma componente passiva (condição de radiação). Estas duas condições ficam totalmente passivas, quando o tempo de decaimento da primeira é infinito ou os valores exteriores da segunda são nulos. A grande desvantagem da condição (28) relativamente à condição (29) é que a primeira pode introduzir erros graves de conservação de massa ou seja o nível médio do domínio simulado pode ter uma evolução pouco realista. Um dos objectivos do termo de decaimento da equação (28), é não deixar que estes erros de massa se agravem irreversivelmente no tempo. Marchesiello et al. (2001) minimiza este tipo de erros, corrigindo os caudais, estimados na fronteira, de forma a que o volume total se mantenha constante. Na condição (29), a radiação é sempre relativa a um valor de referência, ou seja, se o modelo se desviar desta referência, a condição vai reagir continuamente de modo a fazer tender a solução para o estado de referência. Esta característica da condição (29) faz com que esta não introduza erros significativos na conservação da massa global do domínio a simular.

Como foi dito anteriormente, a condição de fronteira aberta das velocidades não é tão importante, no balanço de forças, como a dos níveis, uma vez que as velocidades só influenciam directamente os termos difusivo, advectivo e de coriolis, que são termos de inércia. No entanto, as velocidades horizontais influenciam directamente os movimentos verticais e estes, por sua vez, são responsáveis pelo transporte de salinidade e de temperatura, cujas oscilações verticais tem fortes repercussões no cálculo da força baroclinica. A partir da condição de fronteira dos níveis, é possível calcular os fluxos verticais devidos à variação dos

níveis, isto é, à divergência da velocidade barotrópica (ou velocidade média da coluna da água). Falta quantificar o efeito que a divergência das velocidades baroclínicas (ou flutuação à velocidade média) sobre os fluxos verticais na fronteira aberta. As velocidades baroclínicas são extrapoladas para a fronteira aberta recorrendo à equação (30), que não é mais que uma equação de radiação aplicada à componente baroclínica da velocidade horizontal à qual se somou um termo de decaimento (Marchesiello et al., 2001). Sabendo-se as velocidades baroclínicas nos pontos fronteira pode-se automaticamente quantificar os fluxos verticais na fronteira aberta associados à divergência deste campo de velocidades.

$$\frac{\partial \mathbf{v}_{\text{baroclínica}}^{\mathbf{r}}}{\partial t} + c_{I_x} \frac{\partial \mathbf{v}_{\text{baroclínica}}^{\mathbf{r}}}{\partial x} + c_{I_y} \frac{\partial \mathbf{v}_{\text{baroclínica}}^{\mathbf{r}}}{\partial y} = \frac{(\mathbf{v}_{\text{baroclínica Ext.}}^{\mathbf{r}} - \mathbf{v}_{\text{baroclínica}}^{\mathbf{r}})}{T_d} \quad (30)$$

c_{I_x}, c_{I_y} – celeridade a que se propagam as perturbações no campo de densidade ou celeridade das ondas internas segundo x e y respectivamente.

Para o caso dos traçadores, é resolvida uma equação de advecção (31) que pode ou não ser corrigida com uma velocidade radiativa (Stevens 1991). Esta equação (31) é semelhante à proposta para cálculo da velocidade baroclínica (30), sendo o valor da celeridade igual em ambas as condições. Esta equação é utilizada para estimar os valores da temperatura e da salinidade na zona exterior ao domínio. Estes valores são importantes quando o escoamento é do exterior para o interior. Um termo de decaimento é adicionado de forma a solução a não divergir de um valor de referência previamente definido (P_{Ext}).

A equação (31) admite que a variabilidade da temperatura e da salinidade no exterior é condicionada pelo transporte advectivo horizontal (v_x, v_y) e pelas oscilações verticais induzidas pelas ondas internas (c_{I_x}, c_{I_y}). Pode dizer-se que no exterior a velocidade horizontal do escoamento faz oscilar as isolinhas de propriedades na horizontal, enquanto as ondas internas fazem estas oscilar na vertical. No entanto, esta metodologia só é válida enquanto as perturbações sobre o campo da propriedade da água a calcular estiverem a sair do domínio. Esta situação verifica-se durante o período em que a soma das componentes normais à fronteira da velocidade do escoamento e da celeridade das ondas internas indicar que o sentido das perturbações no campo de densidade é do interior para o exterior. Quando esta condição não se verifica a propriedade no exterior evolui só devido ao termo de decaimento.

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (v_x + c_{lx}) \frac{\partial P}{\partial x} + (v_y + c_{ly}) \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{1}{T_d} (P_{ext} - P) \quad (31)$$

3.4.4.3.2 Celeridade das perturbações a radiar

As equações apresentadas (28), (29), (30) e (31) têm por objectivo estimar valores na fronteira de várias propriedades, com base na variabilidade interna do modelo. Estas equações pretendem deixar sair do modelo perturbações no nível - (28) e (29) – e no campo de densidade - (30) e (31) -, que se propagam com uma determinada celeridade. Se esta fórmula, a condição de radiação torna-se numa condição de valor imposto, se a celeridade for infinita, então a condição é do tipo de gradiente nulo. Além de ser necessário calcular a celeridade das perturbações é também importante saber a direcção com que saem do domínio.

No caso do nível é comum assumir que $c_E = \sqrt{gh}$ (g – aceleração da gravidade e h – profundidade), neste caso, admite-se que junto à fronteira a velocidade média na coluna de água é forçada de uma forma dominante pelo gradiente nível (teoria linear da onda). Na realidade esta metodologia é apenas válida para radiar perturbações de nível associadas a ondas gravíticas externas. Quando estas ondas dominam as perturbações de nível a sua direcção de propagação coincide com a direcção do escoamento. Com o objectivo de alargar o domínio de aplicabilidade da condição de radiação aplicada aos níveis, mantendo $c_E = \sqrt{gh}$, Flather (1976) apresentou a equação (29). Esta equação permite radiar ondas gravíticas externas, sobre as perturbações produzidas por outros mecanismos. Estes podem ser, por exemplo, o vento, o atrito e a força de coriolis.

Santos (1995) apresenta um caso, num canal 1D de profundidade constante, forçado com vento uniforme, com fronteiras abertas nas duas extremidades. Este autor aplicou a condição de fronteira (29), considerando que q_{ext} resulta do equilíbrio da força de atrito com a tensão de corte, devido ao vento, enquanto $\eta_{Ext}=0$, nas duas fronteiras, uma vez que considera que o vento sopra num domínio infinito. Em resultados não publicados, este autor constatou que, caso não considerasse esta solução exterior simplificada (tensão de corte de vento em equilíbrio com o atrito no fundo), o modelo produziria um gradiente de nível artificial. Este gradiente resulta do facto da equação (29) admitir que o caudal na fronteira, forçado pelo vento, é resultado de uma onda gravítica externa, ou seja, é forçado por um gradiente de

nível. Caso não seja possível obter soluções exteriores coerentes, admitir que a celeridade das perturbações no campo de níveis é \sqrt{gh} , pode conduzir a soluções irrealistas.

O valor real de c_1 é difícil de determinar para perturbações no campo de densidade, de uma forma geral, considera-se este valor igual à celeridade das ondas internas que é aproximadamente 2 ordens de grandeza inferior à celeridade de uma onda gravítica externa. Esta celeridade é utilizada nas equações (30) e (31), para estimar os valores nos pontos fronteira valores de velocidade baroclínica e de densidade. A celeridade das perturbações no campo de densidade (c_1) depende da estratificação, que pode variar bastante na vertical e na horizontal, o que torna difícil o seu cálculo. Uma formulação simplificada para estimar a celeridade (32), utilizada usualmente na bibliografia, consiste em admitir que esta é proporcional à raiz quadrada da profundidade (Oey e Chen, 1992a e Kourafalou et al., 1996).

$$c_1 = \sqrt{gh \cdot 10^{-3}} \quad (32)$$

Outra alternativa, é calcular c_1 com base nas equações de gravidade reduzida, aplicadas a duas camadas. Neste caso, $c_1 = \sqrt{g'h_s}$; $g' = g \Delta\rho / \rho_0$ em que h_s é a espessura da camada superficial e camada de fundo admite-se de espessura infinita e $\Delta\rho$ é a diferença de densidade entre camadas e ρ_0 . Em ambos os métodos de cálculo, c_1 é considerada constante na vertical, por uma questão de simplificação, que implica automaticamente que só se pretende radiar o primeiro modo baroclínico, ao qual estão associadas as principais oscilações internas. Os outros modos, uma vez que são difíceis de identificar, são reflectidos pela fronteira e espera-se que sejam dissipados no interior. Uma forma simplificada de identificar o primeiro modo baroclínico, em oceano aberto, é admitir que a coluna de água está dividida em duas camadas. A camada superficial (h_s), corresponde à camada de mistura situada acima da termoclina sazonal. As ondas que resultem da interacção, via força baroclínica, destas duas camadas de água podem-se considerar associadas ao primeiro modo baroclínico.

O pressuposto das duas metodologias apresentadas para calcular a celeridade é que força baroclínica é a força que condiciona de uma forma dominante a variabilidade do campo de densidade junto à fronteira. Uma vantagem desta simplificação consiste em poder-se admitir que a direcção das perturbações, no campo de densidade, que se pretendem radiar é equivalente à da velocidade baroclínica.

3.4.4.3.3 Cálculo da celeridade

As metodologias, anteriormente, apresentadas para estimar c_E e c_I com base em simplificações das equações (teoria linear da onda e equações de gravidade reduzida) que tendem a admitir que apenas a pressão condiciona o escoamento junto à fronteira. Este pressuposto pode ser muito limitador, uma vez que o vento, a força de coriolis e o atrito podem, em certos casos, ter um papel importante. Uma forma alternativa, às metodologias anteriormente apresentadas, consiste em calcular a celeridade de propagação das perturbações, recorrendo à metodologia proposta por Orlanski, 1976. Esta consiste em calcular, nos pontos interiores adjacentes à fronteira, a variabilidade espacial e temporal da propriedade em questão e assim estimar uma celeridade. Marchesiello et al. (2001) sublinha o carácter 2D da equação de radiação (33) e que é necessário calcular as duas componentes da celeridade (c_x, c_y) com base na variabilidade espacial normal e tangencial da propriedade em causa .

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c_x \frac{\partial P}{\partial x} + c_y \frac{\partial P}{\partial y} = 0 \quad (33)$$

$$c_x = - \frac{\partial P}{\partial t} \frac{\partial P / \partial x}{(\partial P / \partial x)^2 + (\partial P / \partial y)^2} \quad (34)$$

e

$$c_y = - \frac{\partial P}{\partial t} \frac{\partial P / \partial y}{(\partial P / \partial x)^2 + (\partial P / \partial y)^2} \quad (35)$$

c_x componente normal e c_y componente tangencial da celeridade da onda a radiar.

Esta metodologia tem a grande vantagem de tornar a condição de radiação independente de uma qualquer solução exterior, pode-se dizer que permite aplicar uma condição totalmente passiva. No entanto, o cálculo da celeridade desta forma tem algumas particularidades que têm que ser tidas em conta. Quando a celeridade é calculada, com base na variabilidade interior da propriedade, a sua intensidade e direcção passam a ser uma incógnita. Se a componente normal à fronteira for negativa ($c_x < 0$) então, neste caso, Miyakoda e Rosati (1977) sugerem a imposição de uma solução exterior. Todas estas características tornam a condição de radiação discretizada com base na equação (33) altamente instável, uma vez que os valores de c podem variar bruscamente em sinal e em módulo e nada garante que a longo

prazo a solução não tenda a divergir. Com o objectivo de tornar em especial as trocas de sinal da celeridade menos bruscas e evitar que a solução divirja de valores de referência, Marchesiello et al. (2001) sugere a adição de um termo de decaimento à equação (33).

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c_x \frac{\partial P}{\partial x} + c_y \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{1}{T_d} (P^{ext} - P) \quad (36)$$

e

$$T_d = T_{out} \text{ se } c_x > 0$$

$$T_d = T_{in}; c_x = c_y = 0 \text{ se } c_x < 0$$

nesta equação P^{ext} representa a solução imposta exterior ao domínio, T_d o tempo de decaimento e $T_{out} \gg T_{in}$. Quando a direcção de propagação é para fora, o tempo de decaimento é grande (T_{out}), sendo o valor na fronteira estimado principalmente a partir da variabilidade interior, mas o tempo de decaimento não deixa a longo prazo a solução divergir em demasia. Por outro lado quando a direcção de propagação é para o interior do domínio, o valor na fronteira é relaxado rapidamente para um valor de referência, esta forma de impor a solução exterior evita transições bruscas que podem levar o modelo a tornar-se instável.

Tendo por base as conclusões de Marchesiello et al. (2001) optou-se por um algoritmo com as seguintes características:

- Discretização do termo advectivo com um esquema upwind implícito para a componente normal à fronteira e explícito para a tangencial;
- Discretização do termo evolutivo para a frente no tempo;
- Celeridade calculada no mesmo instante do termo advectivo.

O esquema resultante pode ser escrito da seguinte forma:

$$P_{b,j}^{t+\Delta t} = \frac{1}{1+c_x} [P_{b,j}^t + c_x P_{b-1,j}^{t+\Delta t} - c_y (P_{b,j}^t - P_{b,j-1}^t)] \wedge c_y > 0 \quad (37)$$

$$P_{b,j}^{t+\Delta t} = \frac{1}{1+c_x} [P_{b,j}^t + c_x P_{b-1,j}^{t+\Delta t} - c_y (P_{b,j+1}^t - P_{b,j}^t)] \wedge c_y < 0 \quad (38)$$

e

$$c_x = -\frac{\Delta P_t \cdot \Delta P_x}{\Delta P_x^2 + \Delta P_y^2} \quad (39)$$

$$c_y = -\frac{\Delta P_t \cdot \Delta P_y}{\Delta P_x^2 + \Delta P_y^2} \quad (40)$$

$$\Delta P_t = P_{b-1,j}^{t+\Delta t} - P_{b-1,j}^t \quad (41)$$

$$\Delta P_x = P_{b-1,j}^{t+\Delta t} - P_{b-2,j}^{t+\Delta t} \quad (42)$$

$$\Delta P_y = P_{b-1,j}^t - P_{b-1,j-1}^t \quad \text{se} \quad (43)$$

$$\left[\Delta P_t \cdot (P_{b-1,j+1}^t - P_{b-1,j-1}^t) \right] > 0$$

$$\Delta P_y = P_{b-1,j+1}^t - P_{b-1,j}^t \quad \text{se} \quad (44)$$

$$\left[\Delta P_t \cdot (P_{b-1,j+1}^t - P_{b-1,j-1}^t) \right] < 0$$

As equações (39) a (44) foram implementadas no sistema Mohid, tal como as equações (37) e (38) somadas de um termo de decaimento, referido em (36), discretizado de uma forma implícita.

3.4.4.3.4 Transporte vertical na coluna de água fronteira

Os fluxos verticais são função da variação de volume e da divergência dos fluxos horizontais. O fluxo horizontal em cada camada não é mais que a velocidade barotrópica mais a velocidade baroclínica de cada camada (Figura 20) vezes a área da face correspondente. A velocidade baroclínica (horizontal), nas faces fronteira, pode ser estimada com base na equação (30), para calcular o fluxo vertical falta a área da face e as velocidades barotrópicas na fronteira. A área admite-se igual à área do ponto de cálculo dos níveis. A velocidade barotrópica, que não é mais que a velocidade média da coluna de água, pode-se estimar a partir da variação de nível (Figura 20). O nível na fronteira, por sua vez, pode ser calculado com base em (28) e (29). Admitindo que o fluxo integrado na coluna de água tangencial à fronteira não provoca movimentos verticais, o caudal barotrópico na fronteira é igual ao caudal barotrópico na face interior adjacente menos a variação de volume, ou seja, a variação de nível vezes a área horizontal da célula que é constante no tempo. Caso a hipótese de gradiente nulo para a velocidade barotrópica tangencial à fronteira não seja válida a

velocidade barotrópica na fronteira não pode ser estimada a partir dos níveis. Neste caso é necessário estimar com uma condição de radiação (30) a velocidade barotrópica normal e tangencial à fronteira e a variação de nível passa a ser calculada a partir da divergência do campo de velocidades barotrópicas (Marchesiello et al., 2001). Esta última hipótese ainda não foi implementada no sistema Mohid.

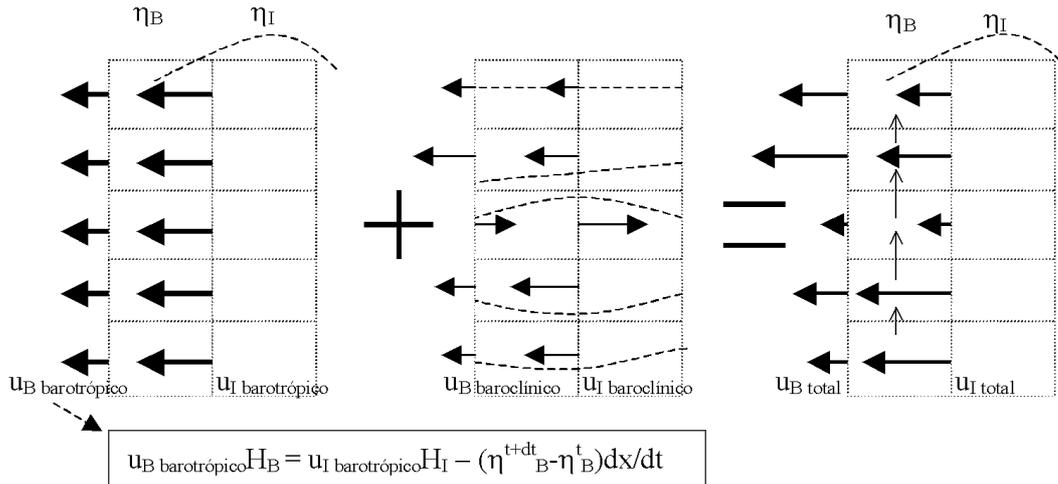


Figura 20 – Esquema representativo da condição de fronteira das velocidades.

3.4.4.3.5 Relaxação do escoamento

Uma forma de não deixar o modelo divergir é fazer relaxar a solução calculada para uma solução de referência. Esta relaxação obtém-se somando um termo de decaimento à equação de evolução da propriedade que se pretende relaxar. Neste caso é resolvida a seguinte equação:

$$P^{t+\Delta t} = P^* + (P^{ext} - P^*) \frac{\Delta t}{T_d} \quad (45)$$

Neste caso P é uma propriedade genérica que pode ser o nível, uma velocidade ou um traçador, P^* é a propriedade calculada recorrendo às equações primitivas enquanto P^{ext} é o valor da propriedade da solução exterior, T_d o tempo de decaimento e Δt o passo temporal do modelo. No caso das velocidades, este termo de decaimento corresponde a uma força introduzida artificialmente que obriga o escoamento a tender para valores de referência previamente definidos. No caso dos níveis e propriedades da água (ex: salinidade e temperatura), este termo funciona como um termo de fonte/poço de massa.

A condição de fronteira FRS (*Flow Relaxation Scheme*), proposta por Martinsen e Engedahl (1987) não é mais que aplicar um esquema de relaxação, numa faixa de dez células, ao longo da fronteira, admitindo que T_d tem o valor igual a Δt na fronteira e tende para infinito conforme se afaste desta. Caso o valor P^{ext} seja nulo, esta condição de fronteira transforma-se numa condição de fronteira do tipo esponja (ou totalmente passiva) que visa absorver todas as perturbações internas.

3.4.4.3.6 Condições de fronteira cíclicas

Outro tipo de condições de fronteira, que também estão programadas, são as condições periódicas (ou cíclicas) que têm um cariz mais académico e são extremamente úteis para simular domínios infinitos. Os exemplos mais conhecidos são canais infinitos de profundidade constante e costas infinitas cuja secção do fundo, perpendicular à linha de terra, se mantém constante.

3.4.4.4 Comunicação modelo/sub-modelo

Na árvore de sub-modelos “infinitos” que o sistema Mohid permite construir a informação circula apenas num sentido (*one-way*), ou seja, os modelos pai (malha mais grosseira) transmitem aos modelos filho (malha fina) informação necessária para estes definirem as suas condições de fronteira, mas não são influenciados por estes. Era possível, após cada iteração, que as propriedades do modelo filho fossem integradas para a malha do modelo pai (mais grosseira). Este seria um modo de melhorar a solução do modelo pai na zona do modelo filho (sub-modelo). Este tipo de modelos encaixados interactivos é denominado na literatura inglesa por *two-way*. Os modelos interactivos têm sido um campo de estudo muito explorado e deram origem ao longo dos anos 90 a diversas publicações (Perkins et al., 1997, Fox e Maskell, 1995, 1996, Oey e Chen, 1992b, Spall e Holland, 1991), que propõem diversas abordagens, para a implementação desta metodologia em oceano.

Um sub-modelo (modelo filho) tem como principal objectivo refinar a solução uma determinada zona no espaço e consequentemente no tempo. No sistema Mohid a transferência de informação, entre o modelo geral (pai) e o sub-modelo (filho), é feita recorrendo a uma interpolação bilinear no espaço e linear no tempo. A interpolação bilinear no espaço obriga a que no caso 3D as camadas do modelo (pai) e do sub-modelo (filho) na zona de interface estejam à mesma cota. Diversos autores utilizam este tipo de abordagem em sistemas de modelos encaixados *one-way* (Montero, 1999, Kunz e Moussiopoulos, 1997). Interpolações lineares no espaço têm a vantagem de ser facilmente implementadas e de

permitir, por exemplo, considerar sub-modelos com uma malha rodada relativamente ao modelo geral. No entanto, este tipo de interpolação tem a desvantagem de não ser conservativa, ou seja, os fluxos de massa ou quantidade de movimento, interpolados para a fronteira do sub-modelo, não são iguais aos fluxos do modelo geral, que realmente cruzam esta fronteira. Este erro não introduz, normalmente, desvios significativos no balanço global das propriedades do escoamento e da água dentro do domínio do sub-modelo. Este problema é mais importante em sistemas *two-way*, porque o sub-modelo pode-se tornar numa fonte/poço artificial de massa e quantidade de movimento para o modelo geral caso os fluxos não sejam conservativos. Kiran et al. (1998) apresenta uma revisão detalhada dos diferentes métodos de interpolação conservativos. Este problema começa a ser tido em conta nas aplicações em oceano, mas nas publicações de referência de sistemas *two-way* aplicados a oceano (Spall e Holland, 1991, Oey e Chen, 1992b, Fox e Maskell, 1995, 1996 e Perkins et al., 1997) são utilizadas técnicas de interpolação não conservativas. Este problema é assumido por alguns autores, Perkins et al. (1997) utiliza uma correcção no fluxo de massa obtida com base na interpolação que consiste em distribuir a diferença entre fluxos de uma forma equitativa ao longo da fronteira. Spall e Holland (1991) afirmam que os esquemas conservativos tendem a ser mais instáveis, o que os leva a sacrificar a conservação em favor de uma solução mais estável. Segundo estes autores, o problema de conservação não é crítico em simulações de pequena duração (ordem dos dias).

Outro assunto abordado na literatura, para além da interactividade, é o ruído associado à transferência de informação do modelo de malha grosseira para o de malha fina (Koch e McQueen, 1987). O modelo filho simula processos com escalas espaciais e temporais mais pequenas que o modelo pai. Estes processos de pequena escala não são contemplados na condição de fronteira do sub-modelo, definida a partir de uma solução grosseira. Esta diferença de escalas, entre a condição de fronteira e a solução interna, origina reflexões que tendem a destruir os gradientes da solução do sub-modelo.

Um dos processos de minimizar este problema consiste em aplicar ao modelo filho uma condição de fronteira de relaxação do escoamento (*Flow Relaxation Scheme*). Esta condição permite que as propriedades do sub-modelo sejam relaxadas de uma forma gradual, para as propriedades do modelo de maior escala (Oey e Chen, 1992b). Outro processo consiste em utilizar condições de fronteira radiativas na comunicação entre modelos (Perkins et al., 1997). Ambas as metodologias estão implementadas no sistema Mohid. Koch e McQueen (1987), fazem um excelente revisão deste tipo de técnicas aplicadas a um modelo meteorológico.

Kunz e Moussiopoulos (1997) aplicaram ambas as condições de fronteira com sucesso num sistema de modelos atmosféricos encaixados (MEMO) *one-way* aplicado à zona de Atenas.

A maior parte do trabalho apresentado na área da oceanografia e escoamentos costeiros é inspirado na vasta experiência que existe no campo da meteorologia na aplicação deste tipo de técnicas. Um sinal bastante marcante do estado da arte da meteorologia neste campo, são os modelos operacionais implementados na costa americana, para fazer a previsão de tufões. Estes modelos são constituídos um modelo de larga escala e utilizam sub-modelos com malha móvel de forma a ser possível seguir os tufões (Rowley e Ginis, 1999).

Com o advento da generalização dos modelos operacionais oceânicos e costeiros, o sistema Mohid terá que evoluir para sub-modelos interactivos (*two-way*). Todavia, os sub-modelos uni-direccionais (*one-way*) têm vantagens ao nível da eficiência de cálculo. Com este tipo de abordagem é possível correr o modelo pai e gravar em ficheiro as propriedades na zona de interesse e de seguida com base nesse ficheiro testar vários tipos de malha para o sub-modelo, o que torna a fase de implementação bastante mais rápida. Desta forma não é necessário correr o modelo pai sempre que se quer fazer um teste que apenas condicione o modelo filho. O cálculo em paralelo pode também ser explorado de uma forma bastante produtiva, com este tipo de abordagem, uma vez que neste caso, o modelo pai pode começar uma iteração sem esperar pelo modelo filho, ao contrário do que acontece na metodologia interactiva. Os sub-modelos uni-direccionais (*one-way*) são uma excelente alternativa em especial na simulação de processos de pequena escala que não interagem com a grande escala (Koch e McQueen, 1987).

3.5 Conclusões parciais

O sistema Mohid tem dois tipos de condições de fronteira horizontais fechada e aberta. A primeira pode ser fixa ou móvel, sendo esta última utilizada para resolver zonas intertidais. Na vertical existe uma condição de fronteira à superfície e outra no fundo. Na primeira são impostos forças (tensão de corte do vento, pressão) ou fluxos de calor resultantes da interacção da coluna de água com a atmosfera. O fundo funciona normalmente como uma fronteira fechada ou seja é imposto fluxo nulo de massa e quantidade de movimento normal à fronteira. Esta fronteira funciona como um poço de quantidade de movimento devido ao efeito da força de atrito que é proporcional ao quadrado da velocidade.

As condições de fronteira aberta são sem dúvida um dos pontos chave dos modelos hidrodinâmicos. A versatilidade dos modelos depende, em grande medida, destas condições

de fronteira. Com o objectivo de a largar o mais possível o domínio de aplicabilidade do sistema Mohid, foram implementadas uma grande variedade de condições de fronteira, estando as mais importantes resumidas na Tabela 4. As condições de radiação são aplicadas apenas aos pontos de fronteira, enquanto as de relaxação pretendem fazer tender a solução do modelo para uma solução de referência. Esta tendência é tanto mais acentuada quanto menor for o tempo de decaimento (T_d).

Fronteira	Condição de Radiação Aplicada aos pontos fronteira	Condição de relaxação Aplicada a todo o domínio
Nível	$\frac{\partial h}{\partial t} + (\vec{c}_E \cdot \vec{n}) \nabla h = \frac{1}{T_d} (h_{ext} - h) \text{ ou}$ $q - q_{ext} = (h - h_{ext}) (\vec{c}_E \cdot \vec{n})$	$h^{t+\Delta t} = h^* + (h^{ext} - h^*) \frac{\Delta t}{T_d}$
Velocidade barotrópica	$q_{\text{Barotropico}} = -\frac{\partial h}{\partial t} H_F + q_{\text{int erior}} ;$ $v_{\text{barotrópico}} = q_{\text{Barotropico}} / H_F$	$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \sum \text{Forças}$ $+ \frac{\vec{v} - \vec{v}_{\text{Exterior}}}{T_d}$
Velocidade baroclínica	$\frac{\partial \vec{v}_{\text{baroclínica}}}{\partial t} + c_{Ix} \frac{\partial \vec{v}_{\text{baroclínica}}}{\partial x} + c_{Iy} \frac{\partial \vec{v}_{\text{baroclínica}}}{\partial y}$ $= \frac{(\vec{v}_{\text{baroclínica Ext.}} - \vec{v}_{\text{baroclínica}})}{T_d}$	
Propriedades da água (ex:temperatura)	$\frac{\partial P}{\partial t} + (v_x + c_{Ix}) \frac{\partial P}{\partial x} + (v_y + c_{Iy}) \frac{\partial P}{\partial y} =$ $\frac{1}{T_d} (P_{ext} - P)$	$P^{t+\Delta t} = P^* +$ $(P^{ext} - P^*) \frac{\Delta t}{T_d}$

Tabela 4 – Condições de fronteira aberta implementadas no sistema Mohid

Relativamente às condições de fronteira relacionadas com a força barotrópica a experiência de aplicação do sistema Mohid tem revelado que a condição de fronteira de radiação do tipo Flather (1976) é a mais eficiente quando não é possível definir uma solução de referência para os níveis e para as velocidade. Quando só é possível definir apenas uma solução de referência para os níveis a condição de radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) é a mais eficaz. Por outro lado, quando é possível definir uma solução de referência para os níveis e para as velocidades, a metodologia que tem produzido melhores resultados é uma condição de radiação do tipo Flather (1976) nos pontos fronteira, associada a uma relaxação das velocidades nas células adjacentes.

No que diz respeito às condições de fronteira que condicionam a força baroclínica na fronteira, a metodologia que tem obtido melhores resultados é a relaxação das temperaturas junto às fronteiras e radiação da velocidade baroclínica nos pontos fronteira.

No caso das condições radiativas é necessário calcular a celeridade da perturbação que se quer radiar. No caso dos níveis (c_F) admite-se que as perturbações se propagam a \sqrt{gh} . No caso das perturbações associadas ao campo de densidade (c_ρ) ou se especifica um valor constante na coluna de água igual à celeridade das ondas internas do primeiro modo baroclínico ou se calcula explicitamente esta celeridade, com base na variabilidade interna da propriedade a radiar.

As condições de fronteira que têm um melhor desempenho são aquelas que têm uma solução de referência de forma a não deixarem a solução divergir. Esta solução de referência pode ser obtidas de diferentes formas, nomeadamente: soluções analíticas, dados de campo e modelos encaixados. Neste capítulo foi dada especial atenção a esta última, porque permite obter soluções na fronteira mais coerentes com as hipóteses admitidas no interior da zona de estudo. No caso do sistema Mohid optou-se por um sistema de modelos encaixados unidireccionais (*one-way*) e detrimento de um sistema interactivo (*two-way*). O primeiro é mais eficiente em termos de cálculo e tem uma implementação mais versátil, sendo apenas válido para simular processos de pequena escala que não influenciam a larga escala.

Capítulo 4

VALIDAÇÃO DAS CONDIÇÕES DE FRONTEIRA

4.1 Introdução

Em anteriores versões do sistema Mohid foram validadas para meios com densidade constante, diversas condições de fronteira para os níveis, nomeadamente: radiação (Santos, 1995 e Montero 1999) e condições do tipo Dirichlet (impostas) obtidas com base no modelo de larga escala (Montero, 1999 - modelos encaixados). Como se constatou no capítulo anterior, em meios onde não existam gradientes de densidade, uma boa condição de fronteira pode passar apenas por uma estimativa precisa do nível na fronteira. No caso das velocidades, basta admitir gradiente nulo, desde que os termos advectivo e difusivo não sejam importantes junto à fronteira. Neste mesmo capítulo, também se constatou que no caso em que os gradientes de densidade sejam intensos é necessário dar uma atenção especial às condições de fronteira das velocidades, de forma a não haver reflexões da fronteira associadas à força baroclínica. Uma forma de evitar este tipo de reflexões é recorrer a condições de radiação baroclínica.

Pode-se afirmar que o grande objectivo deste capítulo é estender o trabalho iniciado por Santos (1995) e Montero (1999) a meios estratificados. Tendo em mente este intuito foram realizados diversos testes às condições de radiação baroclínicas que, como o nome indica, são utilizadas para radiar perturbações do escoamento que chegam à fronteira geradas pela força baroclínica. Para além destes testes, foram repetidos os testes à condição de radiação dos níveis que já tinham sido feitos por Santos (1995) e Montero (1999). Estes testes tiveram por objectivo confirmar, se não tinha sido dado nenhum passo atrás nesta nova versão do sistema Mohid. Os resultados são apresentados no Anexo IV intitulado “Validação da condição de Radiação Barotrópica para ondas gravíticas externas”.

No modelo Mohid foi implementada a condição de radiação baroclínica, que é apresentada em Marchesiello et al. (2001). Pretende-se testar a precisão e a robustez desta condição de fronteira em três situações distintas nos casos 2D e 3D. A primeira consiste em forçar o modelo, de modo a que sejam geradas, de uma forma contínua, ondas internas no centro do domínio e que sejam propagadas ao longo de um fundo plano, em direcção à fronteira aberta. Nesta situação, pretende-se identificar os erros associados à discretização da equação de

radiação aplicada às velocidades baroclínicas. A particularidade desta aplicação é que os gradientes de pressão apenas dependem dos gradientes de densidade.

Na segunda situação, ondas internas são geradas pela interação de uma onda barotrópica com uma montanha submarina. O principal objectivo desta aplicação é perceber se as conclusões obtidas na primeira situação são válidas, quando os gradientes de pressão dependem tanto dos gradientes de nível como de densidade. Na terceira situação, pretende-se avaliar a capacidade do modelo dispersar ondas internas geradas a partir de um campo inicial de densidade instável. Estas duas últimas situações são apresentadas em anexo, de forma a não sobrecarregar o texto principal da tese (Anexo V – Testes complementares à condição de radiação de ondas internas).

Montero (1999) modificou a versão do sistema Mohid desenvolvida por Martins (2000) de modo a ser possível ao utilizador refinar a solução numa determinada zona recorrendo a um sub-modelo. Esta nova funcionalidade foi validada para casos 2D com profundidade constante e para fronteiras onde o termo advectivo não tinha um papel importante. Nesta tese pretende-se dar continuidade a este trabalho. Foram realizados testes num meio sem gradientes de densidade em 3D, numa zona do estuário do Tejo com fundo muito irregular e caracterizada por fortes gradientes de velocidade. Nestes testes foi dado especial destaque à condição de fronteira das velocidades horizontais, uma vez que nas fronteiras do domínio escolhido o termo advectivo é muito importante. Um segundo conjunto de testes foi feito num meio fortemente estratificado. Neste caso, foram testadas diferentes técnicas de imposição da solução do modelo geral na fronteira do sub-modelo. Pretenderam-se aprofundar as diferenças entre: impôr directamente a solução geral nos pontos fronteira do sub-modelo, ou utilizar técnicas alternativas, como seja, por exemplo radiar a diferença entre a solução do modelo geral e a do sub-modelo nos pontos fronteira (Perkins, 1997). Outra técnica alternativa testada consiste em relaxar junto à fronteira de uma forma gradual a solução do modelo geral para a solução do sub-modelo (Oey e Chen, 1992b).

4.2 Características das ondas internas

As perturbações no campo de densidade tendem a propagar-se na forma de ondas, as quais são, normalmente, designadas por ondas internas. Tal como as ondas de superfície (ou externas) as ondas internas podem ser explicadas com base num simples balanço entre inércia e gravidade. Se, por alguma razão, a interface entre duas camadas, em que a densidade da camada superior é menor, for deslocada pontualmente da sua posição de equilíbrio, a força

da gravidade terá tendência a trazer esta para a sua posição inicial e devido à inércia a interface desce abaixo da posição de equilíbrio, gerando-se assim uma oscilação. A força da gravidade tenta continuamente restaurar a posição de equilíbrio da interface devido à estratificação, ou seja, devido ao facto da densidade da camada inferior ser maior, tal como acontece com as ondas de superfície em que a densidade da água é superior à do ar. Este tipo de ondas não é restrito a fluidos com duas densidades distintas. Três camadas com densidades decrescentes do fundo para a superfície e com duas interfaces dão origem a dois modos de ondas. No limite, um fluido com uma estratificação contínua tem um número infinito de modos e as ondas podem ter uma componente horizontal e/ou vertical. Independentemente da complexidade do padrão de ondas gerado, o mecanismo base é comum: existe um balanço entre a força da gravidade e de inércia, que resulta numa troca contínua entre energia potencial e energia cinética.

Nos testes aqui apresentados a atenção é focada num caso particular: o caso em que a pressão pode ser considerada hidrostática. Esta situação ocorre para ondas longas e é caracterizado por frequências muito inferiores à frequência de Brunt-Vaisalla.

4.3 Primeiro modo baroclínico

Como foi referido durante a descrição da condição de radiação baroclínica, o grande problema desta está no cálculo da celeridade da propagação das ondas internas. Existem duas abordagens uma baseada no trabalho de Orlanski (1976) que consiste em calcular com base na variabilidade interna das propriedades a radiar; outra abordagem consiste em considerar uma celeridade igual ao primeiro modo baroclínico. Em casos reais é, por vezes, difícil de estimar este valor pois varia no espaço e no tempo. Por essa razão, alguns autores (Oey e Chen, 1992a e Korafalou et al., 1996) avançaram com uma forma empírica de calcular esta celeridade ($c_i = \sqrt{gh \cdot 10^{-3}}$). Todavia, em algumas situações como os testes aqui apresentados este valor pode ser facilmente calculado recorrendo às equações de gravidade reduzida. Num meio 1D se desprezarmos os termos de atrito, advecção e difusão, as equações primitivas ficam reduzidas ao sistema de equações (46):

$$\begin{aligned}
\frac{\partial(h_0 - h_1)}{\partial t} &= -\frac{\partial(h_1 u_1)}{\partial x} \\
\frac{\partial u_1}{\partial t} &= -g \frac{\partial h_0}{\partial x} \\
\frac{\partial h_1}{\partial t} &= -\frac{\partial(h_2 u_2)}{\partial x} \\
\frac{\partial u_2}{\partial t} &= -g \left[\left(1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right) \frac{\partial h_0}{\partial x} + \frac{\Delta r}{r_0} \frac{\partial h_1}{\partial x} \right] \\
\Delta r &= r_2 - r_1; h_1 = H_1 + h_0 - h_1; h_2 = H_2 + h_1
\end{aligned} \tag{46}$$

η_0 – oscilação da superfície livre;

η_1 – oscilação da interface entre as duas camadas;

H_1 – Espessura da camada superficial na ausência de oscilações;

H_2 – Espessura da camada de fundo na ausência de oscilações

ρ_1 – Massa volúmica da camada superficial;

ρ_2 – Massa volúmica da camada de fundo;

Se agora admitirmos que $h_2 \rightarrow \infty$ e $u_2 \rightarrow 0$, podemos obter uma versão simplificada do sistema de equações apresentado em (46), a que se chama equações de gravidade reduzida. Estas equações podem, também, ser aplicadas a um modelo com várias camadas desde que a camada junto ao fundo tenha espessura infinita e velocidade nula. Uma das consequências desta simplificação é que o fundo deixa de influenciar o escoamento, uma vez que este se considera integrado na camada do fundo. Outra consequência é o cancelamento do modo barotrópico. Este cancelamento pode ser intuído a partir das velocidades, se a camada do fundo tem espessura infinita e velocidade nula significa que a velocidade média da coluna de água ou seja a velocidade batrotópica também é aproximadamente nula. Desta simplificação obtemos directamente a relação:

$$h_0 = \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right) h_1 \left(1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right)^{-1} \tag{47}$$

A equação (47) diz-nos, nestas condições (ausência do fundo e do modo barotrópico), que a oscilação da superfície livre é proporcional à oscilação da interface. Todavia, se houver uma diferença de 1 kg/m^3 entre as duas camadas a interface tem oscilações aproximadamente de 3 ordens de grandeza superiores às oscilações da superfície livre. Aplicando a equação (47) ao sistema de equações (46) e admitindo que $h_1 \approx H_1$, obtemos as seguintes equações que descrevem o escoamento na camada superior:

$$\begin{aligned}\frac{\partial h_1}{\partial t} + H_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial u_1}{\partial t} &= -g' \frac{\partial h_1}{\partial x}; g' = \frac{\Delta r}{r_0} g\end{aligned}\tag{48}$$

Este sistema descreve o primeiro modo baroclínico do escoamento. Este sistema de equações é semelhante ao que origina o sistema de equações que descreve uma onda linear para águas pouco profundas, ou seja, que descreve as equações do modo barotrópico. A diferença entre os dois sistemas de equações é que: o primeiro g' (aceleração da gravidade reduzida) substitui g (aceleração da gravidade). A partir de (48) é possível obter a equação de onda que descreve a forma como qualquer perturbação se propaga ao longo da interface entre as duas camadas. Derivando a primeira equação de (48) em ordem ao tempo e a segunda em ordem ao espaço e, diminuindo uma pela outra, obtemos a seguinte equação de onda (49):

$$\frac{\partial^2 h_1}{\partial t^2} = c_i^2 \frac{\partial^2 h_1}{\partial x^2} \wedge c_i = \sqrt{g' H_1}\tag{49}$$

Sendo c_i a celeridade de propagação da onda. Este resultado é importante porque nos permite estimar, de um modo aproximado, a celeridade de propagação do primeiro modo baroclínico junto a fronteiras em que seja possível dividir a coluna de água em duas camadas com densidades bem distintas, e em que a camada do fundo tenha uma espessura muito superior à da superfície. Este é o caso dos testes que se apresentam de seguida.

4.4 Coordenada Lagrangeana

Um problema que se levanta na simulação de ondas internas tem a ver com a discretização vertical. Nos testes, a seguir apresentados, optou-se por uma coordenada lagrangeana que, neste caso, se comporta como uma coordenada isopícnica. A coordenada lagrangeana adapta-se de forma a que a advecção vertical seja nula (Figura 21b), desde que a distorção da malha não seja excessiva. Como se admite que a viscosidade é nula, então, não haverá trocas de salinidade e temperatura na vertical, ou seja, a interface entre as duas camadas irá alinhar-se ao longo das linhas de igual densidade (Figura 21b). Ao não existir mistura vertical, as duas massas de água mantêm a sua densidade constante no tempo, evitando alterações médias no perfil vertical de densidade. Uma das vantagens deste tipo de coordenada é que a partir da distorção da interface entre as duas camadas, pode-se observar a propagação de ondas internas. Caso se opte por uma coordenada do tipo cartesiano, a propagação das ondas

internas induz um processo artificial de homogeneização da coluna de água por acção da difusão numérica associado ao termo advectivo de calor e de massa. No limite, este processo pode anular a força baroclínica geradora das ondas internas. Outra opção comum ao nível da discretização vertical é a coordenada sigma. Nos testes que se apresentam teria um comportamento semelhante à coordenada cartesiana ao nível da mistura vertical. As oscilações produzidas pelas ondas internas entre camadas nestes testes são muito superiores a qualquer oscilação da superfície livre, logo, em termos práticos a iso-sigmas podem-se considerar quase fixas no espaço. Esta coordenada tem a agravante de induzir mistura vertical por transporte horizontal em zonas de fortes gradientes de profundidade.

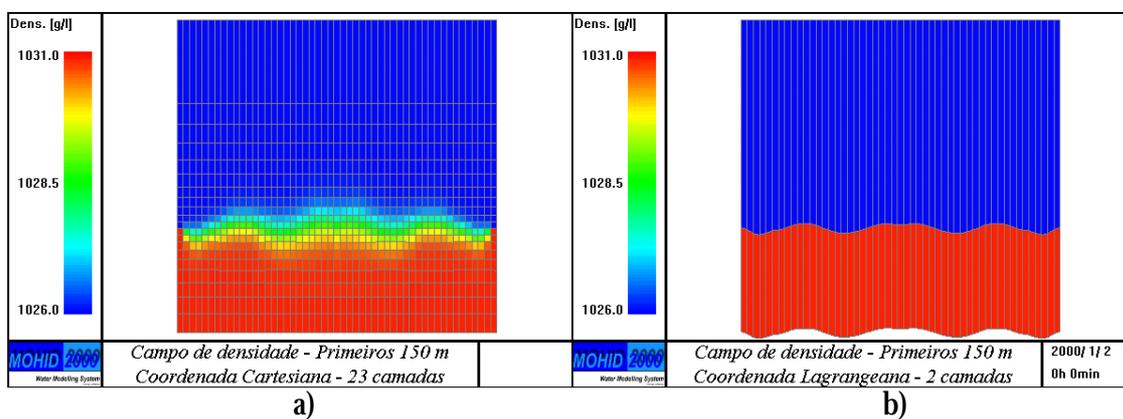


Figura 21 –Exemplos de duas discretizações verticais possíveis a) cartesiana com 23 camadas b) lagrangeana 2 camadas.

Como foi anteriormente descrito, a condição de fronteira baroclínica para ser eficaz necessita de extrapolar valores na fronteira, não só de velocidades baroclínicas como de traçadores, a partir dos quais a densidade da água é calculada (salinidade e temperatura). Nos testes apresentados, no caso dos traçadores foi possível optar por uma simples condição de fronteira de valor imposto, porque em primeiro lugar a coordenada utilizada na vertical é do tipo lagrangeano, o que faz com que não haja trocas entre camadas na fronteira, em segundo lugar nos testes apresentados não existem gradientes horizontais de densidade junto às fronteiras, logo os valores dos traçadores tendem a ser constantes na fronteira. Em casos em que estes gradientes existam é necessário, também, extrapolar valores de temperatura e salinidade, recorrendo a uma equação de radiação. Esta metodologia só é necessária quando o transporte se dá da fronteira para o interior do domínio.

4.5 Condições comuns a todos os testes de validação da radiação baroclínica

Por uma questão de eficiência de cálculo, tanto no caso 2D como 3D, optou-se por calcular apenas a evolução da temperatura, a salinidade considerou-se constante no espaço e no

tempo. Como foi anteriormente referido, a coordenada lagrangeana permite considerar uma condição de fronteira de valor imposto para a temperatura. Esta condição de fronteira simplificada só é possível ser utilizada nesta validação, uma vez que não existem gradientes horizontais de temperatura junto à fronteira em todos os testes. Admitiu-se, em todos os testes, a pressão como única fonte/poço de quantidade de movimento. As forças de atrito e de coriolis e os termo advectivo e difusivo foram considerados nulos.

4.6 Validação da radiação baroclínica num meio 2D

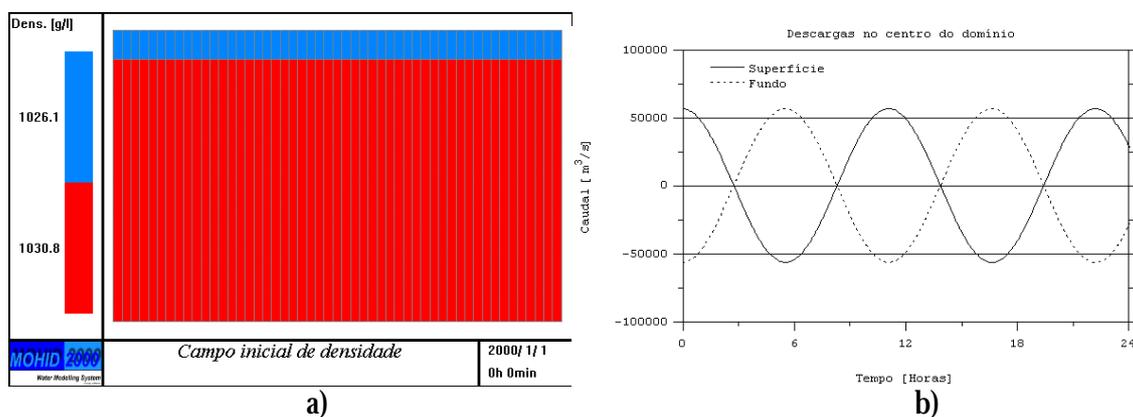
Neste caso, a equação de radiação baroclínica, aplicada a cada camada fica reduzida a uma equação unidimensional, ou seja, a perturbação a radiar não tem uma componente tangencial à fronteira simplificando o problema. Nos testes em meios 3D a importância desta componente tangencial será aprofundada.

4.6.1 Propagação de ondas internas num fundo plano

Este teste consiste em criar ondas internas de, uma forma contínua, no centro de um canal com 1000 m de profundidade. As ondas criadas tendem a propagar-se em direcção à fronteira aberta. O passo espacial é de 6 km e o número de pontos de cálculo horizontais ao longo do eixo do canal é de 51, o que significa que as dimensões deste são 306 km de comprimento por 6 km de largura. Na vertical foram consideradas duas camadas: a camada superficial com 100 m de espessura e a camada de fundo com 900 m (Figura 22a). As forças de atrito e de inércia foram consideradas desprezáveis e o forçamento é apenas baroclínico. Este exemplo é caso ideal para verificar erros associados à condição de fronteira baroclínica, na medida em que as equações de gravidade reduzida, aplicadas a um domínio de duas camadas, são a solução exacta deste escoamento. Neste tipo de escoamentos caso a camada de fundo seja muito superior à da superfície (neste caso é uma ordem de grandeza) a celeridade exacta de qualquer onda que se propague ao longo da interface pode ser calculada recorrendo à equação (49). Neste exemplo admitiu-se uma massa volúmica de 1026.1 kg/m³ para a camada da superfície e de 1030.8 kg/m³ para a do fundo (Figura 22). Tendo em conta estes valores, a celeridade é aproximadamente de 2.12 m/s. Ao admitirmos este valor na equação de radiação, utilizada para estimar a velocidade baroclínica na fronteira não seria observado qualquer tipo de reflexão caso não houvesse erros de truncatura associados ao método numérico utilizado para resolver a referida equação. Como tal não acontece vão existir reflexões que se pretendem quantificar com este teste.

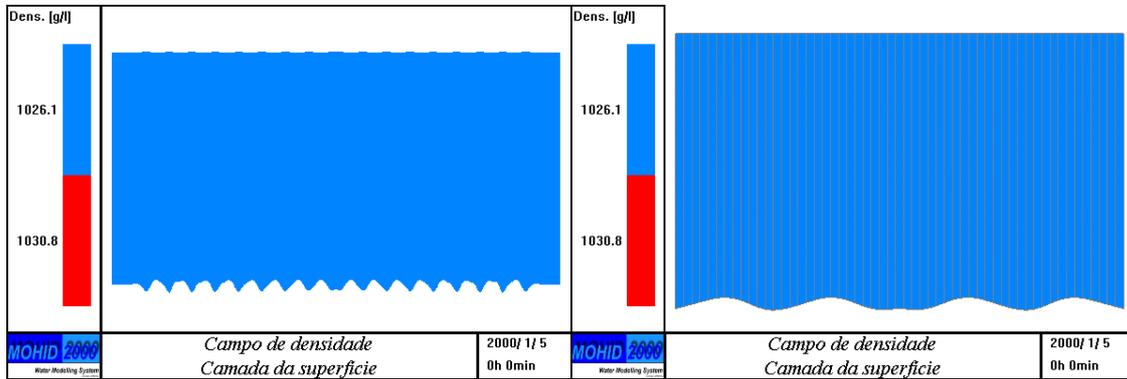
4.6.1.1 Forçamento

O modelo foi forçado, recorrendo a duas descargas de água simétricas, efectuadas no centro do domínio de média nula com uma amplitude de $5 \times 10^4 \text{ m}^3/\text{s}$ e um período de 12 horas (Figura 22b). Uma da descargas foi feita à superfície e uma outra, simétrica da primeira, na camada do fundo. Estas descargas vão fazer oscilar a interface, enquanto a superfície não sofrerá qualquer efeito directo, uma vez que a soma das duas descargas, em qualquer instante, é sempre nula. Desta forma, apenas a força baroclínica será responsável por forçar o escoamento.



a) Estratificação e discretização vertical admitidas. A camada a azul tem 100 m de espessura enquanto a vermelho tem 900 m. a) Descargas efectuadas no centro de ambos os canais (teste e referência). A descarga efectuada à superfície é simétrica da do fundo.

O erro foi estimado por comparação com resultados do modelo, obtidos para um canal 5 vezes maior na horizontal, com a mesma discretização vertical e forçado da mesma forma. Enquanto no canal mais curto as ondas geradas no centro demoram 20 horas a atingir as fronteiras, no canal de maior dimensão vão demorar 5 vezes mais ou seja 100 horas (Figura 23a). Ao longo deste período o escoamento no canal maior na zona de interesse será considerado como a solução de referência, uma vez que está livre de reflexões (Figura 23b).



a) b)

Figura 23 – Oscilação da interface entre as duas camadas ao longo do canal de referência pouco tempo antes das primeiras ondas geradas atingirem as fronteiras (1.500 km). Neste caso trata-se de uma ampliação da camada da superfície. a) todo o canal b) zona de interesse (300 km centrais).

4.6.1.2 Discretização da equação de radiação

Comparando agora uma série temporal da velocidade baroclínica à superfície, na fronteira do lado direito do canal teste, com uma série temporal tirada exactamente à mesma distância do centro mas, agora no canal de referência, podemos constatar que existem reflexões com uma amplitude média de 10% da amplitude do sinal a radiar (Figura 24). A origem destas reflexões está associada à precisão do método numérico, ou seja, a erros de truncatura.

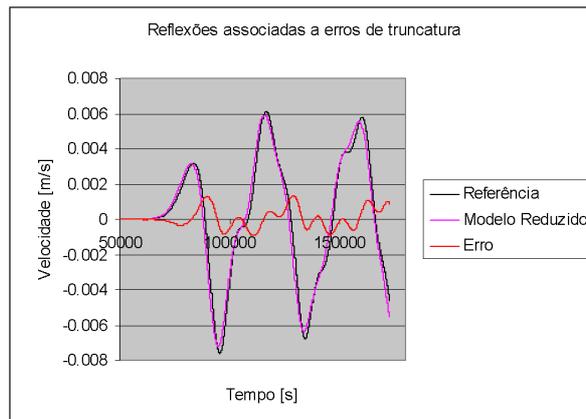


Figura 24 – Comparação de séries temporais de velocidade baroclínica à superfície na fronteira do lado direito do canal teste (azul – referência, magenta – canal teste, vermelho – erro ou seja sinal não radiado e consequentemente reflectido)

A equação que se pretende resolver na fronteira não é mais do que uma equação simples de advecção (50).

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (50)$$

A discretização implementada é implícita no tempo e *upwind* no espaço (51).

$$P_i^{t+\Delta t} = \frac{P_i^t + P_{i-1}^{t+\Delta t} \times Cr}{1 + Cr}; Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x} \quad (51)$$

Foi, igualmente, uma discretização explícita no tempo e *upwind* no espaço (52), com resultados idênticos aos obtidos com a discretização anterior. No entanto, a abordagem implícita tem a vantagem de ser incondicionalmente estável. Esta propriedade do método é importante em casos em que a celeridade é calculada com um método do tipo Orlandi, que pontualmente pode dar origem a valores de celeridade muito elevados e, conseqüentemente fazer o número de Courant ser superior a 1, ficando fora do limite de estabilidade da abordagem explícita.

$$P_i^{t+\Delta t} = P_i^t \times (1 - Cr) + P_{i-1}^t \times Cr \quad (52)$$

4.6.1.3 Discretização da equação radiação alternativa a Marchesiello et al.(2001)

Com o objectivo de minimizar o erro identificado na Figura 24, foi desenvolvida, nesta tese, uma discretização da equação(50) alternativa à discretização(51) apresentada por Marchesiello et al. (2001). Esta nova discretização foi inspirada nos métodos de upwind de 2ª ordem. Neste método, a derivada espacial deixa de ser calculada entre os pontos i e i-1 e passa a ser entre i e i-1/2. Os valores são obtidos neste último ponto, recorrendo a uma interpolação quadrática a partir dos pontos i, i-1 e i-2.

$$P_i^{t+\Delta t} = P_i^t \times (1 - Cr) + P_{i-\frac{1}{2}}^t \times Cr \wedge Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x/2} \quad (53)$$

$$\wedge P_{i-\frac{1}{2}}^{t+\Delta t} = \frac{3}{8} P_i^{t+\Delta t} + \frac{6}{8} P_{i-1}^{t+\Delta t} - \frac{1}{8} P_{i-2}^{t+\Delta t}$$

$$P_i^{t+\Delta t} = \frac{P_i^t + \left(\frac{6}{8} P_{i-1}^{t+\Delta t} - \frac{1}{8} P_{i-2}^{t+\Delta t} \right) \times Cr}{1 + \frac{5}{8} Cr}; Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x/2} \quad (54)$$

Foi também testado um método que recorre a uma interpolação cúbica para obter o valor interior adjacente ao ponto fronteira, utilizada para calcular a derivada espacial. Neste caso, a

derivada espacial é calculada entre o ponto i e $i-1/4$ sendo o valor, neste último ponto da propriedade a radiar, calculado utilizando uma interpolação cúbica a partir de valores nos pontos i , $i-1$, $i-2$ e $i-3$.

$$P_i^{t+\Delta t} = P_i^t \times (1 - Cr) + P_{i-\frac{1}{4}}^t \times Cr; Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x/4}; \quad (55)$$

$$P_{i-\frac{1}{4}}^{t+\Delta t} = 0.6016 \times P_i^{t+\Delta t} + 0.6016 \times P_{i-1}^{t+\Delta t} - 0.2578 \times P_{i-2}^{t+\Delta t} + 0.0547 \times P_{i-3}^{t+\Delta t}$$

$$P_i^{t+\Delta t} = \frac{P_i^t + (.6016 \times P_{i-1}^{t+\Delta t} - .2578 \times P_{i-2}^{t+\Delta t} + .0547 \times P_{i-3}^{t+\Delta t}) \times Cr}{1 + (1 - .6016) \times Cr} \quad (56)$$

$$\wedge Cr = \frac{c\Delta t}{\Delta x/4}$$

As discretizações implícita e explícita de todas as metodologias apresentadas dão resultados idênticos, tendo sido optada como discretização por defeito a primeira, visto ser incondicionalmente estável. Os métodos propostos em alternativa à discretização upwind de 1ª ordem têm semelhanças com discretizações upwind de ordem superior. O método apresentado em (53), na sua versão explícita e em (54), na sua versão implícita, tem semelhanças com o método *Quick* aplicado a um domínio 1D. Todavia, neste último a derivada espacial é calculada entre os pontos $i+1/2$ e $i-1/2$, sendo utilizadas duas interpolações quadráticas para obter os valores da propriedade a transportar nos pontos referidos. Uma abordagem deste tipo não é possível neste caso uma vez que o ponto $i+1/2$ situa-se fora do domínio, e uma interpolação quadrática, para obter este valor, necessitaria de valores em $i+1$. Em alternativa a esta limitação optou-se por introduzir uma variante ao método considerado em vez de valores $i+1/2$ valores i o que obriga o passo espacial a ser $\Delta x/2$. A segunda metodologia alternativa é uma evolução natural da primeira em que se pretendeu aproximar o ponto interior da derivada espacial da fronteira ($i-1/4$) de modo a aumentar a precisão. Esta aproximação exige que o passo espacial seja um quarto do original ($\Delta x/4$). Na Tabela 5 estão apresentados os erros de truncatura dos métodos, anteriormente apresentados, e podemos ver que, apesar de não permitirem aumentar a ordem de precisão, a interpolação quadrada permite reduzir o termo do erro de truncatura com derivada de 2ª ordem 4 vezes relativamente ao método tradicional e a interpolação cúbica 16 vezes. A razão porque se parou numa interpolação cúbica deve-se ao facto da precisão conseguida permitir obter resultados já muito próximos dos pretendidos. Interpolações de grau superior têm

como inconveniente obrigar o utilizador a afastar a fronteira aberta de pontos de terra, de modo a que o número de pontos necessário à interpolação esteja disponível.

Método upwind 1ª ordem	Discretização da derivada espacial	Erro de truncatura
Sem interpolação (método tradicional)	$\frac{\pm P_i \mathbf{m}P_{im1}}{\Delta x}$	$\frac{1}{2} \Delta x \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + O(\Delta x^2)$
Interpolação quadrática para obter $P_{i-1/2}$	$\frac{\pm P_i \mathbf{m}P_{im\frac{1}{2}}}{\Delta x/2}$	$\frac{1}{8} \Delta x \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + O(\Delta x^2)$
Interpolação Cúbica para obter $P_{i-1/4}$	$\frac{\pm P_i \mathbf{m}P_{im\frac{1}{4}}}{\Delta x/4}$	$\frac{1}{32} \Delta x \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + O(\Delta x^2)$

Tabela 5 – Erros de truncatura associados aos métodos propostos nesta tese em alternativa ao método tradicional de discretizar a derivada espacial da equação de radiação na fronteira. Na coluna “Discretização da derivada espacial” são apresentadas expressões com sinais facultativos, junto às fronteiras Este ou Norte são válidos os sinais de – e + superiores e nas fronteiras Sul e Oeste são válidos os inferiores.

4.6.1.4 Análise comparativa das diferentes discretizações

Da análise da energia cinética global do canal teste para as diferentes discretizações propostas podemos concluir que, quanto maior for o grau do polinómio, utilizado para calcular o valor da velocidade baroclínica do ponto adjacente à fronteira, maior é a precisão da condição de fronteira (Figura 25). Este aumento é apenas registado ao nível da amplitude, uma vez que ao nível da fase as diferenças com a solução de referência mantêm-se. A metodologia apenas minimiza, no erro de truncatura, o termo que tem associado uma derivada de segunda ordem (Tabela 5) Como esta derivada é de ordem par, apenas afecta a amplitude da solução. Esta metodologia não afecta os termos do erro de truncatura que têm derivadas de ordem impar, logo, nenhuma melhoria da solução em termos de fase era esperada (Figura 25). Objectivamente a metodologia proposta aumenta a precisão do método, mas não altera a ordem da sua precisão, ou seja, a discretização da equação de radiação mantém-se com uma precisão de 1ª ordem no espaço.

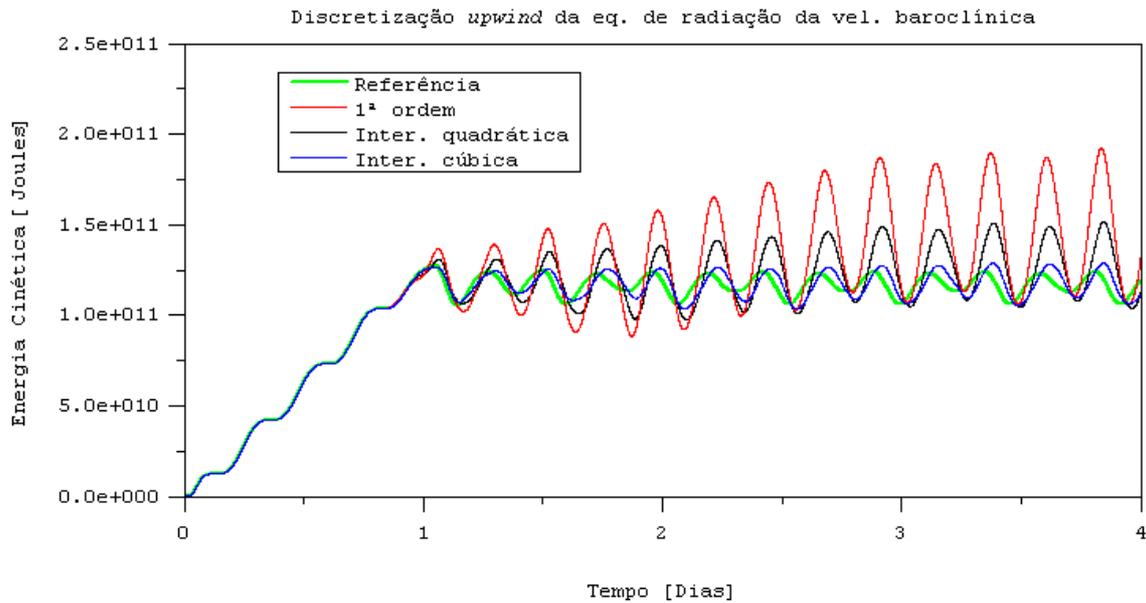


Figura 25 –Comparação da energia cinética ao longo de 4 dias entre a situação de referência e os três métodos anteriormente apresentados para resolver a derivada espacial da equação de radiação na fronteira.

4.6.1.5 Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta

O método que recorre a uma interpolação cúbica no cálculo da derivada espacial da equação de radiação é, sem dúvida, o que apresenta resultados melhores, embora não consiga evitar alguns erros de fase. As reflexões resultantes destes erros não perturbam a solução global nos primeiros dias mas ao fim de oito dias a sua presença é notória (Figura 26). Uma forma, muito comum na literatura, de evitar que estas pequenas reflexões contaminem a solução a longo prazo é recorrer a um filtro biarmónico (Kantha e Clayton, 2000). Este filtro consiste em adicionar às equações de conservação de quantidade de movimento o seguinte termo: $-k\nabla^4 \vec{v}_H$. Este tem como objectivo filtrar as oscilações de pequeno comprimento de onda ($2\Delta x$ a $6\Delta x$). Na aplicação aqui apresentada o filtro é extremamente eficaz como mostra a Figura 26. As perturbações que eram bem visíveis a partir do dia 8, com o filtro simplesmente desaparecem, não sendo nítida a sua presença durante todo o período de simulação (14 dias).

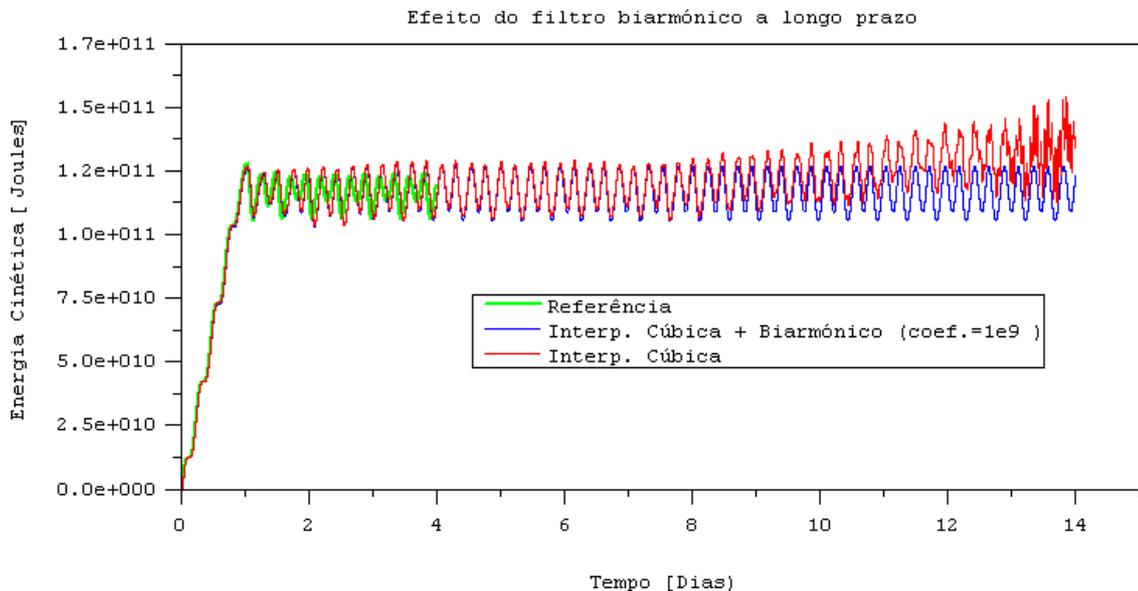


Figura 26 – Evolução da energia cinética a longo prazo da solução que recorre a uma interpolação cúbica para calcular a derivada espacial da equação de radiação na fronteira. A curva a azul representa bem o efeito que o filtro biarmónico tem na estabilização da solução a longo prazo.

4.6.1.6 Modelo versus solução analítica

Uma vez que a equação de gravidade reduzida é a solução exacta do escoamento, aqui simulado, foi verificado se ao fim de 4 dias de corrida a oscilação da superfície livre era proporcional à oscilação da interface entre as duas camadas. Esta relação descrita na equação (47) resulta directamente das equações de gravidade reduzida e é uma forma indirecta de comparar os resultados do modelo com uma solução analítica. Ao aplicarmos a equação (47) à oscilação da interface pode-se dizer que se obtém uma solução analítica da superfície livre. A comparação desta solução com a superfície livre, simulada pelo modelo, é uma forma de validação do modelo. Desta comparação é possível concluir que, ao fim de 4 dias de simulação, a solução obtida pelo modelo é muito semelhante à solução das equações de gravidade reduzida (Figura 27).

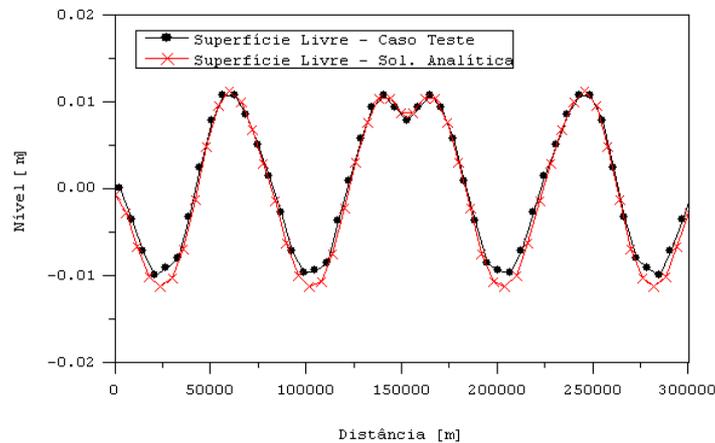


Figura 27 – Comparação da superfície livre simulada pelo modelo com uma solução obtida analiticamente. Os resultados aqui apresentados são comparados no espaço e obtidos 4 dias depois do início da corrida.

4.7 Validação da radiação baroclínica num meio 3D

O teste à radiação baroclínica, anteriormente apresentado, para um domínio 2D tem um carácter académico. A maior parte dos casos de estudo, em que a força baroclínica é um mecanismo forçador importante, têm um carácter 3D muito forte. De seguida, o teste apresentado anteriormente, será repetido, mas agora num domínios 3D. Tal como no caso 2D, a validação é feita por comparação com uma solução obtida num domínio, com uma extensão superior ao caso teste. Esta comparação será considerada válida até se registarem as primeiras reflexões de ondas internas nos domínios de maior dimensão, a que se chamarão de referência. No Anexo V (Testes complementares à condição de radiação de ondas internas) esta condição de fronteira é validada em mais outros dois casos 3D: 1) num caso esquemático de geração de marés internas e 2) num caso de geração de ondas internas a partir de um campo instável de densidades.

4.7.1 Propagação de ondas internas num fundo plano

Este teste tem os mesmos objectivos que o teste 1 da radiação baroclínica num domínio 2D. A única diferença entre os dois testes é que neste novo teste pretende-se simular a propagação de ondas internas num fundo plano, mas num meio 3D. Este teste tem apenas duas camadas verticais com espessura constante com 100 metros (superfície) e 900 metros (fundo) respectivamente. Relativamente ao forçamento é utilizada a mesma técnica do caso 2D. Esta consiste em duas descargas simétricas, efectuadas no centro do domínio. O período das descargas é o mesmo a amplitude é que é um ordem de grandeza superior. Este aumento é necessário para que a propagação das ondas seja bem visível uma vez que estas num meio 3D sofrem um processo de difracção, havendo assim um amortecimento do sinal. A malha

apresenta o mesmo passo espacial que o caso 2D e tem 51×51 pontos de cálculo na horizontal. Todos os testes foram feitos para uma passo temporal de 60 s a que corresponde um courant de 1.

4.7.1.1 Padrão oscilatório das velocidades verticais

Inicialmente surgiu uma dificuldade relativamente à formação de ondas internas regulares. Enquanto no caso 2D, qualquer que fosse o tipo de condição de fronteira, antes das ondas internas serem contaminadas por reflexões, estas tinham uma forma regular. No caso 3D, o carácter irregular das ondas internas é bem visível, por exemplo, nas velocidades verticais a 50 m de profundidade ao fim de 1 dia de corrida (Figura 28a). Se a oscilação da interface for analisada esta, aparentemente, mostra ter um aspecto regular (Figura 29a). Todavia, uma análise mais atenta permite identificar um ruído de pequeno comprimento de onda ao longo da interface que indicia uma tendência para um padrão irregular de propagação. Este ruído apesar de não perturbar em demasia a solução ao fim de 1 dia, quando as ondas chegam à fronteira ao fim de 2 dias, a solução tende a divergir de uma forma exponencial (Figura 30). A única forma encontrada para debelar esta dificuldade foi através de um filtro biarmónico (Figura 28b, Figura 29b e Figura 30). Os resultados apresentados com filtro biarmónico foram obtidos com um coeficiente de 5×10^{10} . Esta metodologia mostrou ser útil, não só na dissipação de ondas de pequeno comprimento de onda, reflectidas pelas fronteiras, mas também na formação de ondas internas regulares. Foi identificado o problema e a forma de o resolver, falta perceber a sua origem.

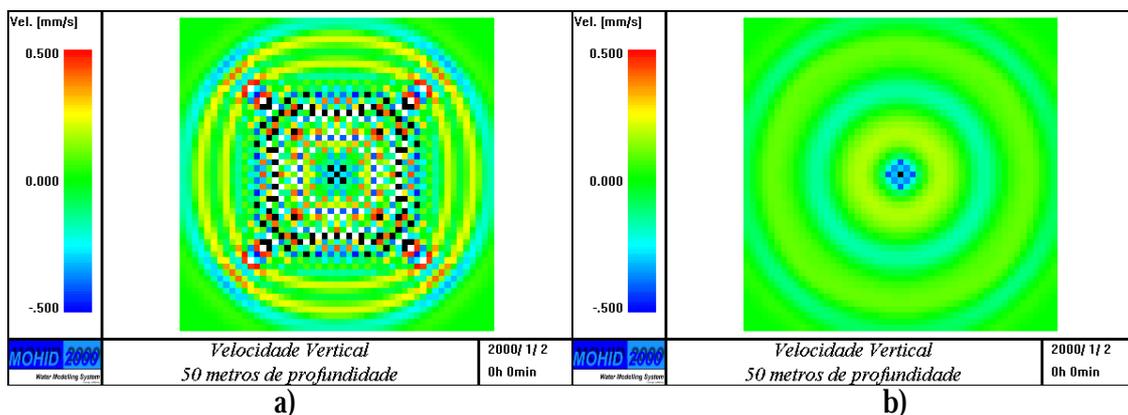
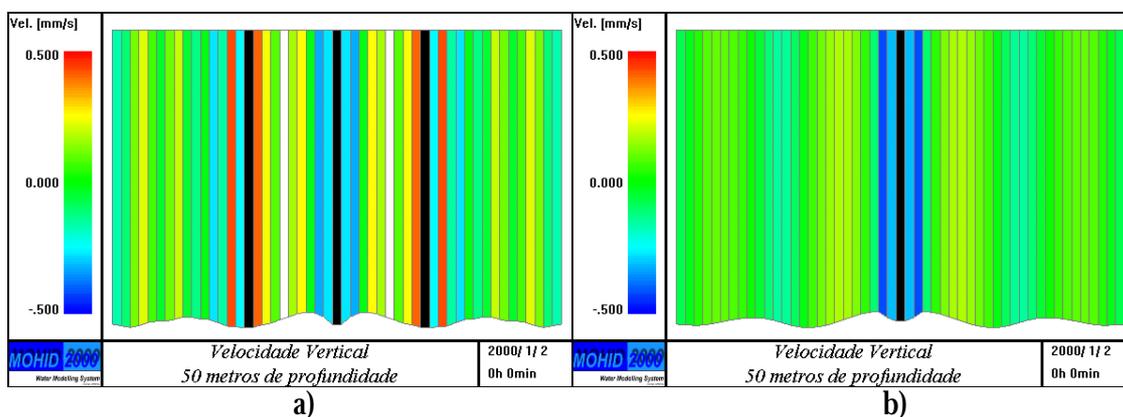


Figura 28 – Velocidade vertical a 50 m de profundidade ao fim de 1 dia de simulação, vista em planta. a) sem qualquer termo dissipativo b) com filtro biarmónico.



a) b)
 Figura 29 – Velocidade vertical no centro da camada da superfície (50 m de profundidade) ao fim de 1 dia de simulação, vista de perfil. Na base da figura é possível observar a oscilação da interface. a) sem qualquer termo dissipativo b) com filtro biarmónico.

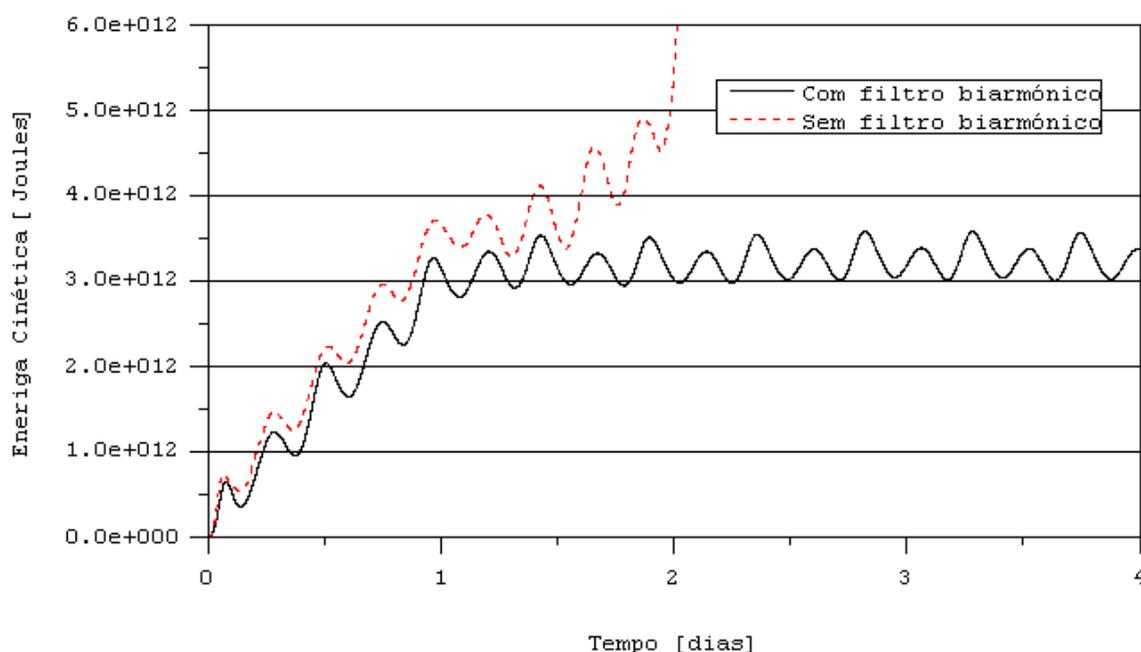


Figura 30 – Evolução da energia cinética ao longo de 4 dia com e sem filtro biarmónico.

4.7.1.2 Discretização do termo de pressão por diferenças centrais – Quais as consequências?

O ruído identificado tem origem no facto de terem sido desprezados todos os termos que dissipam quantidade de movimento no balanço de forças, tendo restado apenas os termos de pressão barotrópica e baroclínica. Ambas as forças são discretizadas no modelo pelo método das diferenças centrais, ou seja, têm uma precisão de 2ª ordem no espaço. Neste teste o forçamento e a discretização vertical utilizados tiveram como objectivo tornar a força barotrópica desprezável, uma vez que se pretendia simular apenas a propagação de ondas internas. Como se observou anteriormente, nestas condições a solução reduz-se a uma equação do tipo:

$$\frac{\partial h_0}{\partial t} = c_x \frac{\partial h_0}{\partial x} + c_y \frac{\partial h_0}{\partial y} \wedge c = \sqrt{g'H_1} = \sqrt{c_x^2 + c_y^2} \quad (57)$$

Em que η_0 é a oscilação da superfície livre e H_1 é a espessura da camada da superfície. Num caso em que só exista forçamento barotrópico, isto é, em que a força barotrópica é a única fonte ou poço de quantidade de movimento, a solução do escoamento é também semelhante à equação (57):

$$\frac{\partial h_0}{\partial t} = c_x \frac{\partial h_0}{\partial x} + c_y \frac{\partial h_0}{\partial y} \wedge c = \sqrt{gH} = \sqrt{c_x^2 + c_y^2} \quad (58)$$

Em que H é a profundidade total. Em qualquer dos casos a solução analítica do algoritmo resolvido pelo modelo hidrodinâmico fica reduzida a uma simples equação de advecção. Uma vez que as únicas derivadas espaciais (aceleração barotrópica e baroclínica) no balanço de forças são resolvidas, centradas no espaço, é possível inferir que, nos casos em que as equações (57) e (58) sejam válidas o modelo terá os problemas numéricos comuns à discretização por diferenças centrais da derivada espacial da equação de advecção. Este problema é mais grave no caso em que a equação (57) é válida, uma vez que no modelo se optou por uma discretização explícita (para a frente no tempo) do termo baroclínico. A discretização explícita de uma equação de transporte, que tenha optado por diferenças centrais para resolver os termos advectivo e difusivo tem os seguintes limites de estabilidade em 2D (59):

$$(g_x + g_y) \leq 0.5 \wedge \left(\frac{Cr_x}{g_x} + \frac{Cr_y}{g_y} \right) \leq 2 \quad (59)$$

Em γ é o número de difusão e Cr o número de Courant. Como a equação (57) não tem nenhum termo difusivo, a discretização implementada nestas condições é incondicionalmente instável. Esta instabilidade é bem visível na Figura 30, em que a energia cinética da corrida, sem termos dissipativos (sem filtro biarmónico), continua a crescer, mesmo depois das primeiras ondas internas chegarem à fronteira. No caso 2D, o sistema tende a instabilizar mais lentamente que no caso 3D.

Numa situação em que a equação (58) seja válida não existe um problema de estabilidade, uma vez que a evolução de nível é calculada, centrada no tempo. O que corresponde a um esquema Crank-Nicolson, este não tem qualquer limite de estabilidade para o número de

difusão e de Courant. Todavia, para a solução não ser oscilatória é necessário que o número de Reynolds da malha ($R_e = Cr/\gamma$) seja inferior a 2. Como também, neste caso, γ é zero, então, temos um escoamento estável, mas com oscilações de pequeno comprimento de onda. Estas características do método são comprovadas pelo modelo quando se corre um teste semelhante ao aqui apresentado, mas agora apenas com uma descarga e com a força baroclínica desligada. Desta forma, estamos perante um escoamento que pode ser descrito pela equação (58). Se analisarmos as velocidades verticais a 50 m de profundidade, podemos ver o padrão do tipo xadrez, característico de soluções com oscilações de $2\Delta x$ (Figura 31a). Apesar da solução ter este padrão oscilatório, a longo prazo, a energia cinética do sistema tende a manter-se estável (Figura 31b).

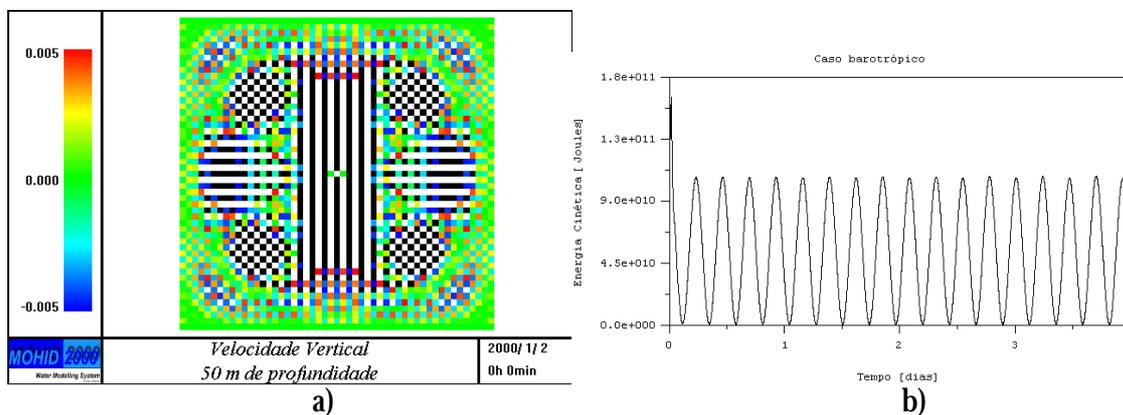


Figura 31 – Resultados de um teste barotrópico (a força baroclínica foi desligada). Para que o forçamento fosse barotrópico, uma das descargas foi desligada, de modo a que a superfície oscilasse por acção da descarga a) velocidade vertical a 50 m de profundidade 4 após o início da corrida b) evolução da energia cinética total ao longo de 4 dias.

4.7.1.3 Efeito da difusão horizontal turbulenta

Se no caso baroclínico o problema da estabilidade da solução é a falta de dissipação, em vez de se utilizar um filtro que, aparentemente, não tem um carácter físico evidente, porque não utilizar um termo das equações primitivas que tenha um efeito dissipativo, como é caso do termo difusão horizontal de quantidade de movimento? Para um modelo com um passo espacial de 6 km, aplicado ao oceano, a viscosidade turbulenta é da ordem de $20 \text{ m}^2/\text{s}$. Foi feita uma análise de sensibilidade à viscosidade turbulenta e foi possível concluir que o modelo só é estável para viscosidades superiores a $200 \text{ m}^2/\text{s}$ (dez vezes superiores ao limite da viscosidade turbulenta real). Da análise da evolução da energia cinética, ao longo de 4 dias, é também possível concluir que a solução é sensível ao valor da viscosidade turbulenta, para um valor de $200 \text{ m}^2/\text{s}$. A energia cinética tem um carácter pouco regular, comparativamente

com a corrida onde foi utilizado um filtro biarmónico, enquanto para 300 m²/s tem um carácter regular, embora se note uma atenuação na energia cinética da ordem dos 5 %. O carácter oscilatório da solução só é controlado para valores de viscosidade da ordem de 300 m²/s.

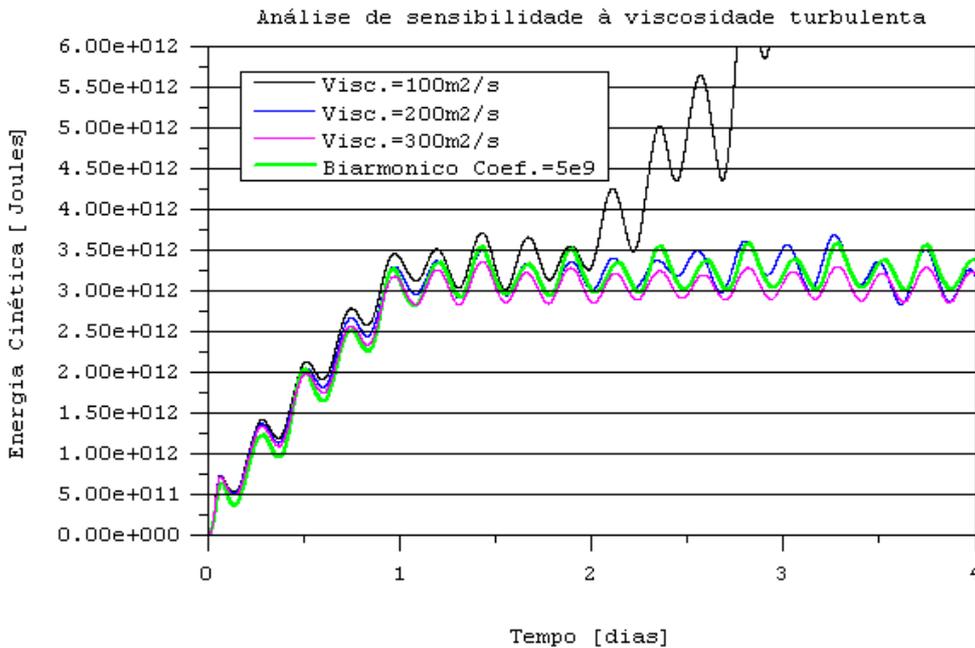


Figura 32 – Análise de sensibilidade da energia cinética total do sistema à viscosidade turbulenta.

Como conclusão final desta análise de sensibilidade à viscosidade turbulenta, pode-se dizer que, para o termo difusivo ser eficaz em termos de estabilidade da solução, necessita que se utilizem valores de viscosidade turbulenta horizontal artificialmente altos. Por outro lado, ao utilizarem-se valores altos de viscosidade turbulenta, toda a solução é alterada devido ao facto de haver um excesso de dissipação. O termo de difusão horizontal filtra indiscriminadamente todas as escalas espaciais, logo, este para controlar o ruído de pequeno comprimento, característico de uma discretização de diferenças centradas, tem que afectar todas as escalas. O filtro biarmónico, aparentemente, é selectivo e apenas filtra processos de pequeno comprimento de onda, o que vai de encontro a uma frase transcrita de Fletcher, (1997) que mostra bem o espírito desta opção: “De um ponto de vista prático, é preferível simular de uma forma precisa os comprimentos de onda longos e verificar se os pequenos comprimentos de onda com origem em erros numéricos são atenuados física ou numericamente”. Como neste teste não é possível atenuar fisicamente o ruído, anteriormente descrito, optou-se pelo método numérico mais eficaz. Em meios com grandes profundidades, como é o caso do oceano aberto, os termos dissipativos, de um modo geral,

não são importantes, sendo por isso necessário controlar as oscilações com origem em erros de truncatura, de uma forma numérica. Em zonas de pequena profundidade, como é o caso dos estuários, o atrito tem um papel de relevo no balanço de forças, passando a ser possível controlar os erros de pequeno comprimento de onda, de uma forma física.

4.7.1.4 Componente tangencial à fronteira da onda a radiar – Qual a sua importância?

Em 3D a celeridade das ondas a radiar tem duas componentes: uma normal (c_n) à fronteira e outra tangencial (c_t). Com o objectivo de avaliar a importância da componente tangencial na condição de fronteira foi feita uma análise de sensibilidade ao seu efeito. Como solução de referência, optou-se por um domínio 5 vezes maior em cada uma das direcções horizontais (Figura 33).

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c_n \frac{\partial P}{\partial n} + c_t \frac{\partial P}{\partial t} = 0 \quad (60)$$

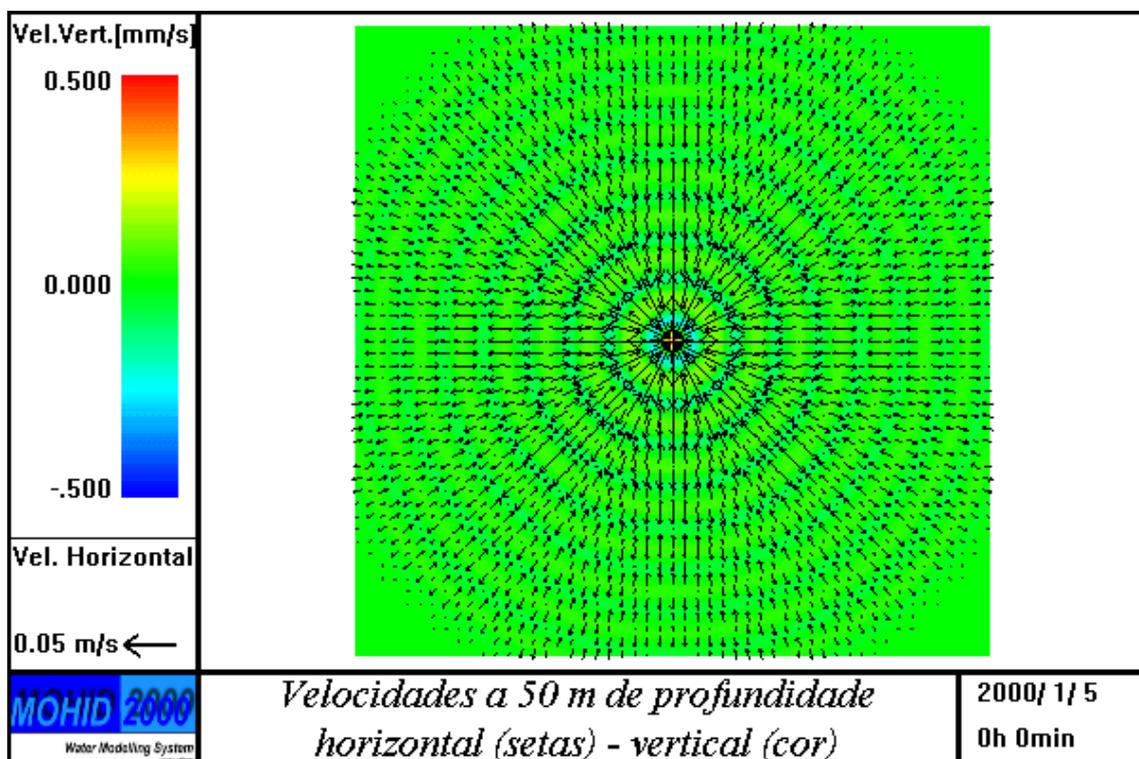


Figura 33 – Campo de velocidades para a situação de referência ao fim de 4 dias de corrida. Os resultados foram obtidos no centro da camada da superfície (50 m de profundidade). As setas representam a velocidade horizontal e as cores a velocidade vertical.

Numa primeira fase, as velocidades do caso teste são comparadas com as do caso de referência para a zona de interesse. Numa segunda fase, a propriedade que é comparada é a energia cinética total do sistema. No caso teste foram experimentadas diferentes opções de

cálculo. Uma das opções que foi testada visa a confirmação da importância da redução dos erros de truncatura na discretização da equação de radiação, outra das opções tem por objectivo verificar a importância da radiação tangencial.

Analisando agora os resultados das velocidades podemos verificar que, ao fim de 4 dias, os resultados da situação de referência (Figura 34a) são idênticos aos do caso teste que tem as seguintes opções de cálculo, que são admitidas por defeito pelo modelo: interpolação cúbica na discretização da derivada espacial da equação de radiação, radiação normal e tangencial da velocidade baroclínica horizontal (Figura 34b). Se se optar por uma discretização do tipo *upwind* tradicional (sem qualquer interpolação – Marchesiello et al., 2001), os resultados nas zonas dos cantos do domínio divergem bastante da situação de referência (Figura 34c). Quanto à importância de se considerar radiação tangencial, o resultado da Figura 34d é elucidativo. Nesta situação, todo o domínio, de uma forma geral, é afectado por esta opção, sendo as diferenças com a situação de referência crescentes conforme nos aproximamos dos cantos do domínio. Uma vez que a perturbação geradora de ondas está localizada exactamente no centro do domínio, e sendo este quadrado, as ondas chegam a meio das fronteiras, com uma direcção perfeitamente perpendicular a estas (c_n). A componente tangencial é mínima a meio das fronteiras e tende a crescer atingindo um máximo nas células dos cantos ($c_n=c_T$) onde a onda chega com uma direcção de 45° graus relativamente à fronteira.

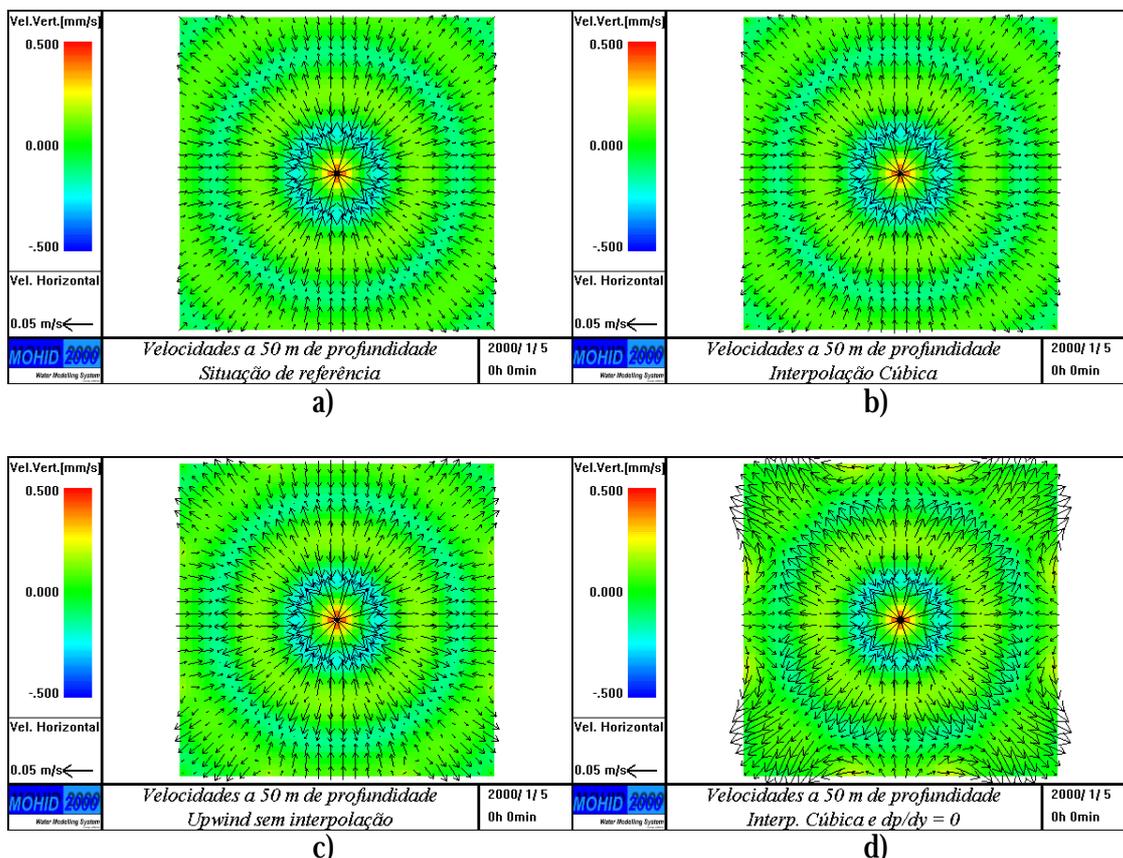


Figura 34 – Campo de velocidades na zona de interesse ao fim de 4 dias com diferentes opções de cálculo: a) situação de referência b) derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, com radiação normal e tangencial à fronteira c) derivada espacial da equação de radiação resolvida pelo método *upwind* tradicional com radiação normal e tangencial à fronteira d) derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, só com radiação normal à fronteira.

A evolução no tempo, da energia cinética das diferentes opções de cálculo, anteriormente descritas, confirma resultados instantâneos de velocidades já analisados (Figura 35). Apesar da solução, onde não foi considerada radiação tangencial, se aproximar nos primeiros dias da solução de referência, esta ao fim do terceiro dia tende a divergir.

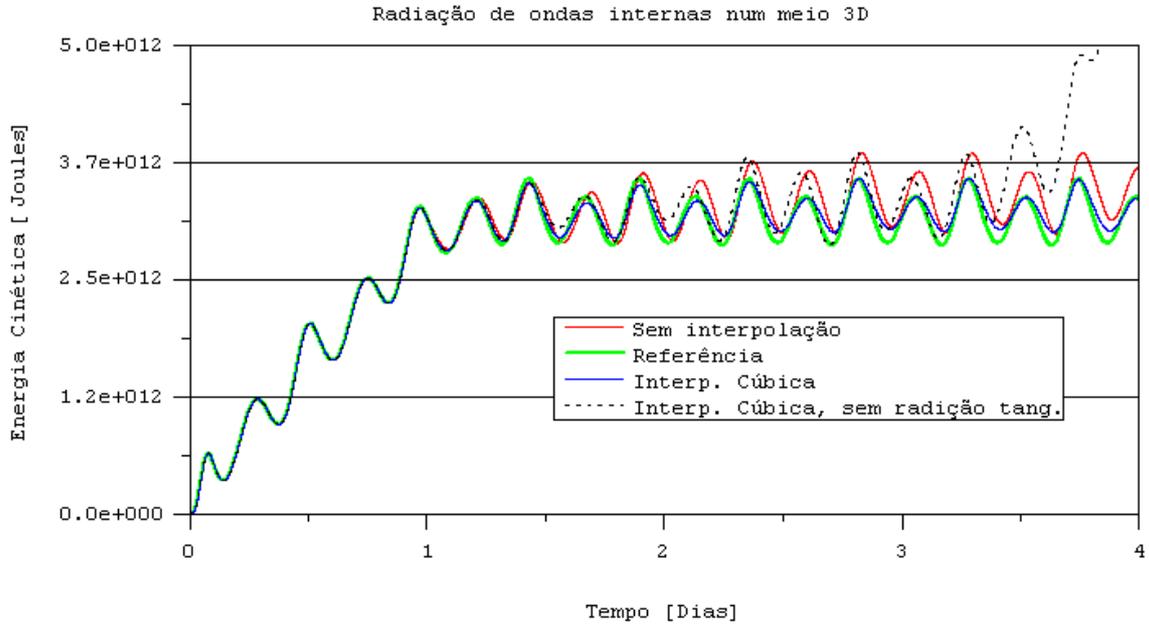


Figura 35 – Evolução da energia cinética para diferentes opções de cálculo: verde - situação de referência, azul - derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, com radiação normal e tangencial à fronteira, vermelho - derivada espacial da equação de radiação resolvida pelo método *upwind* tradicional com radiação normal e tangencial à fronteira, linha preta a tracejado - derivada espacial da equação de radiação resolvida recorrendo a uma interpolação cúbica, só com radiação normal à fronteira.

4.7.1.5 Modelo versus solução analítica

Nos testes 2D, feitos à radiação baroclínica, uma forma de calibração dos resultados foi através da relação de proporcionalidade (61), que resulta das hipóteses que dão origem às equações de gravidade reduzida. Pretende-se também validar a solução no caso 3D, por comparação com os valores de superfície, calculados pelo modelo, com uma solução analítica da superfície livre (η_0) obtida a partir da oscilação da interface (η_1) aplicando a equação (61).

$$h_0 = \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right) h_1 \left(1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right)^{-1} \quad (61)$$

A Figura 36 mostra a comparação entre a solução do modelo e a solução analítica ao fim de 4 dias de corrida. Os resultados do modelo foram comparados com a solução analítica ao longo de uma linha paralela ao eixo dos X que intersecta o centro do domínio. As diferenças nos pontos centrais apresentadas na Figura 36 são apenas aparentes e devem-se ao facto dos resultados da oscilação da interface (que dão origem à solução analítica) estarem desfasados meio passo espacial dos resultados da superfície livre. Na realidade, mesmo nos pontos

centrais a correspondência é perfeita, uma vez que os pontos a vermelho (solução analítica) estão sobre as linhas que ligam os pontos a preto (resultados do modelo).

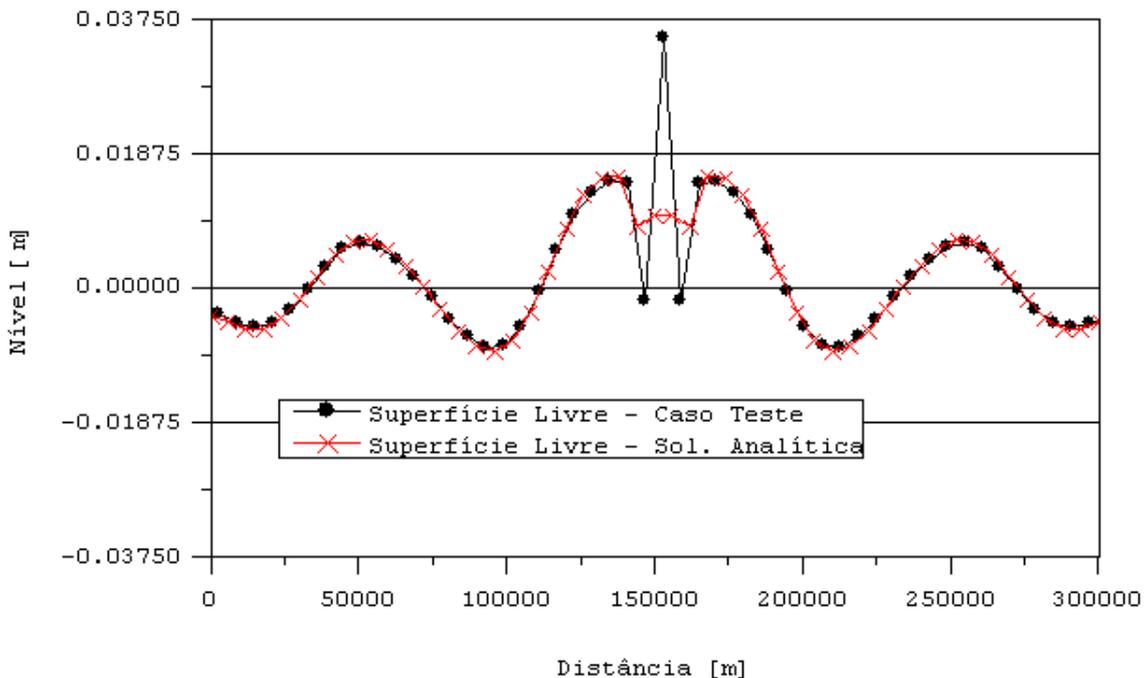


Figura 36 – Comparação da superfície livre 4 dias após o início da corrida com uma solução analítica obtida a partir de uma relação de proporcionalidade entre a superfície livre e a oscilação da interface. Esta relação de proporcionalidade sai directamente das hipóteses que dão origem às equações de gravidade reduzida.

4.7.1.6 Validade da condição de radiação barotrópica

Na análise feita até então foi descorado um problema que não afecta significativamente o escoamento mas que é bom ter presente. A condição de radiação barotrópica, utilizada em todos os testes à radiação, parte do princípio de que as ondas externas ou de superfície se propagam à velocidade \sqrt{gH} , ou seja, admite que à superfície as ondas dominantes são forçadas pela força barotrópica. Todavia, neste teste, a força barotrópica é desprezável e as ondas que se detectam à superfície não são mais do que uma consequência directa das ondas internas que se propagam ao longo da interface (Figura 36). Estas ondas de superfície na realidade não se propagam com uma celeridade de $\sqrt{gH} = 100$ m/s, mas sim com a celeridade das ondas internas, que é de 2 m/s (50 vezes menor). Como a amplitude destas ondas é pequena (1 cm), mesmo que a condição de fronteira não esteja preparada para as radiar convenientemente as reflexões produzidas não são suficientes para perturbar o escoamento. Este facto é comprovado comparando a evolução da energia cinética da situação de referência com duas soluções do caso teste: uma em que se admite, para a condição de radiação barotrópica, uma celeridade de 100 m/s, e outra uma celeridade de 2

m/s (Figura 37b). O efeito destas reflexões é, no entanto, bem visível na evolução do nível médio (Figura 37a). Na solução de referência, o nível médio na zona de interesse tem oscilações com uma amplitude da ordem de 1 mm, enquanto para o caso teste, em que se considerou uma celeridade de 100 m/s para as ondas barotrópicas, as oscilações são da ordem de 15 mm. Ao admitir-se que as ondas barotrópicas se propagam com uma celeridade igual à das ondas internas, as amplitudes do nível médio passaram a ser semelhantes à da situação de referência. Destes resultados é possível concluir que a condição de fronteira de radiação barotrópica, implementada no modelo, só é válida quando as oscilações de superfície livre forem provocadas, de uma forma dominante, pela força barotrópica.

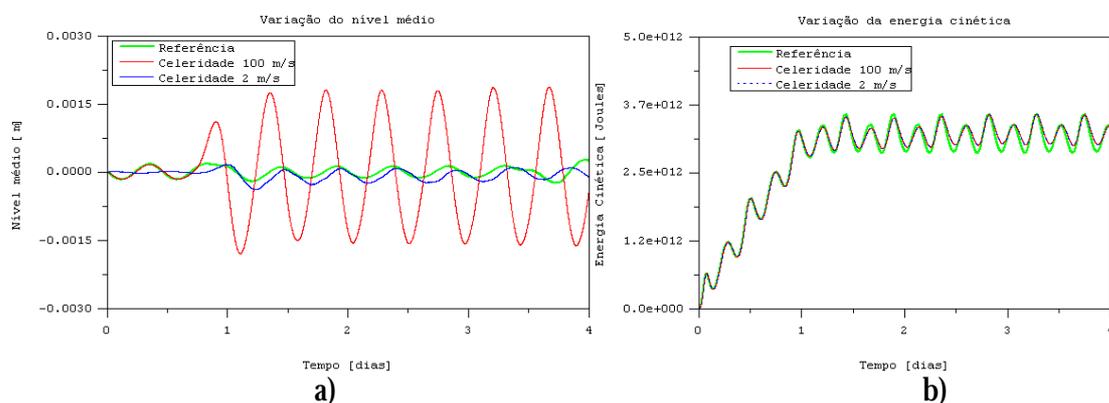


Figura 37 – Comparação a) do nível médio e b) da energia cinética total admitindo diferentes celeridades para a radiação barotrópica ou radiação da superfície livre.

4.7.1.7 Estabilidade da solução a longo prazo

Outro problema que necessita ser abordado prende-se com o facto do coeficiente do filtro biarmónico ser um parâmetro empírico, sendo a sua escolha uma tarefa difícil. A curto prazo (primeiros 4 dias) a solução mostra uma grande tolerância a diferentes valores deste coeficiente. A sua escolha no, curto prazo, é difícil porque diferentes valores dão soluções estáveis, havendo apenas pequenas diferenças de amplitude na energia cinética turbulenta (Figura 38). No longo prazo é que são visíveis diferenças significativas, tornando-se instável a solução, para alguns valores de coeficientes. (Figura 38). O coeficiente escolhido deve ser aquele que garanta a maior estabilidade da solução, no longo prazo, dos coeficientes testados ao fim de 14 dias; aquele que apresenta melhores resultados é que tem o valor de 10^{11} . Por um lado, o coeficiente do filtro biarmónico deve ser suficientemente grande, de modo a garantir a estabilidade da solução e, por outro lado, não pode ser demasiado grande, pois produz demasiada dissipação interferindo com a simulação das grandes escalas.

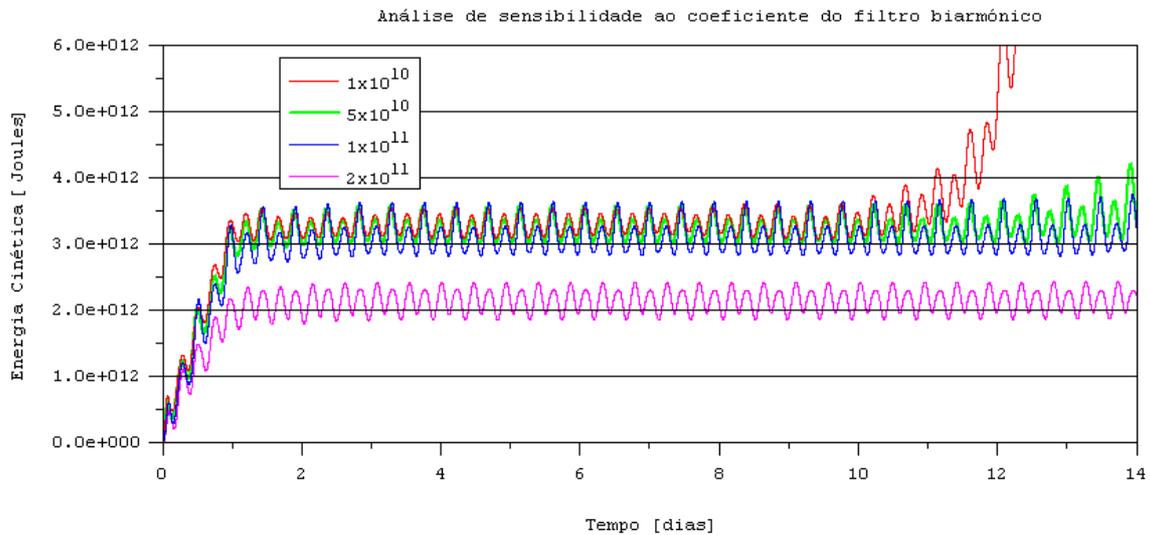


Figura 38 – Análise de sensibilidade da energia cinética total do sistema ao coeficiente biarmônico.

Conclui-se, anteriormente, que a metodologia que recorre ao termo difusivo, para estabilizar a solução, necessita de viscosidades turbulentas artificialmente altas, que introduzem demasiada dissipação no curto prazo. No longo prazo esta metodologia, mesmo recorrendo a viscosidades turbulentas, que dissipam energia em excesso, no curto prazo, não evitam que a solução se torne instável, tal como mostram os resultados de energia cinética na Figura 39.

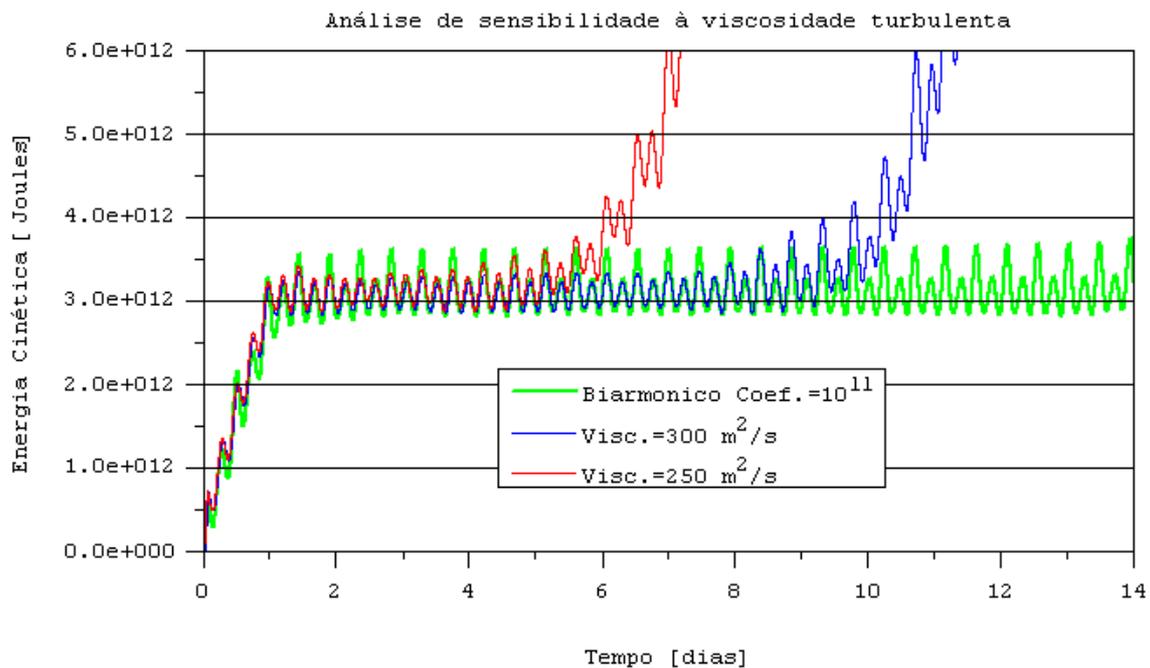


Figura 39 – Análise de sensibilidade no longo prazo da energia cinética total do sistema à viscosidade turbulenta.

4.8 Sub-Modelos

Esta técnica permite disponibilizar informação que garante a continuidade entre o exterior e o interior do domínio. Os sub-modelos recorrem a malhas mais finas que o modelo geral, permitindo ao utilizador refinar a solução numa ou mais zonas. Os modelos encaixados ao terem um passo espacial menor os processos que estes simulam também são de menor escala, o que tende a perturbar a continuidade com o modelo geral. Estas diferenças são tanto maiores quanto mais irregular for o forçamento (ex: campos de densidade e vento) e o fundo. Levanta-se o problema de técnicas que podem ser utilizadas para adaptar a informação produzida pelo modelo geral a uma condição de fronteira de um modelo de menor passo espacial. Estas técnicas já foram enumeradas anteriormente e consistem em utilizar condições de radiação do tipo Flather (1976), que consideram a solução do modelo geral como a solução de referência, radiando a diferença entre esta e a solução de passo mais refinado calculada pelo modelo encaixado. Outra metodologia consiste em relaxar, ao longo de uma faixa adjacente à fronteira, a solução do modelo encaixado para a solução do modelo geral.

De seguida, serão apresentados diversos testes que têm por objectivo mostrar em que casos as técnicas, anteriormente enumeradas, devem ser utilizadas e devem validar a implementação dos modelos encaixados no sistema Mohid. Foram escolhidos 3 testes: os dois primeiros visam validar a metodologia dos modelos encaixados num meio barotrópico, o terceiro teste, além de ter o objectivo de validar esta metodologia, num meio baroclinico 3D, visa ilustrar a importância das técnicas de compatibilização de informação entre o modelo geral e o modelo encaixado.

4.8.1 Validação do caso 3D barotrópico

Montero (1999) validou uma metodologia - para definir um sub-modelo - semelhante àquela implementada no sistema Mohid no âmbito desta tese. No entanto, este autor validou a metodologia para um caso esquemático. Pretende-se aferir se esta é válida num caso real. Tendo em mente este objectivo, aplicou-se um modelo 3D sem gradientes de densidade à zona de influência do estuário do Tejo (Figura 40a). Este modelo foi corrido acoplado a um sub-modelo que abrange a zona da Praia de Carcavelos/Forte de S. Julião (Figura 40b). Esta zona foi escolhida para validar o sistema de sub-modelos do laboratório numérico Mohid, em meio barotrópico, pelo facto de ser caracterizada por fortes gradientes de velocidades (Figura 41), aos quais estão associadas fortes recirculações junto a terra (praia de Carcavelos e praia da Torre). Nestas condições o termo advectivo é muito importante no cálculo do campo de velocidades. Na maioria dos casos este termo não é importante, bastando muitas das vezes

impôr uma condição de gradiente nulo nas velocidades. Este exemplo tem a vantagem de, tanto o fluxo de massa como o de quantidade de movimento serem importantes, podendo verificar-se se o fluxo de informação entre o modelo geral e o sub-modelo está ser feito correctamente.

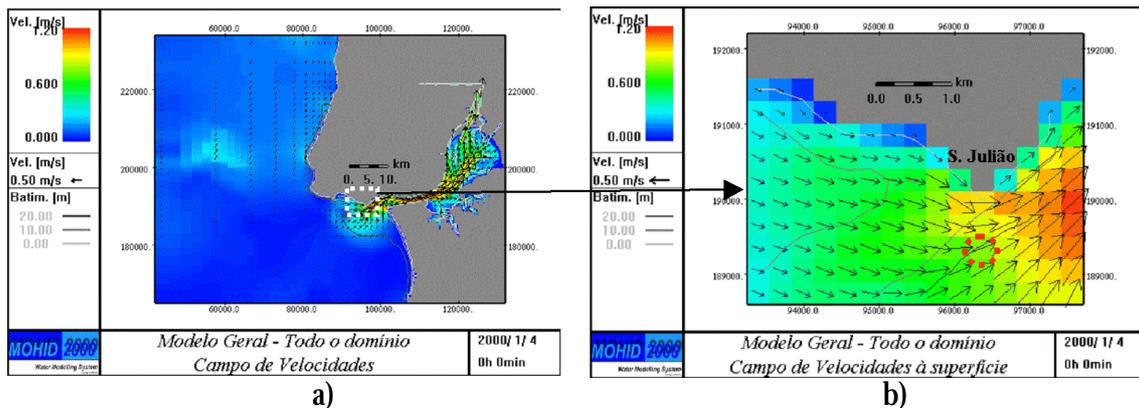


Figura 40 – Campo de velocidades no estuário do Tejo à superfície em situação de enchente a) domínio do modelo geral b) zona de validação do sub-modelo.

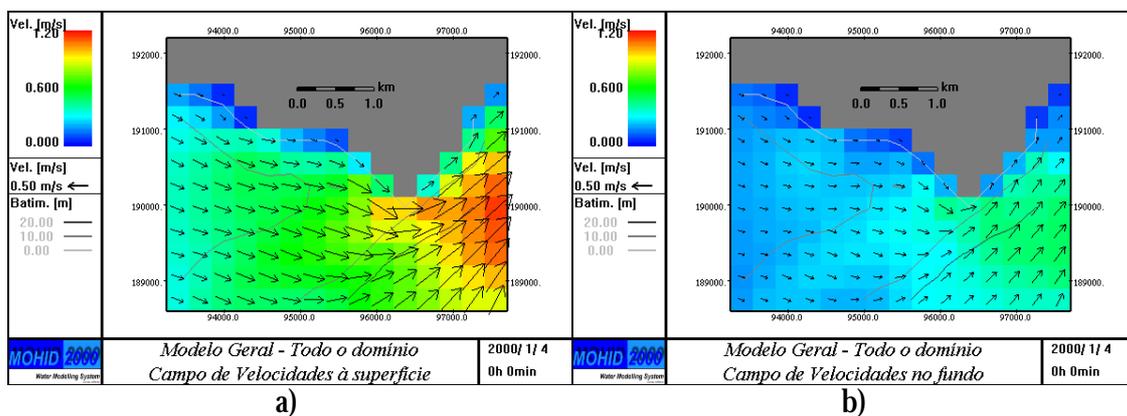
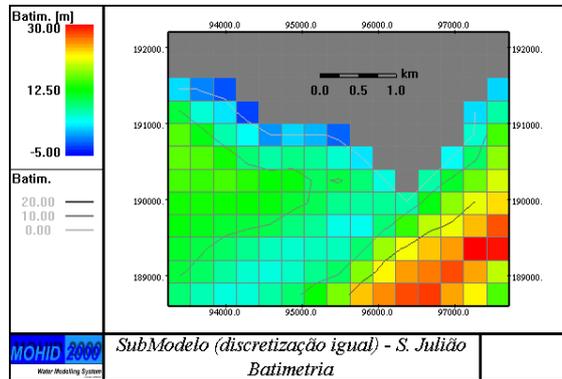
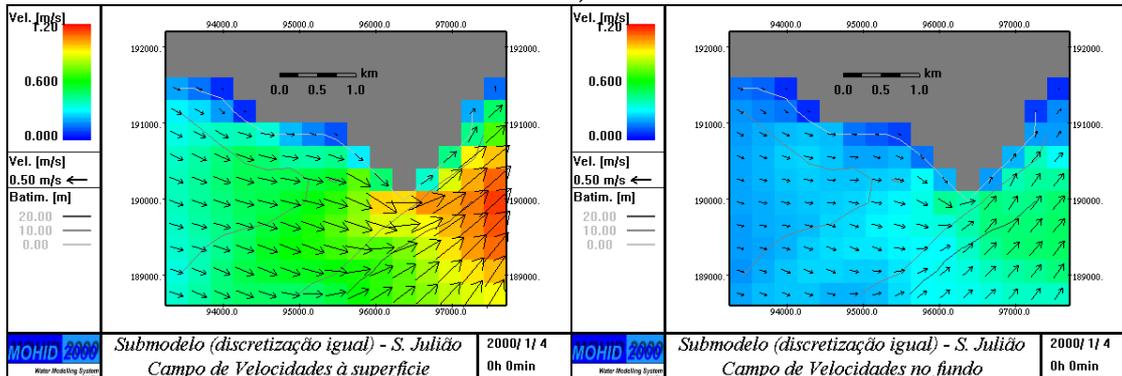


Figura 41 – Campo de velocidades do modelo geral na zona de validação do sub-modelo a) superfície b) fundo.

O modelo geral é corrido 1 dia até estabilizar e é forçado apenas pela maré. A informação de maré é tirada directamente dos resultados do modelo global de maré Fes95.2 (Le Provost et al., 1998). Ao fim desses dois dias, o modelo geral é corrido conjuntamente com um sub-modelo que abrange a zona de Carcavelos e São Julião da Barra. Admitiu-se uma discretização vertical sigma com as seguintes espessuras relativas a contar do fundo: 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 e 0.35. Num primeiro teste o sub-modelo é corrido com a mesma discretização do modelo geral. Em teoria, as duas soluções deviam ser coincidentes, uma vez que o passo espacial é o mesmo. Comparando o campo de velocidades obtidas ao fim de 2 dias, podemos verificar (Figura 41, Figura 42) que a correspondência no espaço é perfeita.



a)



b)

c)

Figura 42 – Sub-modelo com a mesma discretização do modelo geral a) batimetria, b) campo de velocidades à superfície c) campo de velocidades no fundo.

Se compararmos a evolução, no tempo, da velocidade e do nível num ponto localizado aproximadamente a 750 m a Sul do forte de São Julião (circulo vermelho - Figura 40b), podemos constatar que, no tempo, as diferenças são residuais tanto nas velocidades à superfície (Figura 43a) e no fundo (Figura 43b) como nos níveis (Figura 43c). Os erros de nível e de velocidades nos instantes iniciais têm um comportamento caótico, uma vez que o sub-modelo é inicializado com base na solução geral, ou seja, tem um arranque a “quente”. Neste caso, como as interpolações são feitas em todo o domínio os erros de arredondamento tendem a perturbar todo o escoamento, conforme o modelo vai esquecendo (por dissipação) estas pequenas perturbações, os erros passam a estar restringidos aos pontos de fronteira e as diferenças entre as duas soluções tendem a diminuir.

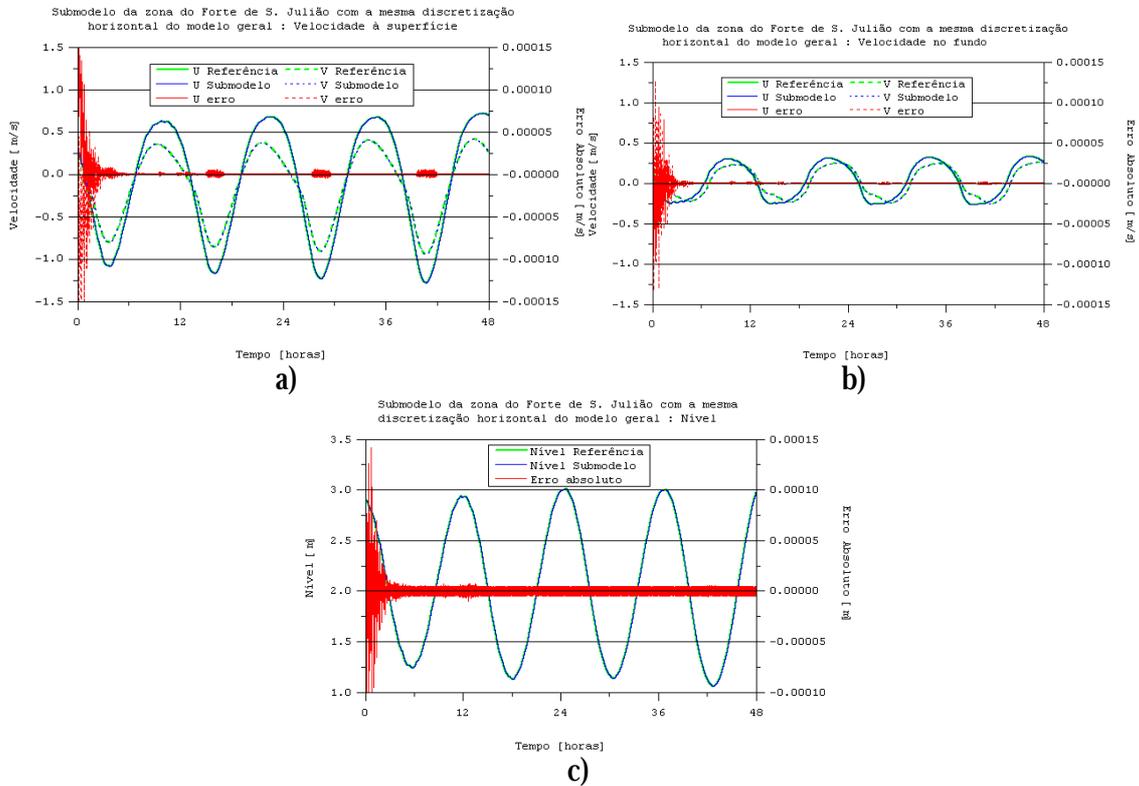


Figura 43 – Diferenças absolutas entre o modelo geral e o sub-modelo (discretização igual) no ponto localizado com um círculo vermelho na Figura 40 a) velocidade à superfície b) velocidade no fundo c) nível.

Uma forma de se compararem as diferenças, de uma forma global, é calculando as diferenças de energia cinética e potencial integradas para toda a zona de estudo, ao longo do tempo (Figura 44). Pode-se constatar que as diferenças de energia global da zona de estudo continuam a ser residuais. No caso da energia cinética total nota-se um agravamento das diferenças relativamente às velocidades obtidas a Sul de São Julião (Figura 40), visto estas serem função do quadrado da velocidade (Figura 44a). No caso da energia potencial global este agravamento não se verifica relativamente aos níveis, na medida em que existe entre estas duas propriedades uma relação linear (Figura 44b).

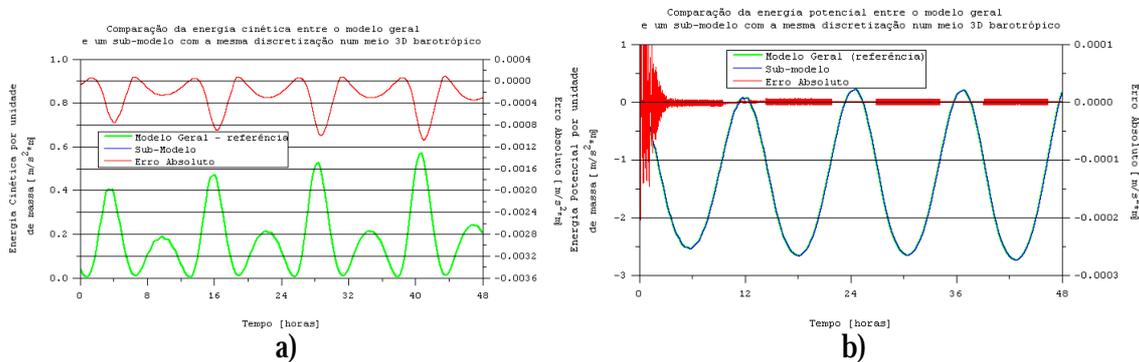
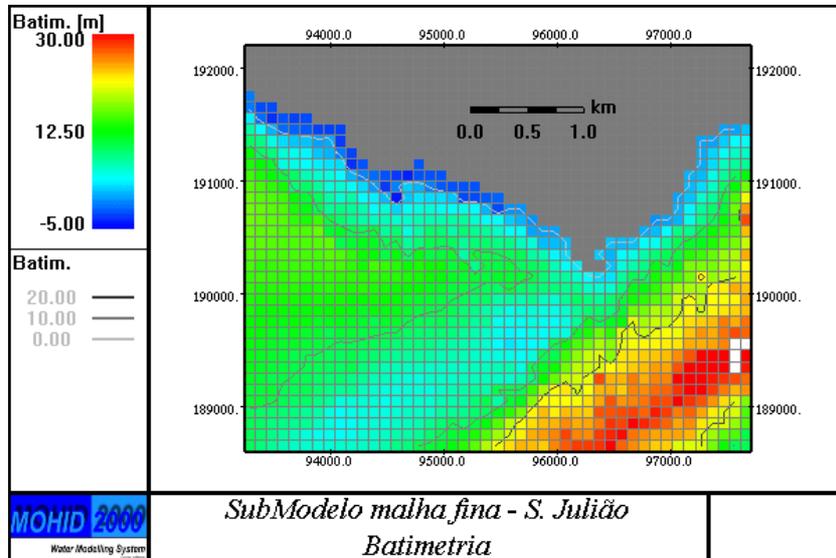
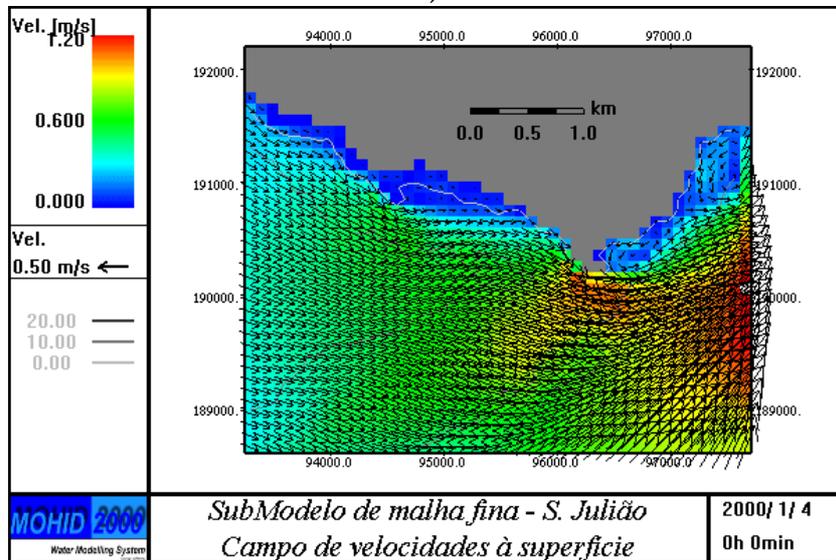


Figura 44 – Evolução da energia total por unidade de massa total da zona de estudo a) energia cinética b) energia potencial.

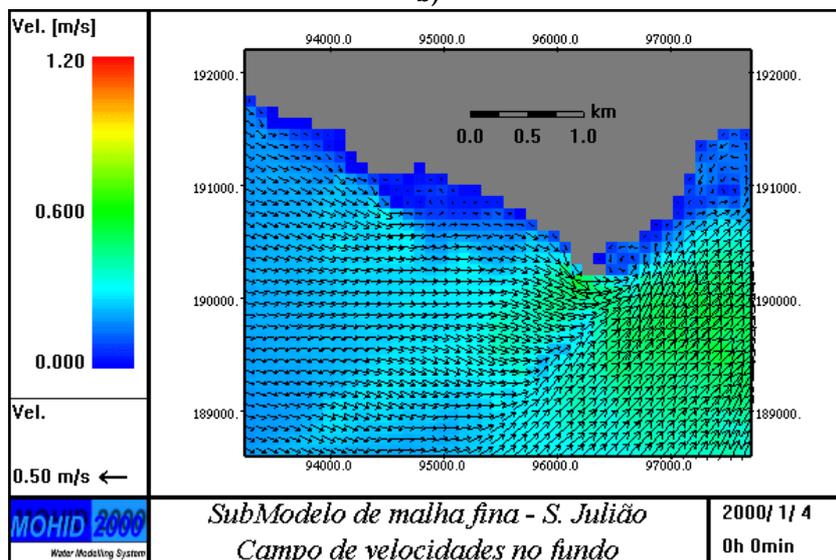
Numa segunda fase, o modelo geral foi corrido acoplado a um sub-modelo de malha fina, com um passo 3 vezes inferior (Figura 45). Este novo sub-modelo tem uma linha de costa mais irregular, o que leva ao aparecimento de recirculações junto a terra, tanto à superfície (Figura 45b) como no fundo (Figura 45c), em especial frente às praias de Carcavelos, da Torre e de Oeiras. Esta maior precisão do sub-modelo faz com que existam diferenças acentuadas de direcção entre o modelo geral e o sub-modelo junto a terra. Devido às recirculações, anteriormente descritas, as velocidades junto à linha de costa podem ter direcções opostas às do modelo geral. Num ponto localizado a Sul do forte de São Julião (círculo vermelho - Figura 40) tais diferenças são da ordem dos 10-20% no que respeita às velocidades (Figura 46a e Figura 46b) e inferiores a 0.5 % no que concerne aos níveis (Figura 46c).



a)



b)



c)

Figura 45 – Sub-modelo com um passo horizontal 3 vezes inferior ao do modelo geral a) batimetria, b) campo de velocidades à superfície c) campo de velocidades no fundo.

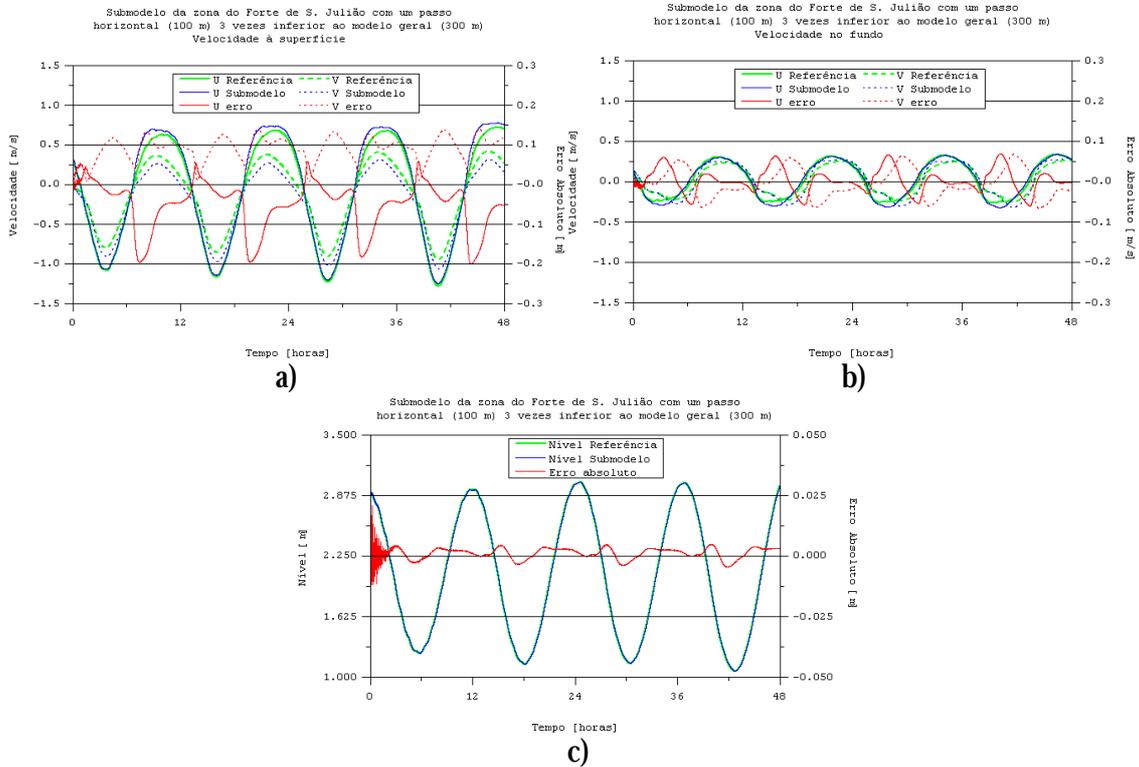


Figura 46 – Diferenças absolutas entre o modelo geral e o sub-modelo (passo horizontal 3 vezes inferior ao modelo geral) no ponto localizado com um círculo vermelho na Figura 40 a) velocidade à superfície b) velocidade no fundo c) nível.

Quando se calculam as diferenças globais de energia cinética e potencial obtêm-se resultados que indicam a inexistência de erros que se acumulam ao longo do tempo. Este resultado é importante porque permite constatar que os erros de conservação, associados ao método de interpolação bilinear no espaço, não são significativos nestes casos. As diferenças de energia cinética são da ordem dos 10% a 20% (Figura 47a), enquanto que as diferenças de energia potencial são da ordem dos 1% a 2% (Figura 47b).

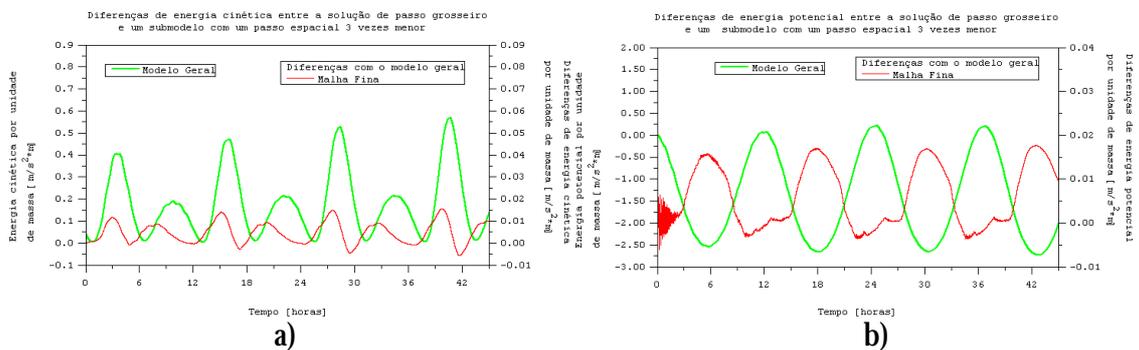


Figura 47 – Evolução da energia total por unidade de massa total da zona de estudo a) energia cinética b) energia potencial.

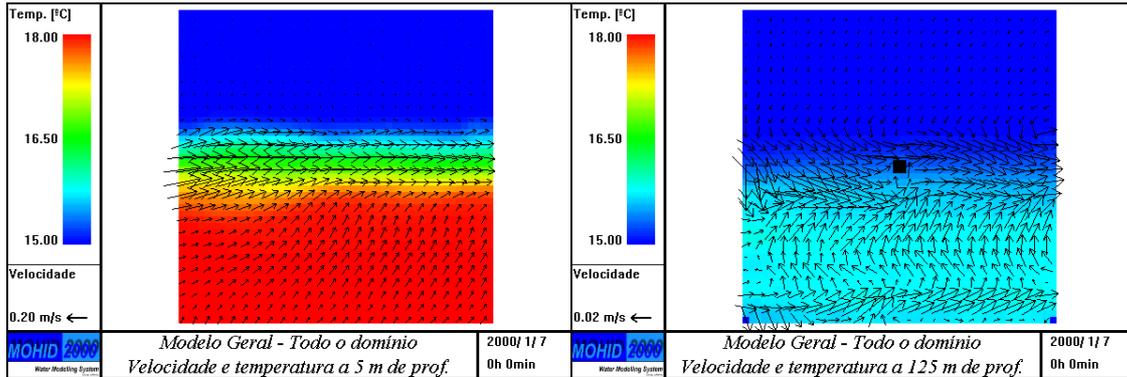
4.8.2 Validação do caso 3D baroclínico

Koch e McQueen (1987) identificam a sobre especificação das condições de fronteira como a fonte principal de erros na transferência de um modelo de malha grosseira (modelo geral) para um modelo de malha fina (sub-modelo). Esta sobre especificação faz com que as perturbações, geradas no sub-modelo com escalas inferiores às resolvidas pelo modelo de malha grosseira, tendam a ser reflectidas pela fronteira. Em meios muito dissipativos, como é o caso do estuário do Tejo, estas ondas reflectidas de pequeno comprimento de onda, tendem a desaparecer rapidamente, não provocando alterações significativas no escoamento. Esta foi a conclusão do teste barotrópico 3D feito no estuário do Tejo, apresentado anteriormente. A capacidade do sistema dissipar as ondas reflectidas pela condição de fronteira permitiram utilizar uma condição de fronteira do tipo imposta (Dirichlet) no sub-modelo. No caso de meios pouco dissipativos, como é o oceano aberto, esta conclusão possivelmente já não será válida. É o que se pretende aferir, com este teste, num meio 3D de grandes profundidades.

O caso teste escolhido para validar o sistema de sub-modelos Mohid, em meios 3D fortemente baroclínicos, consiste numa corrente que se gera por ajuste geostrófico ao longo de uma frente de densidade. No capítulo seguinte está descrito, de uma forma detalhada, o mecanismo de formação deste tipo de correntes. O modelo de malha grosseira tem um passo de 3 km e a área simulada é um quadrado com 150 km de lado. Todo o domínio de cálculo tem 1000 m de profundidade, com a excepção do pequeno banco situado no centro do domínio (6 × 6 km). Na fronteira deste modelo foi admitida uma condição de radiação para os níveis e para a velocidade baroclínica, enquanto que para a temperatura foi imposta uma condição de gradiente nulo. O modelo de malha fina tem um passo de 1 km e o seu domínio é um quadrado com 75 km de lado, cujo centro coincide com o centro do modelo de malha, grosseira. Em ambos os modelos optou-se por uma discretização cartesiana com 7 camadas com as seguintes espessuras em metros, a contar do fundo: 850, 50, 30, 25, 20, 15 e 10. Considerou-se que a densidade evolui apenas devido à temperatura, uma vez que se admitiu uma salinidade constante no espaço e no tempo.

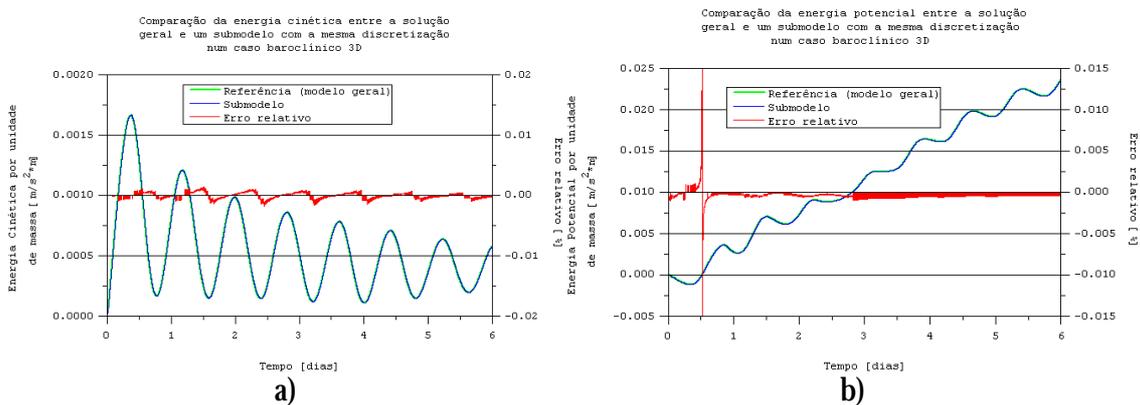
Ao fim de 6 dias de simulação é possível identificar uma corrente forte com velocidades da ordem dos 20 cm/s ao longo da frente de densidade (Figura 48a). A frente de densidade estende-se até, aproximadamente, 100 m de profundidade, a partir desta profundidade os gradientes de densidade são muito baixos e, conseqüentemente, as correntes tornam-se menos intensas. A corrente a 125 metros de profundidade tem uma velocidade da ordem dos

2 cm/s (Figura 48b). A zona central de menores profundidades foi introduzida para dar alguma variabilidade às correntes na direcção perpendicular à frente de densidade. Esta variabilidade é apenas sentida nas camadas mais fundas (Figura 48b).



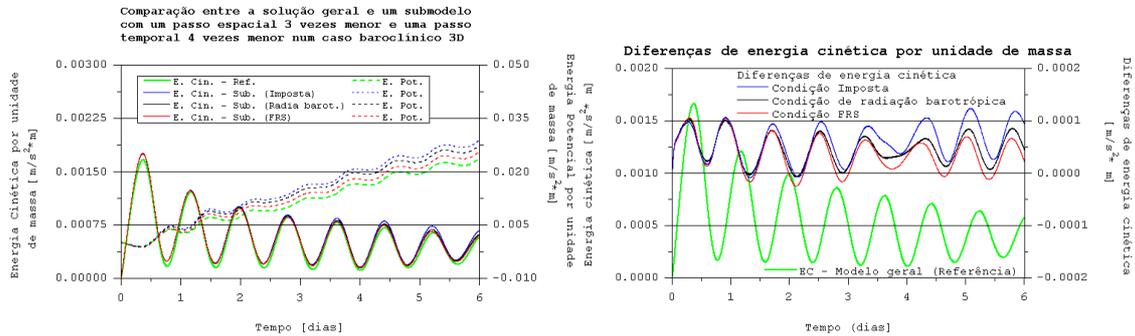
a) b)
 Figura 48 – Resultados de temperatura e velocidade do modelo de malha grossa para todo o domínio ao fim de 6 dias a) a 5 m da superfície e b) a 125 da superfície.

Num primeiro passo, o sub-modelo foi corrido com uma discretização igual à do modelo de malha grosseira, com o objectivo de validar a transferência de informação entre modelos. No teste anterior a transferência de propriedades do escoamento (níveis e velocidades) já foi validada, faltando validar a transferência de propriedades da água que, neste caso, se restringe à temperatura. Esta validação é feita comparando a energia cinética e potencial total por unidade de massa dos dois modelos, para a zona de estudo. As diferenças em percentagem entre os dois modelos são apresentadas na Figura 49 e são inferiores a 0.001% (energia cinética - Figura 49a, energia potencial Figura 49b).



a) b)
 Figura 49 –Evolução das diferenças da energia total por unidade de massa total da zona de estudo (modelo grosseiro – sub-modelo grosseiro) a) energia cinética b) energia potencial.

Pretende-se, agora, perceber o efeito que as reflexões na fronteira, associadas ao refinamento da malha do sub-modelo, têm sobre a solução. Neste segundo passo, o sub-modelo é corrido novamente mas com um passo 3 vezes inferior ao do modelo geral de malha grosseira. Nesta fase foram testados 3 tipos de condições de fronteira aplicadas ao sub-modelo. A primeira condição consiste em impor nos pontos fronteira dos níveis, das velocidades e das temperaturas, os valores interpolados directamente da solução de malha mais grosseira. A segunda condição apresenta uma pequena variação relativamente à primeira, que consiste em aplicar uma condição de radiação do tipo Flather (1976) aos níveis cuja solução exterior (ou referência) é a solução interpolada do modelo de malha grosseira. Por fim, a terceira condição consiste em relaxar, nas dez células adjacentes à fronteira, a solução do sub-modelo para a solução do modelo de malha mais grosseira. Esta condição é aplicada aos níveis, às velocidades e à temperatura. A evolução da energia total para a zona refinada mostra que a solução, que diverge menos da solução do modelo de malha mais grosseira é a que recorre à condição de relaxação. A Figura 50a (curvas a tracejado) mostra que a condição de relaxação (curva a vermelho) permite que a energia potencial divirja menos da solução de malha mais grosseira, que aqui é tomada como referência (curva verde), do que as outras condições (imposta - azul, imposta + radiação do nível – preto). A evolução da energia cinética total das diferentes soluções mostra a mesma tendência (Figura 50b). As diferenças de energia potencial serão tanto maiores quanto mais intensa for a reflexão por parte da fronteira. As ondas reflectidas, como não são rapidamente dissipadas em zonas profundas, tendem a produzir mistura vertical, que por sua vez, faz aumentar a energia potencial. Por esta ordem de ideias podemos concluir que a condição imposta é a condição de fronteira que reflecte mais ondas de pequena escala e que a condição de relaxação é àquela que menos reflecte (Figura 50a). O sinal destas reflexões é bem visível na evolução do nível médio na zona refinada (Figura 50c). A evolução do nível médio para a condição imposta acompanha a solução de referência, mas com um ruído de grande amplitude. Quando se passou a radiar os níveis a amplitude do ruído diminui bastante. No caso da condição de relaxação o ruído desaparece, mas o nível médio desta solução refinada já não tende a seguir a solução de referência. Zhang (1986 cit. Spall e Holland, 1991) afirma que, por vezes, é necessário sacrificar a conservação de massa entre duas malhas para se obter uma solução estável e suave. Os resultados apresentados na Figura 50 são um excelente exemplo desta afirmação.



a)

b)

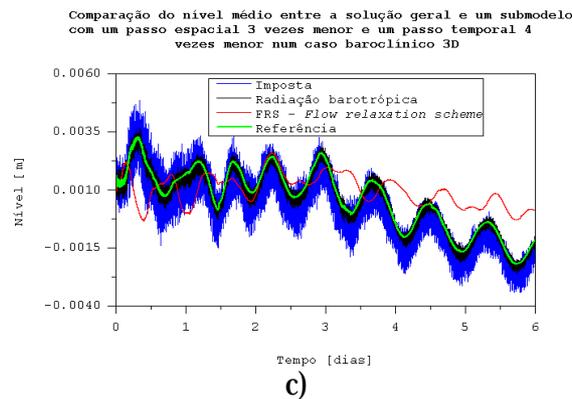


Figura 50 – Evolução da energia total da zona refinada a) energia potencial e cinética b) diferenças de energia cinética entre a solução refinada com diferentes condições de fronteira e a solução com malha grosseira c) evolução do nível médio.

4.9 Conclusões parciais

4.9.1 Radiação baroclinica

A radiação baroclinica do sistema Mohid foi validada e a forma genérica, proposta por Marchesiello et al. (2001), revelou-se muito útil para testar metodologias propostas na literatura. Destas metodologias a que se revelou mais robusta foi a que considera uma celeridade constante na coluna de água e igual ao 1º modo baroclinico (Anexo V - Testes complementares à condição de radiação de ondas internas – Maré interna 2D). Em casos reais o cálculo deste celeridade pode ser difícil, por esse motivo Oey e Chen (1992a) e Kourafalou et al, (1996) propõem uma forma simplificada ($c_l = \sqrt{gh \cdot 10^{-3}}$). A diminuição do erro de truncatura, associado à derivada espacial da equação de radiação, revelou-se uma forma extremamente eficiente de aumentar a precisão da condição de radiação baroclinica. Em corridas muito longas as pequenas reflexões, produzidas pelas fronteiras abertas, tendem a alimentar um ruído de alta frequência no interior do domínio, que tende a tornar a solução instável. O filtro biarmónico revelou ser uma forma eficaz de controlar esse ruído. Este filtro também tem um papel estabilizador da própria solução interna, em especial nos casos 3D. A

discretização do termo de pressão é feita recorrendo a diferenças centradas de forma a obter uma boa precisão nesta força tão importante. No entanto, este tipo de discretização tende a induzir um comportamento oscilatório na solução quando o número de Reynolds da malha ($R_e = Cr/\gamma$) é superior a 2. Nos testes realizados, este número é infinito, uma vez que se admitiu difusão nula de quantidade de movimento. O filtro biarmónico introduz a difusão de quantidade de movimento necessária para estabilizar a solução. Por fim, a componente tangencial à fronteira aberta da celeridade revelou ser fundamental nos casos 3D para uma correcta radiação das ondas internas. Uma alternativa, mais realista do ponto de vista físico, ao filtro biarmónico consiste em recorrer ao termo de difusão horizontal turbulenta para estabilizar a solução. No entanto, esta metodologia necessita de viscosidades turbulentas artificialmente altas, que introduzem demasiada dissipação no curto prazo. No longo prazo esta metodologia, mesmo recorrendo a viscosidades turbulentas, que dissipam energia em excesso, no curto prazo, não evitam que a solução se torne instável.

4.9.2 Sub-modelos

O sistema de sub-modelos do laboratório numérico Mohid foi validado para um caso 3D barotrópico real caracterizado por uma forte dissipação. Este sistema foi também validado para um caso esquemático 3D baroclínico, que representa uma situação típica de oceano aberto. Este último caso é caracterizado por ser pouco dissipativo. No caso real o sub-modelo de malha fina foi forçado interpolando, directamente, a solução do modelo de malha grossa para os pontos fronteira dos níveis e das velocidades horizontais. Neste caso, as diferenças entre as duas soluções são mais visíveis junto a terra devido à linha de costa mais sinuosa associada à discretização mais fina. Em termos globais, as diferenças não se tendem a agravar, não tendo sido identificado nenhum erro significativo de conservação de massa. A solução refinada, ao fim de dois dias, é estável e a fronteira entre o modelo e o sub-modelo apresenta uma boa continuidade. No teste baroclínico foram ensaiadas várias formas de forçar o sub-modelo com o modelo geral. Para além do forçamento testado no caso barotrópico (valor imposto) foi testada uma variante deste, que tem como única diferença a radiação dos níveis (Flather, 1976), tendo como solução de referência a solução do modelo geral. Outra condição de fronteira testada consiste em relaxar, de uma forma progressiva, ao longo duma banda de 10 células adjacentes à fronteira a solução simulada pelo sub-modelo para a solução do modelo geral. Este último dos três testados é o que se aproxima mais da solução de referência (solução do modelo geral na zona refinada) em termos de evolução de energia cinética e potencial global do domínio simulado. O forçamento que consiste na interpolação directa da solução da malha mais grosseira para os pontos fronteira do sub-modelo, apresenta

uma evolução do nível médio que acompanha a solução de referência, mas com um ruído de elevada amplitude associado às reflexões de ondas de pequeno comprimento de onda, por parte das fronteiras. Este problema tende a ser reduzido, de uma forma acentuada, mas não debelado quando são radiados os níveis. O forçamento que recorre a uma condição de relaxação apresenta uma evolução de nível médio sem ruído, mas que não acompanha a solução de referência. Esta condição permite uma solução estável à custa de pequenos erros de conservação de massa, ao fim de 6 dias de simulação as diferenças de nível médio são da ordem de 1 mm.

VALIDAÇÃO DO SISTEMA MOHID EM CASOS ESQUEMÁTICOS

5.1 Introdução

Este capítulo pretende ser um passo intermédio entre a descrição do sistema Mohid e a sua aplicação a um caso real. A validação do sistema Mohid, em casos esquemáticos, permite identificar, de uma forma mais clara, os problemas que surgem nas aplicações reais. Os testes esquemáticos são caracterizados por batimetrias e forçamentos simplificados, tendo por vezes solução analítica. Este tipo de abordagem permite uma análise dos resultados mais sistemática uma vez que evita a sobreposição de efeitos, como acontece nos casos reais. Os testes com solução analítica podem ser utilizados como uma primeira validação quantitativa de um modelo numérico.

O sistema Mohid foi aplicado a dois casos esquemáticos, o primeiro tem solução analítica e consiste em simular o ajuste geostrófico ao longo de uma frente de densidade que se estende ao longo de um domínio infinito, numa zona de grandes profundidades. O segundo teste não tem solução analítica e consiste em simular o escoamento ao longo de uma costa rectilínea com um fundo esquemático. O meio simulado é estratificado e o escoamento é forçado por um campo de ventos constante no espaço.

Os testes feitos, no capítulo anterior, à radiação baroclínica, são caracterizados por uma variabilidade do campo de velocidades suave, tanto em módulo como em direcção, próximo da fronteira aberta. Pretende-se, neste capítulo, aferir o comportamento da condição de fronteira, quando uma corrente confinada tanto na horizontal como na vertical cruza a fronteira aberta. Esta situação, é normalmente evitada, sendo colocada a fronteira em zonas onde o módulo e o gradiente das velocidades é baixo. Todavia, por vezes, este procedimento é de difícil implementação, sendo necessário o recurso a condições de fronteira que permitam que correntes cruzem a fronteira aberta sem uma excessiva perturbação da solução. À escala costeira as correntes, que se estabelecem ao longo de frentes, que cruzam a fronteira aberta, são um bom exemplo de casos práticos onde é necessário condições de fronteira com as características descritas anteriormente. Outro exemplo, é a simulação de escoamentos à escala oceânica os quais são normalmente caracterizados por diversas correntes que cruzam o domínio e cujo efeito é necessário ter em conta. Neste tipo de escoamento, a estratégia de

afastar a fronteira aberta da zona de maiores gradientes levaria o utilizador no caso da costa Portuguesa a simular todo o oceano atlântico.

No primeiro teste, além da validação quantitativa que este permite, pretende-se abordar alguns dos problemas normalmente associados a aplicações em oceano aberto tal como: o arranque do modelo, a importância das condições de fronteira, a difusão numérica associada à discretização vertical e a dissipação do ruído de pequeno comprimento de onda. Um aspecto importante que este teste permite aprofundar é o mecanismo de meandrização das correntes que se estabelecem ao longo das frentes de densidade.

O segundo teste não tem solução analítica, mas é um problema muito estudado na literatura, recorrendo a modelos numéricos, tanto no caso barotrópico (Palma e Matano, 1998 e Chapman, 1985) como no caso baroclínico (Palma e Matano, 2000, Allen et al., 1995, Philander e Yoon, 1982). Uma das grandes vantagens deste teste é de antecipar os principais problemas associados à aplicação do sistema Mohid à costa Portuguesa. De todos os problemas aquele que merece maior destaque é a condição de fronteira aberta. Este teste permite também validar qualitativamente o modelo de turbulência GOTM. Quando o vento sopra, tendo a costa à sua esquerda no hemisfério Norte, água fria e rica em nutrientes tende a aflorar junto à costa, desencadeando uma intensa produção primária. Uma vez que este teste simula este processo explicitamente, é a ocasião ideal para validar a capacidade do sistema Mohid em simular os efeitos que um escoamento tridimensional complexo tem sobre os parâmetros biogeoquímicos.

5.2 Ajuste Geostrófico

As frentes de densidade são caracterizadas pela interação de massas de água com densidades diferentes, à mesma cota. Existem diversos mecanismos que dão origem a frentes. Desses mecanismos pode-se destacar tempestades no mar, que podem arrefecer a superfície do oceano de forma diferente, descargas de água doce de origem terrestre (ex: rios), que criam diferenças de densidade entre as massas de água ao largo e aquelas que se encontram junto a terra, o afloramento costeiro forçado pelo vento, tende também a criar uma frente entre a água fria que aflora junto a terra e a água mais quente que se encontra ao largo.

Quando duas massas de água, com densidades distintas, entram em contacto ao mesmo nível, a água menos densa tende a passar por cima da mais densa (Figura 51a). Caso a terra não rodasse, isto é, não houvesse força de coriolis este processo só terminaria quando a água menos densa não tivesse contacto lateral com a água mais densa. Todavia, nas grandes

escalas, este processo termina quando a velocidade ao longo da frente é tal que a força coriolis resultante (perpendicular à frente) equilibra a força de pressão (Figura 51b). No hemisfério Norte, a corrente que se estabelece ao longo da frente é para o lado direito (no hemisfério sul seria para o lado oposto), se o observador tiver do lado da água menos densa a olhar para a mais densa. No hemisfério Sul esta corrente tem a direcção contrária.

Considere-se uma frente ao longo de um domínio infinito, que tem uma profundidade infinita. A densidade é constante em todo o domínio excepto à superfície numa das metades do domínio. Nesta zona a densidade é mais baixa e ocupa uma camada com um espessura H . Uma forma de simular o escoamento hidrodinâmico, resultante desta condição inicial, é recorrendo a um modelo analítico, baseado nas equações de gravidade reduzida. Admitindo que não existem gradientes ao longo da frente (direcção x) e que a frequência de coriolis é constante em todo o domínio (plano f), as equações podem ser escritas da seguinte forma:

$$\begin{aligned}\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu &= -g' \frac{\partial h}{\partial y} \\ \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv &= 0 \\ \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y}(hv) &= 0\end{aligned}\tag{62}$$

O sistema de equações (62) não tem solução analítica devido aos seus termos não lineares. No entanto, após a situação transiente pode-se admitir que a força de coriolis vai equilibrar a força de pressão (equilíbrio geostrófico):

$$fu = -g' \frac{\partial h}{\partial y}\tag{63}$$

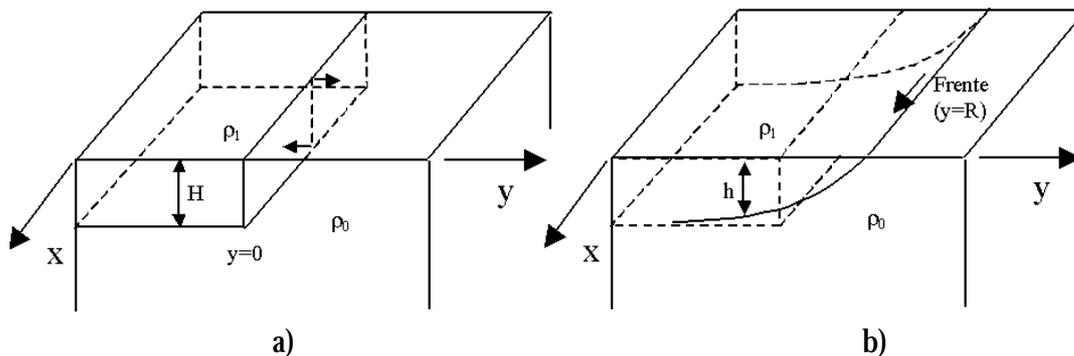
Não é possível, com este modelo analítico, simular o período entre a situação inicial e a situação de equilíbrio. A demonstração da solução final pode-se encontrar em Cushman-Roisin (1994) no capítulo 13.2 ou em Mellor (1996) no capítulo 7.4. A solução analítica para a situação de equilíbrio é então:

$$h = H \left[1 - e^{\left(\frac{y-R_i}{R_i} \right)} \right]\tag{64}$$

$$u = \sqrt{g'H} \left[1 - e^{\left(\frac{y-R_i}{R_i} \right)} \right] \quad (65)$$

$$R_i = \frac{\sqrt{g'H}}{f} \quad (66)$$

Em que R_i é o raio de deformação interno de Rossby (~ 40 km a 30° de latitude). Esta escala espacial corresponde à distância horizontal ao longo da qual um fluido estratificado em rotação é afectado quando perturbado. Neste caso, corresponde à distância que a frente percorre à superfície até a força de pressão ser equilibrada pela força de coriolis. H é a espessura inicial da camada de água menos densa, enquanto h e u são a espessura e a velocidade da camada de água menos densa respectivamente, função de y , para a situação de equilíbrio.



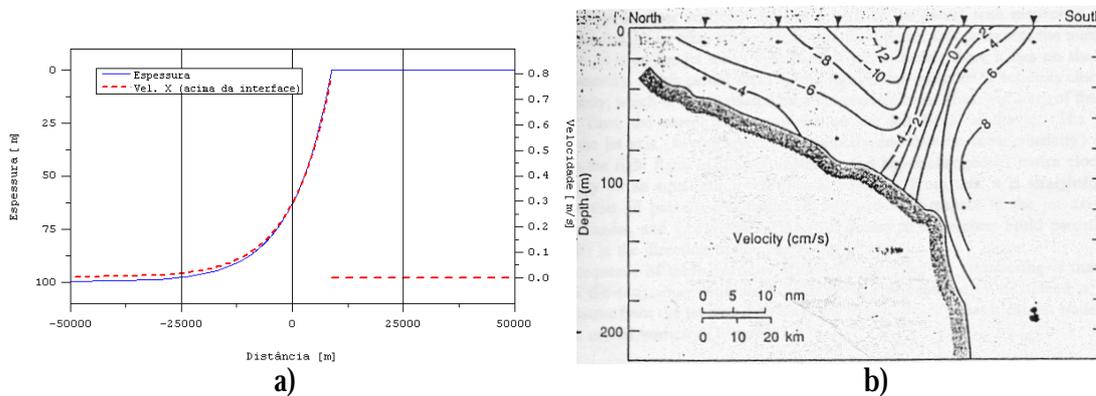
a) b)
 Figura 51 – Ajustamento geostrófico segundo um modelo analítico baseado nas equações de gravidade reduzida a) Instante inicial (velocidade perpendicular à frente); b) instante em que é atingido o equilíbrio velocidade paralela à frente.

5.2.1 Solução analítica

Neste teste admitiu-se um domínio com as seguintes características: área horizontal corresponde a um quadrado com 100 km por 100 km, $H = 100$ m, $\rho_0 = 1026.725$ kg/m³ (salinidade 36 psu e temperatura 15 °C) e $\rho_1 = 1026.725$ kg/m³ (salinidade 36 psu e temperatura 18 °C). Admitindo que a profundidade é aproximadamente infinita, a celeridade das ondas internas é neste caso de 0.8 m/s. Considerou-se o domínio está a uma latitude de 38° N, ao que corresponde uma frequência de coriolis de 9×10^{-5} s⁻¹. A partir da desta

frequência e da celeridade das ondas internas (66), pode-se calcular o raio de Rossby interno, que neste caso é 9 km.

Tendo por base estes valores, é possível calcular a espessura e a velocidade da camada menos densa função de Y (Figura 52a), recorrendo às equações (64), (65) e (66). Os resultados das velocidades correspondem aos primeiros 100 m de profundidade, abaixo desta profundidade a velocidade é zero. O aspecto mais marcante dos resultados das velocidades é a variação brusca, que existe no ponto onde está localizada a frente. As velocidades do lado menos denso (distâncias negativas) atingem o máximo na frente e decrescem conforme se afastam dela, no lado mais denso as velocidades são zero obrigando a uma queda brusca. Esta característica só é possível visto ter sido admitido que a água se comporta como um fluido perfeito, isto é, com viscosidade nula. Na realidade, as frentes tendem a sofrer processos de difusão, que tendem a alisar o campo de velocidades. Nos casos reais, do lado da água mais densa os gradientes de velocidades não são infinitos, como nesta solução analítica, mas mantêm-se superiores aos do lado oposto (Figura 52b).



a) b)
 Figura 52 – a) solução analítica dum caso simplificado de ajuste geostrófico neste caso a espessura e a velocidade segundo Y , acima dos 100 m de profundidade, são apresentadas função da distância à posição inicial da frente b) Média das velocidades ao longo da plataforma durante o mês de Abril de 1979 no flanco sul do Banco Georges (41°N, 67°W). As velocidades positivas representam velocidades com o sentido do observador para a figura (Cushman-Roisin, 1994).

Outra característica que se destaca deste resultado é que a velocidade é constante acima da interface e nula abaixo desta (Figura 53).

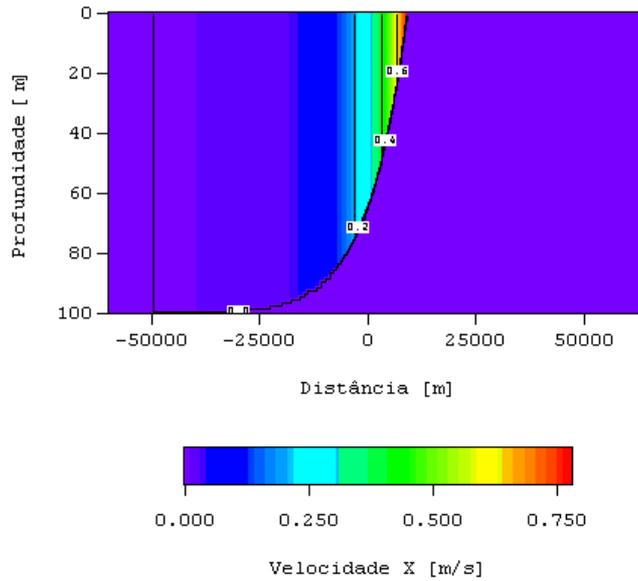


Figura 53 – Secção transversal da componente x da velocidade (ao longo da frente). As velocidades positivas representam velocidades com o sentido da figura para o observador.

Este resultado só faz sentido, do ponto de vista físico, se a superfície livre estiver inclinada, uma vez que não existem gradientes de densidade acima da interface. Este gradiente de nível, acima da interface, é equilibrado pela força de coriolis. Na interface o gradiente de nível é anulado por um gradiente de densidade, sendo por esta razão que abaixo da interface a velocidade é nula. A evolução da superfície livre (η_0), associada ao 1º modo baroclínico, pode ser deduzido a partir da oscilação da interface (η_1), que é aproximadamente igual à espessura da camada menos densa (h):

$$h_0 = \left(\frac{\Delta r}{r_0} \right) h \left(1 - \frac{\Delta r}{r_0} \right)^{-1} \quad (67)$$

O resultado da aplicação da equação anterior está apresentado na Figura 54. Nesta figura pode-se observar a variação de nível e de velocidade segundo Y função da distância à posição inicial da interface. Os resultados são consistentes: o gradiente de nível é máximo onde a velocidade é máxima e nulo onde a velocidade é nula.

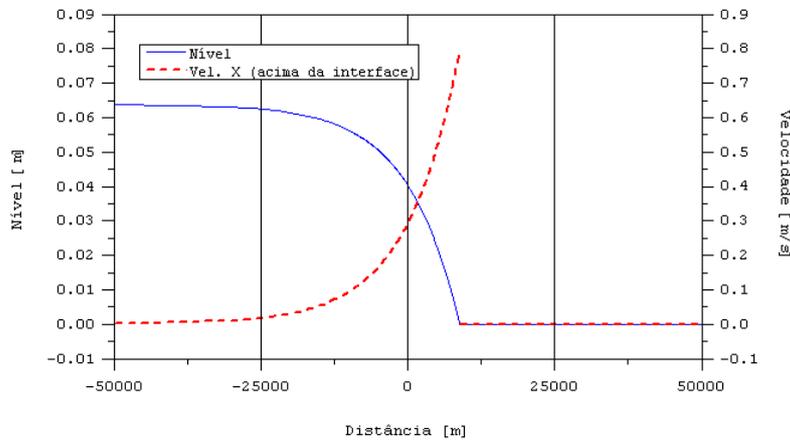


Figura 54 – Solução analítica dum caso simplificado de ajuste geostrófico neste caso o nível e a velocidade segundo Y, acima dos 100 m de profundidade, são apresentados função da distância à posição inicial da frente.

A partir das equações (64) e (65), pode-se calcular a variação da energia potencial e cinética, entre a situação inicial e a situação de equilíbrio. A variação da energia potencial fica:

$$\Delta E_p = -\frac{1}{4} g' H^2 R \quad (68)$$

enquanto a variação de energia cinética fica:

$$\Delta E_c = +\frac{1}{12} g' H^2 R \quad (69)$$

Pode-se constatar que apenas um terço da energia potencial produz energia cinética. Os outros dois terços são transportados, por ondas internas (ao longo da interface), para longe da zona do ajustamento geostrófico.

5.2.2 Solução numérica

O objectivo deste teste é reproduzir o ajustamento geostrófico, com o modelo hidrodinâmico Mohid e validá-lo por comparação com o modelo analítico. Pretende-se, por um lado, simular no espaço e no tempo o balanço de forças admitindo hipóteses semelhantes, às consideradas no modelo analítico, por outro lado, verificar a eficácia da condição de radiação baroclínica em deixar sair as ondas internas, que tendem transportar dois terços da energia potencial para longe da zona de interesse (Cushman-Roisin, 1994).

Adoptou-se para o modelo numérico um domínio com as mesmas características do modelo analítico. Todavia, como o conceito de profundidade infinita não é familiar ao modelo hidrodinâmico Mohid foi necessário estipular uma profundidade, que se admitiu igual a 1000 m. O passo horizontal é de 2 km e é igual em ambas as direções, o que corresponde a um número de pontos de cálculo de 50×50 (Figura 55a). O passo temporal escolhido foi de 120 s, logo o número de courant é 6, admitindo que a celeridade das ondas externas (ou barotrópicas) é que condiciona a estabilidade. Na vertical foi admitida a mesma estratificação que no modelo analítico. Quanto à discretização optou-se por uma coordenada lagrangeana com 7 camadas, cujas espessuras iniciais do fundo para a superfície são metros: 850, 50, 30, 25, 20, 15 e 10 metros (Figura 55b). O deslocamento máximo de cada interface entre camadas é igual ao mínimo dos seguintes valores: 15 m, metade da espessura da camada adjacente superior e inferior.

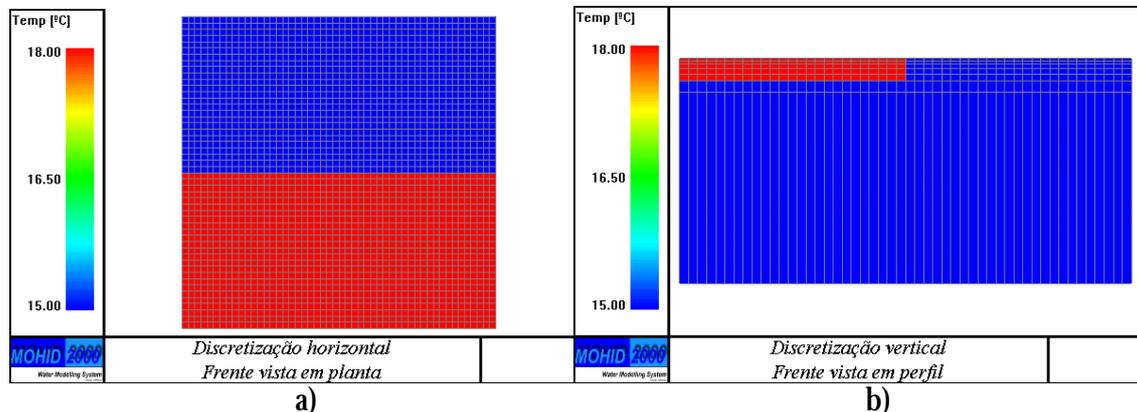


Figura 55 – a) Malha de cálculo na horizontal e a frente vista em planta b) Malha de cálculo na vertical e a frente vista em perfil.

5.2.3 Opções de referência

As opções tomadas partiram de pressupostos que são desenvolvidos de seguida. Neste caso idealizado, as forças dominantes são as forças baroclínica, barotrópica e de coriolis, as duas primeiras funcionam como termos de fonte/poço de quantidade movimento, a última é uma força de inércia. Nos termos de inércia foram preteridos os termos difusivos uma vez que se pretende simular o comportamento de um fluido perfeito. Os termos advectivos também não são considerados nas opções de referência, mas o seu efeito na solução será estudado. Nos testes anteriores conclui-se, em especial em meios 3D, que o modelo necessita de termos dissipativos de modo a evitar oscilações de pequeno comprimento de onda, associadas à discretização por diferenças centradas das forças barotrópica e baroclínica. A utilização de um filtro biarmónico nas velocidades horizontais apresentou-se como uma boa opção, para dissipar pequenas oscilações sem perturbar as grandes escalas.

A opção denominada RAMP foi inspirada numa opção que existe no modelo POM (Blumberg e Mellor, 1987). Esta opção consiste em multiplicar a força baroclínica por um factor, que toma o valor de 0 no início da corrida e tem uma variação linear até atingir o valor máximo de 1, durante um período predeterminado pelo utilizador. Esta metodologia permite que a solução do modelo com uma condição inicial fortemente instável evolua de uma forma suave.

Quanto às condições de fronteira optou-se por uma condição de radiação do tipo Flather (1976). A salinidade é constante no espaço, logo admite-se que também o é no tempo, não sendo necessário calcular o seu transporte. A temperatura admite-se ser variável no espaço e no tempo, logo é necessário tomar algumas opções para o cálculo do seu transporte. Tal como na hidrodinâmica admite-se que a difusão é nula, sendo o traçador só transportado por advecção.

Neste caso, pode-se considerar que a temperatura na fronteira e no exterior apenas varia perpendicularmente à fronteira por acção das ondas internas que fazem oscilar na vertical as isolinhas de temperatura. Em aplicações onde não existem gradientes de temperatura perpendicularmente à fronteira, quando se utiliza a coordenada lagrangeana a malha acompanhe a oscilação induzida pelas ondas internas. Neste caso, é apenas necessário aplicar uma condição de radiação à velocidade baroclínica de modo a que os movimentos verticais sejam bem calculados na fronteira e uma condição de gradiente nulo à temperatura. As opções de referência estão resumidas na Tabela 6.

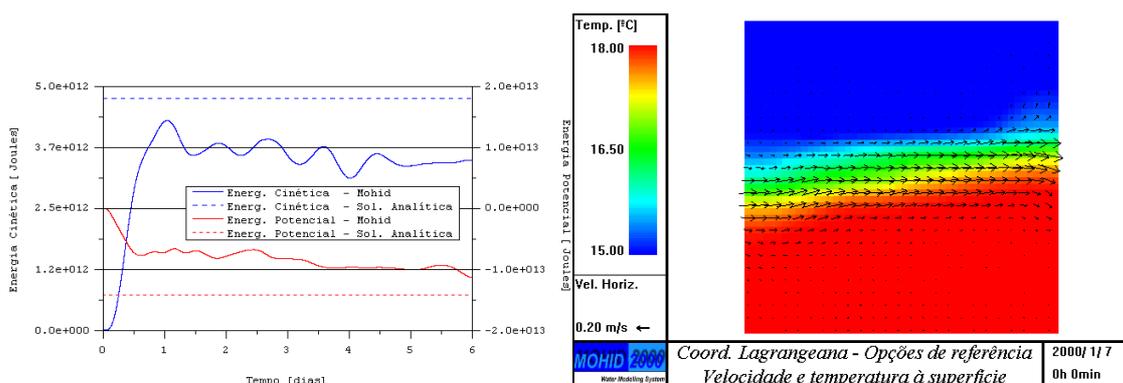
Opções	Parâmetros admitidos
Fontes e poços de quantidade de movimento	<ul style="list-style-type: none"> • Força baroclínica • Força barotrópica
Inércia	Coriolis e termo evolutivo
Filtros	Biarmónico com um coeficiente de 10^9
RAMP	19 horas – período inercial
Condições de Fronteira	<ul style="list-style-type: none"> • Radiação barotrópica • Radiação das velocidades baroclínicas • Gradiente nulo para a temperatura
Distorção da malha	O deslocamento máximo de cada interface entre camadas é igual ao mínimo entre três valores: metade da espessura da camada adjacente superior, inferior e 15 m.

Tabela 6 – Opções de referência admitidas para a solução numérica.

5.2.4 Resultados da solução de referência

Para as opções de referência, os resultados do modelo mostram que a energia cinética total tem um crescimento quase linear, durante o período em que o factor da opção RAMP é inferior a um. Ao fim desse período é atingido um pico, que corresponde a aproximadamente a 80% da energia cinética da solução analítica, para a situação de equilíbrio. A seguir a este pico, a energia cinética tende a diminuir e a amplitude das oscilações associadas à força de coriolis tende também a atenuar-se. Estas oscilações denominam-se oscilações inerciais.

A energia potencial diminui bruscamente nas primeiras horas e de seguida tende a diminuir de uma forma menos intensa, tal como a energia cinética. Tanto a energia cinética como a potencial apresentam valores da ordem dos 70% do previsto pela solução analítica. O campo de velocidades, ao fim de 6 dias (Figura 56b) de simulação, tem uma aparência regular. A única particularidade do escoamento é uma ligeira tendência para a frente de densidade na fronteira Este se desviar para Norte e na fronteira Oeste para Sul, relativamente à sua posição inicial (Figura 56b). Este efeito deve-se a pequenas perturbações introduzidas pelas fronteiras em especial nos instantes iniciais. No entanto, estas perturbações não condicionam em excesso a solução final e um sinal evidente disso é a evolução da energia do sistema (Figura 56a).



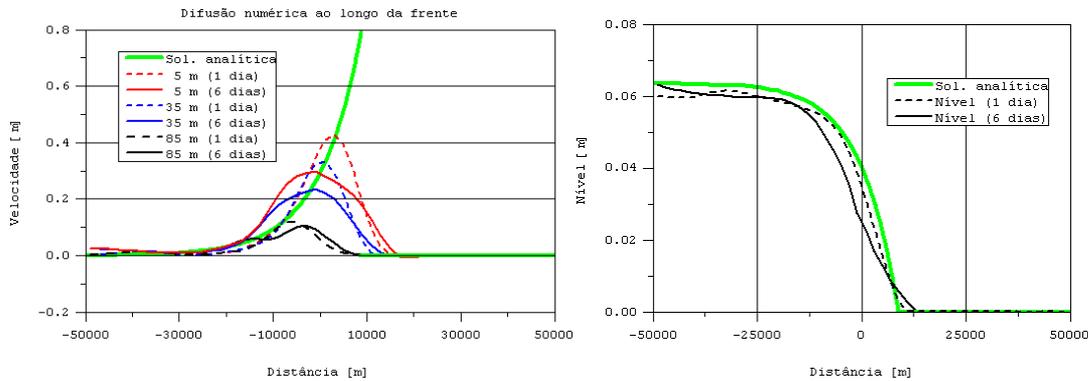
a)

b)

Figura 56 – Resultados obtidos com base nas opções de referência descritas na Tabela 6 e considerando uma coordenada lagrangeana a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.

Os resultados de velocidades obtidos na direcção paralela à frente (direcção X) mostram claramente que estas são inferiores às da solução analítica exactamente sobre linha de fronteira entre as duas massas de água (Figura 57a). Devido à difusão numérica introduzida no sistema pelo filtro biarmónico e a advecção de temperatura. As velocidades da solução

numérica têm um formato de uma gaussiana cujo máximo intersecta a solução analítica. A corrente resultante do modelo analítico está mais concentrada que a da solução numérica e consequentemente tem velocidades maiores, como a energia cinética é proporcional ao quadrado da velocidade mesmo que o caudal seja semelhante a energia cinética resultante é maior. Outra das conclusões que se pode tirar da análise da Figura 57 é que estas diferenças acentuam-se no tempo devido ao efeito acumulado da difusão numérica. Pode-se observar esta tendência tanto nas velocidades (Figura 57a) como nos níveis (Figura 57b).



a)

b)

Figura 57 – Resultados obtidos com base nas opções de referência descritas na Tabela 6 e considerando uma coordenada cartesiana. Estes resultados são referentes a um secção transversal à frente localizada a meio do domínio a) comparação das velocidades obtidas pelo modelo analítico com as velocidades do modelo numérico a 5, 35 e 85 metros de profundidade 1 dia e 6 dias depois do início da corrida b) comparação dos níveis obtidos pelo modelo analítico com os níveis do modelo numérico 1 dia e 6 dias depois do início da corrida.

5.2.4.1 Oscilações inerciais

Os resultados do modelo, em especial de energia cinética, apresentam um padrão oscilatório com o período de 19 horas, que foram identificadas como sendo oscilações inerciais. Interessa agora aprofundar os processos físicos que estão por detrás destas oscilações. Considerando apenas o efeito do termo evolutivo e da força de coriolis as equações primitivas ficam reduzidas a:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= fv \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -fu \end{aligned} \tag{70}$$

Admitindo que para $t=0$ uma determinada partícula tem a velocidade horizontal $(u_0, 0)$, então a sua velocidade e trajectória são descritas pelas seguintes equações:

$$\begin{aligned} u &= u_0 \cos(ft), v = -u_0 \text{sen}(ft) \\ x &= x_0 + \frac{u_0}{f} \text{sen}(ft), y = y_0 + \frac{u_0}{f} \cos(ft) \end{aligned} \quad (71)$$

Devido ao carácter linear das equações pode-se adicionar as velocidades geostóricas (u_g, v_g) à equação (71), que resultam do equilíbrio da força de coriolis com a força de pressão:

$$\begin{aligned} u &= u_g + u_0 \cos(ft), v = v_g - u_0 \text{sen}(ft) \\ x &= x_0 + u_g t + \frac{u_0}{f} \text{sen}(ft), y = y_0 + v_g t + \frac{u_0}{f} \cos(ft) \end{aligned} \quad (72)$$

Admitindo que a velocidade geostófica na zona da frente à superfície é $(0.3, 0)$ e que uma partícula é lançada no ponto $X=0, Y=50$ km e que $u_0 = 0.6$ m/s, então a trajectória da partícula será aproximadamente a que se apresenta na Figura 58. Este tipo de trajectória é característico de bóias lançadas em oceano aberto. Desta forma, a velocidade calculada pelo modelo pode ser vista como a soma de dois vectores um constante em direcção e módulo, resultante do equilíbrio da força de coriolis com a pressão e outro de módulo constante mas que tem uma rotação anticiclónica (no sentido dos ponteiros do relógio) no hemisfério Norte. O período inercial é o tempo que este vector demora a fazer uma rotação completa e é igual $2\pi/f$, que para a latitude considerada para esta aplicação (38°N) é 19 horas e 30 minutos. Este é exactamente o período das oscilações que se observam em especial na evolução da energia cinética (Figura 56a).

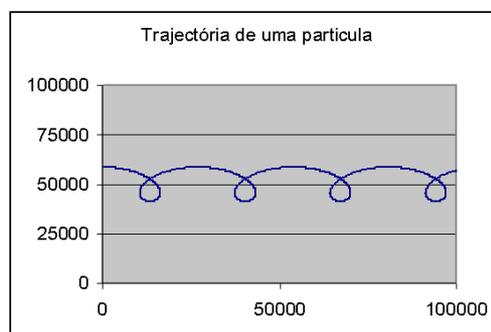


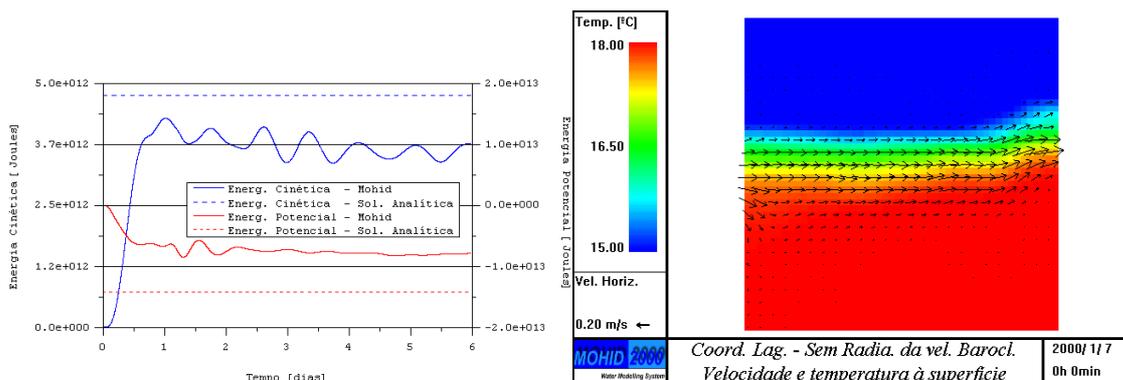
Figura 58 – Trajectória idealizada de uma partícula transportada pela corrente.

5.2.5 Análise de sensibilidade

Pretende-se de seguida perceber se o resultado, obtido com as opções de referência, pode ser melhorado e a que opções o modelo é mais sensível. Tendo em mente este objectivo, foi feita uma análise de sensibilidade às opções de referência tomadas. Nesta análise, foi dada especial atenção a quatro opções: RAMP, coordenada vertical, termos de inércia e condição de fronteira aberta.

5.2.5.1 Sem radiação das velocidades baroclínicas

Um aspecto que interessa analisar consiste na sensibilidade da solução à condição de radiação, admitida para as velocidades baroclínicas na fronteira aberta. Esta sensibilidade foi avaliada fazendo uma simulação onde a condição de radiação foi substituída por uma condição de gradiente nulo. A nova solução quando comparada com a de referência, apresenta diferenças residuais de energia cinética, e uma ligeiro aumento de energia potencial, devido a uma acréscimo de ondas reflectidas por parte da fronteira, que induzem mistura vertical no interior do domínio (Figura 59a). As velocidades e a temperatura à superfície simuladas pelo modelo, ao fim de 6 dias, não sofrem alterações significativas (Figura 59b). Estes resultados mostram, neste caso, uma relativa insensibilidade da solução à condição de fronteira das velocidades baroclínicas.



a)

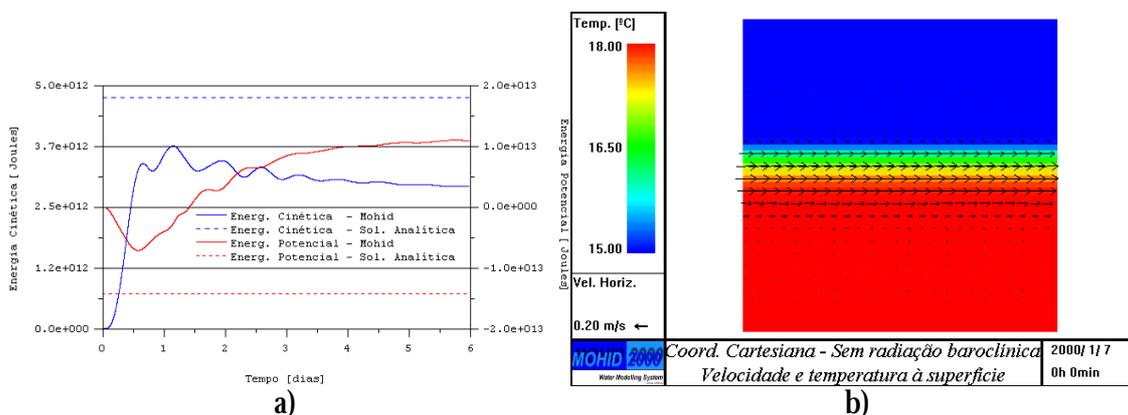
b)

Figura 59 – Resultados obtidos tendo por base uma alteração nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consiste em anular a condição de fronteira de radiação para as velocidades baroclínicas a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.

5.2.5.2 Coordenada cartesiana

Neste teste pretende-se perceber as diferenças com a solução de referência, quando se opta por uma coordenada em que as espessuras mantêm constantes no tempo (coordenada

cartesiana). Esta nova solução apresenta um valor de energia cinética máximo inferior à solução de referência (Figura 60a). O máximo é atingido ao fim de 1 dia e partir deste ponto existe um decréscimo bem marcado ao qual está associado uma atenuação das oscilações inerciais. Esta evolução da energia cinética deve-se ao facto da coordenada vertical cartesiana atenuar os gradientes de densidade à custa de difusão numérica, cujo o efeito é bem visível na evolução da energia potencial (Figura 60a). Ao fim do primeiro dia de simulação a energia potencial atinge um mínimo, mas de seguida tende a crescer contrariando a solução analítica e a solução numérica de referência. Este efeito deve-se à difusão numérica, que tende a misturar a coluna de água e consequentemente a aumentar a energia potencial. Este resultado mostra bem os inconvenientes de aplicar coordenadas cartesianas a sistemas deste tipo. No entanto, a difusão numérica em excesso associada à coordenada cartesiana faz com que pequenas perturbações produzidas pela fronteira sejam rapidamente dissipadas tornando a solução mais suave (Figura 60b). Neste caso a frente não apresenta nenhum tipo de deformação ao contrário do que acontecia na solução de referência (Figura 56b).



a) b)
 Figura 60 – Resultados obtidos tendo por base uma alteração nas opções de referência, que consiste em anular o movimento vertical da malha (coordenada cartesiana): a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias.

5.2.5.3 Sem opção RAMP

Outro aspecto que interessa analisar é o papel da opção RAMP na solução final. Com o objectivo de perceber a sua influência foi feita uma corrida de 14 dias, em que a única diferença com as opções de referência foi anular a opção RAMP. Neste caso, a evolução da energia cinética (Figura 61c) apresenta um padrão irregular, enquanto a energia potencial tende a diminuir em excesso, comparativamente à solução analítica (Figura 61c). O aspecto irregular da evolução da energia cinética e potencial está certamente relacionado com o facto de a fronteira introduzir perturbações que na fronteira oeste tendem a transportar a frente de

uma forma excessiva para Sul e na fronteira Este para Norte. As perturbações introduzidas pela fronteira que com a opção RAMP não tinham um impacto significativo no escoamento sem a opção RAMP têm um papel dominante. Até ao sexto dia de simulação, a solução numérica apresenta valores de energia cinética e potencial semelhantes aos da solução analítica (Figura 61a). A partir do sexto dia a deformação sofrida pelo campo de temperaturas leva a solução numérica a divergir irreversivelmente da solução analítica (Figura 61b). Pode-se concluir que a opção RAMP tem um papel estabilizador na solução, funciona como uma espécie de travão do escoamento não deixando que gradientes de densidade artificialmente elevados perturbam em excesso a solução. No entanto, esta evolução suave do escoamento é feita à custa de um erro de 30% na energia cinética e na energia potencial. A condição de fronteira aberta utilizada revelou-se ser pouco exacta, quando a opção RAMP não está activa.

As oscilações inerciais tendem a acentuar-se quando a opção RAMP não é considerada (Figura 61c). Esta opção atenua as acelerações associadas à fase transiente, de modo a evitar excesso de mistura do campo de temperatura. Ao suavizar a fase transiente, esta opção atenua a formação das ondas internas, que são responsáveis por transportar energia para longe da zona de interesse, que segundo a solução analítica corresponde a 2/3 da energia potencial consumida no ajustamento geostrófico.

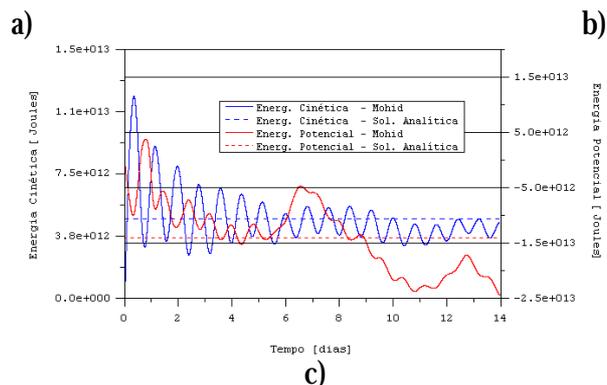
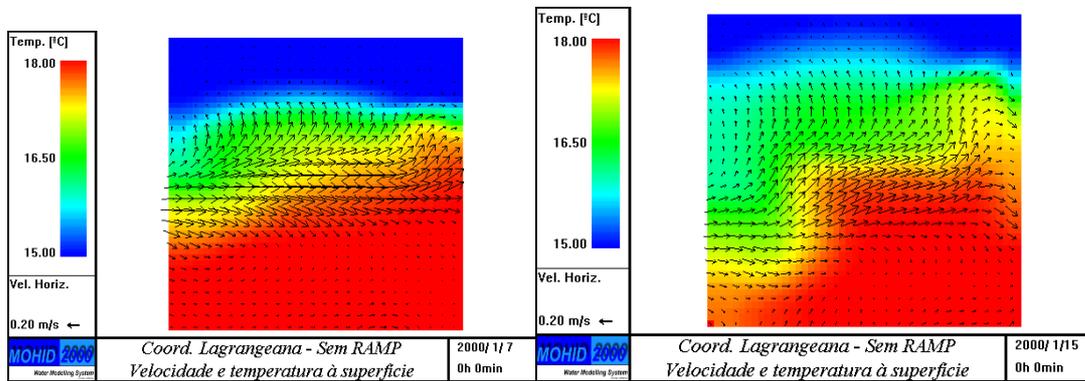


Figura 61 – Resultados obtidos tendo por base uma alteração nas opções de referência, que consiste em anular a opção RAMP a) b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 6 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 14 dias c) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 14 dias.

5.2.5.4 Sem opção RAMP e com o termo advectivo

A perturbação numérica introduzida pelas fronteiras, em especial pela fronteira Oeste, serviu de pretexto para aprofundar o estudo da meandrização da corrente ao longo da frente de densidade e perceber até que ponto o modelo é capaz de reproduzir este mecanismo.

O núcleo da corrente, que se estabelece ao longo da frente, está restringida à superfície (Figura 53) e a espessura desta tende a ser máxima do lado da água menos densa e nula no lado mais denso. As discontinuidades, introduzidas pela condição de fronteira, levam as massas de água a desviarem-se da sua posição de equilíbrio. Caso estas sejam desviadas para a zona onde a espessura é mínima, por conservação da vorticidade potencial, esta vai ganhar vorticidade relativa negativa (rotação horária), caso contrário vai ganhar vorticidade relativa positiva (rotação anti-horária). Este mecanismo é responsável pela meandrização, que se observa nas correntes que se estabelecem ao longo de frentes (Cushman-Roisin, 1994). A vorticidade relativa corresponde às derivadas cruzadas do termo advectivo ou seja só é

possível reproduzir a meandrização da corrente, caso se resolva no modelo o termo advectivo.

Com a adição do termo advectivo a corrente torna-se mais concentrada e surgem recirculações associadas aos meandros da corrente (Figura 62), ou seja, modelo simula o processo que leva as correntes a associadas a frentes a meandrizar. As perturbações na natureza são introduzidas por acidentes topográficos ou por alterações bruscas no forçamento (ex: variação localizada na direcção e/ou intensidade do vento), neste caso, é uma perturbação numérica introduzida pela fronteira aberta.

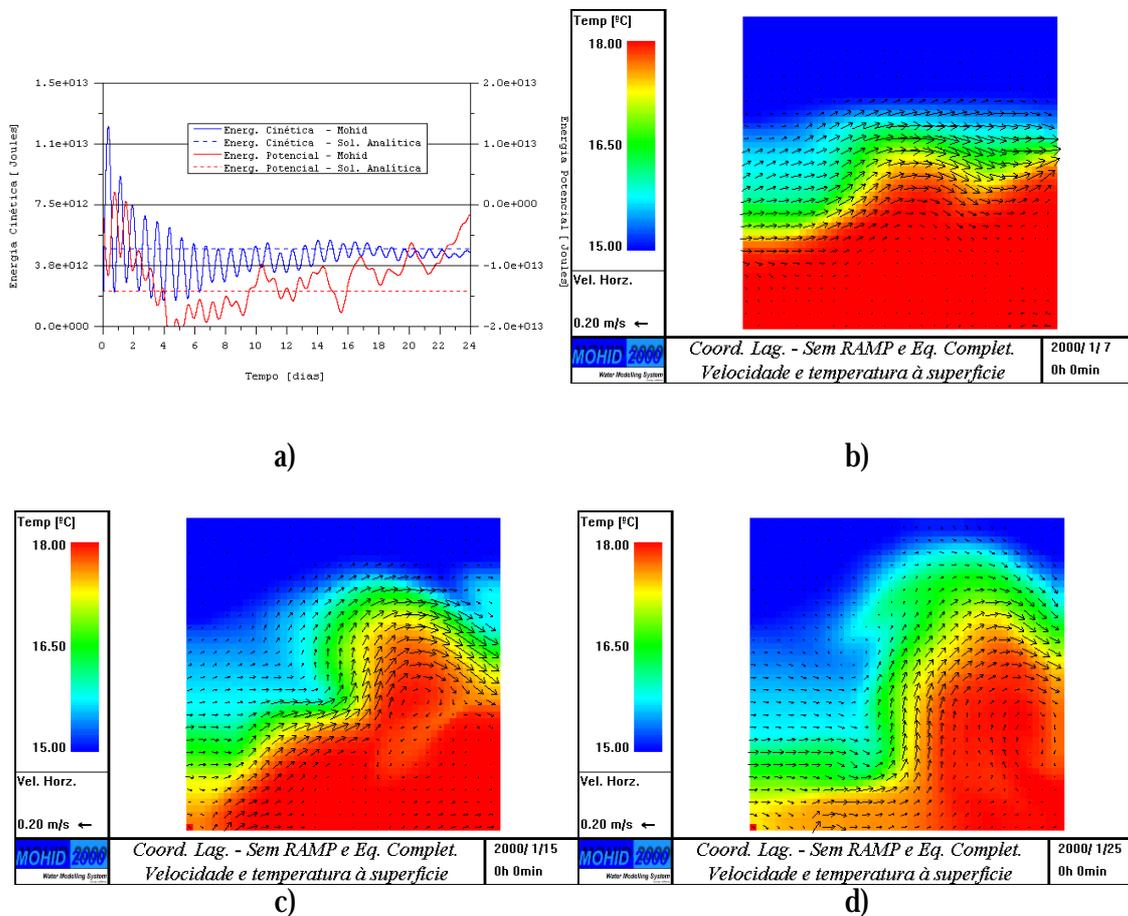


Figura 62– Resultados obtidos tende por base duas alterações nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consistem em anular a opção RAMP e considerar o termo advectivo. a) evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 24 dias b) campo de velocidades e temperatura à superfície no instante final da corrida de 24 dias.

A dimensão horizontal do domínio simulado não permite visualizar o desenvolvimento da meandrização, desencadeada pela fronteira aberta. Por esta razão, a mesma simulação apresentada na Figura 62 foi repetida num domínio 5 vezes mais longo e 2 vezes mais largo. Os resultados obtidos revelam como a perturbação introduzida pela fronteira Oeste se

propaga ao longo da frente, tendo como principal consequência a meandrização da corrente (Figura 63). Ao fim de 24 dias de simulação apresenta meandros com dimensão idêntica em toda a frente (Figura 63d).

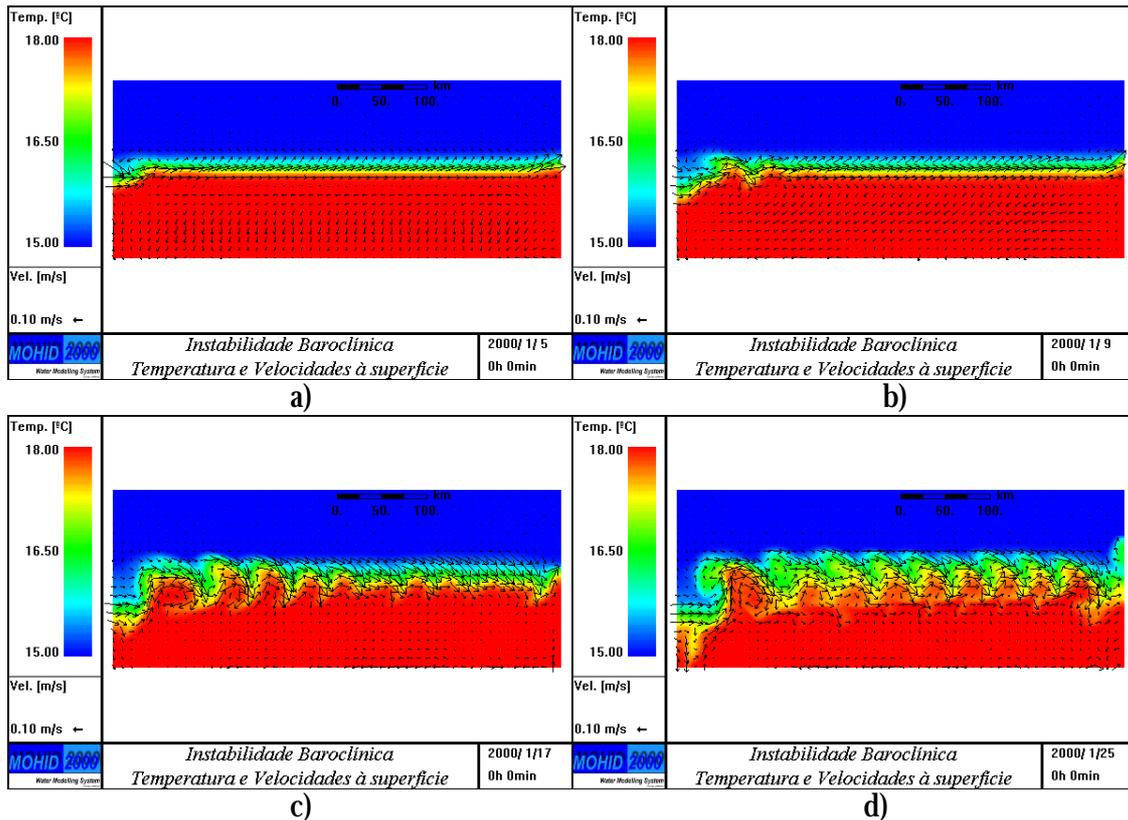


Figura 63 – Meandrização de uma corrente ao longo de uma frente de densidade. Campo de velocidades e temperatura à superfície ao fim dos seguintes dias de simulação : a) 4, b) 8, c) 16 e d) 24.

Ampliando a zona central do resultado apresentado na Figura 63d (Figura 64), pode-se observar a estrutura complexa que a corrente adquire ao sofrer um processo de meandrização e o impacto que esse processo tem sobre o campo de temperatura.

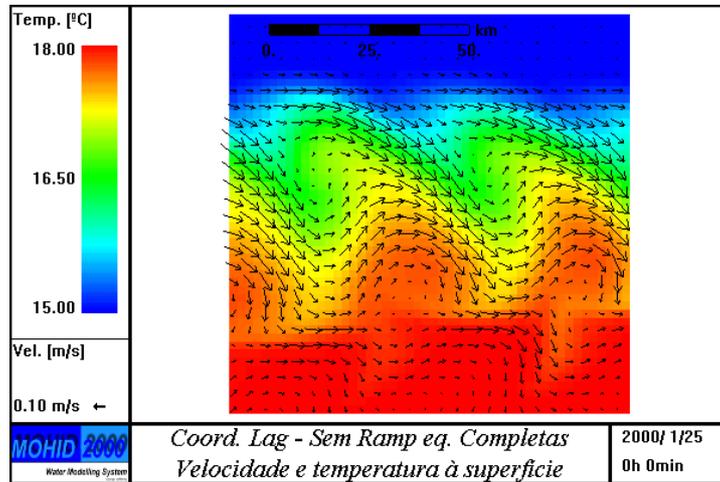


Figura 64 – Campo de velocidades e temperatura à superfície ao fim de 24 dias de simulação. Ampliação da zona central do domínio simulado.

Para a mesma zona apresentada na Figura 64, mas a 85 metros de profundidade pode-se observar após 20 dias de simulação a formação de filamentos de água quente advectados pelas fortes recirculações associadas aos meandros (Figura 65a). Ao fim de 4 dias, estes filamentos tendem a desaparecer (Figura 65b). Este tipo de processos é apontado por Haynes (1993) como responsável pelos filamentos que se observam durante o Verão na costa Portuguesa a Norte do cabo Carvoeiro. A frente de densidade neste caso é resultante do afloramento costeiro forçado por ventos do quadrante Norte.

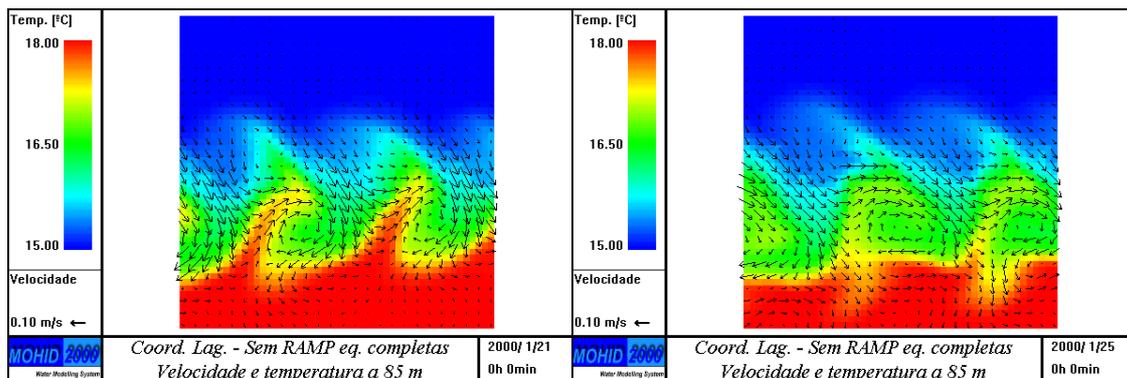


Figura 65 – Formação de filamentos de água quente. Campo de velocidades e temperatura a 85 metros de profundidade ao fim dos seguintes dias de simulação: a) 20 e b) 24.

5.2.5.5 Sem opção RAMP, com todos os termos de inércia e sem radiação baroclínica das velocidades

Tendo em conta as perturbações introduzidas pela condição de fronteira, quando não utilizada a opção RAMP, levanta-se a seguinte questão: “Será que a condição de radiação baroclínica, já validada em testes anteriores, neste caso é uma boa solução?”. Com o

objectivo de responder a esta pergunta a corrida apresentada na Figura 62 foi repetida, mas substituindo a condição de fronteira de radiação da velocidade baroclínica por uma condição de gradiente nulo. Neste caso, a energia cinética em vez de ser amortecida no tempo, como todos os resultados mostraram anteriormente, tende a crescer exponencialmente (Figura 66). Pode-se concluir que, no caso em que opção RAMP não é considerada, é fundamental radiar a energia cinética associada ao campo de velocidades baroclínica, caso contrário esta energia é reflectida tendendo para infinito no interior.

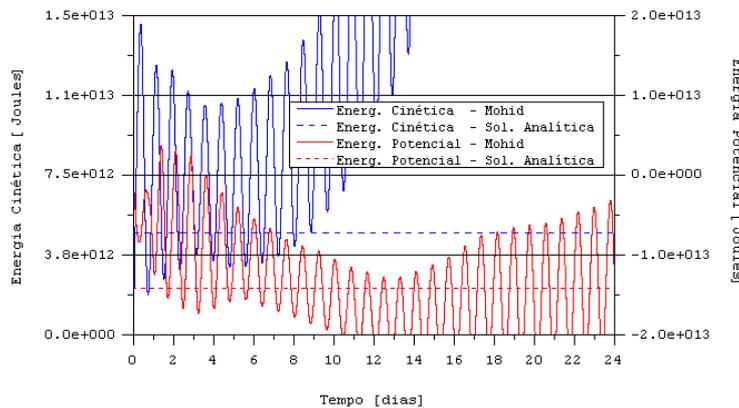


Figura 66 – Evolução da energia cinética e potencial ao longo de uma corrida de 24. Resultados obtidos tende por base três alterações nas opções de referência admitidas para as corridas com coordenada lagrangeana, que consistem em anular a opção RAMP, considerar nos termos de inércia o termo advectivo e a viscosidade vertical turbulenta com uma valor constante de $5 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ (equações completas) e anular a condição de fronteira radiativa das velocidades baroclínicas.

5.3 Talude esquemático – vento paralelo a uma costa rectilínea

O próximo conjunto de testes consiste na simulação dum escoamento forçado por um vento paralelo à linha de costa. A topografia é simplificada, ou seja, a linha de costa é rectilínea e é admitido um talude esquemático para o fundo. O objectivo destes testes é validar as condições de fronteira implementadas no sistema Mohid em aplicações costeiras onde o vento tem um papel importante. O trabalho que será apresentado baseou-se em grande medida nos artigos de Palma e Matano (1998 e 2000). Ambos os artigos testam diversas condições de fronteira, o primeiro aborda o caso 2D e o segundo o caso 3D com estratificação.

Numa primeira fase serão testadas diversas condições de fronteira, para o caso 2D com vento constante, à semelhança do que foi feito por Palma e Matano (1998), Røed e Cooper, 1986 e Chapman (1985). De seguida, é testado o caso 3D em duas situações uma com vento constante e outra com vento variável (Palma e Matano, 2000). As soluções de

referência, que permitem aferir a qualidade de uma condição de fronteira, são obtidas recorrendo a condições cíclicas (Palma e Matano, 1998 e 2000).

No caso 3D com vento constante, os resultados do modelo de turbulência são analisados de forma a validar qualitativamente o modelo de turbulência GOTM. Por fim, é simulada, no caso 3D, a evolução dos parâmetros biogeoquímicos numa situação de afloramento costeiro persistente ao longo de um mês. Estes resultados finais, que acoplam uma solução complexa de hidrodinâmica com processos biogeoquímicos, pretendem ilustrar a capacidade integradora do sistema Mohid.

Estes testes, às condições de fronteira, aparentemente fáceis, escondem problemas complexos que têm sido analisados por diversos autores (Palma e Matano, 2000, 1998, Allen et al., 1995, Røed e Cooper, 1986, Chapman, 1985, Philander e Yoon, 1982). A razão deste interesse deve-se ao facto de a grande maioria das aplicações reais de modelos numéricos serem feitas ao longo de segmentos de costas. A grande maioria das aplicações tem ainda um carácter científico e têm por objectivo aprofundar o conhecimento sobre a dinâmica, associada ao forçamento do vento (Zhenjiang e Weisberg, 1999). No entanto, existem já algumas aplicações com um carácter mais prático que visam o estudo de impactes antropogénicos sobre os ecossistemas costeiros (Signell et al., 1996).

5.3.1 Caso 2D – Vento constante

A condição de radiação do tipo Flather (1976), validada no anexo III intitulado “Validação da Condição de Radiação Barotrópica para Ondas Gravíticas”, funciona mal quando o caudal normal à fronteira não é forçado de uma forma dominante pelo gradiente de nível, também normal à fronteira. Com o objectivo de ilustrar este problema, foi escolhido um teste aplicado por Chapman (1985) e Palma e Matano (1998), que consiste no forçamento de um campo de ventos uniforme paralelo a uma costa rectilínea como uma intensidade de 0.1 Pa. Metodologias alternativas, apresentadas na bibliografia, são testadas para resolver o problema anteriormente descrito. Uma dessas alternativas é proposta por Røed e Smedstad (1986 cit. Palma e Matano, 1998) que consiste em estimar um nível de referência e um caudal de referência com base numa solução local. Estes autores propõem que a solução local seja obtida nos pontos com base nas equações resolvidas, pelo modelo, aplicadas aos pontos fronteira sem os termos com gradientes normais à fronteira. Outra forma de calcular a solução local é recorrendo a um modelo de malha mais grosseira e que abranja uma área maior.

Foram feitos dois testes, um dos quais consiste num talude suave linear, uma costa alinhada no sentido Oeste-Este e um vento com a costa à direita (vento de Oeste). O outro teste tem um talude abrupto com uma costa alinhada na direcção Sul-Norte e um vento com a costa à esquerda (vento de Norte). O fundo de ambos os testes apenas varia perpendicularmente à costa de forma a ser possível correr o modelo com condições cíclicas.

5.3.1.1 Talude linear

No primeiro teste, o fundo varia linearmente na direcção perpendicular à costa (Figura 67a). Na horizontal, o domínio abrange uma área de 1000 km por 500 km com um passo espacial de 20 km (Figura 67b). As simulações foram feitas para períodos de 40 dias.

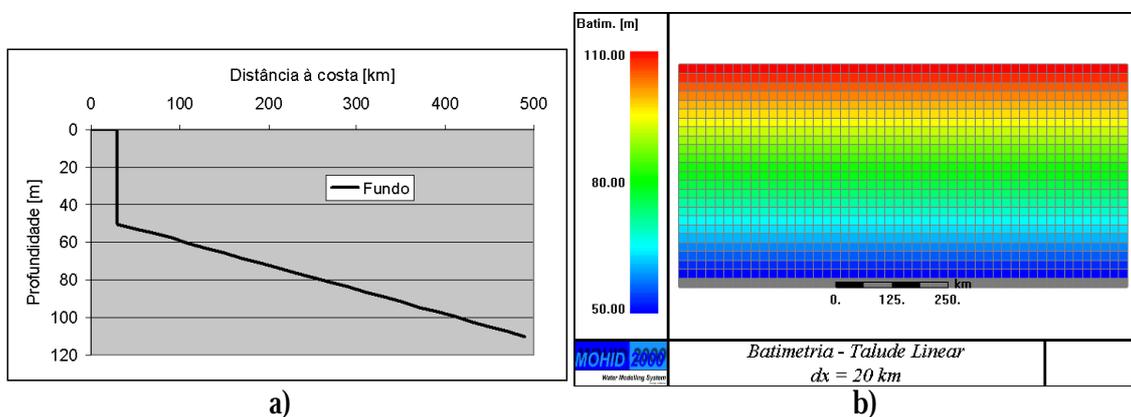
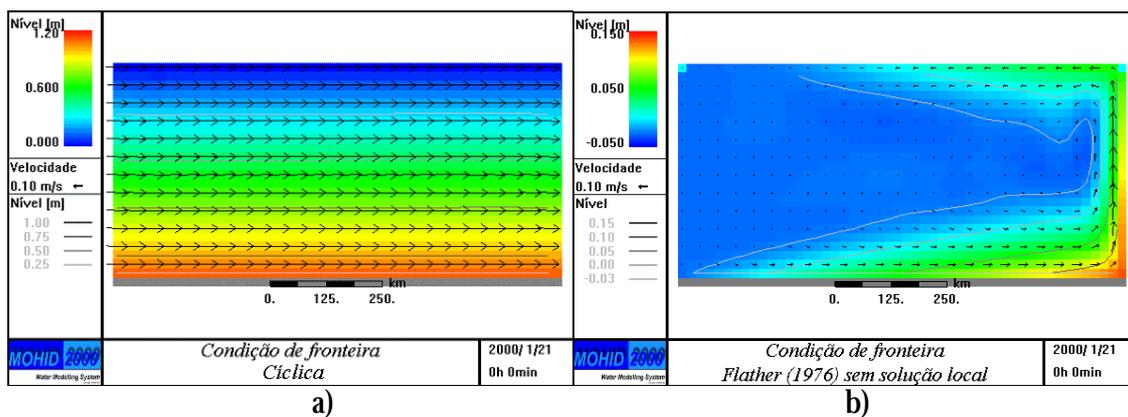


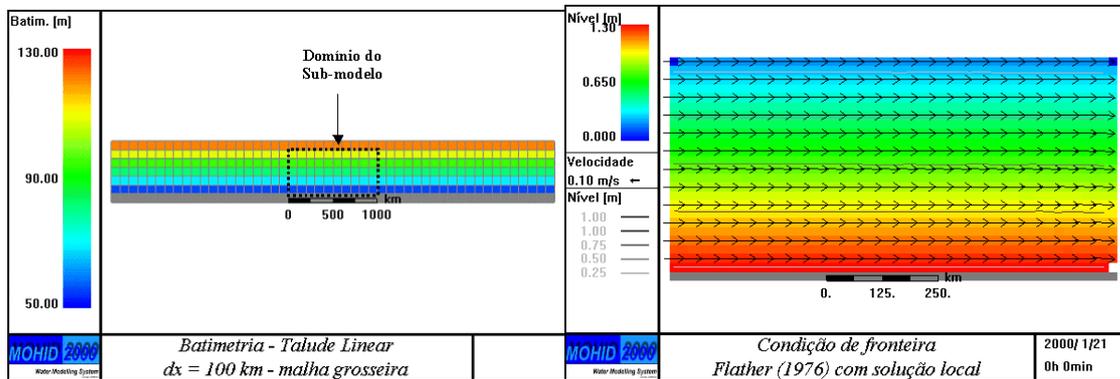
Figura 67 – Fundo linear. Corte perpendicular à costa.

O modelo foi corrido para 5 condições de fronteira diferentes, nomeadamente: cíclica, radiação do tipo Flather (1976) com e sem solução local e radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) com ($T_{dec} = 12$ horas) e sem termo de decaimento ($T_{dec} = 10^8$ anos – termo de decaimento aproximadamente nulo). Os resultados obtidos confirmam as conclusões de Chapman (1985) e Palma e Matano (1998). A solução de referência (fronteira cíclica) apresenta um campo de velocidades homogéneo sem qualquer componente perpendicular à costa, enquanto os níveis não apresentam qualquer variabilidade paralela à costa (Figura 68a). A condição de fronteira, do tipo Flather (1976) sem solução local, apresenta um resultado bastante diferente. Esta condição de fronteira associa, a qualquer caudal que entre ou saia do domínio de estudo, um gradiente de nível normal à fronteira aberta. Neste caso, a acção do vento, que sopra paralelo à costa, força na fronteira Oeste um caudal de entrada e na fronteira Este um caudal de saída. A condição de fronteira vai forçar o modelo a criar um gradiente de nível, ao longo da costa, que vai abrandar o escoamento (Figura 68b). No canto inferior direito do escoamento, pode-se notar um empilhamento artificial de água que vai dar origem, ao longo da fronteira a uma corrente forte perpendicular à linha de costa (Figura

68b). Palma e Matano (1998) melhoraram esta solução, recorrendo a caudais e níveis de referência obtidos com uma versão simplificada das equações resolvidas pelo modelo. Em vez de se resolver um outro tipo de equações, optou-se por estimar estes valores de referência com um modelo de malha grosseira (modelos encaixados). Esta solução grosseira foi obtida com uma malha com uma dimensão de 5000 km por 700 km com um passo de 100 km. A condição de fronteira utilizada foi uma condição cíclica uma vez que era a única que à partida garantia que a solução do modelo de malha grosseira fosse próxima da realidade. Esta opção torna este exercício puramente académico, uma vez que na maior parte dos casos reais é impraticável utilizar uma condição de fronteira cíclica. No entanto, este resultado permite constatar que, caso seja possível obter uma solução próxima da realidade, mesmo que seja mais grosseira, a condição do tipo Flather (1976) pode ser utilizada com bons resultados. O resultado obtido apresenta um padrão de níveis e velocidades (Figura 69b) semelhante à solução de referência (Figura 68a). A principal diferença é apenas de nível médio, uma vez que na fronteira Norte o nível é imposto a 0 m no caso de referência, ao contrário da solução que recorre a condição de radiação do tipo Flather (1976) com solução local. Neste caso, o nível da fronteira Norte do sub-modelo é igual ao nível calculado pelo modelo de malha mais grosseira. Este modelo tem a sua fronteira aberta 100 km mais a Norte (Figura 69a) e só aí o nível é imposto a 0 m.

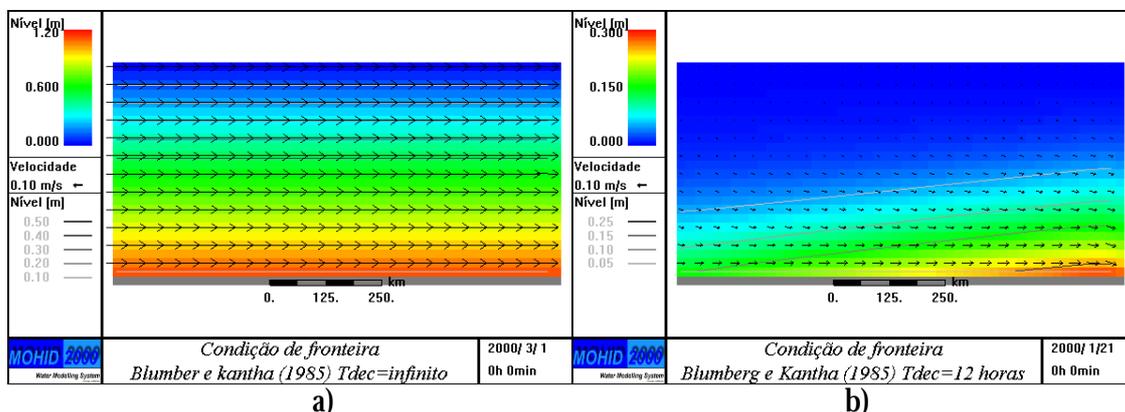


a) b)
 Figura 68 – Resultados 2D de velocidades e níveis para diferentes condições de fronteira: a) cíclica, b) radiação do tipo Flather (1976) sem solução local.



a) b)
 Figura 69 – a) batimetria do modelo geral de malha mais grossa. O domínio do sub-modelo encontra-se assinalado a tracejado com uma linha de cor preta b) Resultados 2D de velocidades e níveis para um condição de fronteira de radiação do tipo Flather (1976) com solução local.

A condição de radiação, para os níveis do tipo Blumberg e Kantha (1985), também foi testada. Foi feita uma análise de sensibilidade a vários tempos de decaimento, mas os resultados só se aproximaram da solução de referência para tempos de decaimento muito elevados (Figura 70a). Os melhores resultados, neste caso, são obtidos quando não se considera o termo de decaimento (T_{dec} infinito). O nível de referência admitido foi o valor inicial que é 0 metros, ou seja, o termo de decaimento faz tender sistematicamente o nível na fronteira para zero. Uma forma de melhorar este resultado seria, mais uma vez, recorrer a uma solução mais grosseira. Quando se considera um tempo de decaimento de 12 horas, o nível varia perpendicular e paralelamente à costa. O resultado, apesar de mais suave apresenta sintomas semelhantes ao obtido com a condição do tipo Flather (1976) sem solução local, sendo o ponto comum mais evidente o empilhamento de água no canto inferior direito (Figura 70b).



a) b)
 Figura 70 – Resultados 2D de velocidades e níveis para uma condição de fronteira de radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) a) sem termo de decaimento (T_{dec} infinito) e b) com (T_{dec} = 12 horas).

Os resultados da energia cinética total, por unidade de massa, confirmam a análise anteriormente apresentada (Figura 71). No caso da condição de radiação do tipo Flather, ambas as variantes testadas convergem para uma solução estacionária (Figura 71a). No entanto, a condição de radiação, sem solução local, converge para um valor da ordem dos 5% da energia cinética de referência (Figura 71a). Na solução de referência, a acção do vento é apenas contrariada pelo atrito e a solução estacionária é atingida quando a tensão de corte é anulada pelo atrito. A condição de radiação, sem solução local, além do atrito apresenta gradientes de nível que induzem uma pressão barotrópica contrária à acção do vento. No caso da condição de radiação Blumberg e Kantha (1985), é bem visível uma tendência para a energia cinética se afastar da solução de referência quanto menor for o tempo de decaimento (Figura 71b).

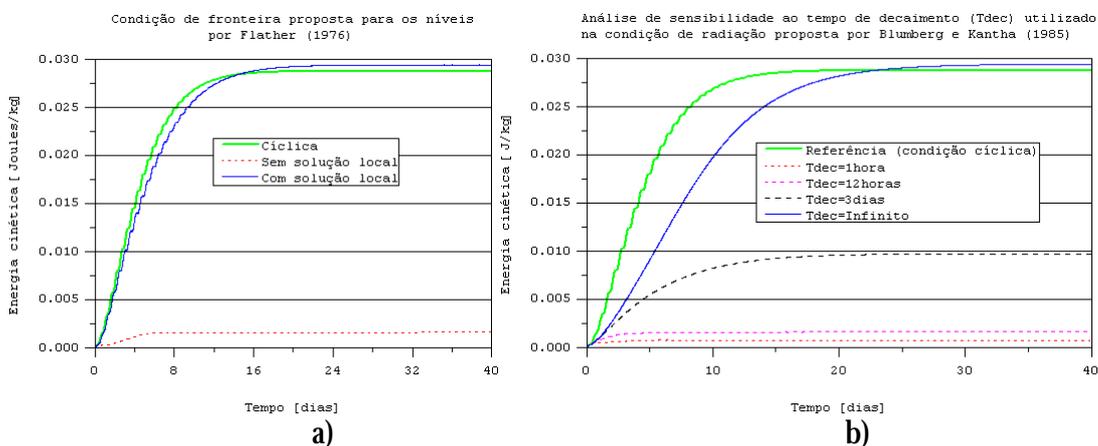
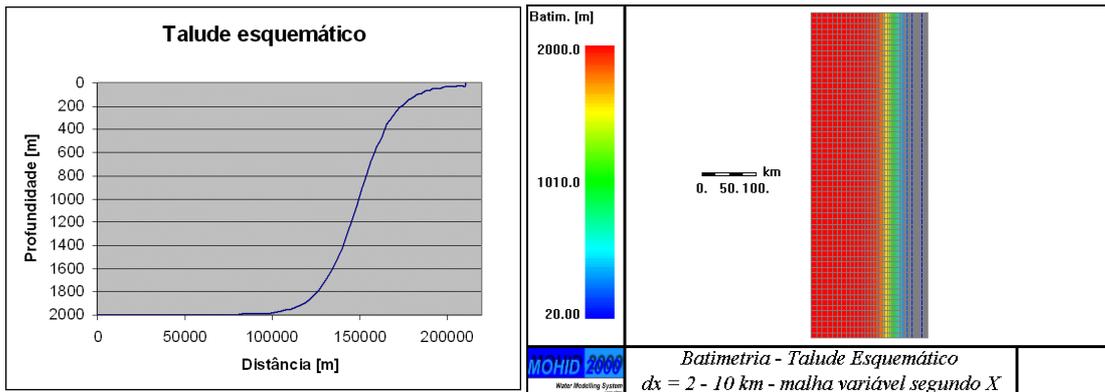


Figura 71 – Comparação da evolução da energia cinética por unidade massa entre a solução de referência e as soluções obtidas com as condições de radiação: a) Flather (1976) b) Blumberg e Kantha (1985).

5.3.1.2 Talude Esquemático

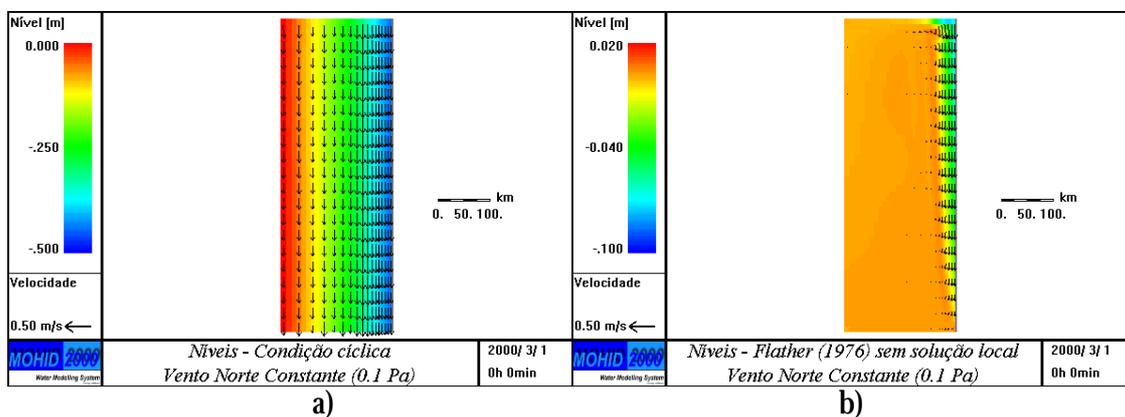
Pretende-se neste teste confirmar os resultados obtidos para o talude linear, mas agora aplicados a um fundo esquemático com características semelhantes à da costa Portuguesa. O novo fundo tem a configuração de um talude (Figura 72a), tal como no teste anterior apenas existe variabilidade na batimetria na direcção perpendicular à costa. Na horizontal, o domínio abrange uma área de 600 km por 200 km com um passo espacial de 10 km constante segundo Y e variável entre 2 e 10 km segundo X, sendo nesta direcção o passo mais fino junto à costa (Figura 67b). O forçamento apenas mudou de direcção, ou seja, no teste anterior o vento soprava com a costa à direita (*downwelling*) e agora sopra com o vento à esquerda (afloramento costeiro – *upwelling*). Esta pequena alteração no forçamento tem apenas como consequência a inversão do gradiente de nível relativamente à costa, no teste

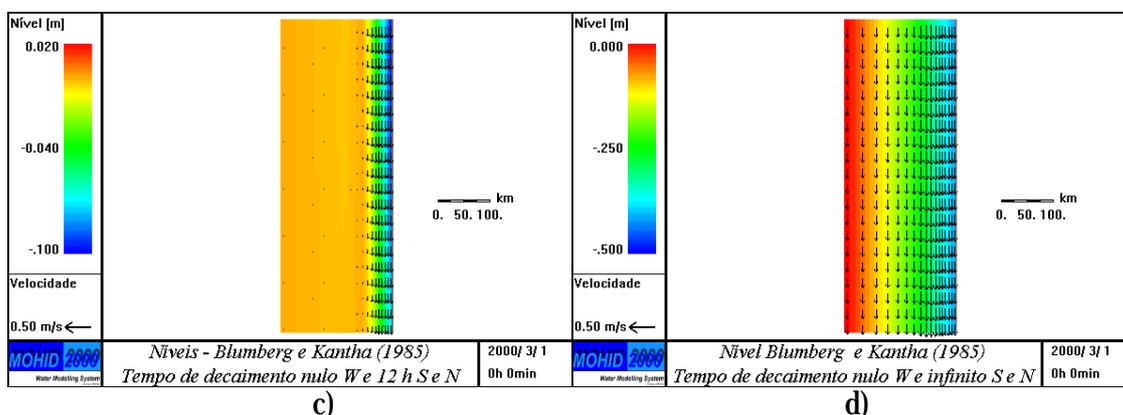
anterior o nível tendia a aumentar quando se aproximava da costa, agora tende a diminuir, como se pode observar nos resultados da solução de referência (condição cíclica - Figura 73a). As simulações foram feitas para períodos de 60 dias.



a) Talude esquemático b) malha variável com um passo mais fino junto à costa.

A condição de Flather (1976), sem solução local, foi mais uma vez a condição que apresentou piores resultados (Figura 73b). O campo de velocidades mostra apenas uma intensificação da corrente junto à costa, enquanto nas grandes profundidades os valores são quase nulos. O nível apresenta variabilidade ao longo da costa e perpendicularmente a esta. No entanto, a solução de referência apresenta apenas gradientes de nível perpendicularmente à costa. A condição de Blumber e Kantha (1985) apresenta uma solução mais próxima da solução de referência com um tempo de decaimento de 12 horas (Figura 73c). Todavia, mais uma vez, só com um tempo de decaimento muito elevado (1000 dias) a solução se aproximou da referência (Figura 73d).

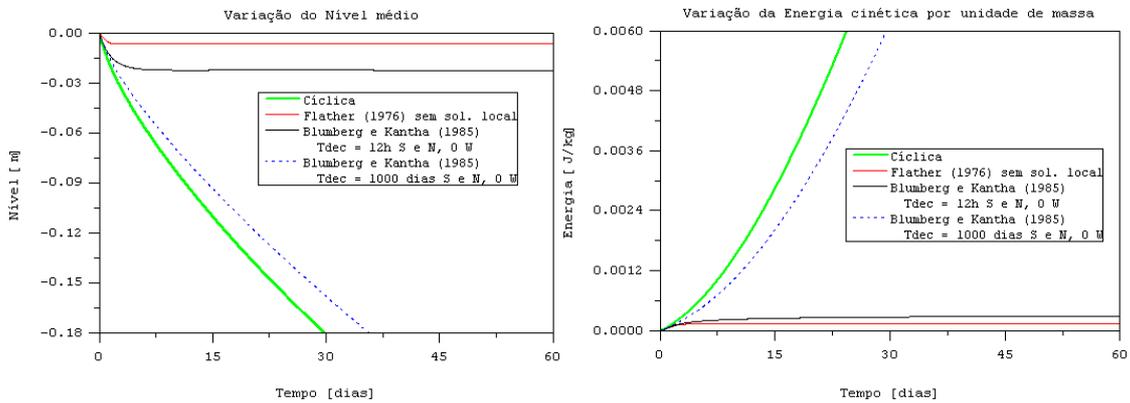




c) d)
 Figura 73 – Resultados 2D de velocidades e níveis para diferentes condições de fronteira: a) cíclica, b) radiação do tipo Flather (1976) sem solução local, radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985) c) com ($T_{dec}= 12$ horas) e d) termo de decaimento aproximadamente nulo ($T_{dec}= 1000$ dias).

Ao contrário do que aconteceu na solução de referência, obtida para o talude linear, neste caso, ao fim de 60 dias ainda não foi atingido o estado estacionário, ou seja, a tensão de corte do vento igual ao atrito. Este facto é visível na evolução do nível médio (Figura 74a – linha verde) e energia cinética por unidade massa (Figura 74b – linha verde) da solução de referência. No caso do talude linear, a profundidade máxima era 110 m, neste caso é 2000 m, o que faz com que o processo de aceleração do escoamento seja mais longo, uma vez que a massa de água é maior ou seja o sistema tem maior inércia. A 1 km da costa, numa zona com uma profundidade de 25 metros, ao fim de 1 dia, o valor da velocidade de referência atingiu um valor estacionário de 21 cm/s (Figura 75). Este valor é exactamente igual, ao que se obtém, admitindo uma rugosidade absoluta do fundo de 2.5 mm e atrito igual à tensão de corte do vento. No modelo, o atrito é considerado igual ao quadrado da velocidade vezes um coeficiente de rugosidade que é calculado admitindo junto ao fundo um perfil logaritmo de velocidades.

A evolução do nível médio e da energia cinética turbulenta média, por unidade massa, mostram que, de uma forma global, apenas a condição de Blumberg e Kantha (1985), com um tempo de decaimento muito elevado, ou seja, um termo de decaimento quase nulo, se aproxima da solução de referência, as outras duas condições testadas apresentam diferenças que, ao fim de 30 dias, já são superiores a uma ordem de grandeza (Figura 74). No entanto, junto à costa, a maior diferença de velocidade é da ordem dos 10% e regista-se para a condição de radiação do tipo Flather (1976) sem solução local. Este resultado indica que as grandes diferenças se verificam na zona de grandes profundidades (Figura 73).



a) b)
 Figura 74 – Evolução no tempo de propriedades resultantes da integração para todo o domínio das soluções numéricas calculadas a) nível médio b) energia cinética por unidade de massa.

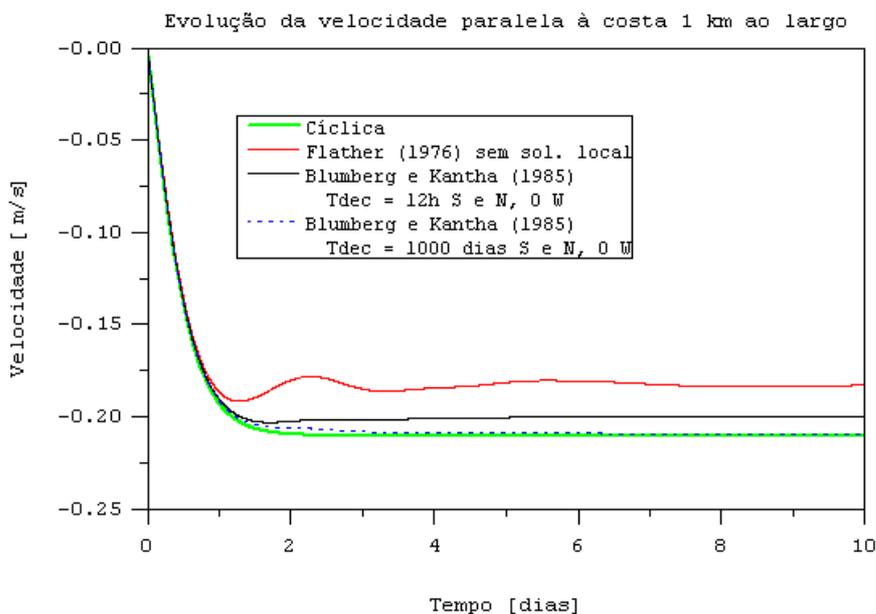
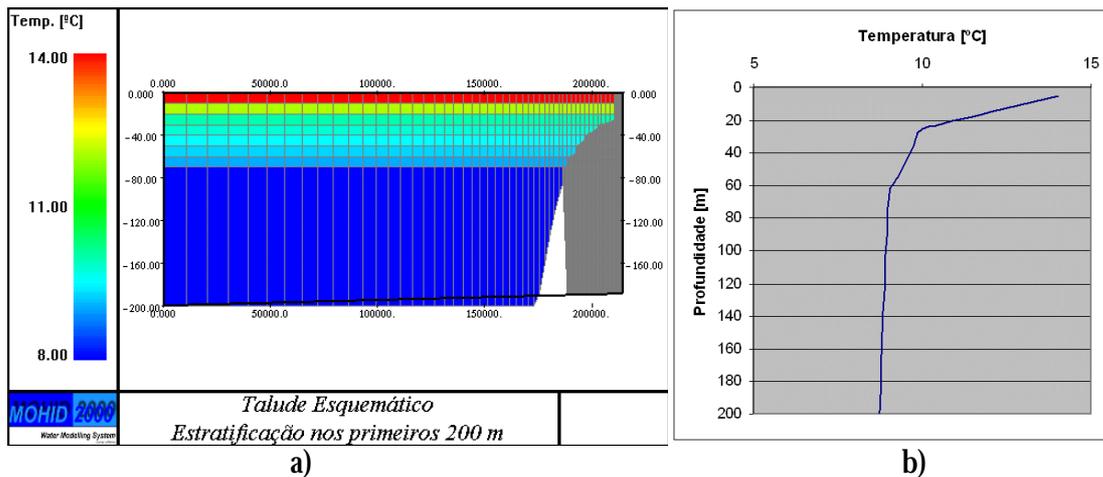


Figura 75 – Evolução da componente da velocidade paralela à costa para as diferentes condições de fronteira testadas. O ponto analisado situa-se a meio da costa, a 1 km ao largo onde a profundidade é 25 m.

5.3.2 Caso 3D – Vento constante

Os testes apresentados anteriormente, para um escoamento forçado pelo vento ao longo de uma costa rectilínea, permitiram identificar quais as melhores condições de fronteira para casos 2D. No entanto, falta aferir se estas mesmas condições de fronteira têm um bom desempenho em meios 3D, onde a força baroclínica seja importante. A batimetria deste novo teste foi considerada igual à do teste anterior (Figura 72), como o meio agora é 3D é necessário discretizar a direcção vertical. Nesta direcção, admitiu-se uma coordenada

lagrangeana com uma condição inicial, igual a uma coordenada cartesiana de 9 camadas, com as seguintes espessuras a contar do fundo: 1800, 130, 10, 10, 10, 10, 10, 10 e 10 m (Figura 76a). A salinidade admitiu-se constante, sendo só calculado o transporte de temperatura que se considerou inicialmente, sem gradientes horizontais de densidade (Figura 76a). Na vertical, admitiu-se um perfil esquemático de temperatura (Figura 76b).



a) *Talude Esquemático*
Estratificação nos primeiros 200 m

b)

Figura 76 – a) Corte perpendicular a terra mostrando a discretização e a estratificação vertical nos primeiros 200 m de profundidade b) Perfil esquemático de temperatura admitido em todo o domínio inicialmente.

Testes apresentados no capítulo anterior, para meios 3D estratificados, permitiram concluir que para resolver a condição de fronteira da força baroclínica, a estratégia que apresenta melhores resultados, quando o meio não tem gradientes de densidade normais à fronteira e a coordenada utilizada é lagrangeana, consiste em aplicar uma condição de radiação às velocidades baroclínicas e uma condição de gradiente nulo à temperatura. Estas condições de fronteiras foram utilizadas em todos os casos. No cálculo da celeridade das ondas internas, foi admitido um valor igual à celeridade das ondas do 1º modo baroclínico. Esta celeridade foi calculada dividindo a coluna de água em duas camadas, a interface entre as duas camadas situa-se a 30 m de profundidade onde se situa o maior gradiente de densidade. De seguida, foi calculada a densidade média de cada uma das camadas e, com base nestes valores e na espessura da camada da superfície (h_{sup}), foi determinado uma celeridade de 0.44 m/s $\left(\sqrt{\Delta\rho / \rho g h_{sup}}\right)$.

Neste teste, será feita uma análise de sensibilidade e à condição de fronteira dos níveis (força barotrópica), visto ter sido a esta que a solução 3D se revelou mais sensível em Palma e Matano (2000). Para além das condições de fronteira já testadas, para o caso 2D, testou-se

mais uma que consiste em, junto à fronteira aberta, relaxar a solução calculada pelo modelo para uma solução de referência. Esta condição é normalmente denominada na literatura por esquema de relaxação do escoamento (FRS – Flow Relaxation Scheme). O esquema FRS, aqui testado, consiste em adicionar uma força por unidade de volume que faz tender a velocidade do escoamento para a velocidade de referência. As condições de fronteira testadas estão resumidas na Tabela 7.

Nome	Características particulares
I – Blumberg e Kantha (1985)	Tempo de decaimento igual a 12 horas na fronteira Sul e Norte e ~ 0 na fronteira Oeste (nível imposto)
II – Blumberg e Kantha (1985)	Tempo de decaimento de 1000 dias na fronteira Sul e Norte (condição de radiação sem termo de decaimento) e ~ 0 na fronteira Oeste (nível imposto)
I – Flather (1976)	Sem solução local
II – Flather (1976)	Com solução local
FRS	Relaxação das velocidades calculadas para velocidades de referência numa banda de 10 células adjacentes à fronteira

Tabela 7 – Características das principais condições de fronteira para os níveis testadas no caso 3D.

A escolha da solução de referência para o caso 3D é difícil, uma opção, seria correr um modelo 3D de larga escala e, de seguida, correr um modelo de malha mais fina encaixado. Como se optou por uma coordenada lagrangeana, a compatibilização de duas coordenadas, com passos espaciais diferentes e oscilações verticais diferentes anteviu-se difícil. Por uma questão de simplicidade optou-se por considerar as soluções 2D, anteriormente testadas com sucesso para o talude esquemático (cíclica ou Blumberg e Kantha, 1985, sem termo de decaimento) como soluções de referência. Basicamente, correu-se para a mesma malha em paralelo uma solução 2D que disponibilizou valores de níveis e caudais de referência para as fronteiras.

O escoamento para a solução de referência (condição cíclica para os níveis) à superfície apresenta um campo de velocidades com uma componente dominante paralela à costa e uma pequena componente perpendicular que tende a afastar a água do costa (Figura 77a). Este desvio da água superficial relativamente à costa, é compensado por água do fundo que tende a aflorar junto à costa (Figura 77b). Esta água, com origem em camadas mais fundas, é mais fria e cria uma frente de densidade ao longo do talude. Nesta frente, a corrente que se estabelece ao longo da costa tende a intensificar-se (Figura 77a), por ajuste geostrófico. Este

processo foi tema central de uma simulação 3D apresentada anteriormente neste capítulo (ver “Ajuste Geostrófico”).

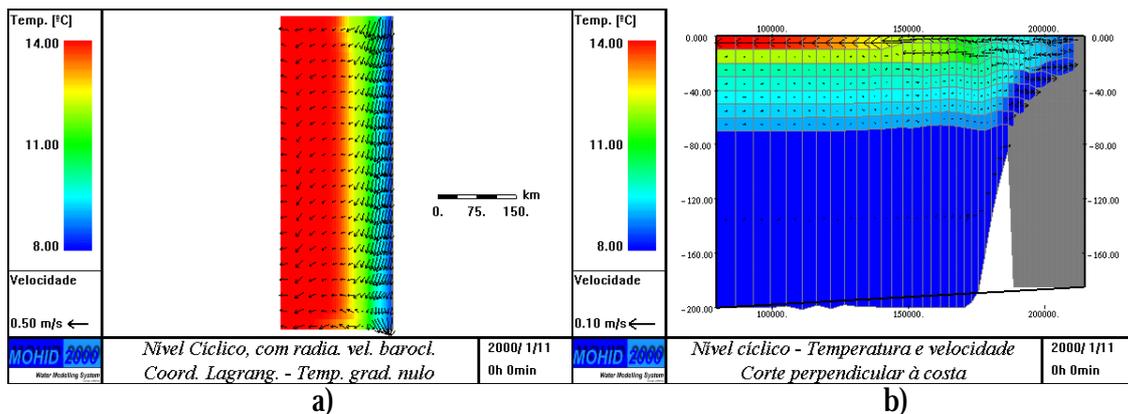


Figura 77 – Campos de velocidades e temperaturas para condição cíclica de níveis a) à superfície b) corte a meio da costa.

A comparação das diferentes soluções, por análise dos campos instantâneos de propriedades do escoamento (ex: velocidades) e da água (ex: temperatura), revelou-se difícil e inconclusivo. Por exemplo, a condição de nível com piores resultados denominada por “I - Blumberg e Kantha (1985)” na Tabela 7 apresenta resultados ao fim de 10 dias (Figura 78) aparentemente muito semelhantes aos da solução de referência (Figura 77).

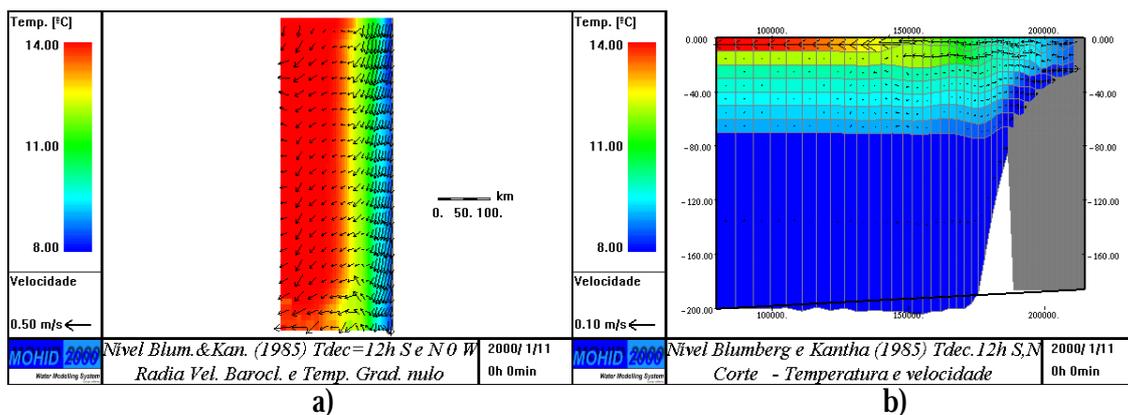


Figura 78– Campos de velocidades e temperaturas para condição denominada de I - Blumberg e Kantha (1985) na Tabela 7 a) à superfície b) corte a meio da costa.

As diferenças entre as soluções são mais nítidas quando se compara valores médios calculados para todo o domínio (Figura 79). Por exemplo, na Figura 79a é possível verificar que a energia cinética total (barotrópica + baroclínica), da solução de referência, apresenta diferenças significativas com as soluções obtidas com a condição de radiação Blumberg e

Kantha (1985). No entanto, as diferenças entre as várias soluções apresentadas, no caso da energia cinética baroclínica, são quase inexistentes (Figura 79b). Esta semelhança pode-se dever ao facto de se ter optado por condições de fronteira de temperatura e velocidade baroclínica iguais em todas as soluções. Basicamente, optou-se por tratar da mesma forma, em todas as soluções, as condições de fronteira que influenciam directamente a força baroclínica. Esta semelhança de valores de energia cinética baroclínica leva a concluir que as diferenças que se registam na Figura 79a são devidas a diferenças de velocidades média na coluna de água entre as várias soluções. Esta conclusão é confirmada pelos resultados do nível médio que apresentam também diferenças acentuadas (Figura 79c). Os níveis, ou seja, os gradientes de nível condicionam directamente as velocidades médias da coluna de água, logo, se existe uma forte perturbação nas velocidades médias é natural que esta surja também nos níveis. A energia potencial apresenta também diferenças acentuadas, mas não com os desvios apresentados pelos níveis. De uma forma geral, a evolução da energia potencial segue o mesmo padrão em todas as soluções. Aparentemente, as alterações, na energia potencial, são mais condicionadas pela divergência dos caudais baroclínicos que induzem os movimentos verticais junto à costa (afloramento costeiro) do que pela divergência dos caudais barotrópicos (ou variação de nível).

Os resultados de energia potencial e energia cinética baroclínica apresentados na Figura 79 têm uma oscilação com um período de 19 horas. Esta perturbação tem origem na interacção da força de coriolis com o termo evolutivo e é denominada por oscilação inercial.

As soluções que têm uma melhor performance, quando comparadas com a solução de referência são aquelas que recorreram a condições de fronteira que utilizam soluções de referência. Uma surpresa foi o relativo bom desempenho da condição do tipo Flather (1976) sem solução local que, no caso 2D, foi de longe a condição com piores resultados. Neste caso, esta condição de fronteira apresenta resultados que não divergem muito da solução de referência. No entanto, as diferenças de energia cinética tendem a agravar-se no tempo (Figura 79a).

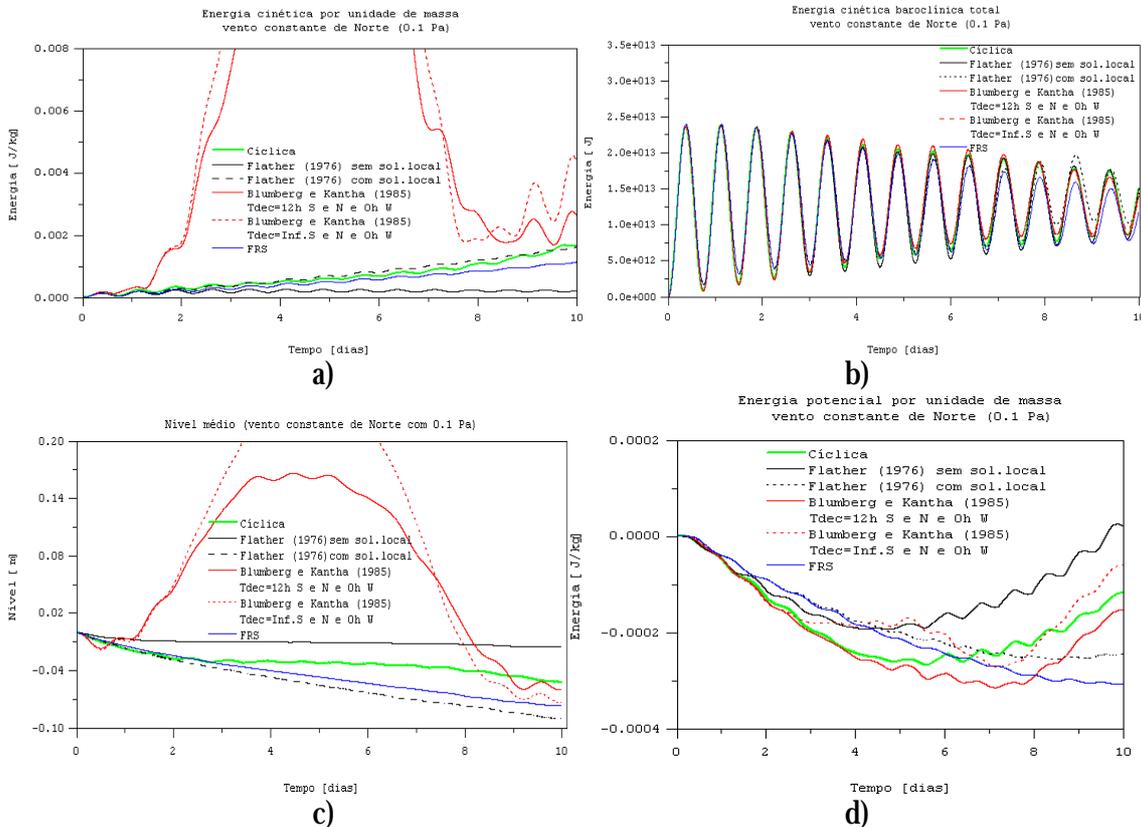


Figura 79 – Evolução de parâmetros médios obtidos para todo o domínio: a) energia cinética total por unidade de massa, b) energia cinética baroclínica e c) nível d) energia potencial por unidade de massa.

5.3.3 Caso 3D – Vento variável

Neste teste, foi introduzida uma pequena variante, relativamente ao anterior, que consiste em considerar o vento variável. A direcção do vento mantém-se paralela à costa, mas neste caso oscila de uma forma periódica entre a direcção Sul e Norte (Figura 80). De forma a diminuir o número de testes possíveis, tornando assim a análise de sensibilidade mais objectiva, apenas se testou as condições de fronteira que tiveram uma boa performance no caso 3D com vento constante. Estas condições de fronteira foram as condições de radiação e relaxação que tinham uma solução 2D de referência.

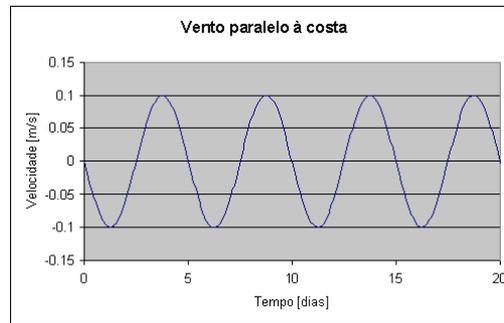


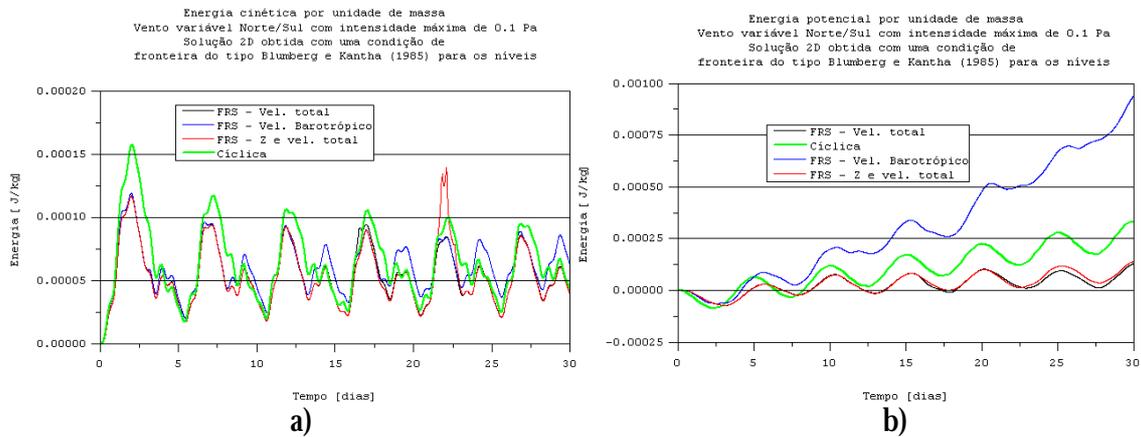
Figura 80 – Vento variável imposto como forçamento (positivo vento sul, negativo vento norte).

5.3.3.1 Técnicas de relaxação

Numa primeira fase foi feita uma pequena análise de sensibilidade a diferentes técnicas de relaxação. Neste caso, a solução 2D de referência foi obtida com uma condição radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985), com um termo de decaimento nulo nas fronteiras Norte e Sul, na fronteira Oeste foi imposto um nível nulo. Foram testadas três técnicas de relaxação, na primeira foi acrescentado um termo de decaimento ao balanço de forças, que faz tender, junto à fronteira, a velocidade média na coluna de água, calculada pelo modelo, para a velocidade de referência (neste caso 2D). A segunda técnica é semelhante à primeira, mas, neste caso, a velocidade calculada pelo modelo, em cada camada, é relaxada para a velocidade de referência. A última técnica de relaxação testada consiste em relaxar as velocidades da mesma forma da técnica anterior e relaxar também os níveis acrescentado um termo de decaimento na equação da continuidade.

Numa primeira fase, a validação de cada solução é feita por comparação com a solução que tem uma condição de fronteira cíclica. A relaxação da velocidade total (barotrópica+baroclínica) em cada camada, para a velocidade de referência 2D, é a condição de fronteira que acompanha melhor a solução cíclica (Figura 81). O modelo revelou-se pouco sensível à relaxação dos níveis (Figura 81). A relaxação da velocidade barotrópica (média da coluna de água) calculada pelo modelo para a velocidade 2D de referência faz aumentar muito a energia potencial, relativamente às outras soluções (Figura 81b). Este aumento não se verifica quando é a velocidade total, em cada camada, que é relaxada para o valor 2D de referência, porque neste caso junto às fronteiras o perfil de velocidades tende para um valor constante ou seja as velocidades baroclinicas são relaxadas para zero. Esta relaxação tende a absorver qualquer perturbação no campo de densidades (ondas internas). Desta forma as perturbações introduzidas pelas fronteiras afectam apenas directamente os níveis. No

entanto, este tipo de relaxação, não tem apenas vantagens, ao uniformizar o perfil de velocidades, a estrutura vertical do escoamento junto às fronteiras tende a ser destruída.



a) b)
 Figura 81 – Análise de sensibilidade à condição de fronteira de relaxação (FRS) a solução para a qual o modelo relaxado é 2D e foi obtida com uma condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) para os níveis. Os resultados são comparados com a solução obtida com condições cíclicas para os níveis e temperatura: a) energia cinética por unidade de massa b) energia potencial por unidade de massa

Em termos de balanço de forças a diferença entre relaxar a velocidade total ou a velocidade barotrópica (ou média da coluna de água) consiste em, no primeiro caso adicionar ao escoamento uma força variável na profundidade e, no outro caso, em adicionar uma força constante. Esta última, faz tender a velocidade em toda a coluna de água para um valor constante na fronteira. No entanto, a solução no interior apresenta um perfil de velocidades acentuado devido ao forçamento por parte do vento e à estratificação. Esta inconsistência junto às fronteiras força movimentos verticais intensos que tendem a misturar a coluna de água.

A Figura 82b mostra bem o efeito que estes movimentos verticais têm, ao fim de 30 dias, sobre a temperatura superficial junto às fronteiras Sul e Norte. Nestas fronteiras observa-se uma diminuição de 2 a 3°C relativamente à técnica alternativa testada de relaxação das velocidades (Figura 82a).

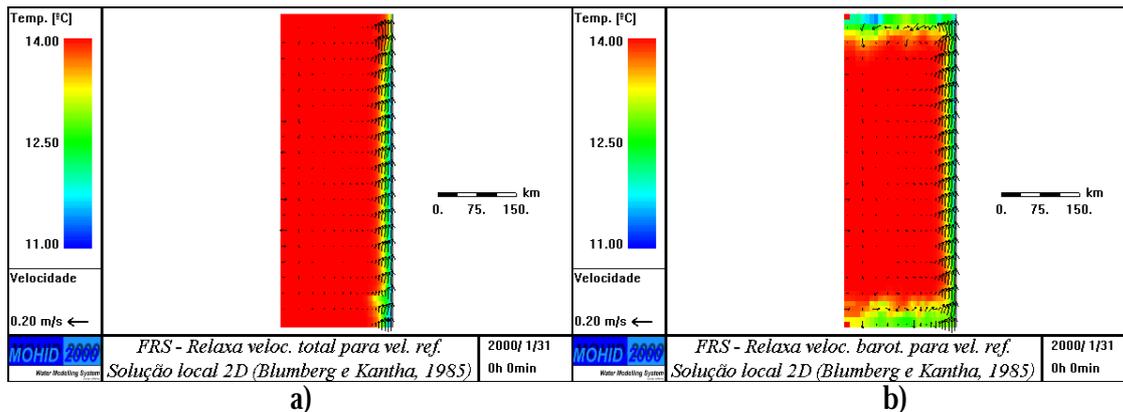


Figura 82 – Campos de velocidades e temperaturas à superfície ao fim de 30 dias de simulação. Resultados obtidos com diferentes técnicas de relaxação das velocidades a) relaxação da velocidade em cada camada, b) relaxação da velocidade média.

5.3.3.2 Validade da solução de referência

As soluções de referência foram obtidas recorrendo a condições cíclicas. Os resultados da condição de relaxação da solução 3D, para uma solução cíclica 2D, são muito semelhantes aos obtidos por Palma e Matano (2000) com o modelo POM (coordenada sigma) com uma a condição de fronteira cíclica para os níveis e temperatura aplicada directamente à solução 3D. Esta condição de fronteira aplicada directamente ao sistema Mohid apresenta resultados ligeiramente diferentes (Figura 83). Este resultado foi obtido recorrendo a coordenadas cartesianas, uma vez que a solução com coordenadas lagrangeanas tende a instabilizar. As coordenadas cartesianas tem como principal desvantagem, a difusão numérica vertical que induzem na solução e conseqüente aumento da energia potencial no tempo (Figura 83b). Outras diferenças podem ser observadas entre a solução 3D cíclica (coordenadas cartesianas) e a solução 3D que é relaxada para uma solução 2D cíclica, semelhante à solução 3D cíclica obtida com o modelo POM nomeadamente: valores mais elevados e oscilações de pequeno período na evolução da energia cinética (Figura 83a).

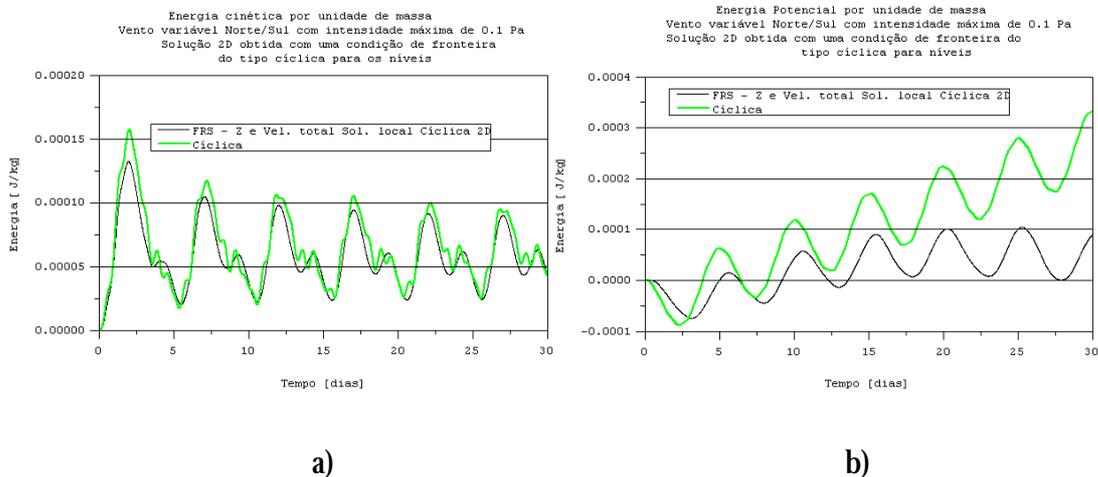


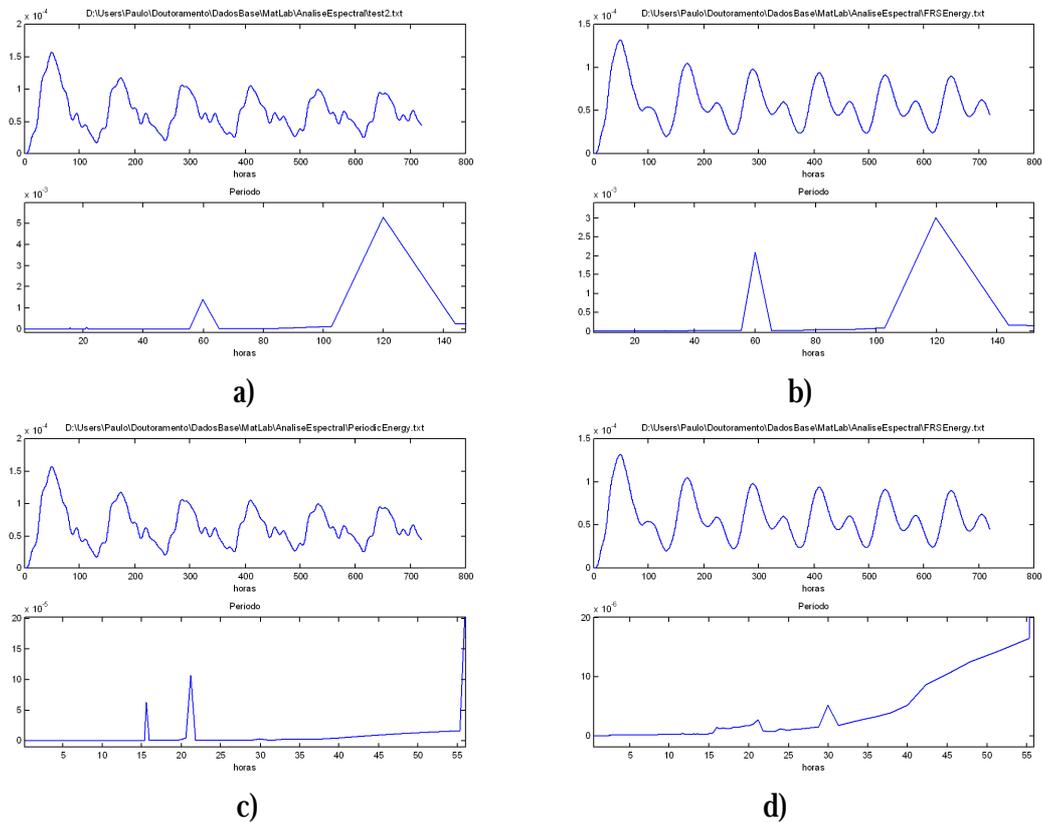
Figura 83 – Comparação de resultados obtidos com uma condição de fronteira que relaxa as velocidades totais (FRS) para uma solução 2D com a solução de referência cíclica. A solução 2D anteriormente referida foi obtida impondo uma condição de fronteira cíclica para os níveis: a) energia cinética por unidade de massa b) energia potencial por unidade de massa.

Com o objectivo de perceber a causa das diferenças entre as duas abordagens foi feita a análise espectral das séries de energia cinética (Figura 83a). Numa primeira apreciação é possível identificar dois picos de energia um com um período de 2.5 dias, associado à variabilidade do vento, cujo o módulo é máximo com uma periodicidade de 2.5 dias (Figura 80), e outro de 5 dias. Este último está associado a uma assimetria bem visível na evolução da energia cinética, que está relacionada com a condição inicial do modelo. O maior pico de energia cinética na fase de *upwelling* deve-se unicamente ao facto de o modelo ter arrancado do repouso numa fase em que o vento era de Norte. Quando o vento sopra pela primeira vez de Sul a transferência de energia para o escoamento é menos eficaz, que a registada na primeira vez em que o vento soprou de Norte, porque o escoamento está animado de um escoamento contrário à direcção do vento. Como a energia é igual à força vezes o deslocamento parte da energia é consumida a contrariar a inércia do escoamento. Esta explicação é contrária à avançada por Palma e Matano (2000), que apresentam a inclinação das isotérmicas na fase de *upwelling* como a causa da assimetria. Pode-se ver nos resultados que o pico de energia cinética na fase de *upwelling* tende a ser atenuado enquanto o da fase contrária (*downwelling*) tende a crescer indicando, que no limite tenderão para uma situação de equilíbrio, em que ambos picos terão a mesma intensidade.

O pico de energia com um período de 5 dias é mais intenso para o caso da solução cíclica 3D (Figura 84a) e menos intenso na solução obtida relaxando junto às fronteiras a solução 3D

para uma solução 2D cíclica (Figura 84b), ocorrendo o oposto no caso do pico com um período de 2.5 dias. Este resultado mostra que a primeira solução tende mais lentamente para a solução de equilíbrio, em que valor máximo de energia cinética, para uma situação de vento Norte, é igual à situação de vento Sul. Esta menor inércia, da solução que utiliza solução 2D como referência, pode-se dever ao facto de os caudais na fronteira serem condicionados por uma solução 2D em que toda coluna de água reage instantaneamente ao forçamento do vento. No caso em que a condição cíclica é aplicada directamente à condição de fronteira da solução 3D, valores de difusão vertical baixos, especialmente na zona da termoclina, fazem com que o escoamento de uma forma global demore mais tempo a reagir, a alterações introduzidas no forçamento do vento.

Com o objectivo de identificar algum pico de energia associado às oscilações de pequeno período Figura 84a, foi feita uma ampliação dos resultados da análise espectral para períodos inferiores a 2.5 dias (Figura 84c e d). Para o caso em que as condições cíclicas foram utilizadas directamente na solução 3D identificaram-se dois pequenos picos bem marcados associados aos períodos das 15h e das 21 horas (Figura 84c). Ambos os períodos são da ordem do período inercial, que neste caso é 18 h, uma vez que se admitiu um plano-f (frequência inercial constante em todo o domínio) localizado na latitude de 42° N. Nos resultados para vento constante a escala temporal dominante era a inercial, que aqui é mascarada pela variabilidade do vento. Quando se faz uma ampliação do espectro de energia para a zona das 20 horas é possível verificar a presença dos picos já referidos. Um facto interessante é visualmente não ser possível identificar, na evolução da energia cinética, as perturbações já referidas, no caso em que a solução 3D é relaxada para uma solução cíclica 2D, mas a sua presença faz-se sentir na análise espectral (Figura 84d), não na forma de dois picos mas de uma banda de picos de energia menores e menos marcados que os da outra solução (Figura 84c). Este resultado indica que a solução que recorre a uma solução de referência 2D tem uma maior capacidade de dissipar perturbações de pequeno período.



a) **b)**
c) **d)**
 Figura 84 – Análise espectral das séries de energia cinética apresentadas na Figura 83a. Picos de energia da energia cinética turbulenta para a solução 3D que utiliza directamente condições cíclicas a) 0-140 horas c) 0-60 horas. Picos de energia para a solução que utiliza na condição de fronteira uma solução 2D como referência b) 0-140 horas d) 0-60 horas.

A evolução ligeiramente irregular, no tempo, da energia cinética e o aumento sistemático da energia potencial da solução cíclica 3D pode levar a concluir que esta não é uma boa solução de referência. No entanto, ao comparar-se os campos de temperatura e velocidade das duas soluções referência, à superfície e ao fim de um mês, constata-se que a solução cíclica 3D no espaço apresenta uma solução extremamente homogênea e com gradientes nulos ao longo da costa ao contrário da outra solução. Este padrão mantém-se em toda a coluna de água. A solução que é relaxada junto à fronteira para uma solução cíclica 2D apresenta perturbações em especial na fronteira Sul. Tendo em conta estes resultados optou-se por utilizar as duas soluções como referência.

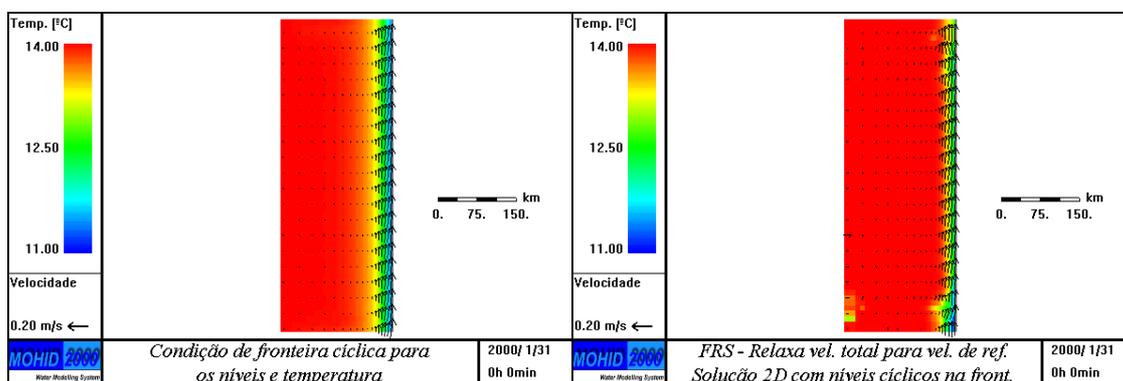


Figura 85 – Campos de velocidades e temperaturas à superfície ao fim de 30 dias de simulação. Resultados obtidos com diferentes condições de fronteira e coordenadas verticais a) condição cíclica para os níveis e temperatura e coordenada cartesiana, b) relaxação junto à fronteira para uma solução 2D cíclica e coordenada lagrangeana.

5.3.3.3 Análise de sensibilidade à solução de referência

Foi feita uma análise de sensibilidade à solução 2D, que pode ser utilizada como solução de referência em condições de relaxação e de radiação. Para o caso 2D, com vento constante (Figura 74a), já se tinha concluído que a única condição de fronteira, entre as que foram testadas, que acompanhava minimamente a condição cíclica era a condição que imponha nível nulo na fronteira Oeste (Blumberg e Katnha (1985), com tempo de decaimento quase nulo) e que aplicava um equação de radiação aos níveis na fronteira Norte e Sul (Blumberg e Katnha, 1985), com tempo de decaimento quase infinito. No entanto, as duas soluções não são semelhantes, como se pode constatar analisando a evolução da energia cinética para o caso 2D, com vento variável (Figura 86). Pretende-se agora determinar qual a consequência desta diferença, por exemplo, ao se aplicar a condição de radiação do tipo Flather (1976) na solução 3D, tendo por solução de referência as duas soluções 2D anteriormente analisadas. Este teste é importante, porque a condição cíclica não pode ser aplicada em casos reais, enquanto a condição de Blumberg e Kantha (1985) pode. Outra razão, tem a ver com a eficiência de cálculo uma vez que esta última consegue correr com passos temporais 12 vezes superiores à solução 2D com condição cíclica.

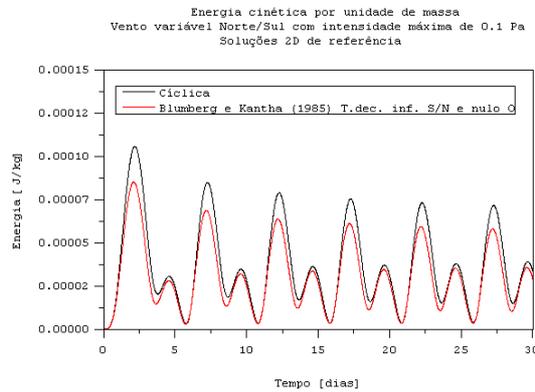


Figura 86 – Evolução da energia cinética para o caso 2D com vento variável (condição cíclica – linha a preto, Blumberg e Kantha, 1985 com tempo de decaimento quase infinito a Sul e quase nulo a Oeste).

Quando a solução 2D cíclica é utilizada como referência a energia cinética tende a ter valores mais elevados e tem um comportamento inicial semelhante à solução 3D cíclica (Figura 87a). Uma característica de ambas as soluções é a energia cinética tender mais rapidamente para a situação de equilíbrio (máximo de energia cinética igual na situação de Vento Sul e vento Norte) do que a solução 3D cíclica (Figura 87a). Esta tendência também foi observada por Palma e Matano (2000) para uma condição do tipo Flather, que estes autores designaram de FOO. A energia potencial tende a crescer menos (Figura 87b) no caso da solução 2D cíclica de referência relativamente à outra solução 2D de referência. Este resultado indicia que as reflexões por parte das fronteiras são menores, e conseqüentemente, a mistura provocada no interior pelas ondas reflectidas é menor. Este facto deve-se à natureza desta condição de radiação, que associa ao caudal uma onda gravítica. Qualquer diferença de caudal entre a solução 3D e a solução de referência é corrigida com uma alteração de nível, que afecta a força barotrópica. Esta força altera a velocidade de igual forma em toda a coluna de água, o que não é consistente com o perfil de velocidades característico da camada de Ekman. Esta inconsistência provoca movimentos verticais intensos junto à fronteira, que tendem a misturar a coluna de água.

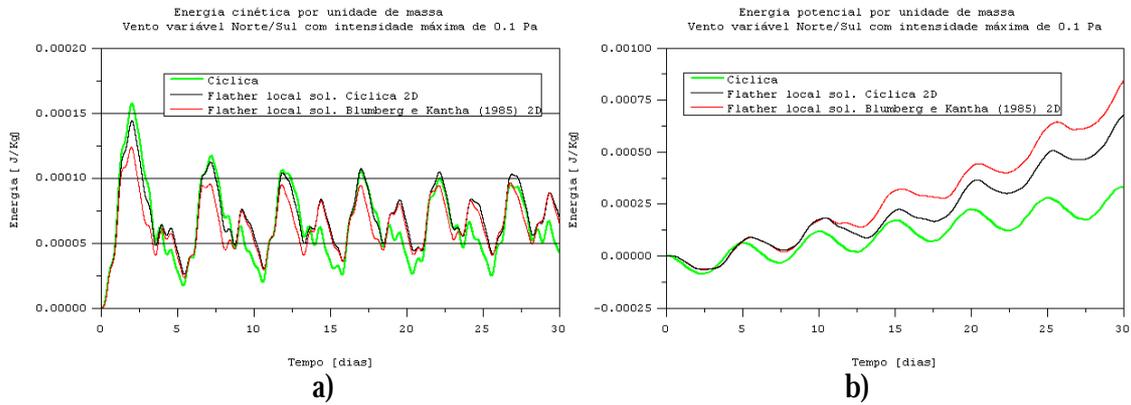


Figura 87 – Análise de sensibilidade à solução 2D que é utilizada como solução de referência na condição de fronteira do tipo Flather (1976) para o modo barotrópico.

5.3.3.4 Discussão dos resultados

Dos métodos de relaxação testados, o que apresenta melhores resultados é aquele que faz tender a velocidade total do escoamento para a velocidade de referência. A energia cinética, neste caso, segue relativamente bem os resultados tidos como sendo de referência (Figura 88a). Os valores de energia potencial são muito semelhantes aos obtidos com a solução de referência, que relaxa a solução 3D para uma solução 2D cíclica (Figura 88b). Estes dois métodos são os que apresentam um menor crescimento da energia potencial, logo que sofrem menos difusão numérica, uma vez que aliam as vantagens da coordenada lagrangeana a uma fronteira pouco reflexiva.

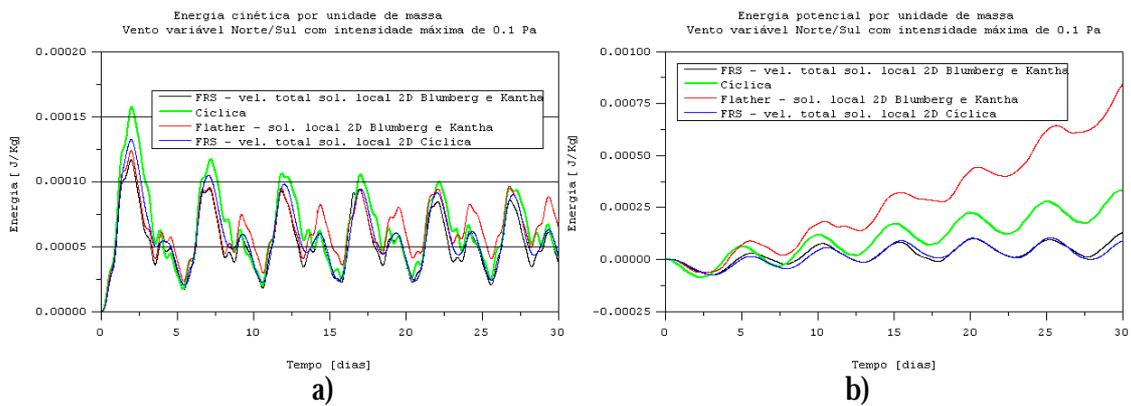


Figura 88 – Resultados obtidos com as diferentes condições de fronteira testadas: Radiação (Flther, 1976) e relaxação para uma solução 2D obtida radiando níveis a Norte e a Sul e impondo nível nulo a Oeste. Relaxação para uma solução 2D cíclica e solução 3D que recorre directamente a condições cíclicas. Estas duas últimas soluções foram consideradas as soluções de referência. a) energia cinética b) energia potencial.

A condição do tipo Flather (1976) apresenta resultados de energia cinética, que inicialmente, têm um comportamento semelhante às simulações de referência (Figura 88a). Todavia, tendem a atingir a situação de equilíbrio mais rapidamente, isto é, picos de energia de vento Norte e Sul iguais. Esta fronteira tende a reflectir mais que a condição de relaxação, como se pode observar na evolução de energia potencial (Figura 88b). Este resultado mostra, de uma forma clara, que a coordenada lagrangiana não resolve todos os problemas de difusão numérica vertical. Caso a condição de fronteira tenda a reflectir muito as perturbações geradas dentro do domínio, o ruído provocado por estas acaba por distorcer em excesso a malha e fazendo com que esta atinja os limites de distorção impostos e conseqüentemente misture a coluna de água. No caso da solução 3D cíclica (coordenada cartesiana) apesar da malha não ser capaz de evitar a mistura provocada pelas reflexões da fronteiras estas são pouco intensas o que provoca uma mistura menor.

As oscilações de energia cinética com um período inferior ao inercial, que as soluções que recorrem a uma solução de referência 2D com uma condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985), estão unicamente associadas à componente baroclínica da energia cinética, como mostram os resultados de energia cinética baroclínica (Figura 89a) e barotrópica (Figura 89b). Os resultados da energia barotrópica mostram valores e uma evolução semelhantes aos valores de energia cinética das soluções 2D utilizadas (Figura 86).

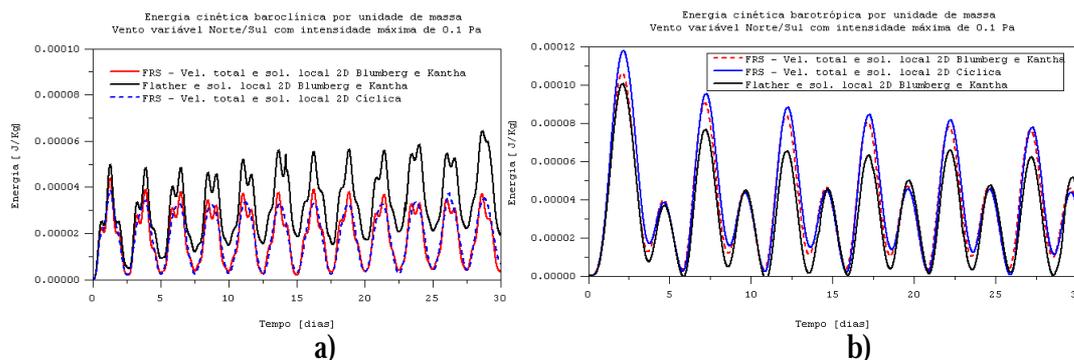


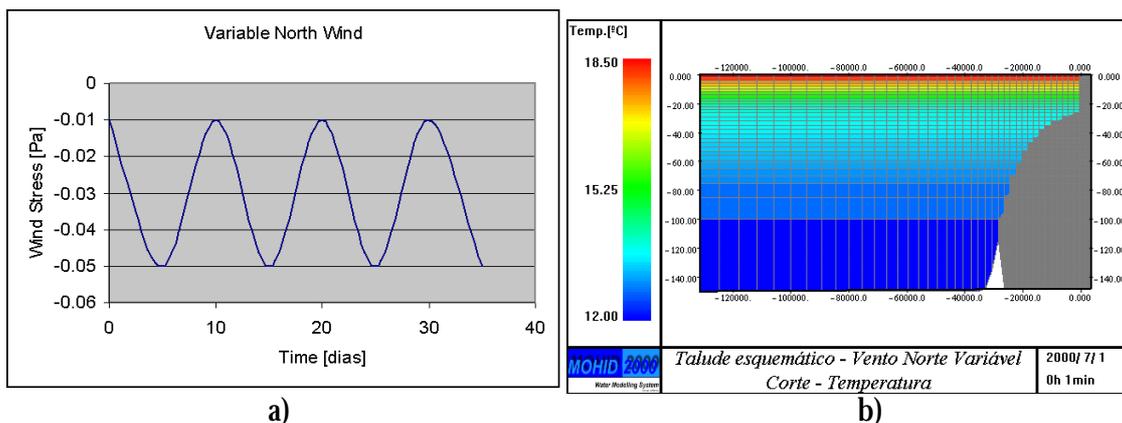
Figura 89 – Resultados obtidos com as diferentes condições de fronteira testadas: Radiação (Flther, 1976) e relaxação para uma solução 2D obtida radiando níveis a Norte e a Sul e impondo nível nulo a Oeste. Relaxação para uma solução 2D cíclica. Esta última é uma solução de referência. a) energia cinética baroclínica, b) energia cinética barotrópica.

5.3.4 Validação qualitativa dos processos turbulentos e biogeoquímicos

O grande esforço despendido nesta tese foi na validação hidrodinâmica do sistema Mohid, em sistemas costeiros. Neste processo foi dado especial destaque às condições de fronteira,

que são o ponto mais sensível dos modelos numéricos, em aplicações costeiras, e aquele onde existe actualmente um maior esforço, por parte da comunidade científica (Palma e Matano, 2000 e Marchesiello et al., 2001). Apesar de nesta tese se ter dado um especial destaque à simulação das propriedades não-turbulentas do escoamento, com o laboratório numérico Mohid, é importante não esquecer a faceta multidisciplinar desta ferramenta. A simulação das propriedades turbulentas do escoamento ou dos processos biogeoquímicos não tiveram um destaque especial neste trabalho. No entanto, são áreas de estudo que estão naturalmente a jusante do trabalho aqui desenvolvido. O sistema Mohid tem acoplado o modelo de turbulência GOTM (Buchard et al., 1999), que tem-se afirmado como uma das ferramentas que melhor reflecte o estado da arte desta área. Por sua vez, o módulo do sistema Mohid responsável pelos processos biogeoquímicos simula as variáveis de estado e os processos necessários para descrever o ciclo do azoto e do fósforo. Este módulo tem as características necessárias para, por exemplo, estudar a interacção dos processos hidrodinâmicos têm sobre os parâmetros biogeoquímicos, ao longo de uma costa como a Portuguesa.

Com o objectivo de validar, qualitativamente, a simulação dos processos turbulentos e biogeoquímicos, o sistema Mohid foi corrido durante um mês, forçado com vento Norte de intensidade variável entre 0.01 e 0.05 Pa (Figura 90a). A batimetria utilizada foi a mesma do teste anterior (Figura 72) e optou-se mais uma vez por uma coordenada lagrangeana agora com 36 camadas(Figura 90b).



a) b)
 Figura 90 – a) Vento variável imposto como forçamento (vento norte), b) Discretização vertical e temperatura iniciais nos primeiros 140 metros de profundidade. Corte feito a meio do domínio junto à costa.

Como condição de fronteira dos níveis optou-se por uma condição de relaxação das velocidades para uma solução 2D, obtida com uma condição de radiação para os níveis na fronteira Norte e Sul e nível imposto a zero na fronteira Oeste. De todas as condições

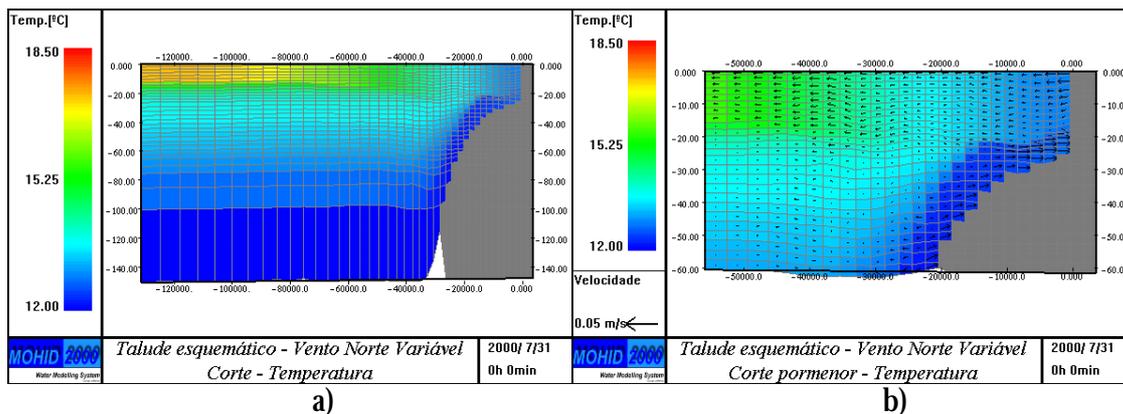
testadas anteriormente esta é aquela, de entre as que não recorrem a condições cíclicas, que apresenta melhores resultados. Para as velocidades baroclinicas optou-se, na fronteira, por uma condição de radiação, enquanto para a temperatura impôs-se uma condição de gradiente nulo. A temperatura foi inicializada sem gradiente horizontais e com um perfil vertical bastante pronunciado, nos primeiros 200 m a temperatura varia entre 18.5 °C e 12 °C (Figura 90b). Numa primeira fase são analisados os resultados do modelo de turbulência vertical e posteriormente analisa-se os resultados da simulação dos processos biogeoquímicos.

5.3.4.1 Modelo de turbulência

O modelo de turbulência foi corrido admitindo a parametrização proposta por Canuto et al. (2001), que segundo Buchard e Bolding (2001) é a que apresenta, entre as parametrizações mais comuns, uma melhor performance. O modelo de turbulência GOTM foi validado quantitativamente em diversos meios onde a abordagem 1D é válida. Esta abordagem é válida, por exemplo, quando é possível admitir que as trocas de calor dão-se principalmente entre a coluna de água e a atmosfera, ou seja, que o transporte horizontal de calor é desprezável. No entanto, este não é o caso dos sistemas costeiros, com as características da costa Portuguesa e do teste esquemático aqui apresentado. Nestes casos, o transporte horizontal de calor é importante, não dependendo assim a estratificação vertical apenas das trocas com a atmosfera. O modelo GOTM tem sido acoplado a diversos modelos 3D hidrodinâmicos, sendo o sistema Mohid um desses modelos. Este acoplamento permitirá no futuro a validação quantitativa do modelo GOTM em meios 3D. Esta tarefa antevê-se difícil, porque serão necessárias campanhas de medidas específicas, que permitam caracterizar vastas áreas. Estas campanhas têm que ter uma amostragem vertical muito fina de forma a ser possível descrever as trocas turbulentas na coluna de água e ao mesmo tempo ter uma amostragem horizontal suficiente para quantificar os processos horizontais

Apesar de não ser possível ainda uma validação quantitativa dos resultados do modelo GOTM, aplicado a meios 3D, algumas considerações do ponto vista qualitativo podem ser feitas. Ao fim de 30 dias de simulação, o campo de temperaturas apresenta um padrão (Figura 91a) bastante diferente do inicial (Figura 90b), em especial junto à costa. Estas diferenças devem-se ao forte afloramento costeiro forçado pelo vento Norte persistente. Num corte perpendicular à costa é perfeitamente visível uma língua de água fria que se desenvolve junto ao fundo (Figura 91a). Esta língua é advectada, junto ao fundo, por uma corrente, que trás água fria de grandes profundidades, para junto da costa. Por outro lado,

existe uma corrente à superfície, forçada pelo vento, que arrasta a água junto à costa para o largo (Figura 91b).



a) b)
 Figura 91 – Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação a) campo de temperatura nos primeiros 140 metros de profundidade, b) campos de temperatura e de velocidade nos primeiros 60 metros de profundidade.

Os resultados da viscosidade turbulenta vertical e da energia cinética turbulenta são consistentes, com os resultados de temperatura e velocidades já apresentados. A viscosidade turbulenta apresenta valores nas zonas de maior mistura da ordem $10^2 - 10^3 \text{ m}^2/\text{s}$. Esta gama de valores é típica da camada de mistura superficial de sistemas oceânicos e costeiros. O padrão de ambas as propriedades turbulentas pode ser explicado com base na variabilidade espacial da temperatura e das velocidades. Junto ao fundo existem valores elevados de viscosidade turbulenta e energia cinética turbulenta, indicando a presença da camada de mistura do fundo. Esta camada surge devido aos gradientes de velocidade resultantes da acção da força de atrito. Na camada de mistura do fundo, os gradientes de temperatura são baixos, no entanto, na sua interface existe um incremento brusco de 1 a 2 °C, indicando que aí existe um fortemente estrangimento, imposto pela impulsão, ao transporte de energia cinética turbulenta (Figura 91). Ambas as propriedades turbulentas do escoamento aqui analisadas apresentam um decréscimo súbito nesta interface (Figura 92). Outra característica interessante destas propriedades é a presença de uma forte camada de mistura à superfície, forçada pela interacção do vento com a coluna de água (Figura 92). Esta camada de mistura é tanto mais estreita quanto maiores são os gradientes verticais de temperatura à superfície (Figura 91a). Sobre a plataforma a camada de mistura da superfície e do fundo sobrepõem-se (Figura 92) uma vez que a mistura forçada pela tensão de corte do vento e pelo atrito não permitem que se estabeleçam gradientes de temperatura que inibam a mistura (Figura 91).

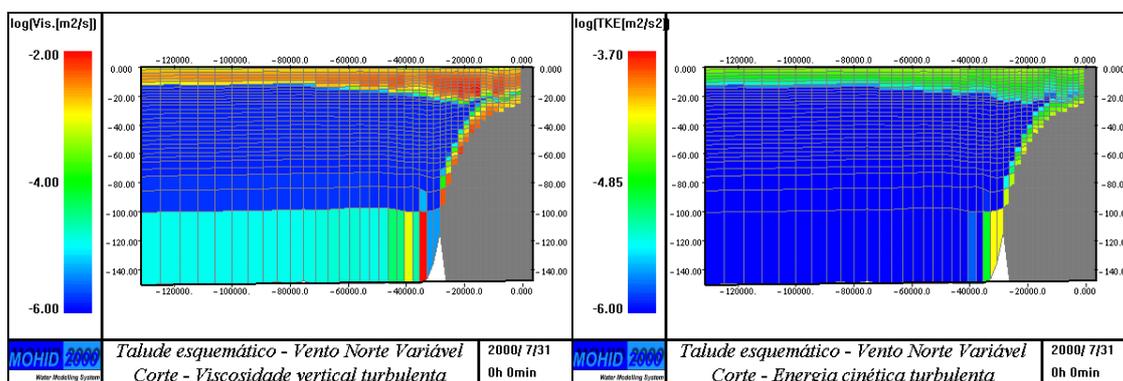


Figura 92 – Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade: a) viscosidade vertical turbulenta, b) energia cinética turbulenta.

5.3.4.2 Modelo biogeoquímico

Com o objectivo de ilustrar as potencialidades do laboratório numérico Mohid, como uma ferramenta integradora, foram feitas simulações de processos biogeoquímicos acoplados à hidrodinâmica anteriormente descrita. Pretendeu-se, neste teste, ilustrar o impacto que o afloramento costeiro pode ter numa situação em que, inicialmente, à superfície os valores de fitoplâncton e de nutrientes (amónia e nitrato) são muito baixos. No fundo, os valores de nitrato são sempre muito elevados, devido à degradação de matéria orgânica que ocorreu ao longo de muitos milhões de anos. O vento no hemisfério Norte quando sopra com a costa à sua esquerda força a água do fundo a vir à superfície junto a terra. O afloramento de água do fundo rica em nutrientes para zonas superficiais onde existe abundância de luz faz com que a produção primária se intensifique. Por sua vez, o fitoplâncton ao morrer é convertido em matéria orgânica particulada e tende a sedimentar no fundo onde é mineralizado na forma de nitrato fechando o ciclo.

As propriedades biogeoquímicas foram inicializadas com valores típicos de águas pobres (oligotróficas), abaixo dos 80 m admitiu-se um valor 0.15 mgN/l de nitrato, que é um valor típico para estas profundidades. Ao fim de 30 dias, pode-se ver que o nitrato apresenta, tal como a temperatura, uma língua, de valores elevados de nitrato, que é advectada ao longo do fundo, em direcção da costa (Figura 93). Este acréscimo de nutrientes junto à costa por acção do afloramento costeiro vai desencadear uma intensificação da produção primária (Figura 94). A maior produção não se dá na zona de maiores concentrações de nitrato, que é junto à costa (Figura 93 e Figura 94). Nesta zona já se tinha verificado que a camada de mistura do fundo e da superfície se sobrepunham. Mais ao largo as duas camadas de mistura separam-se e o fitoplâncton que fique retido na camada de mistura da superfície em média está mais

perto da superfície livre ou seja capta mais luz do que caso estivesse junto à costa. A produção primária é função dos nutrientes, mas também da luz, sendo neste caso ambos os parâmetros os principais factores limitantes. O transporte advectivo para o largo que se faz sentir perpendicularmente à costa e à superfície faz com que o máximo de concentração de fitoplâncton não coincida com a área onde se verificam as condições óptimas de luz e nutrientes para a produção primária.

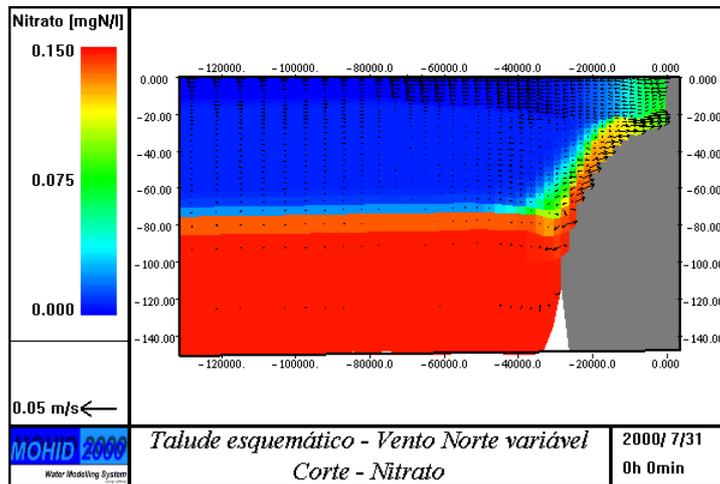


Figura 93 – Corte feito a meio domínio. Resultados de nitrato em mgN/l ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade.

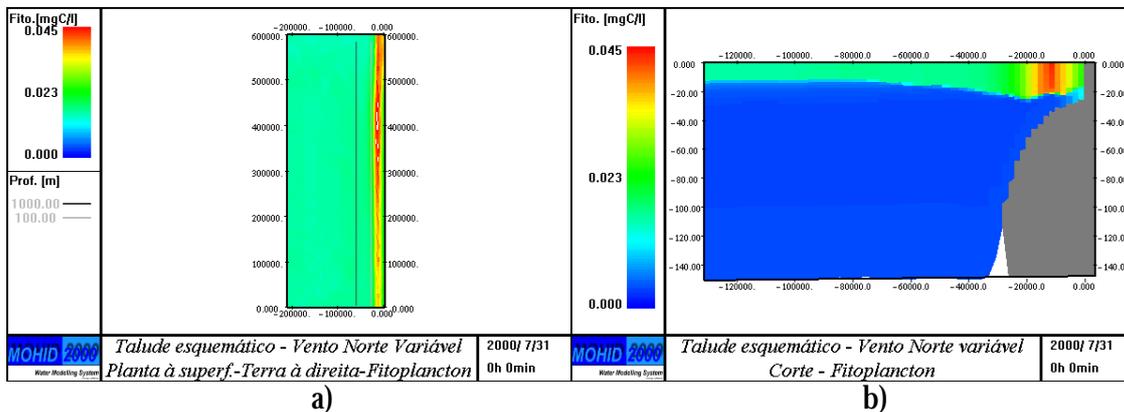
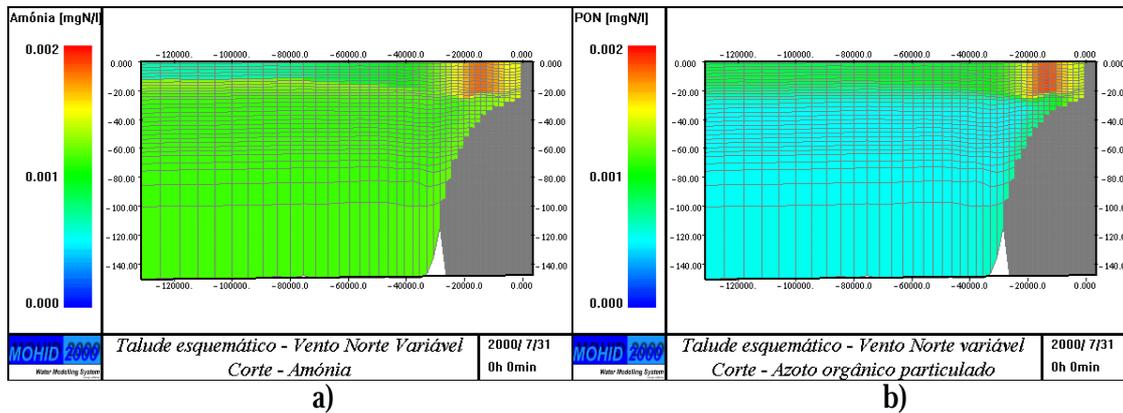


Figura 94 – Resultados de fitoplâncton em mgC/l ao fim de 30 dias de simulação: a) valores à superfície, b) corte feito a meio domínio, valores nos primeiros 140 metros de profundidade.

Na zona de maiores concentrações de fitoplâncton registram-se também máximos de amónia, resultantes das excreções do fitoplâncton (Figura 95a). Outros parâmetros que interessa analisar são os relacionados com o azoto orgânico. O azoto particulado tal como a amónia tem um máximo onde a produção primária é mais intensa, porque resulta das excreções do fitoplâncton e da sua mortalidade (Figura 95b). Como é uma propriedade particulada tende a sedimentar, podendo registar-se um ligeiro aumento da sua concentração nas camadas do fundo (Figura 95b).



a) b)
 Figura 95 – Corte feito a meio domínio. Resultados ao fim de 30 dias de simulação nos primeiros 140 metros de profundidade: a) amónia b) azoto orgânico particulado em mgN/l.

5.4 Conclusões Parciais

O modelo reproduziu as principais características da solução analítica do ajuste geostrófico, apesar de não ser possível evitar alguma difusão numérica, que tende a suavizar a solução numérica. Neste teste foi possível verificar as vantagens de utilizar a opção RAMP, quando o modelo parte de uma situação inicial instável. As condições de radiação das velocidades baroclínicas revelaram-se importantes quando a opção RAMP não estava activa. Neste caso era gerado inicialmente muita energia cinética, que tende a sair do domínio rapidamente. A fronteira Oeste introduz uma pequena perturbação na fronteira Oeste, que quando a opção RAMP não está activa tende a meandrar a corrente ao longo da frente, por acção dos termos de inércia. Este processo é comum ao longo de frentes de densidade reais e pode ser forçado, por exemplo, por acidentes topográficos (ex: cabos).

Os testes levados a cabo, em especial com vento variável, permitiram validar metodologias para aplicar o sistema Mohid a sistemas costeiros com batimetria e forçamento real. Uma das principais conclusões destes testes foi a importância de, em aplicações 3D, haver uma solução de referência para a zona da fronteira, mesmo que esteja associada um passo grosseiro e seja apenas 2D. Este tipo de soluções de referência permitem estimar caudais de

entrada e saída que são difíceis de calcular, apenas com base na variabilidade interna da solução do modelo.

Os processos turbulentos e biogeoquímicos foram validados qualitativamente para uma situação de afloramento costeiro esquemático. Este resultado sublinha de uma forma muito clara a faceta multidisciplinar do laboratório numérico Mohid.

Capítulo 6

VALIDAÇÃO DA CIRCULAÇÃO 3D NA EMOCADURA DO ESTUÁRIO DO TEJO

6.1 Introdução

A aplicação do sistema Mohid ao estuário do Tejo pretende contribuir para o aprofundamento do conhecimento do sistema. Este objectivo, em termos de utilidade pública, é de longo prazo, ou seja, este trabalho pretende ser um avanço no conhecimento do ecossistema marinho do estuário do Tejo e, conseqüentemente, um contributo para a delineação de políticas de gestão costeira e estuarina. O trabalho aqui apresentado tem também uma faceta de utilidade pública de curto prazo.

Um dos objectivos da aplicação do sistema Mohid ao estuário do Tejo, nesta nova versão, foi dar apoio às campanhas de monitorização das praias da Costa do Estoril e do meio receptor do Emissário da Guia levadas a cabo pela entidade gestora do Sistema de Saneamento da Costa do Estoril (SANEST SA). O sistema Mohid nestas campanhas é utilizado para obter soluções que permitam aumentar a continuidade no tempo e no espaço dos dados recolhidos no meio receptor do emissário da Guia. Este tipo de soluções procura identificar os processos que condicionam a variabilidade dos parâmetros medidos. O grande desafio deste trabalho é perceber o que na variabilidade dos parâmetros é devido à influência local (emissário), oceânica ou estuarina. Esta ferramenta numérica é também utilizada para identificar a origem de possíveis fugas que ocorrem ao longo do sistema interceptor, com base em medidas bacteriológicas efectuadas ao longo das praias. O trabalho aqui descrito encontra-se desenvolvido no Anexo III (A Modelação como Ferramenta Auxiliar de Gestão - O Sistema de Saneamento da Costa do Estoril). Este trabalho tem uma componente fortemente inovadora, porque com base no estado da arte da modelação tenta responder a perguntas simples de engenharia, mas de resposta complexa.

6.1.1 Validação do sistema Mohid

A variabilidade da circulação na embocadura do estuário do Tejo é influenciada pela maré e pelo vento, tendo, no entanto, a maré um carácter mais persistente. A corrente da vertente direccionada para o pólo pode também influenciar de uma forma significativa as correntes nesta zona. Dado o papel fundamental que a maré tem na circulação na embocadura do estuário foi validado um modelo 2D, forçado apenas com maré, cuja fronteira a Norte está

situada em Aveiro e a Sul no cabo de São Vicente. Este modelo foi validado por comparação dos níveis obtidos pelo marégrafos de Peniche, Cascais, Sesimbra e Sines. Por sua vez, este modelo fornece condições de fronteira a um sub-modelo de menor escala, que simula a interação do estuário do Tejo com o oceano aberto. Numa primeira fase, este sub-modelo foi corrido em 2D com o objectivo de validar os processos que dependem da interação da pressão barotrópica com o atrito e os termos de inércia horizontais. Nesta fase o modelo foi validado comparando os seus resultados com os níveis medidos com os marégrafos de Cascais, Trafaria, Lisboa, Seixal, Alfeite e Alcochete e velocidades medidas na Trafaria. Numa segunda fase, o sub-modelo foi corrido com onze camadas na vertical (3D) com o objectivo de validar o modelo forçado não só pela maré como pelo vento e gradientes de densidade.

A embocadura é uma zona que sofre uma forte influência da descarga de água doce por parte do Rio Tejo. Verifica-se a presença de uma pluma de água menos salina durante todo o ano. O caudal do Rio Tejo é mais intenso no Inverno sendo os gradientes de salinidade mais acentuados nessa altura. Durante eventos de afloramento costeiro a água mais fria é advectada de 100 m a 300 m de profundidade. Este tipo de eventos é mais comum no Verão. Tanto o afloramento costeiro como caudais intensos do rio Tejo tendem a aumentar os valores de concentração de nutrientes na embocadura. A existência de afloramento costeiro provoca a ascensão de água situada abaixo da zona fótica, rica em nutrientes. Por outro lado, em períodos de forte caudal do rio Tejo o tempo de residência dentro do estuário diminui. Esta diminuição faz com que a fracção relativa dos nutrientes, que é consumida pelos produtores primários estuarinos decresça, uma vez que o tempo disponível para a ocorrência de processos biológicos é menor, e, conseqüentemente, os nutrientes chegam com concentrações mais elevadas à embocadura. Neste trabalho, o modelo 3D hidrodinâmico foi validado para duas situações reais: 1) uma situação de Inverno onde se registou uma forte afluência de água doce (Janeiro de 1997) e 2) uma situação típica afloramento costeiro registada em Julho de 1998. O modelo é validado, para o período de Janeiro de 1997, por comparação de perfis de temperatura e salinidade obtidos pelo IPIMAR na embocadura. A simulação do afloramento costeiro (Julho de 1998) é validada também com perfis obtidos pelo IPIMAR, juntamente com um ADCP (*Acoustic Doppler Current Profile*) fundeado pelo IH a 40 metros de profundidade perto do emissário da Guia (ao largo de Cascais) e uma imagem da temperatura da superfície do mar, obtida por satélite e processada pelo PML (*Plymouth Marine Laboratory*).

6.2 Motivação

O estuário do Tejo tem sido o sistema marinho mais estudado no país. Diversos grupos de investigação de Universidades e Laboratórios do Estado localizados na Área Metropolitana de Lisboa elegeram, desde cedo, o estuário do Tejo como o seu laboratório natural por excelência. Inicialmente estes grupos desenvolveram as suas competências em áreas específicas (ex: biologia, química, geologia, física). Todavia, com o evoluir do conhecimento a interdependência dos processos marinhos foi-se tornando evidente e foram criadas parcerias entre grupos de áreas científicas distintas. Muitas dessas parcerias surgiram no âmbito de diversos projectos científicos, cujos financiadores passaram a considerar quase como condição obrigatória a formação de equipas multidisciplinares. Ao mesmo tempo que este processo de paralelização do conhecimento se dava, surgiam as primeiras aplicações de modelos numéricos ao estuário do Tejo. Neste campo destaca-se o papel pioneiro que teve Rodrigues et al. (1982) na aplicação de um modelo hidrodinâmico 2D desenvolvido por Leendertse que, por sua vez, já tinha tido um papel pioneiro nos Estados Unidos. O modelo 2D desenvolvido por Neves (1985) foi também aplicado ao estuário do Tejo no âmbito de diversos projectos de engenharia (Hidromod, 1996, 1997 e 1998a). Ao mesmo tempo que a modelação hidrodinâmica ganhava confiança no campo da consultadoria, surgiram as primeiras aplicações de modelos ecológicos simplificados ao estuário do Tejo. Numa primeira fase estes modelos (Ferreira e Duarte, 1994), devido a limitações de cálculo descreviam a variabilidade espacial com uma dezena de pontos de cálculo e a variabilidade temporal utilizava passos temporais de tal forma elevados que a mistura forçada pela maré era quantificada na forma de coeficientes de difusão turbulentos. Com o evoluir da capacidade cálculo foi possível acoplar aos modelos biogeoquímicos modelos hidrodinâmicos cada vez mais precisos e detalhados. Desta forma tornou-se possível passar de passos temporais da ordem das horas para a ordem dos segundos ($dt=60s$) e do número de pontos de cálculo da ordem da dezena para a ordem dos milhares ($dx=600m$). Este tipo de discretização espacial e temporal permite simular explicitamente o efeito da maré (Portela, 1996 e Pina, 2001).

6.2.1 Zoas de descargas de água doce

A embocadura do estuário do Tejo é, claramente, uma zona influenciada por uma descarga de água doce. Na literatura científica de expressão inglesa estas zonas são denominadas por ROFI (*Region Of Freshwater Influence*). Estas áreas costeiras são as principais vias de transferência de matéria dos continentes para os oceanos. Neste tipo de zonas encontram-se grandes depósitos de sedimentos de origem terrestre (Figura 96), onde se acumula muita da

matéria particulada e dissolvida transportada pelos rios para o mar (Henrichs et al., 2000). Devido principalmente a elevadas concentrações de nutrientes, associadas às afluições de água doce, estas áreas tendem a ser muito produtivas e suportam uma intensa actividade pesqueira. No entanto, esta tende a declinar devido à sobre pesca, a problemas de qualidade da água e à destruição de habitats. Por estas razões tem-se verificado um interesse crescente no estudo destas zonas, sendo um exemplo disso o colóquio realizado na Bélgica, na cidade de Liège em 1995, com o título “Processes in regions of freshwater influence”, cujos trabalhos foram publicados numa edição especial do *Journal of Marine Systems* e a *WorkShop* intitulada *Buoyancy-Driven Transport Processes* realizada nos Estados Unidos, na cidade de Salt Lake City em 1998. Nesta zonas sobrepõem-se processos característicos de sistemas estuarinos e costeiros criando um regime particularmente subtil e complexo, cuja compreensão é possivelmente um dos maiores desafios que os oceanógrafos enfrentam (Simpson, 1997). Talvez por causa da previsível complexidade das ROFI este desafio tem sido negligenciado, apesar da sua importância ser unanimemente aceite.

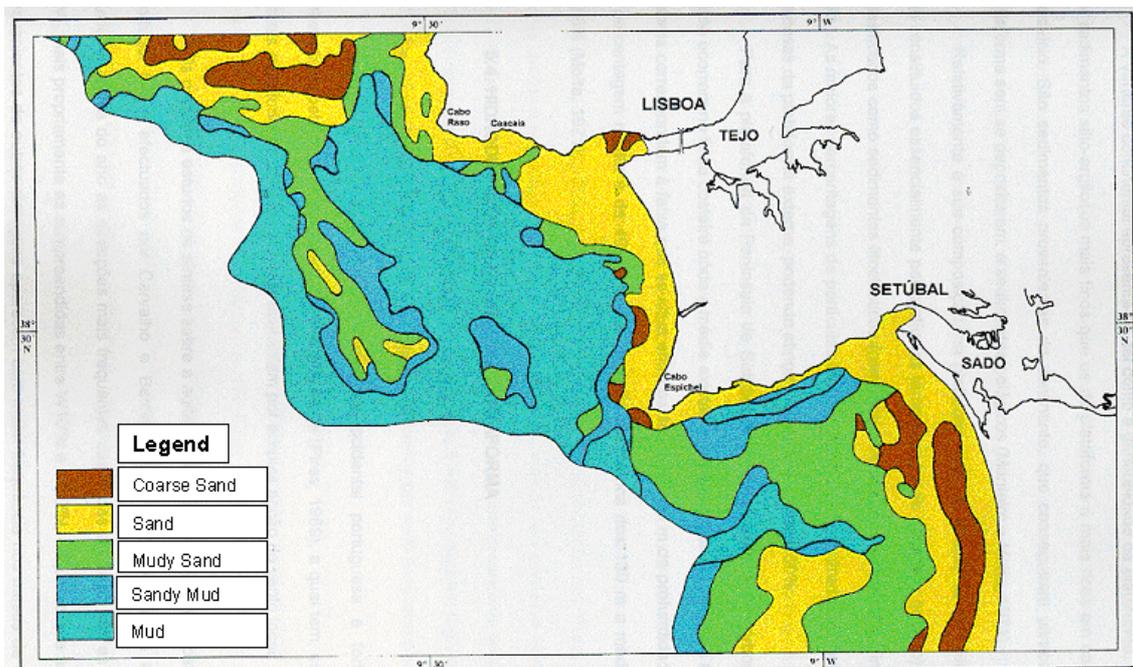


Figura 96 – Mapa dos sedimentos de fundo na zona da plataforma continental que está sobre a influencia do rio Tejo publicado por Garcia (1997).

Quase todos os sistemas estuarinos e lagunares portugueses, têm zonas ROFI associadas, tendo umas um carácter mais persistentes que outras. Estas são responsáveis pelas trocas de material particulado e dissolvido entre grande parte da região oeste da península Ibérica e o

oceano Atlântico. No entanto, diferem entre si na área de influência associada que depende da intensidade da afluência de água doce e dos mecanismos que condicionam a dispersão da pluma, nomeadamente: o tipo de emissão (pontual ou distribuída), a direcção da emissão relativamente à linha de costa, a inclinação do talude, a acção da maré, a intensidade, a direcção e a variabilidade do vento (Henrichs et al., 2000).

6.2.2 Modelação hidrodinâmica no estuário do Tejo

Como anteriormente foi referido, o estuário do Tejo tem sido alvo de diversas aplicações de modelos hidrodinâmicos, das quais se destaca a aplicação do modelo 2D semi-implícito de Leendertse efectuada pela empresa HydroProjecto (Rodrigues et al., 1982 e Rodrigues et al., 1985) e as aplicações de modelos de elementos finitos feitas pelo Laboratório Nacional de Engenharia Civil (Fortunato et al., 1999). O modelo hidrodinâmico do sistema Mohid nas suas diversas versões também foi aplicado ao estuário do Tejo por diferentes organismos, nomeadamente pelo Instituto Superior Técnico (Pina, 2001), pela Universidade do Algarve (Martins, 2000), pelo LNEC (Portela, 1996) e pela empresa HIDROMOD (Hidromod, 1997). Todas as aplicações de modelos hidrodinâmicos feitas até hoje ao estuário do Tejo têm em comum o facto de considerarem a densidade constante e apenas forçamento devido à maré. Esta é imposta na fronteira aberta tendo em conta apenas a variabilidade temporal obtida a partir do marégrafo de Cascais. Este tipo de condição de fronteira despreza os gradientes de nível associados à direcção da propagação da maré (Sul-Norte) e à interacção da maré com a plataforma continental. Estas características tendem a criar gradientes de nível, que condicionam o escoamento residual na zona da embocadura, em especial nas zonas que não sofrem uma influência directa do jacto de vazante. Esta simplificação das condições de fronteira poderá explicar algumas diferenças apresentadas por Portela (1996) entre valores de velocidades residuais medidos e o escoamento residual simulado pelo modelo hidrodinâmico Mohid. O mesmo modelo forçado com uma condição de fronteira obtida a partir de um modelo global de maré (Le Provost et al., 1998) apresenta resultados, de uma forma geral, semelhantes na área de influência do jacto de vazante aos apresentados por Portela (1996) mas, por exemplo, a Sul da marina de Cascais este modelo apresenta uma circulação residual com uma direcção NW (Figura 97), enquanto que o modelo forçado apenas com o marégrafo de Cascais apresenta uma direcção (SE) oposta às medidas apresentadas por (Portela, 1996) e às medidas feitas com um ADCP, que serão descritas mais à frente neste trabalho.

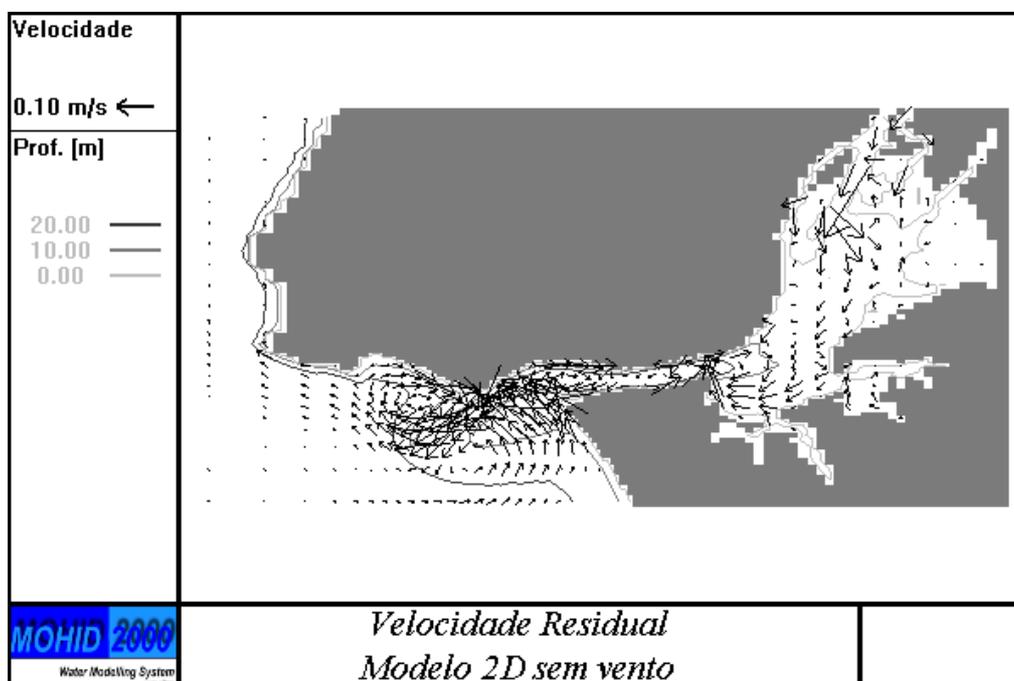


Figura 97 – Circulação residual do modelo Mohid com uma camada e forçado na fronteira aberta por níveis obtidos a partir do modelo global de maré FES95.2 (Le Provost et al., 1998).

6.2.2.1 Gradientes de densidade

Um aspecto importante prende-se com o facto dos gradientes de densidade na zona da embocadura serem essenciais na quantificação do transporte difusivo de quantidade de movimento na vertical. A correcta simulação deste mecanismo é essencial para reproduzir o efeito do vento sobre o escoamento. Nas situações em que o caudal do rio Tejo é intenso ($> 1000 \text{ m}^3/\text{s}$) os gradientes de densidade condicionam o escoamento, tanto na embocadura como no interior do estuário. Tendo em conta os aspectos referidos pode-se dizer que o domínio de validade dos modelos aplicados ao estuário do Tejo restringe-se ao seu interior e durante períodos em que caudal do rio Tejo seja da ordem dos $100 \text{ m}^3/\text{s}$. Este trabalho pretende ser mais um contributo na área da modelação hidrodinâmica, dando relevância a processos de natureza fortemente baroclínica. Estes processos influenciam especialmente o escoamento na embocadura, como é o caso do afloramento costeiro e as trocas de água menos densa com o interior do estuário.

6.2.3 Desafios dos modelos hidrodinâmicos nas zonas ROFI

Henrichs et al. (2000) considera que os grandes desafios que se põem aos modelos hidrodinâmicos 3D baroclínicos aplicados a meios com estas características são respectivamente:

- Os modelos de turbulência vertical, acoplados aos modelos 3D hidrodinâmicos, foram desenvolvidos e validados por comparação com medidas feitas em Oceano aberto, tendo-se centrado na camada de mistura da superfície. As zonas que se pretendem simular apresentam características muito diferentes, nomeadamente: fortes gradientes de densidade vertical e horizontal associados a velocidades intensas e forte dinamismo tanto na camada de mistura da superfície como no fundo, podendo estas sobrepor-se;
- A difusão numérica associada aos métodos numéricos utilizados para resolver a advecção de massa e quantidade de movimento tende a destruir as frentes que se geram nestas áreas;
- A hipótese hidrostática pode não ser válida para resolver as intensas velocidades verticais que se geram nas frentes.

O modelo hidrodinâmico do sistema Mohid encontra-se acoplado a um pacote de modelos denominado GOTM. O grupo responsável pelo desenvolvimento e manutenção deste pacote está ciente do problema e têm sido desenvolvidos esforços, em especial numa aplicação feita na zona de Liverpool (Simpson et al., 2002 aceite para publicação no Continental Shelf Research), para comprovar se este tipo de modelos é válido em zonas com uma forte influência de afluições de água doce. Sharples (1992 cit. Simpson, 1997) aplicou à mesma zona um modelo de hidrodinâmico 1D na vertical que tem em conta o efeito da maré integrado na coluna de água, com resultados positivos (Figura 98). O efeito da maré é contabilizado na forma de um gradiente de nível retirado de um modelo 2D de maré calibrado para a zona. Neste caso as correntes de maré são muito intensas e plataforma é muito larga o que leva a uma grande homogeneização da coluna de água. Os primeiros resultados de modelos de turbulência aplicados a zonas ROFI (*Region Of Freshwater Influence*) apesar de muito animadores, necessitam ser confirmados em aplicações 3D. Estes modelos de turbulência necessitam de ser verificados em zonas ROFI, onde existe forte estratificação vertical (Henrichs et al. 2000), sendo a zona da embocadura do estuário do Tejo uma zona com essas características. Perto do emissário da Guia (ao largo de Cascais) um ADCP, mediu velocidades à superfície da ordem dos 50 cm/s com direção SE que é oposta à das velocidades medidas 10 m abaixo, tendo estas uma intensidade da ordem dos 30 cm/s.

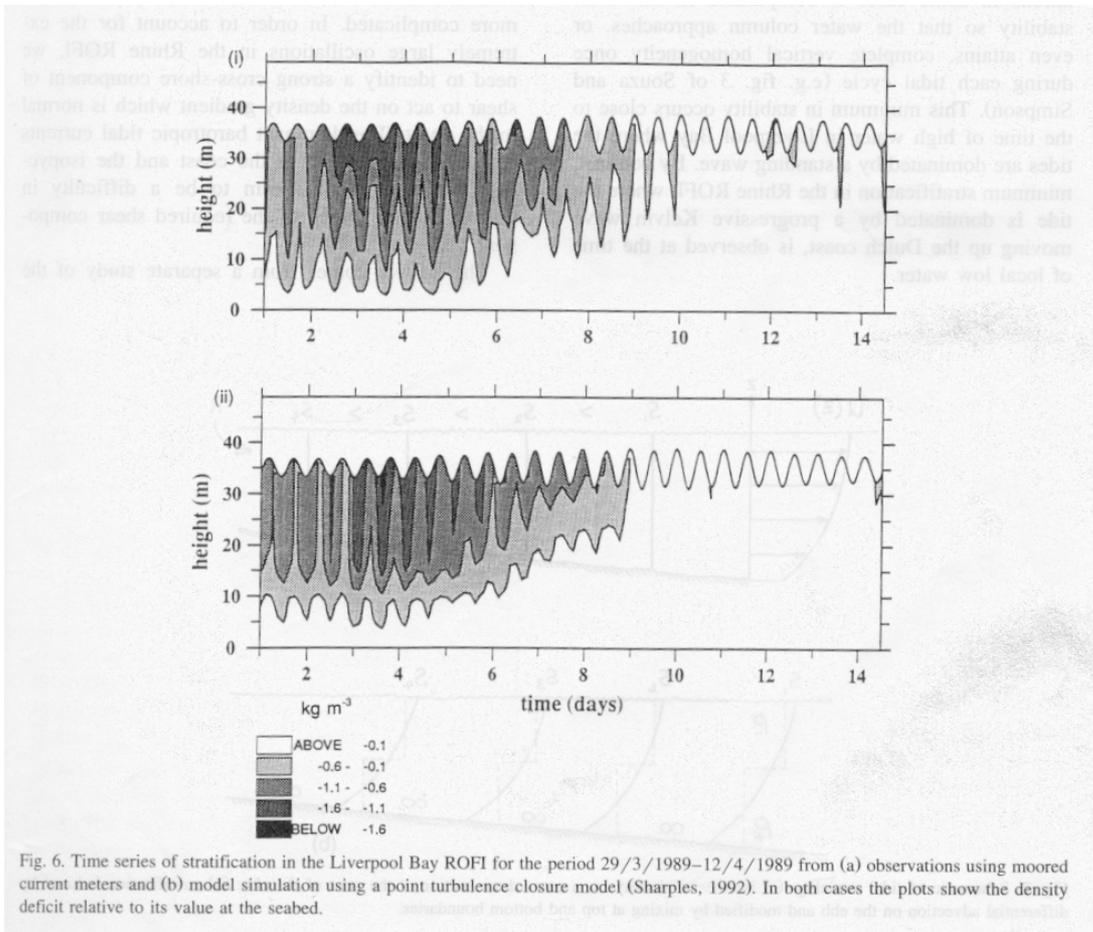


Fig. 6. Time series of stratification in the Liverpool Bay ROFI for the period 29/3/1989–12/4/1989 from (a) observations using moored current meters and (b) model simulation using a point turbulence closure model (Sharples, 1992). In both cases the plots show the density deficit relative to its value at the seabed.

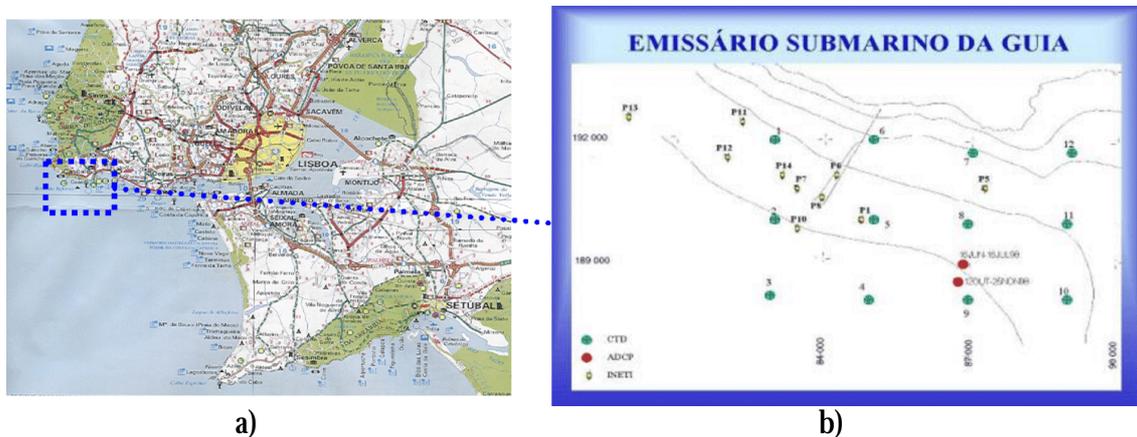
Figura 98 – Resultados de densidade i) medidos e ii) simulados (Sharples, 1992 cit. Simpson, 1997).

O problema da difusão numérica é antigo, mas existe o pensamento generalizado que aquele está associado apenas ao erro de truncatura do método numérico, utilizado para resolver o termo A ou B. A difusão numérica pode também ter origem, por exemplo, em ruído de alta frequência produzido pelas fronteiras que, ao se propagar pelo domínio, tende a destruir as frentes por advecção “oscilatória”. A experiência tem mostrado que, este tipo de difusão numérica é mais grave em domínios pouco dissipativos, como é caso do oceano aberto, onde as fronteiras abertas têm um papel fulcral. Com o objectivo de controlar este tipo de difusão numérica que, normalmente é mais grave na vertical, foi utilizada uma coordenada lagrangeana que evita a advecção “oscilatória” na vertical forçada pelo ruído e um filtro biarmónico que, tende a dissipar ondas de pequeno comprimento de onda sem interferir com os processos de larga escala. No futuro serão testados métodos numéricos de ordem superior para resolver os termos advectivos de massa e quantidade de movimento. O problema da validade da hipótese hidrostática é pertinente mas está fora do âmbito deste trabalho. No entanto, será uma área de investigação futura muito apelativa para o sistema Mohid porque,

para além de resolver os problemas associados a frentes, abre as portas para simulação 3D de ondas de vento que será, certamente, uma das áreas de investigação nos próximos anos na área da engenharia costeira.

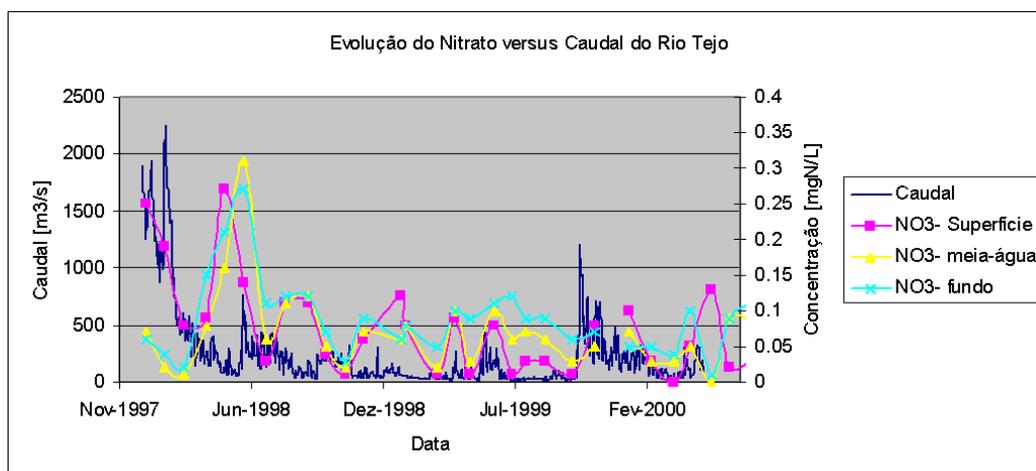
6.2.4 Futuro modelo biogeoquímico 3D

A validação da hidrodinâmica 3D da embocadura do estuário do Tejo pode ser perspectivada como um primeiro passo na implementação de um modelo biogeoquímico de alta resolução forçado por processos físicos realistas. Neste momento, o laboratório numérico Mohid tem todas as características necessárias para fazer este tipo de simulações, no entanto, as restrições impostas pela capacidade de cálculo disponível não permite avançar para uma aplicação deste tipo. No futuro serão ensaiadas algumas soluções que possibilitam aumentar a eficiência de cálculo e assim correr em tempo útil um modelo biogeoquímico. Este modelo permitirá explicar inequivocamente, a variabilidade dos parâmetros de qualidade medidos no âmbito das campanhas de monitorização do emissário da Guia (Figura 99).

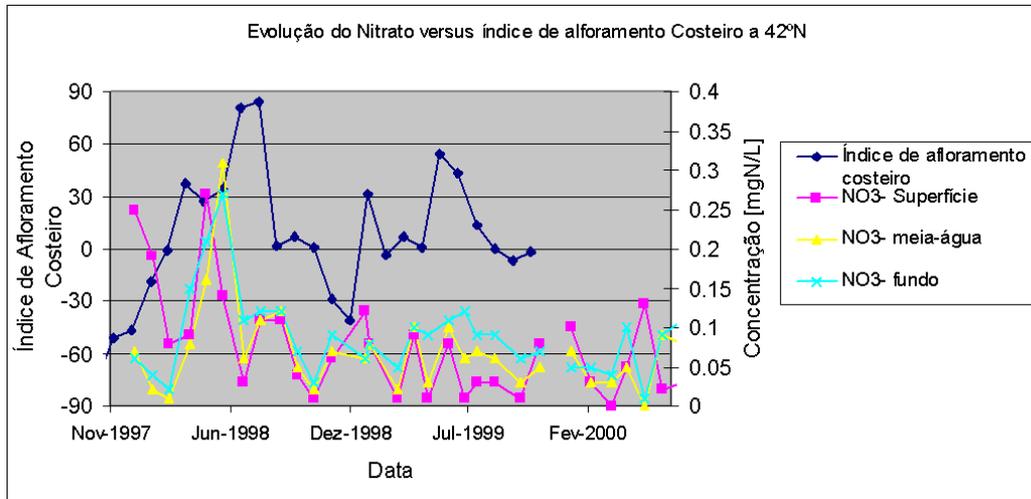


Este modelo permitirá confirmar a hipótese de que os eventos de afloramento costeiro e a afluência intensa de água doce ao estuário, são os mecanismos que dominam a variabilidade dos valores de nitrato medidos, na zona de influência directa do emissário da Guia (Figura 99a), desde o início do seu funcionamento. Esta hipótese baseia-se no facto de não existirem gradientes espaciais significativos nas medidas feitas em diversos pontos na zona do emissário e na evolução temporal dos valores de nitrato na superfície, na meia-água e no fundo que em seguida se descreve. Comparando os valores de nitrato medidos perto do emissário da Guia com o caudal do rio Tejo, para o período que vai desde Novembro de

1997 a Fevereiro de 2000, pode constatar-se que, de Dezembro de 1997 a Fevereiro de 1998 os valores de nitrato eram elevados à superfície e baixos a meia-água e no fundo (Figura 100a) e a evolução destes valores no tempo acompanha perfeitamente a evolução do caudal, que se manteve sempre acima dos 500 m³/s. Esta relação pode ser explicada pelo facto da água menos densa e rica em nutrientes, com origem no interior do estuário não se misturar na vertical com as camadas mais fundas. Em Março de 1998 esta tendência é alterada e os valores de nitrato sobem bruscamente em toda a coluna de água. Este aumento coincide com um período em que o índice de afloramento costeiro foi elevado. Este índice permite quantificar a intensidade do afloramento costeiro a partir do vento. O seu cálculo é explicado de uma forma mais detalhada mais à frente no texto. Ao longo deste período que vai desde Março de 1998 a Agosto de 1998 nota-se uma tendência para os valores de nitrato no fundo serem maiores que à superfície indiciando um processo de afloramento costeiro (Figura 100b). O inverno de 1998 é caracterizado por caudais e índices de afloramento costeiro baixos. Em Junho de 1998 os índices de afloramento voltam a ser elevados até Agosto de 1998, sendo possível observar que, durante este período, os valores de nitrato do fundo são sistematicamente superiores aos da meia-água e estes, superiores aos da superfície. Esta é uma ilustração clara do papel do afloramento costeiro sobre estas concentrações. Esta tendência só volta a ser invertida em Novembro de 1999 com o aumento brusco do caudal do rio Tejo. Este evento faz com que os valores máximo de nitrato passem a ser encontrados à superfície até Fevereiro de 1999 quando o caudal do rio Tejo volta a diminuir significativamente.



a)



b)

Figura 100 – Comparação das concentrações de nitrato medidas à superfície, meia-água e fundo numa estação de amostragem perto do emissário da Guia com a) caudal do rio Tejo, b) índice de afloramento.

6.3 Processos que condicionam a circulação na embocadura do estuário do Tejo

6.3.1 Estratificação vertical

A variabilidade das correntes na embocadura do estuário do Tejo é forçada principalmente pela maré e pelo vento. O efeito local deste último sobre a coluna de água depende da estratificação vertical, que por sua vez depende das trocas de calor e massa com a atmosfera, das afluições directas de água doce (ribeiras localizadas ao longo da Costa do Estoril e da Caparica) e da advecção de calor e sal. Este último processo é sem dúvida aquele que condiciona de uma forma mais marcante a estratificação na zona de estudo. As trocas de sal e calor mais relevantes dão-se entre a embocadura e o interior do estuário. Os eventos de afloramento costeiro que dão origem ao transporte vertical de água mais fria junto à costa, têm igualmente um papel importante no sistema. Esta água vai tomar o lugar da água superficial mais quente que, por sua vez, foi transportada para o largo. Este processo tende a atenuar a estratificação vertical junto à costa mas, por outro lado, aumenta a intensidade das frentes de densidade horizontais. Num meio receptor com estas características, a pluma tende a acentuar a sua identidade, tanto a nível dos gradientes verticais como horizontais. A embocadura do Tejo apresenta as principais características das zonas ROFI que se encontram esquematizadas na Figura 101 .

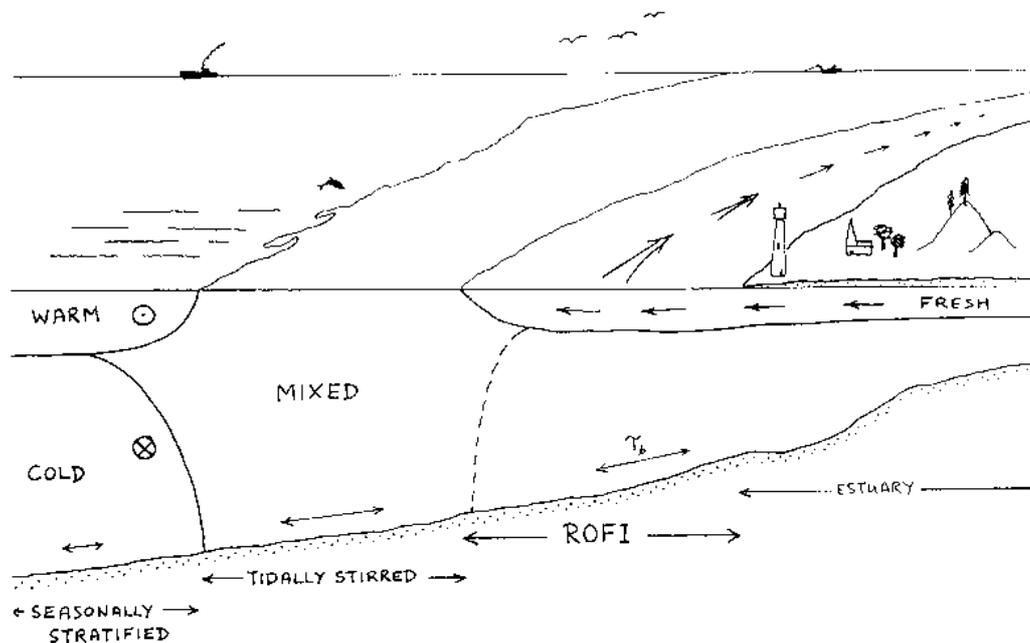


Figura 101 – Descrição dos processos característicos associados a uma zona de influência de água doce. Figura adaptada de Simpson (1997).

A figura anteriormente apresentada foi inspirada nas zonas ROFI do Mar do Norte o que faz com que existam pequenas diferenças relativamente ao estuário do Tejo, em especial nos processos de mistura vertical. Uma vez que a plataforma vertical na Costa Portuguesa é estreita, os processos de mistura vertical forçados pela maré, que tendem a homogeneizar a coluna de água, estão restringidos ao interior do estuário e à zona da embocadura de menores profundidades. No interior do estuário este processo é mais intenso nos sectores superior e médio do estuário e na zona de transição entre o sector inferior e a embocadura (Figura 102). É possível, então, dizer que a água doce que chega ao estuário sofre um processo de mistura, devido à acção da maré, que faz aumentar a sua densidade, embora para valores inferiores aos característicos de águas costeiras. Esta água é exportada do estuário sob a forma de uma pluma que é emitida directamente num meio de forte estratificação térmica. A zona de forte homogeneização vertical que, tradicionalmente separa uma zona ROFI de uma zona de estratificação térmica, no caso do estuário do Tejo, não possível ser identificada de uma forma clara. A zona que mais se assemelha a uma zona *Tidally Stirred* (Figura 101) encontra-se entre a transição do sector inferior e a embocadura, mas neste local a mistura é de tal forma intensa e localizada que a pluma tende a ser homogeneizada na vertical, mas a diminuição de densidade associada a esta mistura não é suficiente para a pluma perder a sua identidade.

Pode-se dizer que, no caso do estuário do Tejo, o ponto de emissão da pluma na costa se sobrepõe à zona homogeneizada pela maré (*Tidally Stirred*).

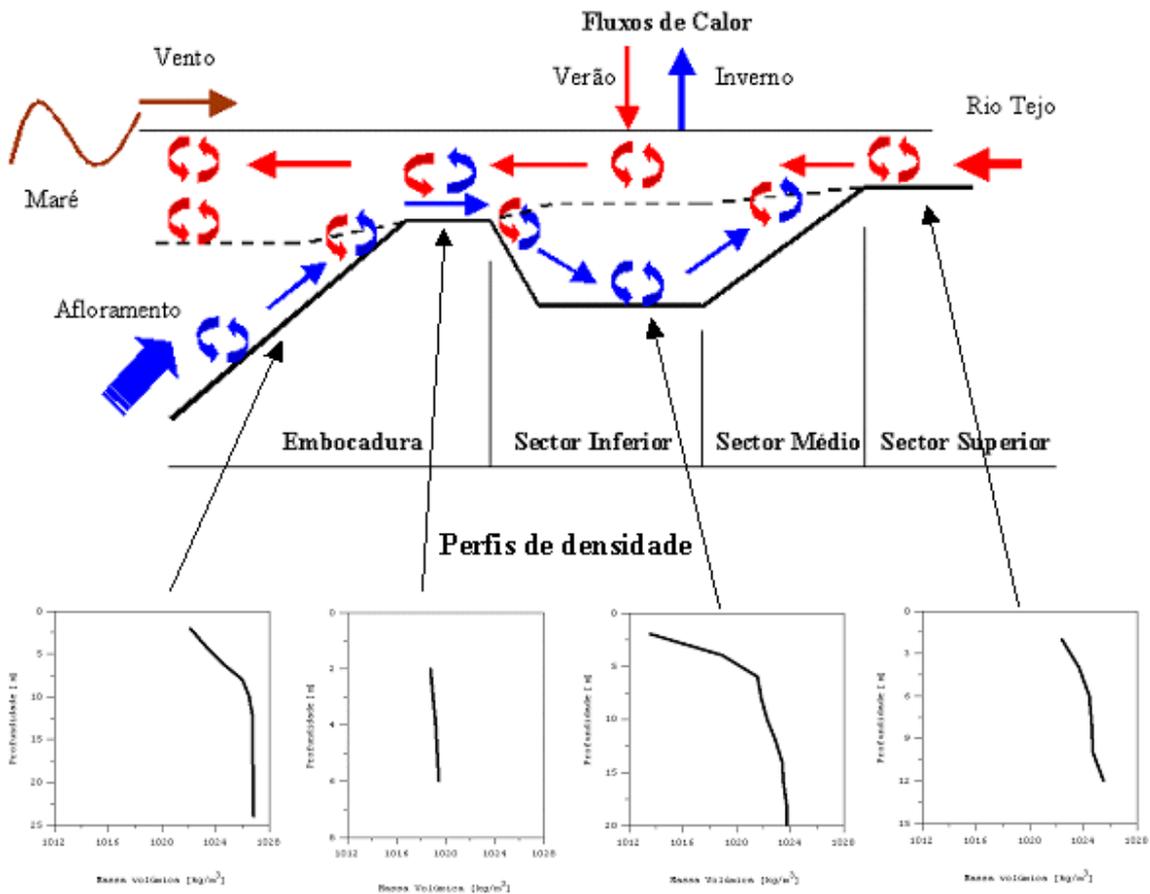


Figura 102 – Circulação residual baroclínica a azul água mais densa e a vermelho água menos densa. A nomenclatura utilizada na subdivisão da parte interior do estuário foi baseada em Portela (1996).

Após a sua emissão na embocadura a pluma sofre um processo de dispersão na vertical inicialmente forçado pela maré, e conforme se vai afastando das zonas de menores profundidades passa a ser a acção do vento o mecanismo dominante (Figura 102). A pluma na horizontal também sofre forte dispersão por acção da maré, nesta direcção a pluma do estuário do Tejo apresenta as características de uma pluma advectada à superfície (Figura 103). Yankovsky e Chapman (1997) dividem as plumas nas categorias de advectadas pelo fundo e advectadas pela superfície (Figura 103). Os resultados destes autores mostram que, de um modo geral, as plumas tendem a ser advectadas pelo fundo quando o meio receptor é pouco estratificado e/ou a descarga de água menos densa é elevada. Existem plumas que tendem a oscilar entre os dois casos dependendo da direcção do vento; a plumas tendem a ser advectadas mais à superfície em condições de afloramento costeiro e a ser advectadas

pelo fundo em condições de *downwelling* (Henrichs et al., 2000). O contacto da pluma com o fundo será tanto maior quanto menor for a inclinação do fundo. No caso do estuário do Tejo as medidas disponíveis (Garcia, 1997, campanhas de monitorização da Sanest e caracterização sinótica das plumas do Sado e Tejo feita pelo IPIMAR) mostram que a pluma é sempre advectada pela superfície. A instabilidade baroclínica é, normalmente, nomeada na literatura como sendo um processo importante na mistura da pluma, este processo tende a fazer meandrar a pluma. Este tipo de processos é de extrema importância em descargas de caudal de água doce muito elevado e que não sofram um processo de mistura muito intenso no ponto da descarga, como é o caso do exemplo esquemático apresentado por Kourafalou et al. (1996). Este tipo de descargas dão origem a frentes de densidade muito acentuadas, associadas às quais existem correntes fortes. No caso do estuário do Tejo, como o caudal não é muito elevado e a mistura no ponto de descarga é muito intensa, leva a que a corrente de natureza baroclínica associada a este tipo de plumas tenha velocidades baixas relativamente às velocidades forçadas pela maré e pelo vento local. Nestas condições qualquer instabilidade que se dê ao longo das correntes forçadas pela frente de densidade da pluma é prontamente dissipada pelo “ruído de fundo” imposto pela maré e pelo vento.

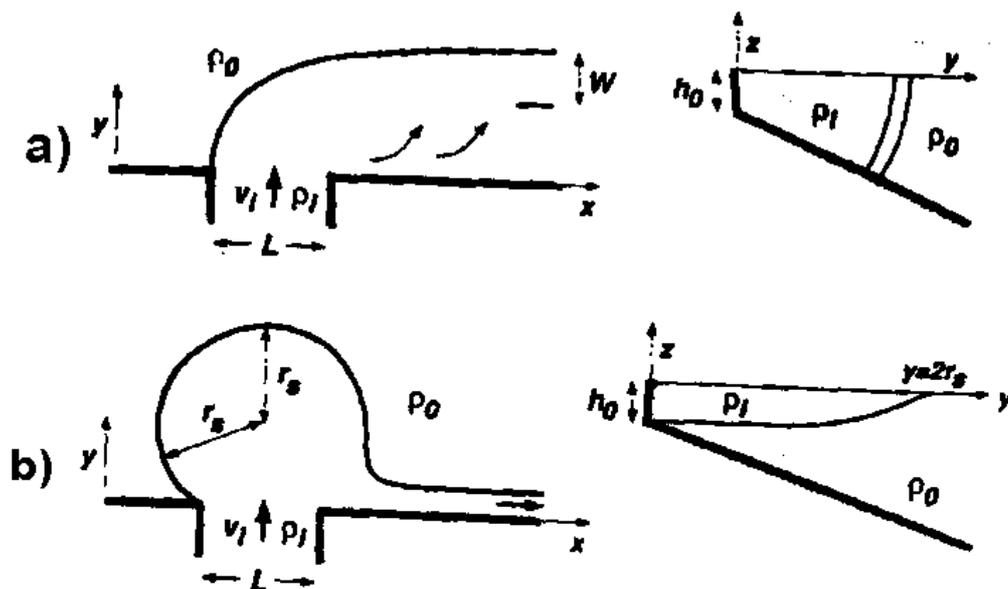


Figura 103 – Esquema apresentado por Yankovsky e Chapman (1997). Plumias advectadas a) pelo fundo b) pela superfície.

O rio Tejo é a principal fonte de estratificação vertical tendo o caudal que chega ao estuário origem na precipitação ocorrida na bacia a montante. Esta bacia tem 81000 km² e o caudal médio é da ordem dos 350 m³/s, tendo sido registado em situações extremas caudais instantâneos de 15000 m³/s. A variabilidade do caudal depende da variabilidade da precipitação na bacia hidrográfica, da capacidade de armazenamento e da gestão das albufeiras. O regime de precipitação é do tipo torrencial estando os períodos de pluviosidade mais intensa concentrados no Outono e no Inverno. A capacidade de armazenamento é da ordem do caudal total escoado pelo rio Tejo ao longo de um ano médio e o consumo agrícola e urbano é cerca 20% desta capacidade. Outros factores importantes são a ocupação do solo e as características geológicas do meio por onde a água tende a percolar depois de se infiltrar no solo.

6.3.2 Maré

A maré é sem dúvida o principal mecanismo forçador da mistura horizontal da pluma do estuário do Tejo na zona da embocadura. Em estuários dominados pela maré, esta dá um carácter pulsante à pluma de material dissolvido e particulado exportado, nestas condições em situações de vazante a pluma apresenta uma configuração semelhante a de um “cogumelo”. Este efeito pode ser observado na pluma do estuário do Tejo (Figura 104).



Figura 104 – Fotografia tirada de um vaivém espacial que mostra de uma forma clara a pluma de sedimentos do estuário do Tejo.

Plumas com estas características são apresentadas em diversos trabalhos na literatura. Hidromod (1998a) simulou o transporte de traçadores no estuário do Tejo admitindo uma hidrodinâmica 2D forçada apenas pela maré. Os resultados (Figura 105) mostram a formação de uma pluma de material com origem no interior do estuário com um formato semelhante

ao observado (Figura 104). Estas simulações 2D enquadraram-se num estudo que tinha por objectivo estudar os tempos de residência em diferentes áreas do estuário. Kapolnai et al. (1996) apresenta resultados semelhantes num estudo que visa aprofundar a circulação 3D associada à embocadura de um estuário esquemático onde as correntes são dominadas pela maré e onde existe uma descarga de água doce com um caudal de 100 m³/s.

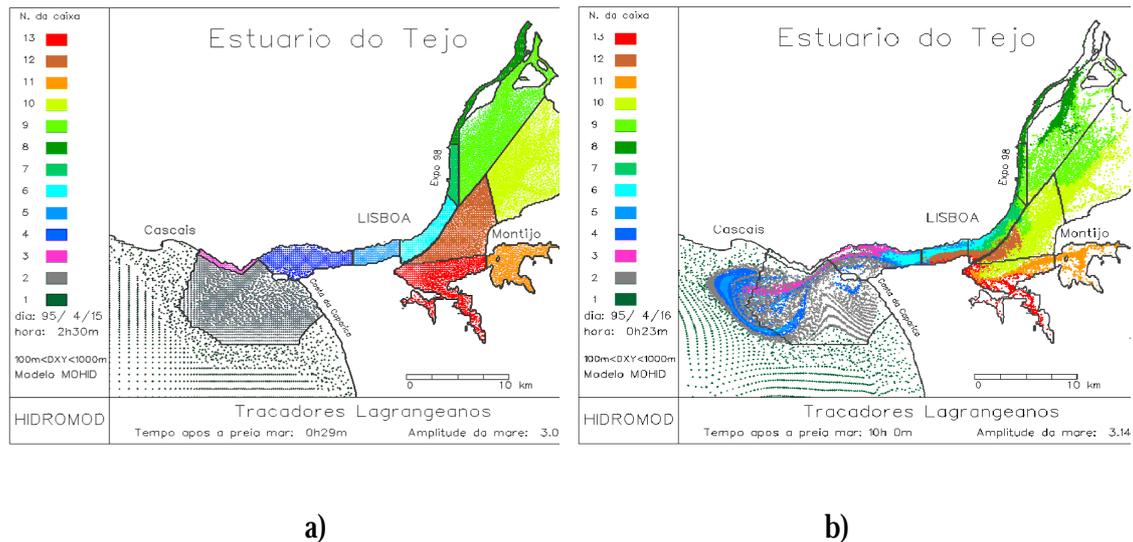


Figura 105 – a) posição inicial das partículas, b) posição das partículas ao fim de 2 ciclos de maré.

6.3.2.1 Propagação da maré

A variabilidade induzida pela maré na superfície do mar ao longo das costas de todo mundo está bem quantificada. No entanto, só recentemente foi possível medir o efeito das marés em todo o oceano profundo a partir de satélites. A primeira tentativa de implementar um modelo global de maré foi levada a cabo por Schwiderski (1980). No entanto, este modelo apenas tinha por base a informação de marégrafos faltando-lhe informação para validar o modelo em oceano aberto. Quando os dados de altimetria obtidos via satélite se tornaram disponíveis deu-se um explosão de novos modelos dos enumerando-se de seguida alguns dos primeiros: CSR3.0, RSC94, TPXO.2, DW95.1, KAN95, FES95.2, ORI95 e SR95.

Os modelos globais de maré apresentam um grau elevado de precisão para quase todas as regiões do mundo em especial as de grande profundidade. Todavia, estes não têm a precisão necessária para caracterizar correctamente as correntes de maré em algumas zonas de pequenas profundidades onde os processos não-lineares são importantes como é caso do Mar Amarelo situado entre a China e a Coreia (Lefèvre et al., 2000). Nestes casos é necessário correr modelos regionais cujas fronteiras abertas se definem em zonas onde os termos não-

lineares não são importantes, como é o caso das zonas de grande profundidade. Os marégrafos estão normalmente localizados em zonas costeiras, ou seja, em zonas de pequena profundidade e os marégrafos de profundidade são muito escassos, por esta razão o recurso a modelos globais de maré é uma excelente alternativa, uma vez que estes disponibilizam uma solução de qualidade para a maior parte da superfície oceânica.

Os fluxos de energia da maré 2D têm como fontes o trabalho realizado pelas forças astronómicas e como poço o atrito no fundo. A primeira fonte é mais importante onde as massas de água são maiores (zonas de grande profundidade) e a segunda nas zonas de pequena profundidade onde as velocidades são maiores. A Figura 106 mostra, claramente, que o Atlântico Nordeste é uma zona de forte dissipação, em especial as Costas Atlânticas Francesa e Britânica, onde a plataforma é mais larga.

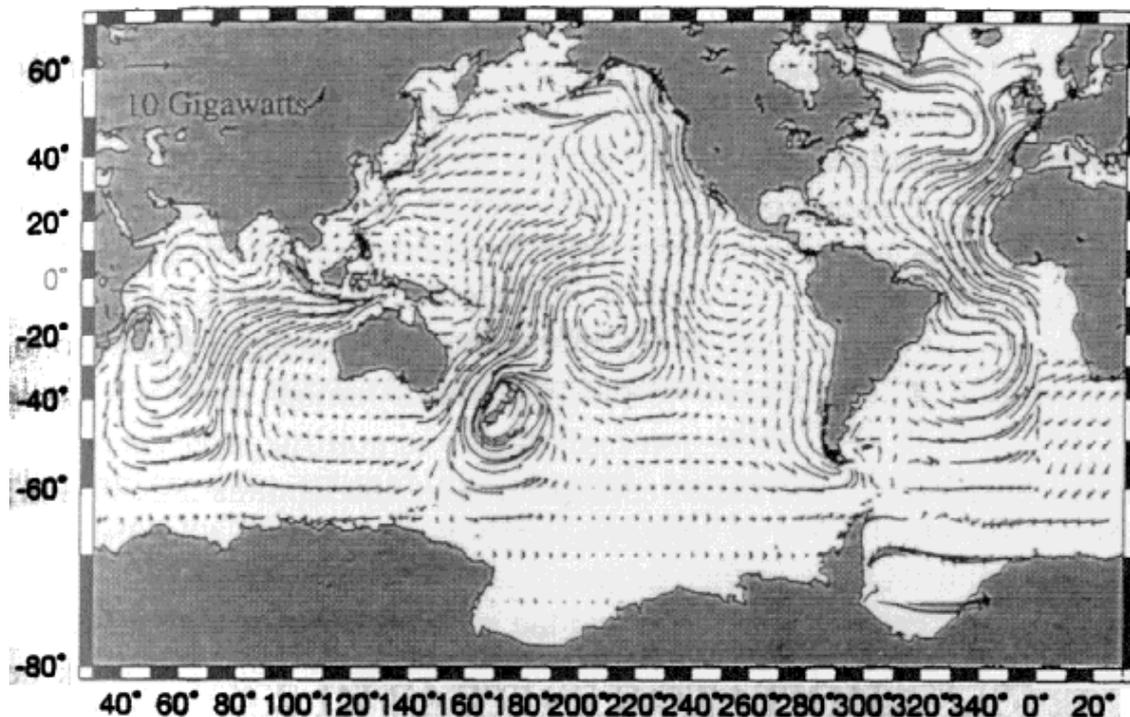


Figura 106 – Fluxos de energia da maré em células quadradas de 2° para a componente M₂ (Kantha, 2000).

Tendo por base a solução global do modelo FES95.2 para a componente M₂ (dominante na Costa Portuguesa), pode dizer-se que a maré na Costa Portuguesa propaga-se paralelamente à costa e com uma direcção de Sul para Norte (Figura 107). A sua amplitude é máxima junto à costa e tende a decrescer para o largo.

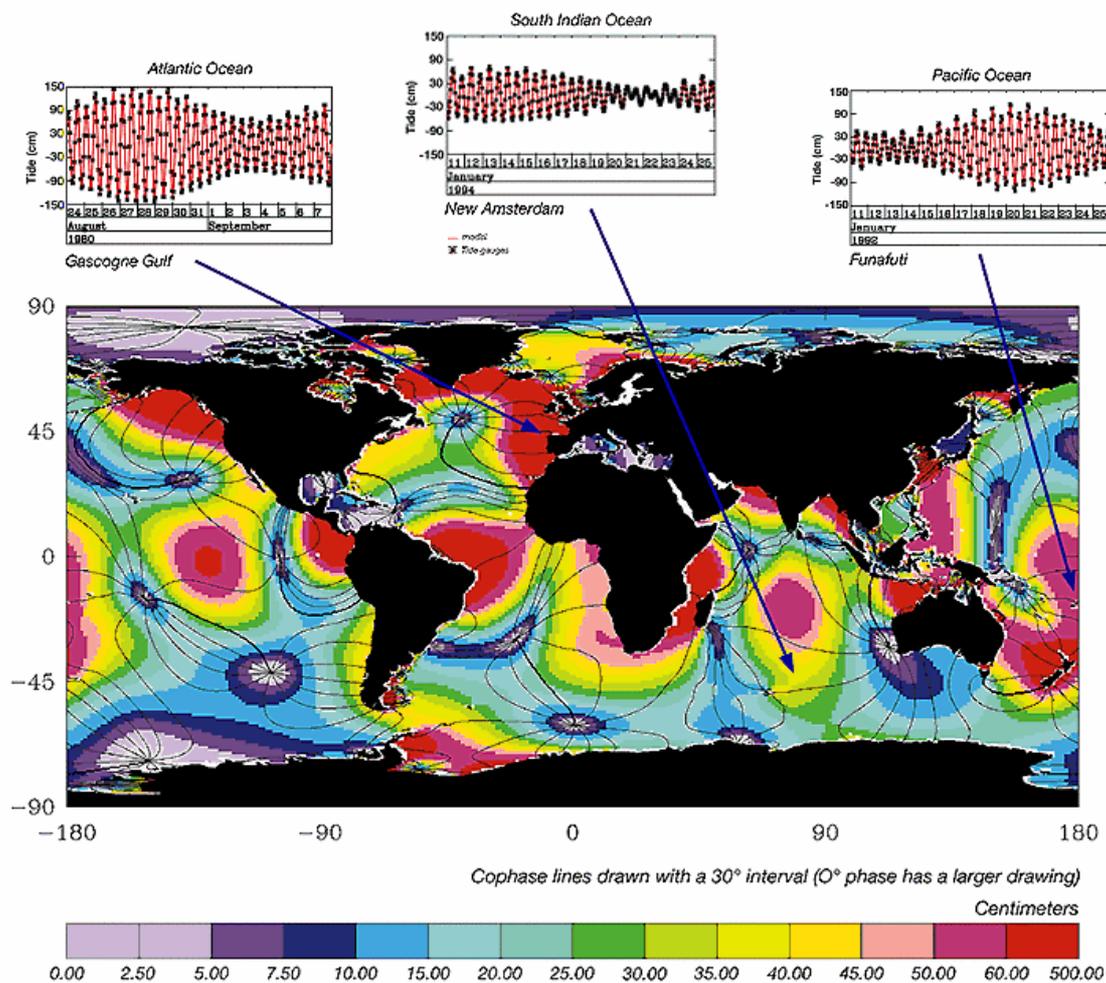
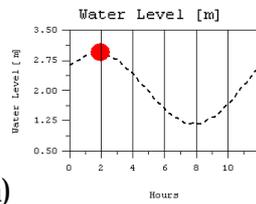
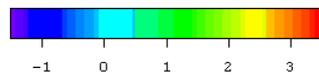
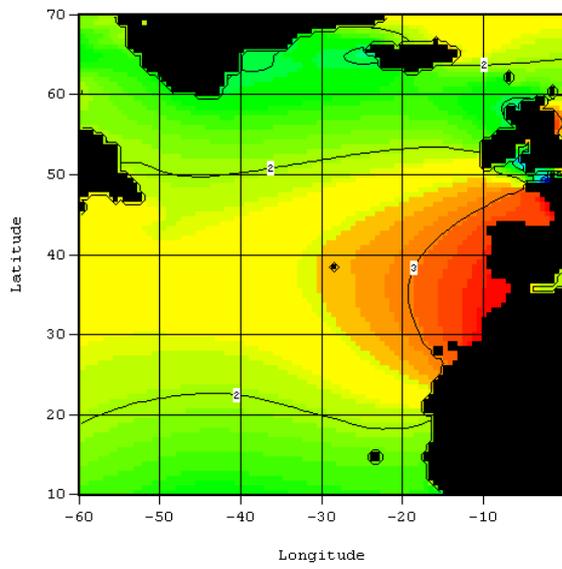
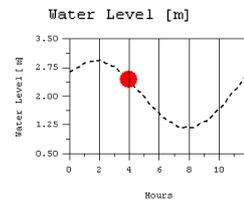
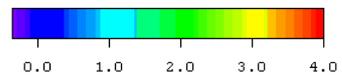
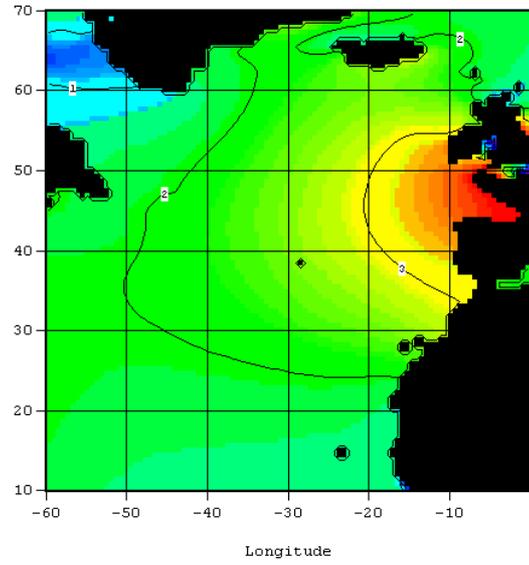


Figura 107 – Amplitudes e fases da componente de maré lunar M2 obtidas com o modelo global FES95.2. Este modelo prevê o nível de maré em oceano aberto com um erro aproximado de 3 cm. As cores estão representadas as amplitudes e as linhas representam isolinhas de fase com um intervalo de 30° (Le Provost et al., 1998)

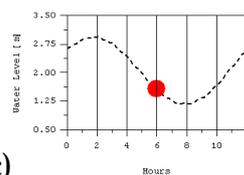
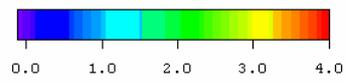
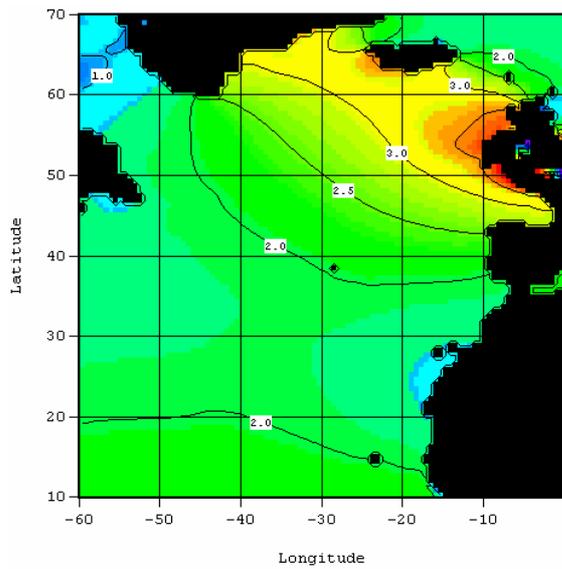
A Figura 108 mostra também uma solução do modelo FES95.2 mas, neste caso, o resultado apresentado é o nível reconstituído a partir das 23 componentes harmónicas disponibilizadas pelo modelo global. Neste caso admitiu-se um nível médio de 0 metros. Este resultado mostra bem como a onda de maré progride ao longo da Costa Norte Africana e da Costa Oeste da Europa durante um ciclo de maré.



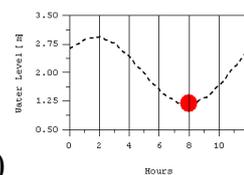
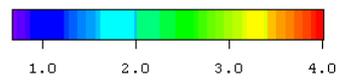
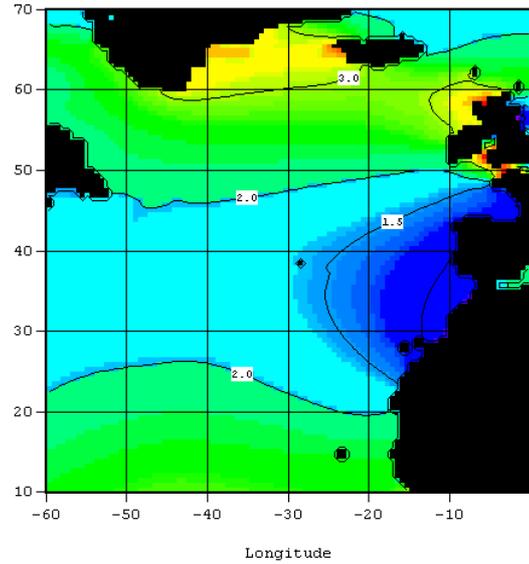
a)



b)



c)



d)

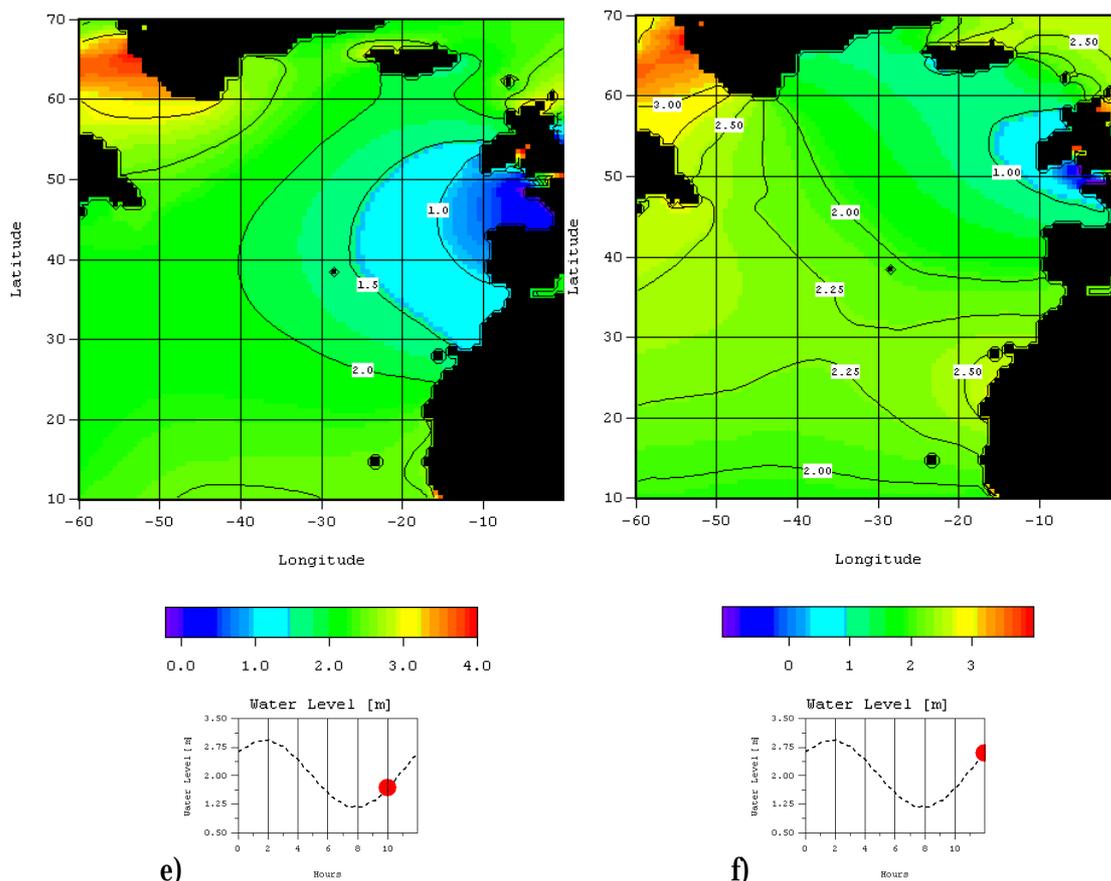


Figura 108 – Níveis induzidos pela maré no Atlântico Norte durante uma situação de maré viva: a) 0 h b) 2 h c) 4 h d) 6 h e) 8 h f) 10 h depois da preia-mar em Cascais.

Em zonas de grandes profundidades a maré propaga-se na forma de uma onda de Kelvin, ou seja, o gradiente de nível é equilibrado pela força de coriolis. Em áreas pouco profundas, como é o caso da embocadura e o interior do estuário do Tejo, o gradiente de nível forçado pelas forças astronómicas (maré) é equilibrado principalmente pela força de atrito podendo o termo advectivo, em especial em zonas de estrangulamento, ser também importante. A interacção da onda maré com a topografia de zonas pouco profundas (< 30 m) tende a distorcer esta por continuidade e por acção dos termos não-lineares (atrito e advecção de quantidade de movimento). A celeridade da onda de maré é proporcional à raiz quadrada da profundidade, o que quer dizer que a crista desta propaga-se mais rapidamente que a cava. Este efeito não é perceptível em zonas profundas, mas em áreas em que as profundidades sejam da ordem de grandeza da amplitude da onda de maré este efeito introduz uma distorção na onda, que reduz o período de enchente tendo como consequência a intensificação das velocidades durante este período. O termo advectivo tem o mesmo efeito

quando as velocidades do escoamento são da ordem de grandeza da celeridade da onda de maré. Neste caso, na enchente a celeridade da onda é intensificada e sofre o efeito contrário na vazante. O efeito do atrito sobre a velocidade do escoamento é inversamente proporcional à altura da coluna de água, o quer dizer que a crista da onda de maré sofre menos o efeito do atrito que a cava. A distorção provocada por estes três efeitos sobre a componente semi-diurna M_2 da maré origina uma componente harmónica de nome M_4 que tem metade do período da M_2 .

Os efeitos não-lineares anteriormente descritos foram analisados apenas para a componente de maré M_2 , mas o mesmo raciocínio pode ser aplicado à componente S_2 para se obter a componente S_4 que tem também um período que é metade da componente S_2 . No entanto, caso se analise o efeito dos termos não-lineares anteriormente enumerados sobre uma onda que resultasse da soma das componentes M_2 e S_2 , então, para além da componente S_4 e M_4 , surgiria a componente MS_4 . Os termos não-lineares fazem com que as correntes associadas à soma de duas ondas sejam diferentes da soma das correntes resultantes de cada onda em separado.

As componentes que resultam da distorção de uma componente em zonas pouco profundas são conhecidas em inglês por *overtides* e em francês por *ondes supérieures*. As componentes que resultam da interacção não-linear entre duas componentes designam-se em inglês por *compound tides* e em francês por *ondes composées*.

Marégrafos	Cascais	Trafaria	Terreiro do Paço	Alcochete
Diurnas	O1 = 5.9 K1 = 6.7	O1 = 6.2 K1 = 6.5	O1 = 6.2 K1 = 6.6	O1 = 6.6 K1 = 6.9
Semi-Diurnas	M2 = 98 S2 = 35	M2 = 105 S2 = 36	M2 = 116 S2 = 40	M2 = 127 S2 = 44
Pequenas profundidades	M4 = 1 MS4 = 0.8	M4 = 3.8 MS4 = 2.4	M4 = 8.1 MS4 = 4.7	M4 = 6.9 MS4 = 3.6

Tabela 8 – Algumas das componentes de maré obtidas em diferentes pontos do estuário do Tejo.

Da análise da Tabela 8 pode concluir-se que existe um aumento da amplitude das componentes características das pequenas profundidades conforme se vai andando para o interior do estuário. Esta tendência mostra bem a importância dos termos não lineares dentro do estuário. Os valores de amplitude destas componentes (M_4 e MS_4) tendem a ser maiores frente ao Terreiro do Paço do que em Alcochete, a razão desta diferença deve-se ao facto de no primeiro ponto as velocidades serem muito superiores. As componentes diurnas (K_1 e

O1) e semi-diurnas (M2 e S2) são as mais importantes no estuário do Tejo. Estas tendem a sofrer uma amplificação visto que estas ondas ao perderem celeridade por acção do fundo têm que aumentar de amplitude para manterem a sua energia. Outra característica do estuário do Tejo (Portela 1996) é ter períodos de enchente mais longos que os de vazante. Este processo é devido às extensas zonas intertidais que tendem a dificultar a enchente. O jacto de vazante já não enfrenta esta resistência na embocadura.

6.3.2.2 Transporte Horizontal

Os termos não-lineares anteriormente descritos são importantes no interior do estuário mas também o são na embocadura. O atrito é importante até aproximadamente à batimétrica dos 20 m depois as profundidades caem rapidamente para valores da ordem dos 100 m. Em termos de intensidade de dissipação destaca-se o areal do Bugio e os baixios da Golada onde se verificam altas velocidades associadas a pequenas profundidades. Esta zona devido às suas características hidrodinâmicas e à agitação marítima apresenta um morfologia bastante instável. O termo advectivo é de extrema importância na situação de vazante quando se desenvolve um jacto muito intenso, que no ponto de máximas velocidades pode atingir velocidades da ordem dos 2 m/s.

Considere-se um estuário simplificado, com uma linha de costa a direito sem força de coriolis e forçado apenas pela maré. O escoamento residual deste estuário simplificado na sua embocadura terá as características apresentadas na Figura 109. As principais características desta circulação são duas recirculações: uma do lado direito do jacto de saída, com rotação horária e outro do lado esquerdo com sentido anti-horário. Esta circulação residual é muito semelhante à injeção de um jacto para um meio em repouso. Na enchente o escoamento na embocadura dá-se de uma forma semelhante ao escoamento potencial e na vazante o escoamento dá-se sob a forma de um jacto. A circulação média ao fim dum ciclo de maré apresenta velocidades ao longo do eixo do canal no sentido do mar e do lado esquerdo e direito do jacto no sentido da costa.

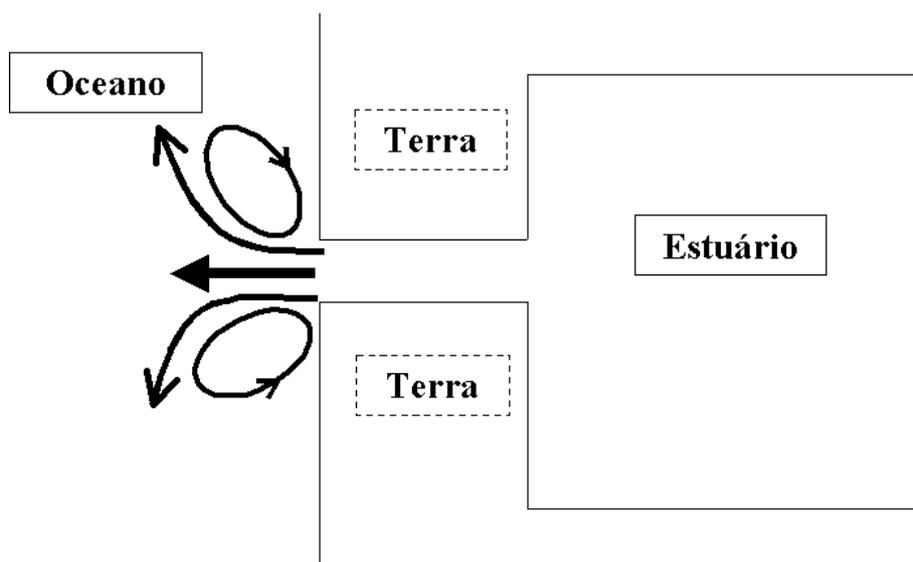


Figura 109 – Circulação residual na embocadura de um estuário esquemático forçada pela maré num caso em que a força de coriolis é nula.

No entanto, este caso é apenas um caso teórico que pode servir, como uma primeira aproximação, para a compreensão da circulação residual real na embocadura de um estuário. Numa análise mais realista do problema é necessário ter em conta a força de coriolis. O principal efeito desta força sobre a circulação residual consiste na deflexão do jacto de saída residual para a direita (caso o estuário se encontre no hemisfério norte), uma intensificação da recirculação horária e um enfraquecimento da recirculação anti-horária (Figura 110). Kapolnai et al (1996) aplicou um modelo 3D baroclínico a um estuário esquemático semelhante ao já descrito forçado pela maré. No interior deste estuário esquemático é feita uma descarga de água doce. O gradiente de densidade oceano/estuário que se desenvolve tem tendência a intensificar o efeito da força de coriolis, uma vez que a estratificação tende a concentrar na vertical o jacto de saída e conseqüentemente a aumentar a velocidade do jacto de vazante. Este padrão esquemático é extremamente semelhante ao descrito por Alves (1983 cit. Portela 1996) para a embocadura do estuário do Tejo. Este autor apresenta uma análise de 33 correntómetros ao longo de um ciclo de maré na embocadura do estuário, o padrão que esta análise revela é: velocidades altas ao longo do canal de saída na direcção do mar na ordem dos 30 cm; uma recirculação horária intensa localizada entre a baía de Cascais e o forte de S. Julião, com velocidades perto do Forte na ordem dos 20 cm/s e uma recirculação anti-horária, menos intensa, de maior raio situada a sul do jacto de saída e que tem velocidades máximas de 5 cm. O ângulo entre o eixo do jacto de vazante e a Costa do Estoril é menor que o ângulo que o mesmo eixo faz com a Costa da Caparica, o que

intensifica a assimetria entre as duas recirculações. A direcção com que o jacto de vazante sai relativamente à linha de costa tende a restringir ainda mais a recirculação Norte.

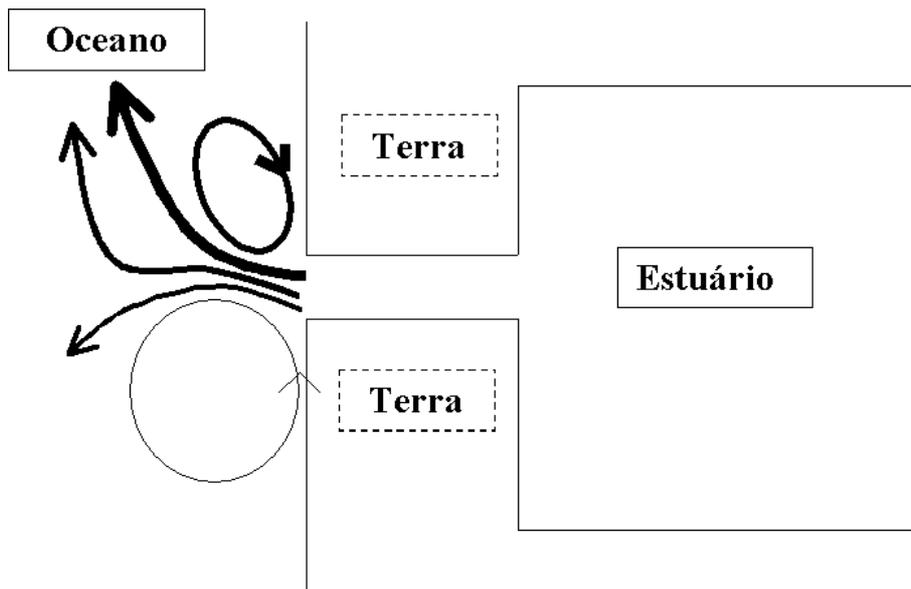


Figura 110 – Circulação residual na embocadura de um estuário esquemático forçada pela maré num caso em que se considera a força de coriolis e a emissão de água doce dentro do estuário.

A Figura 111 mostra a circulação residual obtida com o modelo hidrodinâmico do sistema Mohid e verifica-se que o modelo reproduz o padrão observado. No entanto, existem algumas diferenças ao nível do módulo da velocidade. Os resultados obtidos por Alves, (1983 cit. Portela) são baseados apenas num ciclo de maré, o que não constitui a metodologia mais correcta, uma vez que pequenos erros no período de integração dão origem a grandes erros na velocidade residual. Integrar ao longo de vários ciclos de maré minimiza este erro. Alguns correntómetros têm velocidades residuais superiores a 50 cm em zonas em que a velocidade máxima instantânea observada é da mesma ordem de grandeza. As velocidades obtidas pelo modelo são sensivelmente metade das obtidas por este autor nas zonas de maiores velocidades. Na zona da Guia/cascais e ao longo da Costa da Caparica são sensivelmente iguais na ordem dos 5 cm/s.

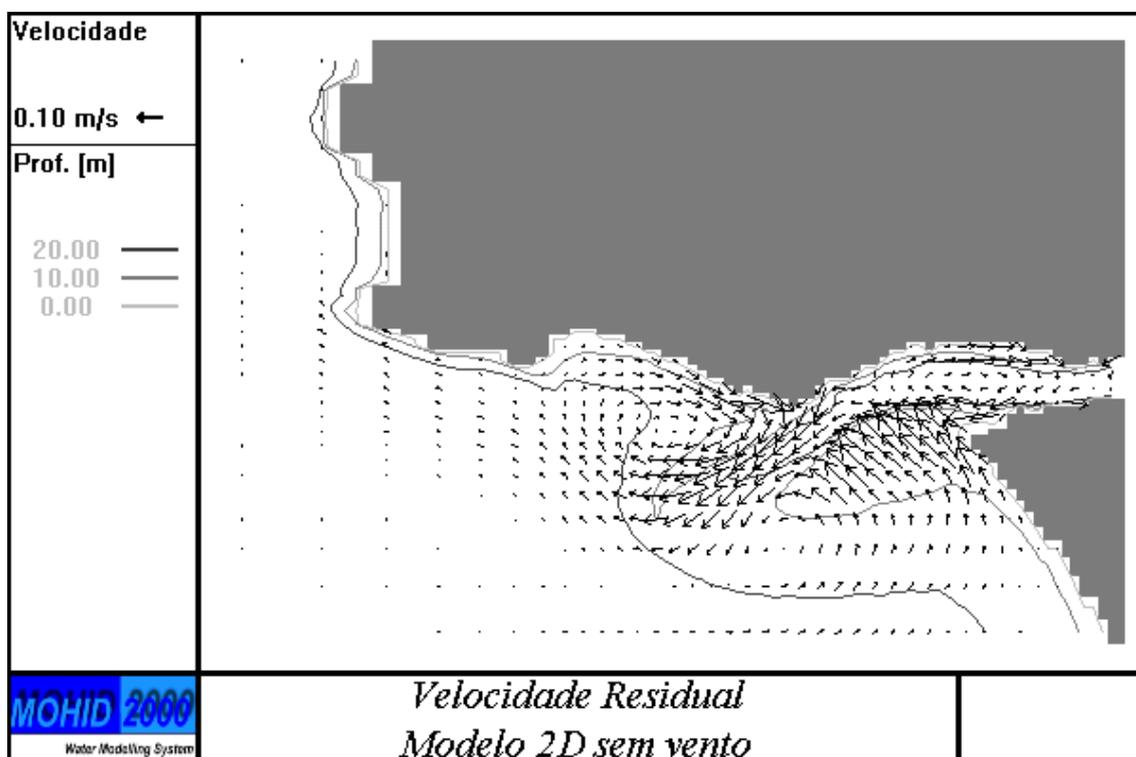


Figura 111 – Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo obtida com o modelo hidrodinâmico do sistema Mohid.

6.3.2.3 Mistura vertical

Um dos maiores desafios dos modelos globais de maré é a quantificação do papel das marés internas na dissipação da energia associada às marés. A transferência de energia da maré barotrópica para a maré baroclínica por interação com a topografia incrementa os gradientes de velocidade e consequentemente aumenta a dissipação. As marés internas geradas que se propagam na direcção do oceano aberto tendem a transportar e consequentemente a dissipar a energia da maré longe do ponto onde foram geradas. Kantha e Tierney (1997 cit. Kantha e Clayson, 2000) estimam que a energia da maré baroclínica global seja aproximadamente 9×10^{16} J, ou seja, 15% da energia da maré barotrópica. Os mesmos autores estimam que a energia da maré dissipada através de processos de formação e dissipação de marés baroclínicas seja 15% (6×10^{11} W) do trabalho realizado pelas forças astronómicas por unidade de tempo sobre o Oceano ($\sim 4 \times 10^{12}$ W).

No futuro, modelos globais 3D baroclínicos poderão ser utilizados para quantificar o papel das marés internas na dissipação da energia da maré. Este é sem dúvida o caminho que os grupos de investigação que calculam soluções globais de maré estão a procurar seguir. Todavia, problemas como as diferenças de duas ordens de grandeza entre as escalas espaciais

da maré barotrópica e baroclínica levam a crer que um modelo deste tipo não será possível de implementar, num futuro próximo, mesmo recorrendo a supercomputadores. Caso se pretenda simular apenas o efeito do primeiro modo baroclínico, cuja celeridade é da ordem de 1 m/s, o modelo terá que ter um passo espacial capaz de simular ondas com 40 km de comprimento de onda para simular apenas as componentes semi-diurnas. Com vinte pontos de cálculo é possível simular a propagação de uma onda, desta forma seria necessário um modelo global 3D com um passo de 2 km o que se antevê uma tarefa difícil. A solução FES2000 apresentada por Lefèvre et al. (2000) é já um forte sinal de que o próximo passo serão os modelos de maré globais 3D.

A embocadura do estuário do Tejo está ladeada por acidentes topográficos extremamente abruptos a Sul pelo canhão de Lisboa e a Norte pelo promontório submarino do Tejo (*Tagus plateau*). Associado a este último, em especial ao seu lado Sul tanto o modelo aplicado por Sauvaget et al. (2000) como o sistema Mohid aplicado neste trabalho apresentam velocidades muito intensas devidas à maré. Inclusive este último modelo apresenta uma circulação residual anti-ciclónica com velocidades da ordem dos 10 cm/s na parte Sul do promontório submarino do Tejo indiciando uma forte influência dos termos não lineares numa zona que tem mais de 100 metros de profundidade (Figura 112). A Norte do promontório submarino e a Sul do Canhão da Nazaré é possível observar também um recirculação anti-ciclónica mas de menor intensidade.

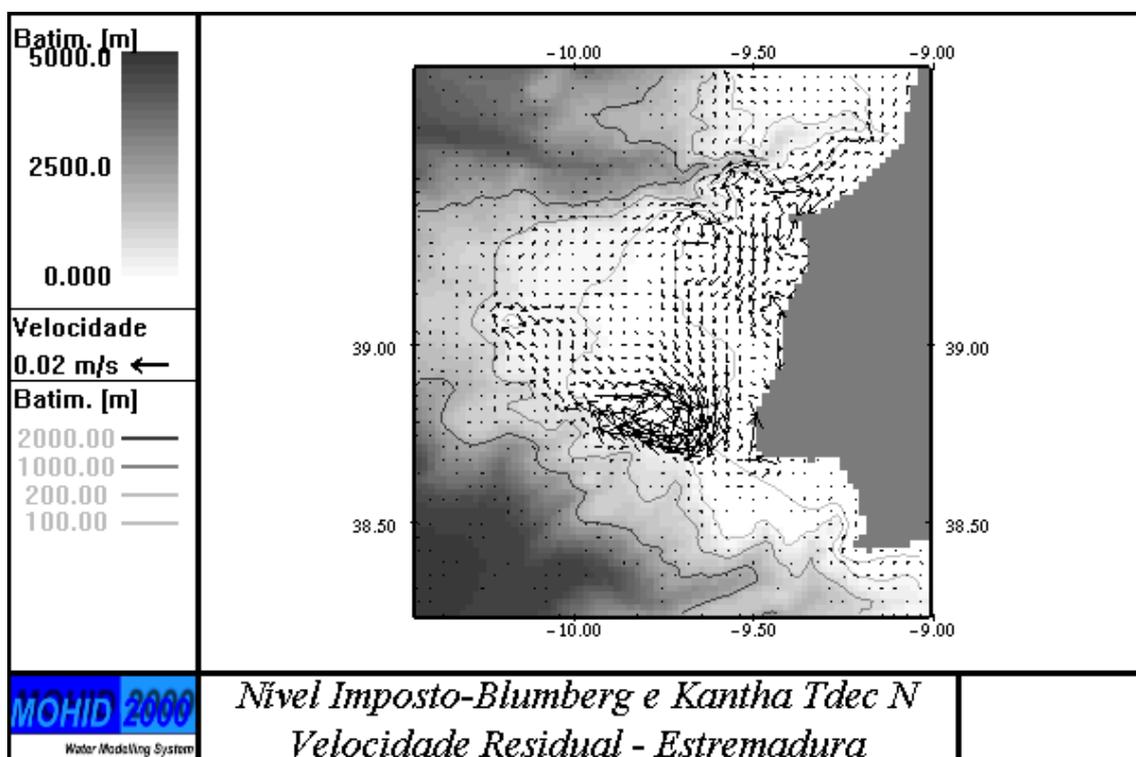


Figura 112 – Circulação residual forçada pela maré ao longo da costa da Estremadura.

Tanto o canhão de Lisboa como o promontório submarino do Tejo constituem zonas de forte geração de marés internas, em especial este último, visto tratar-se duma extensa área onde as profundidades passam rapidamente dos 100 m para os 2 000 m. As correntes de maré barotrópica ao acompanharem o fundo nesta zona tendem na enchente, a trazer água fria para as camadas superficiais e o oposto ocorrendo na vazante. Este mecanismo cria gradientes horizontais de densidade que são tanto mais intensos quanto mais inclinado for o fundo. Estas perturbações no campo de densidade dão origem às marés internas. Como foi dito anteriormente a geração de marés internas aumenta a energia cinética e consequentemente a mistura vertical. O modelo hidrodinâmico do sistema Mohid nestas zonas apresenta forte oscilação das isopícnicas e consequente mistura vertical.

6.3.3 Vento

A circulação atmosférica nas latitudes médias da costa Atlântica da Europa Ocidental é governada por um centro de altas pressões, centrado próximo dos Açores e um centro de baixas pressões, centrado a cerca de 60°N perto da Islândia. Entre estes dois centros os ventos predominantes são de Oeste/Sudoeste, mais intensos de Inverno, mais fracos e irregulares de Verão. A posição destes dois centros não é fixa: no Inverno o anticiclone dos

Açores move-se para Sudeste. Os ventos na Costa Portuguesa são influenciados principalmente pela posição do anticilione dos Açores, a posição deste no Inverno tende a dar origem a ventos de Oeste fracos. No verão o centro de altas pressões dos Açores move-se para Norte até cerca de 45°N e na península ibérica desenvolve-se uma depressão térmica. O efeito conjunto destes dois centros dá origem a ventos de Norte intensos, responsáveis pelo afloramento costeiro. Estes ventos são intensificados ao final da tarde (Nortada) em resultado do aquecimento registado no continente. Esta descrição tentou descrever de uma forma breve os processos de larga escala que condicionam o regime de ventos na nossa costa. Uma descrição mais pormenorizada pode ser encontrada em Coelho (2002).

À escala da embocadura do Tejo a interação com a topografia pode dar origem a gradientes de vento importantes. Quando o vento sopra do quadrante N/NW o efeito de amortecimento por parte da topografia (serra de Sintra) pode aumentar o rotacional do vento na zona da embocadura. Resultados preliminares, não publicados, de um modelo meteorológico de pequena escala de nome Alladin aplicado à Costa Portuguesa mostra este efeito. Muchow (2000) estuda o efeito de um processo semelhante sobre a circulação na zona de Point Conception situado na Costa Californiana. Este local encontra-se também numa zona abrigada de ventos com direcção NW/N. Este autor com base em medidas feitas a partir de um avião numa situação de vento NW (favorável ao afloramento costeiro) identificou valores positivos de rotacional do vento (Figura 113). Este padrão de ventos tende a intensificar o afloramento costeiro. A correlação entre o campo de ventos medido e correntes não é demonstrada claramente devido à sobreposição de efeitos que ocorrem neste local e ao carácter variável do vento. Em teoria o rotacional do vento neste caso deveria induzir uma circulação anti-horária no escoamento.

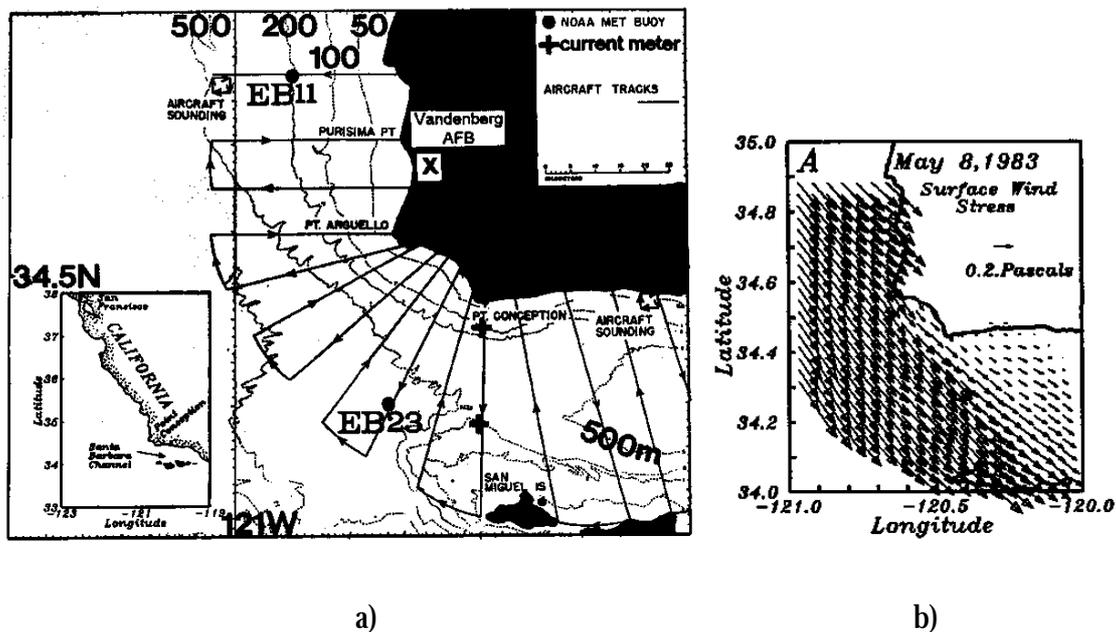


Figura 113 – a) Localização da área de estudo b) Tensões de corte medidas por detecção remota a partir de um avião em 8 de Maio de 1983 (Munchow,2000).

6.3.4 Afloramento costeiro

O afloramento é o processo de origem costeira que influencia de uma forma muito significativa não só os processos físicos na embocadura do estuário do Tejo como os próprios processos biogeoquímicos. Por esta razão é necessário aprofundar um pouco mais este mecanismo. O afloramento costeiro resulta basicamente da acção do vento ao longo de uma linha de costa. Caso o vento sopra, tendo à sua esquerda (direita) a costa no hemisfério Norte (Sul) este tem tendência a arrastar a água superficial junto à costa para o largo (Figura 114). Por continuidade a água de fundo junto à costa tende a tomar o lugar da água superficial que foi arrastada. Este transporte aproximadamente perpendicular à direcção do vento pode parecer um pouco estranho para quem esteja habituado a pensar nas leis de Newton aplicadas a escalas pequenas (ex: estuários).

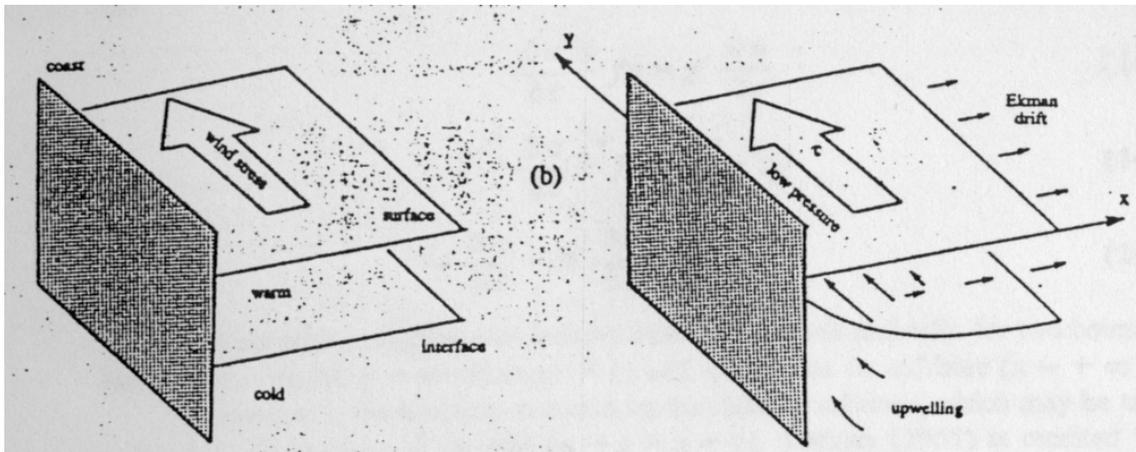


Figura 114 – Esquema simplificado do afloramento costeiro.
 Figura adaptada de Cushman-Roisin(1994).

6.3.4.1 Transporte de Ekman

A força de coriolis nas pequenas escalas está normalmente mascarada devido ao papel de forças como o atrito, mas nas grandes escalas esta força tem um papel fundamental. Se considerarmos um vento a actuar sobre um meio infinito na horizontal no hemisfério Norte com densidade e difusão vertical constantes e desprezando a aceleração local as equações da conservação da quantidade de movimento ficam reduzidas à equação (73), sendo a tensão de corte do vento a condição de fronteira do termo difusivo. O caudal médio (transporte de Ekman) na coluna de água resultante da integração desta equação na vertical tem uma direcção que faz um angulo de 90° com direcção do vento.

$$-fv = k \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \wedge fu = k \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (73)$$

O modelo anteriormente apresentado da deriva de Ekman parte do princípio de que a coluna de água é uniforme e infinita, que não existem restrições por parte da impulsão à difusão vertical de quantidade de movimento, que a linha de costa é uma linha recta e ainda que o vento é uniforme. Ao longo da costa existe uma forte estratificação sazonal que é mais intensa no Verão, sendo as profundidades na zona do afloramento da ordem dos 100 m; a linha de costa, tal como o fundo, é extremamente irregular e o campo de ventos é variável no tempo e no espaço. A frente de densidade do afloramento costeiro tende a ser desviada da sua posição de equilíbrio (pressão barotrópica = pressão baroclínica) por acção do vento variável e da topografia irregular. Estes desvios dão origem a um processo oscilatório que tende a meandrizar toda a frente bem como as correntes associadas a esta.

6.3.4.2 Filamentos

Um dos processos mais espectaculares associados ao afloramento costeiro é a formação de filamentos, que consistem em línguas de água fria aflorada que se estendem para o mar largo várias centenas de quilómetros (Figura 115). Tipicamente estas estruturas são mais longas na direcção perpendicular à costa do que na direcção paralela à costa apresentado na primeira uma dimensão da ordem dos 100 km e na segunda da ordem dos 30 km, associadas a estas línguas de água fria estão fortes correntes da ordem de 1 m/s direccionadas para o mar largo. Existem três teorias possíveis para explicar a formação dos filamentos (Haynes, 1993):

1. Turbulência Geostrófica: vórtices associados às correntes de larga escala - como é o caso da corrente da vertente - podem interagir com a frente de afloramento costeiro. Neste caso os filamentos não são mais que uma consequência visível dessa interacção;
2. Instabilidade dinâmica: instabilidades baroclínicas inerentes às correntes associadas ao afloramento costeiro. Estudos de modelação mostram claramente como este mecanismo pode dar origem a filamentos na Costa Portuguesa (Røed e Shi, 1999).
3. Forçamento costeiro: processos costeiros associados com variações no campo de ventos e/ou irregularidades na linha de costa (ex: Cabo de São Vicente) podem originar a formação de filamentos. Estas irregularidades, tanto no campo de ventos como na topografia, podem gerar fortes correntes direccionadas para o largo que, por sua vez, dão origem a filamentos.

O mais provável é que não seja um mecanismo o responsável pela formação dos filamentos mas sim a acção conjunta dos três.

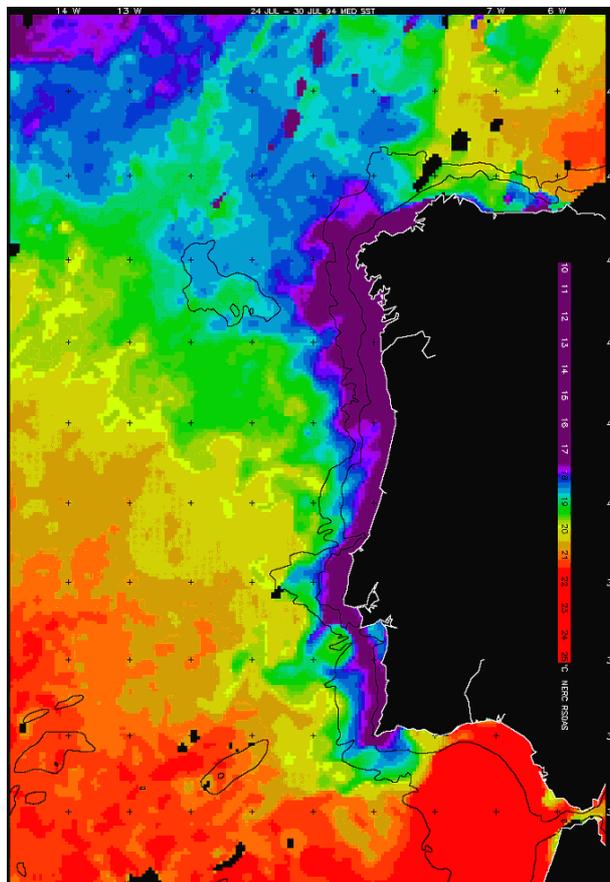


Figura 115 – Distribuição da temperatura da superfície do mar. Composição de imagens de satélite obtidas entre 24 e 30 de Julho de 1994 pelo sensor AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) instalado a bordo do satélite NOAA.

6.3.4.3 Índice de afloramento

A imagem de satélite da temperatura superficial do mar apresentada na Figura 115, corresponde a um período de Verão (24-30 de Julho) caracterizado por um forte afloramento costeiro. Uma forma de medir a intensidade do afloramento costeiro é calculando o caudal específico associado ao transporte de Ekman perpendicular à costa. A este valor é dado o nome de índice de afloramento. A Figura 116 mostra a evolução do índice de afloramento em metros cúbicos por segundo por 100 metros de costa a 42 ° N ao longo do ano de 1994 e pode-se ver que para o período da imagem de satélite, anteriormente referida (Figura 115), o índice de afloramento é alto (> 40).

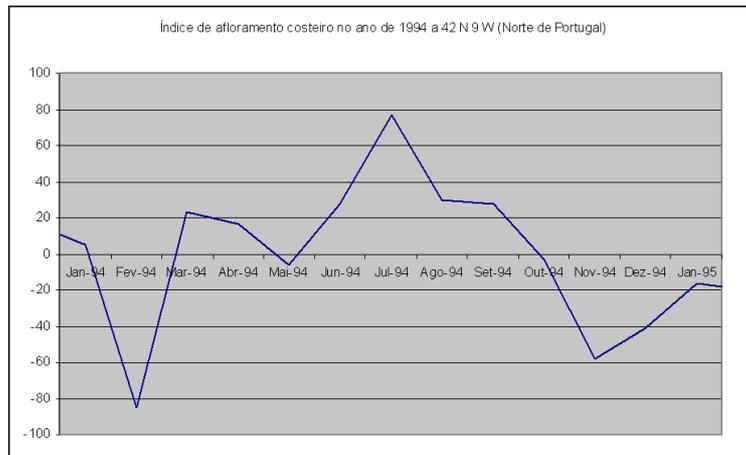


Figura 116 – Evolução do índice de afloramento ao longo do ano de 1994 à latitude de 42° N. As unidades do índice de afloramento são m³/s/ 100 metros de costa.

Imagens de temperatura superficial obtidas para a zona de 42°N da costa para os períodos de 15-21 Maio (Figura 117a) e de 10-16 Julho (Figura 117b) de 1994 mostram que no primeiro as temperaturas são mais elevadas e os gradientes menos acentuados que no segundo. O índice de afloramento no primeiro período foi próximo de zero enquanto o segundo período corresponde ao pico do afloramento com um índice de 80 (Figura 116).

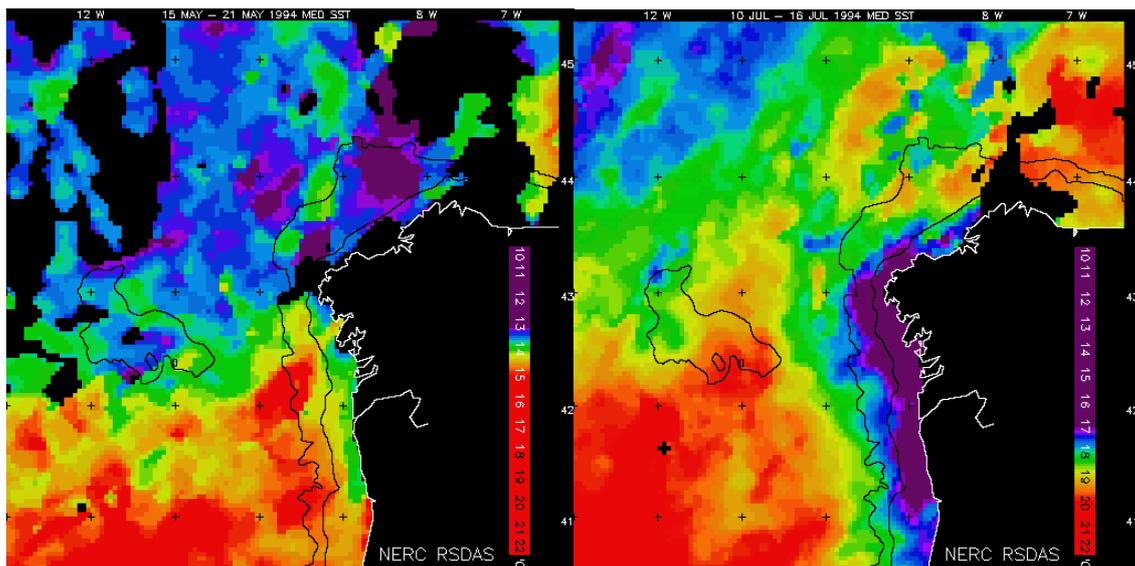


Figura 117 – Distribuição da temperatura da superfície do mar. Composição de imagens de satélite obtidas entre a) 15 e 21 de Maio b) 10 e 16 de Julho de 1994 pelo sensor AVHRR (*Advanced Very High Resolution Radiometer*) instalado a bordo do satélite NOAA.

6.3.5 Agitação costeira

A agitação costeira é outro processo associado ao vento muito importante tanto em termos físicos como em termos biogeoquímicos. A agitação costeira promove a mistura vertical da coluna, em especial nas zonas menos profundas. Associado a estas ondas existe um forte transporte sedimentar que pode, em pontos como os baixios da golada, promover alterações significativas na batimetria que, por sua vez, altera localmente o padrão das correntes.

6.3.5.1 Interação ondas de vento com a maré

Outro processo pouco estudado na embocadura do estuário do Tejo é a interação das ondas de vento com as correntes de maré. Apesar de serem ondas com dimensões muito distintas podem influenciar-se mutuamente. A onda de vento tem períodos na ordem dos segundos e comprimentos de ondas na ordem da dezena de metros, tendo a maré períodos na ordem das horas e um comprimento de onda na ordem dos milhares de quilómetros. A maré modifica as ondas de vento devido à variação de profundidade que introduz no escoamento. Em zonas de velocidades elevadas forçadas pela maré a onda de vento também sofre alterações significativas ao nível da amplitude e da direcção por acção do termo advectivo. As ondas de vento têm uma influência menos sobre a maré mas localmente em zonas de rebentação podem influenciar o padrão de correntes.

A interação das ondas de vento com a maré está mal estudada na embocadura do estuário do Tejo, sendo no entanto previsível nas zonas em que as correntes de maré sejam mais intensas que se verifiquem alterações ao nível da difracção e empolamento das ondas (Hidromod, 1996). Esta interação poderá introduzir algumas variações nas correntes mas de carácter local. Nas zona de rebentação como as praias da Costa da Caparica, baixios da Golada e praias da Costa do Estoril poder-se-á assistir a uma interação mais visível entre as correntes devidas à maré e as correntes forçadas pela rebentação das ondas. Esta interação será tanto mais forte quanto maiores forem os índices de agitação. A agitação marítima influencia também a circulação forçada por acção directa do vento, porque perturba a rugosidade da superfície livre e consequentemente a transferência de quantidade de movimento para a coluna de água.

6.3.5.2 Transporte de sedimentos

As velocidades orbitais junto ao fundo, forçadas pelas ondas de vento, tendem a manter a matéria particulada em suspensão e disponível para ser advectada. Este processo é certamente responsável pelo facto de na embocadura do estuário do Tejo, até

aproximadamente 50 m de profundidade, os sedimentos de fundo serem principalmente areias (Figura 96). Durante as situações de tempestade, grande parte do material fino que sedimentou, no período antecedente, terá tendência a ser remobilizado e a ser transportado para zonas de grande profundidade onde o efeito das ondas não é sentido. Com base em dados de agitação medidos na Figueira da Foz e em Sines é possível concluir que em 80% do tempo é de esperar a existência de agitação com altura significativa superior a 1.5 metros e que a probabilidade de ocorrência de estados de mar com altura significativa superior a 5.5 metros é da ordem de 1%, o que significa que em média este tipo de agitação ocorre 3 dias por ano. As ondas de 5.5 m de altura significativa induzem velocidades a 20 cm do fundo da ordem de 1 m/s enquanto as ondas de 1.5 metros induzem velocidades da ordem de 20 cm/s à mesma distância do fundo. Atendendo a que na zona do difusor em 80% do tempo a altura é igual ou superior a 1.5m e que as velocidades induzidas pela maré são da ordem dos 10 a 20 cm/s, pode-se afirmar que na zona do difusor a velocidade instantânea é normalmente superior a 30 cm/s. Assim, normalmente não existem condições de sedimentação de materiais finos na zona do difusor.

6.3.6 Circulação de larga escala

A Costa Portuguesa é caracterizada por um complexo sistema de correntes oceânicas descrito de uma forma aprofundada em Coelho (2002). A corrente que poderá interagir de uma forma directa com a circulação da embocadura é a corrente da vertente. Os resultados apresentados por este autor permitem concluir que a corrente da vertente é contínua desde o Cabo de São Vicente até ao Cabo Finisterra. A corrente estende-se desde a superfície até cerca de 1000 m de profundidade e concentra-se sobre a vertente continental (Figura 118). Sobre a plataforma o escoamento depende muito do forçamento atmosférico sendo predominante para Sul em época de afloramento (vento de Norte/Noreste) e para Norte durante o resto do tempo (Figura 118— setas a verde).

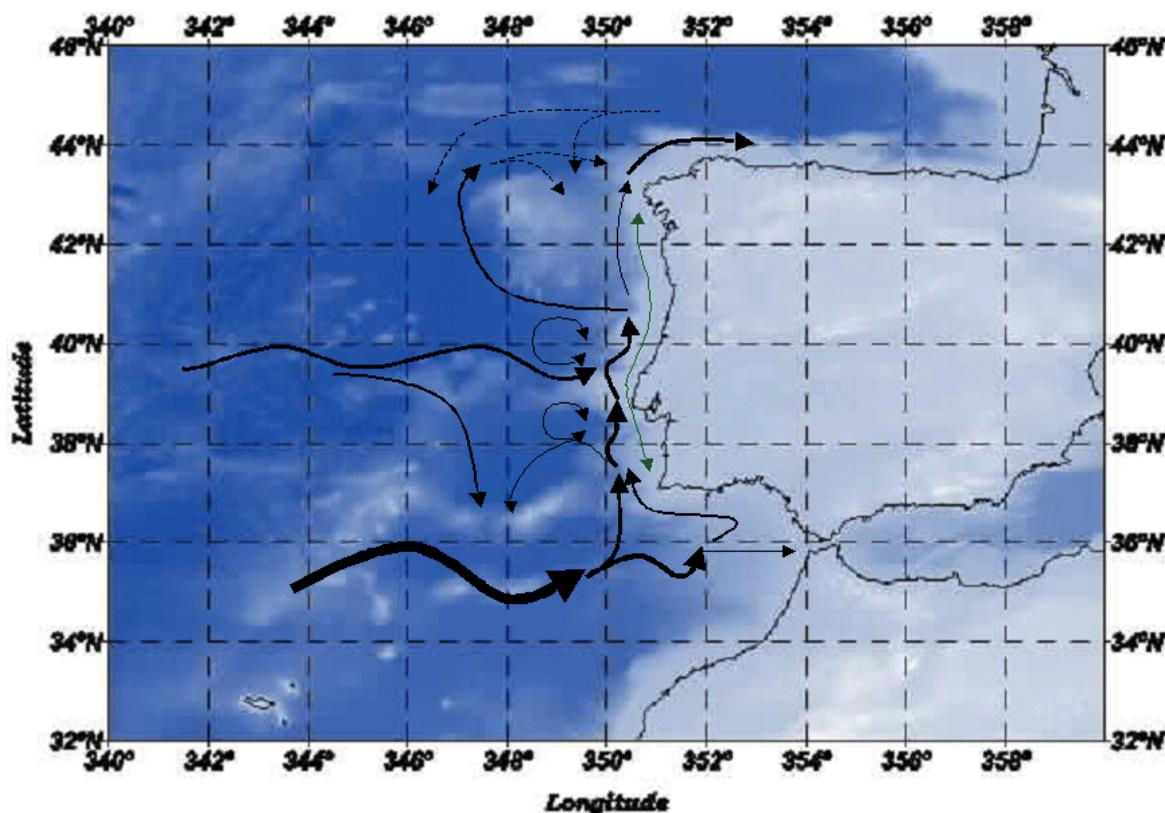


Figura 118 – Características da circulação ao largo da costa Portuguesa (Coelho, 2002).

6.4 Aplicação do sistema Mohid

Com base no modelo hidrodinâmico do sistema Mohid pretende-se dar continuidade temporal e espacial à informação discreta recolhida *in situ* e analisada no anexo VI intitulado “Informação de Base Disponível - Embocadura do Estuário do Tejo”. Esta informação será utilizada para validar o modelo. O processo de validação será composto por duas fases: uma em que se pretende validar a propagação da maré barotrópica na Costa Portuguesa e no interior do estuário; na segunda fase o modelo será forçado de forma a reproduzir as características tridimensionais do escoamento na embocadura. Nesta fase, o modelo será validado em duas situações de características quase antagónicas. A primeira situação é caracterizada por uma forte afluência de água doce e vento fraco com uma direcção favorável ao *downwelling* (Janeiro de 1997). Na segunda o vento é forte e tem uma direcção favorável a eventos de afloramento costeiro, sendo as afluências de água doce pouco intensas (Julho de 1998). A validação deste modelo hidrodinâmico pretende lançar as bases de um modelo biogeoquímico que, permita testar hipóteses e ajudar à compreensão dos mecanismos que condicionam a qualidade da água na embocadura do estuário do Tejo.

6.4.1 Condições de fronteira

Da análise das medidas disponíveis foi possível concluir que o vento local e a maré são os principais mecanismos responsáveis pela variabilidade das correntes na zona da embocadura. O primeiro será imposto sob a forma de uma tensão de corte à superfície enquanto que a maré será imposta sob a forma de um nível na condição de fronteira aberta. A evolução da densidade depende das trocas com a atmosfera, das descargas de água doce com origem terrestre e de escoamentos verticais ao longo da costa (ex: afloramento costeiro). Apenas os dois primeiros mecanismos serão impostos na condição fronteira, o terceiro será simulado explicitamente pelo modelo.

As trocas de calor pela superfície da água são influenciadas por cinco processos distintos: a radiação solar (*solar shortwave radiation*), a radiação atmosférica (*atmospheric longwave radiation*), a radiação infravermelha da água (*water longwave radiation*), o calor sensível (*sensible heat flux*) e o calor latente (*latent heat flux*). No sistema Mohid o fluxo total do calor imposto à superfície é obtido pela soma dos quatro últimos processos acima referidos, enquanto que o primeiro é imposto sob a forma de uma fonte de calor. A radiação solar ao penetrar na coluna de água não é imediatamente transformada em calor. A absorção da radiação solar pela coluna de água é normalmente parametrizada por uma lei estabelecida por Kraus (1972) onde existe uma dependência exponencial da profundidade. Os fluxos de calor são especialmente importantes para simular o processo de aquecimento mais rápido que o interior do estuário sofre relativamente à embocadura (profundidades maiores). O gradiente de calor que se estabelece permite identificar a pluma na embocadura não só através da salinidade mas também a partir da temperatura. No entanto, mesmo nesta situação a estratificação da coluna de água é principalmente devida à salinidade sendo o efeito da temperatura menor. Durante o Verão na zona do emissário da Guia as diferenças de salinidade entre a pluma do estuário e o meio envolvente são da ordem de 1 a 2 psu, enquanto as diferenças de temperatura são da ordem de 2 graus. O rio Tejo foi imposto numa célula a montante do estuário do Tejo na forma de um termo de fonte de água com uma salinidade zero e temperatura igual à medida em Santarém.

Os processos que necessitam ser considerados nas condições de fronteira do modelo hidrodinâmico da embocadura do estuário estão esquematizados na Figura 119. A maré tem duas facetas que necessitam ser consideradas, por um lado, força correntes costeiras e, por outro, condiciona as trocas com o interior do estuário. Estas trocas dependem também da afluência de água doce ao interior do estuário e das suas propriedades (ex: temperatura do

rio). Outro aspecto importante são as trocas de calor entre a atmosfera e o interior do estuário. O vento, por um lado, força também correntes costeiras cuja fronteira aberta do modelo têm que ter em conta e, por outro, o vento local força a mistura vertical da coluna de água. O efeito do vento tem que ser considerado na fronteira aberta e na superfície. A circulação de larga escala pode também influenciar não somente a variabilidade das correntes na embocadura mas também o seu valor residual nas zonas de maior profundidade.

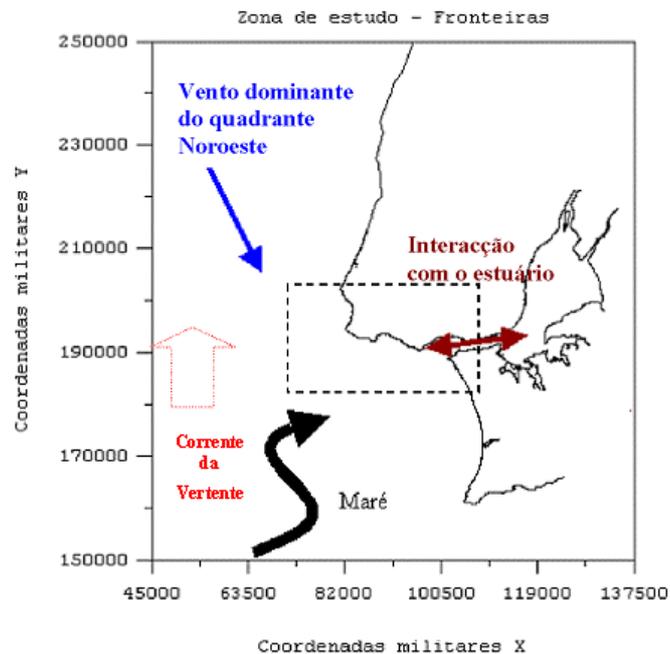
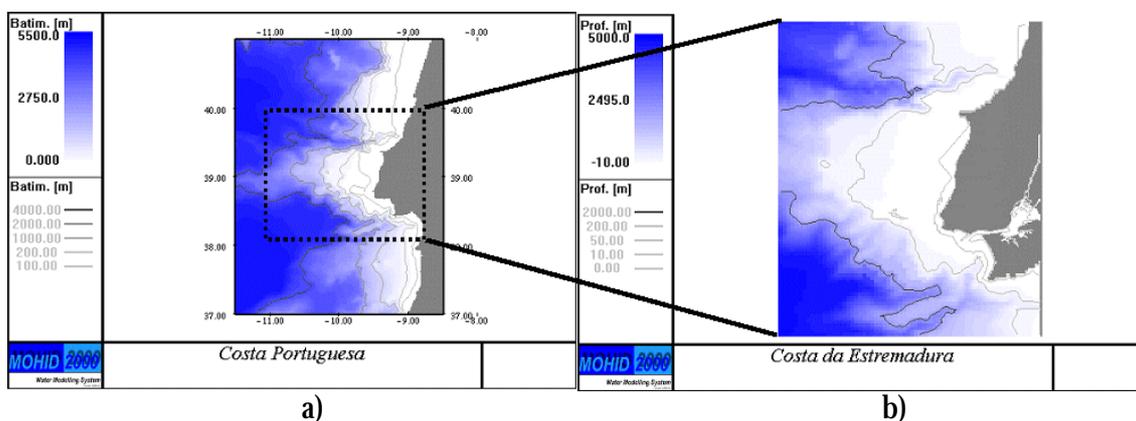


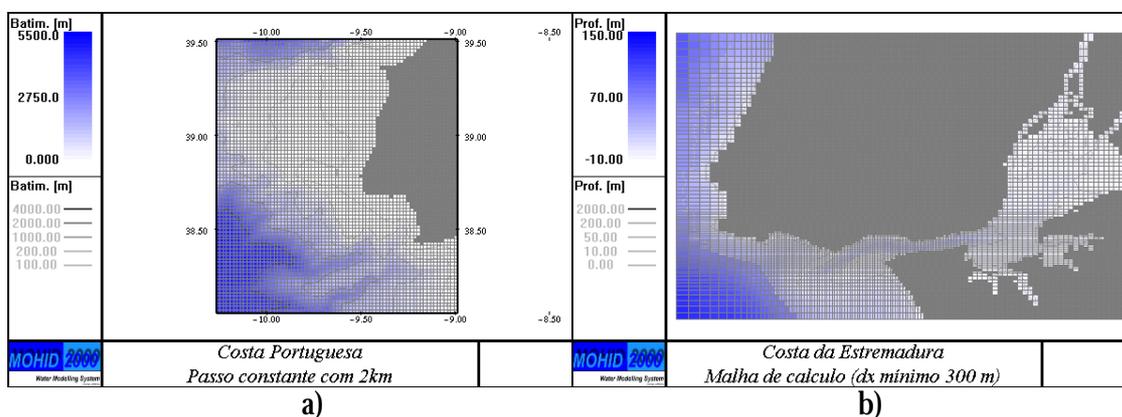
Figura 119 – Esquema dos processos que necessitam de ser considerados nas condições de fronteira do modelo hidrodinâmico da embocadura do estuário do Tejo.

6.4.2 Implementação e validação do modelo hidrodinâmico

Na realidade não se trata da implementação de um modelo mas de dois sendo um o sub-modelo do outro. O modelo de maior escala abrange quase toda a costa Portuguesa (Figura 120a). Em termos de discretização espacial o modelo de maior escala apresenta uma camada na vertical (modelo 2D) e um passo horizontal constante de 2 km (Figura 121a). Este modelo tem precisão para simular o efeito dos canhões mas não o efeito dos estuários. Por este motivo foi introduzido um modelo encaixado que abrange a costa da Estremadura (Figura 120b) cuja fronteira Norte está a uma latitude de 40 °N (Figueira da Foz) e a fronteira Sul está situada no paralelo 38°N (Sines) com um passo mínimo de 300 m na zona de Cascais (Figura 121b) que permite simular as trocas entre o estuário e a embocadura com precisão. A função do modelo de larga escala é fornecer caudais barotrópicos forçados pela maré e pelo vento como condição de fronteira ao sub-modelo.



a) b)
 Figura 120 – Modelo hidrodinâmico implementado para simular a circulação na embocadura do estuário do Tejo a) Modelo – Costa Portuguesa b) Sub-modelo – Costa da Estremadura.



a) b)
 Figura 121 – Variabilidade da malha de cálculo do a) modelo e do b) sub-modelo.

A validação deste sistema de modelos será feita em duas fases, numa primeira fase ambos os modelos serão corridos em 2D com o único objectivo de validar a propagação da maré barotrópica nos respectivos domínios. O efeito da maré sobre os níveis na costa Portuguesa está bem descrito graças à vasta rede de marégrafos existente. Esta informação de base permite verificar a capacidade do modelo, forçado apenas com a maré, para reproduzir os efeitos medidos pelos marégrafos ao longo da costa. A validação da maré barotrópica tanto para a Costa Portuguesa (Sauvaget et al., 2000), como para o interior do estuário do Tejo (Portela, 1996 e Hidromod, 1997), já foi feita por outros autores, não sendo um contributo original. Por esta razão, apresenta-se este trabalho em anexo (Anexo VII - Validação da Propagação da Maré Barotrópica da Costa Portuguesa e no Estuário do Tejo).

A propagação da maré na costa Portuguesa tal como no interior do estuário do Tejo está relativamente bem estudada. No entanto, este não é caso da circulação 2D induzida pela maré na zona da embocadura. A validação desta circulação terá por base as medidas de correntes feitas pelo ADCP, fundeado ao largo de Cascais.

A validação 2D permite avançar para uma aplicação 3D com a certeza que o forçamento devido à maré barotrópica está correcto, reduzindo assim a fonte de possíveis erros. Nesta aplicação 3D, o sistema Mohid será corrido tendo em conta o efeito da maré e do vento na circulação na embocadura, tal como o efeito deste último na estratificação vertical conjuntamente com a descarga de água doce do rio Tejo e as trocas de calor com a atmosfera. Esta última fase, tem por objectivo validar o modelo hidrodinâmico 3D baroclínico aplicado à embocadura do estuário do Tejo em duas situações típicas, uma de Inverno e outra de Verão respectivamente. Nestes dois casos o forçamento será o mais real possível e os resultados do modelo serão comparados com medidas em bruto.

6.4.2.1 Validação 2D das correntes de maré ao largo de Cascais

Pretende-se agora validar o efeito da maré barotrópica sobre o escoamento na embocadura. Esta validação terá como referência a velocidade média obtida a partir dos perfis de correntes medidos pelo ADCP fundeado perto do emissário da Guia. O escoamento na zona de estudo é forçado, de uma forma contínua, pela maré e sofre perturbações discretas no tempo devido principalmente à acção do vento. Devido a este carácter permanente da maré é possível estudá-la separadamente dos outros processos. Esta metodologia permite validar, em primeiro lugar, a maré e de seguida estudar a influência que o vento e as trocas de calor e sal com o interior do estuário e com o Oceano têm sobre o meio.

O sub-modelo foi corrido em 2D para aumentar a eficiência de cálculo. Esta aproximação é aceitável uma vez que o objectivo principal desta aplicação é validar o efeito da maré sobre as velocidades médias na coluna de água. As velocidades serão comparadas com medidas efectuadas na Trafaria (Anexo VII - Validação da Propagação da Maré Barotrópica da Costa Portuguesa e no Estuário do Tejo) e por um ADCP fundeado ao largo de Cascais como foi anteriormente referido. As medidas na Trafaria permitem validar directamente os caudais associados às trocas entre o interior do estuário e a embocadura (os níveis apenas permitem validar a divergência dos caudais). Ao contrário das correntes medidas na Trafaria as medidas perto do emissário da Guia sofrem uma grande influência do vento. Tendo em conta este facto foi necessário filtrar os valores medidos pelo ADCP de forma a isolar o efeito da maré.

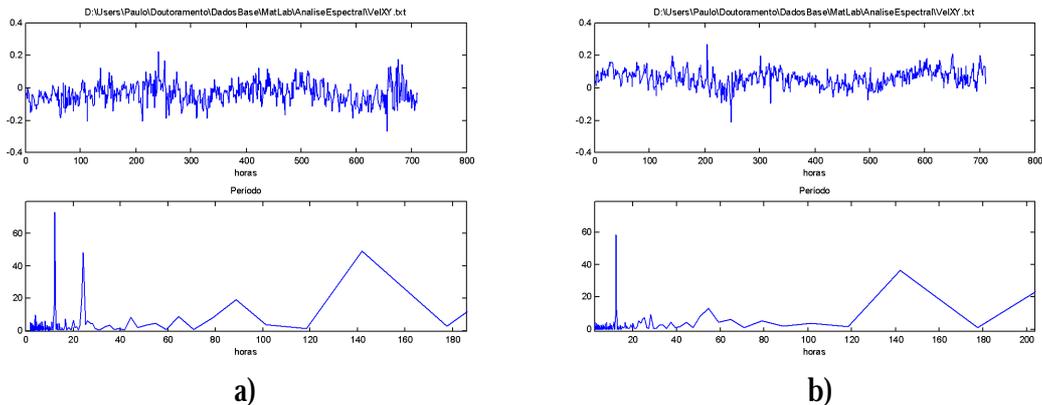
Sauvaget et al. (2000) apresentam um mês como o período mínimo que permite identificar as principais componentes. O ADCP foi fundeado por duas vezes, mas em sítios muito próximos, separados por uma distância da ordem dos 200 m a que corresponde uma diferença de fase na ordem dos 10 segundos. Tendo em conta esta pequena diferença optou-se por tratar os dados medidos nos dois períodos de forma conjunta.

6.4.2.2 Comparação do ADCP com o modelo

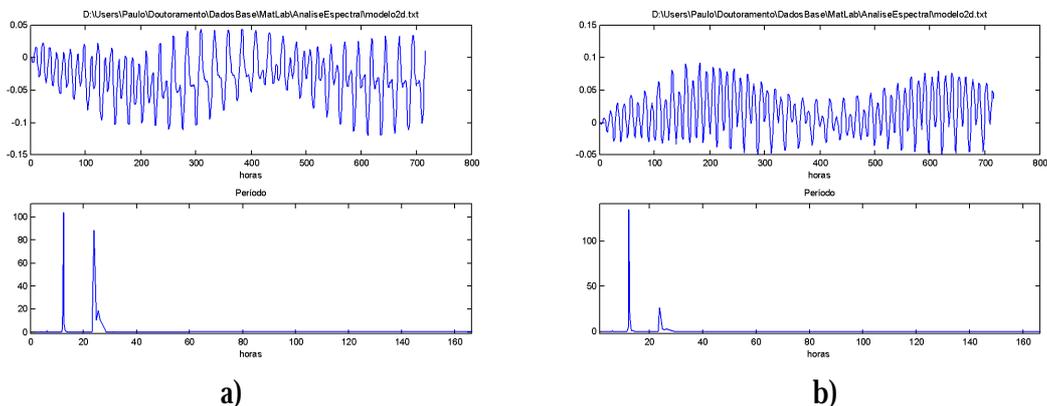
Pretende-se agora validar as correntes do modelo por comparação com as medidas feitas pelo ADCP. Este é um processo mais complexo que o apresentado para a Trafaria devido à sobreposição de processos físicos, que ocorre na zona onde o ADCP foi fundeado. Esta sobreposição torna o sinal medido mais irregular. Num primeiro passo foi feita a média das correntes medidas a diferentes níveis e foi efectuada a análise espectral para o período de 16 de Junho a 16 de Julho de 1998 (Figura 122). O modelo foi corrido para o mesmo período e foi realizada também a análise espectral das correntes simuladas (Figura 123). A comparação das duas análises permite concluir que o padrão para o período semi-diurno e diurno é muito semelhante. A componente X no caso do ADCP (Figura 122a) apresenta um pico semi-diurno bem marcado e um pico diurno mais largo e com uma amplitude 30% inferior ao primeiro. No caso da componente X, simulada pelo modelo, a única diferença relativamente ao ADCP é que o pico diurno é apenas 20% inferior ao semi-diurno (Figura 123a). A componente Y medida pelo ADCP apresenta um pico semi-diurno muito bem marcado e um pico diurno de pequena amplitude (10% do primeiro) e pouco nítido, ou seja, pode dizer-se que não é um pico mas sim uma banda de picos aglutinados à volta do período diurno (Figura 122b). A componente Y simulada pelo modelo apresenta exactamente o mesmo padrão (Figura 123b).

Apesar do padrão dos espectros de energia obtidos a partir das velocidades calculadas pelo modelo e medidas pelo ADCP ser muito semelhante, a amplitude dos picos de energia do primeiro são consideravelmente maiores, em especial na componente Y. Estas diferenças podem estar associadas ao facto de as correntes no modelo serem só forçadas pela maré, enquanto que as correntes no ADCP são o resultado da interacção de diferentes processos das quais podem resultar relações não-lineares que tendam a aumentar a dispersão de energia. Um sinal que confirma esta hipótese é o facto do modelo não apresentar nenhum pico abaixo do pico semi-diurno, enquanto que o ADCP apresenta em ambas as componentes uma banda de pequenos picos que mostram que no caso real os termos não-lineares têm um papel mais activo que na solução simulada. Outra grande diferença entre os resultados

medidos e simulados é o facto de o ADCP apresentar diversos picos com períodos superiores ao diurno, que são certamente forçados pela acção do vento.

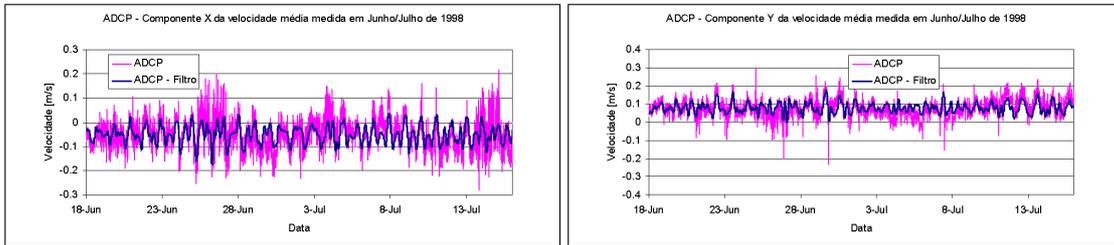


a) b)
Figura 122 – Análise espectral da média das correntes medidas pelo ADCP a diferentes níveis a) Componente X b) Componente Y.



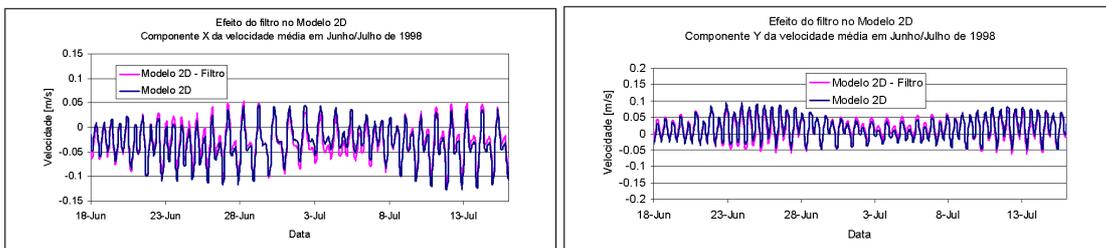
a) b)
Figura 123 – Análise espectral da corrente simulada pelo sub-modelo 2D no local onde o ADCP foi fundeado a) Componente X b) Componente Y.

A análise do espectro de energia da velocidade média permite constatar que existem dois picos de energia bem claros com um período diurno e semi-diurno. Este tipo de análise permite-nos identificar a que escalas temporais está associada a maior variabilidade do escoamento. Neste caso, os dois picos são devidos em grande medida à maré e, possivelmente, a outros processos periódicos diurnos associados ao vento como por exemplo a nortada. O sinal medido pelo ADCP tem muito ruído tornando a sua comparação com o modelo difícil, por esta razão optou-se por filtrar o sinal recorrendo a uma análise de Fourier tendo apenas em conta as ondas com um período compreendido entre as 5 h e as 30 h. O resultado mais evidente deste processo foi o de eliminar o “ruído” intenso dando uma aparência mais suave ao sinal medido (Figura 124).



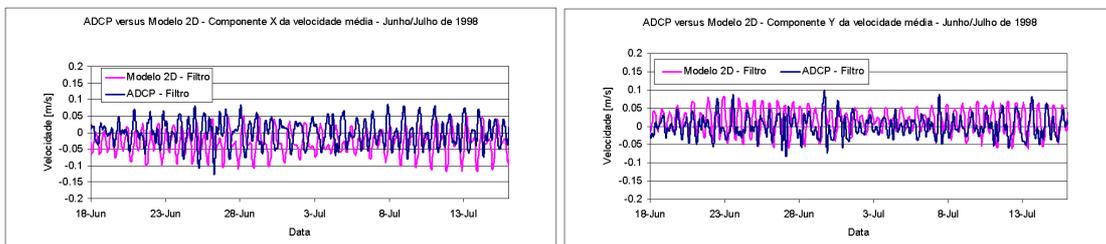
a) b)
 Figura 124 – Comparação da média vertical das correntes medidas pelo ADCP com e sem um filtro que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.

O mesmo filtro foi aplicado às correntes simuladas pelo modelo e como se previa as alterações não são significativas (Figura 125).



a) b)
 Figura 125– Comparação dos resultados simulados de correntes sem e com um filtro que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.

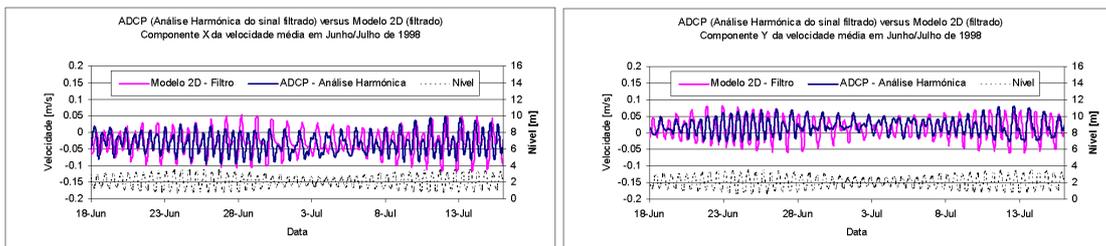
A comparação entre as correntes filtradas medidas e simuladas permite constatar que existem diferenças de fase muito assinaláveis (Figura 126), no entanto, as amplitudes são da mesma ordem de grandeza. Neste ponto é necessário lembrar que o processo de filtragem só isolou escalas com variabilidade semi-diurna e diurna. Apesar da maré ser o processo dominante nestas escalas temporais, o efeito do vento (ex: Nortada) pode-se fazer sentir podendo introduzir diferenças de direcção (ou fase) importantes no escoamento.



a) b)
 Figura 126 – Comparação das correntes medidas pelo ADCP e simuladas depois de sofrerem um processo de filtragem que corta toda a variabilidade com menos de 5 h e mais de 30 h a) componente X e b) Componente Y.

Uma forma de isolar o efeito da maré nas correntes filtradas é fazer a sua análise harmónica. Este processo consiste em, mediante o método dos mínimos quadrados, ajustar a um sinal um somatório de ondas, cujos os períodos são previamente definidos (Emery e Thompson, 1998). Esta metodologia é utilizada para se obter as componentes harmónicas dos marégrafos. A análise harmónica aplicada às correntes medidas, neste caso, vai funcionar como um segundo filtro que pretende manter a variabilidade que se pode associar a escalas temporais características da maré. Esta análise foi aplicada aos dois períodos de medição do ADCP. Primeiro filtrou-se toda a variabilidade com menos de 5 horas e com mais de 30 h e seguidamente fez-se a análise harmónica da soma das duas séries.

Este processo fez aproximar as correntes medidas das correntes simuladas diminuindo assim bastante os erros de fase. Da análise dos resultados pode concluir-se que as correntes simuladas e medidas têm amplitudes da mesma ordem de grandeza e que numa forma geral em situações de maré viva se encontram em fase (Figura 127). É em maré morta que onde se regista as maiores diferenças, possivelmente porque é durante este período que o sinal da maré é menos intenso e que a separação do efeito do vento se torna mais difícil.



a)

b)

Figura 127 – Comparação das medidas resultantes do processo de análise harmónica com as correntes simuladas a) componente X e b) componente Y.

6.4.3 Validação da circulação 3D – Costa da Estremadura

A validação da circulação 3D na embocadura do estuário do Tejo é um processo difícil, por um lado, os processos físicos que se pretendem reproduzir são complexos e, por outro, a informação de base é muito discreta no tempo e no espaço. Tendo em conta estas limitações e ainda as associadas à capacidade de cálculo, optou-se por simular períodos com características bem vincadas, de modo a verificar se o modelo consegue reproduzir os mecanismos que condicionam a circulação na embocadura. A validação 2D apresentada anteriormente permite-nos, com algum grau de confiança, concluir que o modelo consegue reproduzir o efeito da maré sobre o escoamento. Falta verificar se o modelo consegue reproduzir o efeito do vento e das trocas da embocadura entre o estuário e o Oceano.

Primeiramente pretende-se validar qualitativamente o efeito de um vento Norte persistente sobre sub-modelo 3D (costa da Estremadura). De seguida serão simulados períodos de Janeiro de 1997 a Julho de 1998 com um forçamento o mais realista possível.

O objectivo deste segundo passo é demonstrar a capacidade do modelo em simular as principais características da circulação 3D na zona da embocadura. A validação destes cenários reais é feita comparando perfis de salinidade e temperatura obtidos num instante em vários pontos e um perfil de correntes obtido junto ao emissário da Guia ao longo do tempo com resultados do modelo. Este conjunto de dados permite ter uma visão da variabilidade 4D do sistema. No entanto, os dados de correntes só estão disponíveis para o período de Verão, ficando a validação no período de Inverno restringida à variabilidade espacial do campo de temperaturas e de salinidade.

Em todas as simulações 3D feitas nesta fase da validação foram utilizadas 11 camadas lagrangeanas, na discretização vertical, sendo a sua condição inicial uma coordenada cartesiana com as seguintes espessuras do fundo para a superfície: 3000, 1500, 200, 100, 50, 25, 5, 5, 5, 5 e 5. O deslocamento máximo permitido a cada interface entre camadas, relativamente à sua posição inicial, é igual ao valor mínimo de três distâncias: 5 metros e metade da espessura inicial das duas camadas adjacentes à interface, respectivamente. Em todas as simulações as velocidades 3D foram relaxadas de uma forma gradual nas células mais próximas da fronteira para a solução de referência 2D disponibilizada pelo modelo 2D, que é corrido simultaneamente para a Costa Portuguesa. Relativamente às condições de fronteira das velocidades baroclinicas e da temperatura admitiu-se uma condição de radiação e gradiente nulo respectivamente. A condição de fronteira do rio foi imposta com base em caudais e parâmetros de qualidade da água medidos pelo INAG em Santarém durante os períodos de simulação. O forçamento devido à maré anteriormente validado foi sempre considerado em todas as simulações. De todas as parametrizações disponibilizadas pelo modelo de turbulência vertical GOTM foi utilizada a proposta por Canuto et al. (2001). Os autores do GOTM fizeram uma comparação entre as parametrizações mais conhecidas e concluíram que em oceano aberto actualmente esta parametrização é a que apresenta melhores resultados (Burchard e Bolding, 2001).

6.4.3.1 Cenário 1 – Forçamento esquemático

Neste primeiro cenário com um forçamento esquemático pretende-se reproduzir o início da formação do filamento que, normalmente, é associado ao cabo da Roca.

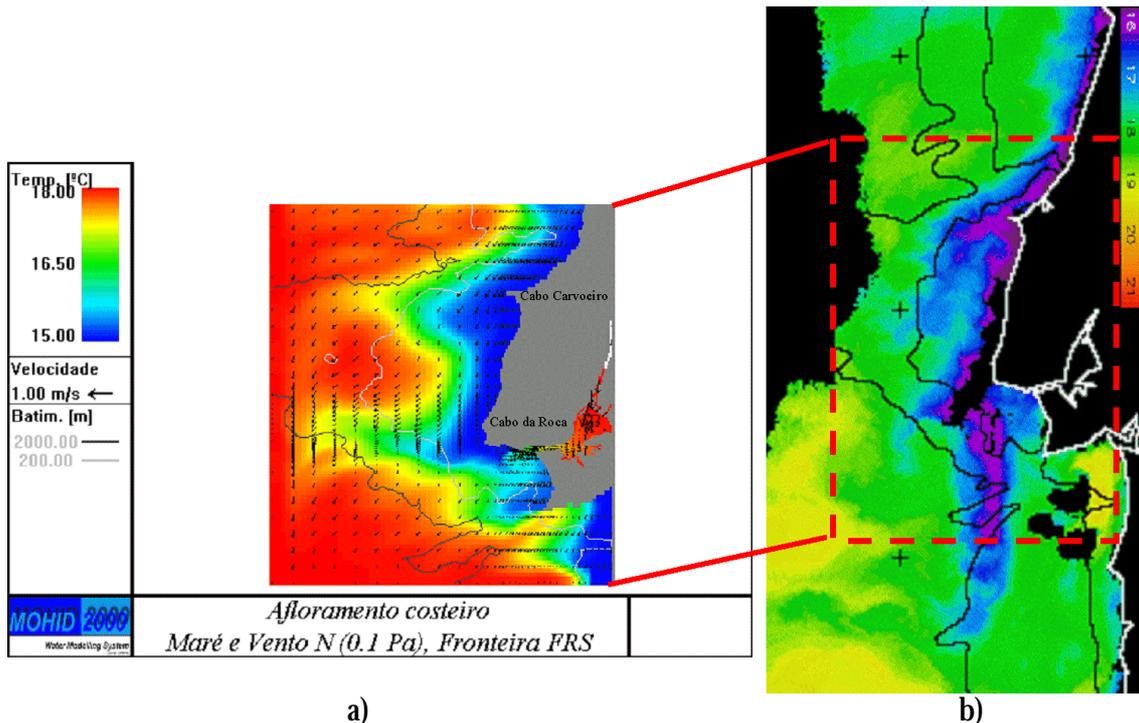
Haynes (1993) apresenta uma análise exaustiva sobre a formação de filamentos na Costa Oeste Ibérica feita com base em medidas e em imagens de satélite. As conclusões deste autor são as seguintes:

1. Num ano típico o afloramento costeiro na costa Portuguesa começa em Maio ou Junho podendo ser observado nesta altura junto à costa uma banda de água fria. Associado a esta banda de água fria podem ser observadas pequenas línguas de água fria muito próximas umas das outras. Conforme o afloramento costeiro se fortalece surgem os primeiros indícios de filamentos, que tendem a desenvolver-se e a atingir um comprimento máximo de 250 km no final de Agosto e princípio de Setembro.
2. Existem tipicamente 5 a 6 filamentos principais que podem ser bem identificados ao largo da costa quando estes estão totalmente desenvolvidos. Três destes são facilmente identificados com grandes cabos (Finisterra, Roca e São Vicente). Nestes casos é muito provável que sejam forçados pela topografia que induz fortes correntes para o largo. No Norte de Portugal são também observados filamentos e, no entanto, nesta zona o fundo é muito regular. Nestes casos o mecanismo forçador mais provável são instabilidades induzidas no escoamento que se estabelece ao longo da frente de densidade. Estas instabilidades podem ser induzidas pelas irregularidades na topografia localizadas no Norte de Espanha.

Neste teste não se pretende simular o processo de evolução dos filamentos na costa da Estremadura porque o domínio é inferior à dimensão dos filamentos e seria necessário correr pelo menos 3 meses. Pretende-se simular o início da sua formação e comparar os resultados com uma imagem de satélite obtida para Julho de 1998 que permite identificar o efeito não só do cabo da Roca como do próprio cabo Carvoeiro. Este filamento que normalmente é associado ao cabo da Roca (Haynes, 1993 e Batteen et al., 2000) na realidade está associado ao promontório submarino de grandes dimensões localizado entre o cabo da Roca e o cabo Carvoeiro, sendo estes dois cabos a parte “visível” do promontório..

O sub-modelo, para além da maré real foi forçado com um campo uniforme de vento de direcção Norte e intensidade de 0.1 Pa, tendo a simulação uma duração de 5 dias. Admitiu-se uma estratificação térmica simplificada que consiste em considerar acima dos 50 m uma temperatura de 18 ° C e abaixo dos 50 m de 15°C. Ao fim de 5 dias podem observar-se duas pequenas línguas de água fria: uma associada ao cabo Carveiro e outra ao cabo da Roca (Figura 128a). Línguas idênticas podem ser observadas numa imagem de satélite que mostra a

temperatura superficial da água (Figura 128b). Estas duas línguas tendem a unir-se e a dar origem a um filamento de grandes dimensões (200 a 300 km de comprimento) que normalmente se observa durante situações de afloramento costeiro persistente na costa Portuguesa (Haynes, 1993).



a) b)
 Figura 128 – Velocidades e temperaturas à superfície. Sub-Modelo forçado com maré real e vento de Norte com 0.1 Pa e estratificação térmica esquemática. a) Campo de velocidades e temperatura simuladas ao fim de 5 dias de corrida b) Temperatura superficial da água em 12 de Julho de 1998.

6.4.3.2 Cenário 2 – Inverno

Durante o mês de Janeiro de 1997 os caudais médios diários no Rio Tejo foram sempre superiores 1000 m³/s (INAG –Figura 129). Segundo a base de dados meteorológica COADS (<http://www.cdc.noaa.gov/coads/products.html>) na costa da Estremadura durante este mês o vento teve uma direcção média de Sul e uma intensidade da ordem de 1 m/s. Um vento com estas características foi utilizado para forçar o modelo. Médias mensais de temperatura do ar, de humidade relativa e de nebulosidade foram retiradas da mesma base dados, juntamente com os dados de ventos. Estes valores foram utilizadas para estimar fluxos de calor com a atmosfera.

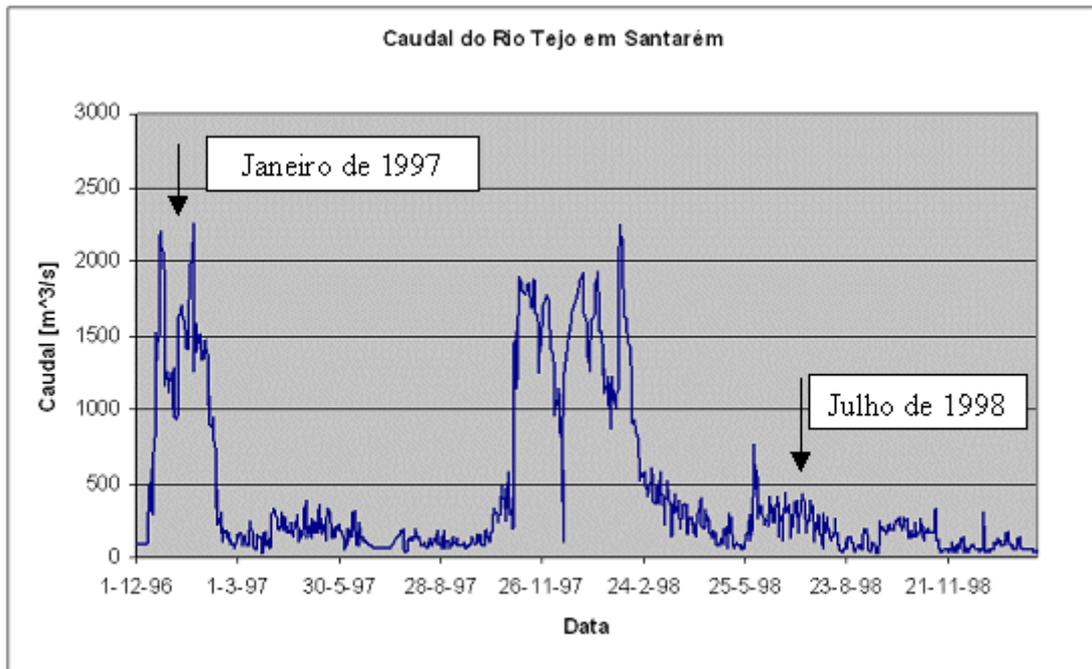


Figura 129 – Evolução do caudal do rio Tejo entre Janeiro de 1997 e Janeiro de 1999 (fonte : INAG).

O campo de densidades inicial na embocadura foi considerado homogêneo na horizontal e na vertical. A temperatura e a salinidade foram inicializadas na embocadura e em oceano aberto com os seguintes valores 15.5 °C e 36.1 psu respectivamente. Estes valores são semelhantes aos valores medidos abaixo da picnoclina em quase todas as estações de CTD (Conductivity-Temperature-Depth). Todos os perfis mostram, de uma forma geral, uma grande homogeneização da temperatura e da salinidade abaixo da picnoclina. Com esta inicialização pretende-se demonstrar que o modelo forçado com condições realistas tende a fazer evoluir os perfis de densidade, inicializados de uma forma grosseira, para valores semelhantes aos medidos. A validação do modelo foi feita por comparação com os perfis medidos nas estações cuja localização está indicada na Figura 130 a cor azul e vermelha. Nas estações de cor azul foi monitorizada a evolução dos resultados numéricos a fim de verificar o número de dias de simulação necessários para se atingir uma solução de equilíbrio. As estações identificadas a vermelho foram validadas apenas para o instante em que se admitiu que o modelo tinha atingido uma solução de equilíbrio.

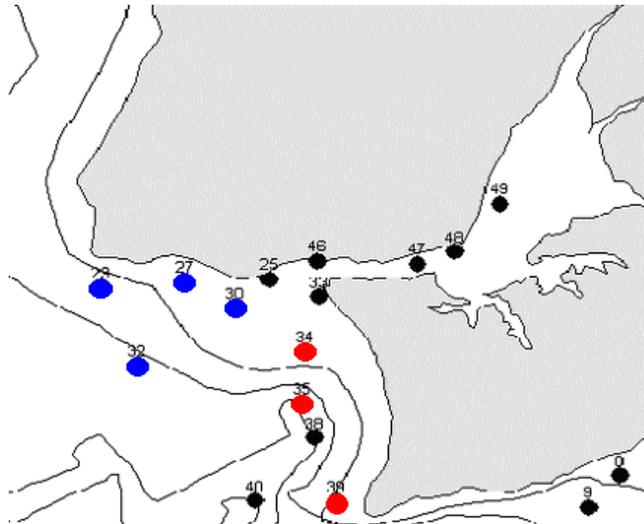
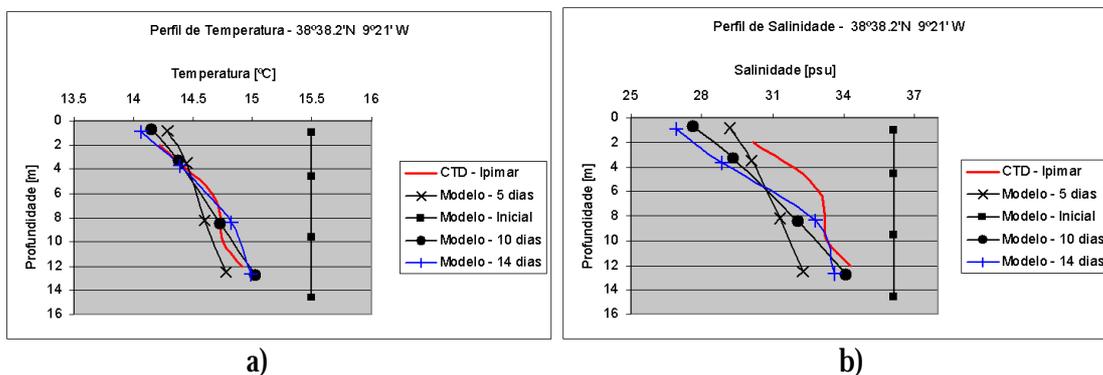
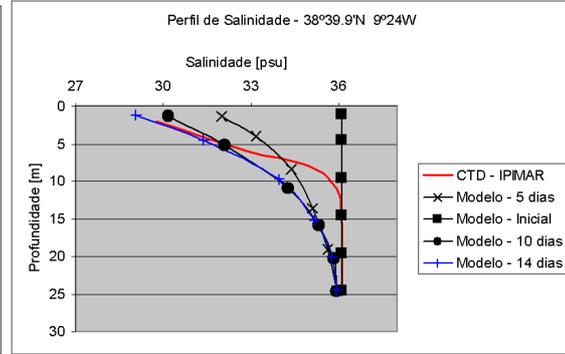
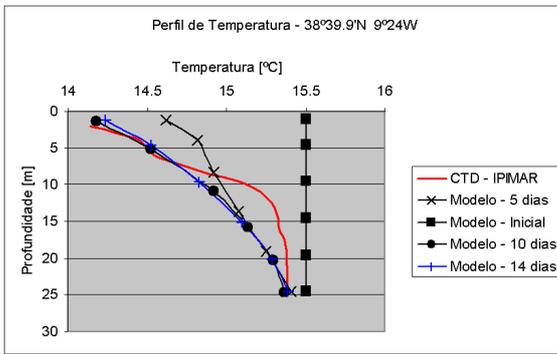


Figura 130 – Localização das estações de CTD medidas em Janeiro de 1997. As estações indicadas a azul e vermelho foram aquelas que foram utilizadas na validação do modelo hidrodinâmico 3D da embocadura do estuário do Tejo. As estações a azul foram aquelas cuja evolução foi monitorizada no modelo.

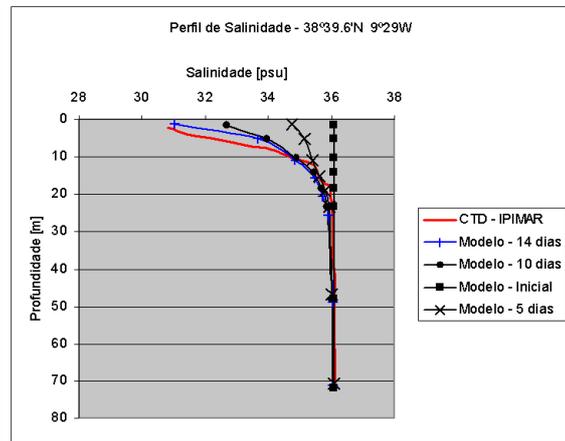
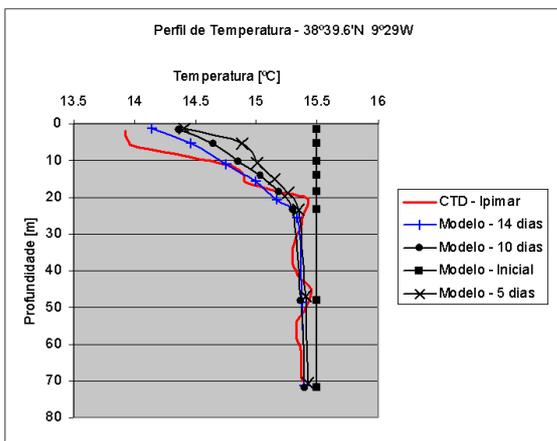
Como seria de esperar nas estações mais perto da embocadura, como a estação 30 e 27 o modelo tende mais rapidamente para uma solução de equilíbrio. Nas quatro estações, cujos perfis obtidos pelo modelo foram analisados ao longo do tempo, mostram que os resultados em 10 e 14 dias de simulação já não sofrem uma alteração muito significativa. Tendo por base esta constatação considerou-se que ao fim de 14 dias o modelo atingiu uma solução de equilíbrio. O forçamento devido à maré introduz variabilidade nos perfis que, nestes resultados não é visível porque os perfis simulados correspondem a instantes de maré semelhantes aos dos perfis medidos.



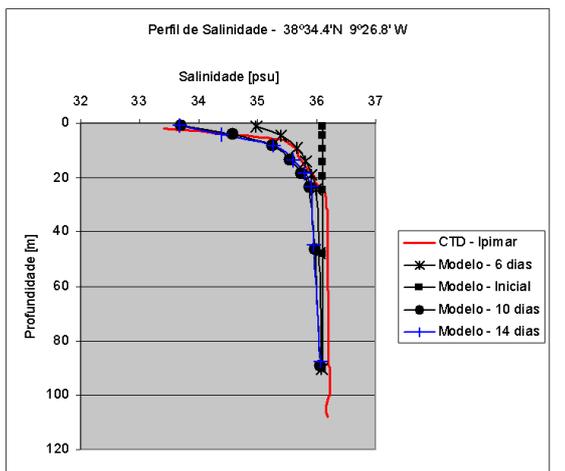
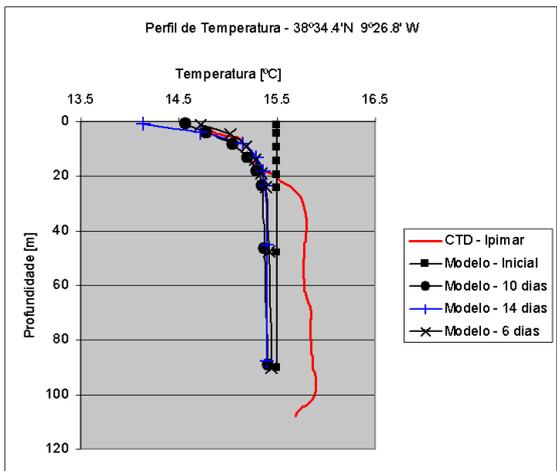
a) b)
Figura 131 – Estação 30 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.



a) b)
 Figura 132 – Estação 27 (Figura 130) a)Temperatura b) Salinidade.

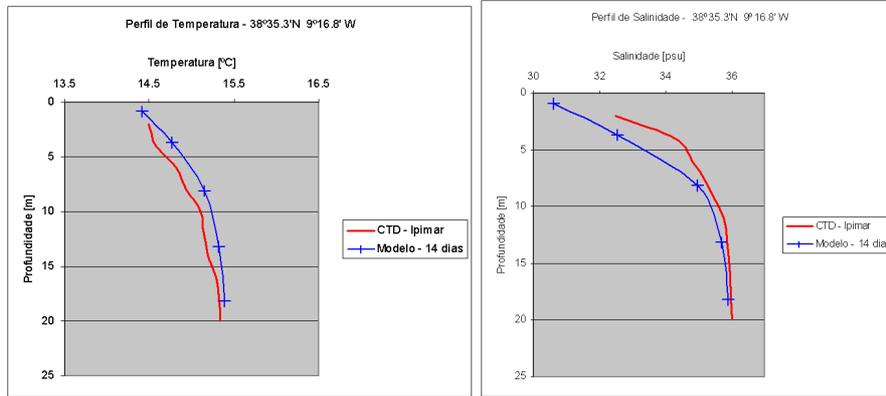


a) b)
 Figura 133 – Estação 29 (Figura 130) a)Temperatura b) Salinidade.

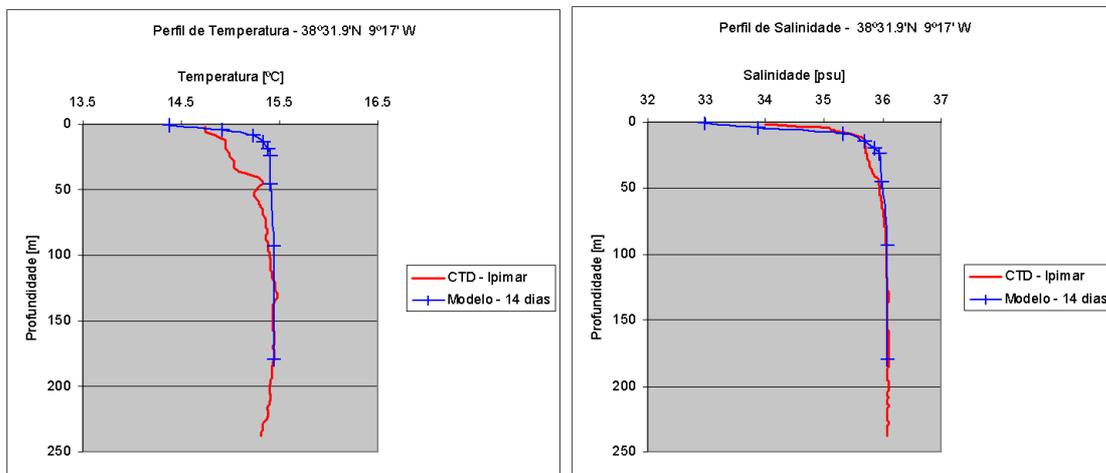


a) b)
 Figura 134 – Estação 32 (Figura 130) a)Temperatura b) Salinidade.

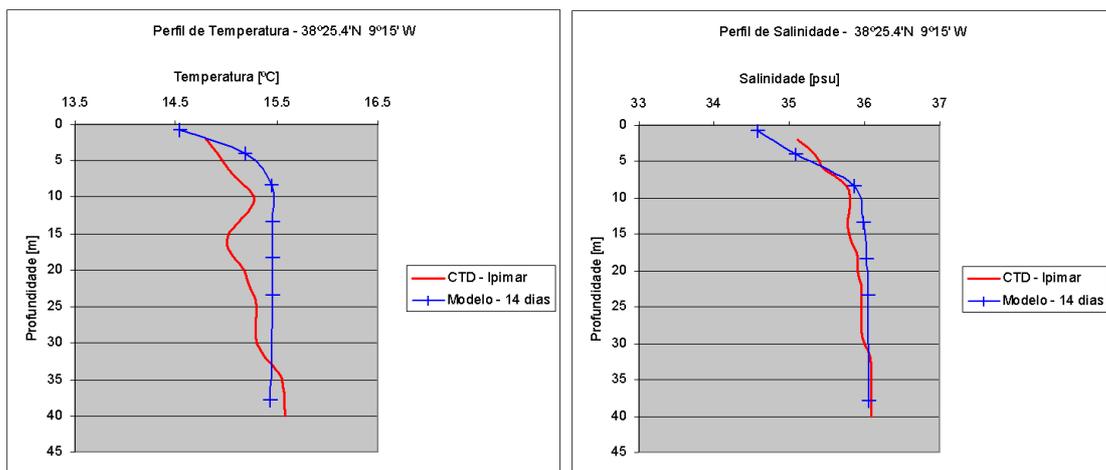
A comparação dos perfis simulados ao fim de 14 dias de corrida com os perfis medidos permite concluir que o modelo reproduz, com um grande grau de precisão, os processos responsáveis pelo transporte de sal e calor entre o interior do estuário e a embocadura (Figura 131 a Figura 137). Existem no entanto pequenas diferenças, em especial nos perfis de temperatura. Na estação 32 abaixo dos 20 m (Figura 134a) registam-se diferenças de temperatura da ordem dos 0.5 °C. Estas diferenças têm origem na aproximação grosseira de admitir-se que toda a zona exterior ao estuário do Tejo tem uma temperatura inicial constante de 15.5°C. Nas estações mais próximas do estuário esta hipótese é válida mas a estação 32 encontra-se numa zona de características oceânicas que, por exemplo, sofre mais directamente o efeito de massas de água com origem no Sul de Portugal que são transportadas para Norte pela corrente da vertente. Diferenças de 0.5°C também são detectadas nas estações 35 (Figura 136a) e 39 (Figura 137a) acima dos 50 m. Estas estações encontram-se na zona limítrofe do Canhão de Lisboa. Associado normalmente a este tipo de acidentes topográficos está uma forte formação de ondas internas (ex: maré interna), estas ondas tendem a dar um carácter irregular ao perfil de densidades uma vez que fazem oscilar as isópicnicas de uma forma muito enérgica. Um resultado bastante evidente deste efeito está presente no perfil de temperatura da estação 38 localizada (Figura 138). Este efeito é mais visível na temperatura porque a estratificação no oceano aberto é principalmente térmica. Os erros descritos devem-se ao facto de a condição de fronteira da temperatura com o sistema oceânico ter sido simplificada admitindo uma temperatura constante de 15.5°C. Todavia, os resultados mostram que, apesar dos processos de características oceânicas produzirem alguma perturbação no sistema, o modelo reproduziu com precisão as trocas entre o interior do estuário e a embocadura. Na zona da embocadura, numa situação com estas características, a estratificação é forçada principalmente por gradientes de salinidade. Os gradientes de temperatura têm uma forma instável visto a água ser mais fria à superfície do que no fundo. Os erros que se verificam nos perfis de temperatura acabam por não ser importantes no balanço de forças, uma vez que os gradientes de densidades no cenário simulado são forçados pela salinidade, enquanto o papel da temperatura é residual.



a) b)
 Figura 135 – Estação 34 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.



a) b)
 Figura 136 – Estação 35 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.



a) b)
 Figura 137 – Estação 39 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.

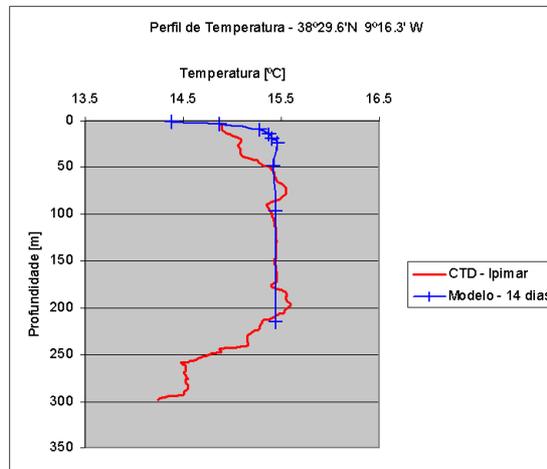


Figura 138 –Estação 38 (Figura 130) perfil de temperatura.

6.4.3.3 Cenário 3 – Verão

O segundo mês (Julho de 1998) foi caracterizado por caudais médios diários da ordem de $300 \text{ m}^3/\text{s}$ (caudal médio do Rio Tejo) e um vento dominante de NW com valores da ordem dos 3 m/s (Instituto de Meteorologia). No cenário de Inverno a estratificação na embocadura era forçada pelas trocas com o interior do estuário. No cenário de Verão, a estratificação forçada pela salinidade continua a ser função das trocas com o interior, mas o perfil de temperatura na embocadura, para além das trocas com o estuário, passa a ser condicionado pelo afloramento costeiro. A simulação deste cenário real é uma tarefa mais ambiciosa que o simulado anteriormente, porque neste caso o vento tem um papel mais activo e as trocas com o oceano aberto passam a ser importantes. Na condição inicial da temperatura admitiu-se apenas gradientes verticais na zona exterior ao estuário. O perfil de temperatura com que o exterior do estuário foi inicializado foi considerado igual a um perfil medido na zona da embocadura do estuário do Sado pelo IPIMAR durante o mês de Julho de 1998. A imagem de satélite de temperatura superficial obtida em 12 de Julho de 1998 mostra que esta zona é uma área menos perturbada pelo afloramento costeiro que a embocadura do estuário do Tejo. Esta inicialização da temperatura parte do pressuposto que os gradientes horizontais de temperatura que se verificam junto à costa e são forçados principalmente por processos de afloramento costeiro que se pretendem simular com o modelo.

Um dos objectivos desta simulação é verificar se a solução do modelo tende no tempo para os valores medidos entre 17 e 20 Julho, caso a temperatura na embocadura do estuário seja inicializada com um perfil menos perturbado pelo afloramento. Outro objectivo desta

simulação é aferir se a solução do modelo tende para os valores medidos, caso a salinidade no exterior do estuário do Tejo seja inicializada a 36 psu.

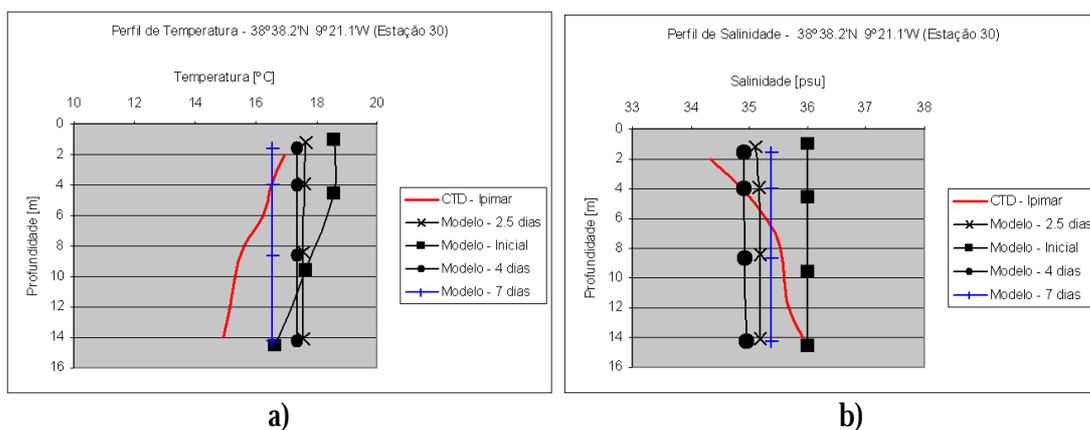
Os resultados do modelo mostram que a solução tende rapidamente da solução inicial esquemática para os valores medidos de temperatura (Figura 139a - Figura 142a). Na estação 30 o modelo tende a misturar toda a coluna de água ao contrário do que sucedia na situação de Inverno. Neste caso os gradientes de densidade são menos intensos e como as velocidades nesta zona são da ordem de 1 m/s e o modelo tem apenas 4 pontos na vertical torna-se difícil manter algum tipo de estratificação. No entanto, os valores médios são muito semelhantes aos medidos.

O afloramento costeiro tende a reduzir, junto à costa, as temperaturas. Quanto à salinidade o modelo não é capaz de reproduzir tão bem o processo. As salinidades nas estações 27 e 29 estão subestimadas. Este resultado pode dever-se ao efeito de amortecimento que o vento do quadrante NW sofre ao longo da Costa do Estoril, visto esta estar protegida por uma topografia acidentada (ex: Serra Sintra). Uma vez que o modelo foi forçado com um campo de ventos apenas variável no tempo este facto não é tido em conta. Ao não se ter em conta este amortecimento do vento geram-se correntes à superfície com a direcção residual de SE forçadas pelo vento que tendem a não deixar a pluma a desenvolver-se ao longo da costa do Estoril. O efeito do amortecimento do vento do quadrante N/NW também é visível na temperatura, este efeito faz com que o afloramento costeiro na zona da embocadura não se dê junto à costa mas sim na zona onde a intensidade do vento diminui. Na imagem de satélite de 12 de Julho de 1998 é perfeitamente visível uma língua de água fria, que começa no cabo Raso e se desenvolve para Sul indicando que nessa zona existe uma forte divergência que pode estar associada a uma diminuição brusca da intensidade do vento. O modelo considera que o afloramento não se dá a sul do cabo Raso mas antes entre a costa da Caparica e o cabo Espichel. Os efeitos deste erro são bem visíveis na estação 32, situada a sul do cabo Raso mesmo no centro da língua de água fria já referida, em que o modelo à superfície apresenta temperaturas superiores às das medidas (Figura 142a), enquanto nas estações 34 e 35 situadas ao largo da costa Oeste da península de Setúbal as temperaturas simuladas são menores à superfície que as medidas (Figura 143a e Figura 144a).

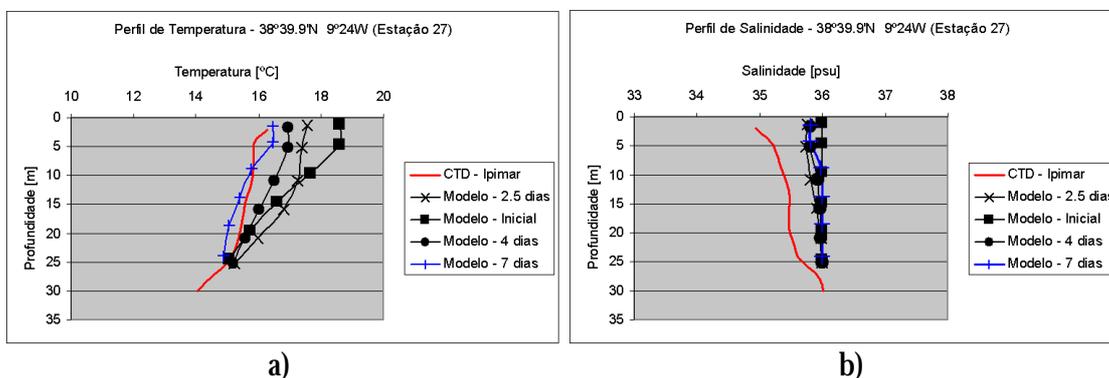
O efeito que a topografia situada a Norte da costa do Estoril tem sobre o campo de ventos é função da direcção do vento. Se o vento sopra do quadrante N/NW é previsível que na zona protegida, ou seja, na embocadura a intensidade do vento diminua, caso o vento sopra de Sul

a topografia não induz qualquer tipo de variabilidade na zona da embocadura do estuário do Tejo. Esta hipótese é sustentada pelos resultados do modelo em Janeiro de 1997 forçado com um campo uniforme de vento Sul. Neste caso não foram detectadas diferenças significativas entre os resultados do modelo e das medidas. No cenário de Verão (Julho de 1998) o vento foi dominante de NW e as diferenças entre o modelo e as medidas podem ser justificadas com base num excesso de intensidade de vento na zona da embocadura.

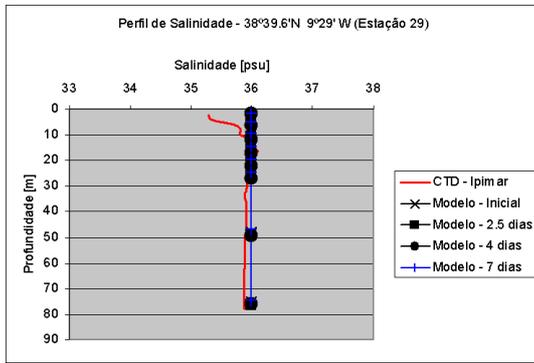
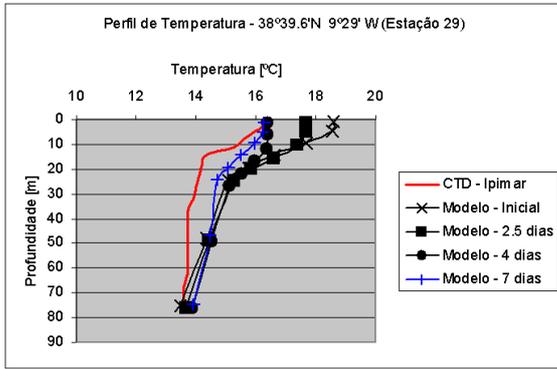
A variabilidade temporal do vento pode ser analisada com base em estações meteorológicas mas a sua variabilidade espacial no mar só pode ser estudada com base em modelos atmosféricos de pequena escala validados para a zona da costa da estremadura e com um passo espacial suficientemente fino (1 a 3 km) que permita simular correctamente a interacção do vento e as correntes na embocadura. Na altura em que este trabalho foi realizado não foi possível aceder a um modelo atmosférico com estas características, mas estão a ser desenvolvidos esforços nesse sentido que serão descritos em pormenor mais à frente.



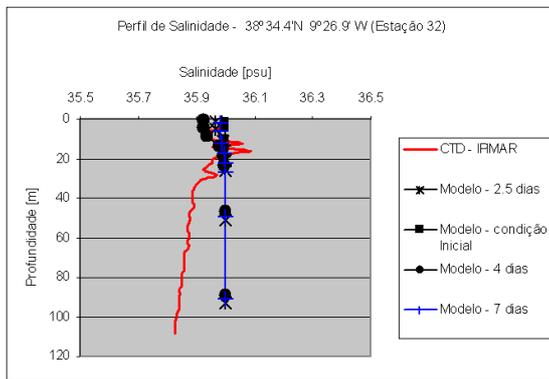
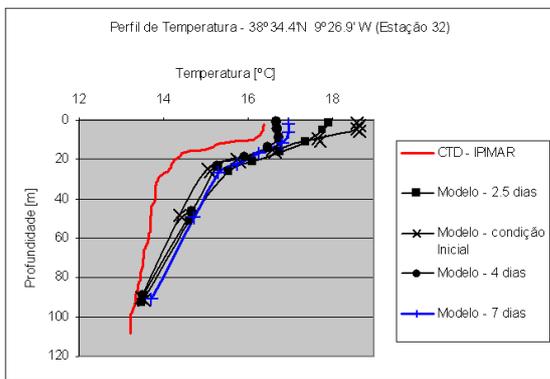
a) b)
 Figura 139 – Estação 30 (Figura 130) a) Temperatura , b) Salinidade.



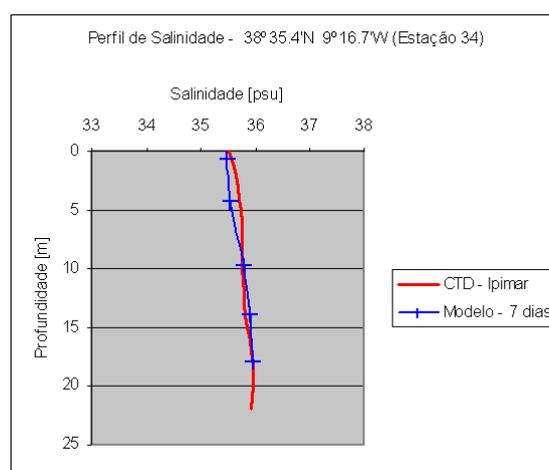
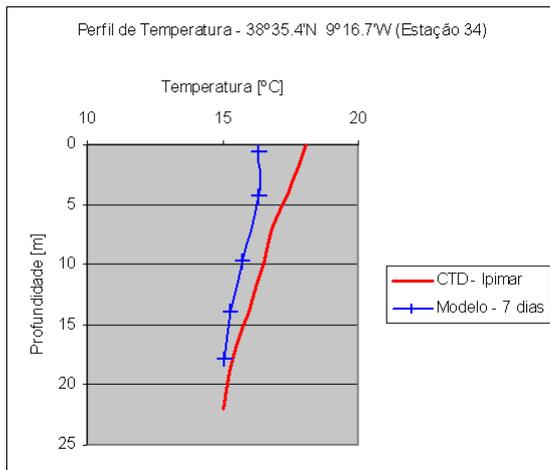
a) b)
 Figura 140 – Estação 27 (Figura 130) a) Temperatura , b) Salinidade.



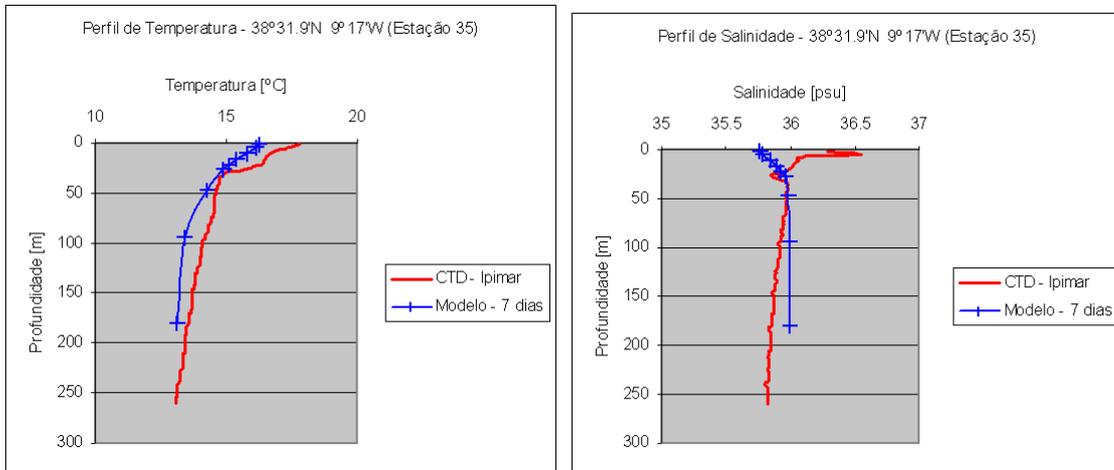
a) b)
 Figura 141 – Estação 29 (Figura 130) a) Temperatura, b) Salinidade.



a) b)
 Figura 142 – Estação 32 (Figura 130) a) Temperatura, b) Salinidade.

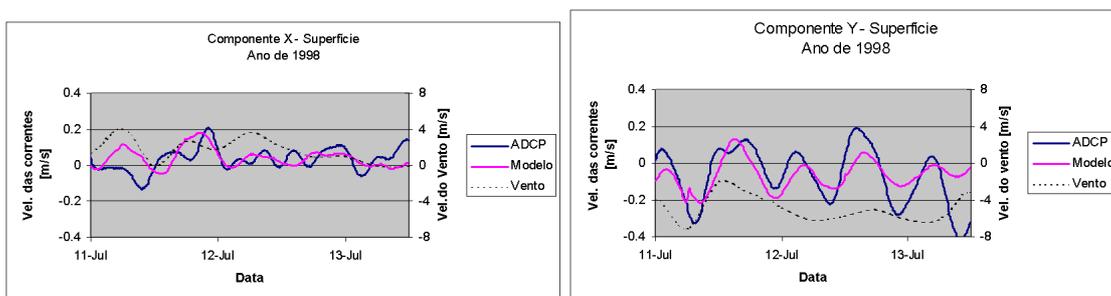


a) b)
 Figura 143 – Estação 34 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.

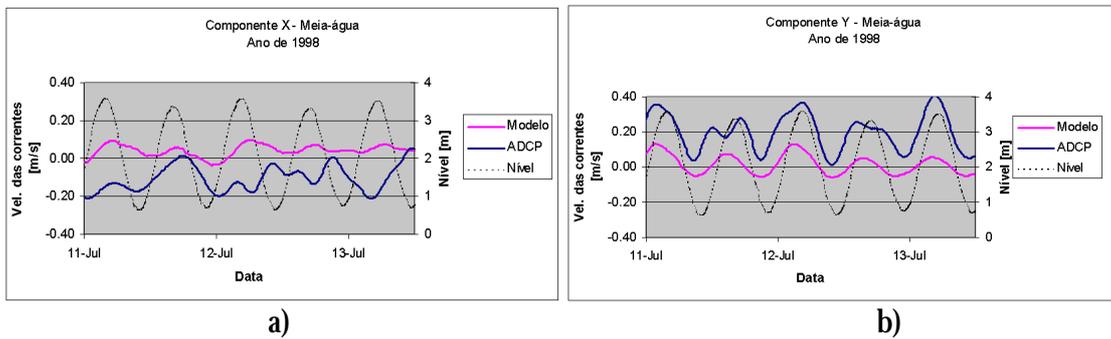


a) b)
 Figura 144 – Estação 35 (Figura 130) a) Temperatura b) Salinidade.

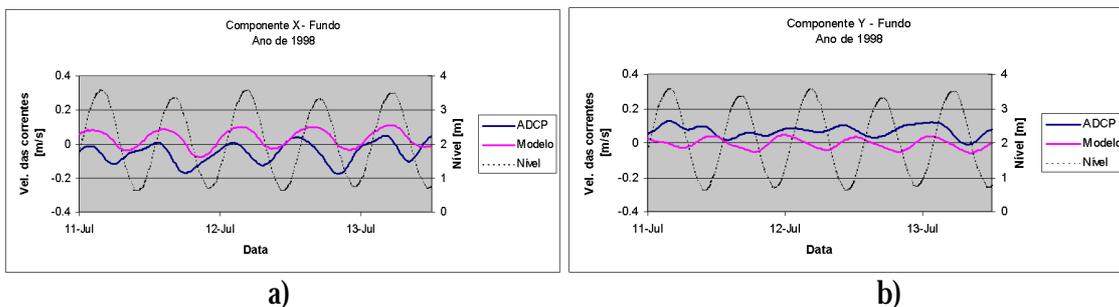
O ADCP fundeado perto do emissário da Guia (Cascais) mediu correntes em contínuo ao longo de Julho de 1998. Esta é mais uma fonte de informação que permite aprofundar a validação deste cenário. A comparação das velocidades obtidas pelo modelo nos dois últimos dias de simulação (11 a 13 de Julho de 1998) com as velocidades medidas pelo ADCP permite concluir que o modelo consegue reproduzir a variabilidade induzida pelo vento e pela maré na coluna de água medida (Figura 145 - Figura 147). No entanto, apenas à superfície o modelo é capaz de reproduzir a tendência média das correntes (Figura 145). A meia-água e no fundo o modelo apresenta velocidades com uma direcção média de SE enquanto as medidas têm a direcção oposta (Figura 146 e Figura 147).



a) b)
 Figura 145 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP à superfície.



a) b)
 Figura 146 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP a meia-água.



a) b)
 Figura 147 – Comparação das velocidades simuladas pelo modelo com as medidas pelo ADCP no fundo.

O modelo forçado com a maré e com um vento variável no tempo e constante no espaço não é capaz de reproduzir a corrente residual abaixo da termoclina permanente com direção NW da ordem dos 10 cm/s medida pelo ADCP em ambos os períodos que foi fundeado (Junho/Julho e Outubro/Novembro de 1998). No entanto, com este forçamento o modelo simula de uma forma consistente a variabilidade 3D medida pelo ADCP. Tendo em conta estes factos a hipótese mais lógica é a de que esta corrente residual barotrópica (2D) é forçada por algum mecanismo não considerado no modelo. Os mecanismos mais prováveis já foram anteriormente identificados e são respectivamente : a corrente da vertente (Coelho, 2002) e/ou o rotacional do vento induzido pela topografia (Munchow, 2000).

6.4.3.4 Análise de sensibilidade ao forçamento

Com o objectivo de identificar os mecanismos forçadores da corrente residual anteriormente descrita procedeu-se a uma análise de sensibilidade às condições de fronteira. Uma vez que se já conclui que a corrente é barotrópica e por uma questão de eficiência de calculo as simulações foram feitas em 2D. O modelo foi corrido com 5 forçamentos diferentes respectivamente:

- Maré;

- Maré + corrente da vertente;
- Maré + corrente da vertente + vento uniforme de NW;
- Maré + vento de NW com uma intensidade inferior na zona da embocadura e interior do estuário relativamente ao restante domínio (costa aberta);
- Maré + vento de NW com uma intensidade inferior na zona da embocadura relativamente ao resto domínio + corrente da vertente.

A circulação residual 2D obtida nestes 5 casos foi comparada de forma a identificar os mecanismos responsáveis por uma circulação residual tão intensa naquele ponto. A circulação residual forçada pela maré apresenta como já tinha sido referido na zona em que o ADCP foi fundeado uma corrente residual com direcção NW e uma intensidade da ordem dos 3 cm/s (Figura 148). Quando se adiciona o efeito da corrente da vertente na zona de maiores velocidades não se constata uma alteração significativa apenas nas zonas de maiores profundidades se verifica que a corrente residual é ligeiramente intensificada e passa a ter a direcção NW (Figura 149). Adicionando agora ao forçamento um vento uniforme, com uma direcção NW e uma intensidade de 3 m/s a corrente residual no ponto de interesse tende a ser atenuada e até a inverter a sua direcção (Figura 150). Este efeito é bem visível nos resultados 3D apresentados anteriormente. Por fim, foi testado o efeito de considerar a embocadura uma zona abrigada do vento. Num primeiro passo o modelo foi só forçado com este campo de ventos apresentado na Figura 151c e a maré. Esta alteração no vento fez com que a corrente residual no ponto de interesse recuperasse a sua direcção NW (Figura 151a). Por fim foi adicionado o efeito da corrente da vertente e a corrente residual foi intensificada ficando com valores da ordem dos 3 cm/s (Figura 151b). No entanto, apesar da direcção ser coerente com as medidas a intensidade ainda está longe dos valores medidos (10 cm/s). No futuro, este último forçamento será utilizado num caso 3D de forma a verificar se existe alguma intensificação adicional da corrente. Desta análise é possível concluir que o mais provável é que a corrente residual identificada seja forçada pela acção conjunta da corrente da vertente, do rotacional do vento e da maré. O vento local tende a contrariar esta corrente à superfície. A simulação do efeito do rotacional do vento passa obrigatoriamente pelo acoplamento do modelo hidrodinâmico a um modelo atmosférico de pequena escala devido à complexidade dos processos envolvidos.

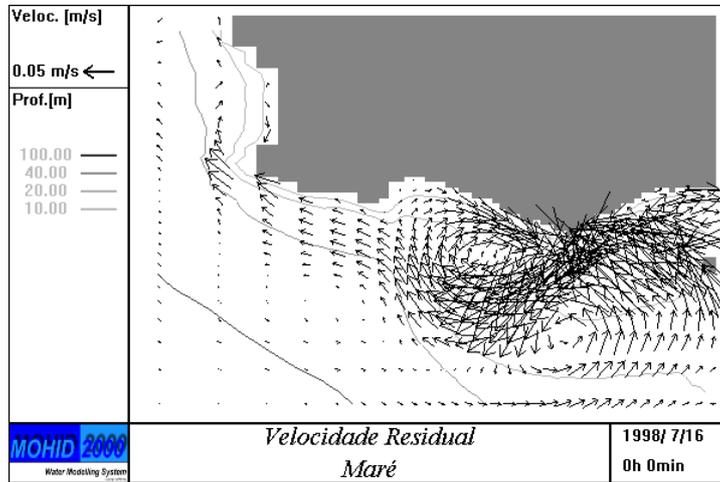
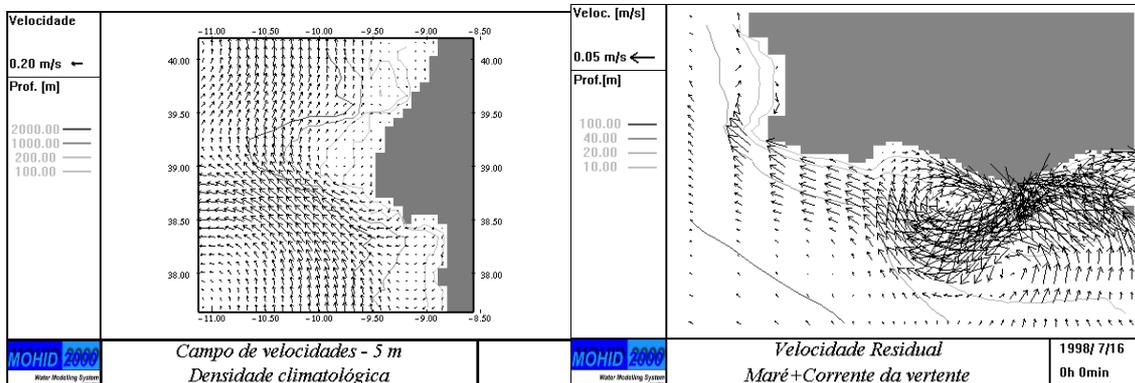


Figura 148 – Circulação residual na embocadura induzida apenas pela maré.



a)

b)

Figura 149 – a) Corrente da vertente à superfície perto da embocadura do estuário do Tejo, b) Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré e pela corrente da vertente.

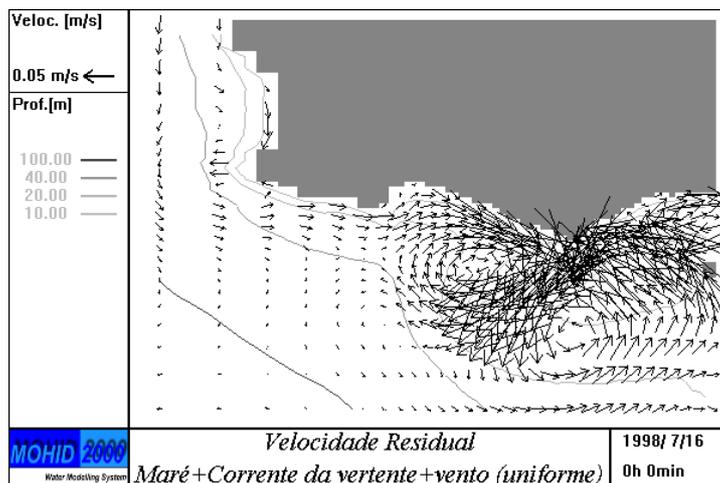


Figura 150 – Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré, pela corrente da vertente e por um campo de vento uniforme cuja intensidade e direcção corresponde à média medida pela estação meteorológica da Portela durante o período de simulação do cenário 3.

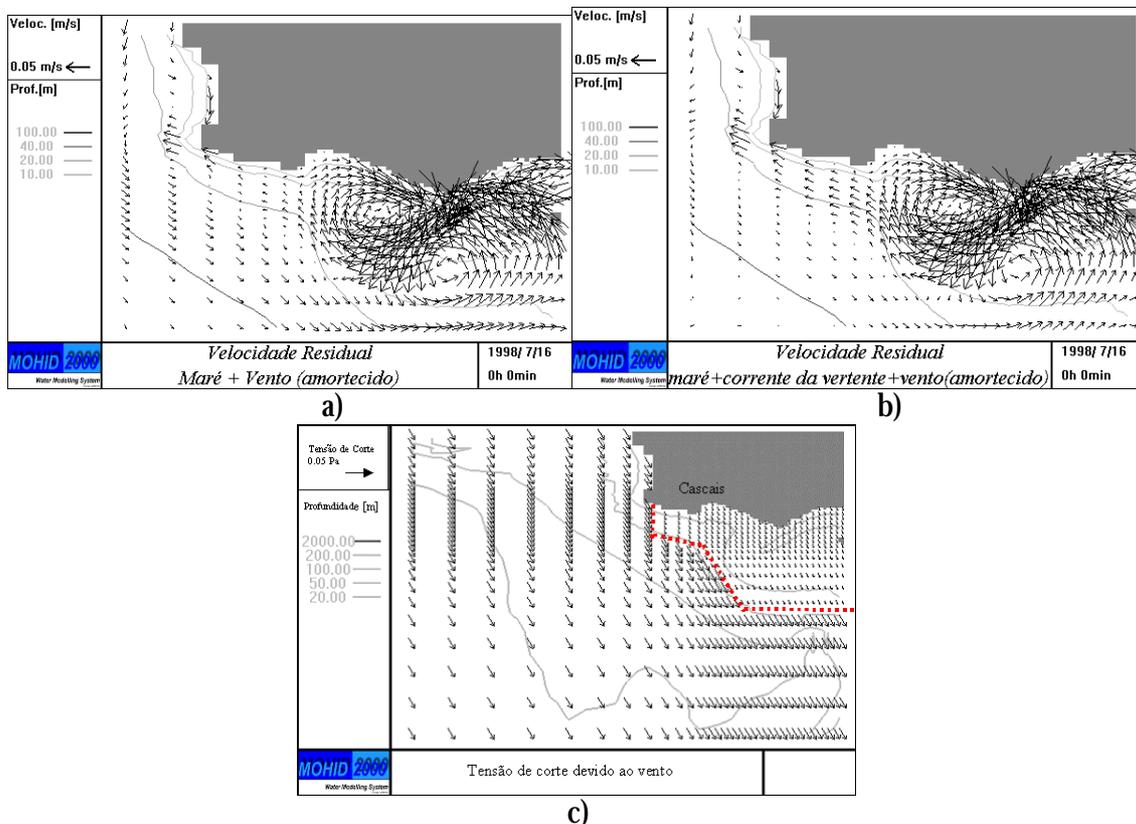


Figura 151– a) Circulação residual 2D na embocadura do estuário do Tejo induzida pela maré e por um campo de vento constante no tempo definido na Figura 151c, b) Circulação residual 2D na embocadura induzida pelo mesmo forçamento utilizado na solução apresentada na Figura 151a mais o efeito da corrente da vertente c) Campo de tensões de corte devidas ao vento foi calculada a partir da intensidade e direcção média do vento medidas pela estação meteorológica da Portela durante o período de simulação do cenário 3. Na zona da embocadura admite-se que a intensidade da tensão de corte é 4 vezes inferior.

6.5 Conclusões

6.5.1 Validação da maré barotrópica

O sistema Mohid na sua versão 2D forçado apenas com a maré apresenta uma boa concordância com os níveis observados ao longo da costa e no interior do estuário do Tejo. As correntes simuladas pelo modelo foram também validadas por comparação com correntómetros na zona da Trafaria e com resultados de um ADCP fundeado perto do emissário da Guia ao largo de Cascais. A comparação dos resultados do modelo 2D forçado com a maré com os valores medidos pelo ADCP foi um processo mais delicado uma vez que este se encontra numa zona onde o vento e correntes costeiras de larga escala podem ter um papel importante. No entanto, foi possível após um pré-processamento do sinal medido isolar o efeito da maré que apresentou uma elevada concordância o modelo.

6.5.2 Validação do escoamento 3D na embocadura

A validação de um modelo hidrodinâmico 2D para costa portuguesa (Sauvaget et al., 2000) e para o interior do estuário (Hidromod, 1997 e Portela, 1996) por comparação de níveis não é uma contribuição original tal como a validação das correntes forçadas pela maré na zona da Trafaria (Hidromod, 1997). No entanto, a validação da maré barotrópica foi fundamental para focar a atenção em outros processos, cuja verdadeira importância é desconhecida na circulação 3D na embocadura do estuário do Tejo.

O cenário típico de Inverno simulado (Janeiro de 1997), foi caracterizado por uma forte afluência de água doce ao longo de um período em que o vento soprou fraco de Sul. Este cenário reuniu as características necessárias para validar as trocas de calor e sal entre o estuário e a embocadura. A forte estratificação que se verifica nestas situações permitiu também validar o modelo de turbulência GOTM, recorrendo à parametrização proposta por Canutto et al. (2001), aplicado ao estuário do Tejo. O sistema Mohid foi capaz de reproduzir os perfis de densidade medidos na embocadura na segunda quinzena de Janeiro de 1997. Este resultado é sem dúvida um forte indício que o sistema Mohid tem as características necessárias para no futuro correr um modelo operacional nesta zona. Um factor determinante no sucesso da simulações deste cenário foi a coordenada lagrangeana que mesmo com poucos pontos de cálculo na vertical conseguir minimizar a difusão numérica vertical e desta forma manter os gradientes verticais das propriedades da água (salinidade e temperatura) muito perto da realidade. A condição de fronteira adoptada revelou-se estável sem introduzir erros visíveis de conservação de massa.

No cenário de Verão simulado (Julho de 1998) o vento têm um papel determinante ou contrário do que acontece no cenário de Inverno. Durante este período o vento soprou forte do quadrante N/NW numa forma persistente. Este vento induziu durante o período de Verão estudado um forte afloramento costeiro, desta forma o gradiente de densidades na embocadura é condicionado não só pelas trocas com o interior do estuário como pelo afloramento de água fria junto à costa. As trocas locais de calor e massa com a atmosfera em ambos os cenários reais simulados relevaram-se pouco importantes. O modelo neste cenário foi inicializado com um perfil de temperatura característico de uma zona menos perturbada pelo afloramento costeiro que a embocadura do estuário do Tejo (embocadura do Sado). O modelo forçado pelo vento real medido em Lisboa provocou um arrefecimento generalizado junto à superfície devido ao forçamento costeiro. Neste caso os resultados do modelo mostram que este tende a aproximar-se dos valores medidos. Quanto à salinidade o modelo

simulou com uma boa precisão os perfis medidos ao largo da costa da Caparica. Enquanto que, ao longo da costa do Estoril ao fim de 7 dias de simulação a solução do modelo ainda estava muito longe da situação real. O ADCP mediu uma forte corrente barotrópica residual de 10 cm/s com direcção NW durante Julho de 1998. As correntes residuais nesta área produzidas pelo modelo são da ordem de 1 a 2 cm/s. Esta forte corrente residual explica o facto de os valores da salinidade medidos ao largo da costa do Estoril e ao largo do cabo Raso serem mais baixos do que no modelo. Esta corrente tende a transportar mais depressa para o largo a água doce com origem no interior do estuário. Foi feita uma análise de sensibilidade de forma a identificar o possível mecanismo forçador desta corrente. A maré é responsável por uma corrente residual barotrópica na zona do ADCP com direcção NW mas com uma intensidade de 2 cm/s. A corrente da vertente tende a reforçar esta corrente e o vento dependendo da sua variabilidade pode reforçar ou não. O efeito da topografia situada a Norte da costa do Estoril (ex: Serra Sintra) tende a condicionar o campo de ventos quando este sopra do quadrante N ou NW. O efeito de amortecimento que esta topografia tem sobre o vento condiciona muito a circulação residual na embocadura. No futuro será necessário correr um modelo de pequena escala atmosférico de forma a estudar o padrão da circulação atmosférica na embocadura e assim perceber o seu efeito sobre as correntes.

6.5.3 Sistema Mohid uma ferramenta de engenharia

A validação hidrodinâmica do sistema Mohid na embocadura do estuário do Tejo levada acabo neste trabalho permite olhar para esta ferramenta como um auxiliar muito útil na avaliação de impactes e gestão de sistemas de saneamento básico que utilizem esta área como meio receptor. Um dos grandes objectivos do grupo de desenvolvimento do sistema Mohid para além dos objectivos científicos é impor este como uma ferramenta de engenharia. Visando ilustrar o esforço feito para alcançar este objectivo foram apresentados em anexo alguns resultados que mostram a versatilidade do laboratório numérico Mohid (Anexo VIII – A modelação como ferramenta auxiliar de gestão – O sistema Multimunicipal da Costa do Estoril). Este tem sido utilizado como uma ferramenta de avaliação de impactes do emissário da Guia e como ferramenta auxiliar de gestão do Sistema de Saneamento da Costa do Estoril. O Mohid está de momento a ser utilizado para identificar fugas no sistema interceptor que podem ser detectadas por análises regulares de qualidade da água feitas às praias. Tratando-se de um sistema muito dinâmico é difícil de identificar a origem do problema. Um modelo com a capacidade de reproduzir as correntes ao longo do período que antecedeu as colheitas permite identificar possíveis zonas de descargas.

Capítulo 7

OUTRAS APLICAÇÕES A CASOS REAIS

7.1 Introdução

Este capítulo é uma descrição de aplicações que realçam a capacidade do sistema Mohid em simular diferentes processos com escalas temporais e espaciais muito diversificadas. O autor desta tese teve uma colaboração directa em todas as aplicações aqui apresentadas. O sistema Mohid tem sido aplicado ao longo dos tempos a sistemas aquáticos com características muito diferentes, nomeadamente: a albufeiras (ex: Roxo) e a sistemas estuarinos (ex: Ria de Aveiro, Ria de PonteVedra e Ria Formosa), costeiros (ex: Sines) e oceânicos (ex: costa Brasileira e Portuguesa).

No caso da albufeira do Roxo (ver – Braunschweig, 2001) e da Ria de Aveiro o principal objectivo foi a simulação da evolução sazonal dos parâmetros biogeoquímicos que condicionam a qualidade da água nestes dois sistemas. Na Ria de Aveiro admitiu-se que a coluna de água é bem misturada, tendo sido aplicado um modelo 2D, enquanto na albufeira do Roxo optou-se por uma abordagem 3D, uma vez que a estratificação vertical é um processo importante neste sistema. Nas aplicações à Ria de PonteVedra (Villarreal, 2000 e Villarreal et al., 2002) e à Ria Formosa apenas foram simulados processos hidrodinâmicos 3D. No primeiro caso foi considerado o efeito dos gradientes de densidade e foi caracterizada a circulação em toda a Ria. No segundo caso os gradientes de densidade podem considerar-se nulos e foi dado especial relevo à circulação na barra de Faro. A aplicação feita em Sines teve como intuito a simulação da dispersão da pluma térmica resultante do sistema de refrigeração da central termoeléctrica (Hidromod, 2001). Por fim, apresentam-se mais duas aplicações de escala oceânica. A aplicação à costa Portuguesa teve como principal objectivo caracterizar a circulação na zona de transição entre a plataforma e o oceano profundo (Coelho, 2002 e Coelho et al., 2002). A aplicação à costa Brasileira reproduziu a circulação forçada pelos gradientes de densidade. Esta circulação serviu de base para simular um cenário de dispersão de petróleo emitido por uma plataforma petrográfica (Hidromod, 2002).

Não obstante terem sido efectuadas outras aplicações, estas, no seu conjunto, sublinham de uma forma especial a capacidade integradora e, conseqüentemente, interdisciplinar do sistema Mohid. Estas aplicações destacam-se, igualmente, pelo cuidado que houve na sua validação.

7.2 Ria de Aveiro

7.2.1 Objectivos Gerais

A aplicação do sistema Mohid à Ria de Aveiro foi realizada no âmbito do projecto ModelRia. Este projecto de investigação foi financiado pela FCT, agrupando uma equipa multidisciplinar de investigadores da Universidade de Aveiro, do Instituto Superior Técnico e da Hidromod. O objectivo geral do projecto é contribuir para a compreensão, quantificação e modelação dos processos tróficos na Ria de Aveiro. Os objectivos específicos são:

1. Caracterizar as fontes pontuais e difusas de nutrientes e carbono orgânico para a Ria;
2. Perceber as transformações sofridas pelos materiais que são descarregados na Ria;
3. Caracterizar o padrão de variabilidade do plâncton, dos nutrientes, da matéria orgânica e da matéria em suspensão na coluna de água;
4. Investigar a importância do bentos na biologia da coluna de água;
5. Produzir um modelo validado para a qualidade da água integrando todos os processos anteriores.

Para atingir estes objectivos foram aplicados vários módulos do sistema Mohid, tendo por base um programa experimental complementado por dados históricos, os quais estão a ser recolhidos e incluídos numa base de dados.

7.2.2 Área de Estudo

A Ria de Aveiro é uma laguna costeira situada no litoral centro de Portugal (38° 5' N, 8° 44' W). A área coberta por água em preia-mar varia consideravelmente com a maré, entre 83 Km² nas marés vivas e 66 Km² nas marés mortas. Os principais rios que desaguam na Ria são o Rio Antuã e o Rio Vouga, sendo este último o mais importante dos dois. A comunicação com o Oceano Atlântico dá-se através do canal da Barra, cuja profundidade é mantida artificialmente. Este canal separa a Ria do Oceano e tem cerca de 1,3 Km de comprimento, 350 m de largura e 20 m de profundidade.

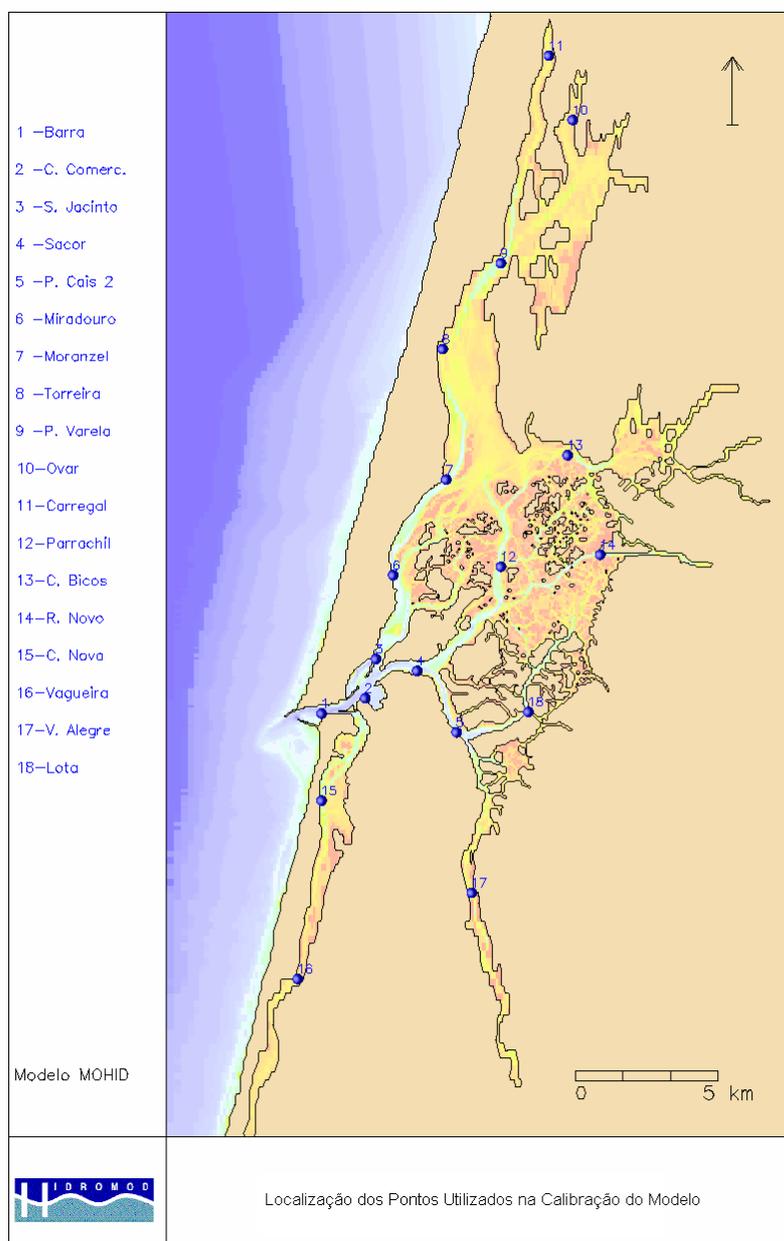
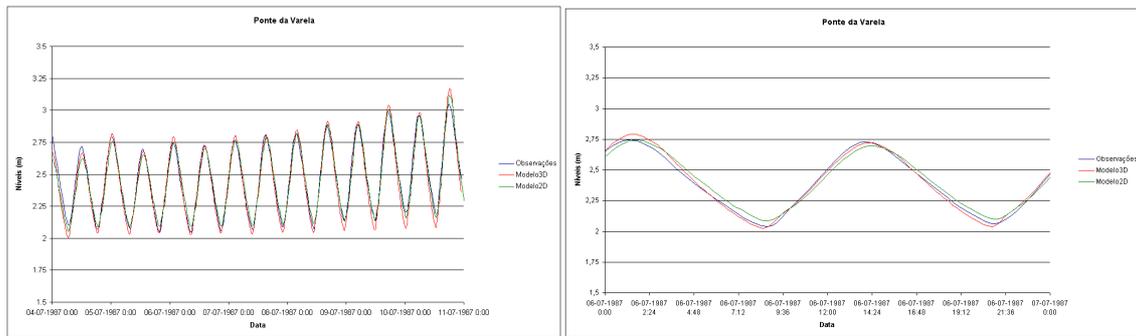


Figura 152 – Mapa da Ria de Aveiro com as estações usadas na validação da hidrodinâmica simulada pelo sistema Mohid.

7.2.3 Resultados ilustrativos

O sistema Mohid foi aplicado apenas com uma camada. A validação da hidrodinâmica foi feita com base em dez estações de níveis (Barra, São Jacinto, Costa Nova, Moranzel, Torreira, Ponte da Varela - Figura 153, Cais do Bico, Miradouro e Vista Alegre) e cinco estações de correntes (Cais do Bico, Ponte da Varela - Figura 154, Vista Alegre, Sacor e São Jacinto). A localização de cada uma destas estações pode ser observada na Figura 152. Em alguns casos, procedeu-se à comparação dos resultados obtidos com a nova versão do sistema Mohid com

resultados obtidos com uma versão mais antiga (*Hidromod*, 1998). Com esta comparação procurou-se confirmar se, com esta nova versão do modelo, não se tinha retrocedido.



a)

b)

Figura 153– Comparação dos resultados do modelo *Mohid3D* (linha vermelha – sistema Mohid versão actual) com os resultados do modelo *Mohid2D* (linha verde – sistema Mohid versão 2D, Neves, 1985) e com valores observados, na estação da Ponte da Varela. a) ciclo maré viva- maré morta b) ciclo de maré.

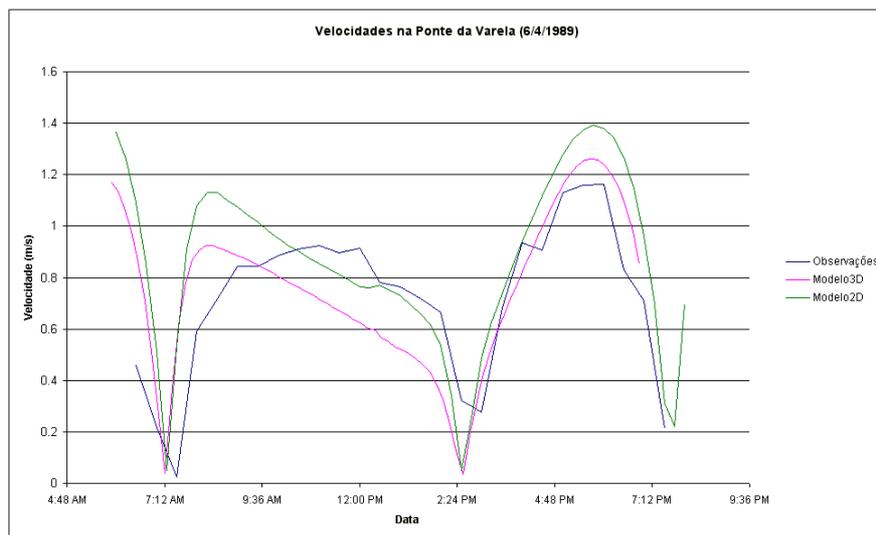


Figura 154– Comparação entre as correntes previstas pelo modelo *Mohid3d* (linha vermelha – sistema Mohid versão actual), pelo modelo *Mohid2d* (linha verde– sistema Mohid versão 2D, Neves, 1985) e as correntes observadas (linha azul) na Ponte da Varela em 6 de Abril de 1989.

Sendo as medidas de parâmetros biogeoquímicos existentes para a Ria de Aveiro demasiado dispersas no espaço e no tempo, não foi possível uma validação qualitativa semelhante à realizada para a hidrodinâmica. Por esta razão, optou-se por uma análise qualitativa dos diferentes parâmetros biogeoquímicos simulados (sedimentos coesivos, fitoplâncton, amónia, nitrato e azoto orgânico). De uma forma geral, os resultados dos sedimentos coesivos tanto

do fundo (Figura 155a) como da coluna de água (Figura 155b) apresentam valores e uma variabilidade espacial que estão de acordo com os poucos dados de campo existentes.

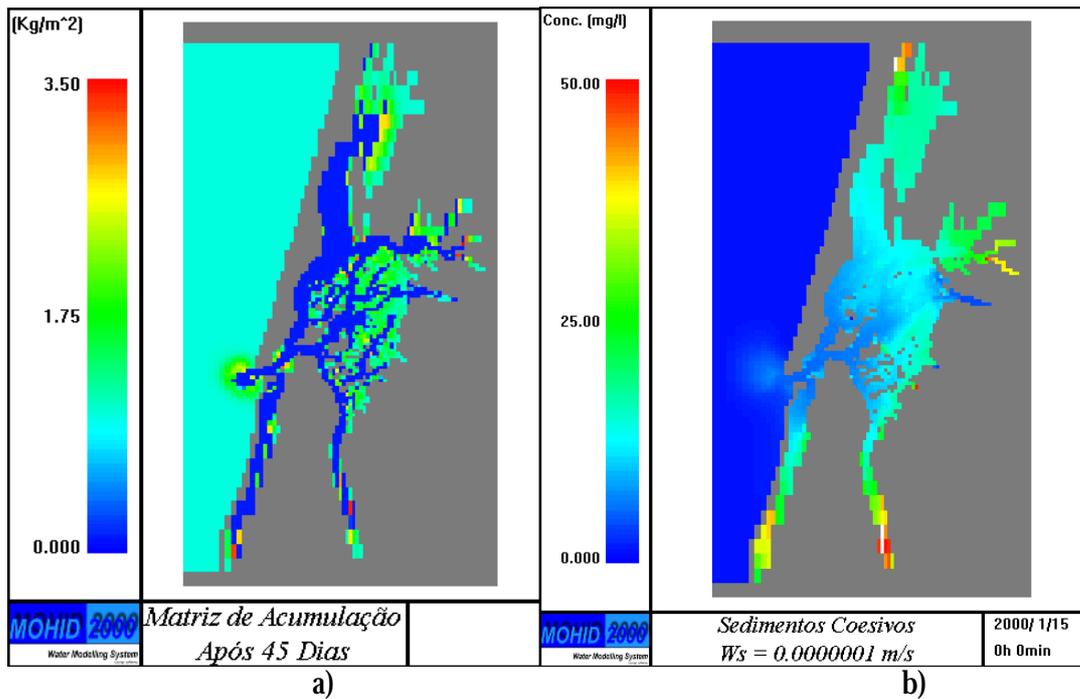


Figura 155 – a) Sedimentos de fundo disponíveis para serem ressuspensos em kg/m², b) concentração na coluna de água em mg/l.

Os valores de fitoplâncton foram comparados com medidas efectuadas no âmbito do projecto ModelRia. Estes valores são, todavia, muito dispersos no tempo sendo possível com base na informação medida afirmar somente que o modelo obtém valores da mesma ordem de grandeza dos valores medidos (Figura 156). O modelo apresenta um máximo de produção na Primavera (Figura 156). Este é um período de transição entre um período de forte afluência de nutrientes à Ria e pouca luz disponível na coluna de água (Inverno) e um período de abundância de luz na coluna de água e fraca afluência de nutrientes (Verão).

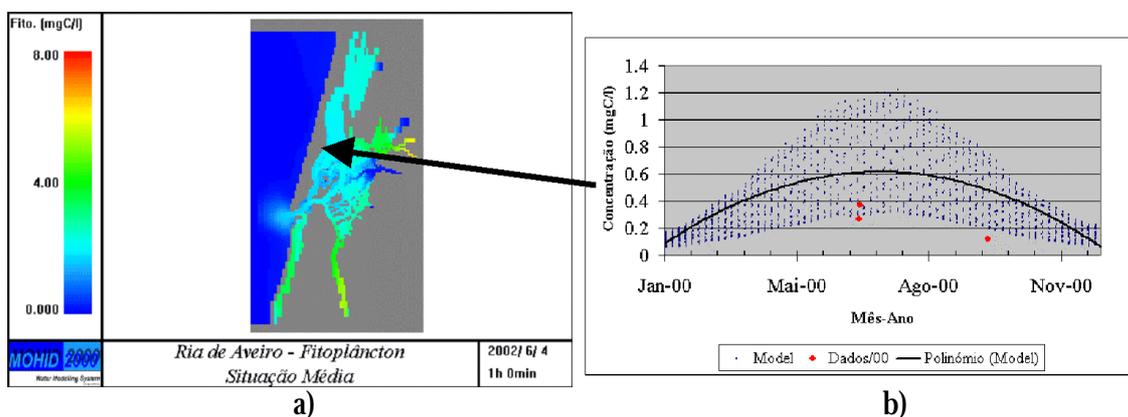


Figura 156 – a) concentração de fitoplâncton em mgC/l em pleno bloom primaveril, b) Comparação da série temporal de fitoplâncton obtida com o modelo (pontos azuis), para a estação de Moranzel, com medidas (pontos vermelhos). A linha preto corresponde a uma média móvel de 5 dias que permite filtrar o efeito da maré.

7.3 Ria Formosa

7.3.1 Objectivos Gerais

No âmbito do Projecto de Execução da Barra de Faro e Canal de Acesso ao Porto de Faro, a Hidromod realizou um conjunto de simulações em modelo matemático, os quais tiveram por objectivo efectuar uma caracterização da situação de referência.

Estas simulações, de acordo com a metodologia proposta, foram efectuadas com base no módulo de cálculo da hidrodinâmica bidimensional do sistema MOHID. Tratando-se a Ria Formosa de um sistema bem misturado e constituído, essencialmente, por zonas de baixa profundidade, a opção por um modelo bidimensional integrado na vertical não levantará, de um ponto de vista geral, objecções de maior.

No entanto, as medidas efectuadas a duas profundidades na zona da barra de Faro-Olhão mostravam a existência de uma grande variação em profundidade da velocidade nesta zona, pelo que uma avaliação detalhada das alterações introduzidas pelas soluções propostas implicaria a utilização de um modelo tridimensional.

Nesta perspectiva, e tendo por objectivo esclarecer melhor alguns aspectos relacionados com a circulação na barra, foi implementado o módulo de cálculo da hidrodinâmica tridimensional do sistema MOHID. Neste trabalho foram analisadas as 2 soluções de projecto em termos dos previsíveis impactes na hidrodinâmica.

7.3.2 Área de Estudo

A Ria formosa cobre uma região com 50 km de comprimento ao longo da linha de costa que, vai desde a península do Ancão até Cacela. A Ria comunica com o mar através de 6 barras: Ancão, Faro-Olhão, Armona, Fuzeta, Tavira e Cacela. Estas correspondem aos limites de 5 ilhas barreiras que protegem a lagoa da acção directa do mar. A região a Este de Olhão é caracterizada por um canal estreito e longo (25 km de comprimento e menos de 1 km de largura) que comunica com o mar através das barras da Fuzeta, Tavira e Cacela (Figura 157). O interior da Ria é constituído por uma complexa rede de canais que escoam entre grandes zonas intertidais que têm um papel dominante na circulação. As correntes na plataforma têm em média a direcção Oeste-Este. A amplitude da maré varia entre 2 e 4 metros. A altura das ondas de vento é, normalmente, inferior a 1 metro mas, em situações de tempestade pode atingir 4 metros ou mais.

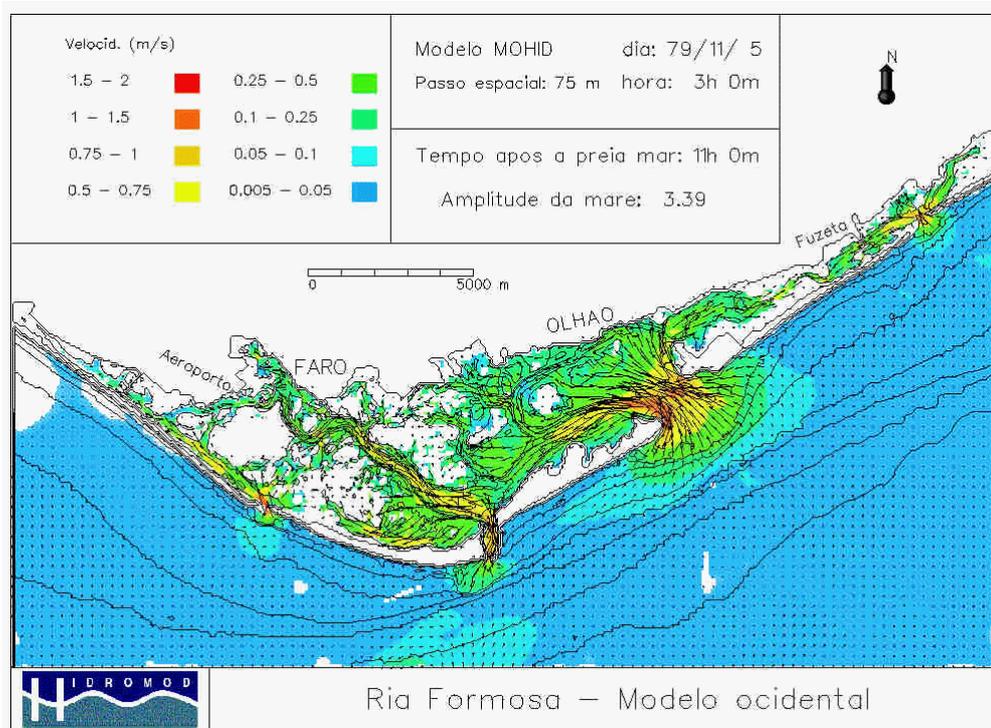


Figura 157 –Correntes de enchente na ria Formosa (Neves et al., 1994).

7.3.3 Resultados ilustrativos

A análise dos resultados do modelo 3D centrou-se na avaliação da evolução das velocidades nestes dois pontos (P11 e P12 da Figura 158), tendo sido efectuadas comparações com os valores medidos e com os resultados do modelo 2D.

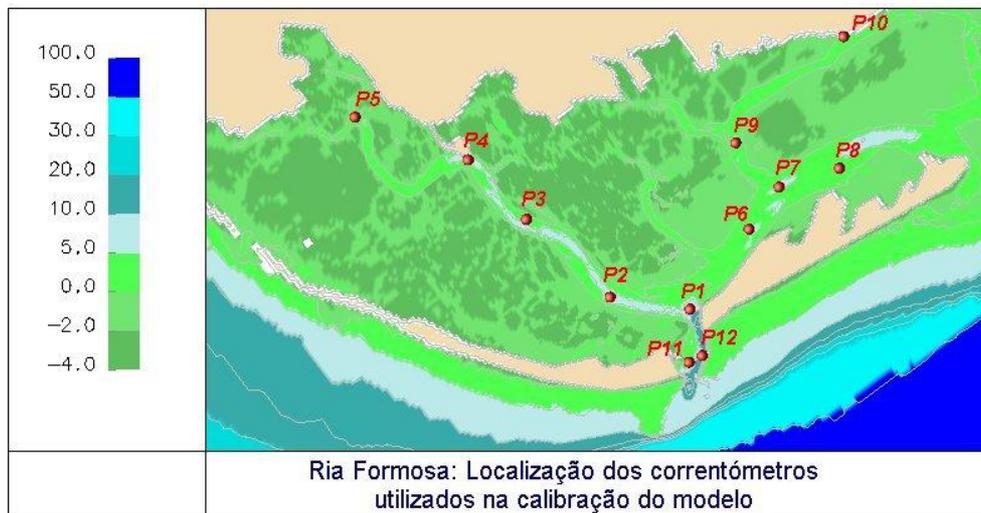


Figura 158 – Localização dos pontos relativos à campanha do I.H. de 1979.

Nas Figura 159 (P12) e Figura 160 (P11) são comparados os resultados do modelo 3D com os valores medidos a diferentes profundidades e com os resultados do modelo 2D.

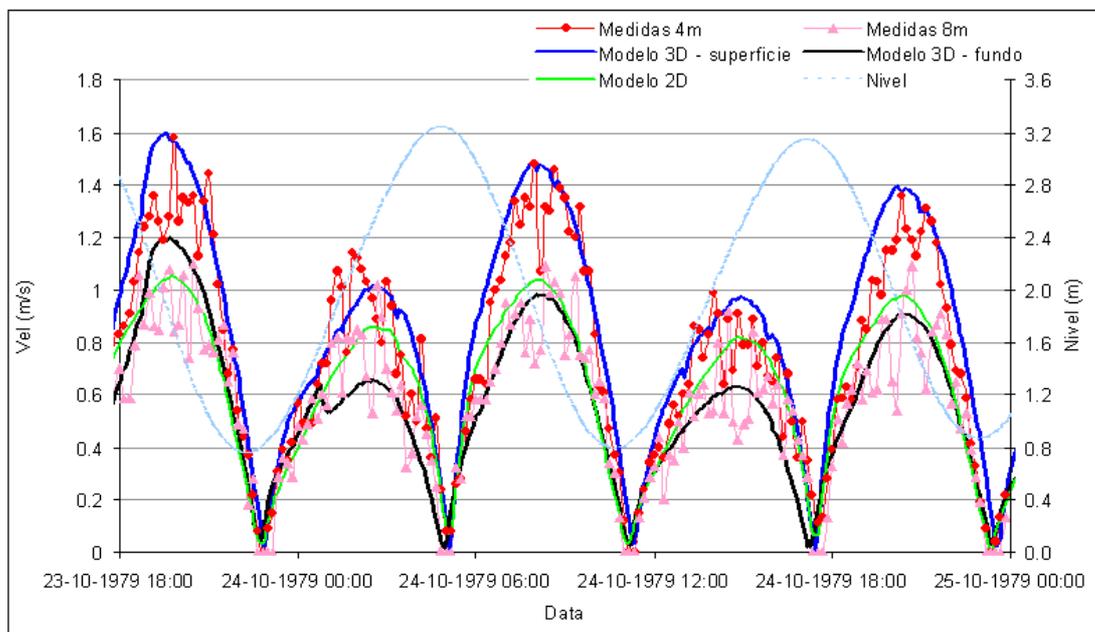


Figura 159 – Comparação dos resultados do modelo 3D com os valores medidos e com os resultados do modelo 2D para os correntômetros localizados junto ao molhe Este.

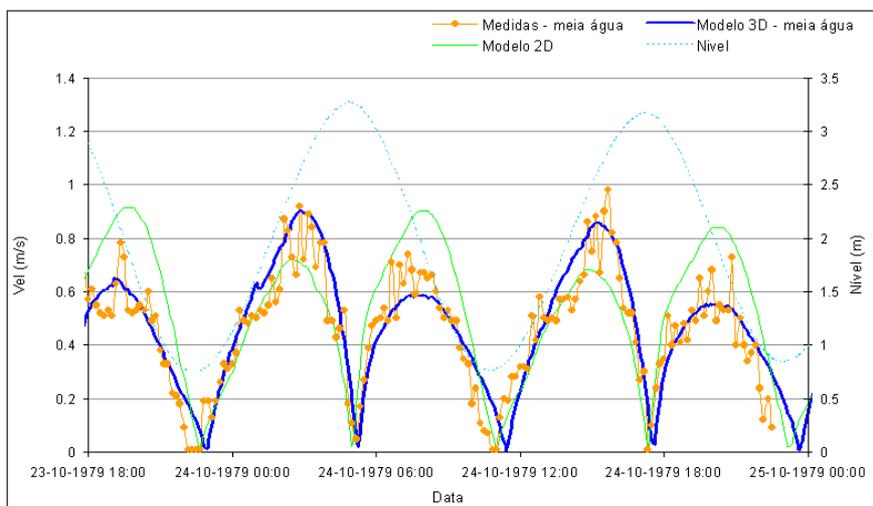


Figura 160 - Comparaç3o dos resultados do modelo 3D com os valores medidos e com os resultados do modelo 2D para o corrent3metro localizado junto ao molhe Oeste.

Como pode observar-se, o modelo 3D reproduz as velocidades quer, 3 superf3cie quer no fundo, no que respeita aos corrent3metros localizados junto ao molhe Este e reproduz igualmente as velocidades m3ximas em enchente observadas junto ao molhe Oeste. Os resultados do modelo 2D mostram, somente, o que se passa em termos m3dios na vertical n3o permitindo, por exemplo, reproduzir as velocidades 3 superf3cie que interessam em termos de navegaç3o. Como se pode verificar, quer atrav3s das medidas, quer atrav3s dos resultados do modelo 3D, quer ainda mediante o testemunho dos pilotos locais, as velocidades 3 superf3cie podem atingir valores 50 % superiores aos que se verificam junto ao fundo.

7.4 Ria de Pontevedra

7.4.1 Objectivos Gerais

A implementaç3o do sistema Mohid na Ria de PonteVedra teve como objectivo aprofundar o conhecimento da circulaç3o 3D na Ria. Os estudos anteriores apenas permitem fazer uma caracterizaç3o muito esquem3tica da circulaç3o.

7.4.2 3rea de Estudo

A Ria de Pontevedra possui, aproximadamente, 20 km de comprimento ao longo do seu eixo principal, que tem a direcç3o NE-SW (Figura 161). Desde o ponto de descarga do rio at3 3 ilha de Ons a Ria tem uma profundidade m3dia de 31 m, uma 3rea de 141 km² e um volume m3dio de 3450 Hm³ (Villareal, 2000) . A Ria pode ser considerada uma extens3o do rio L3rez. Perto da foz do rio existe uma pequena ilha denominada Tambo (Figura 161). A presenç3a de outra ilha na fronteira com o mar (ilha de Ons) condiciona de uma forma muito marcante as

trocas com a zona costeira. A embocadura sul é mais larga (7 km) e profunda (60 m), que a embocadura Norte que possui 3.4 km de largura e 14 m de profundidade.

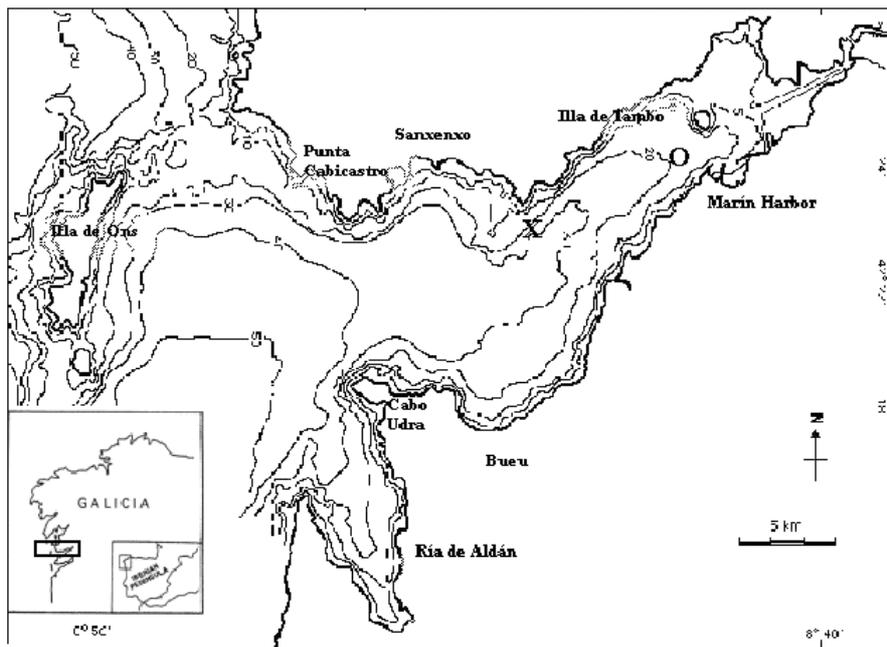


Figura 161 – Localização e batimetria da Ria de Pontevedra. Figura adaptada de Villarreal (2000).

7.4.3 Resultados ilustrativos

A validação foi feita comparando a solução do modelo com níveis (que usualmente têm uma boa concordância) e com correntes medidas a diferentes profundidades, ao longo de um período de 3 dias no final de Outubro de 1997 (Figura 162). Durante este período o vento foi fraco.

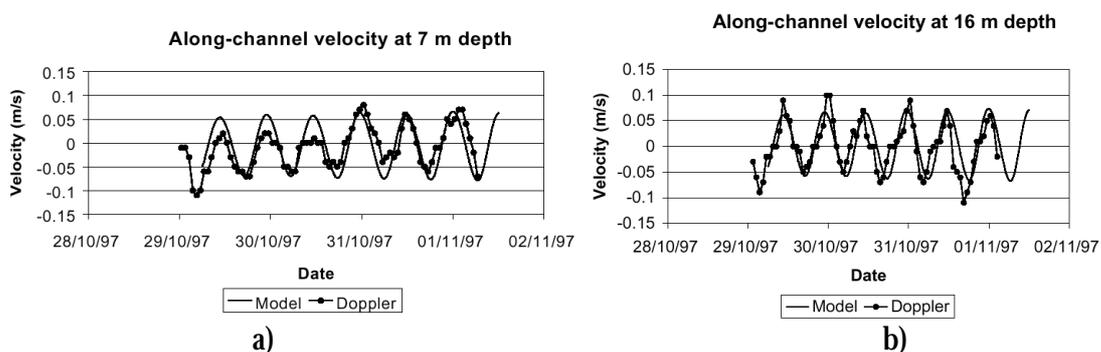
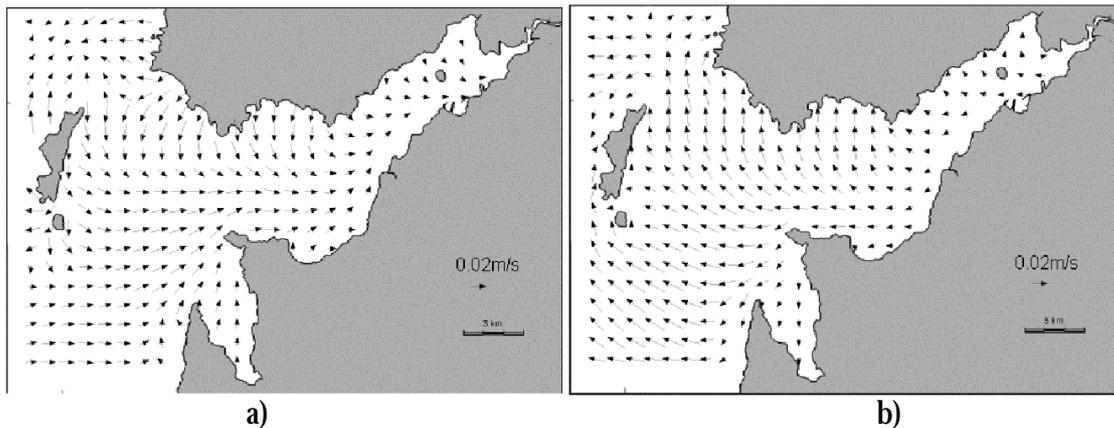


Figura 162 – Comparação dos resultados do modelo (linha em contínuo) e os resultados de medidas (linha a tracejado) a duas profundidades diferentes, num ponto com a seguinte localização: 42° 22.477' N; 8° 46.998' W. Oscilações nas medidas com um período inferior a 1 hora foram filtradas. a) 7 m, b) 16 m. Figura adaptada de Villarreal (2000).

Numa segunda fase o modelo foi corrido durante períodos mais longos com o objectivo de simular a interacção da maré com os gradientes de densidade durante uma situação típica de Inverno. Na fronteira terrestre do modelo foi imposto um rio com caudais ($50 \text{ m}^3/\text{s}$) e temperaturas (15°C) típicas de Outono. Na fronteira aberta foi imposto um perfil de densidade climatológico tirado de Levitus (1982). O escoamento residual ao longo de um período de maré viva – maré morta foi objecto de análise (Figura 163).



a) b)
Figura 163 – Velocidades residuais (m/s): a) fundo, b) superfície.
Figura adaptada de Villarreal (2000).

O sistema Mohid permitiu um aprofundamento do conhecimento sobre a circulação induzida pela maré e pelos gradientes de densidade numa situação típica de Inverno. A combinação destes dois efeitos induz um escoamento residual, à superfície, na direcção do mar (Figura 163a) e, no fundo, na direcção da foz do rio (Figura 163b). É possível observar-se uma componente residual perpendicular à margem Norte, que pode ser importante para o transporte de sedimentos e para os ciclos biogeoquímicos. Para condições típicas de Verão (caudal do rio baixo), as correntes residuais obtidas são pouco intensas. Este resultado mostra que, neste caso, é necessário considerar o papel do vento para simular o transporte residual.

7.5 Sines

7.5.1 Objectivos Gerais

A construção de um novo molhe no Porto de Sines irá produzir alterações hidrodinâmicas na zona. O objectivo deste trabalho consistiu, por um lado, em avaliar em que medida essas alterações se repercutem no regime hidrodinâmico na zona envolvente do circuito de água de refrigeração da Central Termoeléctrica de Sines. E por outro lado, como é que essas mudanças no regime das correntes irão influenciar a dispersão da pluma térmica.

7.5.2 Área de Estudo

A modelação da hidrodinâmica da zona de Sines foi feita aplicando um modelo de escala alargada (Figura 164a), com pouca resolução e, que teve como objectivo gerar condições de fronteira para um modelo de maior resolução espacial (Figura 164b). O modelo de maior resolução visa simular uma zona a Sul do Porto de Sines, onde se encontram as estruturas de rejeição e adução da Central Termoelectrica de Sines.

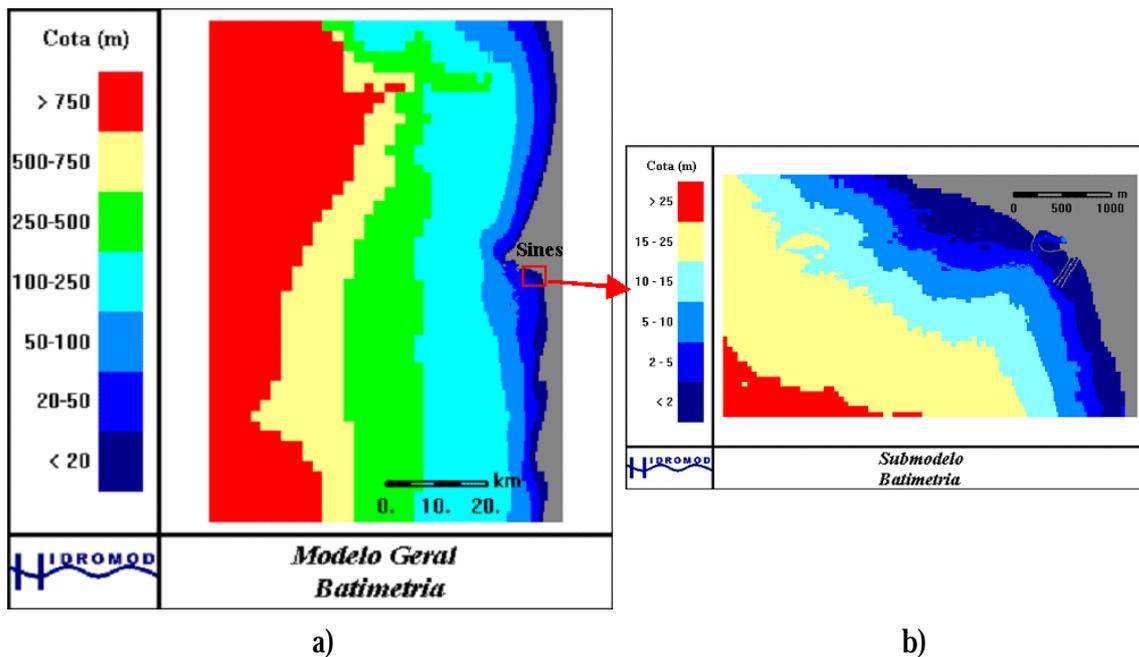


Figura 164 – a) Batimetria do modelo geral (malha grossa) para a zona de Sines, b) Batimetria do sub-modelo (malha fina) para a zona da tomada de água. Adaptado de Hidromod (2001).

7.5.3 Resultados ilustrativos

A validação de correntes foi baseada em dados colhidos nas estações 1, 2 e 3 da Figura 165. A validação da pluma térmica foi feita comparando perfis de temperatura medidos em 1996 e 1997 nas estações SI6, SI8 e SI9 da Figura 165. As simulações foram feitas tendo em conta as condições ambientais na altura da amostragem, nomeadamente: a altura da maré, a velocidade e direcção do vento, a temperatura da água à saída da central e a temperatura da água ao largo, de forma a servirem de condições de fronteira.

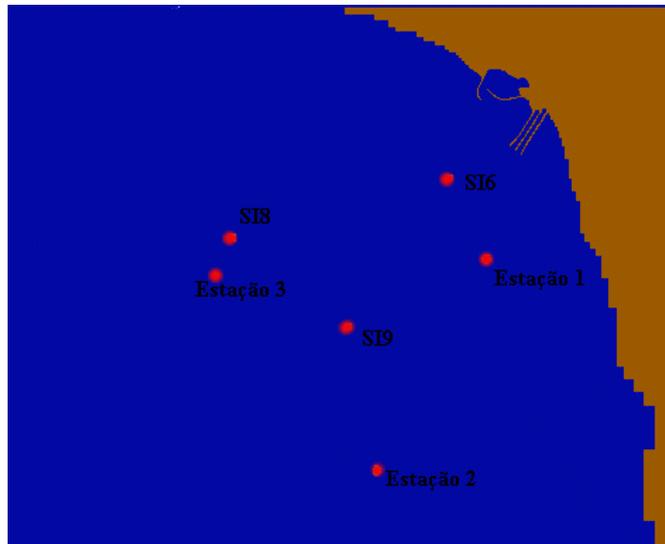


Figura 165 – Localização das estações de validação do sistema de modelos encaixados. Adaptado de Hidromod (2001).

A título ilustrativo é apresentada a validação das correntes na estação 1 ao longo de 1 dia e meio (Figura 166).

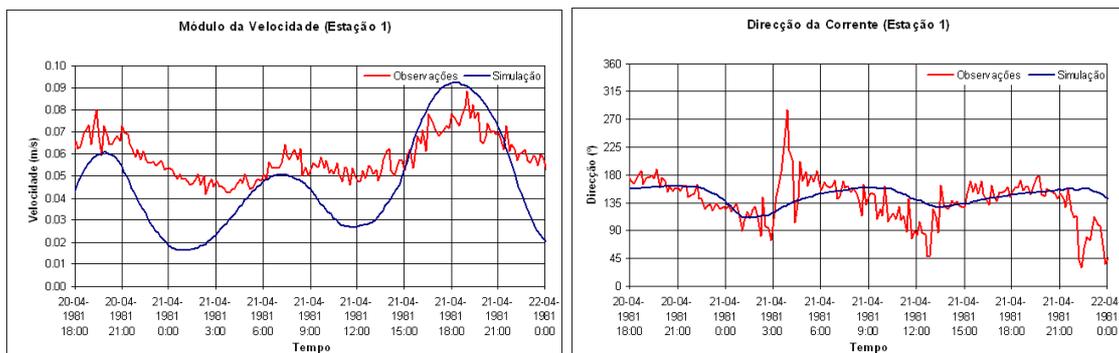


Figura 166 – Comparação da velocidade na Estação 1: a) módulo; b) direcção. Adaptado de Hidromod (2001).

São, também, apresentados resultados da forma da pluma na situação actual com um vento NW de 5.5 m/s (Figura 167a). A Figura 167b mostra a validação do perfil de temperatura simulado para a estação SI8.

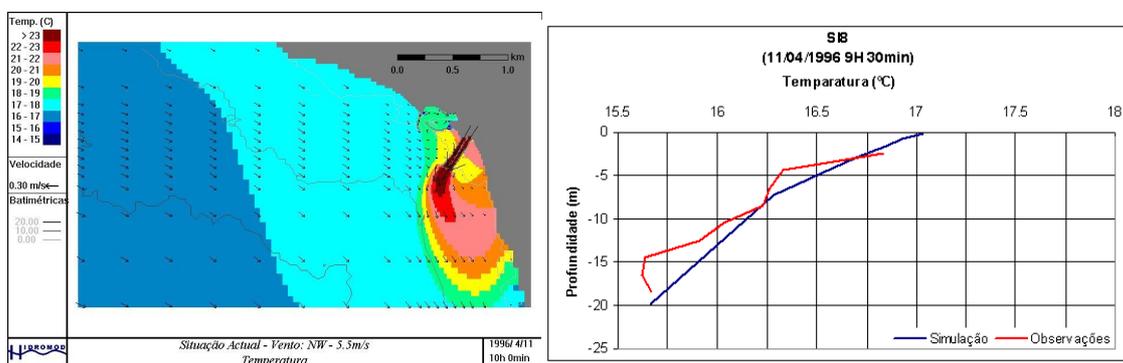


Figura 167- a) Temperatura na situação actual – camada da superfície, b) comparação do perfil de temperatura simulado com o observado na estação SI8. Adaptado de Hidromod (2001).

Após a construção do novo molhe, a pluma térmica terá pequenas deflexões no seu eixo, que aparentam ser maiores para situações de ventos NW e que geram correntes de NW para SE na zona da rejeição. Os valores de aumentos e diminuições de temperatura encontrados são pequenos e foram quantificados para várias profundidades. Não se prevêem aumentos significativos da temperatura na bacia de adução.

7.6 Costa Portuguesa

7.6.1 Objectivos Gerais

Os principais objectivos deste trabalho são:

- Identificar mecanismos forçadores dos principais fenómenos físicos que ocorrem na Zona de Transição Costeira (ZTC) Ibérica;
- Quantificar os transportes meridionais e determinar em que condições ocorrem;
- Quantificar trocas entre a região costeira e o oceano profundo numa região que caracteriza bem toda a Margem Ocidental Ibérica (a Costa da Galiza).

Os processos físicos controlam a actividade biológica uma vez que condicionam a evolução da luz e dos nutrientes. A sua caracterização rigorosa e a sua simulação são pré-requisitos para a simulação dos processos biogeoquímicos. Nesse sentido, um melhor conhecimento da circulação oceânica deve ser encarado como um passo fundamental para uma melhor compreensão e gestão do ambiente marinho.

7.6.2 Área de Estudo

Este trabalho aborda a Zona de Transição Costeira (ZTC) ocidental da Península Ibérica (Figura 168). Esta ZTC é uma região típica de afloramento costeiro sazonal. Associada ao afloramento costeiro existe uma corrente para Sul localizada sobre a plataforma e vertente

continental. Quando o afloramento costeiro é menos intenso a circulação dominante é caracterizada por uma corrente persistente para Norte.

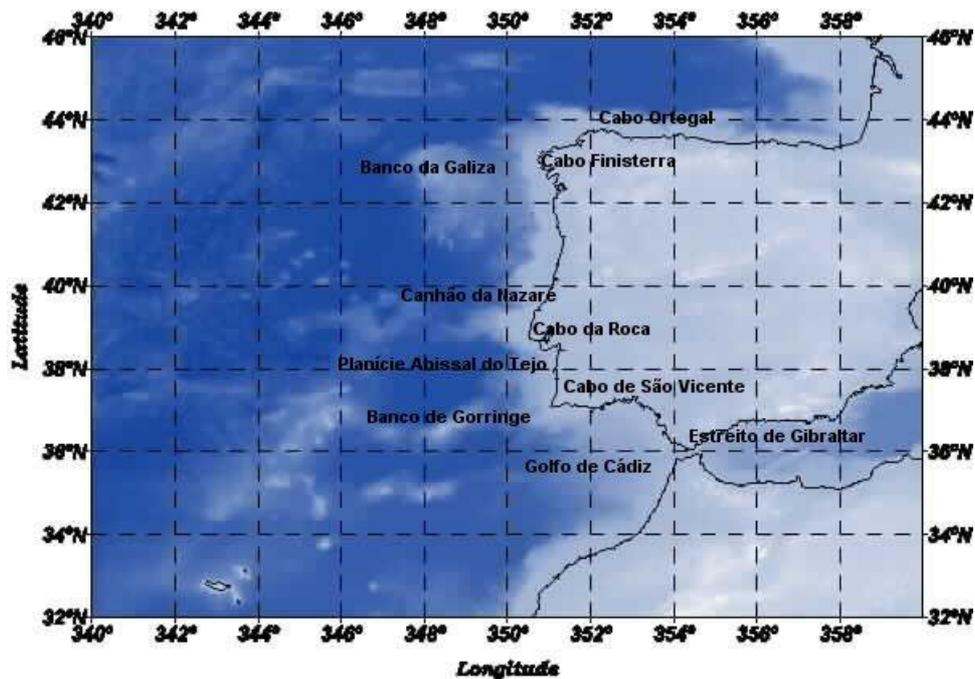


Figura 168 – Batimetria da ZTC Ibérica e regiões adjacentes. O branco representa as zonas de menor profundidade. Adaptado de Coelho (2002).

7.6.3 Resultados ilustrativos

Foram feitas diversas experiências numéricas no âmbito deste trabalho. A título ilustrativo apresenta-se, aqui, apenas os resultados de uma delas. Esta experiência consiste na simulação do escoamento numa porção do Atlântico Nordeste, delimitada pelos paralelos 30°N e 56°N e pelos meridianos de Greenwich e de 30°W, devido exclusivamente ao forçamento termohalino (gradientes de densidade devidos à temperatura), utilizando uma malha cuja resolução horizontal é de $\frac{1}{4}^\circ \times \frac{1}{4}^\circ$

A circulação média mensal à superfície do último mês de simulação, obtida nesta experiência, pode ser observada na Figura 169. Quando comparados com outros resultados de simulações que abrangem a mesma área pode afirmar-se que os resultados obtidos para a circulação de larga escala são bastante satisfatórios. A corrente dos Açores aparece razoavelmente bem definida na solução como sendo um escoamento em meandros centrado, sensivelmente, a 34°N donde saem vários braços para Sul dos quais os mais evidentes ocorrem próximo de 20°W e a 12°W.

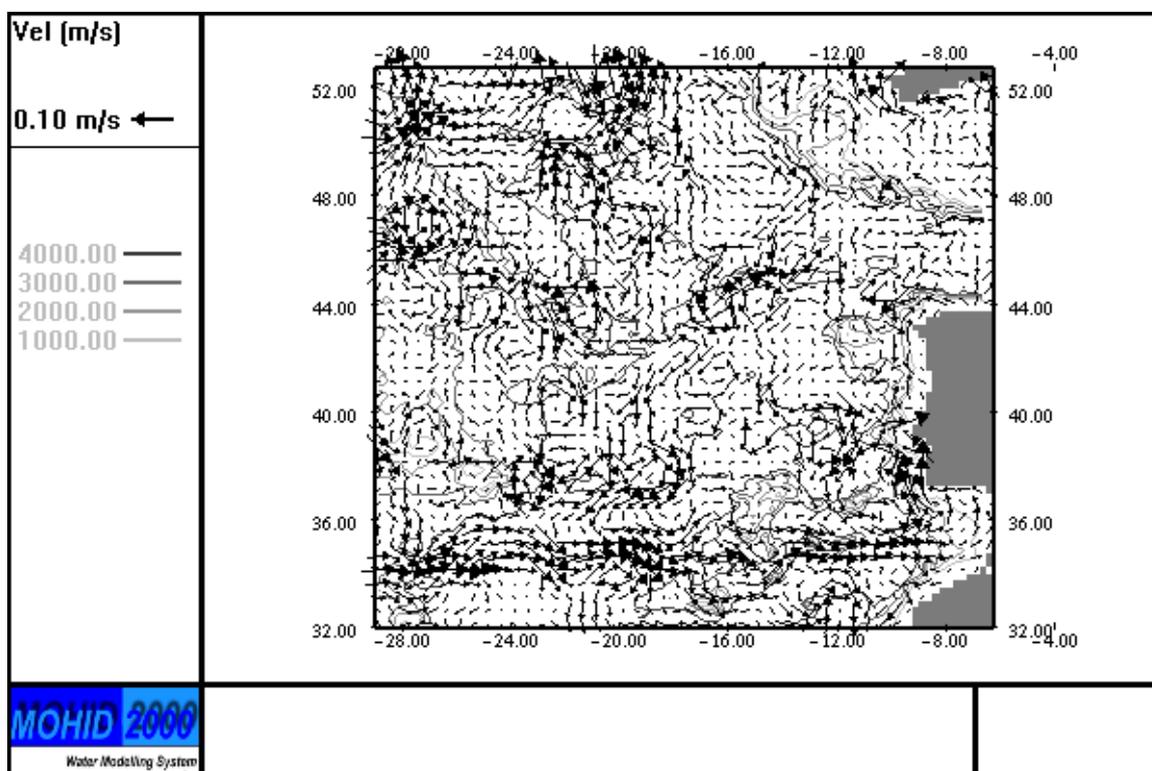


Figura 169 – Campo de velocidade média do último mês de simulação a 5 m de profundidade. Para evitar sobreposição de vectores estes só são impressos de 2 em 2 pontos em ambas as direcções. Adaptado de Coelho (2002).

7.7 Costa Brasileira

7.7.1 Objectivos Gerais

O objectivo do estudo em modelo matemático foi determinar quais os locais da costa que poderão ser atingidos pelo petróleo derramado numa plataforma na Bacia de Campos (Lat. 23° 28' 48.125" S; Long. 40° 40' 00.121" W).

7.7.2 Área de Estudo

A área de estudo está na zona de influência da correntes do Brasil (10°S-40°S e 60°W-30°W). Esta corrente é a corrente de contorno Oeste associada ao giro Subtropical do Atlântico Sul (Figura 170). Esta corrente tem origem a 10°S na região onde o ramo mais a sul da Corrente Sul Equatorial se bifurca formando também a corrente Norte do Brasil (Silveira et al., 2000).

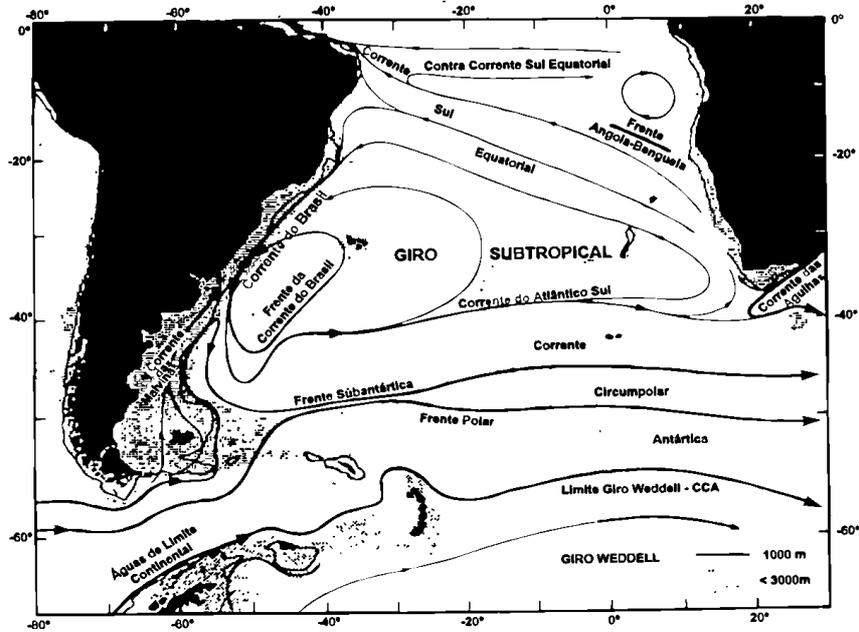


Figura 170 – Representação esquemática do Giro Subtropical do Atlântico Sul. Figura adaptada de Silveira et al. (2000).

7.7.3 Resultados ilustrativos

As características do cenário de dispersão de petróleo simulado são as seguintes:

- Vento variável;
- Corrente gerada com base nos campos climatológicos médios anuais de temperatura e salinidade;
- Derrame contínuo de 62.5 m³/hora durante 30 dias (total de 45000m³) de um petróleo cru com API 18, viscosidade 105 cp e densidade 948,7 kg/m³.

A hidrodinâmica gerada pelo campo de densidade oceânica teve por objectivo reproduzir as principais correntes oceânicas na zona (Figura 171). Este resultado serviu como condição de fronteira para o modelo de malha mais fina, ao qual foi acoplado um modelo de dispersão de petróleo (Figura 172).

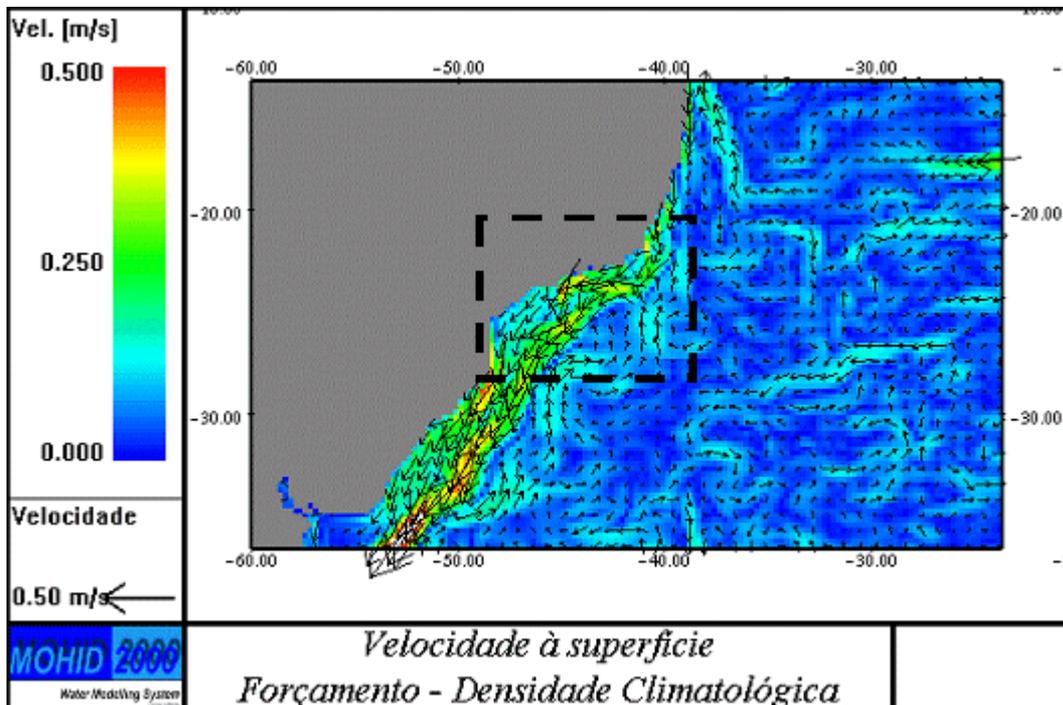


Figura 171 – Correntes residuais devido ao forçamento com a densidade climatológica – Camada da superfície no modelo geral. Domínio do sub-modelo delimitado a tracejado. Adaptado de Hidromod (2002).

Obtiveram-se resultados para a localização e o envelhecimento do petróleo derramado em plataforma na Bacia de Campos. As condições de transporte da mancha consideradas foram as de uma hidrodinâmica calculada a partir da densidade e de uma série de vento típica para a zona. O petróleo atingiu a costa ao final de cerca de 6 dias na zona de Cabo Frio (Figura 172).

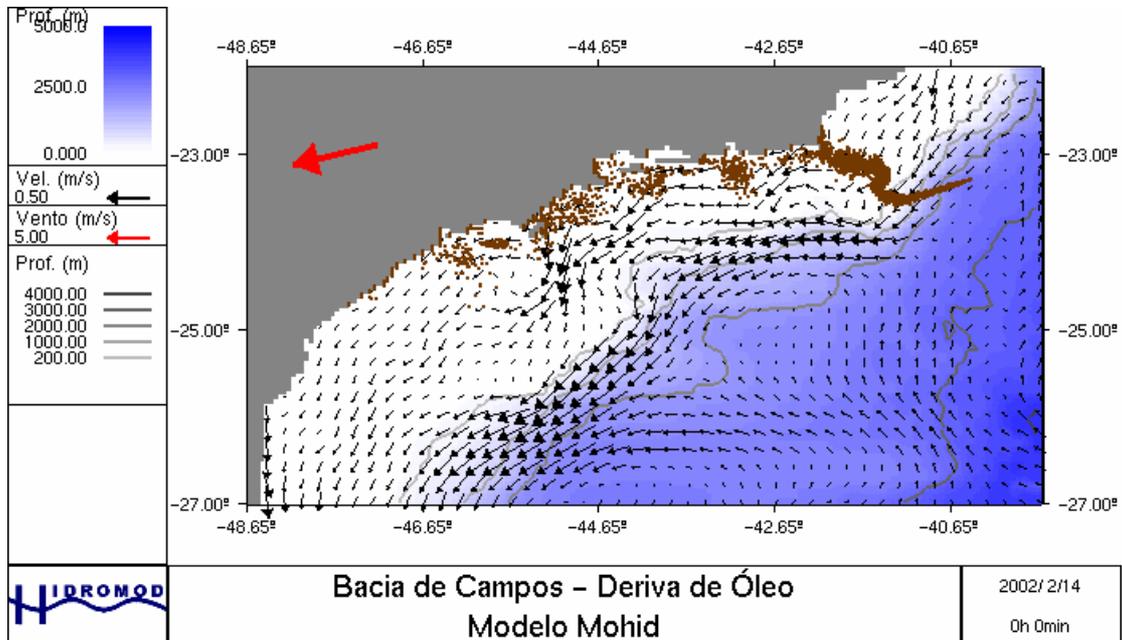


Figura 172 – Localização do petróleo – 25 e 30 dias após o início do vazamento. Correntes residuais devido ao forçamento com a densidade climatológica – Camada da superfície no sub-modelo. Adaptado de Hidromod (2002).

O modelo reproduziu de uma forma geral os sistema de correntes superficiais descrito por Silveira et al. (2000) tanto em direcção como intensidade (Figura 173). Este mesmo autor apresenta uma revisão de valor de velocidades máximas para a corrente do Brasil da ordem dos 50 cm/s que é o valor obtido pelo modelo (Figura 171).

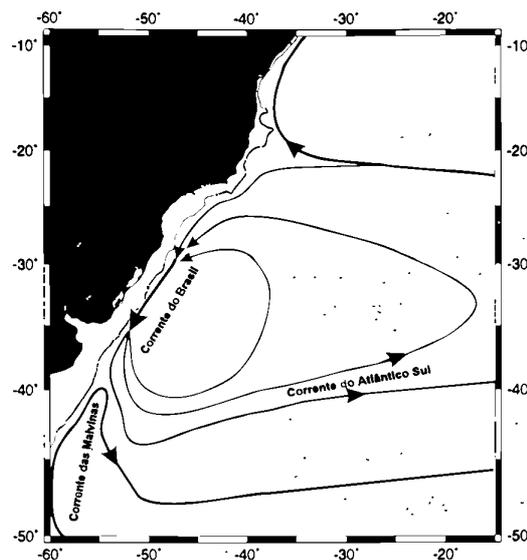


Figura 173 – Representação esquemática da circulação no Oceano Atlântico Sudoeste a 250 m de profundidade. Figura adaptada de Silveira et al. (2000).

7.8 Conclusões Parciais

O sistema Mohid, na sua nova versão, já foi validado em meios aquáticos com características muito diversas, nomeadamente: albufeiras, estuários, zonas costeiras e oceânicas. Esta flexibilidade é permitida graças a um conjunto diversificado de condições de fronteira e a um sistema de coordenadas verticais genéricas. Os diferentes módulos que se podem acoplar à hidrodinâmica (processos biogeoquímicos, dispersão de petróleo, transporte de sedimentos) permitem ao sistema Mohid ser utilizado em estudos tão diversificados como a dispersão de petróleo emitido por uma plataforma petrolífera na costa brasileira, dispersão de uma pluma térmica numa zona costeira (Sines), simulação do transporte de sedimentos coesivos e dos ciclos biogeoquímicos na Ria de Aveiro. Estas aplicações mostram que o sistema Mohid está preparado para ajudar a responder a questões de cariz científico, bem como a perguntas de engenharia.

CONCLUSÕES E TRABALHO FUTURO

8.1 Conclusões

8.1.1 Desenvolvimento

A história de vida do sistema Mohid mostra que, desde cedo, o seu desenvolvimento foi direccionado para resolver casos reais interdisciplinares. O estado da arte dos laboratórios numéricos semelhantes ao sistema Mohid mostra que muitas das opções tomadas foram acertadas. Destas destaca-se a discretização espacial em volumes finitos que permite a utilização de uma coordenada vertical genérica, tal como o cálculo da pressão baroclínica num referencial cartesiano, independentemente da coordenada vertical adoptada.

A opção de criar módulos independentes responsáveis pelas propriedades do escoamento e da água revelou-se bastante eficiente no estudo da interacção dos processos físicos com os processos biogeoquímicos. Esta divisão clara entre propriedades da água e do escoamento no sistema Mohid foi talvez um dos contributos mais inovadores desta tese em termos de desenvolvimento.

O desenvolvimento do sistema Mohid tem em conta três perspectivas, nomeadamente: a do investigador, a do programador e a do utilizador. A primeira perspectiva tem como objectivo acompanhar o estado da arte e de preferência dar um contributo a este. A segunda perspectiva tem como intuito procurar que as alterações constantes impostas pela primeira não ponham em causa a robustez do programa. A programação orientada por objectos revelou ser uma forma eficaz de alcançar este objectivo. A perspectiva do utilizador é importante por uma questão de eficiência e de divulgação do trabalho. Quanto mais genérica for a ferramenta maior será o número de problemas que resolve e, conseqüentemente, maior será o número de utilizadores. Este crescimento do número de utilizadores levanta problemas ao nível da assistência técnica. Estes problemas podem ser minorados com base em manuais disponíveis via internet (<http://www.mohid.com>) e numa interface gráfica. A vantagem de um crescimento do número de utilizadores é que mais publicações científicas serão feitas tendo por base o sistema Mohid. Quanto mais divulgado for este sistema mais parceiros do meio universitário e do sector privado terão interesse em contribuir para desenvolvimentos futuros. Esta estratégia tem permitido criar condições financeiras para o desenvolvimento do sistema Mohid nos últimos 17 anos.

8.1.2 Condições de fronteira

As condições de fronteira aberta são, sem dúvida, um dos pontos chave dos modelos hidrodinâmicos. A versatilidade dos modelos depende, em grande medida, destas condições de fronteira. Com o objectivo de alargar o mais possível o domínio de aplicabilidade do sistema Mohid foi implementado um vasto leque de condições de fronteira.

Relativamente às condições de fronteira aberta que condicionam a força barotrópica nos pontos fronteira (níveis e velocidades médias na coluna de água) a experiência de aplicação do sistema Mohid tem revelado que quando é possível definir uma solução de referência para os níveis e para as velocidades a metodologia que tem produzido melhores resultados é uma condição de radiação do tipo Flather (1976). A performance desta condição de fronteira aumenta quando é associada a uma relaxação das velocidades nos pontos interiores adjacentes à fronteira.

A condição de radiação aplicada às velocidades baroclínicas e à densidade tem-se revelado também uma boa opção quando a força baroclínica tem um papel importante junto à fronteira aberta. Quando existem gradientes horizontais de densidade esta opção tende a apresentar melhores resultados quando é associada a uma relaxação das temperaturas junto às fronteiras abertas. Quando estes gradientes não existem e o utilizador opta por uma coordenada lagrangeana uma condição de radiação aplicada às velocidades baroclínicas e uma simples condição de gradiente nulo para a densidade revelou ser a melhor solução.

A solução de referência pode ser obtida de diferentes formas, nomeadamente, soluções analíticas, dados de campo e modelos encaixados. Nesta tese foi dada especial atenção a esta última, porque permite obter soluções na fronteira mais coerentes com as hipóteses admitidas no interior da zona de estudo. No caso do sistema Mohid optou-se por um sistema de modelos encaixados uni-direccionais (*one-way*) em detrimento de um sistema interactivo (*two-way*). O primeiro é mais eficiente em termos de cálculo e tem uma implementação mais versátil, sendo apenas válido para simular processos de pequena escala que não influenciam a larga escala.

8.1.3 Validação

8.1.3.1 Casos esquemáticos

O modelo reproduziu as principais características da solução analítica do ajuste geostrófico, apesar de não ser possível evitar alguma difusão numérica que tende a suavizar a solução numérica.

Os testes efectuados num talude esquemático, em especial com vento variável, permitiram validar metodologias de aplicação do sistema Mohid a sistemas costeiros com batimetria e forçamento real. Estes testes permitiram concluir que em aplicações 3D a solução beneficia sempre que haja uma solução de referência para a zona da fronteira mesmo que esteja associada a um passo grosseiro e seja apenas 2D. Este tipo de soluções de referência permite estimar caudais de entrada e saída que são difíceis de estimar apenas com base na variabilidade interna da solução do modelo. Os processos turbulentos e biogeoquímicos foram validados qualitativamente para uma situação de afloramento costeiro esquemático. Este resultado sublinha de, uma forma muito clara, a faceta multidisciplinar do laboratório numérico Mohid.

8.1.3.2 Embocadura do estuário do Tejo

O sistema Mohid aplicado à embocadura do estuário do Tejo foi capaz de reproduzir os perfis de densidade medidos na embocadura na segunda quinzena de Janeiro de 1997. Este resultado é, sem dúvida, um forte indício de que o sistema Mohid tem as características necessárias para no futuro correr um modelo operacional nesta zona. Um factor determinante no sucesso das simulações deste cenário foi a coordenada lagrangeana que, mesmo com poucos pontos de cálculo na vertical, conseguiu minimizar a difusão numérica vertical e, desta forma manter os gradientes verticais das propriedades da água (salinidade e temperatura) muito próximo da realidade. A condição de fronteira adoptada revelou ser estável e não introduziu erros visíveis de conservação de massa.

No cenário de Verão simulado (Julho de 1998) o vento tem um papel determinante, ao contrário do que sucede no cenário de Inverno. Durante este período o vento soprou forte do quadrante N/NW numa forma persistente. Este vento induziu, durante o período de Verão estudado, um forte afloramento costeiro. Desta forma, o gradiente de densidades na embocadura é condicionado não só pelas trocas com o interior do estuário como pelo afloramento de água fria junto à costa. Neste caso, os resultados do modelo mostram que este tende a aproximar-se dos valores de temperatura medidos. Quanto à salinidade o

modelo simulou com uma boa precisão os perfis medidos ao largo da costa da Caparica. Enquanto que ao longo da costa do Estoril, ao fim de 7 dias de simulação, a solução do modelo apresentava diferenças significativas face aos valores medidos.

Um ADCP fundeado ao largo de Cascais mediu uma forte corrente barotrópica residual de 10 cm/s com direcção NW durante Julho de 1998. As correntes residuais nesta área produzidas pelo modelo são da ordem de 1 a 2 cm/s. Esta forte corrente residual explica o facto de os valores da salinidade medidos ao largo da costa do Estoril e ao largo do cabo Raso serem mais baixos do que no modelo. Esta corrente tende a transportar mais depressa para o largo a água doce com origem no interior do estuário. Foi feita uma análise de sensibilidade de forma a identificar o possível mecanismo forçador desta corrente. A maré é responsável por uma corrente residual barotrópica na zona do ADCP com direcção NW mas com uma intensidade de 2 cm/s. A corrente da vertente tende a reforçar esta corrente e o vento, dependendo da sua variabilidade, pode ou não reforçar. O efeito da topografia situada a Norte da costa do Estoril (ex: Serra de Sintra) tende a condicionar o campo de ventos quando este sopra do quadrante N ou NW. O efeito de amortecimento que esta topografia tem sobre o vento condiciona muito a circulação residual na embocadura.

8.1.4 Versatilidade

O sistema Mohid na sua nova versão já foi validado em meios aquáticos com características muito diversas, nomeadamente: albufeiras, estuários, zonas costeiras e oceânicas. Esta flexibilidade é permitida graças a um conjunto diversificado de condições de fronteira e a um sistema de coordenadas verticais genéricas. Os diferentes módulos que se podem acoplar à hidrodinâmica (processos biogeoquímicos, dispersão de petróleo, transporte de sedimentos) permitem ao sistema Mohid ser utilizado em estudos de processos muito diversificados, por exemplo:

- Identificação de fugas do Sistema de Saneamento da Costa do Estoril;
- Dispersão de petróleo emitido por uma plataforma petrolífera na costa brasileira;
- Dispersão de uma pluma térmica numa zona costeira (Sines);
- Simulação do transporte de sedimentos coesivos e dos ciclos biogeoquímicos na Ria de Aveiro;

- Simulação dos ciclos biogeoquímicos na barragem do Roxo.

Esta variedade de aplicações em projectos científicos e de engenharia permitem encarar o sistema Mohid como uma ferramenta de interface de transferência de tecnologia da Universidade para o sector privado.

8.2 Trabalho Futuro

8.2.1 Desenvolvimento

Em termos de desenvolvimento existem dois objectivos principais: por um lado, pretende-se melhorar as metodologias já implementadas para simular os processos da coluna de água. Por outro lado, pretende-se estender o domínio de aplicação do sistema a bacias hidrográficas.

8.2.1.1 Processos na coluna de água – meio pelágico

Existem várias tarefas que se enquadram no primeiro objectivo, mas duas delas destacam-se por serem uma consequência natural desta tese. Uma dessas tarefas consiste em permitir à classe responsável pelas propriedades não-turbulentas do escoamento calcular a pressão não-hidrostática. Esta opção permitirá verificar se a hipótese hidrostática é válida para simular frentes de densidade associadas a zonas de influência de água doce (ROFI). Esta nova opção poderá também dinamizar muito trabalho de investigação no campo das ondas de vento utilizando o sistema Mohid. Numa primeira fase será testada uma forma simplificada de cálculo da pressão não-hidrostática. Esta metodologia consiste em calcular, numa primeira aproximação, a pressão com base na aceleração vertical do instante anterior. Desta forma, é possível calcular um primeiro campo de velocidades verticais, de seguida o cálculo da pressão é repetido agora com base numa aceleração vertical obtida para o mesmo instante.

No âmbito desta tese foi feito um grande esforço de minimização das reflexões induzidas pelas fronteiras, que tendiam a misturar a coluna de água. Neste momento, é possível resolver este problema com o sistema Mohid recorrendo a condições de fronteira que minimizam as reflexões por parte das fronteiras. No entanto, por mais optimizada que seja a fronteira existe sempre algum tipo de reflexões cujo efeito no interior pode ser minorado recorrendo a um filtro biarmónico conjuntamente com uma coordenada lagrangiana. Esta coordenada evita a difusão numérica associada à advecção oscilatória provocada por estas ondas reflectidas (de pequeno comprimento de onda) e o filtro biarmónico tende a dissipar

estas mesma ondas. Estando este grave problema controlado pode-se tentar controlar outras fontes de difusão numérica. Uma potencial fonte de difusão numérica é a discretização dos termos advectivos. Uma tarefa futura consiste em aprofundar até que ponto a difusão numérica, associada aos esquemas upwind de 1ª ordem implementados no transporte de massa e calor é importante na solução final, por exemplo, da aplicação feita à embocadura do estuário do Tejo.

Existem outras alterações previstas relacionadas com os processos biogeoquímicos que são nomeadamente:

- Simulação do efeito das bactérias e dos vírus na rede trófica;
- Simulação do ciclo do carbono;
- Introdução de várias espécies de fitoplâncton

8.2.1.2 Ciclo da água

O segundo objectivo traçado para o desenvolvimento do sistema Mohid obriga a uma mudança radical na filosofia que tem sido seguida. Até este ponto todo o desenvolvimento do sistema foi orientado para a coluna de água (sistema pelágico). Ao pretender-se simular todo o ciclo da água será necessário pensar em três domínios, nomeadamente: o poroso, o pelágico e o atmosférico. No primeiro serão simulados processos como a circulação de água em meios saturados (ex: circulação de água em aquíferos e processos de consolidação em fundos marinhos) e não-saturados (circulação de água em solos). Neste momento, no que diz respeito à circulação de água em bacias hidrográficas, já está implementado um módulo de circulação de água num meio poroso não-saturado (infiltração de água no solo - Neves et al., 2000) falta estender este módulo a meios saturados para ser possível simular a circulação de água em aquíferos.

No segundo domínio serão simulados processos associados à coluna de água (circulação em grandes massas de água, produção primária). Por fim, no terceiro domínio serão simulados os processos atmosféricos. A actual estratégia passa por desenvolver módulos próprios para o domínio poroso e utilizar módulos já feitos para a parte atmosférica.

Estes domínios estarão interligados por duas interfaces, uma designa-se por *Bottom* (fundo) e outra por *Surface* (superfície). A primeira é responsável por todos os processos que

ocorrem entre o domínio poroso e o domínio pelágico. Destes destacam-se as trocas de material particulado resultantes de processos de erosão e deposição e as trocas de material dissolvido resultantes de processos de consolidação e de difusão. A produção primária associada a macroalgas é também responsável desta interface. A outra interface é responsável por todas as trocas de massa e calor entre a atmosfera e o meio pelágico ou o meio poroso. Esta interface será também responsável por simular processos de *run-off*.

8.2.2 Condições de fronteira

Neste momento o sistema Mohid, por uma questão de eficiência de cálculo e de implementação, apenas permite implementar sub-modelos *one-way*. No entanto, esta metodologia não permite o estudo de processos de pequena escala que influenciam a larga escala. No futuro, existirá a opção dos sub-modelos do sistema Mohid poderem ser *two-way*. Este tipo de metodologia permitirá simular, por exemplo, a interação do promontório submarino do Tejo e os canhões de Lisboa e da Nazaré com a circulação de larga escala.

A coordenada Lagrangeana revelou ser, neste trabalho, uma metodologia extremamente útil para diminuir a difusão numérica associada à advecção vertical de calor e de massa. No entanto, quando foram corridos dois modelos encaixados com a coordenada lagrangeana a solução tendia a tornar-se instável. Este problema terá que ser aprofundado no futuro porque estudos que recorram a modelos encaixados com malha lagrangeana serão de extrema utilidade para estudar processos ao longo de frentes, onde o controle da difusão numérica vertical pode ser crítico.

Outra área que interessa aprofundar futuramente é o cálculo da celeridade das perturbações com base na variabilidade interna. Este método tem a vantagem de ser válido em qualquer situação, ao contrário dos métodos que calculam a celeridade das perturbações com base em simplificações das equações primitivas. Nesta tese os testes feitos recorrendo a um método simplificado de cálculo da celeridade com base na variabilidade interna da propriedade, proposto por Marchesiello et al. (2001), revelou-se instável. No futuro, serão testadas novas técnicas que poderão passar por uma filtragem dos valores calculados que tenha em conta a variação temporal da celeridade calculada para cada ponto de fronteira.

8.2.3 Embocadura do Tejo

O trabalho de modelação desenvolvido na embocadura do estuário do Tejo será continuado. A validação da hidrodinâmica para situações de vento de Norte será

melhorada acoplando ao sistema Mohid um modelo atmosférico de pequena escala (~1 km). Este modelo permitirá estudar o padrão da circulação atmosférica na embocadura e, assim, perceber o seu efeito sobre a circulação na embocadura.

Depois de concluída a fase de validação hidrodinâmica será a vez da validação dos processos biogeoquímicos na embocadura do estuário do Tejo. A validação dos processos biogeoquímicos à escala da embocadura permitirá identificar os mecanismos responsáveis pela variabilidade dos parâmetros da qualidade da água medidos perto do emissário da Guia. Desta forma, será possível quantificar o impacto real do emissário no meio receptor. A validação dos processos hidrodinâmicos e biogeoquímicos possibilitará a implementação de um modelo operacional de qualidade da água para a embocadura do estuário do Tejo. Neste momento, está ser desenvolvida a tecnologia de base necessária para implementar um modelo operacional. Este trabalho está a decorrer no âmbito de um projecto financiado pela Fundação para a Ciência e Tecnologia (FCT) denominado RealTime. Neste projecto pretende-se desenvolver um sistema integrado de modelos e de aquisição, de armazenamento e publicação de dados. Esta ferramenta será utilizada para gestão, monitorização e investigação em zonas costeiras.

REFERÊNCIAS

Abbot M.B., Damsgaard A., Rodenhuis G.S., System 21, Jupiter, a design system for two-dimensional nearly-horizontal flows, *J. Hyd. Res.* 1 (1973) 1-28.

Adcroft A.J., Hill C.N., Marshall J., Representation of Topography by Shaved Cells in a Height Coordinate Ocean Model, *Mon. Weather Rev.* 125 (1997) 2293-2315.

Allen, J.S., P.A. Newberger e J. Federiuk (1995). Upwelling Circulation on the Oregon Continental Shelf. Part I: Response to Idealized Forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, 25:1843-1866.

Arakawa A., Lamb V. (1977), Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, *Methods in Computational Physics* 1

Arhan, M., Colin de Verdière, A, and L. Mémyer, The Eastern boundary of the subtropical North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 1295-1316, 1994

Ashbolt, N. J. Pollution (1999). Human health risk from micro-organisms in the Australian marine environment. Technical Annex: 2. State of the Marine Environment Report for Australia, 1999.

http://www.environment.gov.au/marine/publications/somer/somer_annex2/ash_txt.html

Baretta, J. W., W. Ebenhöh, P. Ruardji (1995). The european Regional Seas Ecosystem Model, a complex marine ecosystem model. *Netherlands Journal of Sea Research*, 33: 233:246.

Batteen, M. L., J. R. Martinez, D. W. Bryan e E. J. Buch, 2000: A modeling study of the coastal eastern boundary current system off Iberia and Morocco, *J. Geophys. Res.*, 105, 14173-14195.

Beckers, J.M. (1991). Application of a 3D model to the western Mediterranean. *J. Mar. Syst.* 3, 441-451.

Bettencourt, A.M.M. (1988). On arsenic speciation in the Tagus Estuary. Netherlands Journal of Sea Research 22, 205-212.

Blumberg, A.F. and G.L. Mellor (1987), A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, in Three-Dimensional Coastal Ocean Models, Coastal Estuarine Sci., vol. 4 edited by N. Heaps, pp. 1 – 16, AGU, Washington, D.C., 1987.

Blumberg, A.F. and L.H. Kantha, 1985. Open boundary condition for circulation models. J. of Hydraulic Engineering, ASCE, 111, 237-255.

Braunschweig (2001). Generalização de um modelo de circulação costeira para albufeiras. Dissertação para a obtenção do grau de Mestre em Ecologia Gestão e Modelação dos Recursos Marinhos apresentada ao IST - Lisboa.

Bray, T., J. Paoli, C. M. Sperberg-McQueen, E. Maler, (2000) – Extensible Markup Language (XML) 1.0. W3C Recommendation. <http://www.w3.org/TR/REC-xml>

Brock, T. D. (1981) - Calculating solar radiation for ecological studies. Ecological Modelling

Burchard, H., K. Bolding e M.R. Villarreal (1999). GOTM, a General Ocean Turbulence Model. Theory, implementation and test cases. Report EUR18745 EN, European Commission, 103 pp., 1999.

Burchard, H. e K. Bolding (2001). Comparative Analysis of four second-moment turbulence closure models for the Oceanic Mixed Layer. Journal of Physical Oceanography 31, 1943-1968.

Burchard, H. e O. Petersen (1997). Hybridization between σ and z coordinates for improving the internal pressure gradient calculation in marine models with steep bottom slopes. Int. Journal Numerical Methods Fluids, 25, 1003-1023, 1997.

Canuto, V.M., A. Howard, Y. Cheng e M.S. Dubovikov (2001): Ocean Turbulence. Part I: One-Point closure model momentum and heat vertical diffusivities Journal of Physical Oceanography 31, 1413-1426.

Carbajal N., A. Souza, R. Durazo (1997). A numerical study of the exROFI of the Colorado River. Journal of Marine Systems 12: 17-33. 1997.

Cardelli L. (2001). Bad Engineering Properties of Object-Oriented Languages. <http://research.microsoft.com/Users/luca/Papers/BadPropertiesOfOO.html>

Cartwright, D.E. (1999). Tides – A Scientific History. Cambridge University Press 1999.

Chapman, D. C., 1985. Numerical treatment of cross-shelf open boundaries in a barotropic coastal ocean model, J. Phys. Oceanogr., 25, 1060-1075, 1985.

Chapra, S. C. (1997) – Surface Water Quality Modeling. Mc Graw-Hill, Civil Engineering Series.

Chippada, S., C. Dawson e M. Wheeler, 1998. A godonov-type finite volume method for the system of shallow water equations. Computer methods in applied mechanics and engineering. 151(01):105-130.

Choi H. B., D. G. Kim e D. H. Kim (1997). A Numerical Tidal Model for the Southeast Asian Seas. Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers. Vol. 9, No. 2, pp. 63-73, june 1997.

Chow, 1973. Open-Channel Hydraulics. McGraw-Hill International Editions. Civil Engineering Series. 1973. ISBN 0-07-Y85906-X.

Coelho, H. S (2002). Modelação de Processos Físicos Relacionados com a circulação Oceânica na Margem Continental Ibérica. Universidade Técnica de Lisboa. Instituto Superior Técnico. Tese de doutoramento em engenharia do ambiente (2002).

Coelho, H. S. (1996). Modelação Numérica da Turbulência Oceânica. Dissertação para a obtenção do grau de Mestre em Ecologia Gestão e Modelação dos Recursos Marinhos apresentada ao IST - Lisboa.

Coelho, H., R. Neves, M. White, P. Leitão and A. Santo (2002). A Model for Ocean Circulation on the Iberian Coast. *Journal of Marine Systems*, 32(1-3): 153-179.

Cole, T. M. and S. A. Wells (2000) – CE-Qual-W2 A Two-Dimensional, Laterally Averaged, Hydrodynamic and Water Quality Model, Version 3.0. User Manual, US Army Corps of Engineers

Cushman-Roisin, B. (1994). *Geophysical Fluid Dynamics*. Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ.

Da Costa, R.G., 1989. Flow-fine sediment hysteresis in sediment-stratified coastal waters, M.Sc. dissertation, Coastal and Oceanographic Engineering Department, Univ. of Florida, Gainesville, Florida.

Decyk, V. K., C. D. Norton, B. K. Szymanski (1997) – Expressing Object-Oriented Concepts in Fortran90. *ACM Fortran Forum*, Vol. 16

Duffy, D. *From Chaos to Classes*, McGraw-Hill: London, 1995.

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

Dyer, K.R., 1986. *Coastal and estuarine sediment dynamics*. Wiley-Interscience, New York.

DYNAMO - Dynamics of North Atlantic Models (1995). Scientific Report N°2. Marine Science and Technology (MAST). Contract Number: MAS2-CT93-0060.

Einstein, H.A., 1950. The bedload function for sediment transportation in open channel flows. *Soil Cons. Serv. U.S. Dept. Agric. Tech. Bull.*, N° 1026, 78 pp.

Emery, W.J. e R.E Thomson (1998). *Data Analysis Methods in Physical Oceanography* (Pergamon Press '98)

Ferreira, J.G. (1989). *Mercúrio em Algas Macrófitas do Estuário do Tejo*. Tese de doutoramento, Universidade Nova de Lisboa, Lisboa.

Ferreira, J.G., & Duarte, P., 1994. Productivity of the Tagus Estuary - An application of the EcoWin ecological model. *Gaia*, 8, p. 89-95.

Flather, R.A., 1976: A tidal model of the northwest European continental shelf. *Mem. Soc. R. Sci. Liege, Ser. 6(10)*, 141-164.

Fletcher, C. A. J. 1997a. *Computational Techniques for Fluid Dynamics, Vol. 1: Fundamental and General Techniques*, Springer-Verlag, Berlin/New York.

Fletcher, C. A. J. 1997b. *Computational Techniques for Fluid Dynamics, Vol. 2: Specific Techniques for Different Flow Categories*. Springer-Verlag, Berlin/New York.

Fortunato A.B., A. Oliveira, and A.M. Baptista, 1999. On the Effect of Tidal Flats on the Hydrodynamics of the Tagus Estuary. *Oceanologica Acta*, 22(1):31-44.

Fortunato A.B., A.M. Baptista, and R.A. Luetlich, Jr., 1997. A Three-Dimensional Model of Tidal Currents in the Mouth of the Tagus Estuary. *Continental Shelf Research*, 17(14):1689-1714.

Fox, A.D. e S.J. Maskell (1995). Two-way interactive nesting of primitive equation ocean models with topography. *Journal of Physical Oceanography* Vol. 25, 2977-2996, 1995.

Fox, A.D. e S.J. Maskell (1996). A nested primitive equation model of the Iceland-Faeroe front. *Journal of Geophysical Research* Vol. 101, No. C8, pages 18,259-18,278, 1996.

G. Kineke e S. Lohrenz. University of Maryland Center for Environmental Science Technical Report TS-237-00, páginas 47-68. February 2000.

Garcia (1997). Dispersão e Deposição da Matéria Transportada em Suspensão Para a Plataforma Continental Adjacente aos Rios Tejo e Sado. Tese de Mestrado, Faculdade de Ciências de Lisboa.

Geernaert, G. L. (1990). Bulk parameterizations for the wind stress and heat fluxes, in Surface Waves and Fluxes, Volume 1-Current Theory, edited by G. L. Geernaert, and W. J. Plant, pp. 91-172, Kluwer Academic Publishers, 1990.

Haidvogel D., A. Beckmann (1999). Numerical Ocean Modeling. Series on Environmental Science and Management. Editor: Bell, J.N.B. Imperial College Press, London 1999.

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

Haynes, R. (1993). Eulerian and Lagrangian Observations in the Iberian Coastal Transition Zone. Ph.D Thesis. School of Ocean Sciences, Marine Science Laboratories, University of Wales. September 1993.

Hellerman, S. and M. Rosenstein, 1983. Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. Journal of Physical Oceanography, 13, 1,093-1,104.

Henrichs S., N. Bond, R. Garvine, G. Kineke e S. Lohrenz (2000). Coastal Ocean Processes (CoOP): Transport and Transformation Processes over Continental Shelves with Substantial Freshwater Inflows. University of Maryland Center for Environmental Science Technical Report TS-237-00. February 2000.

Hidromod (1996). Terminal de Contentores de Pedrouços. Modelação matemática da agitação e da hidrodinâmica. Dezembro de 1996.

Hidromod (1997). Novo terminal fluvial na Trafaria - Modelação matemática de hidrodinâmica.

Hidromod (1998a). Estudo da dispersão da zona difusora do emissário da Guia.

Hidromod (1998b). Plano de Ordenamento da Ria de Aveiro, Caracterização da Situação de Referência, Estudos de Modelação Matemática.

Hidromod (2001). Estudo das alterações provocadas pela construção de um novo molhe no Porto de Sines no funcionamento do Circuito de Água de Refrigeração da Central Termoeléctrica de Sines.

Hidromod (2002). Modelagem do vazamento contínuo de óleo durante 30 dias em plataforma na Bacia de Campos.

Instituto da Água (1998). Águas Residuais Urbanas – Directiva 91/271/CEE e DECRETO LEI 152/97 – Linhas de Orientação Metodológica para a Elaboração dos Estudos Técnicos Necessários para Cumprir o Artº 7, do DL 152/97 – Descarga em Zonas Menos Sensíveis. Lisboa, Março 1998.

Jerlov, N. G., 1968: Optical oceanography. Elsevier, 194 pp.

Kantha, L. H. and C. A. Clayson, 2000. Numerical Models of Oceans and Oceanic Processes. International Geophysics Series. Volume 66. Academic Press.

Kapolnai, A., Werner F. E. and J. O. Blanton (1996). Circulation, mixing, and exchange processes in the vicinity of tidal inlets: A numerical study. Journal of Geophysical Research, Vol. 101, No. C6, pages 14,253-14,268, June 15, 1996.

Kawamiya, M., M.J. Kishi e N. Sugihara (2000). Na ecosystem modelo for the North Pacific embedded in a general circulation model Part I: Model description and characteristics of spatial distributions of biological variables. Journal of Marine Systems 24: 129-157.

Kliem N., J. Pietrzak 1999. On the pressure gradient error in sigma coordinate ocean models: A comparison with a laboratory experiment. Journal of Geophysical Research, Vol. 104 No. C12, pages 29,781-29,799, December 15, 1999.

Koch S.E. e J.T. McQuenn (1987). A Survey of Nested Grid Techniques and Their Potential for Use Within the MASS Weather Prediction Model. NASA Technical Memorandum 87808.

Kok, J.M. (1997). Baroclinic eddy formation in a Rhine plume model. *Journal of Marine Systems* 12, 3-15 (1997).

Kourafalou, V.H., L.-Y Oey, J.D. Wang, e T.N. Lee. The fate of river discharge on the continental shelf, 1, Modeling the river plume and the inner shelf coastal current, *J. Geophys. Res.*, 101, 3415-3434, 1996.

Kraus, E.B., 1972: *Atmosphere-Ocean Interaction*. Clarendon Press – Oxford.

Krone, R.B., 1962. Flume studies of the transport in estuarine shoaling processes. *Hydr. Eng. Lab.*, Univ. of Berkeley, California, USA.

Kunz, R. e N. Moussiopoulos (1997). Implementation and assessment of a one-way nesting technique for high resolution wind flow simulations. *Atmospheric Environment* Vol. 31 No.199, pp. 3167-3176, 1997.

Le Provost C., F. Lyard, J.M. Molines, M.L. Genco and F. Rabilloud, A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilating a satellite altimeter-derived data set, *J. Geophys. Res.*, Vol. 103, C3, 5513-5529, 1998.

Le Provost, C., and P. Vincent, 1986. Some tests of precision for a finite element model of ocean tides, *J. Comput. Phys.*, 65, 273-291, 1986.

Le Provost, C., M.L. Genco, F. Lyard, P. Vincent, and P. Canceil, Spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model, *J. Geophys. Res.*, 99, 24,777-24,797, 1994.

Leendertse J., 1967. Aspects of a computational model for long water wave propagation, Memorandum RH-5299-RR Rand Corporation, Santa Monica, 1967.

Leendertse, J. J. and Liu, S. K., 1978: A Three-dimensional turbulent energy model for non-homogeneous estuaries and coastal sea systems. *Hydrodynamics of Estuaries and Fjords*, J.C.J. Nihoul Ed., Elsevier Publ. Co., Amsterdam, pp. 387-405.

Leendertsee, J.J., 1970. A water quality simulation model for well mixed estuaries and coastal seas. Rand Corporation, Memorandum RM-6230-RC , Santa Monica.

Lefevre, F., 2000. Modélisation des marées océaniques à l'échelle globale : assimilation de données in situ et altimétriques. DOCTEUR DE L'UNIVERSITE TOULOUSE III - PAUL SABATIER, 2000. <http://fabien.lefevre.free.fr/these.htm>

Lefevre, Fabien ; Lyard, Florent H. ; Le Provost, Christian 2000. FES98 : A new global tide finite element solution independent of altimetry. *Geophys. Res. Lett.* Vol. 27 , No. 17 , p. 2717.

Leitão, P. C. (1996) : Modelo de Dispersão Lagrangeano Tridimensional. Dissertação para a obtenção do grau de Mestre em Ecologia Gestão e Modelação dos Recursos Marinhos, Instituto Superior Técnico, Lisboa 1996.

Leland M. (1989). "Renaissance and academe: the elusiveness of the Da Vinci ideal". Phi Kappa Phi, 1989.

Leonard, B. P. (1979): *Comput. Methods Appl. Mech. Eng.* 19, 58-98.

Levitus B., 1982. Climatological atlas for the World Ocean, NOAA Prog. Papers 13, US Government Printing Office, Washington DC, 1982.

Levitus, S. and., T. P. Boyer, 1994. *World Ocean Atlas 1994. Volume 4: NOAA Atlas NESDIS 4*, 117pp.

Levitus, S., R. Burgett and T. P. Boyer, 1994. *World Ocean Atlas 1994. Volumes 1 and 2: NOAA Atlas NESDIS 3*, 99pp.

Li, Z.H., Nguyen, K.D., Brun-Cottan, J.C. and Martin, J.M., 1994. Numerical Simulation of the Turbidity Maximum Transport in the Gironde Estuary (France), *Oceanologica Acta*.

Marchesiello, P., J. C. McWilliams e A. Shchepetkin (2001): Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Modelling* 3, 1-20, 2001.

Martins F., Neves R., Leitão P., A three-dimensional hydrodynamic model with generic vertical coordinate, in: Babovic V., Larsen L. (Eds.), *Proceedings of Hydroinformatics'98*, Vol. 2, Balkema, Rotterdam, 1998, pp. 1403-1410.

Martins, F. *Modelação Matemática Tridimensional de escoamentos costeiros e estuarinos usando uma abordagem de coordenada vertical genérica*. Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico. Tese de Doutoramento, 2000.

Martins, F., R. Neves, P. Leitão e A. Silva, 2001. 3D modeling in the Sado estuary using a new generic coordinate approach. *Oceanologica Acta*, 24:S51-S62.

Martinsen, Eivind A. e Harald Engedahl: Implementation and testing of a lateral boundary scheme as an open boundary condition in a barotropic ocean model, *Coastal Engineering*, 11, 603-627, 1987.

Mehta, A. J. (1993). *Hydraulic Behaviour of Fine Sediment*. Coastal, Estuarial and Harbour Engineer's Reference Book. Edited by M. B. Abbott and W. A. Price. Published in 1993 by Chapman & Hall, 2-6 Boundary Row, London SE1 8HN, ISBN 0 419 15430 2.

Mellor G.L. (1996). *Introduction to Physical Oceanography*. AIP Press. New York, 1996.

Mellor, G. L., L. Y. Oey and T. Ezer (1998). Sigma coordinate pressure gradient errors in the seamount problem, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, Vol. 15, No 5, 1122-1131, 1998

Mellor, G. L., S.Häkkinen T. Ezer e R. Patchen (2002). A generalization of a sigma coordinate ocean model and a intercomparison of model vertical grids. In: Pinardi, N. Woods J. (Ed.), *Ocean Forecasting: Theory and Practice*. Springer, Berlin. ISBN - 3-540-67964-2.

Mellor, G. L., T. Ezer and L. Y. Oey (1994). The pressure gradient conundrum of sigma co-ordinate ocean models, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 11, 1126-1134, 1994.

Metcalf e Eddy (1991). *Wastewater Engineering. Treatment, Disposal and Reuse*. McGraw-Hill, United States.

Miller, M.J. Thorpe, A.J., 1981. Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models. *Quart. J.R.Meteorol. Soc.* 107, 615-628.

Miranda, R. (1999) – Nitrogen Biogeochemical Cycle Modeling in the North Atlantic Ocean. Tese de Mestrado, Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico

Miranda, R., F. Braunschweig, P. Leitão, R. Neves, F. Martins and A. Santos (2000) – Mohid 2000, A Coastal integrated object oriented model. *Hydraulic Engineering Software VIII*, WIT Press.

Miyakoda, A. Rosati, A., 1977. One way nested grid models: the interface condition and the numerical accuracy. *Mon. Weather Rev.* 105, 1092-1107.

Monteiro, A. J. (1995) - Dispersão de Efluentes Através de Exutores Submarinos. Uma contribuição para a modelação matemática. Tese de doutoramento. Universidade Técnica de Lisboa, Instituto Superior Técnico.

Montero, P. V. (1999). Estudio de la hidrodinámica de la ría de vigo mediante un modelo de volúmenes finitos. Universidade De Santiago Decompostela Facultade De Física Departamento De Física De La Materia Condensada, Grupo De Física No Lineal. Tese de Doutoramento, 1999.

Mulder, H.P.J. and Udink, C., 1991. Modelling of cohesive sediment transport. A case study: The Western Scheldt Estuary. In: B.L. Edge, Ed., *Proceed. 22nd Intern. Conf. Coast. Engin. Amer. Soc. Civ. Eng.*, New York, p. 3012 - 3023.

Munchow, A. (2000). Wind Stress Curl Forcing of the Coastal Ocean near Point Conception, California. *Journal of Physical Oceanography*. Volume 30, pág. 1265-1280.

Neves R., P.Chambel-Leitão, P.C. Leitão (2000) Modelação numérica da circulação da água no solo. O modelo MOHID. *Pedologia*, Oeiras 28: 46-55.

Neves, R. J. J. (1985) - Étude Experimentale et Modélisation des Circulations Transitoire et Résiduelle dans l'Estuaire du Sado, Ph. D. Thesis, Univ. Liège, 371 pp.

Neves, R. J. J., Chambel Leitão, J., Chambel Leitão, P., 1994, Ria Formosa lagoon. Hydrodynamic mathematical model. Model validation (Vol. I). Report, Ed. Laboratório Nacional de Engenharia Civil - Instituto Superior Técnico. (in portuguese).

Neves, R.J.J. e Silva, A.J.R., 1991, An Extension of the Boussinesq Equations to Deep Water - Computer Modelling in Ocean Engng.,1991. A.S. Arcilla, M. Pastor, O.C. Zienkiewicz & B.A. Schrefler, eds. Balkema, Rotterdam, p. 301-309.

Newmann, T. (2000). Towards a 3D-ecosystem model of the Baltic Sea. *Journal of Marine systems*, 25:405-419.

Nyhoff, L.R. & Leestma, S.C., Fortran 90 for Engineers & Scientists, Prentice-Hal: Englewood Cliff NJ, 1997.

Odd, N.V.M. 1986. Mathematical Modelling of Mud transport in Estuaries, Int. Symp. Physical Processes in Estuaries, 9-12 September 1986

Oey, L. e P. Chen, 1992a. A Model Simulation of Circulation in the Northeast Atlantic Shelves and Seas. *J. Geophys. Res.*, 97, 20,087-20,115.

Oey, L. e P. Chen, 1992b. A Nested-Grid Ocean Model: With Application to the Simulation of Meanders and Eddies in the Norwegian Coastal Current. *J. Geophys. Res.*, 97, 20,063-20,086.

Orlanski, I., A simple boundary condition for unbonded hyperbolic flows, *J. Comput. Phys.*, 21, 251-269, 1976.

Paillet, J. and H. Mercier, 1997. An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation. *Deep Sea Res.*, 44 (8), 1293-1328.

Palma, E. D. and R. P. Matano, 1998: On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model: The barotropic mode. *Journal of Geophysical Research*, 103, 1319-1342 (1998).

Palma, E. D. and R. P. Matano, 2000: On the implementation of passive open boundary conditions for a general circulation model: The three-dimensional case. *Journal of Geophysical Research*, 105, 8605-8627 (2000).

Palma, E. D. and R. P. Matano, 2001. Dynamical impacts associated with radiation boundary conditions. *Journal of Sea Research* 46, 117-132 (2001).

Partheniades, E., 1965. Erosion and deposition of cohesive soils. *J. Hydr. Div., ASCE*, 91, No. HY1 : 105-139.

Paulson, C. A. e J. J. Simpson, 1977: Irradiance measurements in the upper ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 952-956.

Perkins, A.L., L.F. Smedstad, D.W. Blake, G.W. Heburn e A.J. Wallcraft (1997). A new nested boundary condition for a primitive equation ocean model. *Journal of Geophysical Research* Vol. 102, No. C2, pages 3483-3500, 1997.

Philander, S.G.H. e J.-H. Yoon (1982). Eastern boundary currents and coastal upwelling. *J. Phys. Oceanogr.*, 12:862-879.

Pietrzak, J., J. B. Jakbson, H. Buchard, H.J. Vested e O. Petersen (2002). A three-dimensional hydrostatic model for coastal and ocean modelling using a generalised topography following co-ordinate system. *Ocean Modelling* 4, 173-205 (2002).

Pina, P. (2001). An integrated approach to study the Tagus estuary water quality. Dissertação para a obtenção do grau de Mestre em Ecologia Gestão e Modelação dos Recursos Marinhos apresentada ao IST - Lisboa.

Portela, L.I. (1996), Mathematical modelling of hydrodynamic processes and water quality in Tagus estuary, Ph.D. thesis, Instituto Sup. Técnico, Tech. Univ. of Lisbon, 1996. (in Portuguese)

Pressman, R (1997) – Software Engineering. McGraw-Hill, New York

Rabalais, N.N., R.E. Turner, D. Justic, Q. Dortch, W.J. Wiseman, Jr. E B.K. Sen Gupta, 2996. Nutrient changes in the Mississippi River and system responses on the adjacent continental shelf. *Estuaries*, 19:386-407.

Rivera, P.C.(1997). Hydrodynamics, sediment transport and light extinction off Cape Bolinao, Philippines. PhD Dissertation. A.A,Balkema/Rotterdam/Brookfield.

Rodrigues D., M. Teles e M. Del-Negro (1985). Aplicação do modelo bidimensional de Leendertse ao estuário do Tejo. HidroProjecto Setembro de 1985.

Rodrigues, D.^a, Teles, M. E Leendertse, J.J. – Numerical Modelling of the Tejo Estuary for Currents and Water Quality Predictions, dezembro de 1982, Rand Paper Series, The Rand Corporation, Santa Monica, Califronia.

Rodrigues, V.J.; Neves, R.J.J. & Miranda, R. (1996) - Modelacao ecologica e da qualidade da agua em zonas costeiras utilizando a aproximação lagrangeana. In: Actas da 5^a Conferencia Nacional da Qualidade do Ambiente; C. Borrego, C. Coelho, L. Arroja, C. Boia e E. Figueiredo (eds.), Vol. 2: 2005-2022.

Røed, L.P. e C.K. Cooper (1986). Open Boundary Condtions in numerical ocean models. O'Brien, J.J. (ed.), *Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling*, 411-436. D. Reidel Publishing Company, 1986.

Røed, L.P. e X.B. Shi (1999). A numerical study of the dynamics and energetics of cool filaments, jets and eddies off the Iberian Peninsula. *J. Geophys. Res.*, 102, 29817-29841.

Røed, L.P.; Smedstad, O.M. (1984). Open boundary conditions for forced waves in a rotating fluid. *SIAM Journal on Scientific and Statistical Computing*, vol.5, no.2, p. 414-26, 1984.

Rowley, C. and I. Ginis (1999). Implementation of a Mesh Movement Scheme in a Multiply Nested Ocean Model and Its Application to Air-Sea Interaction Studies. *Monthly Weather Review*. 127:1879-1896. August 1999

Rumbaugh, J., M. Blaha, W. Premerlani, F. Eddy and W. Lorensen, *Object-Oriented Modeling and Design*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1991.

Santos, A.J.P. & R.J.J. Neves, 1991. Radiative artificial boundaries in ocean barotropic models. *Computer Modelling in Ocean Engng.*,1991. A.S. Arcilla, M. Pastor, O.C. Zienkiewicz & B.A. Schrefler, eds. Balkema, Rotterdam, p. 373-383

Santos, A.J.P., 1995. Modelo hidrodinâmico tridimensional de circulação oceânica e estuarina. Tese de doutoramento. Instituto Superior Técnico, Universidade Técnica de Lisboa, 273 pp.,Lisboa.

Saraiva, A. (2001). Produção primária de biomassa no estuário do Tejo – Estudo da variabilidade das descargas. Trabalho final de curso da licenciatura em engenharia do ambiente. Instituto Superior Técnico. Universidade Técnica de Lisboa, Lisboa, Novembro de 2001.

Sauvaget P., E. David e C. Guedes Soares (2000). Modelling tidal currents on the coast of Portugal. *Coastal Engineering* 40,393–409, 2000.

Schwiderski, E.W., On charting global ocean tides, *Rev. Geophys.*, 18, 243-268, 1980.

Semtner, A. J., Jr., and R. M. Chervin, 1992. Ocean general circulation from a global eddy-resolving model. *J. Geophys. Res.* 97, 5493-5550.

Signell, R.P., H.L. Jenter e A.F. Blumberg (1996), Circulation and effluent dilution modeling in Massachusetts Bay; model implementation, verification and results, p. 121, illus. incl. 5 tables, sketch maps, 28. refs, 1996. U. S. Geological Open File Report 96-015. <http://pubs.usgs.gov/products/books/openfile//>

Silva, A.J.R., 1991, *Modelação Matemática Não Linear de Ondas de Superfície e de Correntes Litorais*, Tese apresentada para obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica. IST, Lisboa.

Silveira, I., A. Schmidt, E. Campos, S. Godoi e Y. Ikeda (2000). A Corrente do Brasil ao Largo da Costa Leste Brasileira. *Revista Brasileira de Oceanografia*. 48(2): 171-183. 2000.

Simpson, J.H. (1997). Physical processes in the ROFI regime. *Journal of Marine Systems* 12, 3-15 (1997).

Simpson, J.H., H.Buchard, N.R. Fischer e T.P. Rippeth (2002). The semi-diurnal cycle of dissipation in a ROFI: model-measurement comparisons. *Continental Shelf Research*. Aceite para publicação.

Skogen, M.D. e A. Moll (2000). Interannual variability of the North Sea primary production: comparison from two model studies. *Continental Shelf Research* 20, 129-151.

Smagorinsky, J (1963). General Circulation Experiment with the Primitive Equations, *Monthly Weather Review*, 91, No. 3, pp 99-164, 1963.

Smayda, T.J., 1997. Harmful algal blooms: Their ecophysiology and general relevance to phytoplankton blooms in the sea. *Limnol. Oceanogr.*, 42:1137:1153.

Sommerville, 1995. *I. Software Engineering*, Addison-Wesley, London, 1995.

Spall, M.A. e W.R. Holland (1991). A nested primitive equation model for oceanic applications. *Journal of Physical Oceanography* Vol. 21, 205-220, 1991.

Stanners, D. eP. Bourdeau (1995). *Europe's Environment: The Dobris Assessment*. European Environment Agency, Copenhagen.

Stelling, G.S. and J. A. T. M. van Kester. On the approximation of horizontal gradients in sigma-co-ordinate ocean models, *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 18, 915-935, 1994.

Stelling, G.S., 1983. On the construction of computational methods for shallow water flow problems. Ph.D. Thesis, Technische Hoogeschool to Delft.

Sterl, A., G.J. Komen e P.D. Cotton. Fifteen years of global wave hindcasts using winds from the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts reanalysis: Validating the reanalysed winds and assessing the wave climate. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 103, No. C3, pages 5477-5492, March 15, 1998.

Stevens, D.P. (1991): The Open Boundary Condition in the United Kingdom Fine Resolution Antarctic Model. *Journal of Physical Oceanography*, 21, pp. 1494-1499.

Swinbank, W.C., 1963. Long-wave radiation from clear skies. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 89, 339-348.

Tennekes H. e J.L. Lumley (1972). *A first course in turbulence*. MIT Press, Cambridge, MA.

Treguier, A.M., B. Barnier, A. de Miranda, N. Grima, M. Imbard, C. Le Provost, G. Madec, C. Messenger, J.M. Molines, S. Michel and T. Reynaud (2001). An eddy permitting model of the Atlantic circulation : evaluating open boundary conditions. *J. Geophys. Res.*, 106, 22115-22129.

Trenberth, K. E., W. G. Large and J. G. Olsen, 1990: The mean annual cycle in global wind stress. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 1742-1760.

Van Leussen, W. (1986). Aggregation of Particles, Settling Velocity of Mud Floccs. A review. Physical Processes in Estuaries. Editores Dronkers, J. e W. Van Leussen. Springer-Verlag. 1986

Villaret, C. and Paulic, M., 1986. Experiments on the erosion of deposited and placed sediments in an annular flume and a rocking flume, UFL/COEL-86/007, Coastal and Oceanographic Engineering Department, Univ. of Florida, Gainesville, Florida.

Villarreal M. R., Montero, J.J. Taboada, R. Prego, P.C. Leitão and V. Pérez-Villar (2002). Hydrodynamic Model Study of the Ria de Pontevedra under Estuarine Conditions. Estuarine and Coastal Shelf Science. 54/1, 101-113 pp.

Villarreal, M.R.2000. Parameterization of turbulence in the ocean and application of a 3D baroclinic model to the Ria de Pontevedra PhD. Thesis. University of Santiago de Compostela.

Winterwerp, J.C., Cornelisse, J.M., and KUIJPER, C., 1991. The Behaviour of Mud from the Western Scheldt Under Tidal Conditions. Delft Hydraulics, The Netherlands, Rep. z161-37/HW/paper1.wm, 14 pp.

Yankovsky, a.E. e D.C. Chapman, 1997. A simple theory for the fate of buoyant coastal discharges. J. Phys. Oceanogr., 27(7):1386-1401.

Zhenjiang L. E R.H. Weisberg (1999). West Florida continental shelf response to upwelling favorable wind forcing, 2, dynamics. Vol. 104, No. C10, pp. 23427-23442.

DESCRICHÃO DAS CLASSES HYDRODYNAMICS E ADVECTIONDIFFUSION

1.1 Classe Hydrodynamics

1.1.1 Forma das equações resolvidas

As equações desta classe são resolvidas na sua forma integral seguindo a filosofia geral adoptada para o laboratório numérico Mohid. O ponto de partida é a forma geral da equação de transporte aplicada a um volume de controle:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V P dV = - \oint_A P (\vec{v}_H \cdot \vec{n}) dA + \oint_A k (\vec{\nabla} P \cdot \vec{n}) dA + \{F_{\text{fontes}} - P_{\text{poços}}\} \quad (74)$$

Evolutivo
Advectivo
Difusivo
Fontes-Poços

Em que P é a propriedade transportada e A é a superfície que define a fronteira do volume de controle V, \vec{v} corresponde à velocidade do escoamento, \vec{n} à normal exterior de A e k ao coeficiente de difusão molecular da propriedade P. Por debaixo de cada termo da equação (74) está a sua designação. Tradicionalmente as equações primitivas nos trabalhos de modelação numérica são apresentadas na sua forma diferencial. A decisão de, neste trabalho, as equações serem apresentadas na forma integral tem por objectivo chamar à atenção para o facto de a discretização por volumes finitos parte desta forma das equações. Como foi anteriormente referido este módulo limita-se a calcular a evolução de propriedades hidrodinâmicas.

1.1.1.1 Velocidades horizontais

As velocidades segundo X e Y (horizontais - v_H) são algumas das propriedades cuja evolução é da responsabilidade da classe *Hydrodynamic*. Estas são calculadas aplicando (74) e admitindo que a propriedade transportada é a quantidade de movimento no plano horizontal ($P = r \cdot \vec{v}_H$). Neste caso os termos de fonte e poço são as forças que actuam ao longo do plano horizontal que se assume perpendicular à direcção da gravidade. Estas forças são forças de pressão que actuam na superfície fronteira do volume. As forças de pressão são normais à fronteira do volume de controle ($-\oint_A p \cdot \vec{n}_H dA$). Estas forças podem funcionar como fontes ou poços de quantidade de movimento, função do sentido da velocidade. A propriedade pressão é normalmente uma das incógnitas tal como a velocidade. Aplicando (74) às velocidades horizontais fica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V r \vec{v}_H dV = - \oint_A r \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \oint_A u \left(\nabla (r \vec{v}_H) \cdot \vec{n} \right) dA - \oint_A p \vec{n}_H dA \quad (75)$$

A equação (75) não é mais do que uma equação de conservação da quantidade de movimento. Como é aplicada num meio 3D, ρ corresponde à massa volúmica da água, $\vec{v}_H = (v_x, v_y)$ o vector velocidade horizontal, $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ o vector velocidade, $\vec{n} = (n_x, n_y, n_z)$ é a normal exterior e $\vec{n}_H = (n_x, n_y)$ é a normal exterior segundo o plano horizontal e ν viscosidade cinemática molecular. A velocidade vertical não é calculada recorrendo à conservação da quantidade de movimento por se admitir a hipótese hidrostática. Esta hipótese admite que a componente vertical da força de pressão está em equilíbrio com as forças mássicas. Desta forma, a pressão depende apenas do gradiente de nível e dos gradientes de densidade.

1.1.1.2 Superfície Livre

Outra propriedade fundamental é a cota da superfície livre cuja evolução é calculada, mais uma vez recorrendo a (74), mas neste caso admite-se que o meio é 2D, isto é, que a sua evolução só é condicionada pelos fluxos de água horizontais. Sendo assim, a propriedade é a massa volúmica ($P = \rho$). As fontes e poços possíveis na classe *Hydrodynamic* podem ser descargas pontuais de água (ex: rios) ou processos de evaporação e precipitação. Neste caso a equação (74) fica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V r dV = - \oint_A r \vec{v} \cdot \vec{n} dA + \text{Descargas} + \text{Precipitação} - \text{Evaporação} \quad (76)$$

A equação (76) não é mais do que uma equação de conservação de massa. Ao contrário da equação anterior em que a propriedade transportada era a incógnita, aqui a propriedade é conhecida (ρ); a incógnita é o próprio volume de controle. Como neste caso a malha horizontal é fixa a incógnita passa ser a superfície livre.

1.1.1.3 Velocidade vertical

Uma vez que se trata de um modelo 3D torna-se necessário o cálculo da velocidade vertical. Esta é facilmente calculada, na medida em que se admite a hipótese hidrostática. Neste caso, é aplicada, outra vez, a equação de conservação de massa anteriormente descrita, mas agora a um meio 3D ($\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$) sendo a incógnita a componente vertical da velocidade (v_z).

1.1.1.4 Força de Coriolis

A equação (75) é válida para um referencial fixo. Todavia, o nosso referencial natural, a terra, está em permanente rotação. O efeito desta rotação sobre o escoamento é, usualmente, contabilizado na forma de uma força inercial denominada força de Coriolis. A aceleração de Coriolis pode ser escrita da seguinte forma:

$$2 \cdot \vec{\Omega} \times \vec{v} \wedge \vec{\Omega} = (\Omega \cos f \cos q) \vec{e}_1 + (\Omega \cos f \sin q) \vec{e}_2 + (\Omega \sin f) \vec{e}_3 \quad (77)$$

Em que θ é o ângulo que o eixo \vec{e}_1 (paralelos) faz com a direcção Norte (meridianos) , ϕ a latitude e Ω a velocidade de rotação da terra. Se admitirmos $\theta = \pi/2$ então (77) fica:

$$2 \cdot \vec{\Omega} \times \vec{v} = 2(\Omega \cos f \cdot u_3 - \Omega \sin f \cdot u_2) \vec{e}_1 + 2(\Omega \sin f \cdot u_1) \vec{e}_2 + 2(-\Omega \cos f \cdot u_1) \vec{e}_3 \quad (78)$$

Como a componente vertical da velocidade dos escoamentos que o modelo pretende simular é 3 ordens de grandeza inferior às componentes horizontais, então o primeiro termo do lado direito da equação (78) pode ser desprezado. O último termo da mesma equação também pode ser desprezado, uma vez que o seu valor ($O(10^{-5})$ m/s²) é muito inferior à aceleração da gravidade ($O(10)$ m/s²) . Estas simplificações são equivalentes a admitir que a componente vertical da velocidade e as componentes horizontais do vector rotação são desprezáveis ($\vec{v}_H = (v_x, v_y, 0)$, $\vec{\Omega} = (0, 0, \Omega \sin f)$), neste caso a aceleração de Coriolis fica assim reduzida a:

$$2 \cdot \vec{\Omega} \times \vec{v}_H = -f \cdot u_2 \cdot \vec{e}_1 + f \cdot u_1 \cdot \vec{e}_2 \wedge f = 2\Omega \sin f \quad (79)$$

A equação de conservação de quantidade de movimento considerando a aceleração de Coriolis fica então:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V r \vec{v}_H dV = & - \oint_A r \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \oint_A \mathbf{u} \left(\nabla \cdot (r \vec{v}_H) \cdot \mathbf{n} \right) dA - \oint_A p \vec{n}_H dA \\ & + \int_V r 2 \vec{\Omega} \times \vec{v}_H dV \end{aligned} \quad (80)$$

1.1.1.5 Aproximação de Boussinesq

A aproximação seguinte explora o facto das variações de densidade da água nos oceanos e águas costeiras serem muito pequenas, menos de 3%. Neste caso a densidade pode ser considerada constante para o cálculo da sua massa e forças de inércia, excepto para as forças

que são função da aceleração da gravidade. A esta simplificação chama-se aproximação de Boussinesq, aplicando esta (ρ constante no espaço e no tempo para os termos de inércia) à equação (80), fica:

$$\mathbf{r}(x, y, z, t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}'(x, y, z, t)$$

$$r_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v}_H dV = - r_0 \oint_A \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + r_0 \oint_A \mathbf{u} \left(\nabla (\vec{v}_H) \cdot \vec{n} \right) dA - \oint_A p \vec{n}_H dA + r_0 \int_V 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_H dV \quad (81)$$

1.1.1.6 Hipótese Hidrostática

A hipótese hidrostática tem em conta que no oceano e em águas costeiras na vertical as escalas são pequenas e, conseqüentemente, o escoamento tem, geralmente, velocidades muito baixas. Para além da dimensão das escalas verticais a estratificação vertical de densidade estável tem também um papel importante, porque tende a inibir qualquer movimento vertical por acção da impulsão. O fluido no que diz respeito aos movimentos verticais, comporta-se como se estivesse em equilíbrio estático. Nestas condições é possível desprezar todos os termos de inércia e admitir que o gradiente de pressão vertical está em equilíbrio com a força da gravidade:

$$p(x, y, z, t) = g \int_z^h r(x, y, z, t) dz + p_{atm} \quad (82)$$

1.1.1.7 Pressão barotrópica versus baroclínica

A pressão, no caso da hipótese hidrostática, fica função apenas dos gradientes de elevação da superfície livre e de densidade. Na discretização do termo de pressão optou-se pela divisão destes duas componentes, nomeadamente: barotrópica e baroclínica. A primeira contabiliza o efeito do gradiente de nível sobre a pressão e tem um carácter 2D, enquanto a segunda contabiliza o efeito do gradiente de densidade e tem um carácter 3D. A título ilustrativo, descreve-se de seguida a divisão da força de pressão total nas suas componentes barotrópica e baroclínica.

$$\mathbf{r}(x, y, z, t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}'(x, y, z, t)$$

$$\frac{1}{r_0} \oint_A p \cdot \vec{n}_H dA = \frac{g}{r_0} \oint_A \left(\int_z^h r(x, y, z, t) dz + p_{atm} \right) \cdot \vec{n}_H dA =$$

$$\begin{aligned}
& \frac{g}{r_0} \oint_A \left(\int_z^h r_0 + r'(x, y, z, t) dz \right) \cdot \vec{n}_H dA + \frac{1}{r_0} \oint_A p_{atm} \cdot \vec{n}_H dA = \\
& \frac{g}{r_0} \oint_A \left(r_0(h-z) + \int_z^h r' dz \right) \cdot \vec{n}_H dA + \frac{1}{r_0} \oint_A p_{atm} \cdot \vec{n}_H dA = \\
& \frac{g r_0}{r_0} \oint_A (h-z) \cdot \vec{n}_H dA + \frac{g}{r_0} \oint_A \left(\int_z^h r' dz \right) \cdot \vec{n}_H dA + \frac{1}{r_0} \oint_A p_{atm} \cdot \vec{n}_H dA = \\
& \underbrace{g \oint_A (h-z) \cdot \vec{n}_H dA}_{\text{Força barotrópica}} + \underbrace{g \oint_A \left(\int_z^h \frac{r-r_0}{r_0} dz \right) \cdot \vec{n}_H dA}_{\text{Força baroclínica}} + \frac{1}{r_0} \oint_A p_{atm} \cdot \vec{n}_H dA
\end{aligned} \tag{83}$$

Esta divisão (83) permite-nos correlacionar directamente a variação da superfície livre com a pressão (barotrópica). Desta forma a superfície livre passa a ser utilizada para calcular o volume de controle e simultaneamente serve como estimativa da pressão barotrópica. Por outro lado, podemos aplicar métodos numéricos diferentes a cada um dos termos. Na perspectiva da oceanografia, esta divisão pode também ser encarada como uma divisão de modos: a pressão barotrópica (2D) força o modo externo, responsável por simular as ondas gravíticas da superfície livre e com uma celeridade muito superior à dos modos internos. Estes últimos, do ponto de vista físico têm um número infinito e são forçados pela pressão baroclínica (3D), sendo a sua face visível a propagação das chamadas ondas internas.

Como foi dito anteriormente o modo externo tem uma celeridade muito superior ($\approx O(10^2)$) à dos modos internos, logo, por uma questão de eficiência e de estabilidade é necessário discretizar cada um destes termos de forma diferente. Existem dois processos: um consiste em resolver as equações de conservação da quantidade de movimento em dois passos numa primeira abordagem é resolvido o escoamento 2D forçado apenas pela pressão barotrópica (modo externo) num segundo passo o escoamento 3D é resolvido na forma de uma perturbação ao escoamento horizontal anteriormente calculado. Esta perturbação é induzida pela força baroclínica (modos internos). Este método é conhecido por divisão de modos “*Mode Splitting*”. Muitos modelos adoptam esta estratégia, como é o caso do POM (Blumberg e Mellor, 1987). Esta metodologia permite calcular o escoamento 3D com um passo temporal muito superior ao usado para o escoamento 2D, podendo ambos ser calculados de uma forma explícita. Outro processo consiste em resolver, implicitamente, o termo de pressão barotrópico, uma vez que levanta mais problemas de estabilidade e explicitamente o termo de pressão baroclínico. Este último foi o escolhido no desenvolvimento do modelo aqui apresentado, pelo facto de permitir calcular de uma forma mais precisa o balanço de

forças, em especial o efeito do atrito e dos termo advectivo que, em zonas pouco profundas, pode assumir grande importância. Modelos que utilizam a divisão de modos, tal como o POM, foram desenvolvidos para serem utilizados em zonas de grande profundidade (> 50 m). Um exemplo da dificuldade da utilização deste tipo de técnicas é o modelo ECOM (<http://www.hydroqual.com/Models/models.htm>) que evolui do POM para ser aplicado com fins comerciais a zonas costeiras, mas teve que abandonar a divisão de modos e adoptar um esquema semi-implícito.

Aplicando agora esta divisão do termo de pressão à equação (81) obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v}_H dV = & - \oint_A \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \oint_A \mathbf{u} \left(\nabla (\vec{v}_H) \cdot \vec{n} \right) dA \\ & - g \oint_A (h - z) \cdot \vec{n}_H dA - g \oint_A \left(\int_{r_0}^h \frac{r - r_0}{r} dz \right) \cdot \vec{n}_H dA \\ & - \frac{1}{r_0} \oint_A p_{am} \cdot \vec{n}_H dA + \int_V 2\vec{\Omega} \times \vec{v}_H dV \end{aligned} \quad (84)$$

1.1.1.8 Decomposição à Reynolds

As equações ao serem apresentadas na forma integral alertam-nos para o facto de que o modelo numérico aqui exposto permite calcular a evolução de propriedades numa forma discreta no espaço. No entanto, o modelo além de ser discreto no espaço também o é no tempo, por este motivo o modelo não resolve na realidade as equações apresentadas anteriormente, mas sim a sua decomposição à Reynolds. Esta decomposição pode ser perspectivada como uma filtragem temporal, em que os valores instantâneos das propriedades (f) em estudo são substituídos por quantidades médias (\bar{f}) mais flutuações turbulentas (f'), isto é:

$$f = \bar{f} + f' \quad \wedge \quad \bar{\bar{f}} = \frac{1}{2T} \int_{t_0-T}^{t_0+T} f dt \quad \wedge \quad \int_{t_0-T}^{t_0+T} f' dt = 0 \quad (85)$$

A integração temporal das equações permite escrevê-las em valores médios surgindo, devido aos efeitos não lineares, termos adicionais (tensores de Reynolds). Estes termos representam as contribuições dos processos de menores escalas (inferiores aos do volume de controle e/ou com uma variabilidade inferior à do passo temporal) para o balanço de maior escala

traduzindo a interacção entre estas duas escalas. A decomposição à Reynolds do termo advectivo da equação (75), fica :

$$\begin{aligned}
& \oint_A \overline{\vec{v}_H \cdot (\vec{v} \cdot \vec{n})} dA = \\
& \oint_A \overline{\left(\vec{v}_H + \vec{v}'_H \right) \cdot \left(\left(\vec{v} + \vec{v}' \right) \cdot \vec{n} \right)} dA = \\
& \oint_A \overline{\left(\vec{v}_H + \vec{v}'_H \right) \cdot \left(\vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}' \cdot \vec{n} \right)} dA = \\
& \oint_A \overline{\left(\vec{v}_H \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}_H \cdot \vec{v}' \cdot \vec{n} + \vec{v}'_H \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}'_H \cdot \vec{v}' \cdot \vec{n} \right)} dA = \\
& \oint_A \overline{\left(\vec{v}_H \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}_H \cdot \vec{v}' \cdot \vec{n} + \vec{v}'_H \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}'_H \cdot \vec{v}' \cdot \vec{n} \right)} dA = \\
& \oint_A \overline{\left(\vec{v}_H \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} + \vec{v}'_H \cdot \vec{v}' \cdot \vec{n} \right)} dA
\end{aligned} \tag{86}$$

A variável que se pretende obter neste caso é a velocidade média $\left(\vec{v}_H \right)$ ao longo dum passo temporal infinitamente pequeno. Todavia, ao calcularmos as propriedades do escoamento, de uma forma discreta no tempo acrescentamos mais incógnitas ao nosso problema que são os tensores de Reynolds $\overline{\left(\vec{v}'_H \vec{v}' \right)}$. Estes termos representam a contribuição do transporte turbulento para o campo médio e podem ser vistos como o transporte das flutuações do campo variável $\left(\vec{v}'_H \right)$ em estudo pelas flutuações do campo da velocidade $\left(\vec{v}' \right)$. Levanta-se assim um novo problema, usualmente designado por “fecho da teoria da turbulência”. Existem diversos métodos de resolver este, problema o mais comum é admitir que este novo termo é proporcional ao gradiente da propriedade média transportada (Tennekes e Lumley, 1972), ou seja:

$$\overline{\vec{v}'_H \vec{v}'} = \mathbf{u}_{ij} \cdot \left(\nabla \left(\vec{v}_H \right) \right) \tag{87}$$

A variável ν_T designa-se por viscosidade turbulenta, que se pode admitir constante, caso o meio seja isotrópico, caso contrário é necessário calcular para cada uma das direcções um

valor, $u_{ij} = \begin{pmatrix} u_{xx} & u_{xy} & u_{xz} \\ u_{yx} & u_{yy} & u_{yz} \end{pmatrix}$. Admite-se na maioria dos casos $u_{xx} = u_{xy} = u_{yx} = u_{yy} = u_H$,

porque na horizontal os processos, normalmente, podem considerar-se homogêneos. Na vertical também se admite que $u_{xz} = u_{yz} = u_V$. A grande diferença é entre as escalas características das direcções horizontal e vertical, divide-se então o coeficiente de viscosidade turbulenta em viscosidade turbulenta horizontal (u_H) e vertical (u_V), $u_{ij} = u_T = (u_H, u_H, u_V)$. Uma vez que se admitiu que o novo termo tem uma natureza matemática semelhante ao termo das forças viscosas a sua ordem de grandeza é facilmente comparável. As escalas, normalmente resolvidas por este tipo de modelos são da ordem dos metros a que corresponde uma viscosidade turbulenta várias ordens de grandeza superior à viscosidade molecular, por esta razão as forças viscosas podem ser consideradas desprezáveis. Por questões de simplicidade daqui em diante, sempre que for feita referência a uma propriedade do escoamento, entenda-se a sua média temporal, como foi definida em (85) e não o seu valor instantâneo ($f = \bar{f}$).

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v}_H dV &= - \oint_A \vec{v}_H (\vec{v} \cdot \vec{n}) dA + \oint_A \mathbf{u}_T \cdot \left(\nabla (\vec{v}_H) \cdot \vec{n} \right) dA \\ &- g \oint_A (h - z) \cdot \vec{n}_H dA - g \oint_A \left(\int_{r_0}^h \frac{r - r_0}{r} dz \right) \cdot \vec{n}_H dA \\ &- \frac{1}{r_0} \oint_A p_{am} \cdot \vec{n}_H dA + \int_V 2\bar{\Omega} \times \vec{v}_H dV \end{aligned} \quad (88)$$

Força barotrópica
Força baroclínica

Resumindo o modelo resolve a equação (88), que é uma equação de conservação de quantidade de movimento 3D, para calcular as componentes horizontais da velocidade. Para calcular a variação da superfície livre no tempo, resolve a equação (76) para um meio 2D. Esta equação não é mais do que uma equação de conservação de massa. Finalmente resolve, mais uma vez, a equação (76) agora para um meio 3D para calcular a velocidade vertical do escoamento. As equações aqui descritas são a base de cálculo da evolução das propriedades não-turbulentas do escoamento do laboratório numérico Mohid. De seguida é apresentada, de uma forma breve a sua discretização temporal e espacial.

1.1.2 Discretização Temporal das equações

Os termos que condicionam a estabilidade das equações são a pressão barotrópica (ondas gravíticas), o atrito no fundo e a difusão vertical. Ao primeiro está associada uma celeridade

elevada, \sqrt{gh} , sendo h a profundidade e g a aceleração gravítica. A discretização do atrito levanta alguns problemas quando o gradiente de velocidade junto ao fundo é muito intenso. Por fim, a difusão vertical enfrenta mais problemas quando o passo vertical é muito fino. Os limites de estabilidade de cada um destes termos num meio 1D com profundidade constante numa formulação explícita são:

- Pressão barotrópica, $\sqrt{gh} \frac{\Delta t}{\Delta x} < 1$, para um passo espacial horizontal de 100 m (Δx) e uma profundidade de 100 m (h) o passo temporal (Δt) tem que ser inferior a 3 s;
- Atrito no fundo, $C_D \frac{u\Delta t}{\Delta z} < 1$, admitindo que a camada junto ao fundo tem 0.1 m (Δz) e que a velocidade nesta mesma camada (u) é 1 m/s e que a rugosidade absoluta do fundo é 0.0025 e que o perfil de velocidades é logarítmico, então o coeficiente de atrito (C_D) é 0.2. Para ser cumprido o limite de estabilidade o passo temporal (Δt) tem que ser inferior a 2 s;
- Difusão vertical, $u \frac{\Delta t}{\Delta z^2} < \frac{1}{2}$, se admitirmos que o passo vertical (Δz) é de 0.1 m e a viscosidade turbulenta vertical (ν) é de 0.005 m²/s então o passo temporal (Δt) tem que ser inferior a 1s.

Os outros termos são menos restritivos: no caso da pressão baroclínica o limite de estabilidade é calculado de uma forma similar à da pressão barotrópica mas, em vez de se utilizar a aceleração da gravidade (g), utiliza-se a aceleração da gravidade reduzida ($\frac{\Delta r}{r} g$).

Esta aceleração é, normalmente, duas ordens de grandeza inferior à gravítica, então, este termo na forma explícita permite passos temporais também duas ordens de grandeza superiores. No caso da advecção horizontal de quantidade de movimento, a celeridade que condiciona a estabilidade do método é a velocidade do próprio escoamento. Num caso em que a profundidade seja 100 m a celeridade da onda de pressão é 33 m/s, enquanto a velocidade do escoamento para estas profundidades é da ordem de grandeza de 0.1 m/s. Neste caso o passo temporal que limita a estabilidade é 1000 vezes superior ao da pressão barotrópica. A advecção vertical de quantidade de movimento apesar de poder levantar alguns problemas quando a discretização é muito fina, na maioria dos casos a sua discretização explícita é suficiente, porque as velocidades verticais do escoamento são normalmente muito baixas, na ordem dos mm/s. A difusão horizontal é também um termo que não tem limites de estabilidade muito restritivos, uma vez que o passo espacial horizontal raramente é inferior a 10 m. A lei de Kolmogorov que admite que a viscosidade turbulenta é proporcional ao passo da malha. O coeficiente de proporcionalidade admite-se normalmente

igual ou menor que 1. Pode concluir-se que para as escalas resolvidas pelo modelo o passo temporal que garante a estabilidade da discretização explícita deste termo é da ordem de grandeza do passo da malha.

1.1.2.1 *Esquema ADI*

Com o objectivo de não deixar o modelo condicionado a limites de estabilidade tão restritivos, como os que se apresentaram anteriormente, optou-se por uma discretização semi-implícita do tipo ADI “*Alternante Direction Implicit*”. Este esquema foi utilizado em todas as versões do modelo hidrodinâmico do sistema Mohid (Neves, 1985, Santos, 1995 e Martins, 2000). Os três termos que apresentam mais problemas de estabilidade foram discretizados implicitamente, enquanto para os restantes optou-se por uma abordagem explícita.

Um método semi-implícito comparativamente a um totalmente implícito tem como vantagem o sistema de equações resultante ser do tipo tridiagonal. Estes sistemas são resolvidos de uma forma muito eficiente pelo algoritmo de Thomas. Os métodos implícitos, quando aplicados a domínios 2D e 3D, dão origem a sistemas de equações lineares esparsos, sendo por isso, necessário recorrer a algoritmos de inversão dispendiosos em termos de rapidez de cálculo. Foram adoptados dois tipos de discretizações semi-implícitas: uma que necessita da resolução de 6 equações em cada passo temporal conhecido pelo esquema de Leendertse (Leendertse, 1967) e o esquema S21 (Abbott et al., 1973) que envolve a resolução de 4 equações (Figura 175). Em ambos os métodos o esquema ADI é aplicado à equação da continuidade (2D-horizontal) para calcular a elevação da superfície livre. Basicamente, substituí-se alternadamente todo (Leendertse) ou parte (S21) do integral da velocidade numa direcção, por uma equação de conservação de quantidade de movimento, enquanto na direcção perpendicular mantém-se a velocidade explícita. Neste caso, os termos implícitos são o atrito e a pressão barotrópica. A difusão vertical não é aqui considerada uma vez que ao calcular-se o integral da velocidade horizontal em profundidade, este termo é cancelado em todas as camadas, excepto entre a camada do fundo e a cama adjacente, por se considerar o atrito implícito. Por razões de simplificação de cálculo a difusão entre estas duas camadas é considerada explícita. As velocidades horizontais são calculadas resolvendo uma equação de conservação de quantidade de movimento em cada volume de controle para cada uma das duas componentes (X, Y). Neste caso os termos implícitos são a difusão vertical e o atrito (condição de fronteira da difusão vertical). A pressão barotrópica não é necessário ser considerada implícita, uma vez que os valores da superfície livre neste instante já são

conhecidos. O cálculo da velocidade vertical é todo explícito e, como já foi dito anteriormente, resulta da aplicação da equação de conservação de massa a cada volume de controle no fim de cada meio passo no tempo. Numa primeira fase a velocidade é calculada usando a geometria da malha do instante anterior. Depois da geometria ser calculada a velocidade é de novo recalculada agora para a malha actualizada. Este artifício é utilizado quando a evolução da geometria depende da velocidade vertical, como é o caso da coordenada lagrangiana que será à frente descrita.

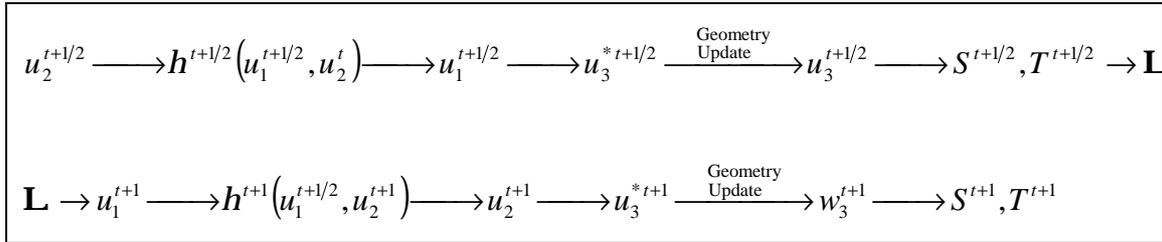


Figura 174 – Discretização temporal do método de 6 equações proposto por Leendertse, 1967.

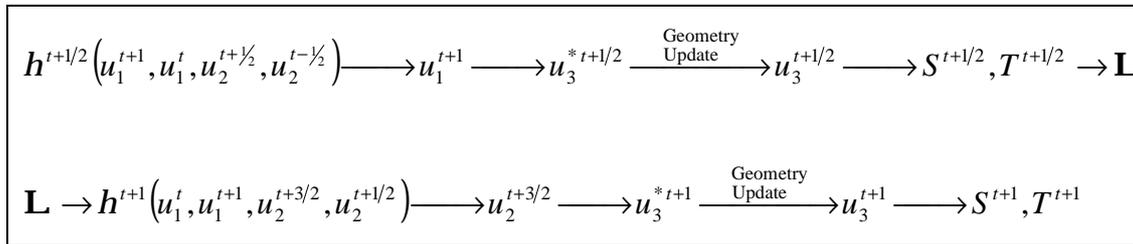


Figura 175 – Discretização temporal do método S21 proposto por Abbott et al, 1973.

1.1.3 Discretização Espacial das equações

A discretização temporal das equações, implementada na maioria dos modelos, pode reduzir-se a duas grandes metodologias: discretização explícita com separação de modos e discretização semi-implícita (ex: ADI). Estas metodologias têm revelado ser, ao longo do tempo, as que melhor conjugam eficiência com precisão. No caso da discretização espacial existe uma variedade enorme de metodologias e é muito difícil destacar uma que se sobreponha às outras na articulação da precisão, como a eficiência de cálculo. No entanto, é possível eleger uma metodologia ou um grupo de metodologias que melhor se adequem para cada caso particular. Um caso ilustrativo daquilo que foi anteriormente afirmado é a escolha das coordenadas. Caso se queira simular uma zona suficientemente pequena, de modo a que a curvatura da terra seja desprezável, então pode considerar-se a área de estudo como um plano tangencial à superfície terrestre (aproximação do plano beta). Neste caso um sistema de

coordenadas cartesianas é o mais aconselhável por uma questão de simplicidade das equações. Esta aproximação deixa de ser válida quando o domínio tem uma dimensão tal que a curvatura da terra deixa de ser desprezável, neste caso é necessário utilizar coordenadas esféricas.

Mesmo no caso das coordenadas esféricas existe uma aproximação, uma vez que a Terra não é uma esfera devido ao achatamento dos pólos. Todavia, este efeito pode ser desprezado, na medida em que a diferença entre o raio da Terra no Equador e nos Pólos é apenas 0.3%. No modelo, aqui apresentado, optou-se por discretizar as equações em coordenadas cartesianas, não estando posta de lado a hipótese de se discretizar as mesmas equações em coordenadas esféricas quando a capacidade de cálculo disponível nos permitir fazer simulações à escala planetária. Existem já diversas aplicações à escala global para simular a propagação da maré em 2D (Provost et al., 1998) e igualmente para simular a própria circulação 3D forçada pelas trocas com a atmosfera (Semtner e Chervin, 1992). Este tipo de modelos, em especial os 3D, necessitam de super-computadores para terem alguma operacionalidade. Esta capacidade de cálculo ainda não está acessível à Comunidade Científica Portuguesa, mas no futuro poderá ser uma aposta, não só no estudo da circulação oceânica como também no estudo da interação oceano-atmosfera.

Existe uma grande variedade de abordagens possíveis na discretização espacial das equações, as mais divulgadas são, designadamente os elementos finitos, os métodos espectrais, as diferenças finitas e os volumes finitos. Como foi anteriormente referido, é difícil dizer que em termos de qualidade, uma é superior à outra. Os métodos espectrais no campo da Mecânica de Fluidos ambiental têm sido mais aplicados à atmosfera. A principal razão apontada por Kantha e Clayson (2000) para o insucesso desta metodologia no estudo de processos marinhos é o facto de, nestes casos, a fronteira do problema ser normalmente complexa (linha de costa), tornando as transformações do espaço físico para o espectral e, vice-versa, numa tarefa difícil. Estas transformações são necessárias para resolver os termos não-lineares e para introduzir dados. Os elementos finitos foram inicialmente utilizados na Mecânica de Sólidos mas rapidamente se tornaram muito populares na Mecânica de Fluidos. Pode afirmar-se que esta abordagem pertence à mesma família dos métodos espectrais, mas neste caso em vez de se ajustar funções de forma com base em todos os pontos do domínio são somente considerados os pontos vizinhos. A grande vantagem deste tipo de abordagem é a sua capacidade ilimitada de se adaptar a qualquer tipo de discretização pretendida pelo utilizador devido ao facto de se tratar de uma malha não estruturada. Esta característica tem o

inconveniente de dar origem, no caso geral, a sistemas de equações esparsos quando um método semi-implícito é aplicado na discretização temporal. Esta desvantagem obriga ao recurso de algoritmos mais dispendiosos em termos de recursos computacionais no cálculo deste tipo de sistemas. Uma vantagem das malhas estruturadas é poderem reduzir o sistema de equações a um sistema tridiagonal permitindo o recurso a algoritmos muito eficientes, como é o algoritmo de Thomas. Existe uma variedade enorme de modelos que resolvem problemas de mecânica de fluidos ambiental utilizando elementos finitos:

- Processos costeiros (ex: Telemac, Fortunato et al, 1999);
- Modelos Globais de Maré (ex : Le Provost, 1994);
- Escoamento de água em solos (ex: Hydrus, ModFlow);
- Ruptura de Barragens (ex: Telemac);
- Modelos de Ondas (ex: Telemac).

Apesar da crescente popularidade dos modelos de elementos finitos, as diferenças finitas continuam a ser o método de discretização das equações mais popular na simulação de processos costeiros e oceânicos. Os modelos mais divulgados recorrem a esta abordagem, nomeadamente: Mike3, Delft3, ROMS, POM, MOM, etc. Relativamente aos elementos finitos esta metodologia tem como principal vantagem a maior simplicidade na discretização das equações e como principal desvantagem o facto de ser uma malha estruturada obrigando a uma discretização menos eficiente. Esta desvantagem é, normalmente, minorada recorrendo a transformações de coordenadas tanto na horizontal como na vertical que melhor se adaptem ao problema, como é caso das coordenadas curvilíneas horizontais que permitem uma discretização mais eficiente ao longo da linha de costa. Outra estratégia é utilizar um passo variável de modo a aumentar a densidade de pontos de cálculo nas zonas de interesse. A estratégia mais eficiente é, sem dúvida, utilizar modelos encaixados (sub-modelos) que dão acesso a uma flexibilidade na discretização, quase tão grande como nos elementos finitos. Como foi já referido, o facto da malha ser estruturada tem vantagens em termos de rapidez de cálculo, em especial, quando métodos semi-implícitos são utilizados para discretizar as equações no tempo, porque permitem reduzir o sistema de equações a resolver num sistema tridiagonal. A principal diferença entre os volumes finitos e os métodos anteriormente descritos está na forma como o termo advectivo é resolvido. Nos volumes finitos este termo resulta do balanço integral de fluxo através da fronteira do volume de controle. Nos outros métodos ou resulta de uma derivada calculada a partir de pontos discretos (diferenças finitas) ou de uma derivada de uma função com solução analítica resultante da interpolação dos pontos vizinhos (elementos finitos) ou de todos os pontos (métodos espectrais). Os volumes finitos podem ser aplicados de uma forma simples tanto

em malhas estruturadas como em malhas não estruturadas. No caso das malhas estruturadas, um método de diferenças finitas conservativo aplicado a uma malha cartesiana na realidade, é um método de volumes finitos. Quase todos os modelos 2D de diferenças finitas são conservativos (ex: Mike2, Mohid2D – Neves, 1985) o que significa que na realidade são modelos de volumes finitos. Estes modelos possuem os conceitos de fluxo e de área da célula (fronteira do volume de controle) o termo advectivo é calculado de uma forma conservativa, isto é, resulta do balanço integral dos fluxos através das áreas das células. No entanto, para malhas diferentes da cartesiana, o método das diferenças finitas obriga, normalmente, a uma transformação de coordenadas, discretizando-se as equações resultantes num espaço transformado onde a malha é do tipo cartesiano (ex: modelo dupla sigma, Santos, 1995). No método dos volumes finitos os balanços são efectuados no espaço real, sendo a geometria das células introduzida de forma explícita através das suas áreas e volumes (Martins, 2000). Apesar de, no modelo aqui apresentado, se ter optado por uma malha estruturada por uma questão de simplicidade de discretização e eficiência de cálculo, esta metodologia pode ser aplicada facilmente a malhas não estruturadas. Esta metodologia foi utilizada por Chippada et al (1998) para simular processos costeiros tendo utilizado uma malha não estruturada de volumes de controle na forma de triângulos.

1.1.3.1 Discretização Horizontal

A discretização horizontal adoptada para simular as propriedades do escoamento no sistema Mohid é estruturada. Neste tipo de malhas as células e os pontos são definidos pela intersecção de superfícies iso-coordenadas enquanto que numa malha não estruturada os pontos de cálculo são definidos pelo vector posição sendo as vizinhanças entre pontos identificadas por uma matriz de conectividades. Nas malhas estruturadas em 1D cada ponto tem dois pontos adjacentes excepto nas fronteiras, em 2D tem quatro e em 3D tem seis. No caso de malhas não estruturadas a distribuição dos pontos adjacentes é semelhante em 1D às malhas estruturadas mas em 2D e 3D a distribuição é apenas função da distribuição dos pontos de cálculo definidos em cada aplicação.

Adoptou-se na distribuição dos pontos de cálculo das propriedades hidrodinâmicas primitivas calculadas pelo modelo (η , v_x , v_y , v_z) uma malha que minimiza o número de interpolações para o cálculo dos gradientes de pressão (barotrópica e baroclínica) e da divergência de fluxos (ex: nível, temperatura, salinidade). A malha que permite minimizar interpolações no cálculo deste termos é uma malha descentrada que na classificação proposta por Arakawa e Lamb (1977), corresponde à malha C (Figura 176). Para esta malha são, no

entanto, necessárias médias para calcular o termo de Coriolis. No entanto, a precisão da solução só está comprometida quando o passo da malha não permite resolver o raio de deformação interno de Rossby (~ 40 km a 30° de latitude). Esta escala espacial corresponde à distância horizontal ao longo da qual um fluido estratificado em rotação é afectado quando perturbado.

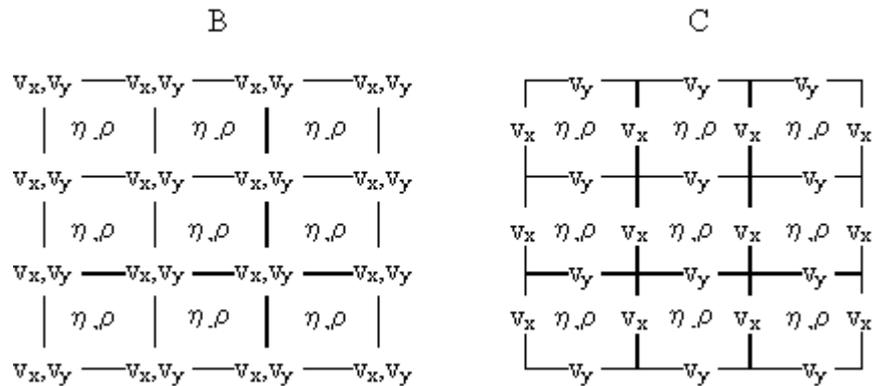


Figura 176 – Classificação de malhas 2D descentradas segundo Arakawa e Lamb (1977).

A maior parte dos modelos oceânicos e costeiros utilizam malhas descentradas do tipo B ou do tipo C na sua discretização horizontal. A malha do tipo B tem a vantagem de não ter necessidade de recorrer a interpolações para calcular a força de Coriolis, não tendo a limitação que a malha do tipo C tem para passos muito grandes. Todavia, esta malha necessita de recorrer a interpolações para o cálculo dos gradientes de pressão e para o cálculo da divergência dos fluxos. Usualmente os modelos globais utilizam uma malha do tipo B, uma vez que, mesmo recorrendo a super-computadores, a precisão destes modelos não é suficiente para resolver o raio de deformação interno de Rossby. Existem já modelos que têm uma precisão de 0.2° graus (Kantha and Clayson, 2000) que à latitude de Portugal é aproximadamente 20 km antevendo-se que, num futuro próximo, mesmo os modelos globais tenderão a utilizar malhas do tipo C. Este tipo de malha é também a ideal para acoplar os modelos hidrodinâmicos a modelos de propriedades da água, uma vez que não é necessário recorrer a interpolações para calcular a divergência de fluxos.

No domínio das malhas horizontais estruturadas pode-se ou não admitir uma transformação de coordenadas. Esta transformação, é usualmente utilizada em métodos de diferenças finitas, com o objectivo de aumentar a precisão do cálculo. Por exemplo, para o caso de um modelo aplicado ao longo de uma costa recortada utilizando coordenadas curvilíneas é

possível adaptar a malha à forma da linha de Costa, otimizando assim o número de pontos de cálculo. As desvantagens desta metodologia são o incremento do grau de complexidade dos algoritmos e a maior dificuldade na geração de malhas. Este tipo torna-se extremamente vantajoso em aplicações ao longo da Costa, mas já não o é tanto para modelos de larga escala (Atlântico Norte) ou em estuários onde a complexidade do sistema (redes de canais) torna difícil tirar partido de uma transformação de coordenadas. De momento, o modelo está preparado somente para coordenadas cartesianas na horizontal, uma vez que é difícil antever se o aumento da complexidade das equações associado às coordenadas curvilíneas é compensado com uma maior versatilidade da malha horizontal.

1.1.3.2 Discretização Vertical

Na discretização vertical é comum nas diferenças finitas a utilização de transformação de coordenadas para otimizar a precisão da malha. Na vertical este problema é ainda mais importante que na horizontal, porque os gradientes são normalmente muito superiores. Uma discretização grosseira na vertical pode dar origem a excesso de difusão numérica perpendicularmente às isópicnicas e pode tornar impraticável, por exemplo, a simulação do efeito da estratificação sobre um escoamento. Uma das principais características dos modelos oceânicos e costeiros de diferenças finitas é a sua discretização vertical. As discretizações mais conhecidas são: a sigma, a isopícnica e a cartesiana. A partir desta característica é possível antever que, por exemplo, um modelo sigma (ex: POM, ROMS) é uma boa ferramenta para o estudo de meios bem misturados que sigam a topografia do fundo ou meios estratificados com pequenos gradientes de topografia. Um modelo de coordenadas isopínicas (MICOM) pode ser uma boa solução para simular meios estratificados onde o escoamento seja forçado pela densidade. Neste tipo de discretização as camadas da malha coincidem com as isopínicas, com o objectivo de minimizar a difusão numérica entre camadas, partindo do pressuposto que o escoamento dá-se preferencialmente ao longo destas linhas e que a estratificação vertical inibe trocas significativas entre camadas. Em regiões influenciadas pelo fundo, pela inércia ou em presença de escoamentos secundários o campo de velocidades possui uma componente importante na direcção perpendicular às isopínicas (linhas de igual densidade), contrariando os pressupostos deste modelo. Por fim, a malha cartesiana pode ser uma boa solução nos casos em que as duas discretizações anteriores falham, por exemplo, o escoamento ao longo do talude da plataforma continental (Neves et al., 2000). Nesta situação, temos a influência da topografia caracterizada por fortes gradientes e o escoamento neste caso não segue as isopínicas. Todavia, muitas vezes, não existe uma discretização que melhor simule todo o domínio. Por vezes, a melhor solução é discretizar de formas diferentes

vários sectores do domínio. Os modelos dupla-sigma (Beckers, 1991 e Santos, 1995) têm esse objectivo. Neste caso, divide-se a coluna de água em dois domínios: do fundo até uma profundidade constante, normalmente a base da camada de mistura, aplica-se uma discretização sigma e por cima deste domínio é aplicada uma segunda discretização sigma, que só acompanha o fundo nas pequenas profundidades, evitando assim uma malha muito distorcida, em especial, nas zonas profundas (> 1000 m). Ao evitar esta distorção o modelo minimiza a mistura vertical associada a trocas de massa e quantidade de movimento “horizontais” entre volumes de controle cuja profundidade média é muito diferente. Ao alinhar mais as camadas com as linhas de corrente também minimiza a mistura vertical associada à difusão numérica dos termos advectivos verticais de massa e quantidade de movimento. Este tipo de modelos que combinam diferentes discretizações também têm pouca flexibilidade. Usando o exemplo apresentado anteriormente, os modelos dupla-sigma têm a capacidade de, tal como o nome indica, aplicar a dois domínios sobrepostos uma discretização sigma e nada mais. Nalguns casos esta pode ser uma boa solução mas continua a ser limitada. Não existem uma discretização vertical que funcione bem em todos os casos. A solução é recorrer a um modelo que não dependa de um tipo limitado de discretizações e que permita ao utilizador criar novas discretizações sem muito esforço. Os modelos de volumes finitos permitem esta flexibilidade, uma vez que a geometria é introduzida numa forma explícita através das áreas e volumes de cada célula. Esta versatilidade, além de permitir subdividir o domínio tanto na horizontal como na vertical, em zonas com diferentes discretizações, permite o desenvolvimento, sem muito esforço, de novas coordenadas que melhor se adaptem a um caso particular. Este é o caso da coordenada Lagrangeana que foi desenvolvida para minimizar as trocas entre camadas, sendo possível assim reduzir ao mínimo a difusão numérica associada ao transporte vertical (Neves et al., 2000). Esta coordenada também permite minimizar a difusão vertical artificial provocada por ruído de alta frequência que, normalmente, surge em aplicações em oceano aberto. Na maioria dos casos este problema é diminuído, recorrendo a filtros que se aplicam às velocidades horizontais como é o caso do bi-armónico ($-K\nabla^4 \mathbf{v}_H$). No entanto, esta metodologia necessita de acrescentar um termo nas equações que alise o seu resultado, enquanto a coordenada lagrangeana limita-se a evitar os efeitos nefastos do ruído de alta frequência. Uma boa solução é utilizar filtros e a coordenada lagrangeana. Deste modo, são evitados os efeitos da mistura artificial na vertical do ruído que ainda resta depois da filtragem.

Foi também desenvolvida uma discretização, que se chamou “Harmónica”, implementada para permitir a aplicação do sistema MOHID em Albufeiras. Em alguns casos a superfície

livre num ano de seca pode variar mais de 30 m. Tendo em conta estas oscilações extremas foi desenvolvida uma coordenada que é inicializada como se fosse cartesiana e, quando o nível da albufeira começa a descer a espessura da camada diminui à mesma velocidade, até atingir uma espessura mínima quando essa é atingida. Este processo repete-se para a camada logo abaixo e assim sucessivamente. Quando o nível da albufeira sobe as camadas são expandidas pela ordem inversa com que foram contraídas. Esta nova coordenada permite, de uma forma eficiente, manter a estratificação da albufeira evitando todos os problemas de difusão numérica associados à coordenada sigma (Braunschweig, 2001). A coordenada cartesiana também é uma solução viável nestes casos. O modelo CE-QualW2 (Cole e Wells, 2000) utiliza esta aproximação. Contudo, esta nova coordenada otimiza o cálculo, uma vez que utiliza sempre o mesmo número de pontos de cálculo independentemente do nível da albufeira, enquanto na abordagem cartesiana quando o nível desce os pontos de cálculo acima da superfície são desligados havendo um desperdício de memória alocada. As coordenadas cartesianas tradicionais consideram cada camada com uma espessura constante ao longo de todo o domínio. Esta regra rígida levanta problemas na discretização do fundo. Uma solução é utilizar o conceito de células cortadas (*shaved cells*), que consiste em admitir que a espessura da camada de fundo é igual à profundidade menos a cota da face mais próxima do fundo. Deste modo, a geometria cartesiana adapta-se de tal forma que a discretização junto ao fundo deixa de constituir um problema. Este tipo de metodologia é extremamente simples de implementar em modelos de volumes finitos (Adcroft e Marshall, 1997, Martins et al., 2000). Foi também desenvolvida uma nova coordenada que melhora a parametrização do atrito no fundo, a que se chamou de “espessura fixa”. Neste caso, admite-se que camadas de espessura constante acompanham o fundo. Este tipo de coordenada é utilizada junto ao fundo e complementada por outro tipo de discretização vertical até à superfície livre. Esta coordenada permite que a distância à parede (fundo) das velocidades calculadas mais perto do fundo seja sempre constante tornando o cálculo do atrito mais consistente e preciso.

1.1.3.3 Geometria

Como já foi dito a discretização espacial das equações no caso dos volumes finitos não depende do tipo de coordenadas, uma vez que a geometria é definida explicitamente. Neste tipo de metodologia, para cada volume de controle é necessário calcular as áreas, os volumes e as distâncias entre pontos de cálculo. Com o objectivo de definir a geometria da malha de cálculo foi desenvolvida uma classe responsável por esta tarefa e à qual se atribui a designação de *Geometry*. Função da subdivisão de domínios e o tipo de coordenada associada

a cada um deles, esta classe calcula a geometria da malha e actualiza-a em cada passo temporal, com base na superfície livre e no campo vertical de velocidades. Este último só é utilizado no caso da coordenada lagrangeana. Como se optou por uma malha descentrada na horizontal, isto significa que na realidade é necessário que consideramos 3 volumes de controle. Dois dos volumes de controle são utilizados para calcular o balanço de quantidade de movimento segundo X e segundo Y. O terceiro volume de controle é utilizado para cálculos de balanço de massa (Figura 177) utilizados para calcular os níveis, as velocidades segundo Z e a evolução de todas as propriedades da água num referencial euleriano (ex: sal, calor, fitoplâncton).

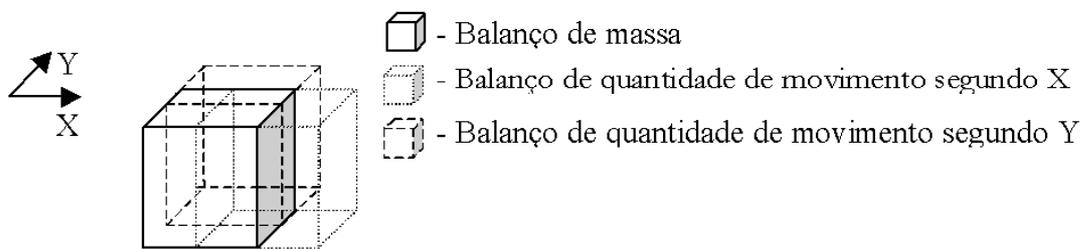


Figura 177 – Volumes de controle descentrados para o cálculo das velocidades horizontais e balanços de massa.

1.2 Classe *AdvectionDiffusion*

A classe *AdvectionDiffusion* também resultou da actualização do modelo de volumes finitos desenvolvido por Martins, 2000. Neste caso a advecção/difusão estava programada para calcular o transporte apenas da salinidade e temperatura. Uma vez que nesta versão se pretendia uma abordagem mais genérica foram efectuadas algumas alterações, nomeadamente: a introdução de novas condições de fronteira, a programação por termos físicos, a implementação de um método ADI para o termo advectivo horizontal e o aumento da eficiência de cálculo. O objecto com origem nesta classe é responsável apenas por quantificar o efeito dos processos de advecção e de difusão na evolução de uma determinada propriedade. Em concreto a sua única função é resolver a equação (89).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V P dV + \oint_A \vec{F} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (89)$$

P é a propriedade cuja evolução se quer saber dentro do volume de controle V . \vec{F} é o fluxo de massa que passa através da superfície A que delimita o volume de controle e cuja normal exterior é \vec{n} . Os termos de fonte e poço são da responsabilidade de outros objectos.

Admitindo que o valor de P é igual em todo o volume de controle e que este é aproximadamente um paralelepípedo então o número de faces é seis, duas por direcção e o vector \vec{n} tem os seguintes valores: $(\pm 1, 0, 0)$, $(0, \pm 1, 0)$, $(0, 0, \pm 1)$. \vec{F}_m é fluxo de massa por unidade de área na face m :

$$\vec{F}_m = \vec{u}_m \cdot P_m - K_m \vec{\nabla} P_m$$

Considerando as simplificações admitidas anteriormente e a designação das faces definida na Figura 178 a equação (75) fica:

$$\frac{\partial(P_{ijk} V_{ijk})}{\partial t} = - \sum_{m=1}^6 (\vec{u}_m \cdot P_m - K_m \vec{\nabla} P_m) \cdot \vec{n} A_m \quad (90)$$

Se $\vec{u}_m = (u_m, v_m, w_m)$, $K_m = (Kx_m, Ky_m, Kz_m)$ e

$m = 1 \Rightarrow \vec{n} = (-1, 0, 0)$	Face 1
$m = 2 \Rightarrow \vec{n} = (+1, 0, 0)$	Face 2
$m = 3 \Rightarrow \vec{n} = (0, -1, 0)$	Face 3
$m = 4 \Rightarrow \vec{n} = (0, +1, 0)$	Face 4
$m = 5 \Rightarrow \vec{n} = (0, 0, -1)$	Face 5
$m = 6 \Rightarrow \vec{n} = (0, 0, +1)$	Face 6

$$\begin{aligned} \frac{\partial(P_{ijk} V_{ijk})}{\partial t} = & + \left(u_1 P_1 - Kx_1 \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_1 \right) A_1 - \left(u_2 P_2 - Kx_2 \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_2 \right) A_2 + \\ & \left(v_3 P_3 - Ky_3 \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_3 \right) A_3 - \left(v_4 P_4 - Ky_4 \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_4 \right) A_4 + \\ & \left(v_5 P_5 - Kz_5 \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_5 \right) A_5 - \left(v_6 P_6 - Kz_6 \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_6 \right) A_6 \end{aligned} \quad (91)$$

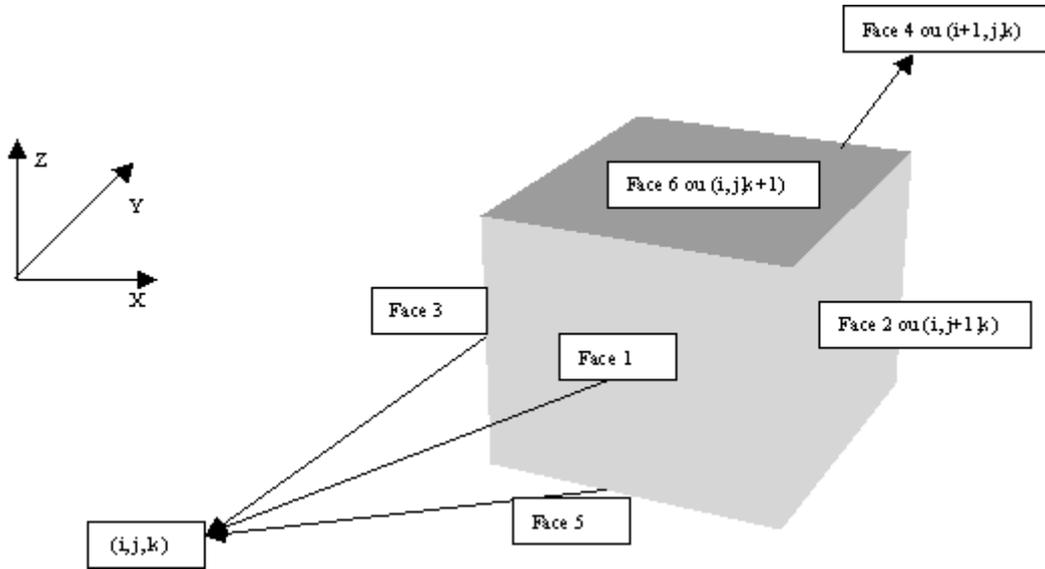


Figura 178 – Notação escolhida para se referir a variáveis calculadas nas faces do volume de controle das propriedades da água.

Por uma questão de coerência daqui para frente utiliza-se a notação i,j,k , (linha, coluna e camada) em vez da notação face X , quando houver referência a uma face, uma vez que a malha escolhida é descentrada, isto é, as velocidades são calculadas nas faces do volume de controle das propriedades da água transportadas pelo escoamento. Então por exemplo a velocidade na face 1 passa a ser a velocidade na face i,j,k , enquanto a propriedade na face 1 passa a ser a propriedade na face $i, j - 1/2, k$, pois as propriedades são calculadas nos centros das células. A equação (91) fica então:

$$\frac{\partial(P_{ijk} V_{ijk})}{\partial t} = \left[\left(u_{ijk} P_{ij-\frac{1}{2}k} - Kx_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{ij-\frac{1}{2}k} \right) A_{Xijk} - \left(u_{ij+1k} P_{ij+\frac{1}{2}k} - Kx_{ij+1k} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{ij+\frac{1}{2}k} \right) A_{Xij+1k} \right]^{r*} +$$

$$\left[\left(v_{ijk} P_{i-\frac{1}{2}jk} - Ky_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i-\frac{1}{2}jk} \right) A_{Yijk} - \left(v_{i+1jk} P_{i+\frac{1}{2}jk} - Ky_{i+1jk} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2}jk} \right) A_{Yi+1jk} \right]^{r*} +$$

$$\left[\left(w_{ijk} P_{ijk-\frac{1}{2}} - Kz_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk-\frac{1}{2}} \right) A_{Zijk} - \left(w_{ijk+1} P_{ijk+\frac{1}{2}} - Kz_{ijk+1} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk+\frac{1}{2}} \right) A_{Zijk+1} \right]^{r*} \quad (92)$$

A discretização temporal desta equação fica:

$$P_{ijk}^{t+\Delta t} = P_{ijk}^t \left(\frac{V_{ijk}^t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \right) + \frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[\begin{aligned} & \left(u_{ijk} P_{ij-\frac{1}{2}k} - Kx_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{ij-\frac{1}{2}k} \right) A_{Xijk} - \left(u_{ij+1k} P_{ij+\frac{1}{2}k} - Kx_{ij+1k} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{ij+\frac{1}{2}k} \right) A_{Xij+1k} + \\ & \left(v_{ijk} P_{i-\frac{1}{2}jk} - Ky_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i-\frac{1}{2}jk} \right) A_{Yijk} - \left(v_{i+1jk} P_{i+\frac{1}{2}jk} - Ky_{i+1jk} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2}jk} \right) A_{Yi+1jk} + \\ & \left(w_{ijk} P_{ijk-\frac{1}{2}} - Kz_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk-\frac{1}{2}} \right) A_{Zijk} - \left(w_{ijk+1} P_{ijk+\frac{1}{2}} - Kz_{ijk+1} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk+\frac{1}{2}} \right) A_{Zijk+1} \end{aligned} \right]^{t^*} \quad (93)$$

Optou-se por não definir o instante de tempo específico para os termos relacionados com o fluxo ao longo da superfície do volume de controle uma vez que irá depender do termo para termo das opções do utilizador.

1.2.1 Divisão por Termos

Por uma questão de organização e melhor gestão do código cada termo da equação (93) é calculado de forma independente. Esta metodologia não só permite gerir melhor o código como permite detectar melhor os erros e os problemas de estabilidade. Basicamente as contribuições são calculadas em diferentes subrotinas e no final é resolvido um sistema de equações lineares, recorrendo-se ao algoritmo de Thomas. A subdivisão feita pode ser resumida da seguinte forma:

Varição de volume:

$$P_{ijk}^t \left(\frac{V_{ijk}^t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \right) \quad (94)$$

Difusão horizontal segundo X:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[Kx_{ij+1k} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{ij+\frac{1}{2}k} A_{Xij+1k} - Kx_{ijk} \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{j-\frac{1}{2}k} A_{Xijk} \right]^{t^*} \quad (95)$$

Difusão horizontal segundo Y:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[K_{y_{i+1,jk}} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i+\frac{1}{2},jk} A_{Y_{i+1,jk}} - K_{y_{ijk}} \left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{i-\frac{1}{2},jk} A_{Y_{ijk}} \right]^{t^*} \quad (96)$$

Difusão horizontal segundo Z:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[K_{z_{ijk+1}} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk+\frac{1}{2}} A_{Z_{ijk+1}} - K_{z_{ijk}} \left(\frac{\partial P}{\partial z} \right)_{ijk-\frac{1}{2}} A_{Z_{ijk}} \right]^{t^*} \quad (97)$$

Advecção segundo X:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[u_{ijk} P_{ij-\frac{1}{2},k} A_{X_{ijk}} - u_{ij+1,k} P_{ij+\frac{1}{2},k} A_{X_{ij+1,k}} \right]^{t^*} \quad (98)$$

Advecção segundo Y:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[v_{ijk} P_{i-\frac{1}{2},jk} A_{Y_{ijk}} - v_{i+1,jk} P_{i+\frac{1}{2},jk} A_{Y_{i+1,jk}} \right]^{t^*} \quad (99)$$

Advecção segundo Z:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[w_{ijk} P_{ijk-\frac{1}{2}} A_{Z_{ijk}} - w_{ijk+1} P_{ijk+\frac{1}{2}} A_{Z_{ijk+1}} \right]^{t^*} \quad (100)$$

1.2.2 Discretização dos termos

1.2.2.1 Difusão Horizontal

Este termo contabiliza os fluxos difusivos. Optou-se, neste caso, por uma discretização explícita centrada no espaço: aqui os problemas associados a números de difusão superiores a 0.5 não se colocam uma vez que estes em aplicações feitas em estuários são aproximadamente 1/100 e em oceano 1/1000. A discretização centrada no espaço (ou diferenças centrais) tem uma precisão de segunda ordem, isto é, o erro de truncatura é $O(\Delta x^2)$. Este termo discretizado segundo X fica então:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[\left(Kx_{ij+1k} A_{X_{ij+1k}} \right)^{t+\Delta t} \left(\frac{P_{ij+1k}^t - P_{ijk}^t}{\Delta x_{ij+1}} \right)_{ij+\frac{1}{2}k} - \left(Kx_{ijk} A_{X_{ijk}} \right)^{t+\Delta t} \left(\frac{P_{ijk}^t - P_{ij-1k}^t}{\Delta x_{ij}} \right)_{ij-\frac{1}{2}k} \right] \quad (101)$$

1.2.2.2 Difusão Vertical

A discretização do termo que contabiliza os fluxos difusivos verticais é centrada no espaço mas, podendo ser implícita ou explícita conforme a opção do utilizador. No caso explícito o limite de estabilidade corresponde a um número de difusão menor que 0.5, que não é válido na maior parte das aplicações. Por esta razão por defeito este termo é calculado implicitamente. A discretização deste termo é também semelhante à discretização apresentada na equação (101).

1.2.2.3 Advecção Horizontal

A discretização da advecção é feita recorrendo a um esquema híbrido que é uma mistura dos esquemas *upwind* e diferenças centradas. Apesar de geralmente não haver problemas com o limite de estabilidade do método explícito, courant menor que um, em estuários, raramente a velocidade é superior a 2 m/s e o passo espacial é normalmente superior a 100, o que significa que o passo temporal máximo seria 50 s o que é pouco limitativo. É importante chamar a atenção para o facto dos limites de estabilidade, usualmente apresentados, serem para domínios 1D com profundidade constante, o que quer dizer que em zonas onde a batimetria varie rapidamente os limites de estabilidade podem ser mais restritivos. Numa discretização por volumes finitos o número de Courant é igual à soma do fluxo que sai dividido pelo volume e multiplicado pelo passo temporal. Num esquema *upwind* o termo advectivo discretizado em volumes finitos pode ser apresentado desta forma (102):

$$P^{t+\Delta t} = P_{Entra}^t F_{Entra}^{t+\Delta t} \frac{\Delta t}{V^{t+\Delta t}} + P^t \frac{(V^t - F_{Sai}^{t+\Delta t} \Delta t)}{V^{t+\Delta t}} \quad (102)$$

Neste caso o limite de estabilidade fica:

$$V^t - F_{Sai}^{t+\Delta t} \Delta t > 0 \Leftrightarrow \frac{F_{Sai}^{t+\Delta t} \Delta t}{V^t} < 1 \quad (103)$$

Em que V é o volume, P a propriedade do volume de controle em questão, F_{Entra} , F_{Sai} fluxo de água que entra e que sai respectivamente e P_{Entra} valor da propriedade associado ao fluxo de água que entra no volume de controle.

Pode dizer-se com base em (103) que, neste caso, o limite de estabilidade do termo advectivo numa discretização *upwind* explícita exige que uma célula não renove o seu volume num passo temporal. Este limite de estabilidade pode ser muito restritivo em zonas intertidais e em zonas de pequenas profundidades e velocidades altas (ex: baixios da Golada na embocadura do estuário do Tejo). Por esta razão este termo pode ser semi-implícito (esquema ADI, Fletcher, 1990) ou explícito conforme as opções do utilizador. Na forma discretizada este termo, segundo X, fica:

$$\frac{\Delta t}{V_{ijk}^{t+\Delta t}} \left[u_{ijk} A_{ijk} P_{ij-\frac{1}{2}k} - u_{ij+1k} A_{ij+1k} P_{ij+\frac{1}{2}k} \right]^{t*}$$

$$P_{ij-\frac{1}{2}k} = \left[(1-a) \left(\frac{P_{ijk} + P_{ij-1k}}{\Delta x} \right) + a P_{upwind} \right] \quad (104)$$

$$P_{upwind} = P_{ij-1k} \wedge u_{ijk} > 0$$

$$P_{upwind} = P_{ijk} \wedge u_{ijk} < 0$$

1.2.2.4 Advecção Vertical

A discretização da advecção segundo Z, tal como nas direcções horizontais, é feita recorrendo a um esquema híbrido que é uma mistura dos esquemas *upwind* e diferenças centradas. Neste caso existe maior probabilidade do limite de estabilidade do método explícito ser ultrapassado, em estuários raramente a velocidade é superior a 0.01 m/s e passo espacial é normalmente superior a 0.1 m, o que significa que o passo temporal máximo seria 10 s, o que já é um pouco limitativo. Por esta razão, este termo pode ser implícito ou explícito conforme as opções do utilizador. Na forma discretizada este termo é muito semelhante à discretização horizontal do termo advectivo (104).

1.2.3 Outras alterações

O aumento da eficiência do cálculo foi uma tarefa fundamental. Em algumas aplicações é necessário calcular o transporte de mais de dez propriedades ao mesmo tempo e a tendência é para o valor aumentar em aplicações futuras. A metodologia implementada teve como principal regra não repetir operações. Por exemplo, um sistema de equações lineares tem que ser resolvido para cada propriedade em cada passo temporal, mas o cálculo dos coeficientes

da matriz tridiagonal só tem que ser feito uma vez por instante desde, que se assuma uma difusão turbulenta igual para todas as propriedades.

O cálculo foi organizado de forma a que os efeitos da hidrodinâmica, da turbulência e da geometria fossem gravados em variáveis que se mantêm constantes, de propriedade para propriedade num mesmo instante. Estas variáveis permitem que no cálculo do termo independente para um mesmo instante só varie o valor da propriedade no instante anterior. Esta metodologia possibilitou a diminuição do número de operações, mas à custa de um aumento de memória alocada pelo modelo.

Anexo II

DISCRETIZAÇÃO DO TERMO DE PRESSÃO

2.1 Pressão constante por unidade de volume

Considerou-se as forças barotrópica e baroclínica constantes por unidade de volume. Esta opção deve-se ao grau de complexidade associado à integração das forças referidas ao longo de toda a superfície fronteiria do volume de controle. Com o objectivo de ilustrar esta complexidade apresenta-se de seguida a integração da componente X da força barotrópica para um volume de controle simplificado (Figura 179). Lembre-se que das duas forças esta é a que pode ser mais facilmente integrável uma vez que é proporcional ao gradiente de superfície livre.

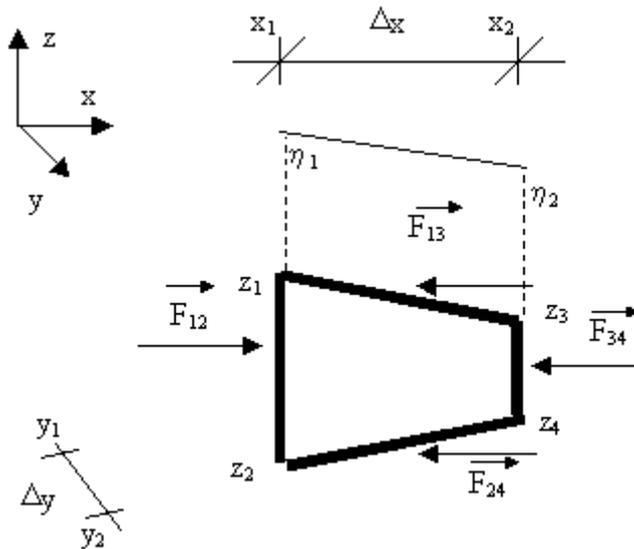


Figura 179 – Volume de controle em que $z_i(y) = \text{constante}$.

O integral da componente X da força de pressão ao longo de toda a superfície do volume de controle fica:

$$\oint_A (\mathbf{h} - z) \vec{n} dA = \vec{F}_{12} - \vec{F}_{34} - \vec{F}_{13} - \vec{F}_{24} \wedge$$

$$\vec{F}_{12} = \oint_{A_{12}} (\mathbf{h}(x) - z) \vec{n} dA \wedge \oint_{A_{12}} 1 \cdot \vec{n} dA = +\Delta y \int_{z_2}^{z_1} dz \Leftrightarrow$$

$$\vec{F}_{12} = \Delta y \int_{z_2}^{z_1} (\mathbf{h}_1 - z) dz = \Delta y \left(\mathbf{h}_1 z_1 - \frac{z_1^2}{2} - \mathbf{h}_1 z_2 + \frac{z_2^2}{2} \right) \quad (105)$$

$$\vec{F}_{34} = -\Delta y \int_{z_4}^{z_3} (\mathbf{h}_2 - z) dz = \Delta y \left(-\mathbf{h}_2 z_3 + \frac{z_3^2}{2} + \mathbf{h}_2 z_4 - \frac{z_4^2}{2} \right)$$

$$\vec{F}_{13} = -\Delta y \int_{z_3}^{z_1} (\mathbf{h}(x) - z) dz$$

Admitindo agora que a variação da superfície entre 1 e 3 (segundo X) é linear. Esta pode ser explicitada em função de Z (106):

$$h(x) = h_1 + (h_2 - h_1) \frac{x - x_1}{x_2 - x_1}$$

$$x(z) = x_1 + (x_2 - x_1) \frac{z - z_1}{z_3 - z_1} \quad (106)$$

$$h(z) = h_1 + (h_2 - h_1) \frac{(x_2 - x_1) \frac{z - z_1}{z_3 - z_1}}{x_2 - x_1} = h_1 + (h_2 - h_1) \frac{z - z_1}{z_3 - z_1}$$

Com base em (106) é possível calcular as forças $\vec{F}_{13}, \vec{F}_{24}$ (Figura 179):

$$\vec{F}_{13} = -\Delta y \int_{z_3}^{z_1} \left(h_1 + (h_2 - h_1) \frac{z - z_1}{z_3 - z_1} - z \right) dz =$$

$$\Delta y \cdot \left[h_1 \cdot z_3 + \frac{h_2}{z_3 - z_1} \frac{z_3^2}{2} - h_2 \frac{z_3 \cdot z_1}{z_3 - z_1} - \frac{h_1}{z_3 - z_1} \frac{z_3^2}{2} + \frac{h_1}{z_3 - z_1} z_1 z_3 - h_1 z_1 - \left(\frac{h_2}{z_3 - z_1} \frac{z_1^2}{2} + \frac{h_2}{z_3 - z_1} z_1^2 + \frac{h_1}{z_3 - z_1} \frac{z_1^2}{2} - \frac{h_1}{z_3 - z_1} z_1^2 - \frac{z_3^2}{2} + \frac{z_1^2}{2} \right) \right] \Leftrightarrow \quad (107)$$

$$\Leftrightarrow \vec{F}_{13} = \Delta y \cdot \left[h_1 \cdot (z_3 - z_1) + (h_2 - h_1) \frac{(z_3 - z_1)}{2} - \frac{z_3^2}{2} + \frac{z_1^2}{2} \right]$$

$$\vec{F}_{24} = \Delta y \cdot \left[h_1 \cdot (z_2 - z_4) + (h_2 - h_1) \frac{(z_2 - z_4)}{2} - \frac{z_2^2}{2} + \frac{z_4^2}{2} \right] \quad (108)$$

A solução final fica (109):

$$\oint_A (h - z) \vec{n} dA = \Delta y \cdot \left[(h_2 - h_1) \left(\frac{(z_2 + z_4)}{2} - \frac{(z_3 + z_1)}{2} \right) \right] \Leftrightarrow$$

$$\oint_A (h - z) \vec{n} dA = (h_2 - h_1) A_{centro} \wedge A_{centro} = \Delta y \cdot \left(\frac{(z_2 + z_4)}{2} - \frac{(z_3 + z_1)}{2} \right) \quad (109)$$

Caso se considere um volume de controle como o apresentado na Figura 180 os cálculos tornam-se ainda mais complexos. O principal factor para o aumento da complexidade é que o gradiente de superfície livre ao longo de uma face passou a ser variável ($z_1 \neq z_3$ e $z_5 \neq z_7$). Uma forma de simplificar este problema é admitir que o gradiente de nível é constante segundo y e assim chega-se exactamente à mesma conclusão obtida anteriormente. A principal diferença entre este volume de controle e o da Figura 179 é que neste caso já não é possível

admitir $\oint_{A_x} 1 \cdot dA = +\Delta y \int_{z_{inferior}}^{z_{superior}} 1 dz$ uma vez que $z_{superior}$ e $z_{inferior}$ são função de y.

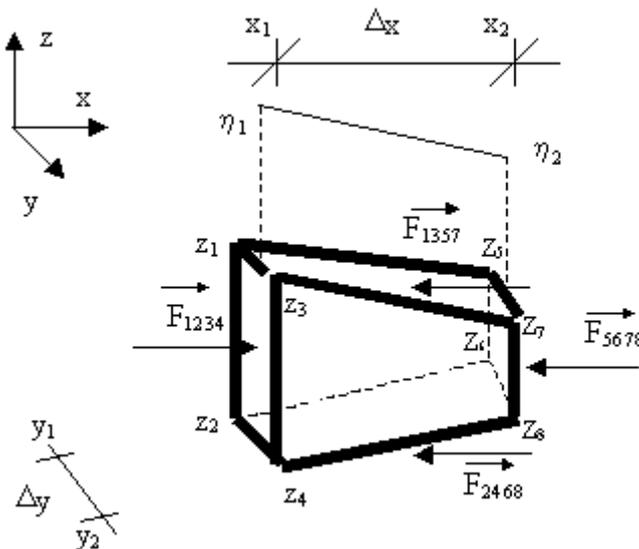


Figura 180 – Volume de controle em que $z_i(y) =$ variável.

Se considerarmos $(h_2 - h_1)$ constante segundo y , como uma hipótese válida, então também podemos dizer que a força barotrópica por unidade de volume é igual em todo o volume de controle:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = \text{constante} \Leftrightarrow r_0 \int_v g \frac{\partial h}{\partial x} dV = r_0 g \frac{\partial h}{\partial x} \int_v 1 dV = r_0 g \frac{\partial h}{\partial x} \Delta V$$

discretizando fica - $\frac{\text{Força barotrópica}}{g r_0} = (h_2 - h_1) \frac{\Delta V}{\Delta x} = (h_2 - h_1) A_{\text{centro}}$

Como já foi demonstrado o cálculo do integral de área das forças aplicadas à superfície do volume controle pode ser extremamente complexo. Uma forma de evitar este cálculo é admitir que a resultante destas forças é constante por unidade de volume. Neste caso parte-se da solução diferencial para a solução integral multiplicando a primeira apenas pelo volume. Basicamente calculamos as forças aplicadas ao ponto de cálculo da velocidade recorrendo à solução diferencial e admitimos que esta é constante em todo o volume.

$$\text{Força de Pressão} = \int_v \frac{\partial p}{\partial x} dV + \int_v \frac{\partial p}{\partial y} dV \wedge \frac{\partial p}{\partial x} = \text{constante} \wedge \frac{\partial p}{\partial y} = \text{constante}$$

$$\text{Força de Pressão} = \frac{\partial p}{\partial x} \int_v dV + \frac{\partial p}{\partial y} \int_v dV$$

2.2 Pressão barotrópica e baroclínica

Tradicionalmente a pressão é dividida em pressão barotrópica e baroclínica. Esta separação tem dois objectivos: um numérico e outro físico. O objectivo numérico consiste em se poder utilizar a variação da superfície livre no espaço como estimativa duma força (barotrópica) ao mesmo tempo que a sua variação no tempo permite calcular a variação de volume. Esta dupla função associada à superfície livre permite cálculos implícitos na equação da continuidade substituindo fluxos pela equação da quantidade de movimento ou vice-versa. Basicamente esta metodologia permite aumentar a estabilidade do modelo.

O objectivo físico prende-se com o facto de ser mais fácil a análise dos processos, uma vez que desta forma a força de pressão é dividida em duas forças com naturezas distintas. A força barotrópica é apenas função da inclinação da superfície livre (dominante em meios bem misturados) e a baroclínica do gradiente de densidade. Outro factor de separação é que a primeira tem um efeito constante em profundidade (processo bidimensional) enquanto a segunda varia nas 3 dimensões espaciais.

De seguida apresentam-se as metodologias normalmente adoptadas para a separação do gradiente de pressão nos dois termos anteriormente descritos. Uma é dividir a densidade em dois termos, o primeiro constante (densidade de referência - ρ_0) e o segundo variável (ρ'), ficando:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial}{\partial x} \int_z^h r dz = g \frac{\partial}{\partial x} \int_z^h (r_0 + r') dz = \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x} r_0}_{\text{Força barotrópica}} + g r_0 \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_z^h \frac{r - r_0}{r_0} dz}_{\text{Força baroclínica}} \quad (110)$$

$$b = g \frac{r - r_0}{r_0} - \text{Impulsão}$$

$$\frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial x} = \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x}}_{\text{Força barotrópica}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_z^h b dz}_{\text{Força baroclínica}} \quad (111)$$

A desvantagem desta metodologia é que o segundo termo que se esperaria apenas função do gradiente de densidade é também função do gradiente nível. A simplificação mais comum para corrigir esta inconsistência é admitir que o limite superior do integral é zero uma vez que ($|z| \gg |\eta|$):

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x} r_0}_{\text{Força barotrópica}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_z^0 b dz}_{\text{Força baroclínica}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_z^h b dz}_{=0} \approx \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x} r_0}_{\text{Força barotrópica}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \int_z^0 b dz}_{\text{Força baroclínica}} \quad (112)$$

Outra forma é aplicar a regra de Leibniz à derivada do integral da densidade:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\partial}{\partial x} \int_z^h r(x, y, z, t) dz \stackrel{\text{Aplicando a Regra de Leibniz}}{=} \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x} r(x, y, h, t)}_{\text{Força barotrópica}} + g \int_z^h \underbrace{\frac{\partial r(x, y, z, t)}{\partial x}}_{\text{Força baroclínica}} dz \quad (113)$$

Neste caso o objectivo de dividir o termo de pressão num termo função do gradiente da superfície livre e outro do gradiente de densidade é atingido. Todavia, é comum a admitir que $\rho(x, y, \eta, t) \approx \rho_0$ ficando:

$$\frac{1}{r_0} \frac{\partial p}{\partial x} = \underbrace{g \frac{\partial h}{\partial x}}_{\text{Força barotrópica}} + g \frac{1}{r_0} \int_0^h \frac{\partial r(x, y, z, t)}{\partial x} dz \wedge r(x, y, h, t) \approx r_0 \quad (114)$$

Força baroclínica

Esta simplificação permite que o termo de pressão barotrópico seja completamente independente da densidade tal como os termos de inércia.

2.3 Referencial cartesiano – Pressão baroclínica

Optou-se por discretizar a força baroclínica num referencial cartesiano independentemente da coordenada vertical adoptada (Figura 181). Esta metodologia é naturalmente utilizada em modelos cartesianos mas só agora a sua aplicação em modelos com malhas transformadas (ex: modelos sigma) começa a ser comum. Esta mostrou ser a que menos erros apresentava e a mais estável relativamente a variações do passo horizontal e vertical de entre as metodologias mais comuns utilizadas em modelos sigma (Kliem and Pietrzak, 1999). Este tema tem sido rodeado de alguma controvérsia uma vez que os modelos 3D mais famosos são sigma (POM – Blumberg e Mellor, 1987, SCRUM – Haidvogel et al., 1991) e o termo de pressão baroclínico nestes é resolvido em coordenadas sigma. Este tema tem sido abordado por diferentes autores Mellor et al. (1994), Stelling e Kester (1994), Burchard e Petersen (1997), Mellor et al., (1998) várias metodologias têm sido apresentadas. No entanto, a metodologia adoptada em topografias irregulares é a que melhor desempenho tem (Kliem and Pietrzak, 1999).

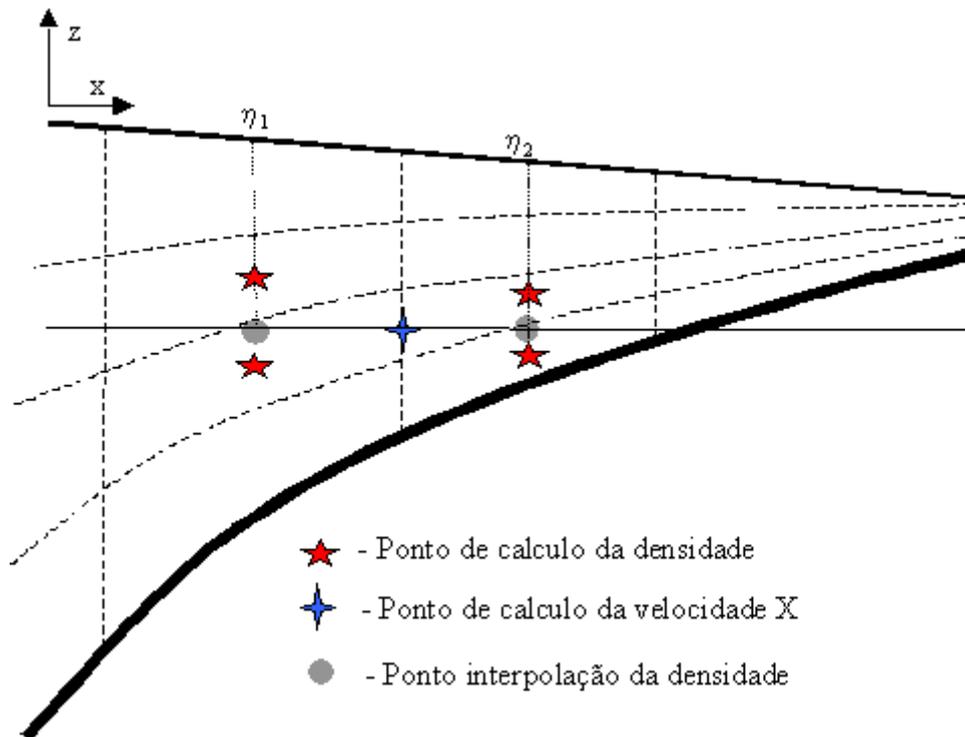


Figura 181 – Esquema de cálculo da força baroclínica para uma malha vertical sigma.

2.4 Uma nova forma de discretizar a pressão baroclínica

Das metodologias apresentadas para obter o termo baroclínico, (112) e (114), a que recorre à regra de Leibniz (114) é a mais correcta uma vez que não é necessária nenhuma simplificação. Por esta razão foi a escolhida como ponto de partida do cálculo do termo de pressão baroclínico neste modelo. Esta metodologia é extremamente eficaz em coordenadas cartesianas. Esta eficiência deve-se ao facto de não ser necessário interpolar a densidade porque a profundidade a que esta é calculada corresponde à profundidade a que as velocidades são calculadas. A única excepção pode ser a camada do fundo se forem utilizadas células cortadas (*shaved cells*). No caso da coordenada sigma é necessário recorrer a interpolações em todas as camadas (Figura 181).

O ponto fraco desta metodologia são os erros de arredondamento associados ao cálculo do gradiente de densidade. Estes erros são elevados uma vez que se subtrai dois valores de densidade muito semelhantes. Como este termo acaba por ser discretizada na forma duma série, todos os erros de arredondamento associados às camadas superiores (gradientes de densidade e interpolações) reflectem-se nas camadas inferiores (115) . Por exemplo o erro de arredondamento associado ao cálculo deste termo na camada 10 será a soma dos erros de

arredondamento desde a camada 1 (superfície) à camada 9, mais os erros cometidos na interpolação das densidade para a camada 10 e na diferença destas densidades.

$$g \int \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} dz \approx g \sum_{k=1}^{kz} \frac{\Delta z}{\Delta x} \left(r(x + \frac{\Delta x}{2}, y, z(k)) - r(x - \frac{\Delta x}{2}, y, z(k)) \right) \quad (115)$$

Forma diferencial
Forma diferencial discretizada

$$\wedge z(1) = h - \frac{\Delta z}{2} \wedge z(kZ) = z$$

Uma forma de diminuir drasticamente os erros de arredondamento associados ao cálculo da força baroclínica consiste em resolver um integral de derivadas da densidade, calcular a derivada do integral de densidades. Neste caso os erros de arredondamento são locais uma vez a derivada, ao qual estão associados os erros anteriormente referidos, é resolvida depois do integral das pressões ser calculado, isto é, é resolvida uma derivada por camada independentemente do número de camadas que esta tem acima. No entanto, neste caso é necessário resolver a derivada ao longo de uma direção paralela à superfície livre para a pressão barotrópica não ser contabilizado duas vezes (116).

$$g \int \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} dz \approx g \frac{\partial}{\partial x'} \int r(x, y, z) dz \wedge x = x' \cos(\Theta) \wedge \tan g(\Theta) = \frac{\partial h}{\partial x} \quad (116)$$

Forma diferencial 1
Forma diferencial 2

O próximo passo é perceber se a diferença entre estas duas formulações é significativa ou não (117).

$$\begin{aligned}
 Erro &= g \int \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} dz - g \frac{\partial}{\partial x'} \int r(x, y, z) dz = \\
 &g \int_z^h \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} dz - g \int_z^h \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x'} dz - g \frac{\partial h}{\partial x'} r(x, y, h) - g \frac{\partial z}{\partial x'} r(x, y, z) = \\
 &g \int_z^h \left(\frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} - \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x'} \right) dz \wedge \frac{1}{\partial x'} = \frac{\partial x}{\partial x'} \frac{1}{\partial x} = \cos(\Theta) \frac{1}{\partial x} \\
 Erro &= (1 - \cos(\Theta)) g \int_z^h \frac{\partial r(x, y, z)}{\partial x} dz = (1 - \cos(\Theta)) \times \text{Força Baroclínica}
 \end{aligned} \quad (117)$$

Com base em (117) é possível analisar o erro associado à discretização alternativa da força baroclínica proposta neste trabalho. Pode-se concluir que este erro é desprezável para os processos que o modelo se propõe simular.

Tabela 9–Análise do erro associado à discretização alternativa da força baroclínica.

Processos	Inclinação típica da superfície livre em [%]	Erro em [%] da força baroclínica
Onda de vento	10 [%]	0.5
Maré num estuário	10^{-3} [%]	5×10^{-9}
Gradientes de densidade no Oceano admitindo equilíbrio geostrófico e a hipótese hidrostática	$\frac{\partial p}{\partial x} = fV_y r$ - equilíbrio geostrófico segundo X $dP = 0$ – ao longo de uma isóbara no plano XZ $\frac{\partial P}{\partial x} dx + \frac{\partial P}{\partial z} dz = 0 \wedge \frac{\partial P}{\partial z} = -gr \Leftrightarrow \frac{dz}{dx} \approx \frac{\partial h}{\partial x} =$ 14243 Hipótese Hidrostática $f = 10^{-5}$ e $V_y = 0.1 \Rightarrow 10^{-5}$ [%]	5×10^{-13}

A divisão do termo de pressão nos modos barotrópico e baroclínico proposta por esta nova metodologia pode ser visualizada como uma divisão da coluna de água em duas zonas, uma de igual espessura com gradiente de densidade horizontal - pressão baroclínica - outra de espessura variável e densidade constante - pressão barotrópica (Figura 182). A metodologia adoptada acaba por ser semelhante à apresentada em (112), ambas têm aproximações da mesma ordem de grandeza. Optou-se por esta por razões de simplicidade e eficiência de cálculo.

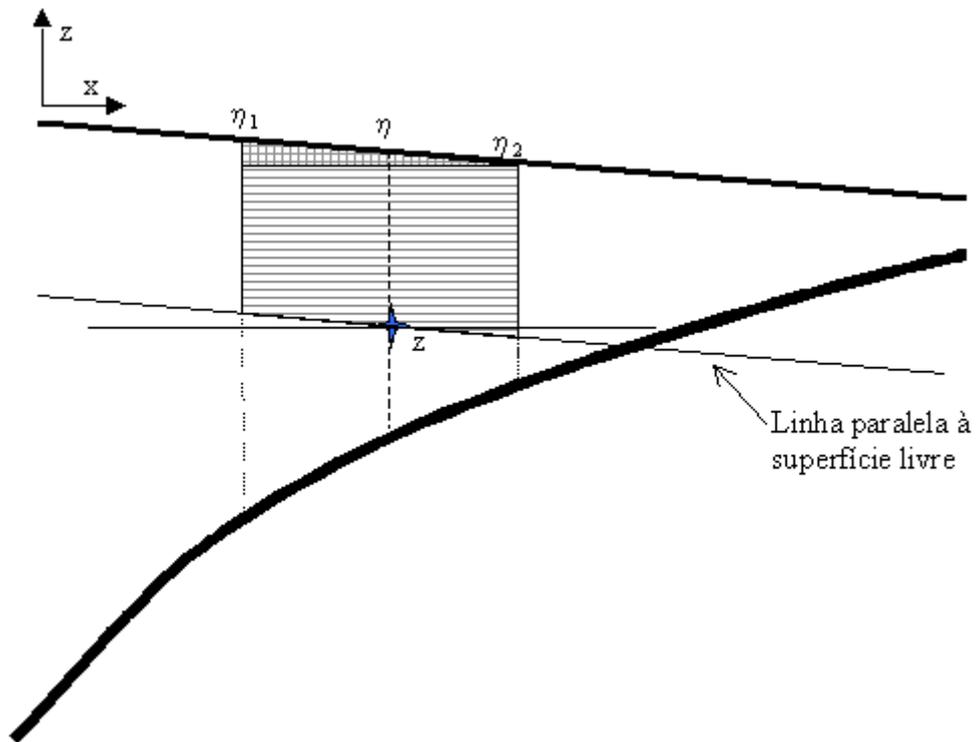


Figura 182 – Divisão do termo de pressão nos modos barotrópico e baroclínico.

PARAMETRIZAÇÃO DOS FLUXOS DE CALOR À SUPERFÍCIE

As trocas de calor pela superfície da água são influenciadas por cinco processos distintos: a radiação solar (*solar shortwave radiation*), a radiação atmosférica (*atmospheric longwave radiation*), a radiação infravermelha da água (*water longwave radiation*), o calor sensível (*sensible heat flux*) e o calor latente (*latent heat flux*). No sistema Mohid o fluxo total do calor imposto à superfície é obtido pela soma dos três últimos processos acima referidos. A radiação solar e a radiação atmosférica são impostas na forma de uma fonte de calor. Ambas ao penetrar na coluna de água não são imediatamente convertidas em calor. A absorção da radiação pela coluna de água é normalmente parameterizada por uma lei estabelecida por Kraus (1972) onde existe uma dependência exponencial da profundidade (118).

$$I(z) = F_{sol} \left(I_1 e^{-z/l_1} + I_2 e^{-z/l_2} \right) \wedge I_2 = 1 - I_1 \quad (118)$$

Os índices 1 e 2 referem-se às componentes de grande (radiação atmosférica) e de pequeno (radiação solar) comprimento de onda da radiação solar, respectivamente; z é positivo para baixo representando z=0 a superfície do mar. Paulson e Simpson (1977) publicaram valores dos coeficientes (Tabela 10) de acordo com os tipos de água classificados por Jerlov (1968) segundo a transparência. Os valores assumidos para dependem assim do tipo de água da região em estudo. Os valores admitidos para a embocadura são os de uma água Tipo I A (Tabela 10) situada entre os extremos nomeadamente: muito limpa (Kraus, 1972) e turva (Tipo III – Jerlov, 1968).

	I_1	I_1 (m)	I_2 (m)
Kraus (1972) água muito limpa	0.4	5	40
Jerlov (1968) Tipo I	0.58	0.35	23
Tipo I (50 m. superiores)	0.68	1.2	28
Tipo I A	0.62	0.6	20
Tipo I B	0.67	1.5	17
Tipo II	0.77	1.5	14
Tipo III	0.78	1.4	7.9

Tabela 10- Valores dos parâmetros que intervêm no perfil de absorção da radiação solar segundo Paulson e Simpson (1977). Note-se que os tipo de água propostos por Jerlov (1968) vão da água mais limpa (Tipo I) para a água mais turva (Tipo III).

Anteriormente foi descrito a forma como é quantificada a absorção da radiação pela coluna de água. De seguida é descrita a formulação utilizada para quantificar a radiação solar que chega à coluna de água. A radiação solar é uma das duas fontes de calor radiativo para um corpo de água e depende da altura do Sol, da absorção atmosférica e da reflexão da superfície da água. No modelo no sistema Mohid a radiação solar é calculada de acordo com a formulação de **Brock** (1981):

$$R_s = (1 - Albedo) * QS_0 * AT * Neb \quad (119)$$

R_s – radiação solar [W/m^2]; QS_0 – radiação na atmosfera superior [W/m^2]; AT – transferência na atmosfera [-]; Neb – Nebulosidade [-]; $Albedo$ – Percentagem da radiação reflectida pela superfície da água [-].

A radiação na atmosfera superior varia com a latitude, com a altura do ano e com a hora do dia. A transferência na atmosfera depende da altura do sol e a nebulosidade depende da cobertura percentual do céu com nuvens. O albedo depende da altura do sol, mas no âmbito deste trabalho considerou-se um valor constante de 5%.

A radiação atmosférica tem origem no facto de a atmosfera, como qualquer corpo, emitir radiação infravermelha de acordo com a temperatura do ar. No sistema Mohid a radiação atmosférica é calculada pela fórmula de Swinbank (1963).

$$R_a = 0,937 \times 10^{-5} S (273,15 + T_a)^6 (1 + 0,17 Neb^2) (1 - R_e) \quad (120)$$

R_s – radiação solar [W/m^2]; σ – constante de Stefan-Boltzman [$5.669 \times 10^{-08} W/m^2/K^4$]; Neb – Nebulosidade [-]; T_a – temperatura do ar [K], R_e – Percentagem da radiação reflectida pela superfície da água [-].

A radiação infravermelha reflecte-se numa perda de calor da coluna de água. Este tipo de radiação, tal como a radiação atmosférica, tem a origem no facto que qualquer corpo emite radiação. Esta radiação pode ser calculada a partir da lei de *Stefan-Boltzman*

$$R_{br} = e * S * (273.15 + T_w)^4 \quad (121)$$

R_{br} – radiação infravermelha [W/m^2]; ε - emissividade da água [$\cong 0.97$]; σ – constante de Stefan-Boltzman [$5.669 \times 10^{-08} W/m^2/K^4$]; T_w – temperatura da água [K].

O calor latente é a quantidade de calor necessário para passar água do estado líquido para o estado gasoso. A evaporação de água na superfície reflecte-se numa perda de calor da coluna de água. A fórmula implementada no sistema Mohid, é conhecida pela lei de *Dalton* (adaptado de *Chapra, 1997*):

$$H_L = (19.0 + 0.95U_w^2) * (e_{s,w} - r_h * e_{s,a}) \quad (122)$$

H_L – calor latente [W/m^2]; U_w – velocidade do vento [m/s]; $e_{s,w}$ – pressão de saturação da água [$mmHg$]; r_h – humidade relativa [valores entre 0 e 1]; $e_{s,a}$ – pressão de saturação do ar [$mmHg$].

De notar que só se considera calor latente no caso de evaporação. O processo inverso, quando a água passa do estado gasoso para o estado líquido liberta calor, mas no sistema Mohid admite-se que este calor fica retido na atmosfera. O fluxo de calor sensível é devido às diferenças de temperatura entre a superfície da água e a temperatura acima do corpo de água (atmosfera). Esta troca de calor, que se pode fazer sentir em ambos os sentidos, ou seja fluxos de calor de água para a atmosfera ou da atmosfera para a água, depende do gradiente da temperatura. A fórmula implementada no sistema Mohid é conhecida pela lei de *Bowen* e indica-se de seguida (adaptado de *Chapra, 1997*):

$$H_s = C_b * (19.0 + 0.95 * U_w^2) * (T_w - T_a) \quad (123)$$

H_s – calor sensível [W/m²]; C_b – coeficiente de Bowen [≅ 0.47mmHg/K]; U_w – velocidade do vento [m/s]; T_w – temperatura da água [K]; T_a – temperatura do ar [K].

VALIDAÇÃO DA CONDIÇÃO DE RADIAÇÃO BAROTRÓPICA PARA ONDAS GRAVÍTICAS EXTERNAS

4.1 Introdução

Neste anexo são apresentados diversos testes que visam validar a condição de radiação proposta por Flather (1976) para ondas gravíticas externas. Esta condição de fronteira é testada no caso 1D e 2D. A condição de radiação de autoria de Flather (1976) tem a particularidade de relacionar directamente o caudal na fronteira com uma onda gravítica externa. Os testes aqui apresentados já foram apresentados em Santos (1995) e Montero (1999) para versões anteriores do sistema Mohid. No âmbito desta tese o sistema Mohid sofreu profundas reestruturações, em especial o cálculo da evolução das propriedades do escoamento, sendo necessário refazer alguns testes de modo a verificar que não foi dado nenhum passo atrás.

4.2 Radiação Barotrópica 1D - onda imposta

Neste teste considerou-se um canal com 100 km e um canal 10 vezes mais longo, 1.000 km, sendo este último utilizado como referência. Ambos os modelos foram forçados impondo na fronteira oeste uma onda com 0.1 m de amplitude e 2500 s de período (25 km de comprimento de onda). Os dois canais têm 10 m de profundidade o que quer dizer que a onda imposta vai-se propagar em pequenas profundidades, sendo a sua celeridade de propagação de \sqrt{gh} que corresponde neste exemplo a uma celeridade de aproximadamente de 10 m/s. Tendo por base esta celeridade só se poderá ter o canal longo como referência, durante no máximo 100.000 s que é o período que a onda imposta na fronteira oeste leva a atingir a fronteira este. Por uma questão de rapidez de cálculo o período das corridas foi sempre de 12 horas (43200 s). Foi admitido um passo temporal de 30 s e um passo espacial de 1000 m o que corresponde a um número de courant de 0.3. Admitiu-se uma viscosidade horizontal de 100 m²/s que dá um número de difusão de 0.006. A rugosidade do fundo foi considerada igual a 0.0025 m.

Foram calculadas diferenças de níveis no tempo e no espaço com a situação de referência. No tempo os dois modelos foram comparados no ponto onde previsivelmente as diferenças seriam maiores no ponto fronteira este do canal mais curto. A amplitude máxima do erro é cerca de 5 % da amplitude da onda imposta (Figura 183). Para as diferenças no espaço foi

escolhido um instante após o qual o modelo do canal teste estabilizou em termos de evolução de energia cinética. A amplitude máxima do erro neste instante é 0.5% da amplitude dos níveis. No ponto fronteira este erro sofre um acréscimo brusco para valores da ordem de grandeza dos mostrados na Figura 183. Esta diferença deve-se à forma distinta com que os níveis são calculados neste ponto (fronteira no canal teste e interior no canal de referência). No entanto, estas diferenças máximas de 0.5% na fronteira dão origem no interior a diferenças de 0.05 % que no escoamento tem repercussões muito pequenas uma vez que as diferenças de energia cinética são da ordem também dos 0.05%.

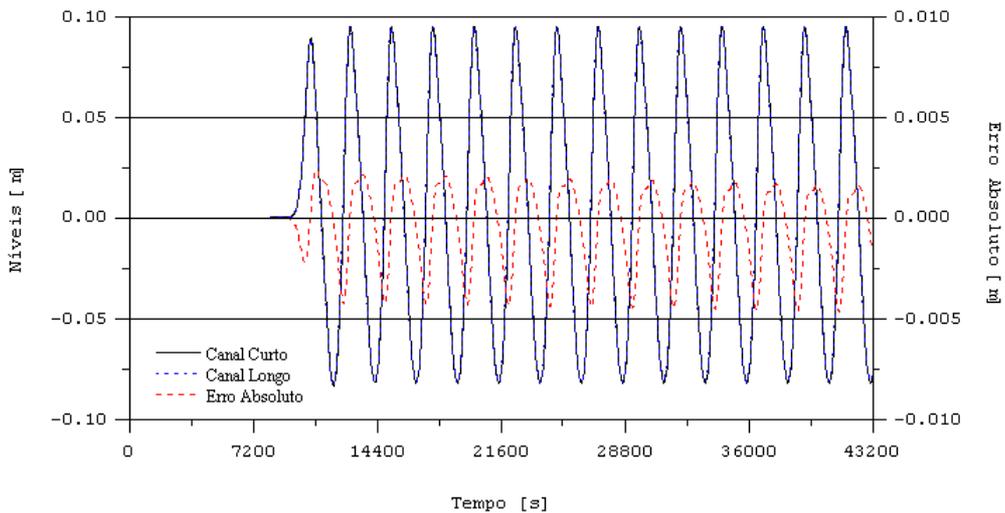


Figura 183 – Diferenças de níveis no tempo na fronteira este do canal de teste (canal curto).

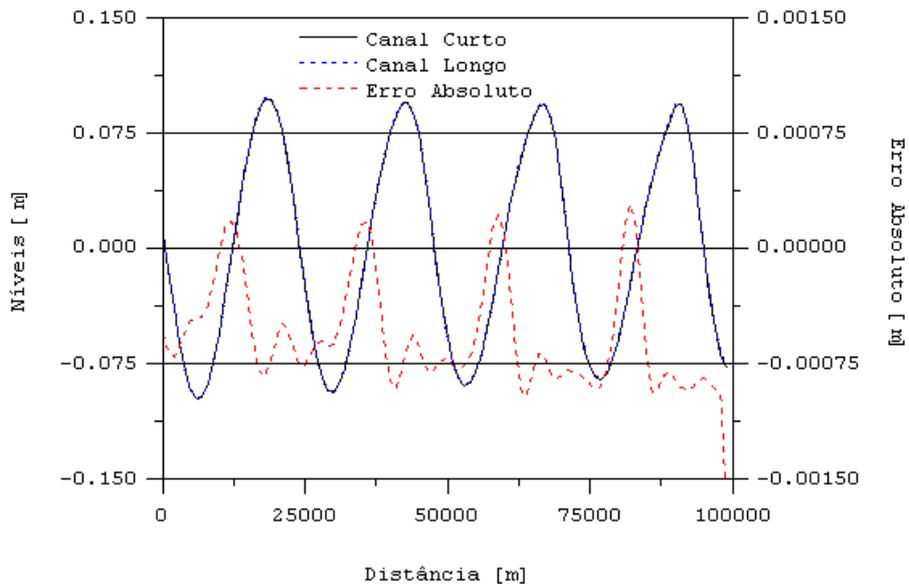


Figura 184 – Diferenças de níveis no espaço entre o canal teste (canal curto) e a situação de referência.

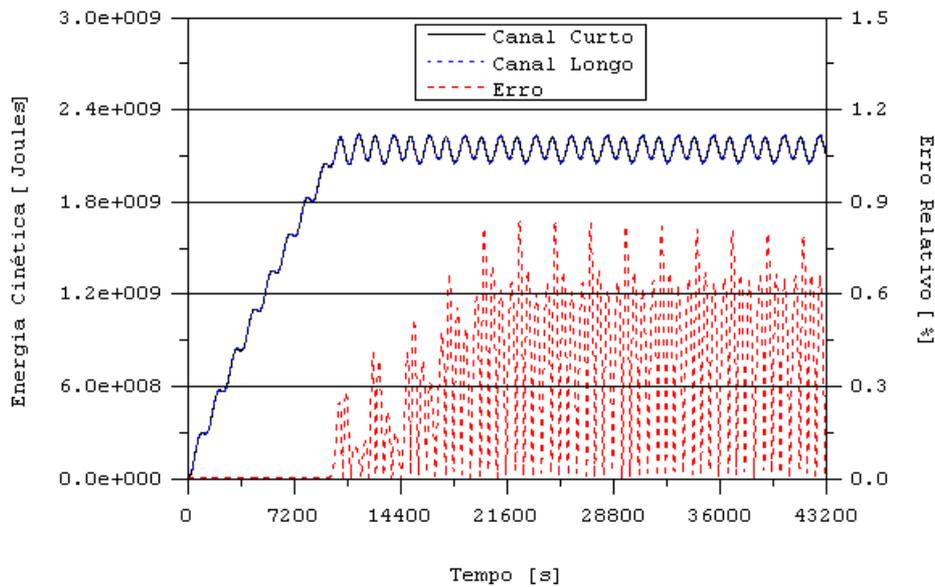


Figura 185 – Diferenças de energia cinética total obtidas entre canal de teste (canal curto) e os primeiros 100 km do canal de referência (canal longo).

Na corrida anterior foram considerados todos os termos. Com objetivo de avaliar a sensibilidade da condição de fronteira ao atrito e aos termos difusivo e advectivo foi feita uma corrida sem estes termos. O resultado foi o esperado houve um aumento da energia cinética uma vez que os termos dissipadores de quantidade de movimento foram desligados (atrito e difusão) quanto às diferenças com a situação de referência não houve alterações significativas, apenas se verificou um aumento de ordem dos 0.1%.

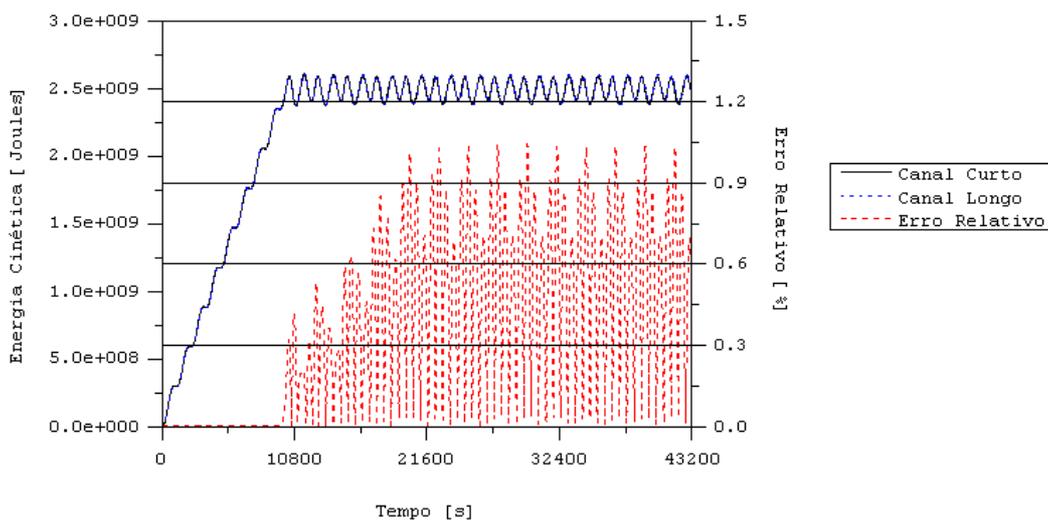


Figura 186 — Diferenças de energia cinética total obtidas entre canal de teste (canal curto) e os primeiros 100 km do canal de referência (canal longo). Neste caso foram desprezados o atrito e a difusão e advecção de quantidade de movimento.

4.3 Radiação Barotrópica 2D – Propagação de uma onda numa zona não confinada

Este teste consiste em impor na fronteira oeste de um canal uma onda sinusoidal como uma amplitude de 0.1 m. Esse canal desagua numa zona não confinada. Foram criadas duas batimetrias a primeira, na qual será testada a condição de radiação, tem um canal de 20 km de comprimento e 10 km de largura que desagua numa zona não confinada de 80 km segundo X por 100 km segundo Y (Figura 187). A segunda batimetria inclui a primeira mas a zona confinada foi alargada, a fronteira Este foi deslocada 100 km enquanto as fronteiras Sul e Norte foram deslocadas 135 km (Figura 188). O modelo aplicado a esta última será a solução de referência. O período em que este pode ser tido como referência corresponde ao tempo que a onda imposta na fronteira Oeste demora a chegar à fronteira aberta mais o tempo que, as reflexões resultantes, por sua vez demorem a chegar à zona de interesse. O trajecto mais curto até à fronteira corresponde a 20 km ao longo do canal mais 170 km na zona não confinada, o perfaz um total de 190 km se mais uma vez admitirmos que a onda se propaga a uma celeridade de 10 m/s o período pretendido é de 19.000 segundos ou seja 5.3 horas.

A malha horizontal do modelo de teste (zona confinada pequena) tem 100x100 pontos de cálculo com um passo espacial de 1.000 m. O passo temporal utilizado foi de 60 segundos. Os termos de atrito, difusão, advecção e coriolis não foram considerados. No modelo de referência a única alteração foi na malha de cálculo horizontal que neste caso tem 370 x 200 pontos de cálculo. Da análise visual dos níveis e velocidades ao fim de 6 horas de simulação não se identificam reflexões significativas (Figura 187 e Figura 188).

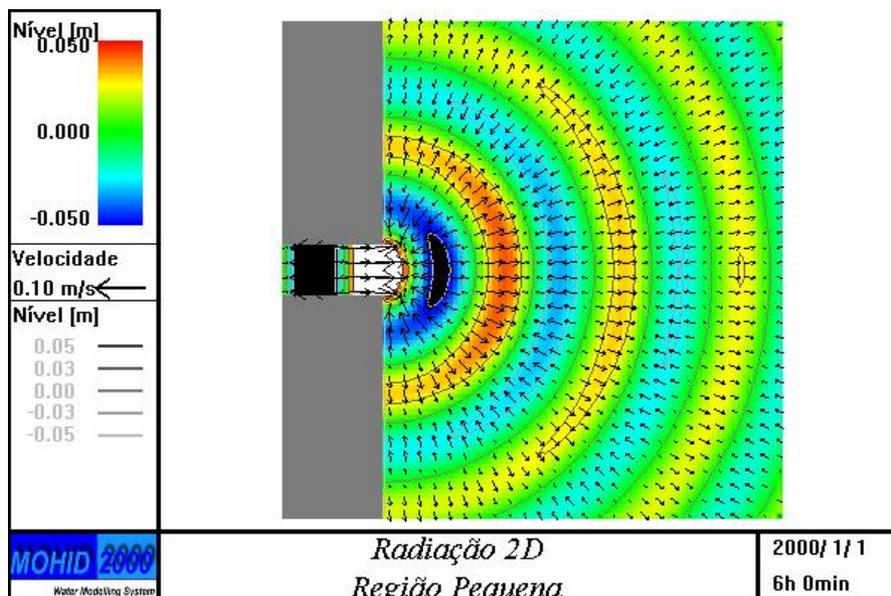


Figura 187 – Níveis (cores e isolinhas) e velocidades no modelo com uma região não confinada pequena.

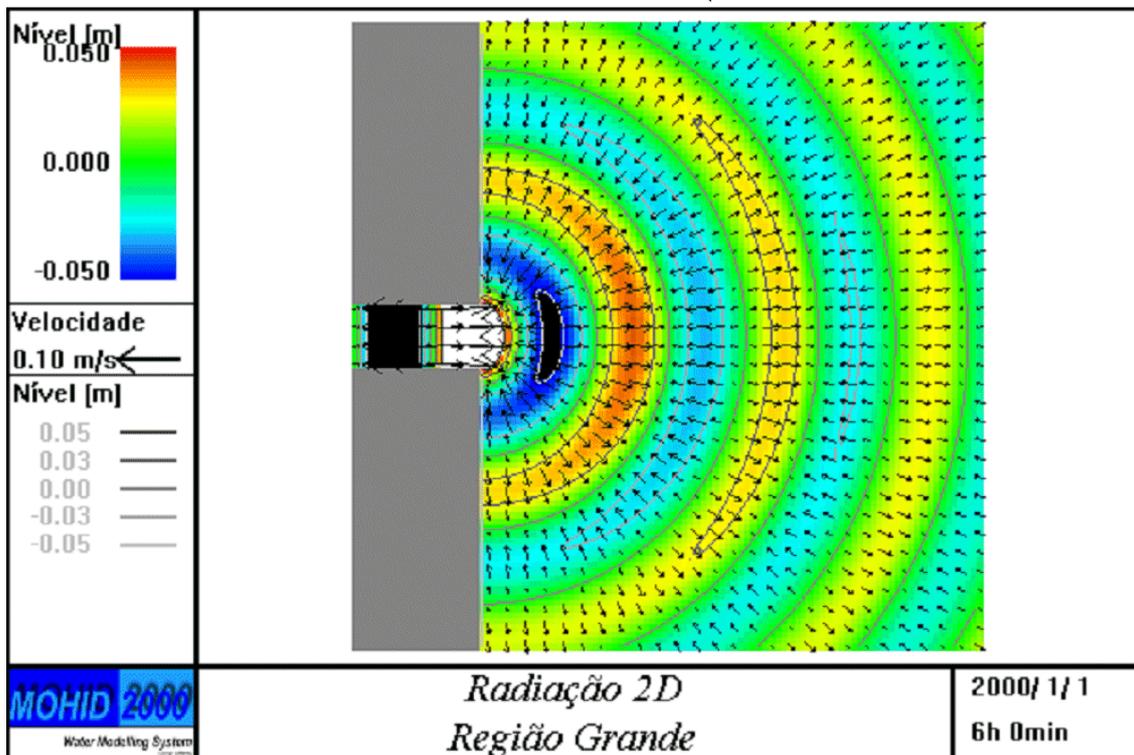
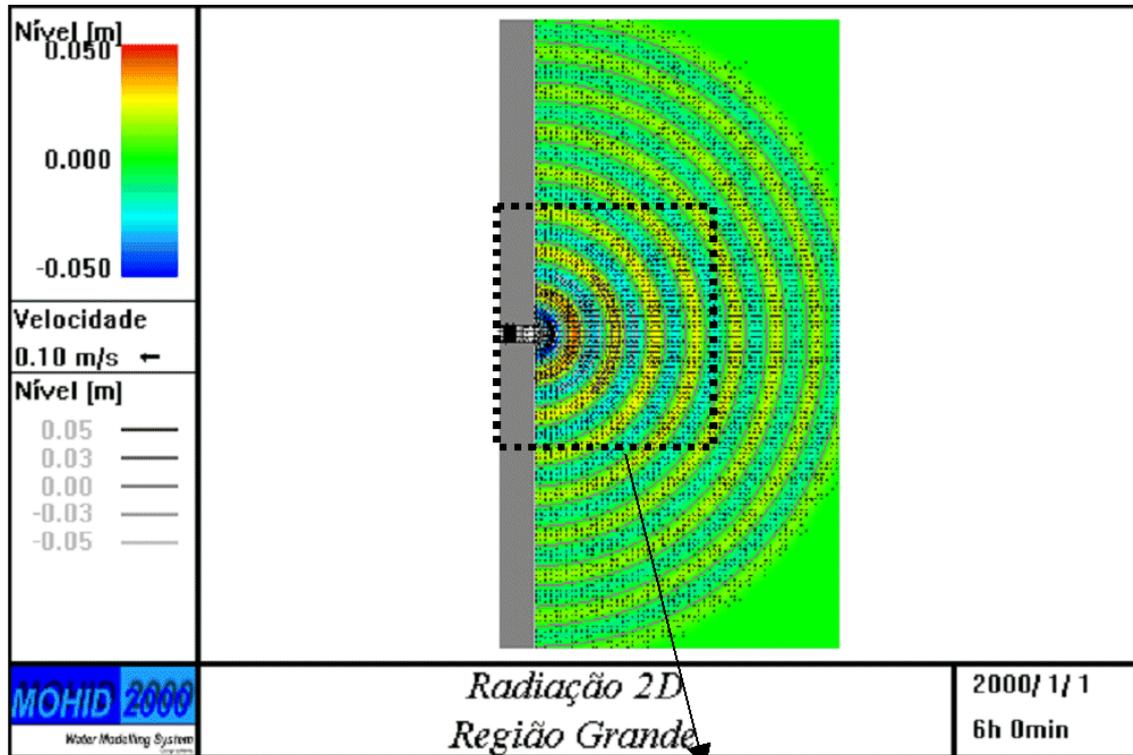


Figura 188 – Níveis (cores e isolinhas) e velocidades no modelo com uma região não confinada grande.

Uma forma de quantificar a magnitude das diferenças é calcular as diferenças em diferentes instantes em toda a zona de interesse ou seja a batimetria mais pequena. Foram calculadas as diferenças de níveis 3, 4 e 8 horas depois do início da corrida. As diferenças máximas

observadas são da ordem de 1% da amplitude da onda imposta. Uma pergunta que se coloca tal como no teste 1D é se diferenças desta ordem de grandeza nos níveis não perturbam significativamente o escoamento.

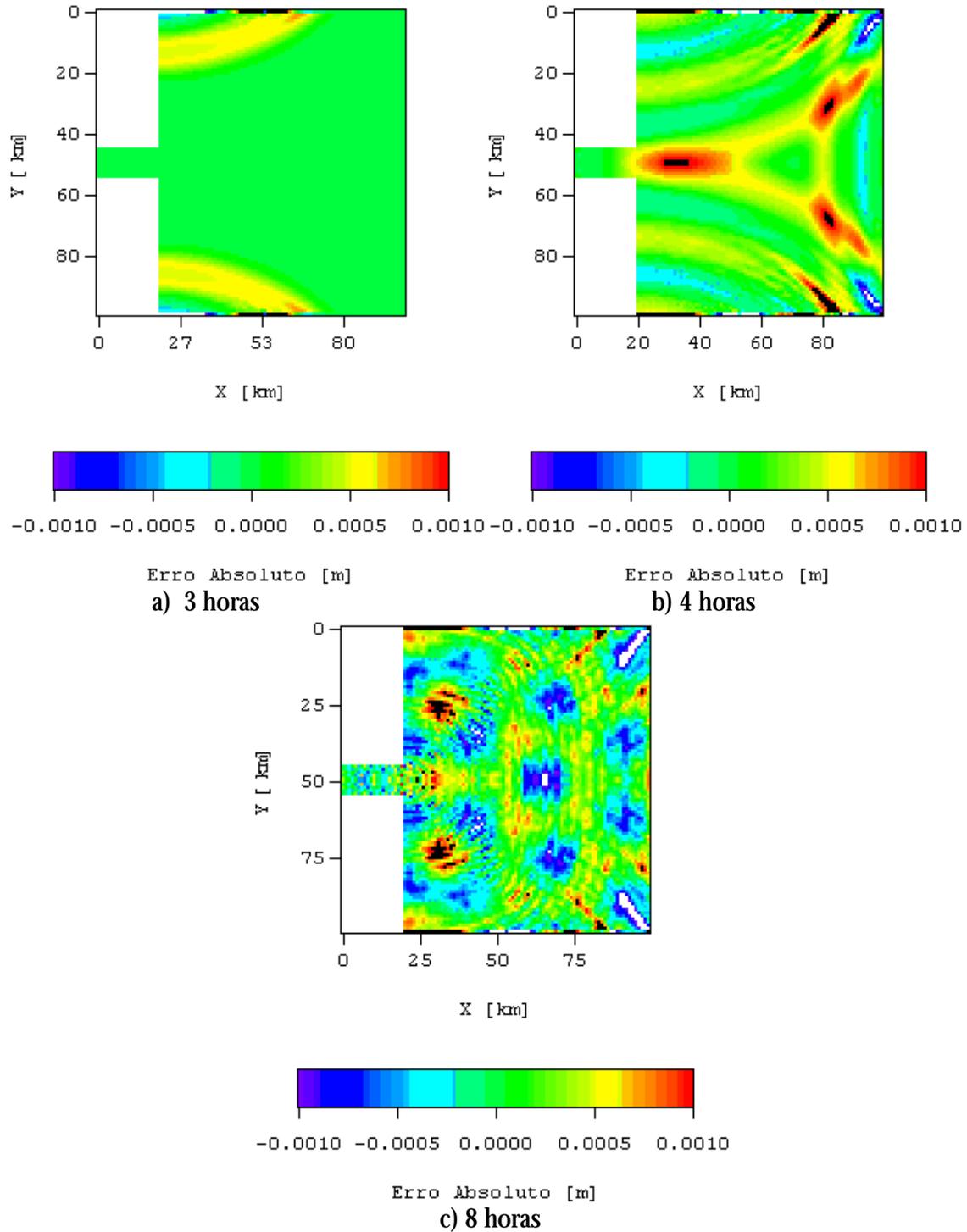


Figura 189 – Diferenças de níveis entre o caso teste e a situação referência 3, 4 e 8 horas depois do início da corrida.

Comparando a evolução da energia cinética na zona de interesse verificamos mais uma vez que as diferenças são da ordem dos 0.5 %.

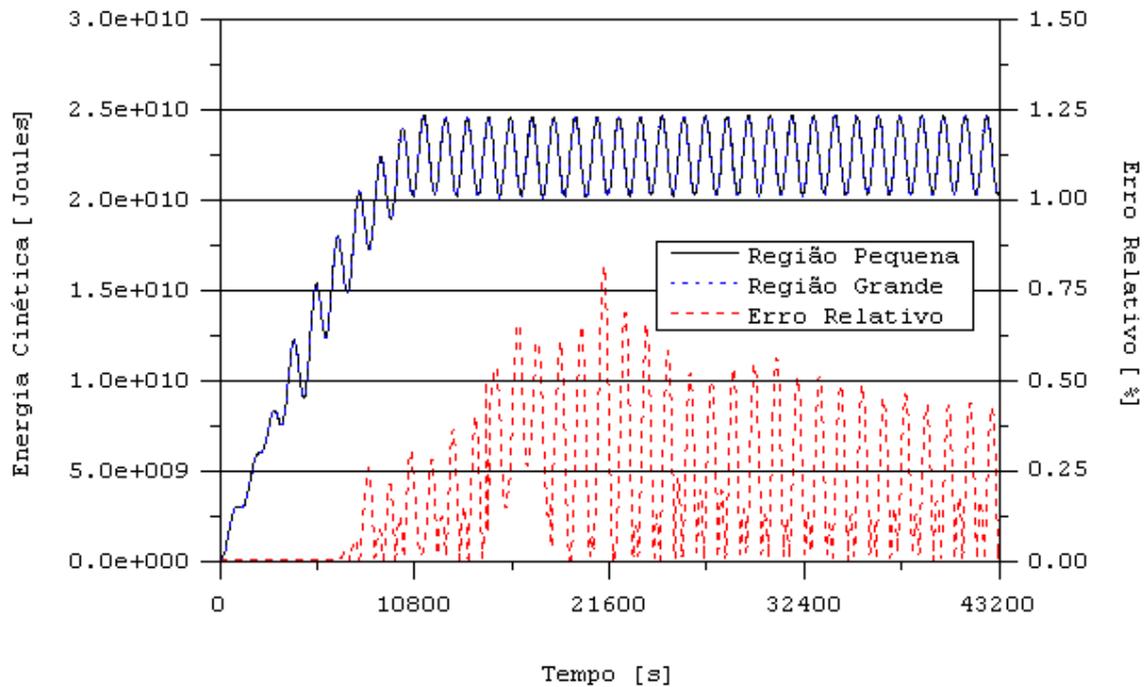


Figura 190 – Evolução da energia cinética na zona de interesse.

As reflexões por parte da fronteira aberta originam diferenças de nível pequenas, da ordem de 1% da amplitude da onda a radiar. No entanto, este “ruído” apesar de não afectar significativamente o escoamento, como se pode ver da comparação da energia cinética, afecta a variação da energia potencial (Figura 191) que é aproximadamente proporcional à variação de nível médio (124).

$$Ep_i = V_{Total} \cdot r \cdot g \cdot h = A_{Total} \cdot h^2 \cdot r \cdot g \quad \text{- Energia Potencial Inicial}$$

$$Ep_c = \int_A (h + \bar{h})^2 \cdot r \cdot g \cdot dA = A_{Total} \cdot (h + \bar{h})^2 \cdot r \cdot g \quad \text{- Energia Potencial Calculada}$$

$$\Delta Ep = Ep_c - Ep_i \quad \text{- Variação da energia potencial}$$

$$\Delta Ep = A_{Total} \cdot r \cdot g \cdot (\bar{h}^2 + 2h\bar{h}) \wedge \bar{h}^2 \approx 0 \Rightarrow \Delta Ep \propto \bar{h} \quad (124)$$

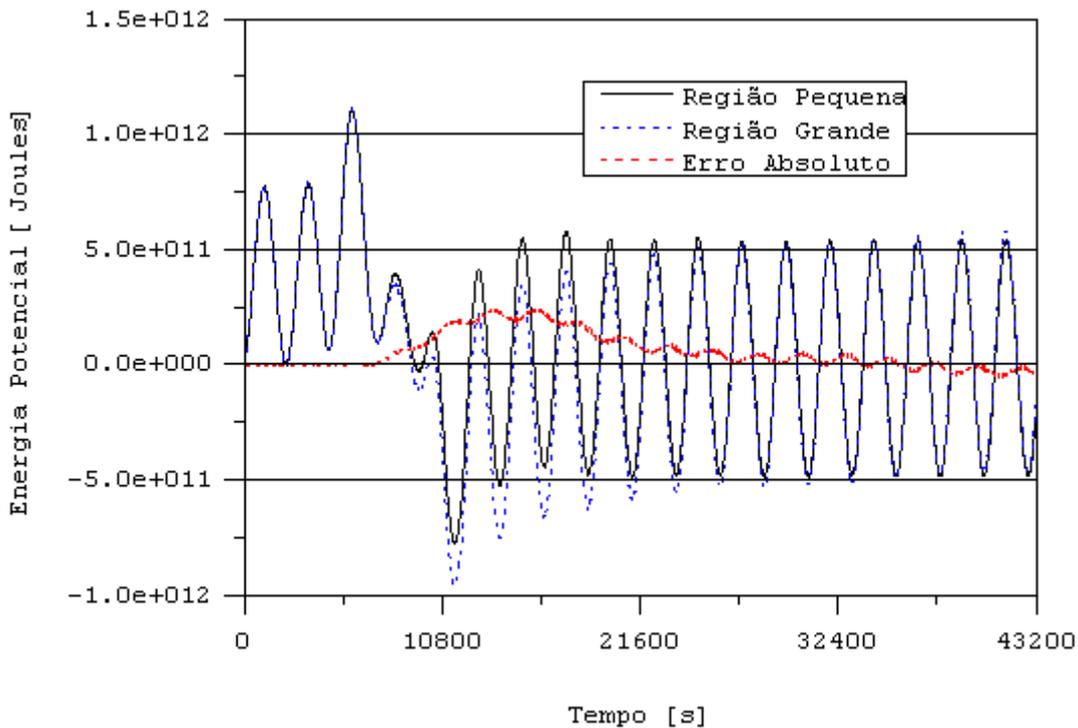
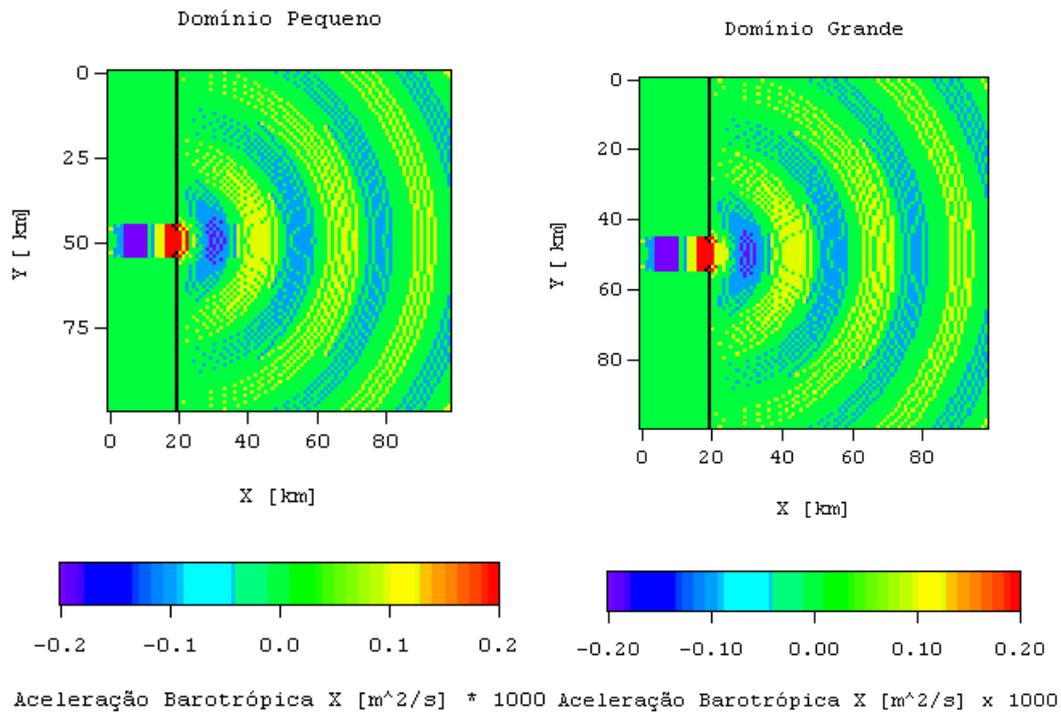


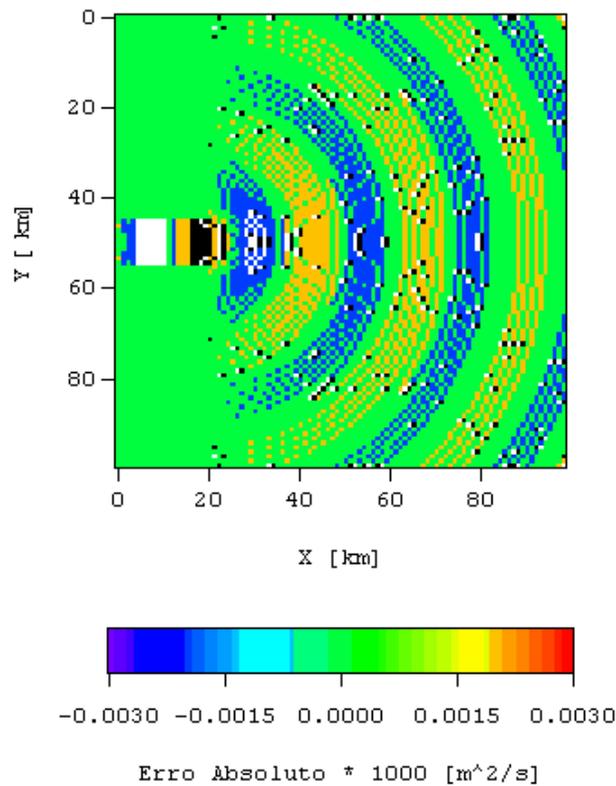
Figura 191 – Evolução da variação da energia potencial na zona de interesse

Pode-se concluir que a fronteira não é 100% radiativa e as reflexões resultantes têm neste caso como principal consequência erros no nível médio que tendem a atenuar-se no tempo. Este erros não influenciam o escoamento uma vez que correspondem a erros nos níveis e consequentemente na força barotrópica da ordem de 1% da amplitude da onda que se pretende radiar. Estas diferenças nos níveis por sua vez dão origem a erros na aceleração barotrópica da ordem dos 2%, 4 horas depois do início da corrida quando as reflexões introduzem maiores erros no nível médio (Figura 192).



a)

b)



c)

Figura 192 – Aceleração barotrópica segundo X na zona de interesse 4 horas depois do início da corrida a) Teste b) Situação de referência c) Erro absoluto ou seja diferença entre o resultado apresentado em a) e em b).

TESTES COMPLEMENTARES À CONDIÇÃO DE RADIAÇÃO DE ONDAS INTERNAS

5.1.1 Maré Interna 2D

A maré interna resulta da interação das correntes associadas à maré barotrópica (ou externa) com a topografia. Estas correntes são constantes em toda a coluna de água e tendem a seguir o fundo. Caso o fundo seja irregular as correntes tendem a ter uma componente vertical importante que faz oscilar as isopícnicas. Estas oscilações tendem a propagar-se na forma de ondas com períodos iguais aos da maré barotrópica. A forma clássica de mostrar experimentalmente o mecanismo de formação de ondas internas consiste em forçar ondas de superfície num canal onde a coluna de água é constituída por duas camadas com fluídos com diferentes densidades. O canal tem profundidade constante e no meio existe uma perturbação na topografia (montanha submarina). A onda de superfície ao chegar à perturbação topográfica gera ondas entre a interface dos dois fluídos que se propagam nos dois sentidos. A experiência anteriormente descrita foi levada a cabo pela primeira vez por Nils Zeilon em 1912 Cartwright (1999). Esta experiência serviu de inspiração para o teste que a seguir se apresenta, que tem por principal objectivo perceber como é que a condição de radiação barotrópica aplicada aos níveis (validada no Anexo III – Validação da condição de Radiação Barotrópica para ondas gravíticas) funciona em conjunto com a condição de radiação baroclínica, num caso em que o forçamento barotrópico é dominante. Neste caso a energia cinética barotrópica é dominante relativamente à energia cinética baroclínica, que no caso das correntes forçadas pela maré é uma situação realista. Outro objectivo deste teste é perceber como é que as diferentes formulações apresentadas na bibliografia se comportam neste caso. Por fim pretende-se a ferir até que ponto a diminuição do erro de truncatura da derivada espacial da equação de radiação influencia positivamente os resultados. A importância do efeito estabilizador do filtro biarmónico em corridas de longa duração é mais uma vez comprovado.

5.1.1.1 Forçamento

Neste teste 2D optou-se por um canal com 600 km de comprimento e 6 km de largura com duas camadas. O canal tem 1000 metros de profundidade e o topo da montanha está situado a meio do canal e a 200 m de profundidade (Figura 193), a camada da superfície tem uma

espessura constante de 100 m. O cenário de referência foi simulado num canal com um comprimento 3 vezes superior ao canal teste (1800 km).

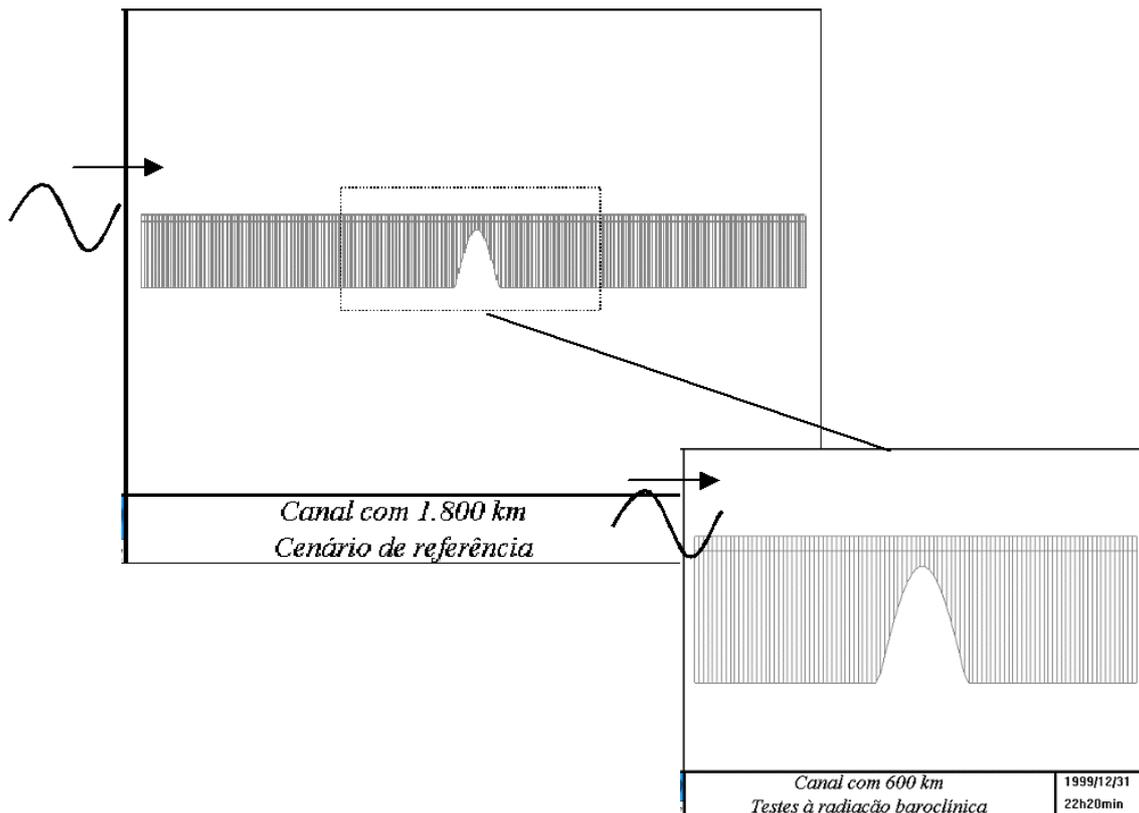
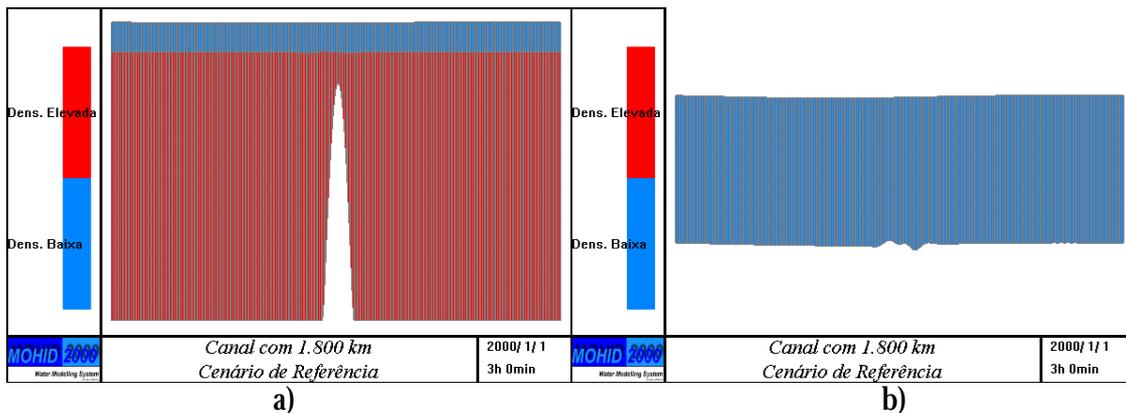


Figura 193 – Canal de referência (1.800 km) e de teste à radiação baroclínica (600 km) com uma montanha submarina localizada no centro.

A onda barotrópica imposta no extremo de ambos os canais é um seno com uma amplitude de 1 m e um período de 20.000 segundos. Esta onda no caso do cenário de referência demora aproximadamente 3 horas a atingir a montanha submarina uma vez que se desloca a \sqrt{gh} e admitindo que h é aproximadamente igual a 1000 m. A partir desse momento começam a ser geradas ondas internas devido a movimentos verticais produzidos pela presença da montanha (Figura 194). Estas ondas irão ser propagadas em ambos os sentidos. Todavia, para que estas se formem o efeito da estratificação sobre o escoamento tem que ser importante ou seja o número de Froude tem que ser inferior a 1. Neste caso o número de Froude é igual a:

$$Fr = \frac{U}{NH}; N = -\frac{g}{r_0} \frac{\partial r}{\partial z} \quad (125)$$

Sendo U a velocidade do escoamento, N a frequência de Brunt-Vaisalla e H a altura da montanha. A velocidade U admite-se igual à média do módulo da velocidade barotrópica aproximadamente 0.05 m/s , a altura da montanha submarina é 800 m e a frequência de Brunt-Vaisalla na zona mais profunda é de 0.024 s^{-1} . Tendo por base estes valores o número Froude fica igual a 0.0026 um valor muito inferior a 1 .



a) b)
 Figura 194 – Geração de ondas internas 3 horas depois do início da corrida. Corte transversal do campo de densidades a) As duas camadas b) Camada superficial, na base desta figura é possível ver a deformação que a interface entre as duas camadas sofre.

Esta forma de calcular o número de Froude foi adaptada dum caso em que a velocidade do escoamento é considerada constante no tempo (Cushman-Roisin, 1994). No entanto, aqui é estudado um caso em que a velocidade do escoamento é oscilatório e nestes casos para além de se verificar o número de Froude é necessário que a frequência da oscilação com que se força o escoamento seja inferior à frequência de Brunt-Vaisalla que é o caso ($N=0.024 \text{ s}^{-1}$ e a frequência da onda imposta $=1/20000=5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$). Caso estas duas frequências fossem semelhantes as partículas de fluido deslocadas não teriam tempo para oscilar à sua frequência natural (forçada pela estratificação) e tenderiam a seguir a trajectória que lhes é imposta sem reagir ou seja não seria possível criar ondas internas.

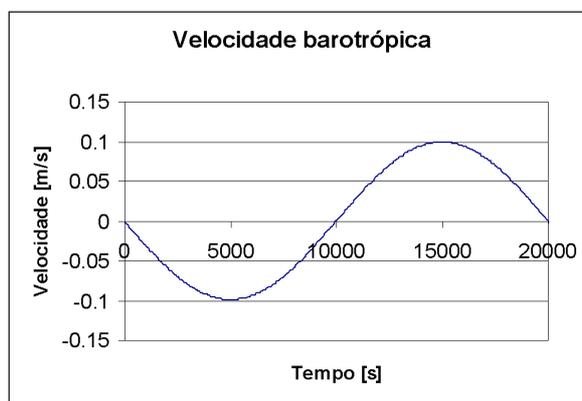


Figura 195 – Velocidade forçada pelo gradiente de nível.

5.1.1.2 Validade do cenário de referência

Ao fim de aproximadamente 2 dias o cenário de referência deixa de ser válido uma vez que as ondas internas reflectidas pelas fronteiras começam a afectar a zona de testes. As ondas internas neste caso simplificado de duas camadas admite-se que se deslocam com uma celeridade de $\sqrt{gh\Delta\rho/r}$, sendo h neste a espessura da camada de superfície (100 m). Esta celeridade é mais exacta nas zonas de maior profundidade onde a hipótese $h_2 \rightarrow \infty$ e $u_2 \rightarrow 0$ é mais realista. Uma vez que a camada de superfície tem uma massa volúmica de 999 kg/m^3 (temperatura= $18 \text{ }^\circ\text{C}$ e salinidade= 0 psu) e a de fundo 1031 kg/m^3 (temperatura= $5 \text{ }^\circ\text{C}$ e salinidade= 39 psu) esta velocidade neste caso é de 5.5 m/s. O tempo que uma onda interna demora a chegar à fronteira é aproximadamente de 2 dias. Como não existem reflexões significativas por parte das ondas externas (ou gravíticas), então este período de dois é considerado como o cenário de referência com o qual as diferentes opções de radiação da componente baroclínica da velocidade serão comparadas.

5.1.1.3 Características principais do escoamento

Quando a força baroclínica é considerada no forçamento do escoamento a energia cinética aumenta, devido à formação das ondas internas. A força baroclínica introduz mais um mecanismo de transferência entre a energia potencial e a energia cinética aumentando assim o estado de agitação do sistema, o acréscimo é da ordem dos 20% (Figura 196).

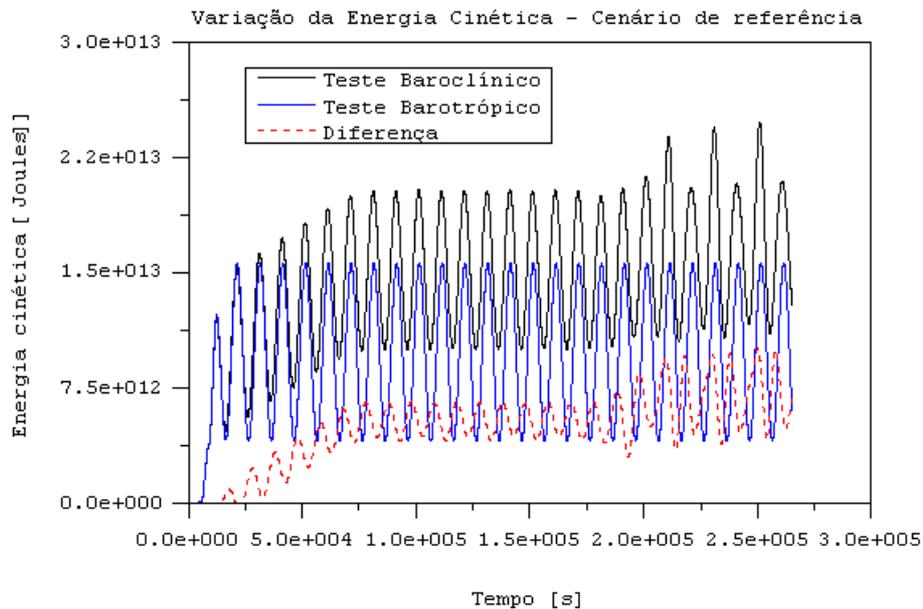


Figura 196 – Comparação da energia cinética total no canal de referência tendo em conta duas situações : força barotrópica único mecanismo forçador, mecanismos forçadores força barotrópica e baroclinia.

Os resultados de referência mostram que ao fim de 1 dia e 21 horas depois da formação das primeiras ondas internas devido à presença da montanha (Figura 194) estas chegam às fronteiras do canal de referência (1.800 km). Ao se analisar a evolução destas ondas pode-se concluir que quando são formadas têm um aspecto regular mas conforme se vão afastando sofrem um processo de decomposição que é associada a diferenças de propagação entre a cava e a crista que resulta do termo não linear da continuidade ($\partial(uH)/\partial x$). Numa primeira análise menos atenta poderia se supor que não houvesse uma decomposição mas sim uma sobreposição com uma onda interna reflectida. Todavia, ao se examinar a evolução temporal das ondas internas conclui-se duas coisas: o início da decomposição dá-se a meio caminho entre a montanha e cada uma das fronteiras e só ao fim de 2 dias depois do início da corrida é que as primeiras ondas internas chegam à fronteira.

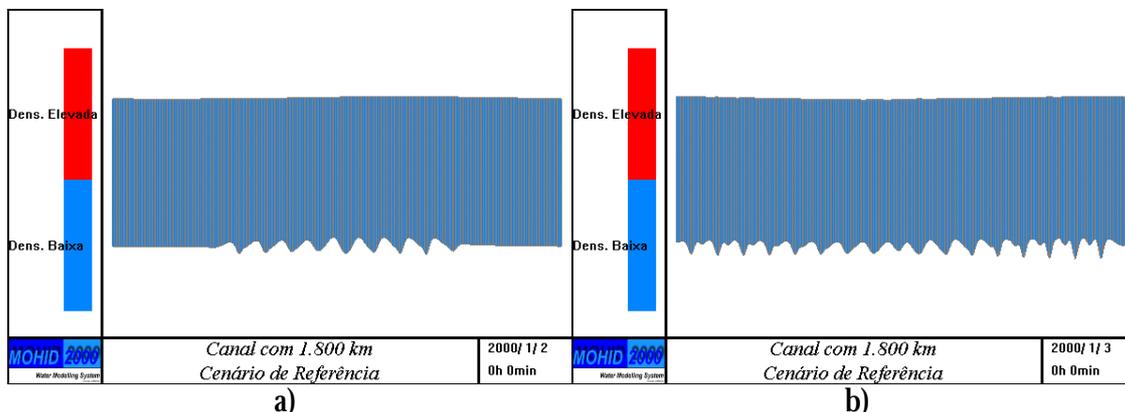


Figura 197 – Evolução da interface no espaço do cenário de referência a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.

O sinal da propagação da onda interna é visível à superfície como seria de esperar. Comparando a superfície livre no cenário de referência em que o escoamento é só forçado pela força barotrópica e outra em que o escoamento é forçado pelas forças barotrópica e baroclínica pode-se verificar sobreposta à onda barotrópica forçada pela fronteira existe uma onda de comprimento de onda menor que resulta directamente da propagação das ondas internas.

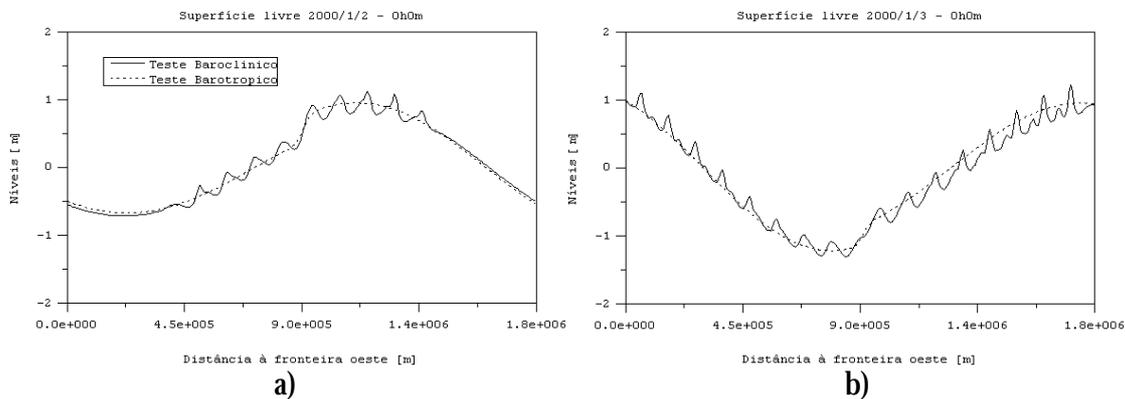


Figura 198 – Comparação no espaço entre a superfície livre de uma corrida onde não foi considerada a pressão baroclínica e noutra onde foi. As ondas de comprimento de onda mias pequeno são o sinal visível das ondas internas à superfície. a) Superfície livre 1 dia depois do início da corrida b) 2 dias depois.

Através da superfície livre é possível perceber até que ponto a equação da gravidade reduzida é uma boa aproximação para calcular a celeridade propagação das ondas internas (Oey e chen, 1992a e Korafalou et al., 1996). Subtraindo a superfície livre no caso baroclínico com o caso barotrópico (Figura 198), podemos isolar o sinal da superfície livre que está relacionado com a propagação das ondas internas. Se a correlação entre este sinal e a oscilação da interface multiplicada pelo factor de proporcionalidade, que sai das equações de gravidade reduzida e relaciona analiticamente a oscilação da interface com a superfície livre, podemos concluir que aproximação anteriormente proposta é boa. Na Figura 199 é apresentada a comparação destas duas grandezas um dia depois do início da corrida e apesar de não haver uma correspondência perfeita a correlação é muito forte, sendo então a aproximação válida.

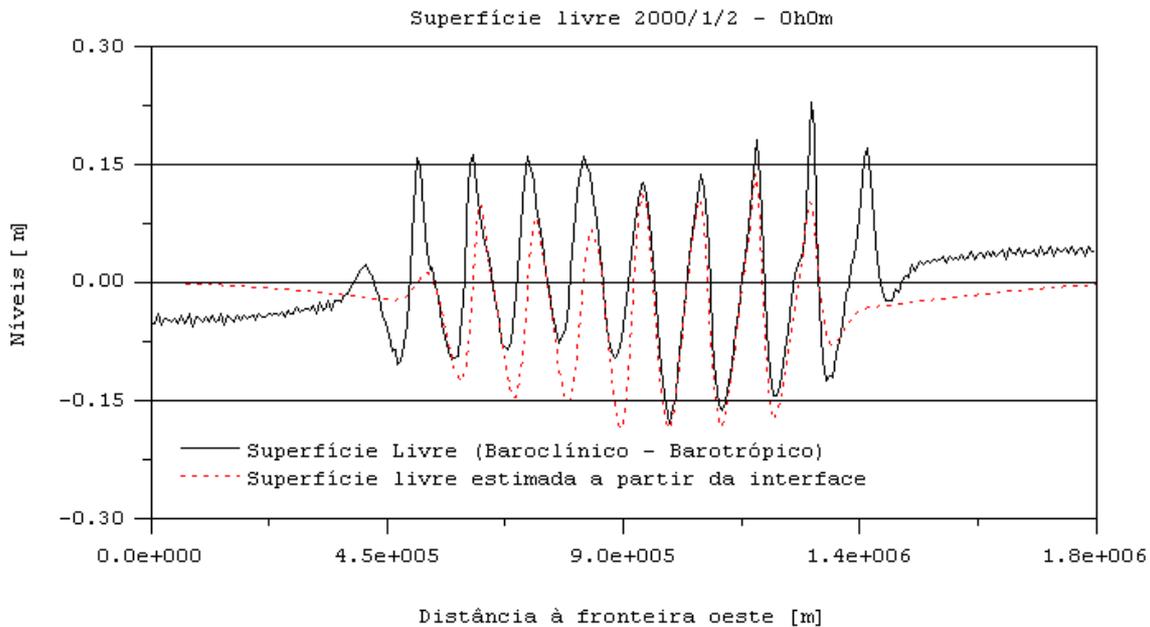


Figura 199 – A preto está representada a diferença entre a superfície livre no caso baroclínico com o caso barotrópico (ver Figura 198a), a vermelho está representa a superfície livre estimada a partir da interface com base numa relação analítica entre a interface e a superfície livre que sai das equações de gravidade reduzida.

5.1.1.4 Validação da condição genérica proposta por Marchesiello et al. (2001)

Pretende-se testar a robustez da a condição de radiação genérica proposta por Marchesiello et al. (2001), tal como as diferentes casos particulares desta metodologia propostas na bibliografia. Em todas as metodologias testadas é considerada radiação barotrópica do tipo Flather (1976). Numa primeira fase os casos particulares da equação (126) testados foram:

- Celeridade infinita (gradiente nulo) e tempo de decaimento infinito (sem radiação baroclínica);
- Celeridade Constante e tempo de decaimento infinito, $c_x = \sqrt{\frac{\Delta r}{r} gh_1}$, Oey e Chen (1992);
- Tempo de decaimento infinito, Chapman (1985) e celeridade calculada com base na variabilidade adjacente à fronteira Orlanski (1976);

A condição de radiação proposta por Marchesiello et al. (2001) num canal 1D fica reduzida a:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + c_x \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{P_{ext} - P}{Td} \quad (126)$$

$$c_x = -\frac{P_{i-1}^{t+\Delta t} - P_{i-1}^t}{P_{i-1}^{t+\Delta t} - P_{i-2}^{t+\Delta t}} \text{-Fronteira Este} \quad (127)$$

$$c_x = -\frac{P_{i+1}^{t+\Delta t} - P_{i+1}^t}{P_{i+1}^{t+\Delta t} - P_{i+2}^{t+\Delta t}} \text{-Fronteira Oeste} \quad (128)$$

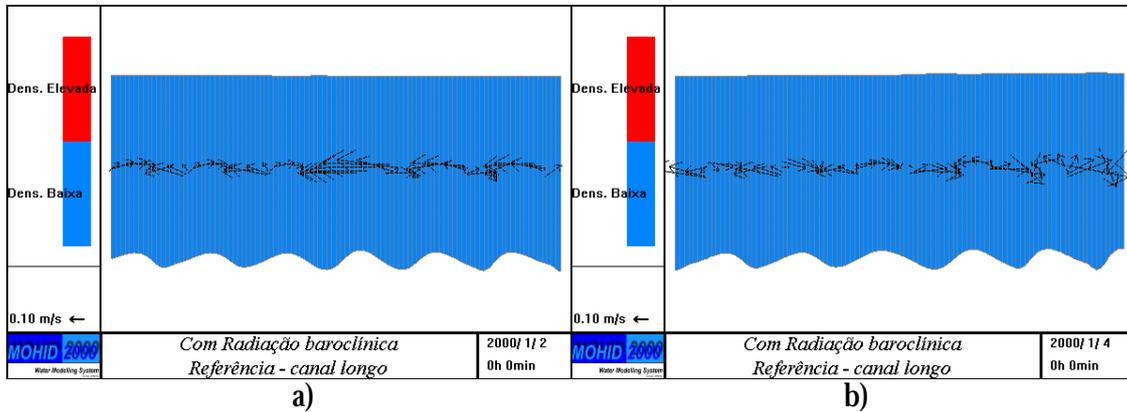
$$c_x > 0 \Rightarrow Td = Td_{Out} \quad (129)$$

$$c_x < 0 \Rightarrow Td = Td_{In} \wedge c_x = 0 \wedge Td_{In} \ll Td_{Out}$$

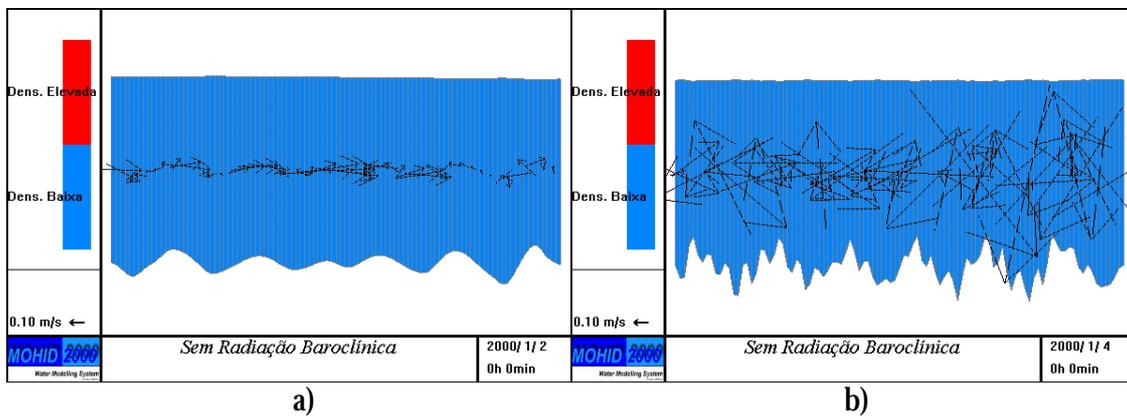
Numa segunda fase é aplicada a equação (126) completa, tal como é apresentada por Marchechiello et al. (2001) e é feita uma análise de sensibilidade aos tempos de decaimento.

De seguida é comparada a distorção da interface das duas camadas resultantes da aplicação das condições de fronteira (1ª fase - sem termo de decaimento) com os resultados da situação de referência (Figura 200) para a zona de interesse (troço central de 600 km). Ao fim de 1 dia todas condições de fronteira mostram resultados semelhantes à situação de referência (Figura 202a e Figura 203a), excepto o teste onde não foi considerada qualquer condição de fronteira baroclínica (Figura 201a). Neste caso ao fim de 1 dia é possível já observar junto às fronteiras o efeito da reflexão na forma de ondas com o dobro da amplitude das ondas geradas sobre a montanha.

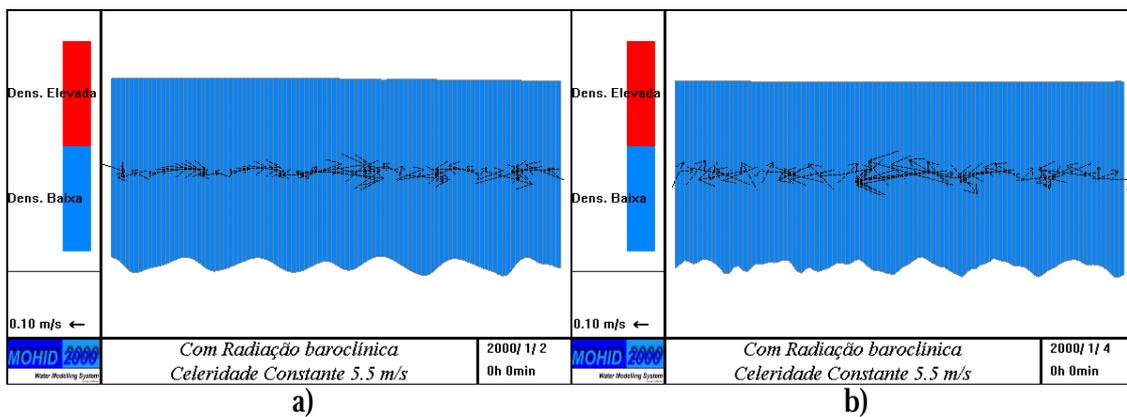
Ao fim de 3 dias todos os testes mostram diferenças significativas com a solução de referência (Figura 200), sendo menores no caso em que a celeridade é considerada uma constante (Figura 202b). Tanto o teste que não considera uma condição de radiação baroclínica (Figura 201b - gradiente nulo) como o que recorre ao método de Orlanski para calcular a celeridade apresentam resultados que divergem muito da solução de referência (Figura 203b).



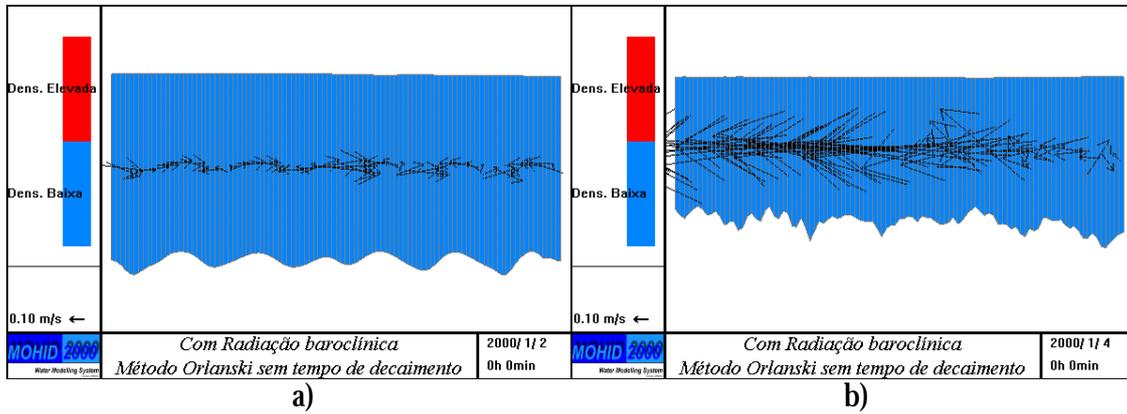
a) b)
 Figura 200 – Evolução da interface no espaço do cenário de referência na zona de interesse a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.



a) b)
 Figura 201 – Evolução da interface no espaço para o caso onde não é considerada radiação baroclínica (celeridade infinita) a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.



a) b)
 Figura 202 – Evolução da interface no espaço para o caso onde é considerado celeridade constante e tempo de decaimento infinito a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.



a) b)
 Figura 203 – Evolução da interface no espaço para o caso em que a celeridade é calculada por um método do tipo Orlanski, 1976 e o tempo de decaimento é infinito a) 1 depois do início da corrida b) 2 depois do início da corrida.

Os resultados anteriormente descritos são confirmados pela evolução da energia cinética (Figura 204). Deste resultado podemos concluir que até aproximadamente 0.8 dias depois do início da corrida ou seja até as ondas internas atingirem as fronteiras localizadas a 300 km do centro todas as condições de fronteira são coincidentes com a situação de referência. Todavia a partir deste momento enquanto a situação referência estabiliza os diferentes testes sofrem reflexões por parte da fronteira que faz aumentar a energia cinética no interior do domínio. Podendo-se através da energia cinética mostrar que o teste que diverge mais da situação de referência é aquele onde em vez de se considerar uma condição de radiação para a velocidade baroclínica foi imposto gradiente nulo (celeridade infinita). Por outro lado o teste que melhor acompanha a situação de referência é o caso em que a celeridade é considerada constante e é calculada a partir da equação de gravidade reduzida. Quando a celeridade é calculada com um método do tipo Orlanski (1976) a solução do modelo até ao meio da simulação (1.5 dias) acompanha a solução de referência, mas a partir deste ponto diverge rapidamente.

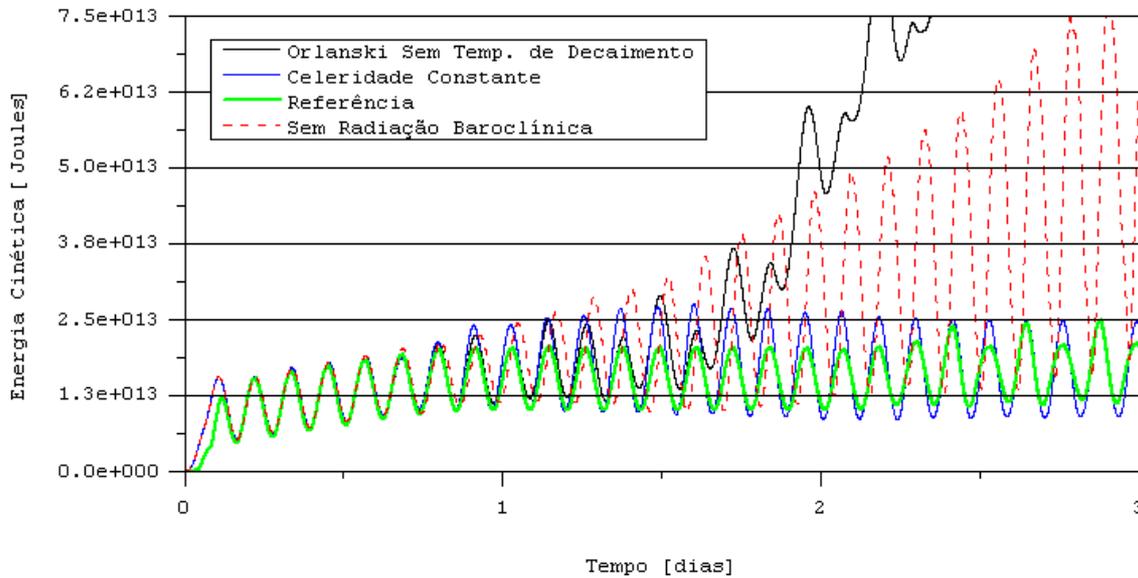


Figura 204 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para as condições de fronteiras testadas na primeira fase.

Da análise da Figura 201b pode-se concluir que para o caso em que não se considerou condição de radiação baroclínica existe uma amplificação da oscilação da interface no tempo. Esta tendência verifica-se também na energia cinética (Figura 204 - linha a vermelho). A seguinte relação pode-se estabelecer para o caudal na camada da superfície (Q_s):

$$Q_s = H_s U_s = c_i h_{Interface} \quad (130)$$

Com base em (130) pode-se dizer que se a amplitude da oscilação da interface aumenta ($\eta_{Interface}$ - Figura 201b) e se a celeridade das ondas internas mantiver-se constante então o caudal na camada da superfície (Q_s) tem que aumentar. No caso em que não existe radiação baroclínica este acréscimo de caudal deu-se à custa de um incremento de velocidade ou seja de energia cinética (Figura 204 - linha a vermelho). No caso em que a celeridade foi calculada com um método do tipo Orlandi (1976) a energia cinética teve um crescimento exponencial. No entanto, a amplitude de oscilação da interface não sofreu um incremento significativo o que levou a uma diminuição da espessura da camada de superfície (Figura 203b). Esta diminuição pode ser explicada com base na equação (130). O aumento de caudal na camada da superfície (ou oscilação da interface) não foi tão significativo como o aumento da velocidade do escoamento na camada da superfície (ou energia cinética), esta diferença teve que ser compensada com uma diminuição da espessura da camada da superfície.

5.1.1.4.1 *Análise de sensibilidade ao termo de decaimento – Celeridade variável*

Pretende-se agora fazer uma análise de sensibilidade ao termo de decaimento (126), sendo testados diferentes tempos de decaimento de entrada (Td_{in}) e de saída (Td_{out}). Os tempos de decaimento testados foram:

- Tempos de decaimento de saída (Td_{out}) 20 dias e de entrada (Td_{in}) 1 dia;
- Tempos de decaimento de saída (Td_{out}) 1 dia e de entrada (Td_{in}) 6 horas;
- Tempos de decaimento de saída (Td_{out}) 6 horas e de entrada (Td_{in}) 1 hora.

Objectivo desta análise de sensibilidade é confirmar as conclusões de Marchesiello et al. (2001) que realçam as vantagens de se utilizar um termo de decaimento na equação de radiação e tornar os tempos de decaimento função da direcção da onda a radiar. Segundo o mesmo autor os valores de tempo de decaimento quando a onda está a entrar devem ser muito inferiores de quando está a sair, além de que a celeridade quando a onda entra é considerada nula. Os resultados confirmam as conclusões anteriormente descritas, isto é, os resultados do método que consiste em calcular a celeridade seguindo uma metodologia do tipo Orlandi melhoram muito quando é adicionado um termo de decaimento. Todavia, os valores de tempo de decaimento não podem ser muito elevados caso contrário a condição de fronteira reage como não tivesse termo de decaimento, ver curva na cujo tempo de decaimento de saída (Td_{out}) é 20 dias e de entrada é (Td_{in}) é um dia. Quanto à diferenciação do tempo de decaimento função da direcção da onda a radiar este teste mostrou que neste caso os resultados melhoram se o tempo de decaimento for o mesmo (Figura 205). As conclusões de Marchesiello et al. (2001) foram obtidas para aplicações em casos reais e em casos onde a radiação de ondas internas relativas ao primeiro modo baroclínico se propagam a uma velocidade de 2 m/s e não de 5.5 m/s como é o caso deste teste. Neste teste a camada superficial tem uma diferença de 32 kg/m³ de massa volúmica com a camada de fundo. Gradientes destes não se encontram em meios oceânicos. O objectivo deste teste foi de criar uma situação extrema associada à propagação de ondas internas e tentar discernir qual a condição de fronteira mais robusta e precisa para resolver este problema. Estes gradientes artificialmente elevados podem tornar a condição de fronteira extremamente sensível ao valor da celeridade uma vez que os métodos do tipo Orlandi tendem a obter celeridades que seguem funções do tipo tangente, isto é, nas cavas e nas cristas estas tendem para infinito. Celeridades destas mesmo que ocorram durante curtos períodos podem perturbar o sistema de uma forma que este não recupera. Possivelmente será esta causa pela qual ao se adicionar o termo de decaimento a condição de fronteira do tipo Orlandi só melhorou para tempos de

decaimento muito baixos tanto de entrada como saída. Este método para não divergir precisa de tempo de decaimento muito reduzidos.

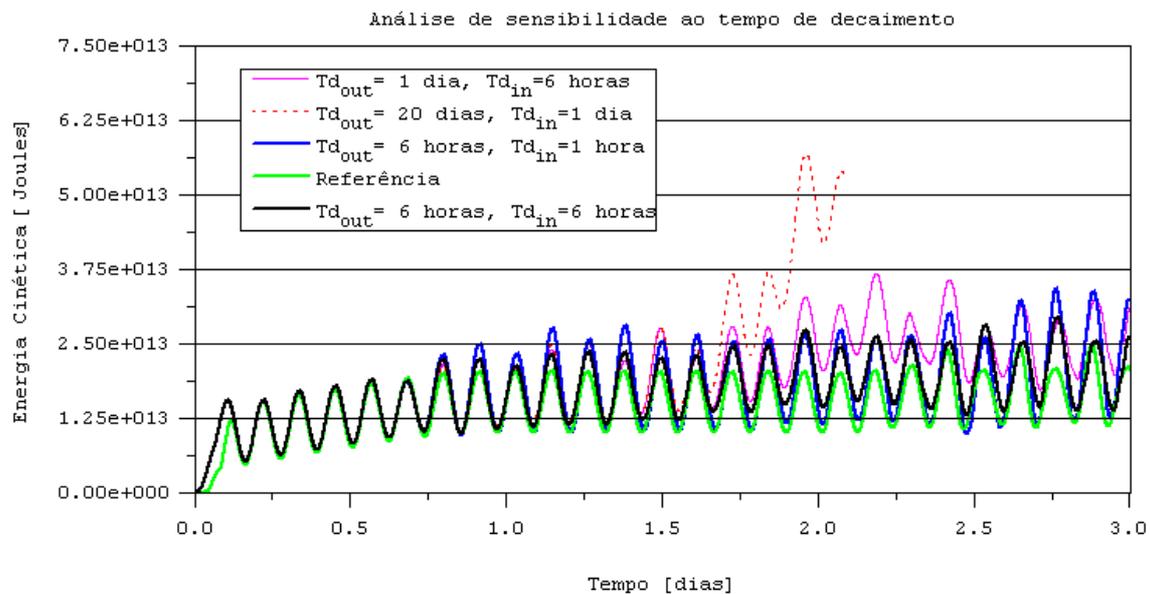


Figura 205 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para as condições de fronteiras testadas na segunda fase.

5.1.1.4.2 Análise de sensibilidade ao termo de decaimento – Celeridade Constante

Foi também realizada uma análise de sensibilidade ao tempo de decaimento para um caso particular da equação (126) proposto Kourafalou et al, (1996). Esta metodologia corresponde a considerar a celeridade constante e igual à propagação do primeiro modo baroclínico e um tempo de decaimento de entrada igual ao de saída. Este esquema já foi anteriormente testado para um tempo de decaimento infinito e foi o que apresentou melhores resultados. O objectivo desta análise é perceber o efeito do termo de decaimento na qualidade da solução. Foram testados os tempos de decaimento de 6 horas e de um dia e os resultados melhoraram significativamente (Figura 206). Principalmente os resultados relativos ao tempo de decaimento de 1 dia mostram uma qualidade bastante boa, tendo a particularidade de tenderem para um valor médio e uma amplitude de oscilação estável tal como a solução de referência. Este comportamento não verificado por mais nenhuma das outras condições de fronteira. No entanto, a energia cinética ao fim de 5 dias tende também crescer exponencialmente.

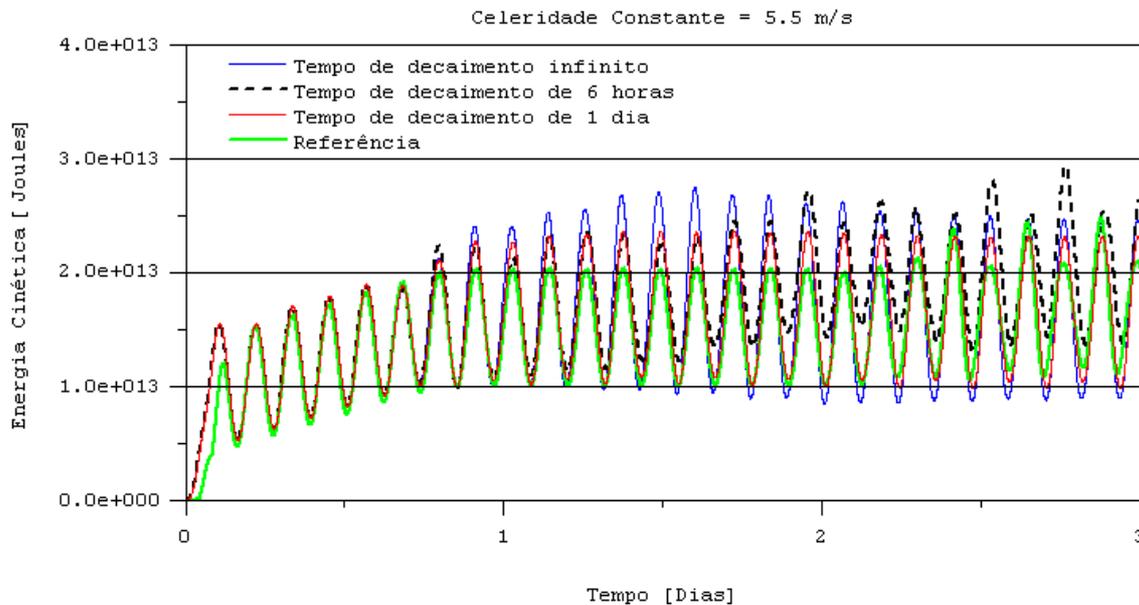


Figura 206 – Evolução da energia cinética ao longo de 3 dias para diferentes tempos de decaimento admitindo celeridade constante.

5.1.1.4.3 Reflexões induzidas pela fronteira aberta

As condições de fronteira que se mostram mais estáveis no tempo são: celeridade constante com um termo de decaimento e a celeridade calculada por método do tipo Orlanski com tempo de decaimento diferenciado quando a onda está a entrar ou a sair. São mostrados duas variantes desta última condição de fronteira a primeira tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 1 hora e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 6 horas. Por sua vez a segunda variante tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 6 horas e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 1 dia e mais zonas de relaxação junto às fronteiras onde a velocidade baroclínica é feita tender progressivamente para zero. Relativamente à condição de fronteira que admite celeridade constante são também apresentadas dois resultados um corresponde a um tempo de decaimento infinito e outro de 1 dia.

Analisando a evolução da energia cinética destas 4 condições de fronteiras para além dos 3 primeiros dias de corrida pode concluir-se que todas elas tendem a crescer exponencialmente ao fim do 4 ou 5 dias (Figura 207). Esta tendência para a solução numérica instabilizar deve-se ao facto de não se ter dado ao modelo mecanismos de dissipação da energia reflectida pelas fronteiras. Foram lhe retirados os termos de atrito e de difusão e na ausência de forças dissipadoras a única forma que o modelo tem de eliminar energia cinética é convertê-la em potencial através da mistura vertical, mas isso também lhe é vedado pela coordenada lagrangeana. Este acumular de energia cinética tende no tempo a distorcer cada vez mais a coordenada e consequentemente a piorar a solução. A energia reflectida pelas fronteiras

abertas é o grande drama das aplicações em oceano (grandes profundidades) mesmo sem desligar as forças viscosas e de atrito estas não são suficientes para dissipar esta energia em oceano, sendo a única saída converter a energia cinética em potencial através da mistura vertical. Como neste caso os gradientes de densidade tendem a ser anulados estes são repostos através de técnicas de relaxação que fazem tender os valores de temperatura e da salinidade para valores de referência. O papel da condição fronteira baroclínica é de minimizar as reflexões de energia cinética de modo a que os termos de decaimento na equação de transporte de temperatura e salinidade não se sobreponham a todos os outros anulando o seu efeito.

O teste aqui apresentado mostra que caso a equação da gravidade reduzida aplicada a duas camadas junto às fronteiras do modelo não for uma aproximação grosseira o método que melhor radia a velocidade baroclínica é o que admite a celeridade constante e igual a

$\sqrt{\frac{\Delta r}{r}} gh_1$ e um termo de decaimento tendo sido admitido neste caso que a velocidade baroclínica no exterior era nula (131).

$$\frac{\partial P}{\partial t} \pm \sqrt{\frac{\Delta r}{r}} gh_1 \cdot \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{P}{Td} \quad (131)$$

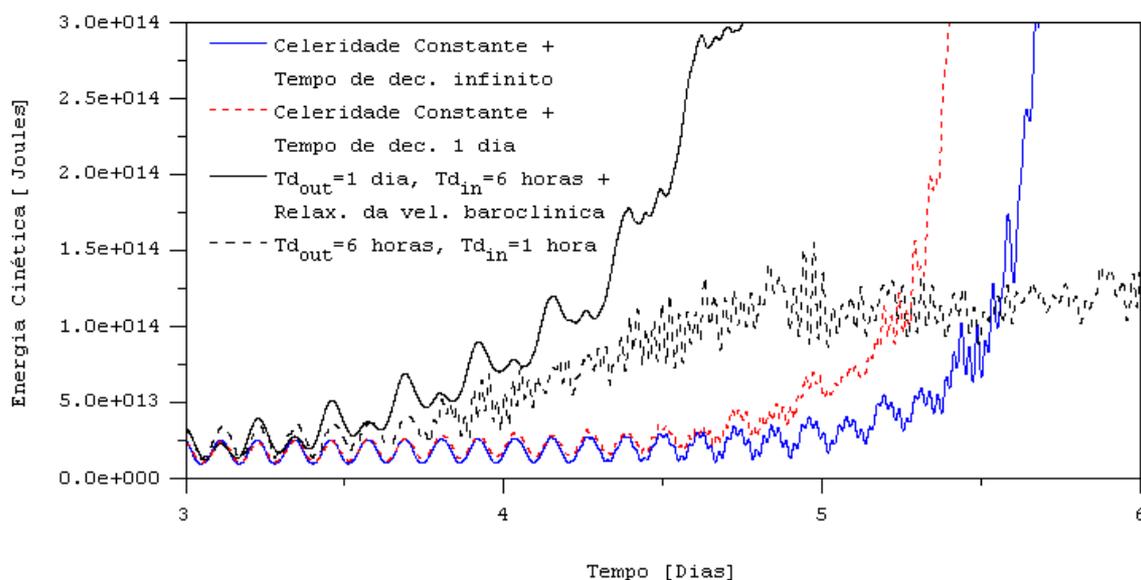


Figura 207 – Evolução da energia cinética das 3 condições de fronteiras mais estáveis após os 3 primeiros dias de corrida. Estas condições de fronteira são: celeridade constante e tempo de

decaimento infinito e celeridade calculada por método do tipo Orlanski com tempo de decaimento diferenciado quando a onda está a entrar ou a sair. São mostrados duas variantes desta última condição de fronteira a primeira tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 1 hora e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 6 horas. Por sua vez a segunda variante tem um tempo de decaimento de entrada ($T_{d_{in}}$) de 6 horas e um de saída ($T_{d_{out}}$) de 1 dia e mais zonas de relaxação junto às fronteiras onde a velocidade baroclínica é feita tender progressivamente para zero.

5.1.1.4.4 Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta

Até este ponto foi analisada de uma forma aprofundada a capacidade que os métodos mais divulgados na literatura, têm por si de resolver a condição de fronteira das velocidades baroclínicas neste teste que visa a simulação simplificada de uma maré interna. Desta análise podemos concluir que a curto prazo o método aplicado Kourafalou et al, (1996) é o que permite obter resultados com maior precisão. Todavia, todos os métodos se revelaram instáveis a longo prazo. Pretende-se determinar até que ponto é possível recorrendo a uma discretização do termo espacial da equação de radiação que reduz o erro de truncatura e/ou aplicando um filtro biarmónico é possível estabilizar a solução no longo prazo. Os resultados apresentados na Figura 208 permitem mais uma vez comprovar a importância que a redução dos erros de truncatura no cálculo da equação de radiação tem na estabilidade da solução a longo prazo. Todavia, apesar da eficácia deste método continuam a existir reflexões cujo o efeito cumulativo a longo prazo só pode ser evitado recorrendo a um filtro biarmónico

Figura 208.

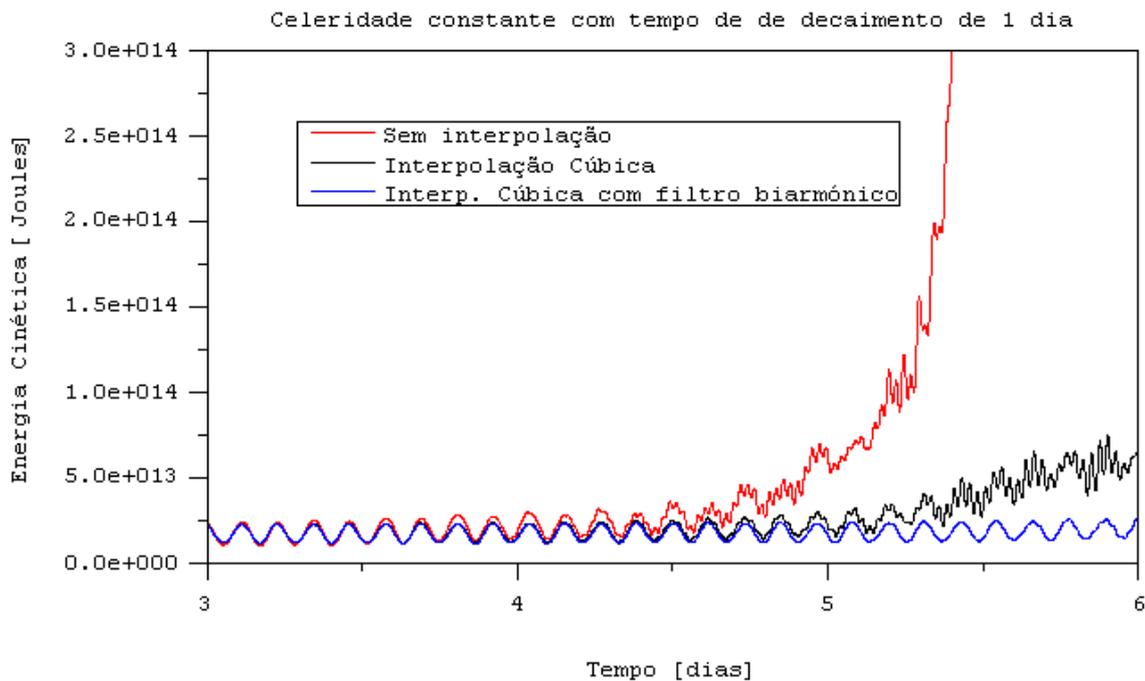


Figura 208 – Evolução a longo prazo da energia cinética admitindo celeridade constante e um tempo de decaimento de 1

dia na resolução da equação (126). A curva vermelho corresponde a uma corrida onde a derivada espacial da equação (126) foi resolvida por um método upwind tradicional, a curva preto corresponde a uma corrida onde essa mesma derivada foi resolvida a um método upwind que recorre a uma interpolação cúbica e finalmente a curva a azul corresponde a uma corrida com características semelhantes a esta última, mas à qual se adicionou um filtro biarmónico.

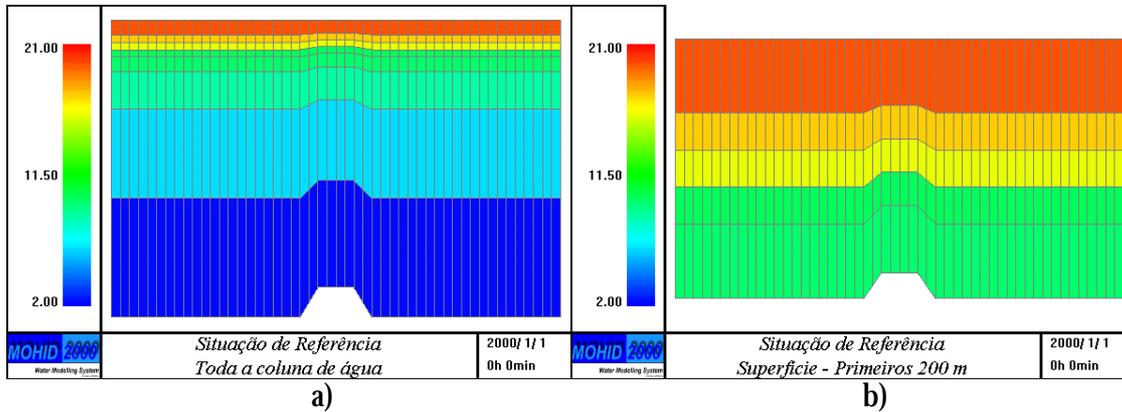
5.1.2 Evolução de um campo instável de densidade 2D

Neste teste 2D pretende-se confirmar as conclusões obtidas nos testes anteriores (ex: os métodos mais robustos são aqueles que admitem celeridade constante) são válidas para meios com uma estratificação mais realista (Figura 210). Outro dos objectivos deste teste é perceber até que ponto o modelo sendo inicializado com um campo instável de densidade consegue tender para uma situação de equilíbrio, que neste caso é o repouso.

Numa primeira fase da análise de dados os resultados serão comparados com a situação de referência que só é válida nos primeiros 6 dias de modo a identificar a metodologia que melhor radia as ondas internas. Numa segunda fase será feita uma análise de sensibilidade onde os resultados serão comparados entre si ao longo de 30 dias para verificar se o modelo tende para o repouso.

5.1.2.1 Geometria e condição inicial

O canal tem 1000 de profundidade e no centro deste encontra-se um degrau cujo o topo está 900 m de profundidade (com 100 m de altura). Mais uma vez foi utilizada uma coordenada vertical lagrangiana mas enquanto nos testes anteriores foi utilizada uma inicialização do tipo coordenada cartesiana neste caso foi utilizada uma inicialização do tipo sigma. O número de camadas são 8 com as seguintes espessuras relativas: 0.4, 0.3, 0.125, 0.05, 0.025, 0.025, 0.025 e 0.05 (Figura 209). Na zona de maiores profundidades (1000 m) estas espessuras relativas têm as seguintes espessuras reais em metros: 400, 300, 125, 50, 25, 25, 25 e 50. Foi dada total liberdade de movimento vertical à malha, não sendo apenas permitido a intercepção das isolinhas que delimitam as camadas de modo a evitar volumes negativos. O canal tem 300 km de comprimento que correspondem a 50 pontos de cálculo na horizontal e 6 km de largura. O canal onde foi feita a simulação de referência tem as mesmas características do canal teste, sendo apenas mais longo. O canal de referência tem 1.500 km a que correspondem 250 pontos de cálculo na horizontal. O campo inicial de temperaturas é instável e está apresentado na Figura 209, visto se ter admitido temperatura constante em cada camada.



a) b)
 Figura 209 – Campo de temperaturas ao longo do canal. a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade.

Neste teste a interface onde os gradientes de densidade são maiores (termoclina) foi fixada a 100 m na zona de maiores profundidades. Foi utilizado apenas um perfil de temperatura para definir a estratificação vertical, a salinidade considerou-se constante. Este perfil diminui de uma forma linear da superfície até à termoclina de 20°C para 15°C respectivamente, na zona da termoclina admite-se que existe uma diminuição brusca de 5°C caindo a temperatura na base da termoclina para os 10°C (Figura 210). Finalmente, da base da termoclina até ao fundo o perfil de temperatura diminui mais 8°C também linearmente.

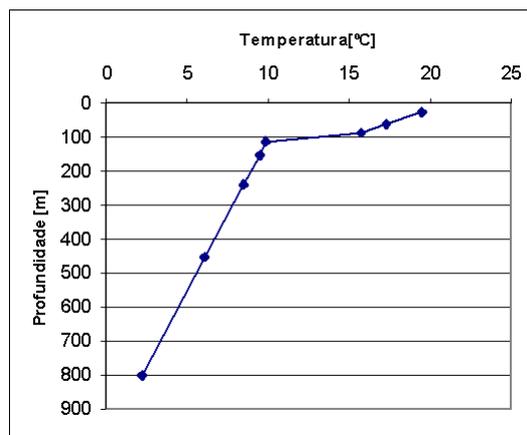


Figura 210 – Perfil de temperatura utilizado para definir a estratificação vertical na zona de maiores profundidades (1000 m). A termoclina fixou-se aos 100 m de profundidade. A temperatura da superfície até à termoclina diminui 10°C e diminui exactamente o mesmo valor da termoclina até ao fundo. Neste caso a salinidade é considerada constante e igual a 36 psu.

5.1.2.2 Cálculo da celeridade das ondas internas

Nos testes anteriores o cálculo da celeridade das ondas internas dentro do domínio a partir da equação da gravidade reduzida resultava naturalmente uma vez que modelo tinha apenas duas camadas. Neste caso o modelo tem oito camadas e sete interfaces e pelo menos sete modos

de ondas internas são possíveis e caso as camadas sejam suficientemente finas para que haja transferência de energia entre camadas não-adjacentes então ainda mais modos seriam possíveis. Uma simplificação inerente à metodologias apresentada por Oey e Chen (1992a) é considerar a celeridade constante em toda a coluna de água. Esta abordagem parte do princípio que o primeiro modo baroclínico é o mais importante ou seja será via este que grande parte da energia produzida pela força baroclínica será transportada para fora do domínio. Esta simplificação é válida desde que seja possível dividir a coluna de água em duas camadas cuja interface é caracterizada por um forte gradiente de densidade e ao mesmo tempo a camada do fundo tenha uma espessura muito superior à da superfície. O teste aqui apresentado satisfaz estas condições: a 100 metros de profundidade existe uma forte estratificação (5°C) e camada acima da termoclina tem uma espessura aproximadamente uma ordem de grandeza inferior à camada do fundo. Desta forma é possível calcular a celeridade do primeiro modo baroclínico com base na fórmula já anteriormente apresentada $\sqrt{\frac{\Delta\rho}{\rho} gh_1}$,

sendo h_1 a espessura da camada superficial que neste caso é 100 m, a massa volúmica média da camada do fundo é 1028.4 kg/m³ e a da superfície 1026.1 kg/m³ o que dá uma celeridade aproximada de 1.5 m/s. Com base nesta celeridade podemos estimar que as ondas internas, produzidas no centro do domínio, demoram 6 dias a chegar às fronteiras do canal de referência. Este será o período ao longo do qual os resultados do canal teste são comparáveis com a situação de referência. Uma pergunta que se espera responder como é uma condição de fronteira preparada para radiar apenas o primeiro modo baroclínico reage a ondas internas com outros modos.

5.1.2.3 Situação de referência

Os resultados do canal de referência mostram que ao fim de uma dia as ondas internas produzidas pela instabilidade chegam à zona da fronteira do canal teste (Figura 211). Estes mesmos resultados confirmam que ao fim de seis dias estas atingem as fronteiras do canal de referência (Figura 212).

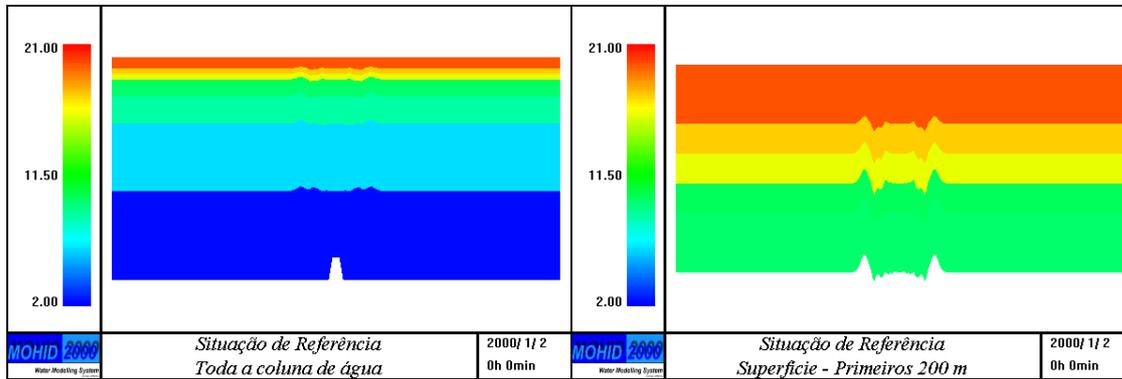


Figura 211 – Campos de temperatura no canal de referência ao fim de um dia a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade.

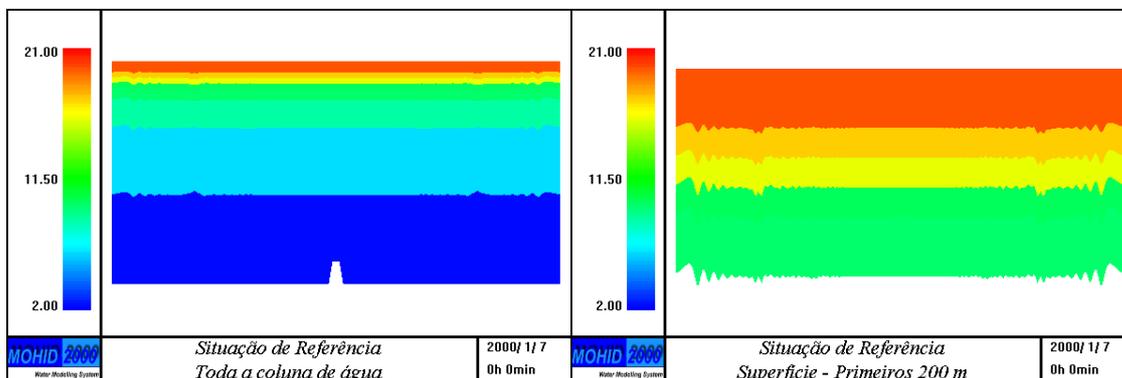
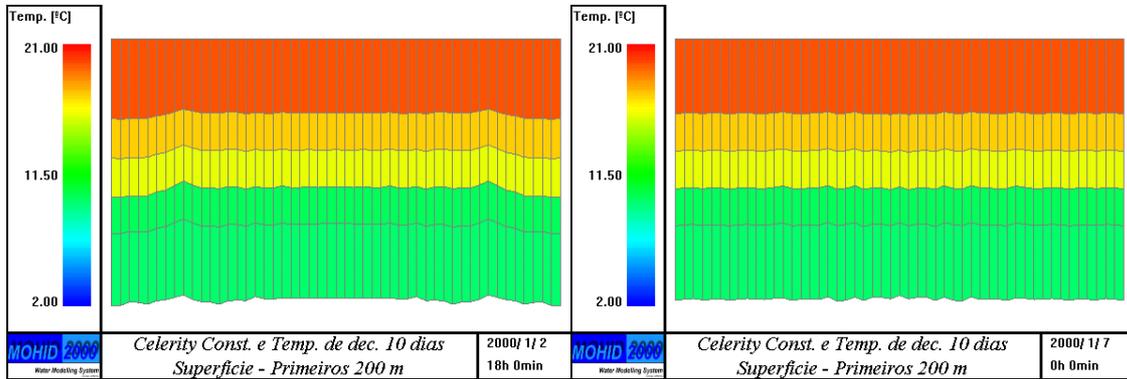


Figura 212– Campos de temperatura no canal de referência ao fim de seis dias a) Toda a coluna de água b) Primeiros 200 metros de profundidade.

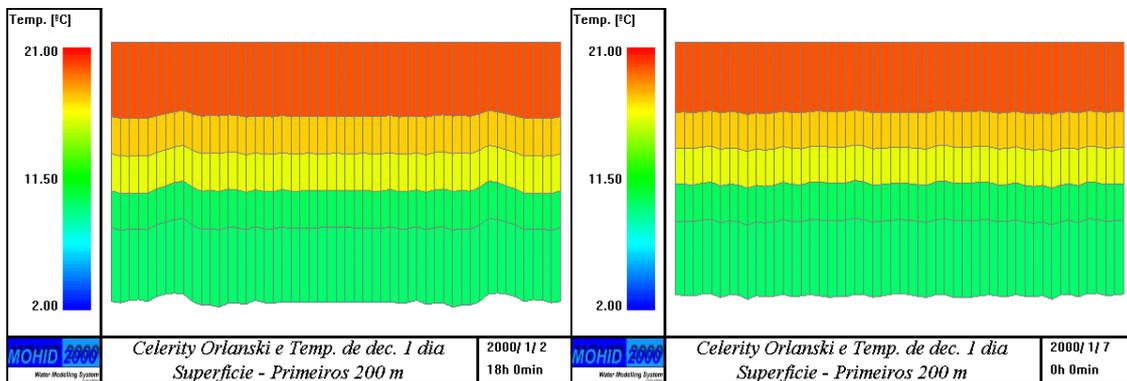
5.1.2.4 Validação de diferentes metodologias

No canal teste mais uma vez foram testadas várias metodologias para calcular a condição de radiação da velocidade baroclínica. Os testes centram-se na metodologia proposta por Kourafalou et al. (1996) que no teste anterior foi o que melhores resultados apresentou, também foi dada especial atenção à metodologia proposta por Marchesiello et al. (2001). Resultados de temperatura à superfície no canal teste mostram que ambas as metodologias (Figura 213, Figura 214) conseguem reproduzir de uma forma bastante razoável a situação de referência (Figura 215). Em ambos os resultados no canal teste ao fim de 6 dias (Figura 213b, Figura 214b) é possível descortinar ondas internas de pequena amplitude que por sua vez não se observam na situação de referência (Figura 215b).



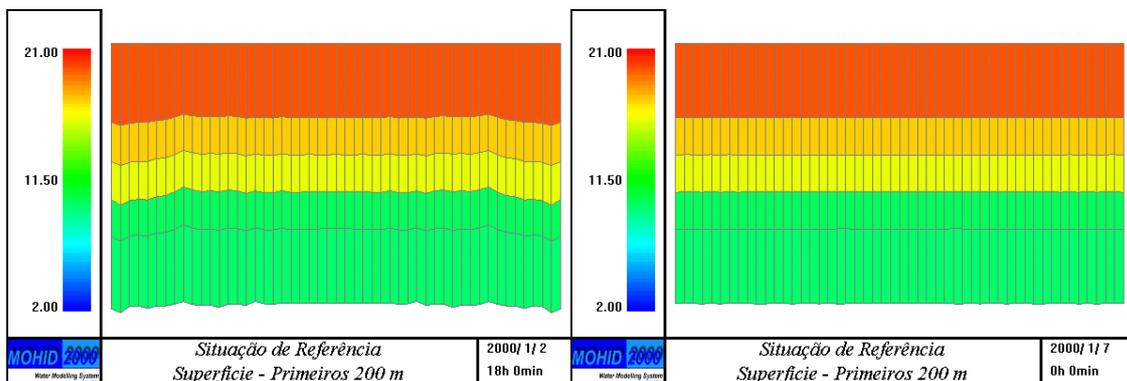
a) b)

Figura 213 – Campos de temperatura no canal teste nos primeiros 200 metros de profundidade a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias. Neste caso foi considerada uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996).



a) b)

Figura 214 – Campos de temperatura no canal teste nos primeiros 200 metros de profundidade a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias. Neste caso a celeridade foi calculada com base na variabilidade interior da velocidade baroclínica (metodologia tipo Orlanski) e um tempo de decaimento de 1 dia (Marchesiello et al., 2001).



a) b)

Figura 215 – Campos de temperatura no canal de referência nos primeiros 200 m a) ao fim de 1 dia; b) ao fim de 6 dias.

5.1.2.5 Evolução da energia cinética do sistema

A partir da análise da evolução da energia cinética (Figura 216) é possível confirmar que também neste teste a metodologia proposta por Kourafalou et al. (1996) apresenta melhores resultados que a de Marchesiello et al. (2001). Tal como no teste anterior foi feita uma análise de sensibilidade ao tempo de decaimento desta metodologia. Foi possível confirmar mais uma vez a aparente insensibilidade do método à distinção entre tempo de decaimento de entrada e saída (Figura 216). Foi também feita uma pequena análise de sensibilidade ao tempo de decaimento ao método que admite a celeridade constante (1.5 m/s) ao longo de toda a coluna de água (Kourafalou et al., 1996). Desta análise foi possível concluir que aplicando este método com tempos de decaimento de 1 e 10 dias a solução é semelhante durante o período onde é radiada mais energia (entre o primeiro e segundo dia). Todavia, a partir do segundo dia os resultados obtidos com um tempo de decaimento de 1 dia aproximam-se mais da situação de referência (Figura 216).

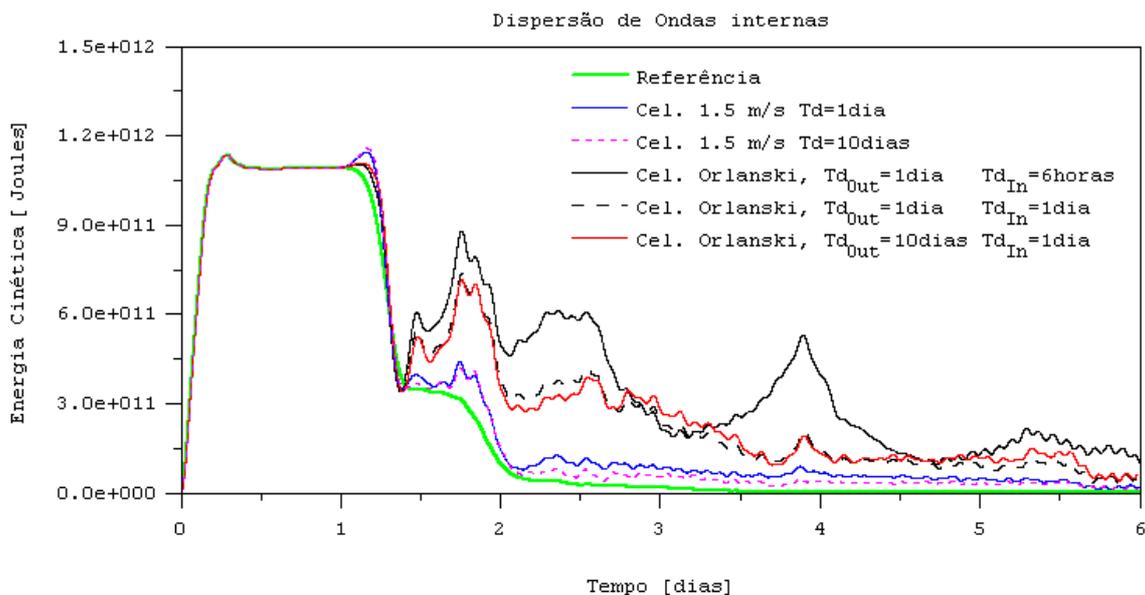


Figura 216 – Comparação da energia cinética entre canal de referência (apenas os 300 km centrais) e o canal teste. No canal teste foram testadas as metodologias propostas por Kourafalou et al. (1996) e Marchesiello et al. (2001) e foi feita em ambas uma análise de sensibilidades aos tempos de decaimento.

5.1.2.6 Dissipação das reflexões induzidas pela fronteira aberta

Verificou-se em todas as metodologias testadas para resolver a radiação baroclínica, sem exceção, após um acréscimo brusco da energia cinética no primeiro dia existe um quebra acentuada no segundo dia (nalguns casos superior a 95%) e de seguida uma descida gradual no tempo (Figura 216). Todavia, a partir do décimo dia verifica-se um acréscimo exponencial

na forma de ruído (com um período de 2 horas) que termina só quando o modelo rebenta. Este ruído está associado a ondas internas com comprimentos de onda curtos (entre $2\Delta x$ e $6\Delta x$) como se pode ver na Figura 213b e na Figura 214b. Este comportamento é certamente devido à energia reflectida pelas fronteiras, que nas metodologias mais eficientes tem valores residuais. Esta energia “aprisionada” após os primeiros dias de simulação tem valores residuais, mas tem tendência a ser de novo reflectida pela fronteira oposta e assim sucessivamente, entrando no processo de auto alimentação, que só termina quando o modelo rebenta devido a um *overflow*. Foram ensaiadas duas formas de controlar este ruído: através de um termo de decaimento no balanço de forças que faz tender a velocidade baroclínica para um valor de referência que neste caso é zero e com um filtro que tende dissipar ondas de pequeno comprimento de onda. Para o primeiro caso o tempo de decaimento utilizado tem que ser tal que o peso termo só seja significativo quando a resultante das forças não tenha um sinal médio forte. Esta metodologia só pode ser implementada caso seja possível obter o campo de velocidades baroclínicas para qual se quer fazer tender a solução, o que nem sempre é possível. A segunda metodologia tende a dissipar as ondas com pequenos comprimentos sendo mais eficaz para comprimentos da ordem de $2\Delta x$ e $6\Delta x$ (Kantha e Clayson, 2000), sendo Δx o passo espacial. Este método tem subentendido que o modelo não simula processos com escalas tão pequenas e caso eles sejam reproduzidos pelo modelo resultam de erros e devem ser eliminados. O filtro biarmónico revelou-se mais eficaz que a técnica de relaxação. Esta constatação é retirada facilmente da análise da Figura 217 e da Figura 218. A técnica de relaxação para um tempo de decaimento de 10 dias durante o primeiro dia da corrida apresenta diferenças significativas com a referência, mostrando que este tempo de decaimento talvez seja elevado demais (Figura 217). Todavia, seria de esperar que para um tempo de decaimento aparentemente elevado seria de esperar que o ruído fosse controlado, tal não acontece (Figura 218), mostrando o filtro biarmónico uma melhor performance tanto no período durante o qual grande parte da energia é radiada (Figura 217), como no período posterior (Figura 218). Resultados que aqui não são apresentados mostram que caso na relaxação se tivesse utilizado um tempo de decaimento de 1 dia o ruído seria controlado de uma forma mais eficaz que o filtro biarmónico.

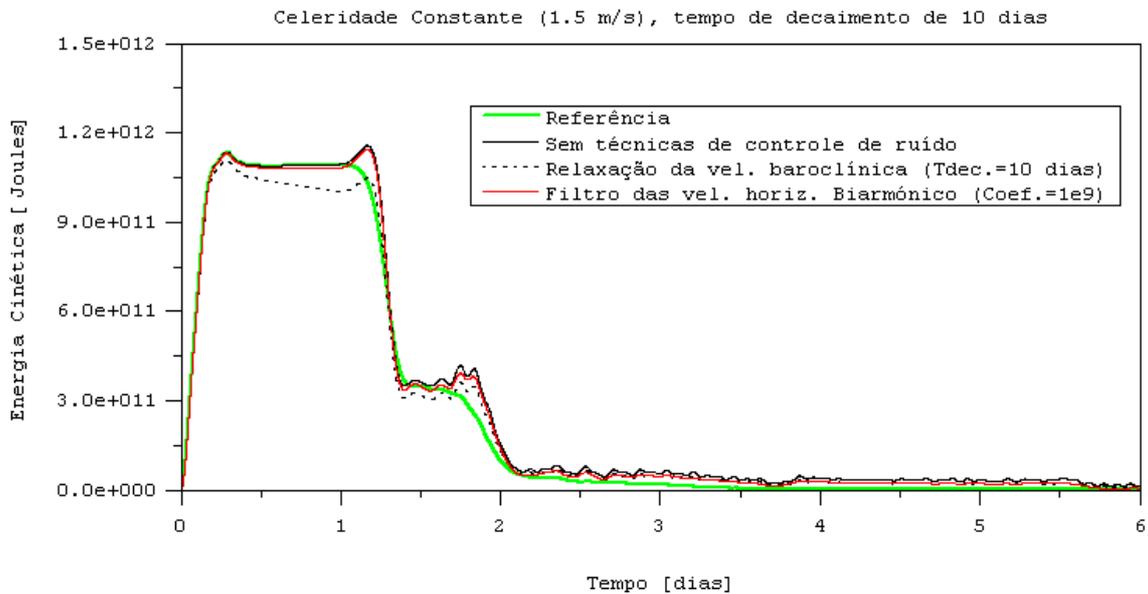


Figura 217 – Comparação da energia cinética entre canal de referência (apenas os 300 km centrais) e o canal teste ao longo de 6 dias. No canal teste todos resultados foram obtidos admitindo uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996). Foram testadas duas técnicas de controle de ruído gerado pela energia não radiada: relaxação das velocidades baroclínicas em todo o domínio com um tempo de decaimento de 10 dias e um filtro biarmónico com um coeficiente de $1e9$.

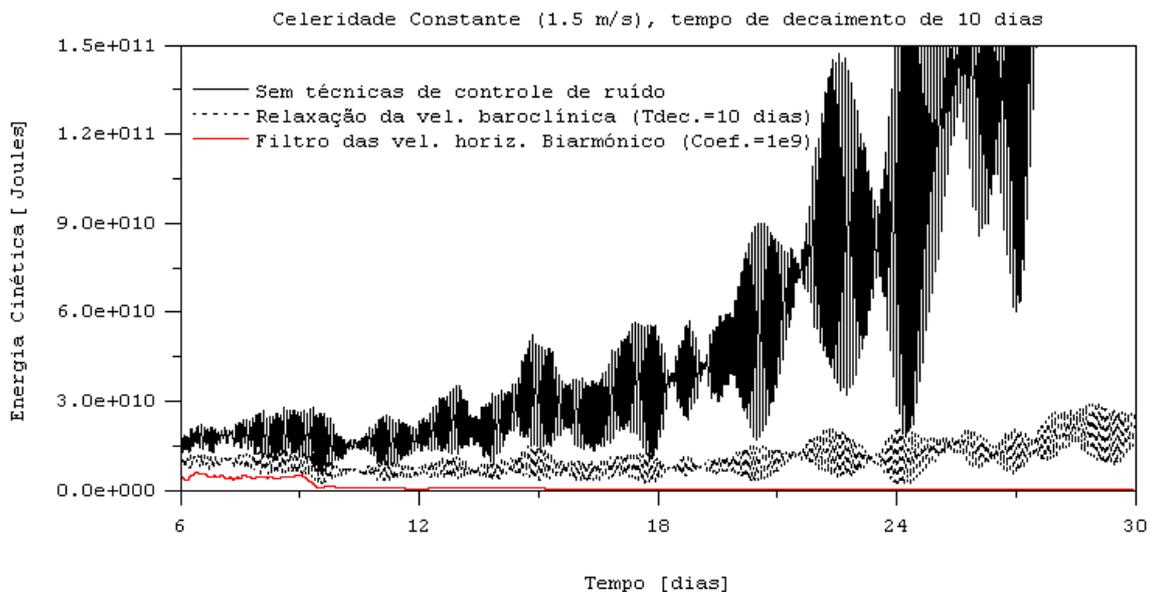


Figura 218 – Evolução entre o dia 6 e o dia 30 da energia cinética utilizando duas técnicas de controle de ruído gerado pela energia não radiada: relaxação das velocidades baroclínicas em todo o domínio com um tempo de decaimento de 10 dias e um filtro biarmónico com um coeficiente de $1e9$. Todos resultados foram obtidos admitindo uma celeridade constante de 1.5 m/s e um tempo de decaimento de 10 dias (Kourafalou et al., 1996). Esta figura é a continuação no tempo da Figura 217.

5.1.2.7 Diminuição do erro de truncatura

Mais uma vez foi testado o efeito que a diminuição do erro de truncatura da derivada espacial da equação de radiação tem sobre a solução geral. Comparando a energia cinética total do sistema ao longo dos seis primeiros dias da corrida podemos observar que o método que recorre a uma interpolação cúbica, para resolver a derivada espacial anteriormente referida, aproxima-se mais da solução de referência do que o método que não recorre a nenhum tipo de interpolação (Figura 219). Esta diminuição do erro de truncatura diminui as reflexões por parte da fronteira, logo a sistema tende mais depressa para o repouso (Figura 220).

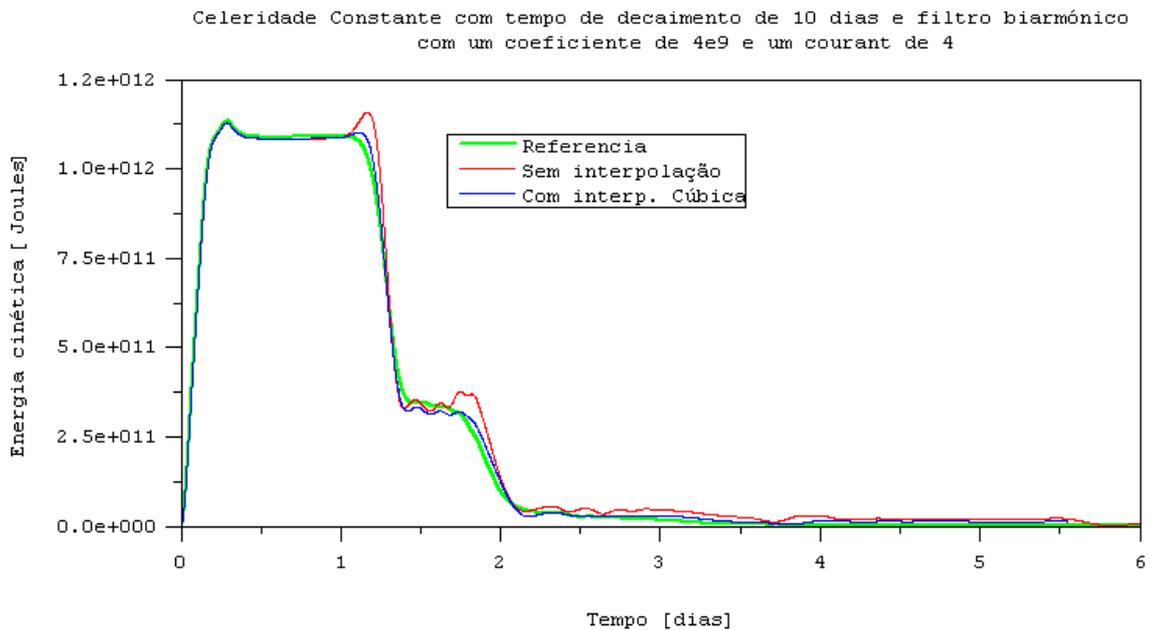


Figura 219 – Comparação da energia cinética total do sistema ao longo dos primeiros seis dias da corrida entre métodos com diferentes erros de truncatura e a solução de referência.

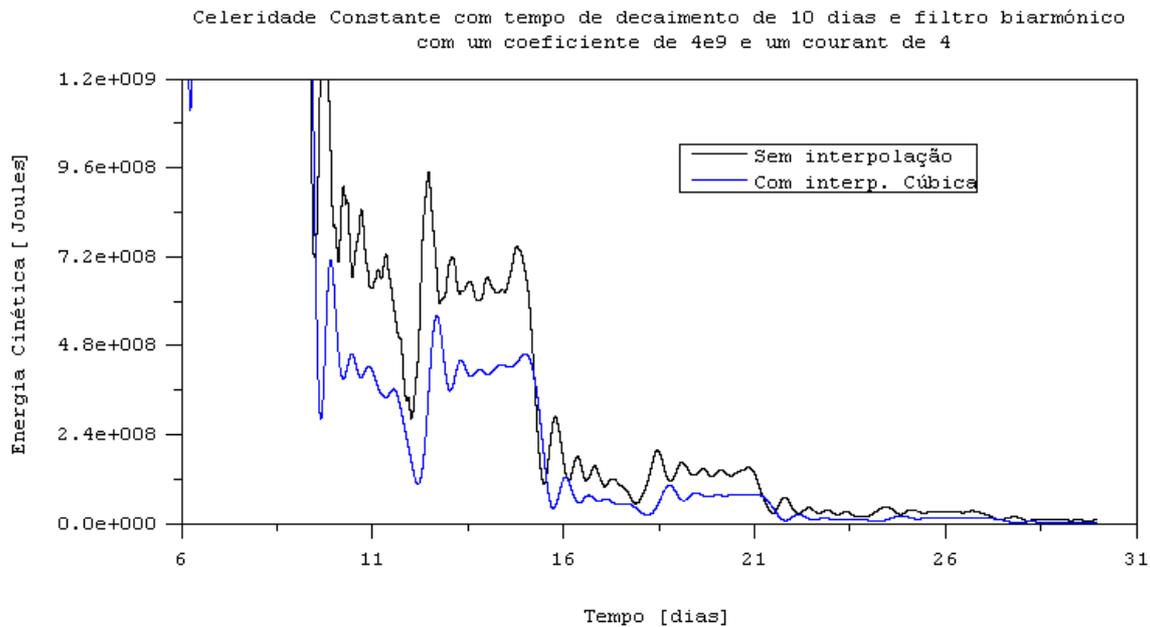


Figura 220 – Comparação da energia cinética total do sistema a longo prazo (dias: 6 – 30) entre dois métodos com diferentes erros de truncatura.

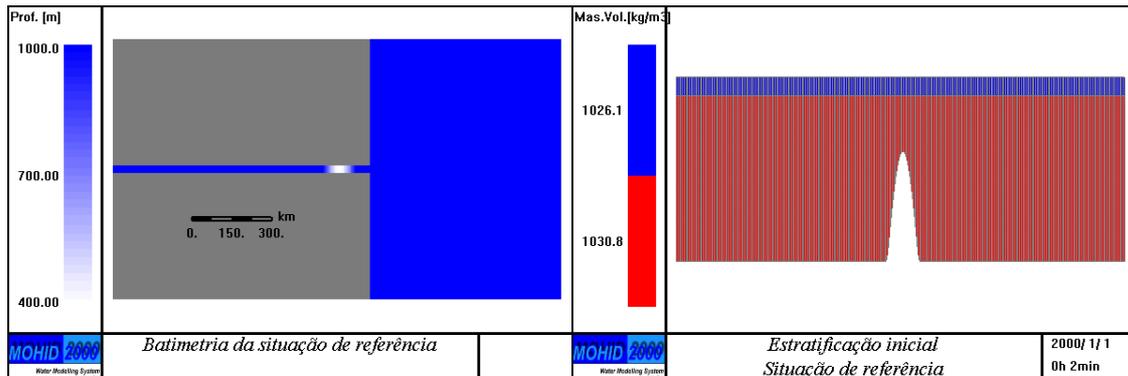
5.1.3 Maré Interna 3D

Neste próximo teste pretende-se simular a radiação de ondas internas numa zona não confinada ou seja num domínio 3D (Figura 221a), geradas pela interação de uma onda barotrópica de grande comprimento de onda com uma montanha submarina. Este teste é semelhante ao teste feito para validar a condição de radiação baroclínica em domínios 2D. Ambos os testes foram inspirados no estreito de Gibraltar onde a geração de marés internas devido à interação da maré com o estreito dá-se de uma forma bastante intensa.

5.1.3.1 Geometria e condição inicial

Em termos de estratificação optou-se por uma massa volúmica da água de 1026.1 kg/m^3 que corresponde a uma temperatura de 5°C e uma salinidade de 39 psu na camada do fundo, enquanto na camada de superfície optou-se por uma massa volúmica da água de 1030.8 kg/m^3 que corresponde a uma temperatura de 18°C e uma salinidade de 36 psu (Figura 221b). Tendo em conta que a camada da superfície é 100 m a celeridade de propagação do 1º modo baroclínico é aproximadamente 2 m/s, este é o único modo baroclínico simulado por um modelo de duas camadas. A validação da condição de fronteira aberta será mais uma vez feita por comparação com uma solução de referência obtida num domínio que inclui o domínio do caso teste. O passo da malha na horizontal é igual a 6 km. A batimetria da solução de referência é constituída por um canal com 163 pontos de cálculo de comprimento (978 km) e 5 de largura (30 km), este canal liga a uma zona não confinada com 165 pontos de cálculo de

largura (990 km) e 119 de comprimento (714 km). A profundidade é de 1000 m em todo o domínio excepto numa zona situada no canal pouco antes deste desaguar na zona não confinada. Nesta zona existe uma montanha submarina cuja base ocupa 20 células e topo desta está localizado a 400 m de profundidade (Figura 221b).



a) b)
 Figura 221 – Domínio de referência a) batimetria b) perfil do relevo do fundo, estratificação e discretização vertical.

No extremo direito do canal é imposta uma onda de superfície com uma forma sinusoidal com um período 40.000 s (aproximadamente 12 horas) e 1 metro de amplitude. A batimetria do caso teste é um sub-domínio do caso de referência (Figura 222). O canal no caso teste tem apenas 68 pontos de cálculo de comprimento (408 km) e 5 de largura (30 km). A zona não confinada tem 25 pontos de cálculo de comprimento (150 km) e 55 de largura (330 km).

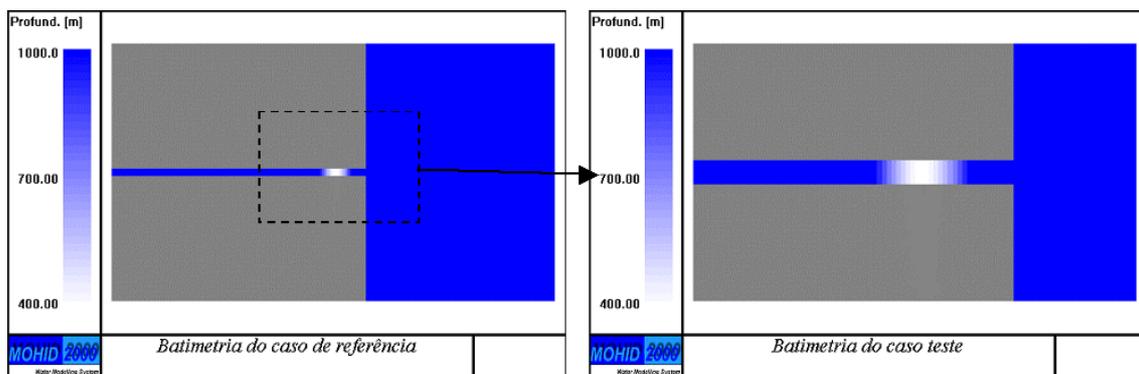
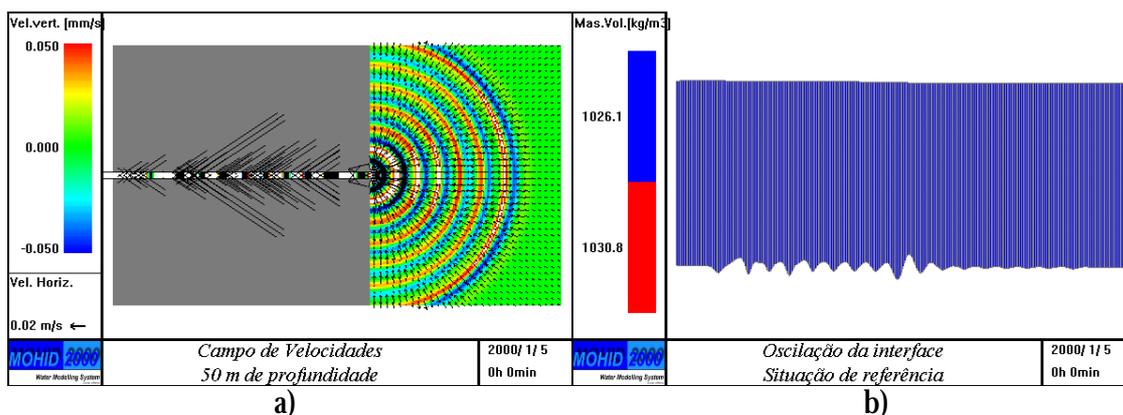


Figura 222 – Batimetria do caso teste. Esta é um sub-domínio do domínio de referência.

5.1.3.2 Algumas características do escoamento de referência

As ondas internas produzidas pela interacção da onda barotrópica imposta na fronteira com a montanha demoram 4 dias a chegar às fronteiras (Figura 223a), sendo este o período ao longo do qual são válidas comparações com a situação de referência, admitindo que a

condição de radiação barotrópica não tem reflexões significativas. Tanto as ondas barotrópicas como baroclínicas ao saírem do canal sofrem um processo de difracção. Este fenómeno pode ser observado facilmente olhando para as velocidades verticais no centro da camada da superfície (Figura 223a) onde se nota uma atenuação dos valores máximos conforme as ondas se afastam do ponto onde o canal desagua. Outros dos efeitos da difracção é atenuação da amplitude de oscilação da interface na zona não confinada. A Figura 223b mostra a oscilação 4 depois do início da corrida ao longo de uma linha paralela ao eixo do X que se desenvolve ao longo do canal desde da fronteira do lado direito (oeste) até à fronteira do lado esquerdo (este). Estes resultados não mostram nenhum tipo de atenuação na zona do canal mas ao se chegar à zona não confinada a amplitude de oscilação reduz-se bruscamente. Neste teste foram encontrados problemas semelhantes de estabilidade aos descritos no teste anterior, quando se corria o modelo sem qualquer tipo de dissipação. Tendo por base as conclusões do teste anterior foi utilizado um filtro biarmónico. Neste caso a solução mostrou-se estável ao longo de 4 dias de simulação com um coeficiente de 5×10^9 . possivelmente este valor teria que ser revisto caso se pretende-se simular períodos maiores que os 4 dias.

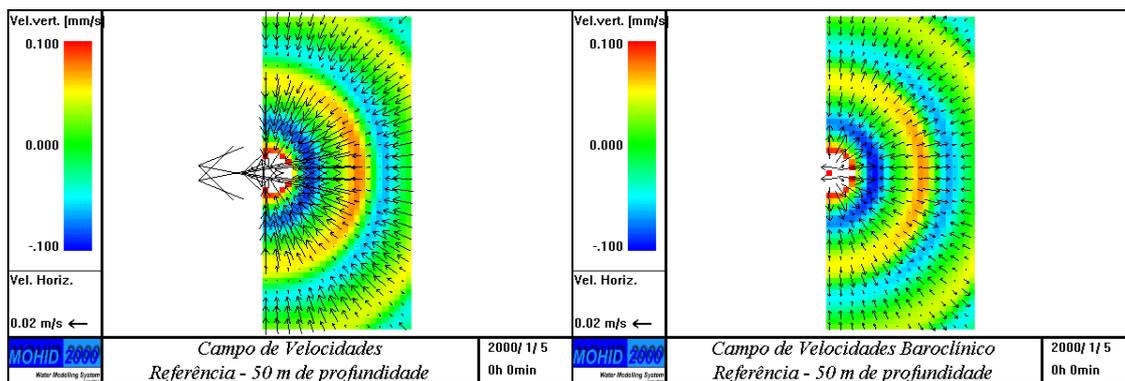


a) b)
 Figura 223 – Resultados da situação de referência ao fim de 4 dias
 a) campo de velocidades a 50 m de profundidade b) oscilação da interface entre as duas camadas, apenas a camada da superfície é visível.

5.1.3.3 Diferenças entre o campo de velocidades barotrópico e baroclínico

Analisando agora as velocidades na zona não confinada abrangida pela batimetria do caso teste podemos confirmar algumas características do campo de velocidades barotrópico e baroclínico. Como a celeridade da onda associada ao campo de velocidades barotrópico é 50 vezes superior à onda baroclínica, uma vez que o período de ambas as ondas é 40.000 s o comprimento de onda da primeira (4.000 km) será também 50 vezes superior da segunda (80 km). O domínio do caso teste tem dimensão para conter diversos comprimentos de onda de

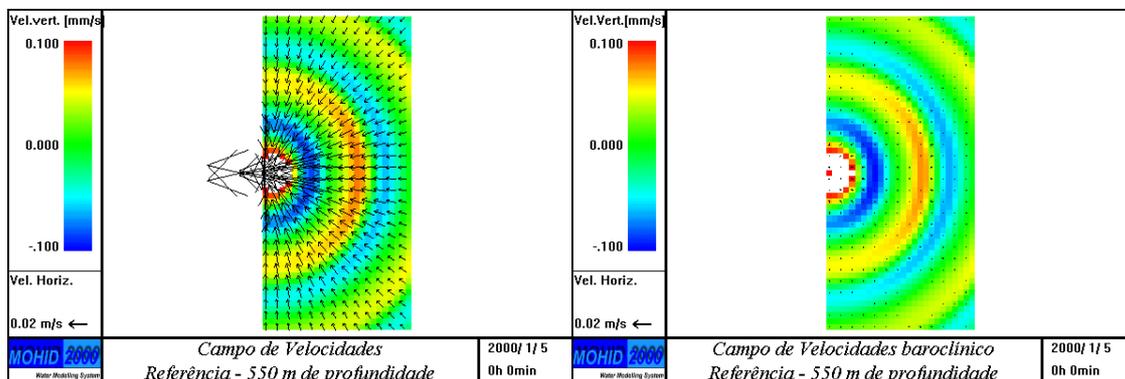
ondas internas, enquanto nem o domínio de referência tem dimensão para conter um único comprimento de uma onda externa. A principal consequência deste factor é que o campo de velocidades barotrópico será mais homogêneo que o baroclínico que terá de 7 em 7 células (≈ 40 km) uma inversão de direcção. O campo de velocidades total (barotrópico mais baroclínico) à superfície 4 dias depois do início da corrida mostra bem as consequências dos factos já descritos na zona de interesse não confinada (Figura 224a). Na vertical é bem visível o sinal das ondas internas indicando que os movimentos verticais são condicionados principalmente pelas ondas internas. As velocidades são de uma forma geral na direcção da embocadura do canal, tendo no entanto um padrão oscilatório em que módulo das velocidades aumenta onde as velocidades baroclínicas que têm a direcção da embocadura do canal têm o módulo máximo (Figura 224b). Por seu lado o módulo das velocidades tende para zero onde as velocidades baroclínicas têm a direcção oposta à embocadura. Estes resultados indicam que as velocidades calculadas pelo modelo podem ser vistas como a soma de uma campo de velocidades barotrópico cujas velocidades têm a direcção da embocadura do canal e o campo de velocidades baroclínico que tem um padrão oscilatório.



a) b)
 Figura 224 – Campo de velocidades a 50 m de profundidade (centro da camada de superfície) para a zona não confinada do caso teste a) velocidade total (barotrópica + baroclínia) b) velocidade baroclínica.

Por definição a velocidade barotrópica é constante em toda a coluna de água. Por outro lado o integral da velocidade baroclínica na coluna de água é igual a zero indicando que num modelo de duas camadas a velocidade na camada de fundo terá a direcção oposta e o integral

dessa velocidade calculado para camada será simétrico. Como neste caso a camada de fundo tem uma espessura aproximadamente uma ordem de grandeza superior à da superfície logo a sua velocidade será uma ordem de grandeza inferior à da superfície e de direcção oposta. Estas características são mais uma vez confirmadas pelos resultados do modelo. O módulo das velocidades baroclínicas na camada de fundo é muito baixo (Figura 225b), o que leva a que a velocidade barotrópica constante em toda a coluna de água domine (Figura 225a). Desta forma o campo de velocidades calculado pelo modelo para camada de fundo corresponde aproximadamente ao campo de velocidades barotrópico que somado ao campo de velocidades baroclínico à superfície dá origem ao resultado mostrado na Figura 224a.



a) b)
 Figura 225 – Campo de velocidades a 550 m de profundidade (centro da camada de fundo) para a zona não confinada do caso teste a) velocidade total (barotrópica + baroclínica) b) velocidade baroclínica.

5.1.3.4 Validação da condição de radiação baroclínica

Os primeiros resultados do caso teste mostravam uma diferença sistemática de energia cinética entre este e o caso de referência. Com o objectivo de perceber se o problema estava ligado à pequena dimensão do domínio do caso teste foi feita uma análise de sensibilidade à dimensão deste. Foram testados diversos subdomínios do domínio de referência (Figura 226). Os dois primeiros testes admitiram um canal de dimensão igual ao domínio de referência de modo a localizar o estudo de possíveis reflexões à zona não confinada. As condições de fronteira utilizadas em ambos os testes consideraram-se semelhantes às do caso de referência. Ao fim de 4 dias de corrida o teste 1 apresentou resultados de superfície livre ao longo do eixo central do domínio mais próximos do caso de referência que o teste 2

(Figura 226). A diferença entre os dois testes é que o primeiro abrange uma área maior na zona não confinada. Numa primeira análise foi concluído que as diferenças no teste 1 eram mitigadas por a área ser maior logo a amplitude com que as ondas barotrópicas chegavam à fronteira era menor e conseqüentemente as suas reflexões seriam menores e também porque o percurso de volta das ondas reflectidas seria maior permitindo ao modelo uma maior dissipação. Partindo do princípio que estas diferenças se deviam a reflexões por parte da condição de fronteira barotrópica foi feito mais um teste (teste 3) que impunha uma solução local barotrópica recorrendo a modelos encaixados. Um modelo 2D é corrido para todo o domínio de referência e ao mesmo tempo é corrido um sub-modelo de 2 camadas para o sub-domínio definido na Figura 222. Como condição de fronteira barotrópica o sub-modelo em vez de utilizar uma solução local nula (132) como foi feito em todos os testes anteriores, impõe a solução local calculada pelo modelo 2D (133). Desta forma apenas perturbações geradas dentro do domínio é que são radiadas. Os resultados do teste 3 são sem dúvida os que se aproximam mais da situação de referência confirmando a hipótese avançada anteriormente para explicar as diferenças dos outros testes com a situação de referência.

$$q = ch \tag{132}$$

$$q - q_{local} = c(h - h_{local}) \tag{133}$$

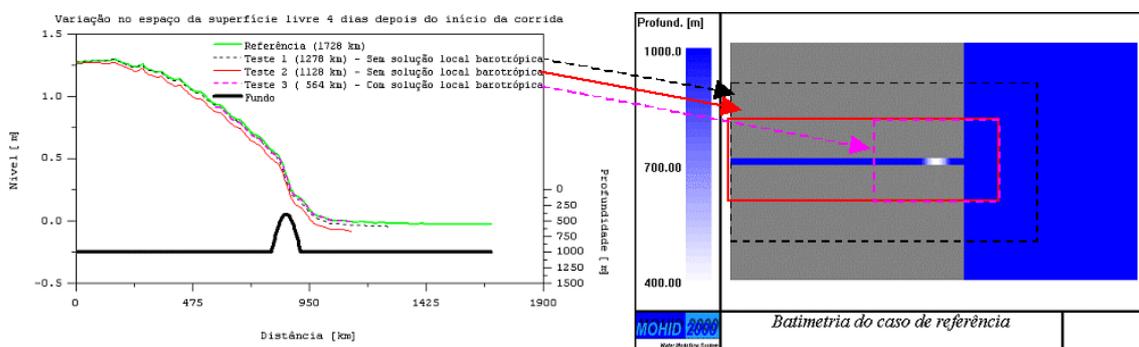
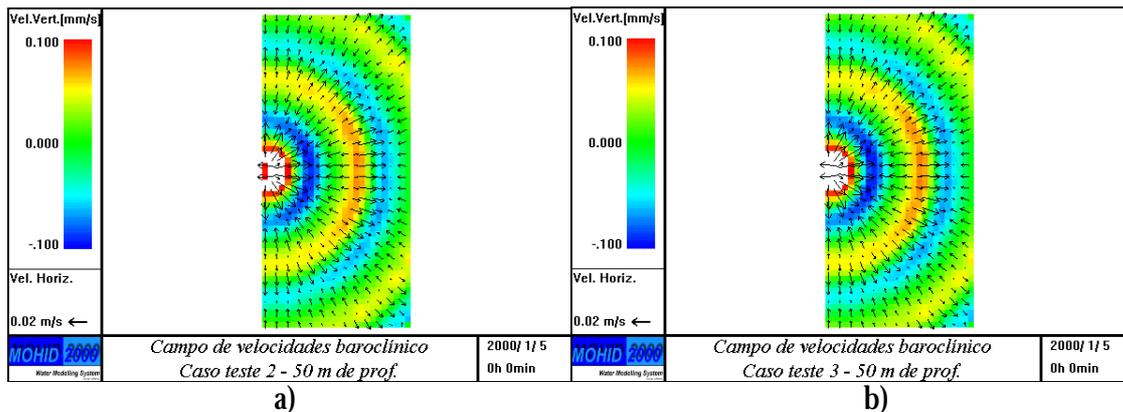


Figura 226 – Variação da superfície livre ao longo de uma linha que percorre todo o domínio alinhada com o eixo do canal. Três casos teste são comparados com a situação de referência. As batimetrias destes casos teste são sub-domínios da batimetria da situação de referência.

Todavia, essas diferenças não afectam significativamente o escoamento como se pode verificar da comparação do campo de velocidades baroclínico à superfície 4 dias depois do início da corrida obtido a partir do teste 2 com o mesmo resultado obtido com o teste 3 (Figura 227).



a) b)
Figura 227 – Campo de velocidades baroclínico a 50 m de profundidade (centro da camada de superfície) na zona não confinada dos testes a) 2 e b) 3.

As diferenças só são bem visíveis quando comparamos propriedades globais do sistema como a energia cinética total ou o nível médio. Da comparação da energia cinética total para a zona não confinada dos teste 2 e 3, podemos concluir que o teste 3 acompanha a situação de referência enquanto o teste 2 tem uma diferença sistemática de aproximadamente 10% (Figura 228a). O mesmo acontece quando comparamos a energia cinética baroclínica, que é a energia cinética associada ao campo de velocidades velocidade baroclínico, neste caso a diferença após 4 dias é da ordem dos 5% (Figura 228b). Dos resultados da energia cinética é possível constatar que a energia cinética baroclínica representa apenas 3% do máximo da energia cinética total na zona de interesse não confinada. Podemos dizer que neste caso e em média a energia cinética total é condicionada de uma forma dominante pelas velocidades barotrópicas. As principais diferenças entre o teste 2 e a situação de referência verificam-se no nível médio, em que este teste tem amplitude de oscilação do nível médio duas vezes superiores à situação de referência (Figura 228c). Por outro lado a evolução do nível médio do teste 3 não se distingue da situação de referência (Figura 228c). As reflexões provocadas pela condição de fronteira barotrópica não condicionam de uma forma significativa o escoamento ao nível da energia cinética, mas o mesmo não se pode dizer ao nível da energia potencial.

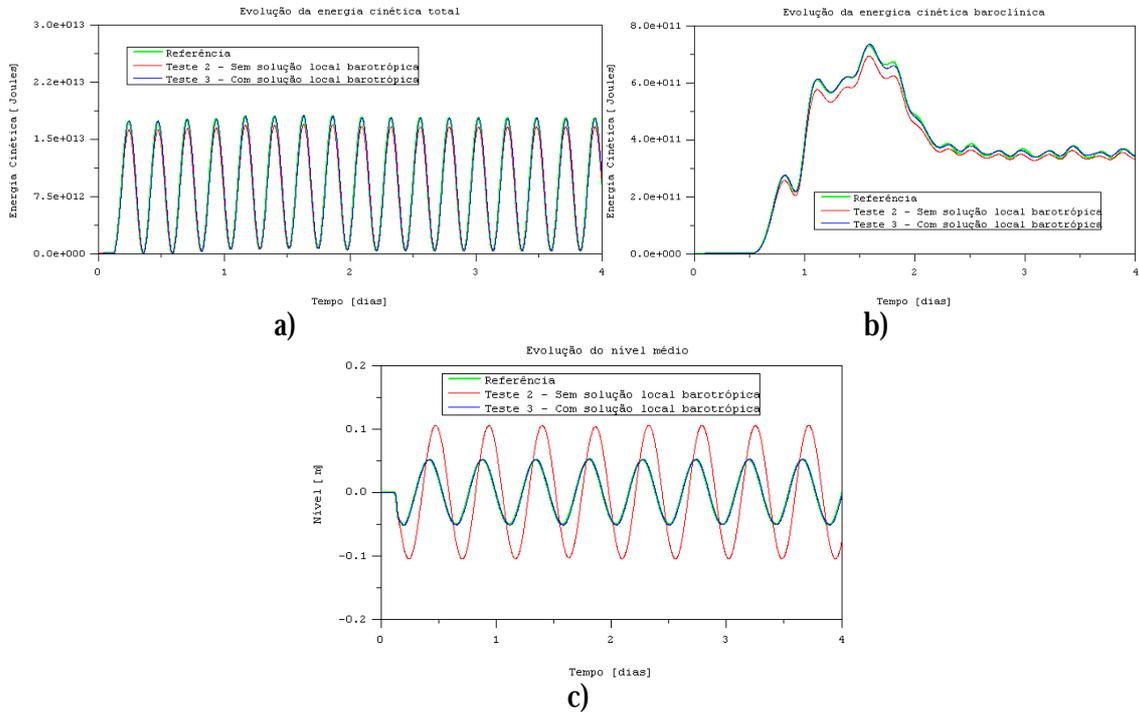


Figura 228 – Evolução de propriedades globais na zona não confinada dos testes 2 e 3 a) energia cinética b) energia cinética baroclínica c) nível médio.

5.1.4 Evolução de um campo instável de densidade 3D

Este teste tem por objectivo confirmar num domínio 3D as conclusões já obtidas num meio 2D.

5.1.4.1 Geometria, condição inicial e opções de cálculo

A batimetria é semelhante ao do caso 2D só que agora o degrau tem a largura igual ao comprimento ou seja 5x5 pontos de cálculo. Relativamente ao número de pontos de cálculo na horizontal o caso teste tem 50x50 pontos de cálculo, enquanto o caso de referência tem 200x200 pontos de cálculo. A estratificação e a discretização vertical iniciais são as mesmas do caso 2D. Os passos espacial e temporal admitidos foram de 6 km e 240 s respectivamente o que corresponde a um número de courant de 4, partindo do princípio que a celeridade das ondas barotrópicas (\sqrt{gh}) é que condiciona a estabilidade. O valor da celeridade na condição de fronteira de radiação das velocidades baroclínicas foi considerado constante e foi estimado da mesma forma que no caso 2D. Quanto à discretização espacial optou-se pela opções que melhores resultados apresentou anteriormente: esquema *upwind* de 1ª ordem com recurso a uma interpolação cúbica. As componentes normal e tangencial foram ambas consideradas na resolução da equação da radiação.

5.1.4.2 Estabilidade da solução a longo prazo

No curto prazo este caso 3D apresenta as mesmas características que o caso 2D. A grande diferença deste teste com o seu homólogo aplicado a um domínio 2D é a estabilidade da solução a longo prazo. No caso 2D foi possível recorrendo a um filtro biarmónico fazer tender a solução para o repouso no longo prazo sem fazer esta divergir significativamente da solução de referência no curto prazo. Uma análise de sensibilidade deste teste ao coeficiente do filtro biarmónico a longo prazo mostra que só para valores superiores a 10^{10} é que a solução tende para o repouso. Todavia, para estes valores a curto prazo a solução sofre alterações significativas, devido ao excesso de dissipação. Possivelmente esta maior instabilidade no longo prazo deve-se ao facto de as oscilações intrínsecas à discretização do termo de pressão por diferenças centradas afectarem mais o escoamento no caso 3D que no caso 2D.

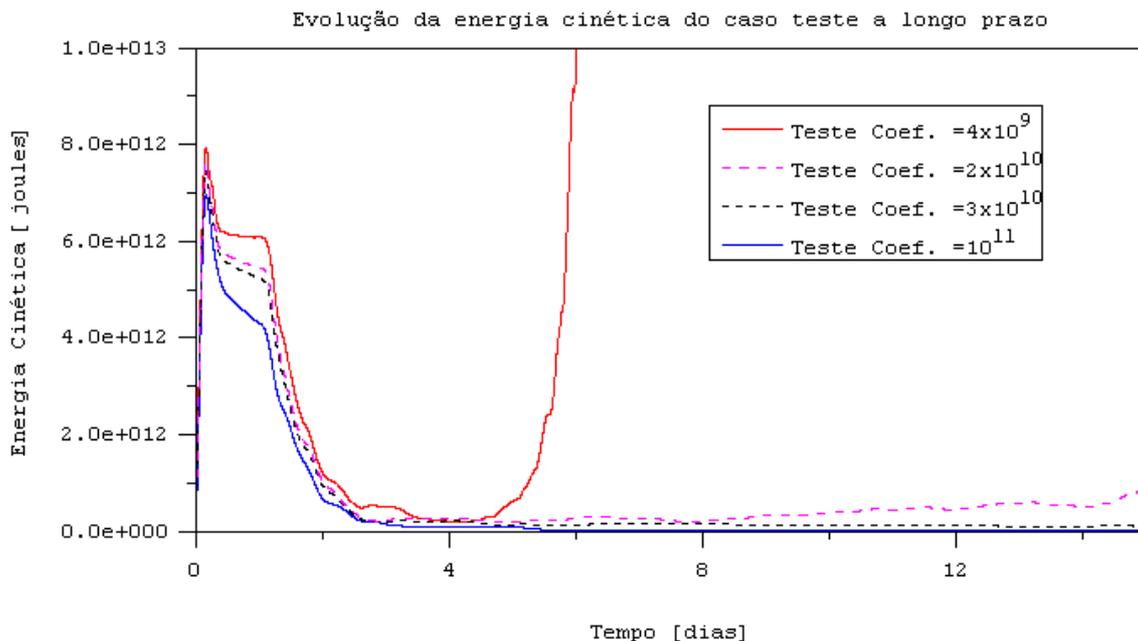


Figura 229 – Análise de sensibilidade da energia cinética ao coeficiente empírico do filtro biarmónico no longo prazo.

INFORMAÇÃO DE BASE DISPONÍVEL

Embocadura do Estuário do Tejo

6.1 Introdução

Grande parte da informação de base utilizada neste trabalho foi recolhida no âmbito do programa de monitorização do emissário da Guia financiado pela empresa SANEST. A primeira campanha feita após o sistema ter entrado em operação foi realizada em Outubro de 1996. A partir desta data, têm sido feitas campanhas regulares com o objectivo de monitorizar o impacte do emissário sobre os sistemas pelágico e bentónico. Os parâmetros recolhidos ao longo deste programa, com mais relevância para o trabalho aqui apresentado, são: correntes, temperatura, salinidade, turbidez, concentrações de amónia, nitrato, fosfato, fitoplâncton, concentração de coliformes fecais e totais. Actualmente as entidades responsáveis pelo projecto de monitorização são: o IST (coordenação e modelação), IH (logística, perfis de salinidade, de temperatura e de correntes), INETI (qualidade da coluna de água) e UA (toxicidade dos sedimentos).

Dado o carácter local da informação recolhida no âmbito das campanhas de monitorização foi necessário recorrer a outras fontes tais como os dados de CTD (*Conductivity Temperature Depth*) recolhidos pelo IPIMAR. Este instituto realizou duas extensas campanhas de 23 a 30 de Janeiro de 1997 e de 17 a 20 de Julho de 1998 onde foram medidos perfis de temperatura e salinidade em diversas estações localizadas nas embocaduras do estuário do Tejo e do Sado. Esta informação recolhida tem carácter central na validação do modelo hidrodinâmico visto permitir validar o transporte residual 3D. Os dados recolhidos pelo departamento de geofísica da Universidade de Aveiro e os boletins meteorológicos vendidos pelo Instituto de Meteorologia (IM) constituem outras fontes informação. A base de dados hidrológicos disponibilizada via internet (<http://snrh.inagp>) pelo Instituto Nacional da Água (INAG) foi outra das fontes consultadas. Neste caso, foi recolhida informação referente aos caudais e à qualidade da água do rio Tejo. A empresa Hidromod também disponibilizou informação fundamental para o trabalho de modelação hidrodinâmica da qual se destaca as sondagens de profundidades que permitem definir a geometria dos modelos, os níveis medidos em vários pontos do estuário do Tejo e valores de correntes.

Também disponibilizaram informação entidades estrangeiras como *Plymouth Marine Laboratory* (PML), que cederam algumas imagens de satélite da temperatura superficial do mar na costa Portuguesa. A base de dados COADS (Comprehensive Ocean-atmosphere Data Set) gerido pelo organismo Americano NOAA-CDC (National Oceanic and Atmospheric Administration - Climate Diagnostics Center) foi consultada (<http://www.cdc.noaa.gov/coads/products.html>). Esta base de dados disponibiliza dados históricos climatológicos para todo o mundo com uma precisão de 1°x1°. Um dos produtos a que é possível aceder são médias mensais compiladas a partir de 1991. A solução global de maré FES95.2 disponibilizada pelo Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales, Toulouse, França foi também consultada. Esta solução está disponível na internet (<ftp://spike.cst.cnes.fr/pub/techine/tide/fes95.2.1>) na forma de 26 componentes harmónicas de níveis de maré com uma precisão de 0.5x0.5° graus para todo o mundo.

A informação recolhida, tendo por base a sua utilização final, pode ser dividida em dois conjuntos. Um dos conjuntos foi utilizado para definir as condições de fronteira do modelo hidrodinâmico e outro para validar o mesmo modelo. No primeiro está incluído a solução global de maré - necessária para definir a condição de fronteira aberta - os dados meteorológicos para estimar os fluxos com a atmosfera, os dados que caracterizam a descarga do rio Tejo e os dados de sondagens que permitem definir a geometria do modelo. O segundo grupo consiste, basicamente, em perfis de temperatura e salinidade, em dados de níveis obtidos por marégrafos, instalados ao longo da costa Portuguesa e no interior do estuário do Tejo, e dados de correntes obtidos na Trafaria e perto do emissário da Guia. A validação da propagação da maré, tanto na costa Portuguesa (Sauvaget et al., 2000) como no interior do estuário do Tejo (Portela, 1996, Hidromod, 1997), já foi feita anteriormente estando os processos associados bem descritos. O mesmo não sucede com a circulação 3D na embocadura do estuário do Tejo. Tendo em conta esta limitação pretende-se, numa primeira, fase descrever os dados utilizados na validação 3D do modelo hidrodinâmico do sistema Mohid, aplicado à embocadura do estuário do Tejo, e tirar algumas conclusões do padrão de correntes e dos gradientes de densidade. A informação necessária para esta validação é dispersa no tempo e por esta razão, optou-se por concentrar o trabalho de caracterização do sistema em dois períodos: Janeiro de 1997 e Julho de 1998. O primeiro período é uma situação típica de Inverno em que se regista uma forte afluência de água doce com vento dominante de Sul fraco. O outro período corresponde a uma situação típica de Verão onde se regista uma afluência fraca de água doce e um vento forte do quadrante N/NW que é favorável ao afloramento costeiro.

6.2 Janeiro de 1997

O mês de Janeiro de 1997 foi caracterizado por uma forte afluência de água doce, sendo o caudal do rio Tejo sempre superior a 1000 m³/s ao longo de todo o mês (Figura 230).

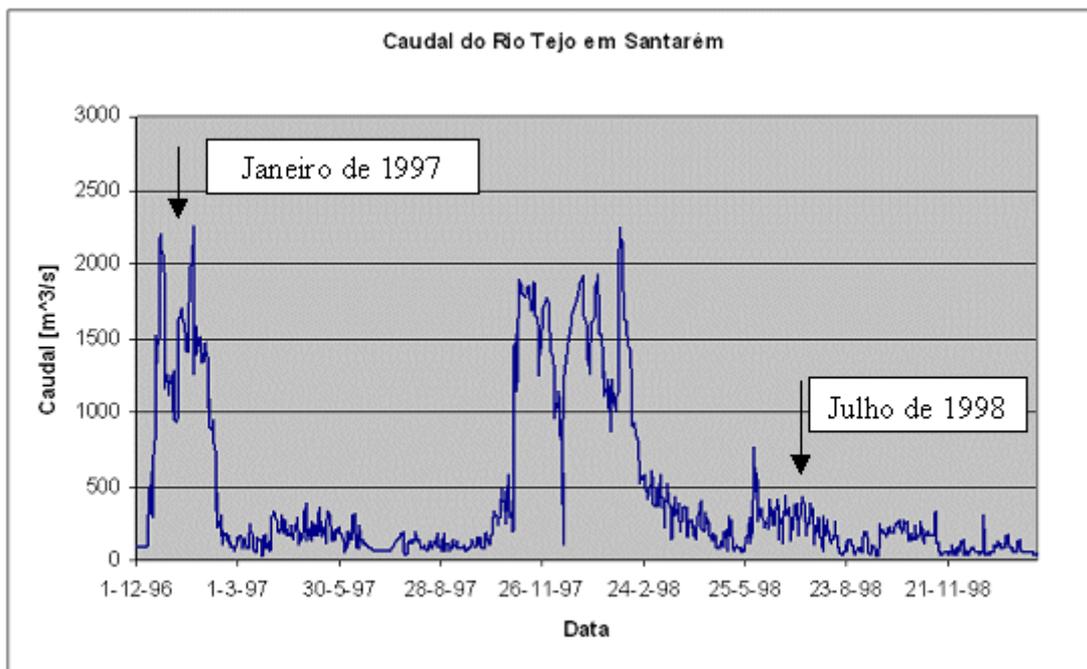


Figura 230 – Evolução do caudal do rio Tejo entre Janeiro de 1997 e Janeiro de 1999 (fonte : INAG).

Os valores de salinidade obtidos pelo IPIMAR para este período permitem identificar na embocadura uma pluma de água menos salina, que tende a ser transportada para Norte ao longo da costa. O número de estações amostradas foi de 32 que incluíram as embocaduras e o interior dos estuários do Sado e do Tejo (Figura 231a). Os resultados interpolados a 5 m de profundidade permitem identificar uma forte pluma de água doce cujo núcleo se desenvolve ao longo da costa do Estoril (Figura 231b). A pluma é transportada para Norte devido à força de coriolis. Este transporte é intensificado quando o vento sopra do quadrante Sul. Durante o mês de Janeiro de 1997 o vento médio foi de Sul com uma intensidade da ordem de 1 m/s (COADS). Os índices de afloramento calculados para Janeiro de 1997 a 42° N mostram que durante este período registrou-se uma situação de downwelling (Figura 232). Os resultados de temperatura indicam que a temperatura no interior do estuário é inferior à da embocadura. Este gradiente de temperatura é forçado principalmente pelo facto de a água descarregada pelo rio Tejo no interior do estuário em Janeiro de 1997 ter uma temperatura da ordem dos 10°C (Figura 233a) e a temperatura medida na embocadura ser da ordem dos 15°C (Figura 233b).

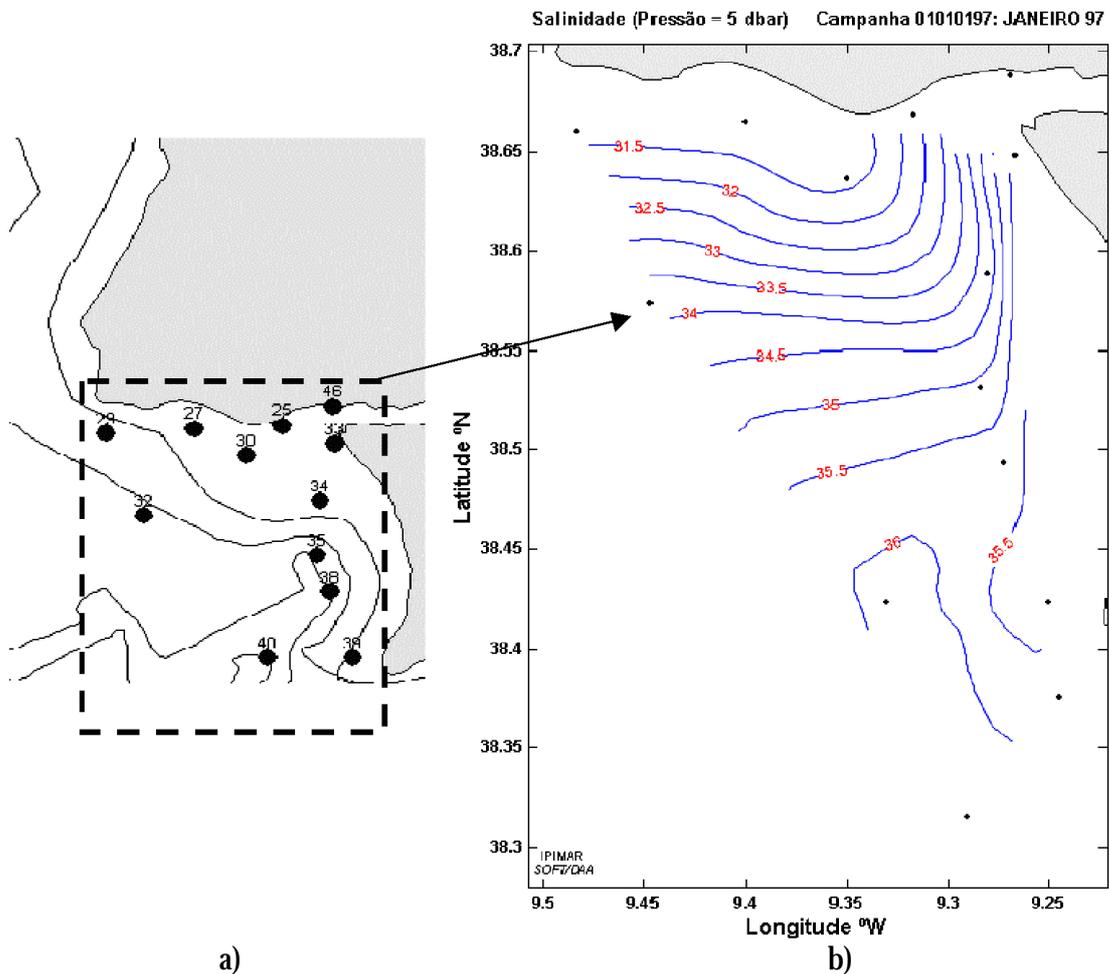


Figura 231 – a) Localização das estações de CTD feitas em Janeiro de 1997 pelo IPIMAR b) salinidade aproximadamente a 5 metros de profundidade.

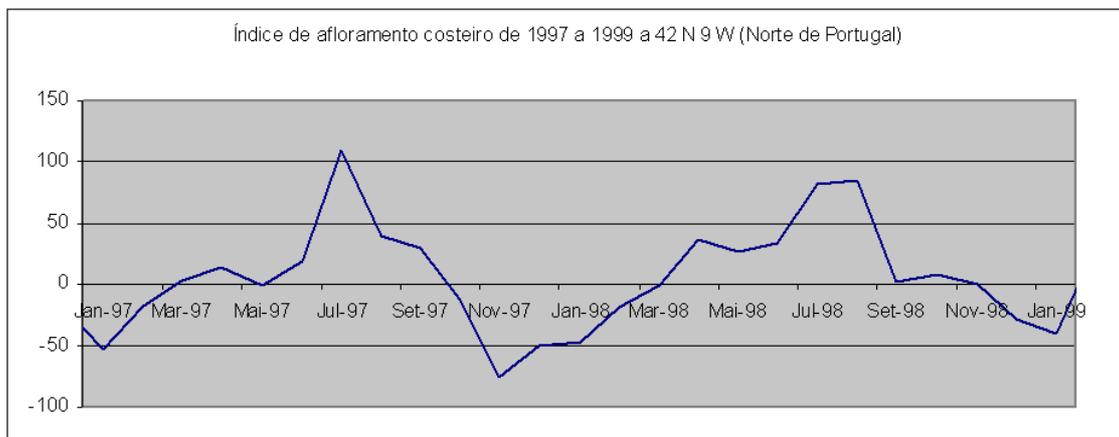


Figura 232 – Evolução dos índices de afloramento a 42°N entre Janeiro de 1997 e de 1999.

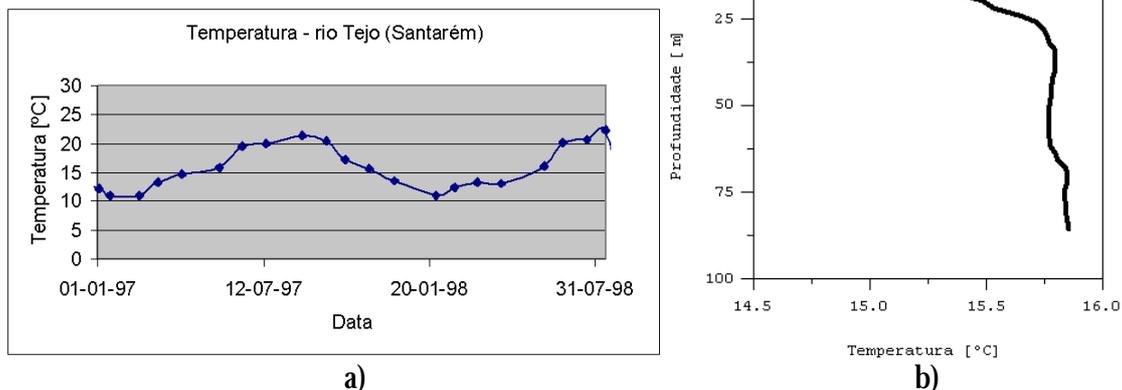


Figura 233 – a) Temperatura do rio Tejo em Santarém entre Janeiro de 1997 e Julho de 1998 b) Perfil de temperatura na estação 32 (Figura 231a) em Janeiro de 1997.

6.3 Julho de 1998

No Verão de 1998 o caudal do rio Tejo (Figura 230) foi da ordem do caudal médio ($\approx 350 \text{ m}^3/\text{s}$). Entre 17 e 20 Julho o IPIMAR mediu 30 perfis de salinidade e temperatura nas embocaduras dos estuários do Tejo e do Sado (Figura 234a). Estes dados mostram que, relativamente à situação de Inverno já analisada, a pluma de salinidade é menos intensa a 5 m de profundidade. Neste período de Verão é possível observar uma frente de salinidade entre S. Julião da Barra e o forte do Bugio, sugerindo que a partir desta secção o forte transporte horizontal que se verifica nesta zona tende a atenuar os gradientes (Figura 234b). Apesar do sinal da pluma na embocadura não ser muito forte a 5 m de profundidade, é perceptível um gradiente de salinidade positivo na direcção estuário – Oceano. Em Janeiro de 1997 foi possível concluir que o núcleo da pluma do estuário se situava ao longo da Costa do Estoril. A análise de perfis feitos ao longo desta costa em Julho de 1998 permite identificar de uma forma clara o sinal da pluma acima dos 5 m. Nestes perfis foram registados valores de 34 psu à superfície na zona da embocadura. A estação 25 está localizada antes do forte de São Julião da Barra e nesta foram medidos valores de salinidade de 32 à superfície e 34 a 20 m de profundidade. Depois do forte de S. Julião dá-se um processo intenso tanto de mistura horizontal como vertical. As estações 30 e 27 estão localizadas na zona de transição entre a zona onde a maré é o principal mecanismo forçador e uma zona onde o vento passa também a ter um papel importante. Nestas estações foram medidos valores de 34 à superfície, que são um sinal da presença da pluma apesar desta ter sofrido uma forte mistura, como se pode constatar comparando os perfis da estação 25 e os destas duas estações. A estação 29 já está numa zona de grandes profundidades (80 m) e o seu perfil quando comparado com os dois

perfis mais próximos (27 e 30) mostra que a mistura da pluma deixa de ser tão intensa como se verifica à saída do estuário. Associado a esta pluma menos salina estão temperaturas mais elevadas explicadas pelo efeito combinado de dois factores nomeadamente: a temperatura do rio Tejo nessa altura foi superior a 20 °C (Figura 233a) e as trocas de calor da atmosfera para a coluna de água foram intensas. Os perfis mostram duas características interessantes do escoamento quando se comparam os perfis das estações 27 e 30 com o perfil 29 constata-se que não houve grandes alterações a não ser o facto de a termoclina passou dos 5 m para os 10 m, devido à acção do vento moderadamente intenso de NW. As duas estações mais perto do estuário estão mais protegidas dum vento com esta direcção.

Outro aspecto interessante do perfil da estação 29 é ter temperaturas abaixo da termoclina inferiores às medidas no Inverno. Este facto está associado ao vento NW que tende a forçar o afloramento costeiro. Uma imagem de satélite da temperatura superficial da água obtida a 12 de Julho de 1998 (5 dias antes dos perfis serem medidos) confirma a presença do afloramento costeiro. Neste período os índices de afloramento a 42 °N apresentam valores elevados da ordem dos 50 m³/s/100m de costa. No entanto, como se pode verificar na imagem de satélite (Figura 236), a esta latitude o afloramento é mais intenso do que se verifica à latitude do estuário do Tejo (38°N).

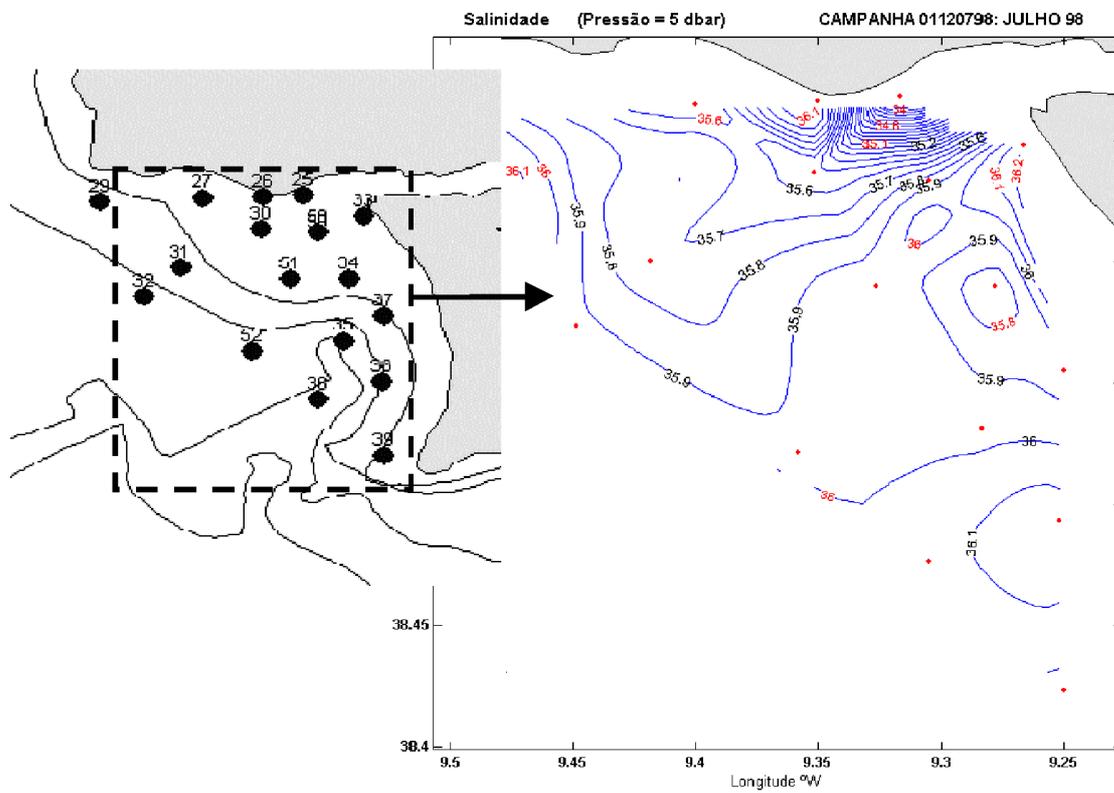
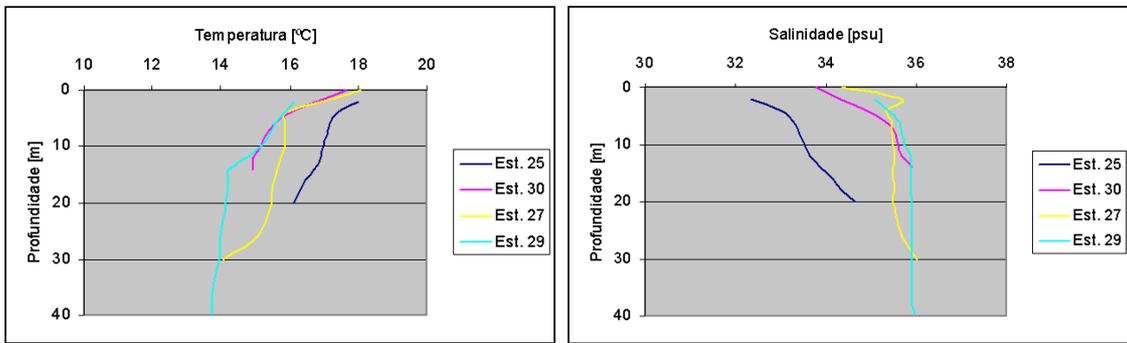
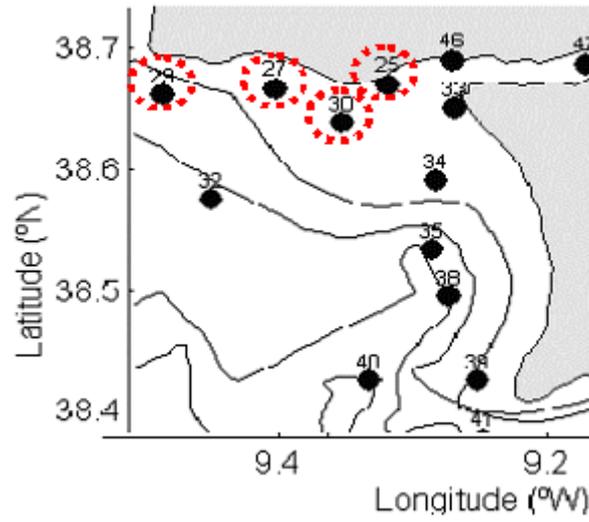


Figura 234 - a) Localização das estações de CTD feitas em Julho de 1998 pelo IPIMAR b) salinidade aproximadamente a 5 metros de profundidade.



a)

b)



c)

Figura 235 – Perfis de a) temperatura e b) salinidade e c) localização das estações 25, 27, 29 e 30.

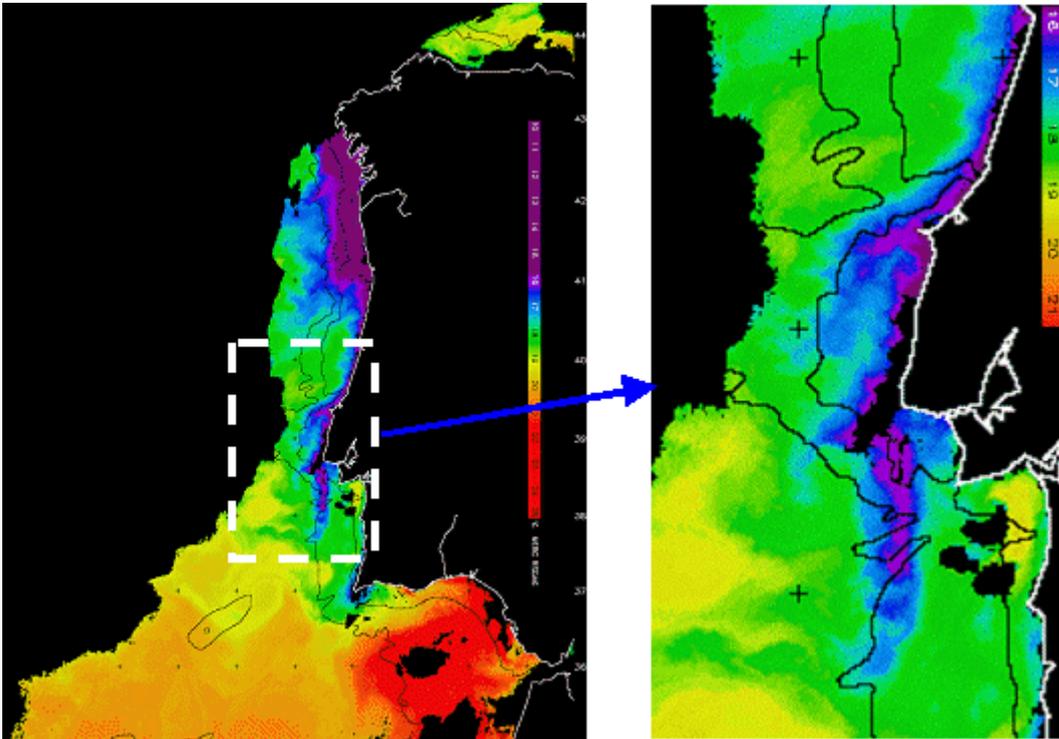


Figura 236 - Temperatura à superfície a 12 de Julho de 1998.

6.3.1 Dados de ADCP

Enquanto os dados de CTD permitem caracterizar horizontalmente a circulação na embocadura o ADCP fundeado perto do emissário da Guia permite fazer uma caracterização temporal detalhada. Ambas as metodologias caracterizam toda a coluna de água. O ADCP foi fundeado próximo do emissário da Guia (Figura 237) duas vezes: a primeira vez entre 16 de Junho e 16 de Julho de 1998 e, a segunda entre 10 de Outubro e 25 de Novembro de 1998. A informação recolhida no primeiro período pode ser utilizada na caracterização do mês de Julho de 1998.



Figura 237 – Localização dos pontos onde o ADCP foi fundeado em 1998 (pontos a vermelho).

O ADCP mede as três componentes das velocidades ao longo de toda a coluna de água situada sobre o ponto onde é fundeado. Neste ponto, o ADCP mede a pressão e a temperatura. As velocidades foram medidas com intervalos de 5 metros e todos os parâmetros foram medidos no tempo com um intervalo de 10 minutos. A partir da pressão é possível inferir o nível que, por sua vez, pode ser validado por comparação com dados do marégrafo de Cascais localizado, aproximadamente a 3-4 km do ponto onde o ADCP foi fundeado. Os períodos de medida correspondem a um período de Verão caracterizado normalmente por fraca agitação e a um período de Outono em que a agitação tende a ser mais intensa. Os valores de níveis inferidos a partir da pressão revelam uma evolução mais regular no período de Verão (Figura 238) que no período de Outono (Figura 239).

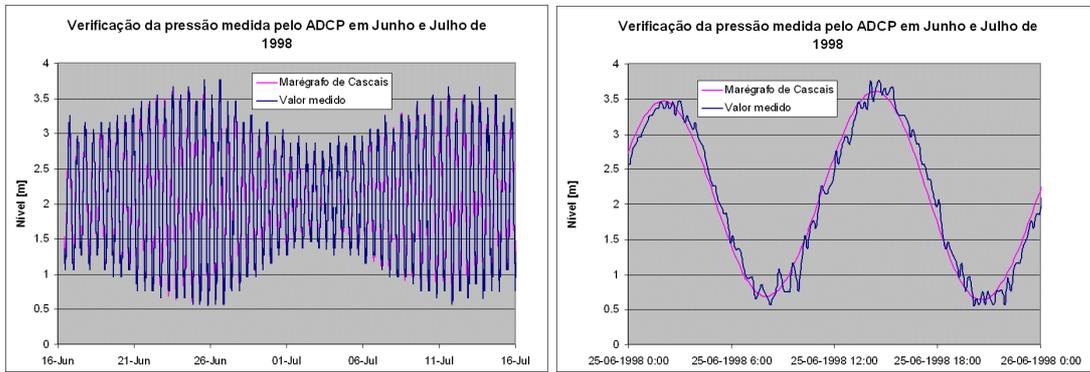


Figura 238 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP em Junho e Julho de 1998 com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 25 de Junho.

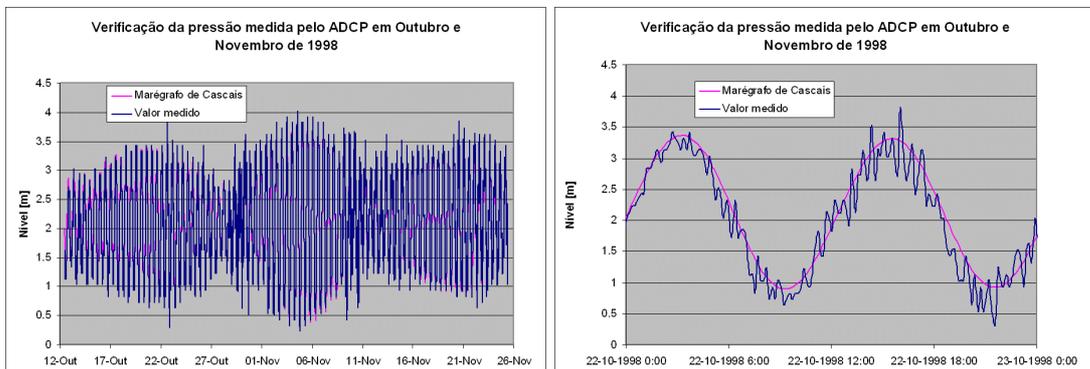


Figura 239 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP em Outubro e Novembro de 1998 com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 22 de Outubro.

Os resultados do marégrafo de Cascais apenas têm em conta o efeito da maré estando assim excluído o efeito irregular do vento local e das ondas de vento. Com o objectivo de permitir uma comparação mais directa foi aplicada uma média móvel de 1 hora aos resultados de Junho e Julho de 1998 com o objectivo de filtrar as oscilações de alta frequência. A Figura 240 mostra a comparação dos níveis filtrados com os níveis medidos em Cascais e pode-se concluir que a correspondência é quase perfeita. No entanto, existe uma diferença de fase sistemática da ordem dos 5 minutos. Este período corresponde ao tempo que a onda de maré, depois de passar o ponto onde o ADCP foi fundeado, demora a atingir o marégrafo ($-9^{\circ} 25' 0''$, $38^{\circ} 41' 30''$). A distância entre os dois pontos é aproximadamente 3 a 4 km e a profundidade média é 10 m, a celeridade média entre estes dois pontos é 10 m/s que corresponde uma desfasamento da onda de maré de 5 minutos.

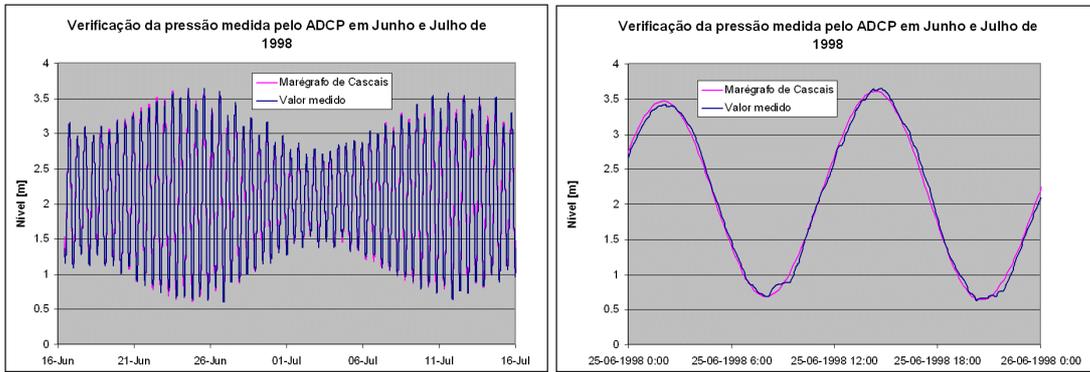


Figura 240 – Comparação dos níveis inferidos a partir dos valores de pressão medidos pelo ADCP com os níveis medidos em Cascais a) todo o período b) dia 25 Junho onde se pode observar com clareza uma diferença de fase da ordem dos poucos minutos.

Outro parâmetro cuja análise tem interesse é a temperatura medida pelo ADCP. A temperatura teve tendência a subir ao longo do período de Verão medido. O espectro de energia permite-nos identificar um pico semi-diurno bem definido que realça o papel do transporte horizontal de calor induzido pela maré entre o interior do estuário (mais quente) e o oceano (mais frio). A seguir a este pico sucedem-se uma série de picos menos definidos e menos intensos e finalmente surgem picos de energia bastante intensos que vão desde o período de 4 dias até 10 dias (Figura 241). Na costa Ibérica o afloramento costeiro apresenta um padrão de episódios de intensificação do vento de Norte com períodos que variam entre 4 e 10 dias (Coelho, 2002). Possivelmente os picos de energia obtidos para escalas de tempo da ordem de dias estão associados à variabilidade induzida pelo vento.

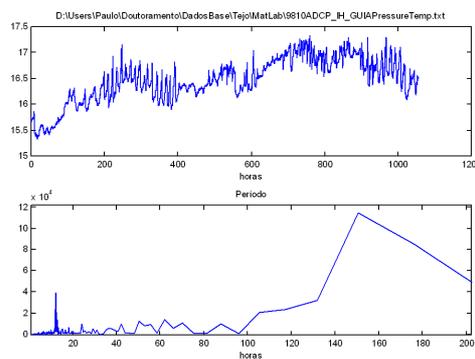


Figura 241 – Valores e espectro de energia da temperatura medida no Verão.

O vento foi dominante do quadrante NW (Figura 242a) com uma intensidade média da ordem dos 5 m/s (Figura 242b) durante o período de Verão que o ADCP mediu.

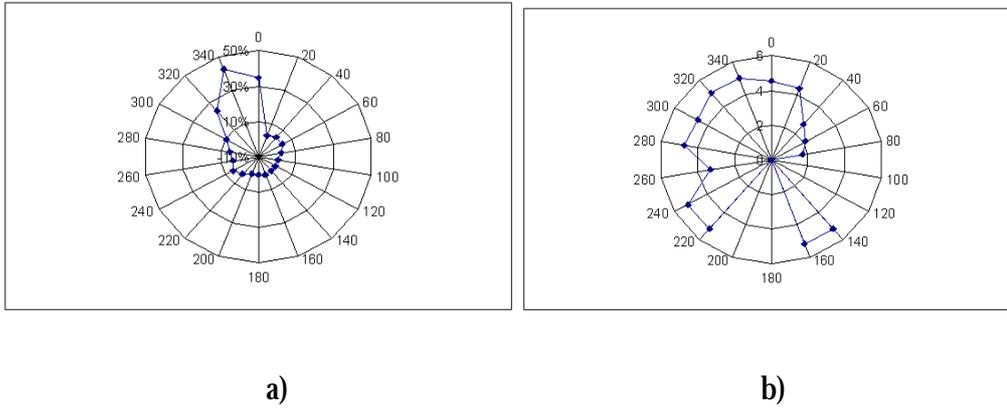


Figura 242 – Características do vento – aeroporto de Lisboa - entre 11/6/98 e 21/7/98. a) Frequência da direcção b) intensidade média por direcção;

O espectro de energia das duas componentes do vento mostra que os picos melhor definidos têm um período diurno (Figura 243). Esta variabilidade com um período de um dia está associada, possivelmente, à Nortada que resulta dos gradientes térmicos que se estabelecem entre o continente e o mar. Entre os períodos de 4 e 10 dias surge também uma série de picos intensos mas não tão nítidos como aquele que se regista com um período de 1 dia.

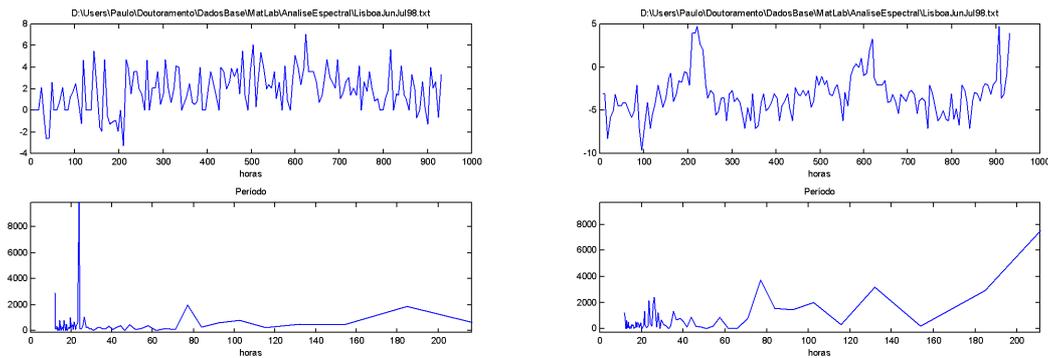


Figura 243 - Valores e espectro de energia das componentes a) X Verão e b) Y do vento.

Da análise das velocidades medidas na coluna de água é possível ter a noção do efeito do vento sobre a coluna de água. A evolução da intensidade das correntes e da velocidade vertical ao longo do período de Verão permite-nos identificar a camada limite da superfície e do fundo. A intensidade das correntes (Figura 244a) apresenta um máximo acima dos 5 metros. Ao longo desta profundidade é visível uma linha de separação entre duas camadas que apresentam um comportamento diferenciado. As velocidades verticais tendem a diminuir

em profundidade e junto ao fundo aumentam bruscamente, indicando a presença de um escoamento turbulento associado à camada limite do fundo (Figura 244b).

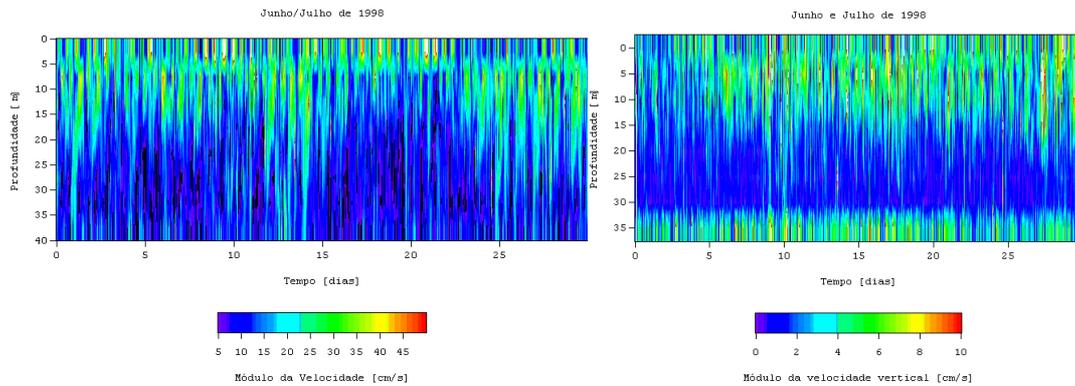


Figura 244 – Correntes medidas no período de Verão função da profundidade e do tempo. a) Intensidade b) Velocidade vertical.

As correntes no período de Outono apresentam as mesmas características (Figura 245). No entanto, a linha de separação localizada perto da superfície tende a descer para os 10 m.

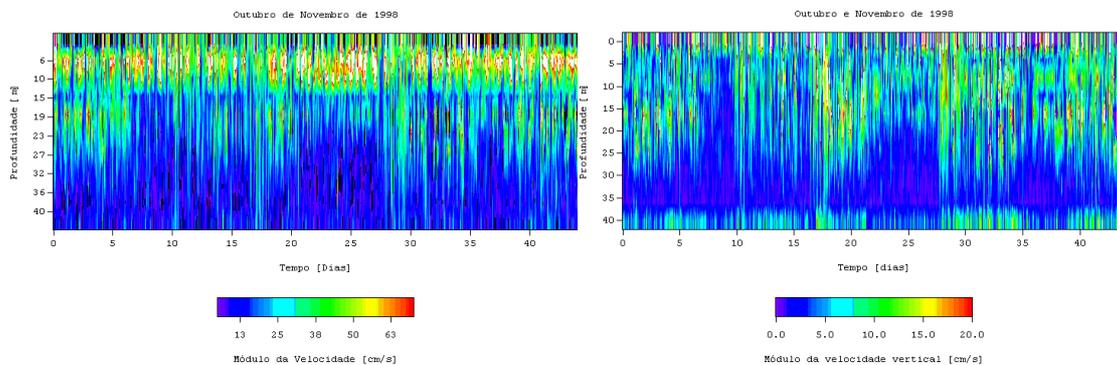


Figura 245 – Correntes medidas no período de Outono função da profundidade e do tempo. a) Intensidade b) Velocidade vertical.

Perfis de densidade obtidos a 17 de Julho e 12 de Outubro, perto da zona onde o ADCP foi fundeado, mostram que na situação de Verão os gradientes de densidade são ligeiramente maiores e que a pycnoclina no Outono tende a afundar relativamente à situação de Verão. Este resultado é coerente com a análise da intensidade das correntes feita anteriormente.

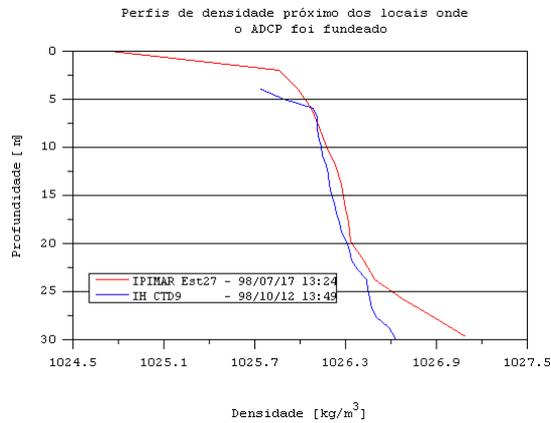


Figura 246 – Perfis de densidade obtidos a a) 17 de Julho (IPIMAR estação 27) e b) 12 de Outubro (IH) perto da zona onde o ADCP foi fundeado.

A variabilidade das componentes X e Y da velocidade permite, por um lado, identificar os mecanismos responsáveis pelo transporte e, por outro, a direcção preferencial segundo a qual se faz o transporte. A forma mais simples de identificar esta direcção é representar num gráfico as velocidades tendo como abcissas a componente X e como ordenadas a componente Y. Esta forma de apresentação das medidas designa-se de diagramas de dispersão. A Figura 247 apresenta estes gráficos para três níveis medidos no período de Verão. Estes resultados mostram que à superfície a corrente tende a ter predominantemente a direcção SE (Figura 247a) mas 5 metros logo abaixo a corrente tem a direcção NW (Figura 247b) mantendo esta direcção até à camada do fundo mas, não de uma forma tão pronunciada, com uma ligeira rotação anti-horária (Figura 247c). A esta transição brusca está associada a pycnoclina anteriormente descrita.

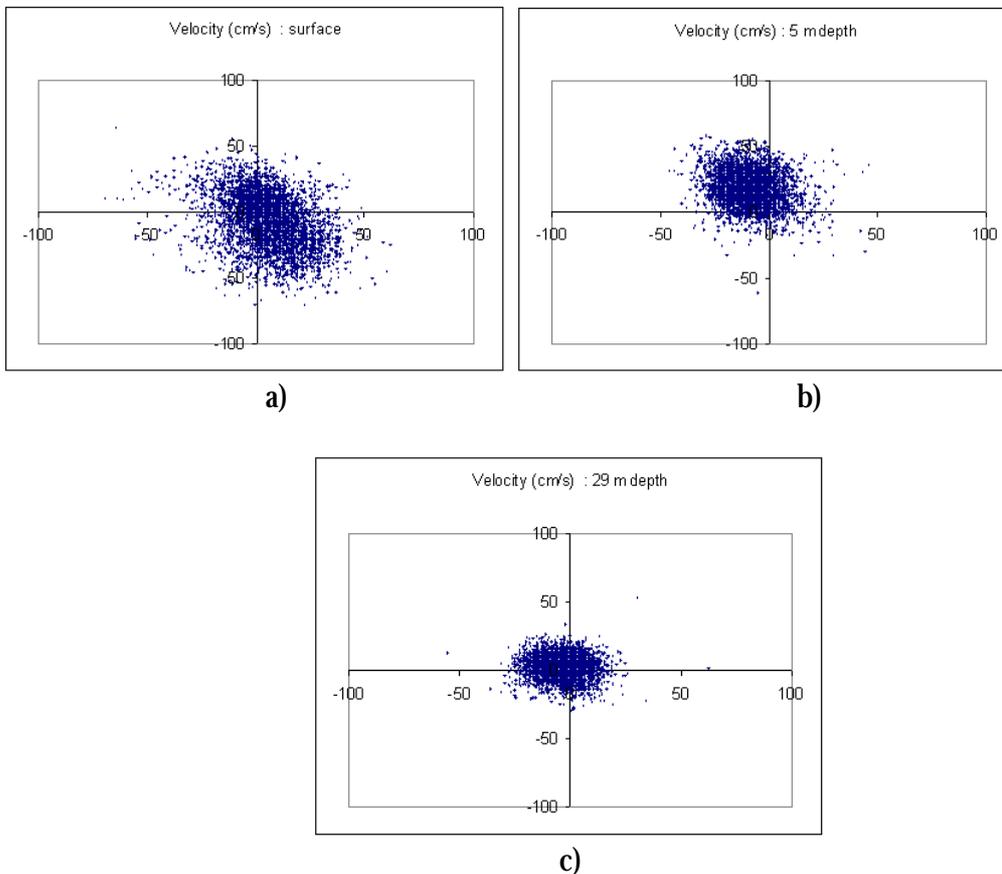


Figura 247 - Diagramas de dispersão das medidas do correntômetro em 8 ao longo de 1 mês, 2 km a Este do emissário da Guia.

A análise espectral das componentes da velocidade medidas à superfície (Figura 248 a e b) permite concluir que a variabilidade da corrente a esta profundidade é condicionada, de uma forma bem marcada, por processos semi-diurnos (maré) e diurnos (maré e vento). Existem também processos com uma escala temporal mais difícil de identificar (4 – 10 dias), que possivelmente estão associados ao vento. A variabilidade associada a estas escalas temporais (> 4 dias) desaparece no nível abaixo (10 m), sendo a variabilidade apenas condicionada por processos associados a períodos semi-diurnos e diurnos, por exemplo, a maré e a nortada (Figura 248c e d). Junto ao fundo surgem, para além dos picos diurno e semi-diurno, picos inferiores ao semi-diurno, certamente associados ao efeito do atrito (Figura 248). Em especial na componente Y pode observar-se um período bem marcado inferior às 10 horas (Figura 248f).

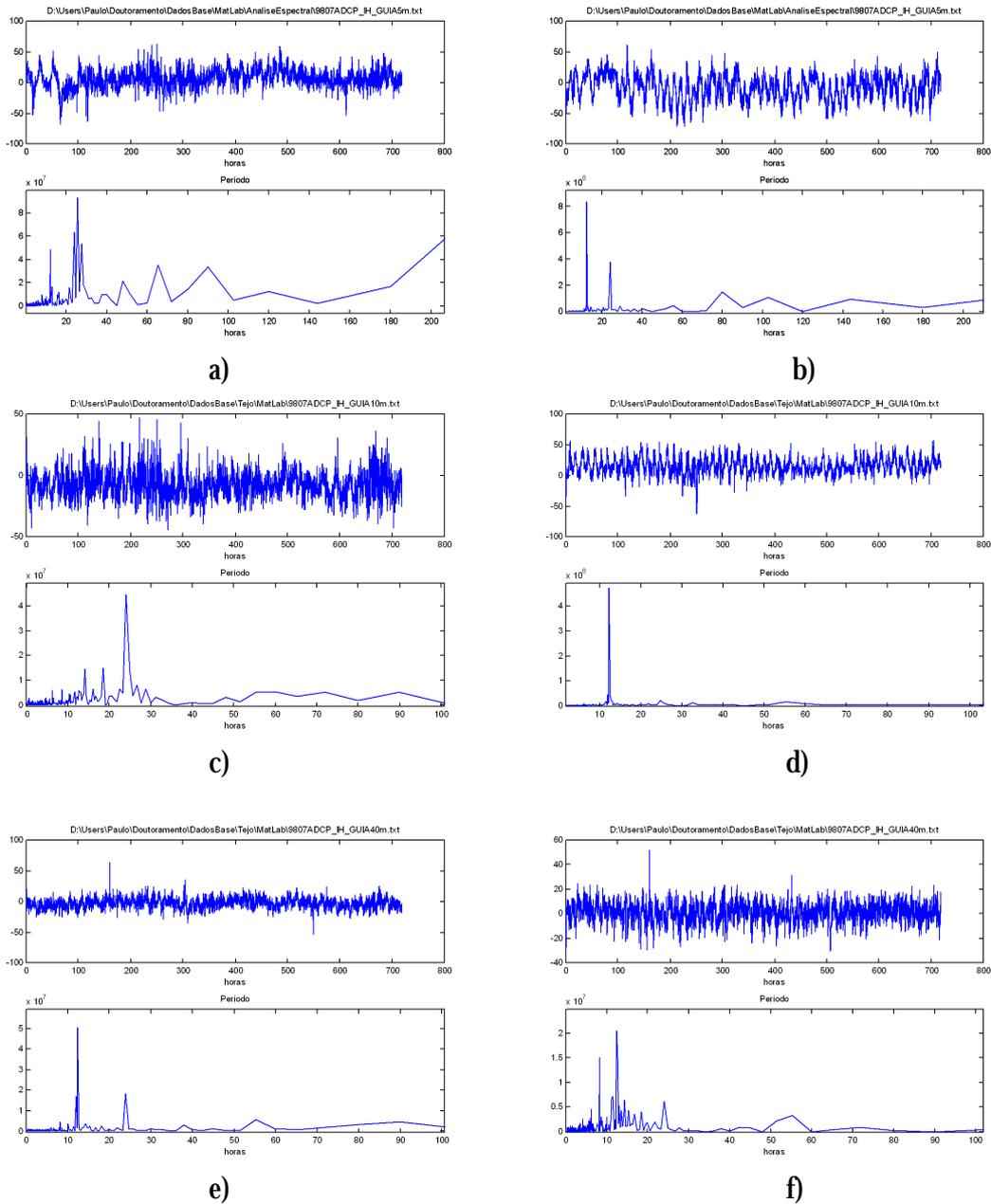
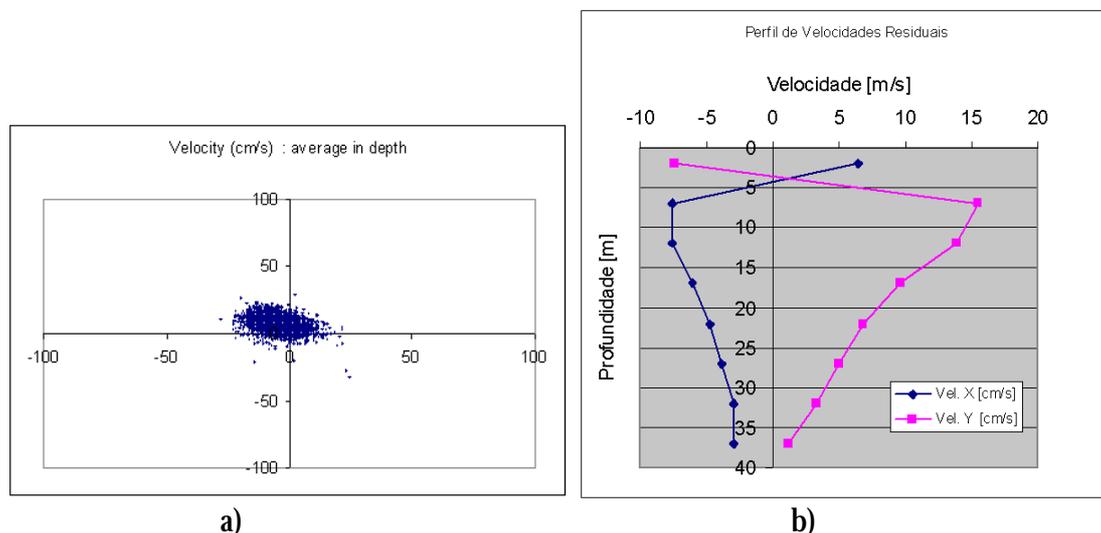


Figura 248 – Análise espectral da velocidade à superfície a)X, b) Y, a 10 m de profundidade c)X, d)Y e junto ao fundo e)X e f) Y.

O diagrama de dispersão da velocidade média da coluna de água permite identificar um escoamento residual 2D na zona onde foi fundeado o ADCP com uma direcção NW (Figura 249a), ou seja, com a direcção oposta à do vento. O perfil de velocidades residuais (Figura 249b) mostra que à superfície o escoamento residual tem a direcção SE e nas camadas inferiores tem a direcção NW. À superfície é fácil associar ao vento o escoamento residual com a direcção SE, que é exactamente a direcção do vento local, ou seja, a água acima da pycnoclina tende a ser arrastada para SE pelo vento. Sobreposto a este efeito existe um forçamento barotrópico (2D) que tende a dar ao escoamento residual uma direcção NW que

só é contrariado pelo vento acima da pycnoclina. Uma característica das correntes residuais medidas abaixo da termoclina é o facto de serem da ordem de grandeza dos valores instantâneos. A maré poderia ser o mecanismo responsável pelo escoamento residual, devido ao efeito dominante que tem sobre a variabilidade do escoamento neste ponto. Todavia, o escoamento residual da maré depende apenas dos termos não-lineares, sendo os valores das velocidades aproximadamente 10 % das velocidades instantâneas. A maré pode ser responsável por velocidades da ordem dos 2 a 3 cm/s no local medido, mas nunca por valores da ordem dos 10 cm/s. A resposta pode estar na larga escala, por exemplo, na corrente da vertente que nesta zona tem velocidades da ordem dos 10 cm/s ou no rotacional do vento induzido pela topografia situada a Norte da costa do Estoril.



a) b)
 Figura 249 – a) Diagrama de dispersão da velocidade média na coluna de água b) perfil da componente x e Y da velocidade residual.

6.3.2 Fontes não consultadas

O instituto de Meteorologia gere uma rede de estações meteorológicas automáticas cujo acesso teria sido um contributo muito positivo a este trabalho. Estas estações disponibilizam parâmetros atmosféricos (Tabela 11), para calcular fluxos de calor e quantidade de movimento entre a atmosfera e a coluna de água de uma forma mais precisa. As estações automáticas mais úteis para este trabalho seriam as localizadas no Cabo Carvoeiro, Lisboa, Cabo Raso, Barreiro e Setúbal. Estas estações atmosféricas automáticas estão em funcionamento desde Junho de 1998 e medem com um intervalo de 10 minutos, permitindo uma correlação directa com as medidas de correntes feitas com ADCP que têm também o mesmo intervalo. Devido ao elevado custo da informação não foi possível ter acesso a estas. Estas estações meteorológicas associadas a um modelo de pequena escala atmosférica

poderão no futuro ajudar a caracterizar o padrão de ventos na embocadura de uma forma pormenorizada. Esta caracterização permitirá de um forma conclusiva perceber qual é o papel do vento na circulação da embocadura.

Parâmetros medidos pelas estações atmosféricas de aquisição automática do IM
Pressão atmosférica ao nível da estação;
Pressão atmosférica ao nível médio do mar;
Temperatura instantânea do ar a 1,5m;
Temperatura média do ar a 1,5m;
Temperatura máxima do ar a 1,5m;
Temperatura mínima do ar a 1,5m;
Humidade relativa instantânea;
Humidade relativa média;
Humidade relativa máxima;
Rumo médio do vento;
Rumo do vento máximo;
Desvio padrão do rumo do vento;
Intensidade média do vento;
Intensidade máxima instantânea do vento;
Desvio padrão da intensidade do vento;
Temperatura instantânea do ar a +0,05m;
Temperatura instantânea do ar a -0,05m;
Temperatura instantânea do ar a -0,10m,
Temperatura instantânea do ar a -0,20m
Temperatura instantânea do ar a -0,50m
Temperatura instantânea do ar a -1,00m
Duração da precipitação
Quantidade de precipitação
Intensidade máxima "instantânea" de precipitação

Tabela 11– Lista dos parâmetros medidos pelas estações atmosféricas de aquisição automática do IM.

A n e x o V I I

VALIDAÇÃO DA PROPAGAÇÃO DA MARÉ BAROTRÓPICA NA COSTA PORTUGUESA E NO ESTUÁRIO DO TEJO

7.1 Introdução

O período escolhido para as simulações foram os meses de Setembro e Outubro de 1997. A escolha deste período prende-se com o facto de terem sido medidos níveis em Sines e correntes na Trafaria nesta altura. Os restantes dados utilizados na validação são níveis reconstituídos a partir de componentes de maré disponíveis em diversos pontos da Costa e do interior do estuário do Tejo. Além das simulações necessárias para validar a maré barotrópica foram feitas simulações em que o sub-modelo foi corrido em 3D mas, em modo barotrópico, em que forçamento foi a maré e um vento esquemático. Estas simulações tiveram como intuito, por um lado, verificar se a comunicação entre o modelo (2D) e sub-modelo (3D) não sofria nenhuma perda de qualidade quando este último era tridimensional e, por outro, aferir se o forçamento devido ao vento introduzia algum tipo de erro. Outro objectivo foi verificar a influência do vento nos níveis e correntes na embocadura e em especial no interior do estuário.

7.2 Costa Portuguesa - Modelo

Numa primeira fase da aplicação de o modelo 2D de propagação de maré à Costa Portuguesa é feita uma análise de sensibilidade para escolher a condição de fronteira mais estável e que dá origem a menos reflexões. Esta análise de sensibilidade permitiu aprofundar aspectos como o ruído produzido pelas reflexões da fronteira e o seu controle. Este problema é bem visível nas velocidades ao longo de toda a fronteira aberta, em especial nas zonas mais profundas, onde a dissipação é menor e junto à costa perto da fronteira Norte, onde as reflexões por parte da fronteira são maiores. Esta fronteira revelou-se fundamental pelo facto de ser mediante esta que a onda de maré sai. A condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985) aplicada à fronteira Norte e condição de nível imposto aplicada às fronteiras Sul e Oeste revelou ser de todas as condições testadas a que melhor controlou o ruído sem perturbar em excesso o campo de velocidades relativamente à opção tradicional de impôr directamente os níveis em todas as fronteiras.

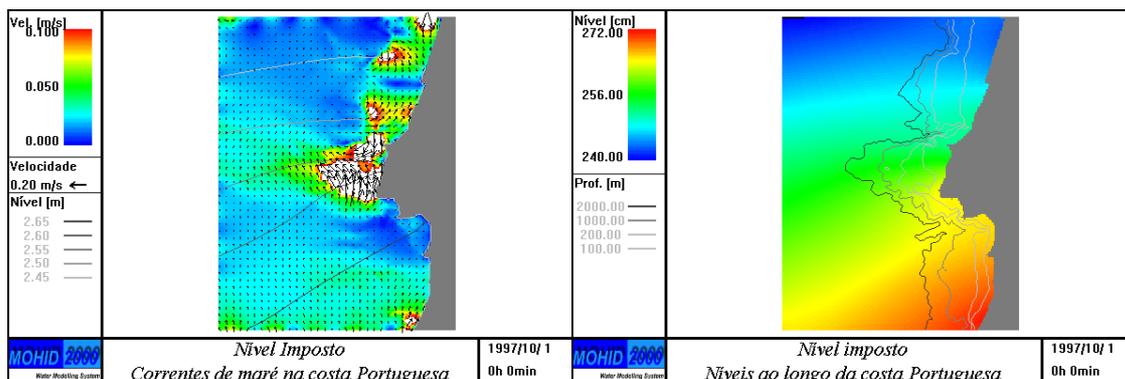
Na implementação de um modelo regional de maré existem sempre duas questões fundamentais que necessariamente têm que ser abordadas: a importância do potencial de

maré e a parametrização do atrito. O potencial da maré não é mais do que a quantificação, na forma de um gradiente de nível, do efeito directo das forças astronómicas sobre o escoamento que se pretende simular. Este forçamento à partida pode ser considerado desprezável em domínios abertos e inferiores a 1000 km (Kantha e Clayson, 2000) que corresponde às características da costa portuguesa. O potencial de maré só é importante em regiões de pequena dimensão (< 1000 km) se estas forem fechadas ou tiverem poucas trocas com o exterior como é o caso da parte Este do Mediterrâneo. No entanto, Sauvaget et al. (2000) ao aplicar o modelo de elementos finitos TELEMAC-2D à costa Portuguesa constatou que este termo afectava significativamente as componentes diurnas. Este autor obteve uma variação máxima da componente K1 (dominante entre as componentes diurnas) de 7.5 cm para 9.3 cm, quando considerou o potencial da maré como mais um termo nas equações resolvidas. Quanto às componentes semi-diurnas, dominantes na Costa Portuguesa, Sauvaget et al. (2000) não encontrou diferenças significativas. Apesar do efeito do potencial de maré ser no máximo da ordem dos 2 cm na componente K1, uma vez que a amplitude na costa portuguesa é dominada por componentes semi-diurnas cujas amplitudes totalizam 1.5 m, o efeito máximo sobre a amplitude total da maré é da ordem de 1.5%. Tendo em conta que o aumento de precisão proporcionado pelo potencial de maré não é significativo, por uma questão de simplificação dos mecanismos forçadores este termo não foi considerado. Outra conclusão interessante do trabalho desenvolvido por Sauvaget et al. (2000) consiste na relativa insensibilidade do modelo ao atrito. Esta conclusão foi comprovada com o modelo Mohid e deve-se ao facto da plataforma na Costa Portuguesa ser muito estreita. Adoptou-se neste caso o valor de 0.0025 m para a rugosidade absoluta, na bibliografia este valor varia entre 0.0015 e 0.003 (Kantha e Clayson, 2000, Lefèvre et al., 2000 e Sauvaget et al., 2000).

7.2.1 Análise de sensibilidade às condições de fronteiras

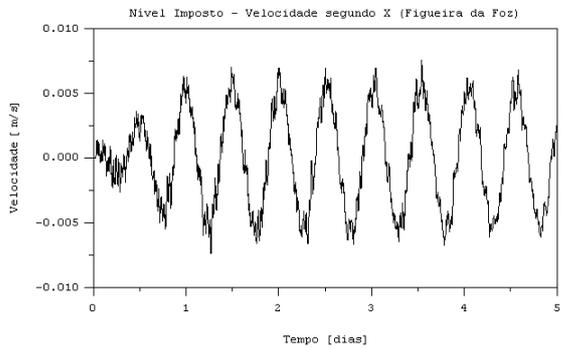
A solução interna calculada pelo modelo será em média consistente com a solução do modelo global de maré, mas a sua maior precisão, inerente à discretização espacial mais fina, tenderá a sobrepor à solução global de maré pequenas perturbações que junto à costa tenderão a propagar-se para Norte. Este ruído é bem visível nos resultados instantâneos de velocidades obtidos ao fim de 30 dias de simulação forçada com nível imposto, em que se vê perfeitamente o sinal de ondas, com um comprimento da ordem dos 50 km, a propagarem-se ao longo da fronteira aberta no sentido contrário ao ponteiro dos relógios (Figura 250a), e admitindo que este sinal se propaga à velocidade das ondas gravíticas, o seu período é aproximadamente de 600 s. O ruído com período igual pode ser observado numa série temporal de velocidades tirada na célula adjacente à localização da Figueira da Foz (Figura

250c, primeiros 5 dias de simulação). Todavia, esta mesma série mostra que este ruído tende a ser atenuado ao fim de alguns dias de simulação, como mostram os resultados entre o dia 25 e 30 (Figura 250d). A atenuação do ruído junto à costa deve-se ao facto de aí a dissipação ser maior. Segundo Kantha e Clayson (2000) este ruído será tanto maior e demorará tanto mais tempo a ser dissipado quanto menos dissipativo for o sistema. A costa Portuguesa tende a dissipar pouca energia da maré visto a sua plataforma ser estreita. Este é um facto confirmado pela relativa insensibilidade ao atrito dos modelo hidrodinâmicos aplicados na costa Portuguesa. Estas ondas que dão origem a ruído tendem a ser dissipadas na costa, mas em oceano profundo, ao longo da fronteira, a sua presença é bem visível no campo de velocidades mesmo ao fim de 30 dias. Apesar de em oceano aberto não haver um fronteira sólida para elas se propagarem, a fronteira imposta tem um pouco da mesma rigidez da fronteira sólida relativamente à adaptação da fronteira à solução interna. Desta forma, uma fronteira do tipo imposta, tende a reflectir a diferença entre a solução imposta e a solução calculada no interior. As ondas que se observam no campo de velocidades em termos de propagação têm um comportamento semelhante ao das ondas de Kelvin ou seja propagam-se com a costa à direita. No entanto, o seu período é 100 vezes inferior, o que faz com que, uma onda deste tipo não seja sensível à rotação da terra. Outro aspecto intrigante deste ruído é não ser visível qualquer sinal dele nos níveis (Figura 250b). Independentemente da sua origem é necessário escolher a condição de fronteira que melhor o controle, de forma a evitar possíveis problemas de estabilidade e excesso de mistura.

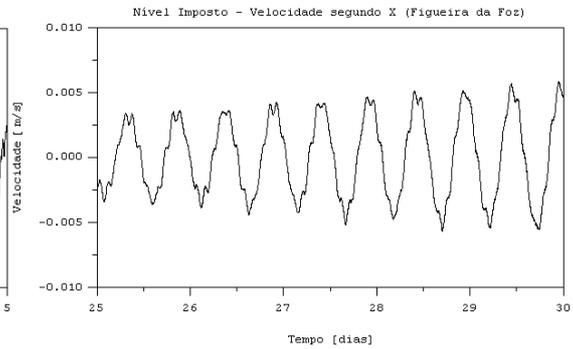


a)

b)



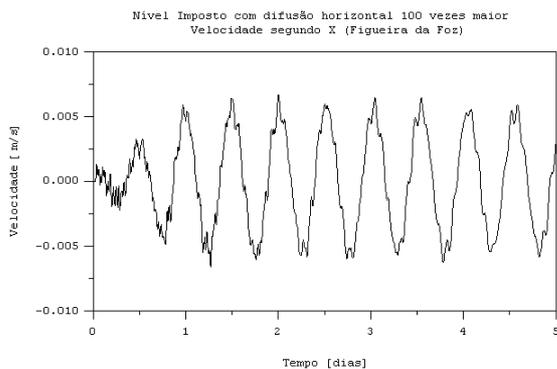
c)



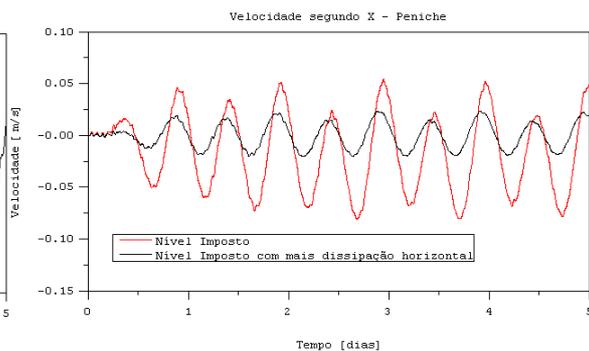
d)

Figura 250 – Resultados de velocidades obtidos com um modelo 2D para a costa Portuguesa forçado com níveis impostos tirados do modelo global de maré FES95.2 campos de a) de velocidades e b) níveis instantâneos ao fim de 30 dias de corrida e série temporal de velocidades na célula adjacente à localização da Figueira da foz c) primeiros 5 dias de simulação d) entre os dias 25 e 30 de simulação.

Foram testadas duas metodologias para controlar o ruído, uma delas consiste em aumentar a dissipação interna, aumentando o efeito do filtro biarmónico cem vezes. Esta metodologia controlou ruído produzido pelas reflexões que ocorrem na fronteira Norte como se pode observar na evolução da velocidade segundo x ao largo da Figueira da Foz (Figura 251a). O efeito secundário desta medida foi a diminuição de velocidades em pontos, onde as correntes devidas à maré são fortes como é o caso de Peniche (Figura 251b).



a)



b)

Figura 251 – Resultados de velocidades tendo como condição de fronteira nível imposto. Neste caso a dissipação horizontal das perturbações de pequenas escala foi aumentada em 100 vezes a) Figueira da Foz b) Peniche.

A segunda metodologia consiste em deixar sair as perturbações recorrendo a uma condição de radiação do tipo Blumberg e Kantha (1985). Esta condição de fronteira levanta alguns problemas na escolha do tempo de decaimento e por isso é necessário recorrer à experimentação numérica (ou análise de sensibilidade). Foram testados enumeras combinações sendo neste trabalho apresentados apenas os resultados mais significativos. A principal conclusão desta parte do trabalho é que a escolha dos tempos de decaimento deve ser feita com base na direcção de propagação da onda de maré. Logo nos primeiros resultados constatou-se que os tempos de decaimento têm que ser da ordem do passo temporal e inversamente proporcionais à profundidade. Este resultado vai ao encontro do afirmado anteriormente sobre a perda de qualidade dos modelos globais em zonas de pequenas profundidade onde termos não-lineares podem ser importantes. O critério descrito relativo aos tempos de decaimento foi aplicado a toda a fronteira, tendo o principal resultado sido o desaparecimento do ruído de alta frequência mais rapidamente a Norte, como se pode constatar na evolução da componente x da velocidade junto à Figueira da Foz (Figura 252a). No entanto, a fronteira Sul tornou-se mais instável em especial junto a terra. Aparentemente a liberdade dada às fronteiras de entrada da onda da maré (Oeste e Sul) tendem a instabilizar a solução na zona Sudeste do domínio, como se pode ver da evolução da velocidade segundo y junto a Sines (Figura 252b).

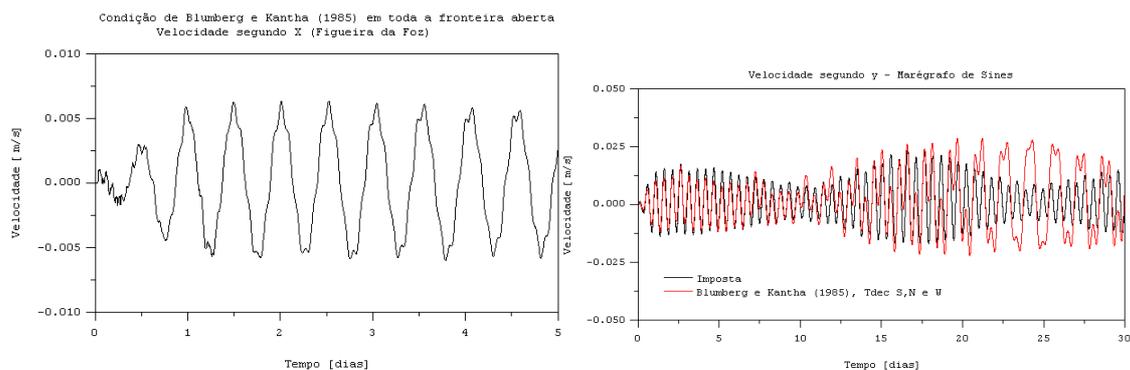


Figura 252 – Resultados de velocidades impondo uma condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985) em toda a fronteira aberta a) Figueira da Foz (componente X) b) Sines (componente Y).

A forma de debelar este problema foi impor os níveis na fronteira Oeste e Sul e dar alguma liberdade à fronteira Norte de se adaptar à variabilidade interna (condição de radiação). A condição de fronteira a Norte revelou-se determinante para eliminar o ruído que se detectou ao longo da costa. Sauvaget et al. (2000) teve problemas semelhantes quando impunha directamente os níveis do modelo global, na aplicação que fez para costa Portuguesa. No seu

caso, a energia acumulada no canto Nordeste (onde a fronteira Norte intercepta terra) tendia também a gerar instabilidades que o modelo demorava muito tempo a dissipar. Este método elimina o ruído mais intenso a Norte (Figura 253a) e ao mesmo tempo apresenta uma solução estável a Sul (Figura 253b).

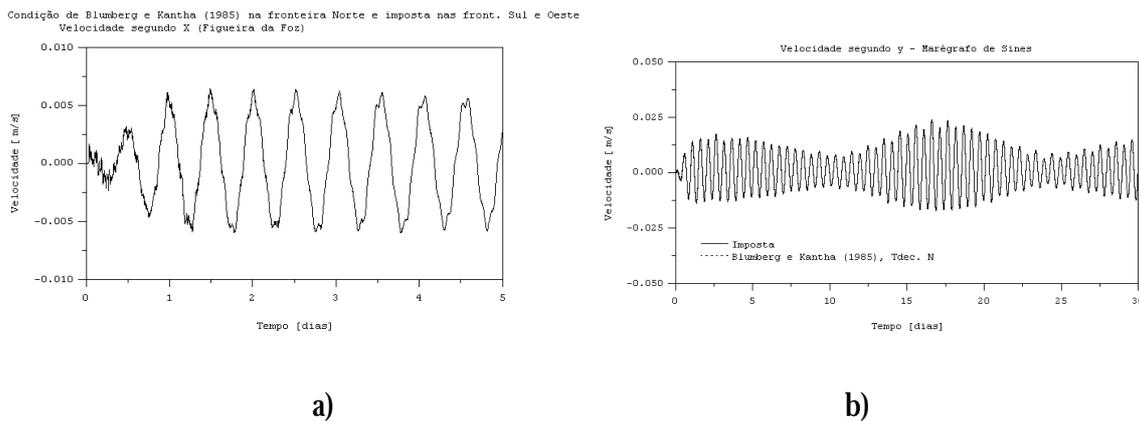
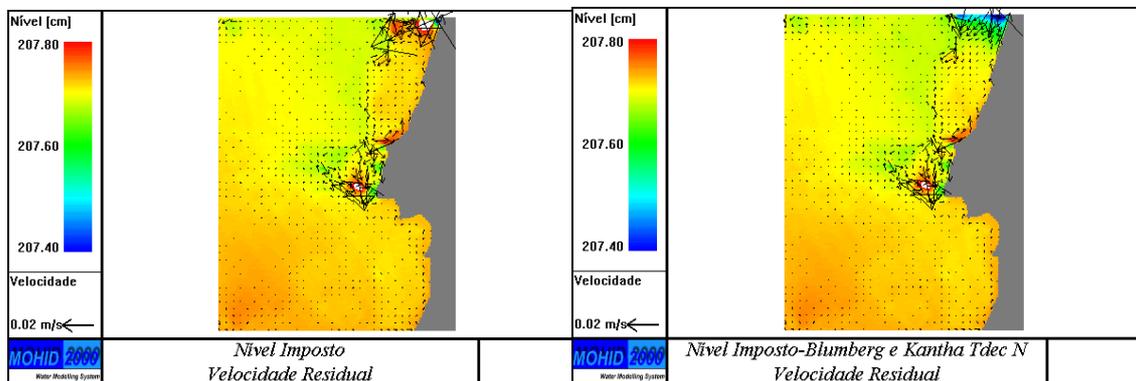


Figura 253 – Resultados de velocidades impondo uma condição de fronteira do tipo Blumberg e Kantha (1985) na fronteira Norte e nível imposto nas fronteiras Sul e Oeste a) Figueira da Foz (componente X) b) Sines (componente Y).

7.2.1.1 O efeito das condições de fronteira na circulação residual

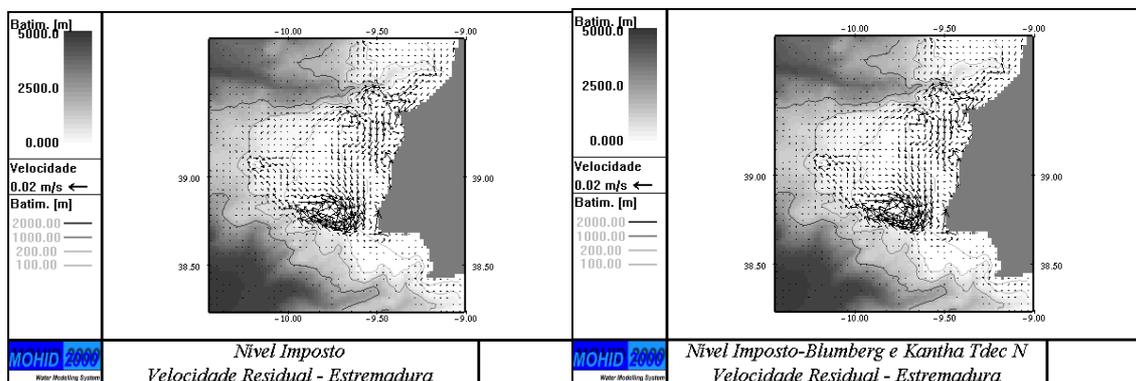
Como foi dito anteriormente a solução interior média revelou-se pouco sensível às condições de fronteira. Pontualmente houve alterações que introduziam reflexões, e consequentemente originavam ruído na solução ou inconsistências que contaminavam grandes áreas da solução como a que foi observada na fronteira Sul, quando a esta era permitido radiar perturbações. Todavia, todas estas alterações tiveram pouco efeito sobre os caudais médios, como provam as diferenças quase inexistentes entre os níveis das várias soluções. O grande impacto das condições de fronteira dá-se essencialmente sobre os termos não-lineares ou seja sobre a circulação residual. A solução que impõe directamente os níveis apresenta uma circulação residual e um campo níveis residuais muito semelhantes aos resultados obtidos com a condição de fronteira que impõe níveis nas fronteiras Sul e Oeste e aplica a condição de Blumberg e Kantha (1985) na fronteira Norte. A semelhança dos resultados só é perturbada no canto superior direito do domínio apresentado ambas as soluções velocidades e gradientes de nível elevados (Figura 254a,b). No caso de nível imposto, o gradiente tende a ser crescente na direcção Norte, enquanto na outra condição de fronteira tende a ser decrescente. Esta maior instabilidade deste canto deve-se a dois factores: por um lado, é pela fronteira Norte que a onda de maré sai e, por outro, como esta zona é de pequenas profundidades e velocidades maiores, qualquer pequeno erro na velocidade terá uma reacção mais energética

por parte dos termos não-lineares (em especial a força de atrito), com as consequências imediatas na propagação dos níveis. Na zona de aplicação do modelo 3D (costa da Estremadura) as duas soluções são idênticas (Figura 254c,d). Uma das principais características da circulação residual, de ambas as soluções, é um forte vórtice anti-ciclónico (rotação no sentido dos ponteiros do relógio) residual localizado ao largo do Cabo Raso, com velocidades da ordem dos 10 cm/s, numa zona em que as profundidades são da ordem dos 200 m. Na zona do emissário da Guia, apesar de este modelo não ter em conta o efeito do estuário do Tejo, as velocidades residuais apresentam uma direcção N/NW, que está de acordo com medidas feitas no local.



a)

b)



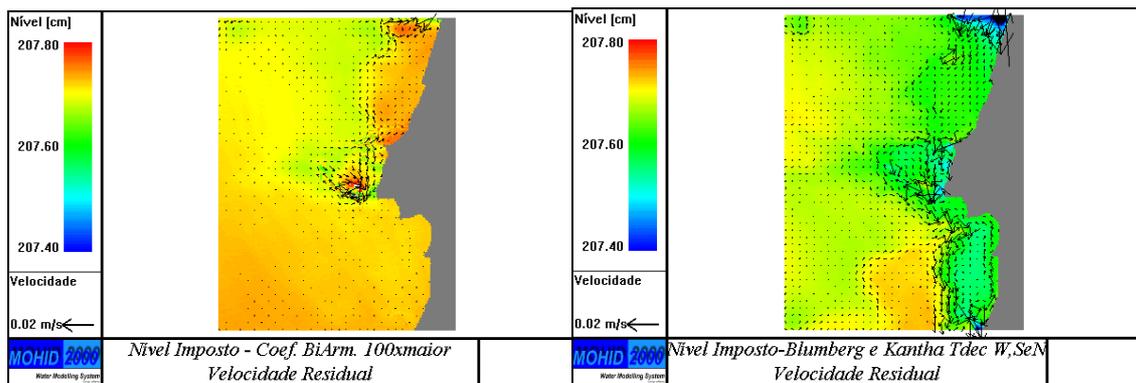
c)

d)

Figura 254 – Campos de velocidades residuais para dois tipos de condição de fronteira: nível imposto a) costa Portuguesa, c) costa da Estremadura, condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) na

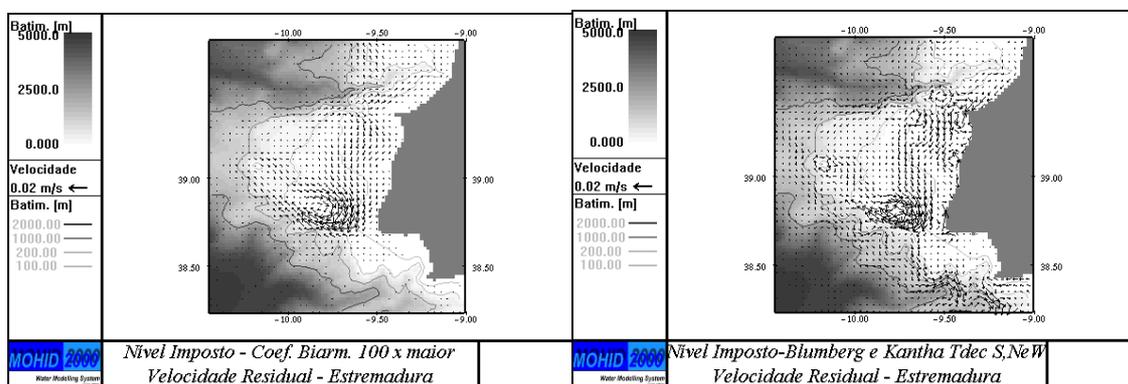
fronteira Norte e nível imposto nas fronteiras Sul e Oeste b) costa Portuguesa, d) costa da Estremadura.

Como seria de esperar, a solução que recorreu ao aumento da dissipação horizontal, como meio de controlar o ruído, apresenta resultados com gradientes muito suavizados, mas com um padrão semelhante à solução com menos dissipação (Figura 255a). Na zona de aplicação do modelo 3D as conclusões relativamente ao aumento de dissipação horizontal mantêm-se (Figura 255c). Quando se admite uma condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) ao longo de toda a fronteira aberta, a solução apresenta diferenças acentuadas relativamente às outras soluções. Estas diferenças são mais notórias em especial junto à costa a Sul de Lisboa. Nesta zona é possível observar uma forte corrente residual junto à linha de costa na direcção de Sul e uma corrente ainda mais intensa ao longo do talude da plataforma, mas com direcção Norte (Figura 255b). Este resultado está certamente condicionado pelo mau funcionamento da fronteira Sul junto à costa. Nesta zona, os campos de níveis e velocidades apresentam fortes gradientes. Na zona de interesse onde se implementou o modelo 3D, apenas existem diferenças significativas relativamente a outros resultados no Canhão de Lisboa e pequenas diferenças no Canhão da Nazaré. Neste caso, o Canhão de Lisboa é o limite superior da corrente anteriormente descrita, que se desenvolve ao longo do talude com uma direcção Norte.



a)

b)



b)

d)

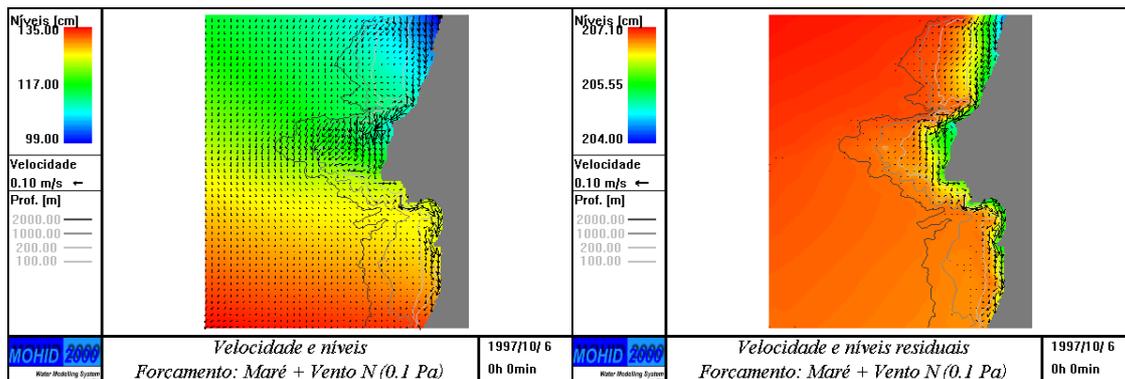
Figura 255 – Campos de velocidades residuais para dois tipos de condição de fronteira: nível imposto com forte dissipação de perturbações de pequena escala a) costa Portuguesa, c) costa da Estremadura, condição do tipo Blumberg e Kantha (1985) em toda a fronteira aberta b) costa Portuguesa, d) costa da Estremadura.

7.2.1.2 Sensibilidade da condição de fronteira ao vento

Na zona da embocadura do estuário do Tejo a maré é sem dúvida o forçamento dominante. Todavia, o vento apesar de não ter uma acção tão persistente como a maré, tem um papel fundamental na circulação de superfície e em especial nos movimentos verticais. Enquanto a maré junto à costa actua da mesma forma sobre toda a coluna de água, o vento actua só à superfície o que lhe dá um carácter fortemente 3D, especialmente ao longo da costa. Os movimentos verticais induzidos pelo vento têm forte impacte nos ciclos biogeoquímicos, por esta razão é necessário ter em conta o seu papel. Em conclusão, a solução 2D não deve só fornecer os caudais devidos à maré, mas também os caudais forçados pelo vento. Tendo em mente esta necessidade forçou-se o modelo 2D com maré e vento. A condição de fronteira utilizada foi a que melhores resultados apresentou quando o modelo foi só forçado com maré.

O modelo foi corrido durante 5 dias e forçado com o modelo global de maré e um campo uniforme de vento com direcção Norte e intensidade 0.1 Pa, que corresponde aproximadamente a um vento de 30 km/h. No fim da corrida, o campo de velocidades e níveis apresenta um padrão estável e é bem visível uma corrente ao longo da costa forçada pelo vento (Figura 256a). O efeito do vento é ainda mais visível quando se analisa o campo médio ou residual das correntes e níveis (Figura 256b). Este resultado mostra um gradiente de níveis forte perpendicular à costa, sendo este juntamente com a força de coriolis, responsável por uma corrente persistente que se pode observar ao longo da costa, com

velocidades da ordem dos 10 cm/s. Estes elevados valores de velocidades como que mascaram o sinal residual da maré. Estes resultados devem ser analisados com prudência, uma vez que foram obtidos com um forçamento esquemático muito pouco realista, com o único objectivo de testar as condições de fronteira. O vento é muito variável no espaço e no tempo, o que torna difícil o desenvolvimento de correntes persistentes de longa duração, com as características da corrente que se pode observar na Figura 256.



a)

b)

Figura 256 – Campos de velocidades e níveis forçados pela maré e vento constante de Norte com uma intensidade de 0.1 Pa a) resultado instantâneo ao fim de 5 dias de simulação b) resultado residual.

7.2.2 Validação por comparação com níveis

A validação do modelo foi feita por comparação com os níveis medidos nos seguintes marégrafos: Peniche, Cascais, Sesimbra e Sines (Figura 257). Os níveis dos três primeiros marégrafos correspondem a uma reconstituição feita com base em componentes harmónicas disponibilizadas pela DGP e pelo IH. Os níveis de Sines são relativos a medidas efectuadas durante o período escolhido para a simulação 1997/9/1-1997/10/1.

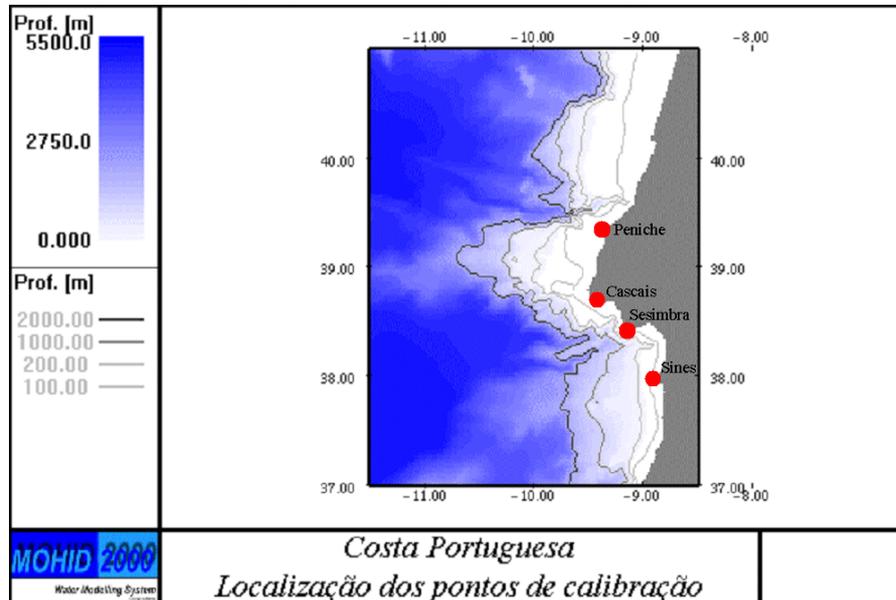
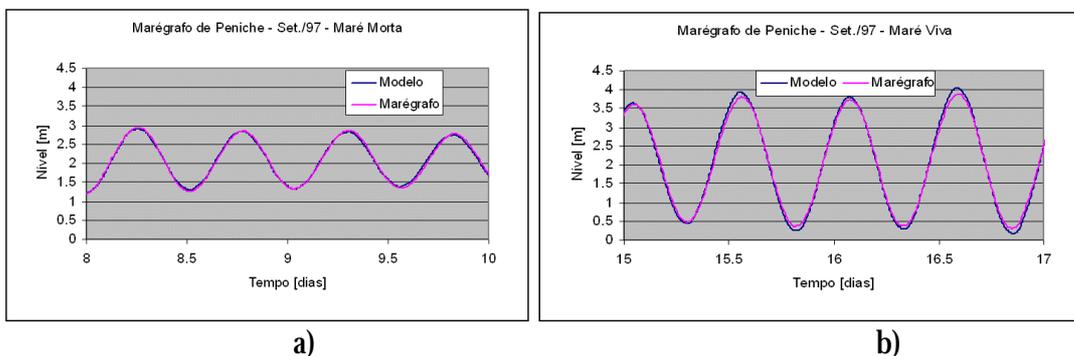


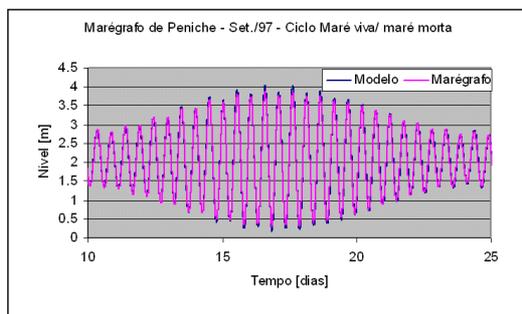
Figura 257 – Localização dos pontos de validação do modelo regional de maré da Costa Portuguesa.

Os resultados apresentam um grau de concordância elevado, em especial nos marégrafos de Cascais e Sesimbra. Para estes marégrafos estavam disponíveis respectivamente 59 e 24 componentes harmónicas. No caso do marégrafo de Peniche as componentes de maré disponíveis para a execução deste trabalho são apenas 9 e as amplitudes são apresentadas com erros da ordem dos centímetros. Estes dados não permitem associar um grau de precisão à reconstituição de níveis igual aos marégrafos de Cascais e Sesimbra. Em maré viva o marégrafo de Peniche apresenta diferenças com o modelo durante as estofas da maré da ordem dos 5 cm (Figura 258). Os marégrafos de Cascais e Sesimbra apresentam uma correspondência muito boa com as medidas, tanto em maré viva como em maré morta (Figura 259, Figura 260). O marégrafo de Sines apresenta, igualmente, bons resultados em maré viva mas em maré morta pode observar-se algumas diferenças em preia-mar (Figura 261).



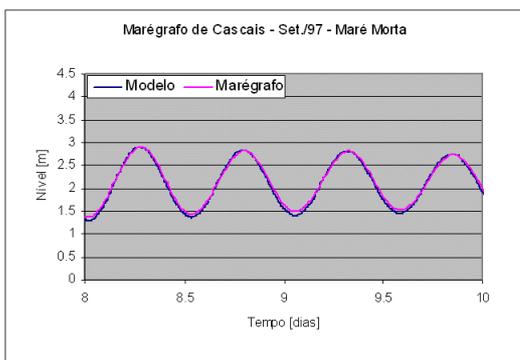
a)

b)

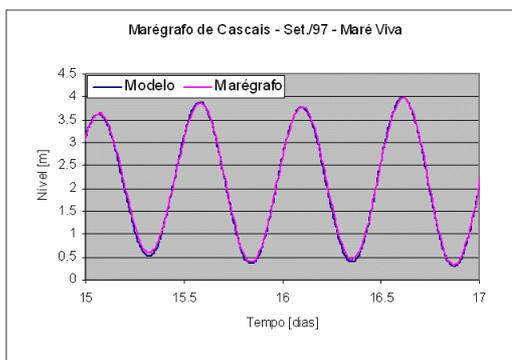


c)

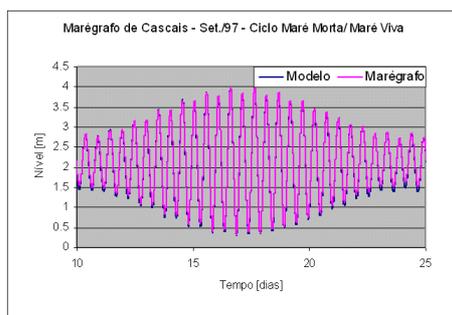
Figura 258 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Peniche a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.



a)

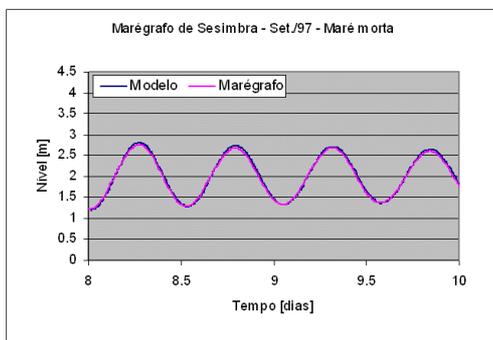


b)

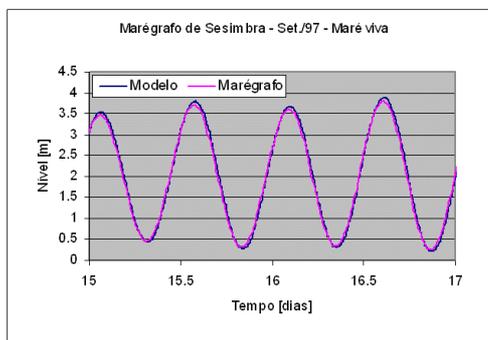


c)

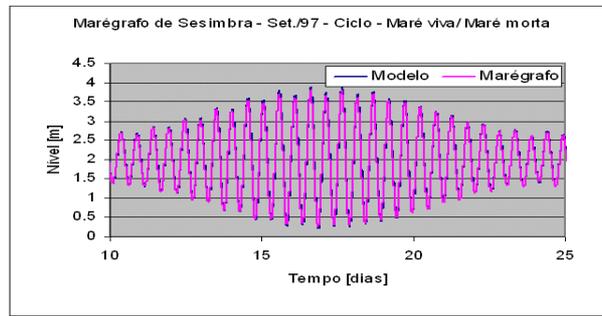
Figura 259 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Cascais a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.



a)

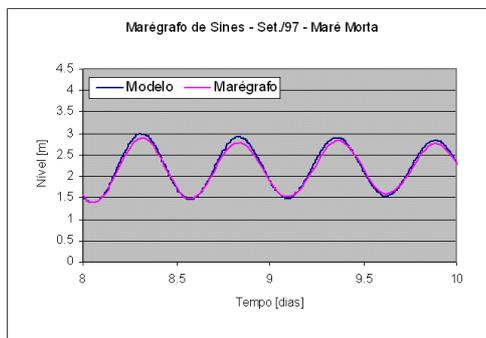


b)

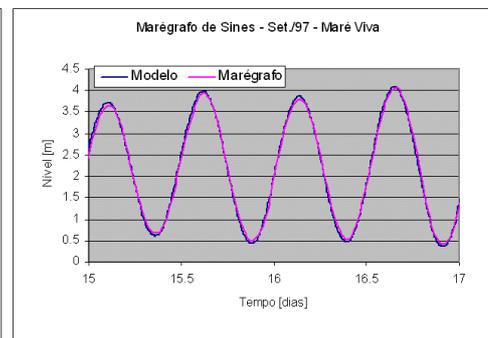


c)

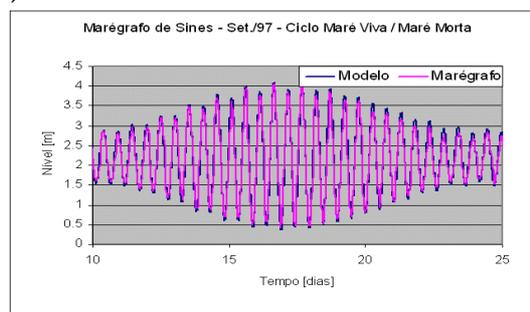
Figura 260 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Sesimbra a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.



a)



b)



c)

Figura 261 – Validação do modelo por comparação com o marégrafo de Sines a) maré morta b) maré viva c) ciclo maré viva- maré morta.

O objectivo da validação efectuada é verificar se os caudais gerados pela maré ao longo da Costa Portuguesa estão ser correctamente simulados pelo modelo. Os níveis mostram que a divergência destes está a ser calculada com um erro inferior a 5 %, assumindo-se que os próprios caudais que se pretendem impôr como condição de fronteira do sub-modelo têm uma precisão também desta ordem de grandeza. Este modelo poderia ser utilizado para outros fins tais como fornecer uma solução de elevada precisão que permita retirar o efeito da maré de campos de níveis obtidos por detecção remota. Desta forma seria possível identificar outro tipo de mecanismos que influenciam os níveis na costa Portuguesa (ex:

vento). No entanto, este tipo de aplicações necessita de uma validação mais fina que obriga a corridas mais longas da ordem de 1 ano de modo a ser possível a análise harmónica dos próprios resultados do modelo de forma a possibilitar a comparação componente a componente. Outro aspecto a explorar seria a validação das correntes de maré sobre a plataforma com resultados obtidos com correntómetros. Este é um assunto de grande interesse e complexidade uma vez que nestes casos a estratificação pode condicionar bastante o perfil vertical de velocidades devido à formação de marés internas. No entanto, estes aspectos saem fora do âmbito deste trabalho e deram mesmo origem a uma tese de doutoramento que se encontra a decorrer.

7.3 Costa da Estremadura – Sub-modelo

O modelo regional de maré validado para a Costa Portuguesa permite impôr caudais barotrópicos (2D) forçados pela maré na fronteira aberta do modelo 3D. Como foi referido anteriormente, não foi possível incluir no modelo de maré aplicado à costa Portuguesa o efeito do estuário do Tejo devido ao passo da malha ser demasiado grosseiro (2 km). Tendo em conta esta limitação foi corrido um modelo encaixado com uma discretização espacial que permite reproduzir as principais características da circulação no interior e na zona de influência do estuário do Tejo. Este tipo de refinamento é necessário de modo a reproduzir os principais mecanismos forçadores da circulação na zona de influência do estuário do Tejo. Um dos mecanismos importantes, como foi descrito, é a interacção entre o interior e a embocadura do estuário. O interior do estuário pode ser visto como a condição de fronteira “terrestre” da área de estudo. Tal como se validou para a maré a condição de fronteira oceânica é necessário validar também a interacção da zona interior do estuário com a embocadura. Esta validação tem por objectivo aferir se o sub-modelo é capaz de simular a propagação da maré no interior do estuário e, conseqüentemente, estimar de uma forma precisa fluxos de massa e quantidade de movimento entre o interior e a embocadura.

7.3.1 Comunicação modelo/Sub-modelo

Numa primeira fase o sub-modelo foi corrido em 2D e o forçamento devido à maré foi validado. Nesta fase pretendeu-se aferir se a comunicação entre modelos se faz correctamente. A comparação dos níveis obtidos com o modelo e com o sub-modelo em Peniche e em Sesimbra não mostram diferenças significativas confirmando que a comunicação entre modelos não altera a propagação da onda de maré no sub-modelo. Uma das incógnitas era o efeito do estuário do Tejo sobre a variação de nível em Cascais. A comparação entre os resultados dos dois modelos mostra que a presença do estuário não

influencia significativamente a variação dos níveis em Cascais (Figura 262). As maiores diferenças dão-se em preia-mar e são inferiores a 1 cm.

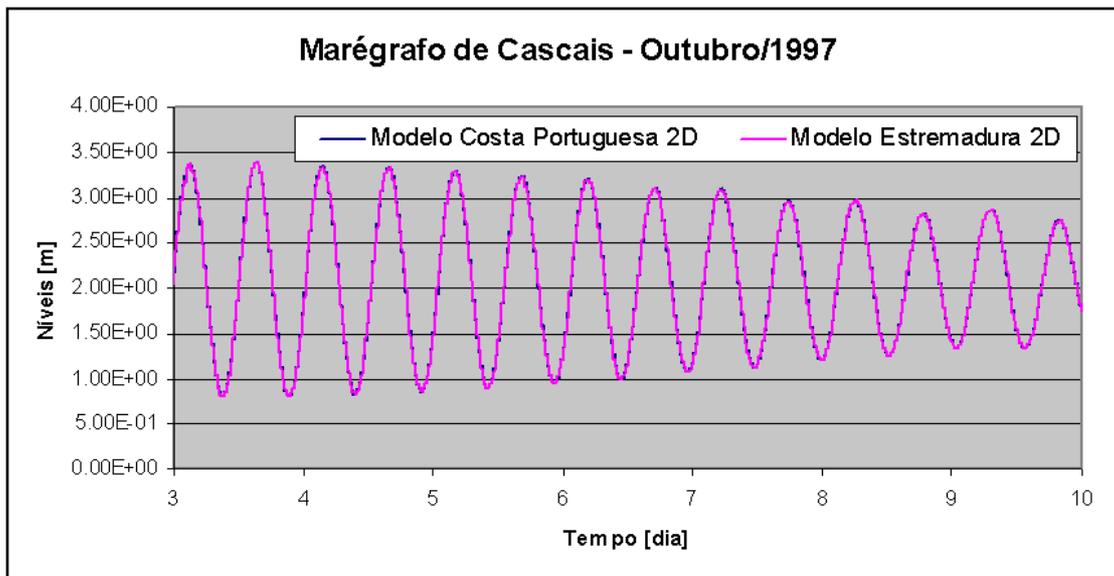


Figura 262 – Comparação de níveis em Cascais entre o modelo e o sub-modelo.

Numa segunda fase o modelo encaixado foi corrido em 3D em modo barotrópico e forçado pelo vento e pela maré. Devido as restrições de capacidade cálculo as corridas nesta fase foram mais curtas. Os resultados 3D foram de novo comparados ao longo de períodos mais curtos e constatou-se que as conclusões obtidas para o caso 2D eram válidas em 3D. Este resultado era esperado, visto o interior ser um meio bem misturado e o vento não ter uma influência significativa na circulação e distribuição de níveis no interior do estuário. A influência do vento só é detectada na circulação residual e, mesmo neste caso o vento tem que ter um carácter persistente. Esta conclusão é ilustrada na comparação dos resultados de níveis do modelo 3D e 2D na célula de cálculo onde se localiza o marégrafo de Cascais. Estas conclusões restringem-se à componente barotrópica instantânea do escoamento. Relativamente à componente residual barotrópica do escoamento existem algumas diferenças que são mais evidentes em zonas de velocidade residual baixa. Na zona de influência directa do jacto de vazante a influência (ex: Trafaria, S. Julião) residual do vento é desprezável, visto nesta zonas as velocidades residuais serem da ordem dos 20 cm/s.

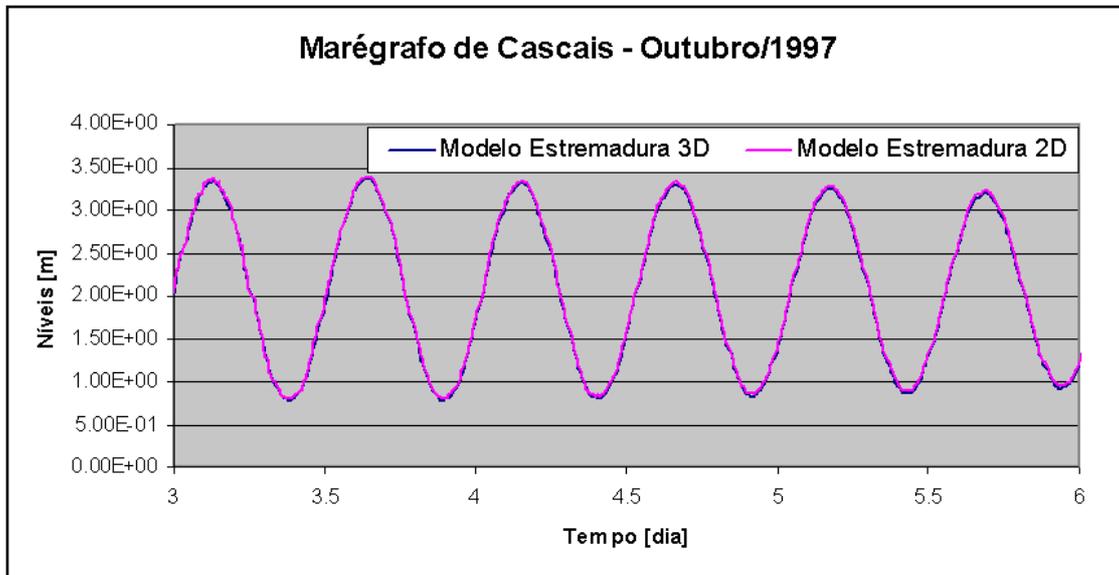


Figura 263 – Comparação de níveis em Cascais entre a solução 2D e 3D do modelo aplicado à costa da Estremadura.

7.3.2 Validação dos níveis

O sub-modelo foi validado por comparação de níveis medidos em Cascais, Trafaria, Terreiro do Paço, Seixal, Alfeite e Alcochete (Figura 264).

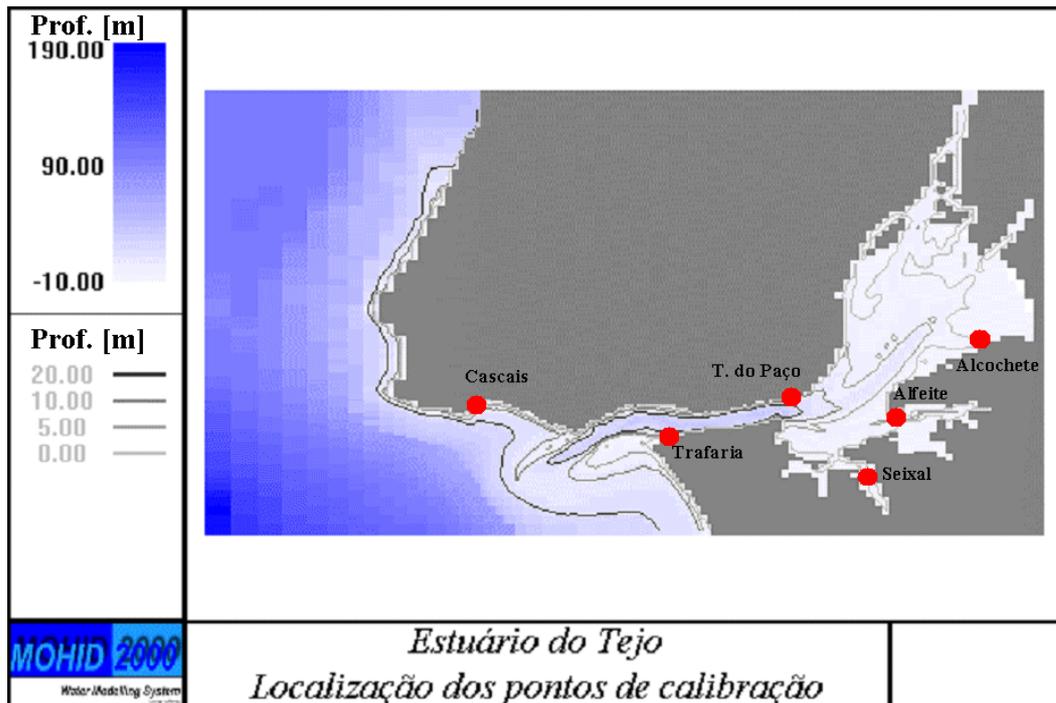


Figura 264 – Localização dos pontos de validação da zona estuarina do sub-modelo 3D aplicado à costa da Estremadura Portuguesa.

A comparação dos resultados do modelo 2D com o marégrafo de Cascais mostra que não existe qualquer erro de fase, apenas alguns erros de amplitude em maré-morta, sendo os erros máximos da ordem dos 5 cm (Figura 265).

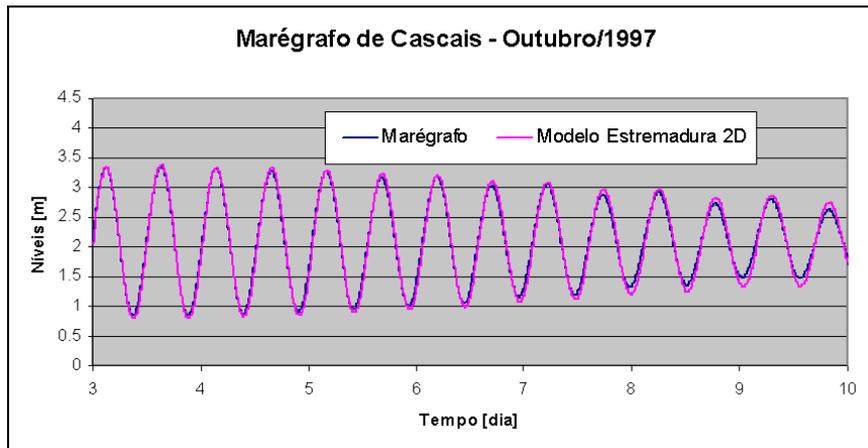


Figura 265 – Comparação de níveis medidos em Cascais e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura.

Nos restantes pontos de validação os resultados do modelo mostram uma boa comparação com as medidas, como se pode constatar nas comparações de níveis efectuadas para: a Trafaria (Figura 266), o Terreiro do Paço (Figura 267) e o Alfeite (Figura 268). No entanto, a qualidade dos resultados do modelo diminui conforme nos aproximamos das zonas intertidais. Este facto é bem ilustrado pelos erros de fase que se observam na comparação feita com o marégrafo do Seixal (Figura 269). Na comparação com o marégrafo de Alcochete registam-se erros de amplitude (Figura 270). O acesso a ambos os marégrafos faz-se através de canais sinuosos e estreitos que são difíceis de reproduzir com uma malha que chega a ter um passo de 600 metros. Este decréscimo de qualidade deve-se à opção estratégica de diminuir o refinamento espacial dessas zonas em favor da zona de estudo (embocadura do estuário do Tejo). Os resultados anteriormente descritos para os vários marégrafos mostram que mais uma vez as conclusões obtidas com o modelo 2D, no que diz respeito à maré, também se aplicam ao caso 3D.

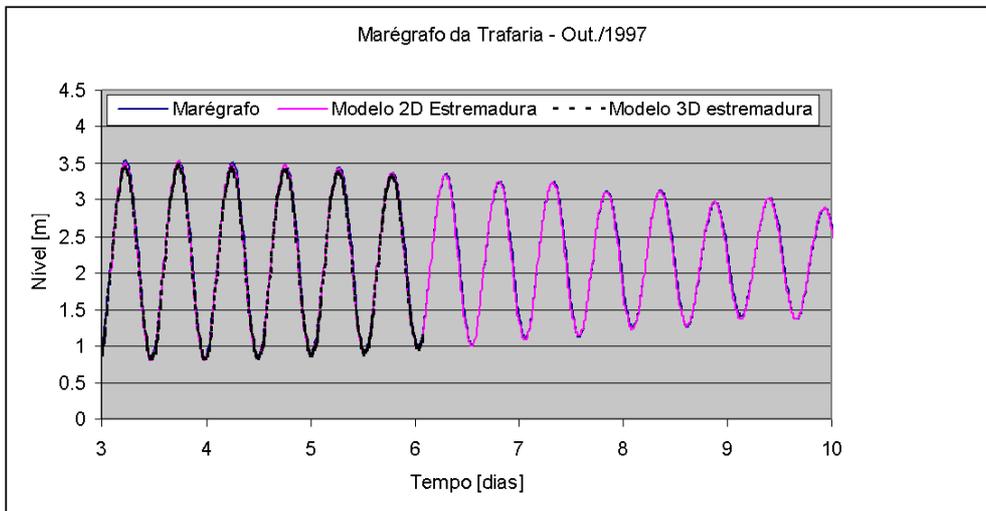


Figura 266 – Comparação de níveis medidos na Trafaria e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.

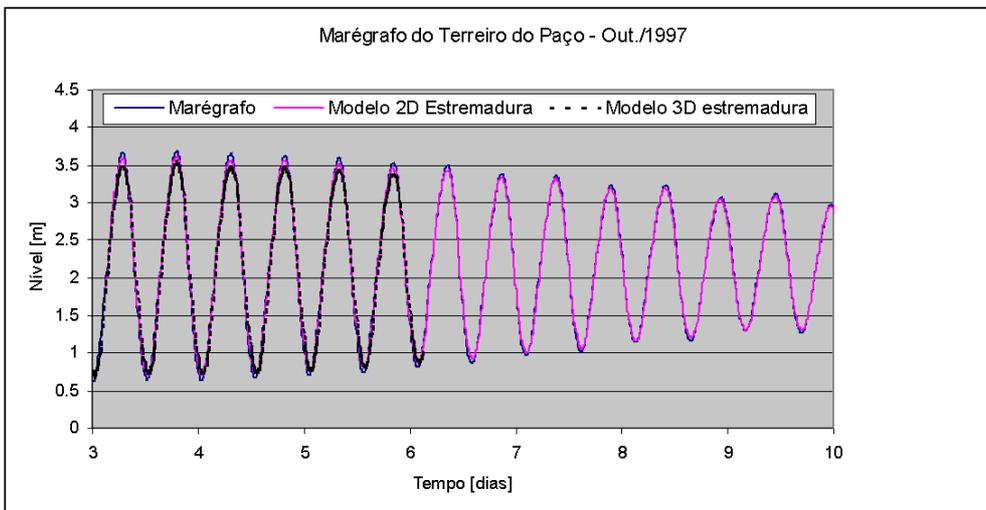


Figura 267 – Comparação de níveis medidos no Terreiro do Paço e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.

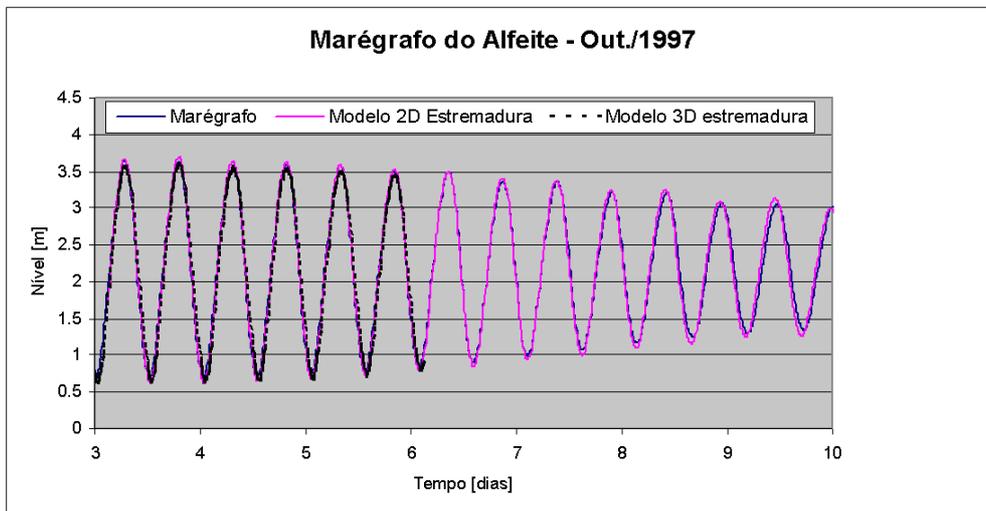


Figura 268 – Comparação de níveis medidos no Alfeite e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.

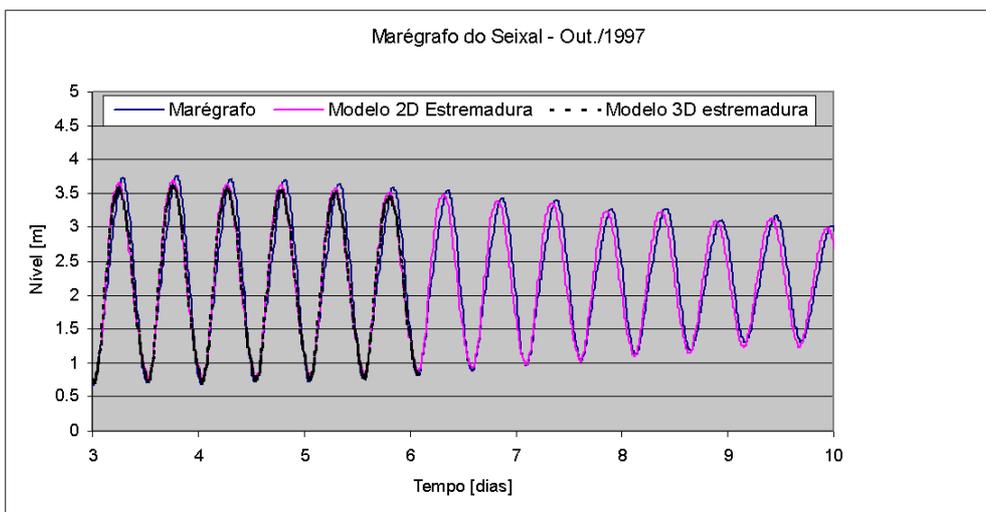


Figura 269 – Comparação de níveis medidos no Seixal e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.

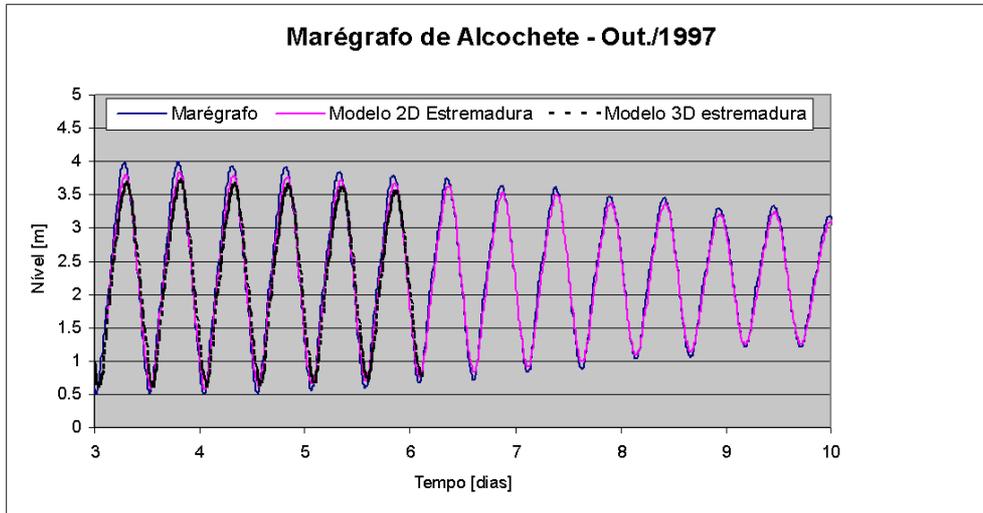
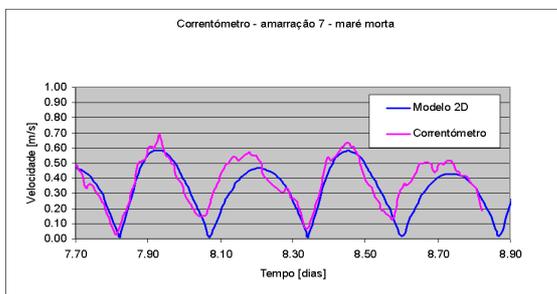


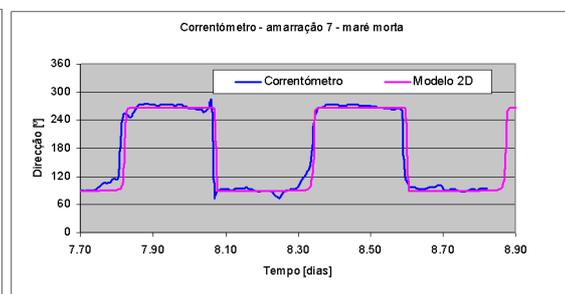
Figura 270 – Comparação de níveis medidos em Alcochete e os obtidos pelo sub-modelo aplicado à costa da Estremadura corrido em 2D e 3D.

7.3.3 Validação das velocidades na Trafaria

Os resultados do modelo 2D foram comparados com dados obtidos por correntómetros colocados ao largo da Trafaria. Foram fundeados correntómetros de medição em contínuo, em dois locais distintos: num dos locais, denominado amarração 7 (Hidromod, 1997), situado a 300 m da costa onde as profundidades são da ordem dos 30 m, foram medidos 2 ciclos de maré em maré morta. No outro local (amarração 8, Hidromod, 1997) mais perto da Costa (50 m) numa zona onde as profundidades são da ordem dos 10 m foram medidos dois ciclos de maré em maré viva e maré morta. A comparação entre as velocidades medidas em maré morta na amarração 7 mostra que os valores de intensidade e direcção estão em fase. No entanto, no caso da intensidade em baixa-mar existe um ligeiro adiantamento de fase (Figura 271). Os valores de amplitude são muito semelhantes havendo também diferenças no caso da intensidade da corrente em situações de baixa-mar (Figura 271).



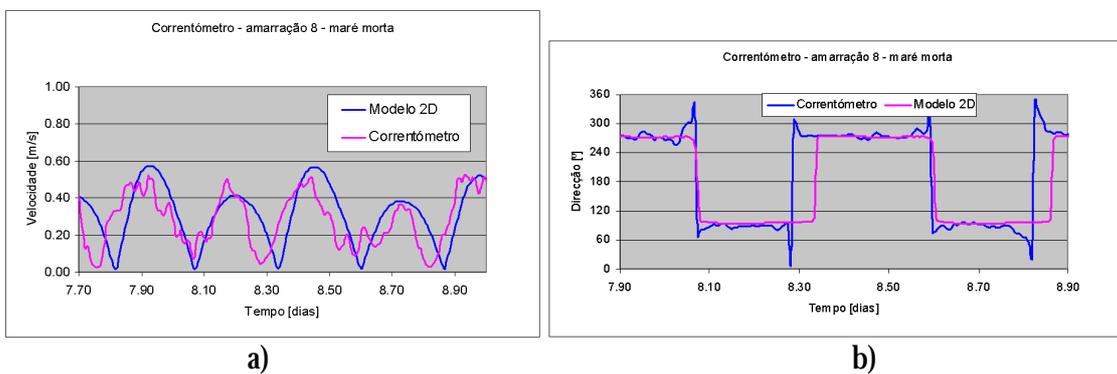
a)



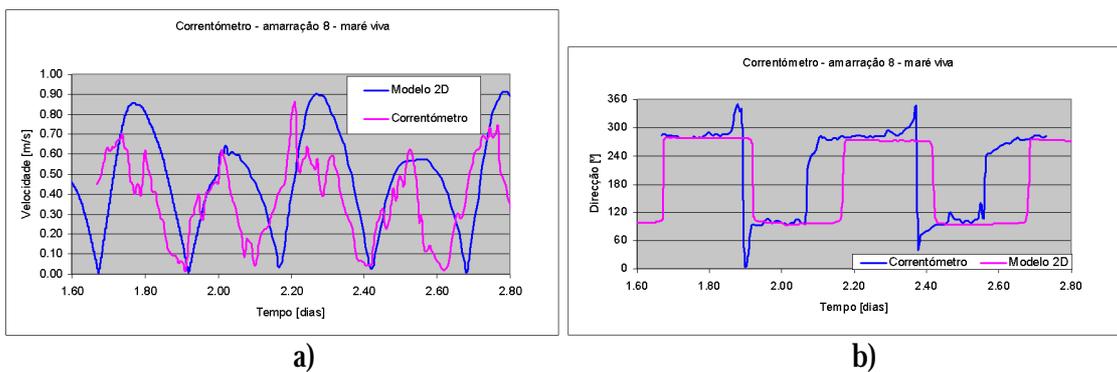
b)

Figura 271 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 7 com o modelo em maré morta a) intensidade b) direcção (0° - Oeste, 90° - Norte).

A amarração 8 está mais próxima da costa e, conseqüentemente, mais sujeita ao efeito das irregularidades da linha de costa. Os resultados de comparação das correntes em maré morta (Figura 272) e em maré viva (Figura 273) mostram este efeito em especial os valores de direcção que apresentam diferenças de fase significativas, especialmente em situações de preia-mar. Apesar destes erros de fase as amplitudes medidas pelos correntómetros em ambos os períodos são semelhantes às simuladas.



a) b)
Figura 272 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 8 com o modelo em maré morta a) intensidade b) direcção (0° - Oeste, 90° - Norte).

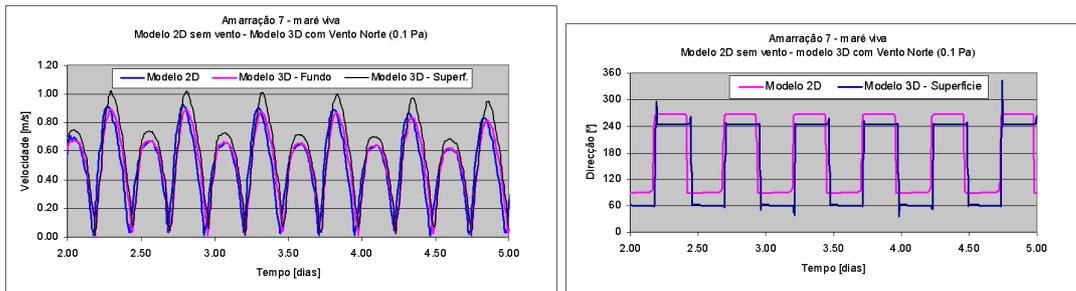


a) b)
Figura 273 – Comparação dos valores medidos de correntes na amarração 8 com o modelo em maré viva a) intensidade b) direcção (0° - Oeste, 90° - Norte).

7.3.4 Efeitos tridimensionais na Trafaria

Os valores do sub-modelo forçado apenas com a maré foram comparados directamente com as medidas que sofreram o efeito de diversos processos. Uma análise de sensibilidade interessante é correr o sub-modelo em 3D forçado com a maré e um vento de Norte de 0.1

para perceber até que ponto o vento pode alterar as correntes na Trafaria. Resultados apresentados na Figura 274 mostram que o vento esquemático utilizado introduz pequenas diferenças na intensidade e direcção das camadas da superfície na ordem dos 10%. Tendo em conta que 0.1 Pa corresponde aproximadamente a um vento de 30 km/h que se pode considerar um vento forte, podemos concluir que o efeito do vento neste local influencia apenas a superfície do escoamento e de uma forma pouco vincada.



a)

b)

Figura 274 – Comparação dos valores obtidos com um modelo 2D e outro 3D no local da amarração 7 em maré viva a) intensidade b) direcção (0° - Oeste, 90° - Norte).

A n e x o V I I I

A MODELAÇÃO COMO FERRAMENTA AUXILIAR DE GESTÃO - O SISTEMA MULTIMUNICIPAL DA COSTA DO ESTORIL

8.1 Características do sistema

O Sistema de Saneamento da Costa do Estoril destina-se a servir uma área de atendimento de cerca de 22 000 ha e que abrange quatro municípios (a totalidade do município de Cascais, grande parte dos municípios de Oeiras e de Sintra e parte do município da Amadora). Actualmente, estima-se a população servida pelo sistema em cerca de 720.000 habitantes equivalentes, valor que se espera que venha a aumentar no ano de 2025 para 920.000 habitantes equivalentes.

O sistema de drenagem, tratamento e destino final das águas residuais da Costa do Estoril inclui as seguintes componentes principais:

1. Interceptor gravítico com cerca de 25 km de extensão;
2. Emissários terrestres gravíticos, desenvolvidos ao longo das linhas de vale da área de atendimento;
3. Estações elevatórias, localizadas nas zonas baixas, algumas equipadas para injectar oxigénio puro nas condutas elevatórias. Existem também três instalações para adição de peróxido de hidrogénio;
4. Estação de Tratamento de Águas Residuais (ETAR), que se desenvolve quase totalmente no subsolo (subterrânea) e que, actualmente se encontra em fase de beneficiação;
5. Emissário submarino, com extensão total de 2750 m, dispondo de dois difusores de 400 m e que descarregam o efluente a cerca de 40 m de profundidade.

A Figura 275 diz respeito à localização da área de atendimento do sistema de Saneamento da Costa do Estoril, com indicação dos municípios servidos.

De acordo com a legislação em vigor, a orla costeira ocidental, em particular da zona de vizinhança do emissário submarino do sistema de Saneamento da Costa do Estoril, encontra-

se classificada como zona menos sensível. Esta situação resulta, fundamentalmente, da capacidade de renovação e regime de correntes da zona.

O efluente do sistema de Saneamento da Costa do Estoril é descarregado na zona da Guia, a ocidente de Cascais. Os difusores encontram-se instalados na parte exterior da plataforma do rio Tejo, que nesse local apresenta uma largura de cerca de 20 km. Embora as condições de escoamento da zona ("regime de correntes") sejam sobretudo controladas pela ação das marés, o vento local pode gerar velocidades de corrente, em conjunto com a maré, superiores a 70 cm/s, conforme se pode constatar pelos registos de medição disponíveis.



Figura 275 – Esquema do sistema municipal da costa do Estoril

8.2 Mohid uma ferramenta de interpolação e extrapolação no espaço e no tempo

O sistema Mohid tem sido utilizado desde 1997 como uma ferramenta auxiliar na monitorização da eficiência deste sistema. Esta ferramenta tem-se mostrado especialmente útil nos seguintes aspectos:

- a) avaliar as características específicas do meio receptor, nomeadamente em termos de regime de correntes e condições de dispersão no campo afastado;
- b) avaliar o impacto da descarga do efluente da Estação de Tratamento de águas Residuais (ETAR), por intermédio do emissário submarino, no meio receptor;
- c) avaliar as eventuais alterações ou beneficiações do meio receptor resultantes da adopção de um tratamento secundário, na ETAR, em vez de um tratamento primário;

- d) identificar fugas no sistema interceptor que ponham em risco a qualidade da água das praias.

8.2.1 Dispersão da pluma função da direcção do vento

No caso do emissário da Guia foi utilizado o modelo de partículas (Leitão, 1996) para estudar a dispersão da pluma e perceber que praias poderiam ser contaminadas para diversas situações de vento.

A dispersão da pluma foi simulada para os seguintes cenários de hidrodinâmica: vento constante durante 2 dias de Norte, de Sul, de Oeste e vento real durante 4 dias. Em todos os cenários foi considerado um efluente após tratamento primário (10^6 Coliformes Fecais / 100 ml), uma diluição inicial de 10^3 e o caudal de projecto para 2025, $2.5 \text{ m}^3/\text{s}$. Nos três primeiros cenários foi simulada a dispersão da pluma admitindo os seguintes cenários de mortalidade bacteriana: T_{90} de 3 horas (valor resultante de medidas locais), T_{90} de 12 horas (que não são aqui apresentados) e T_{90} de 2 dias (valor máximo admitido na literatura Ashbolt, 1999). No caso de vento real apenas se considerou um T_{90} de 2 dias. A utilização de um tempo de decaimento de 2 dias é uma forma de provar por absurdo que a probabilidade de as praias mais próximas sofrerem algum tipo de contaminação microbiológica com origem no emissário é extremamente baixa.

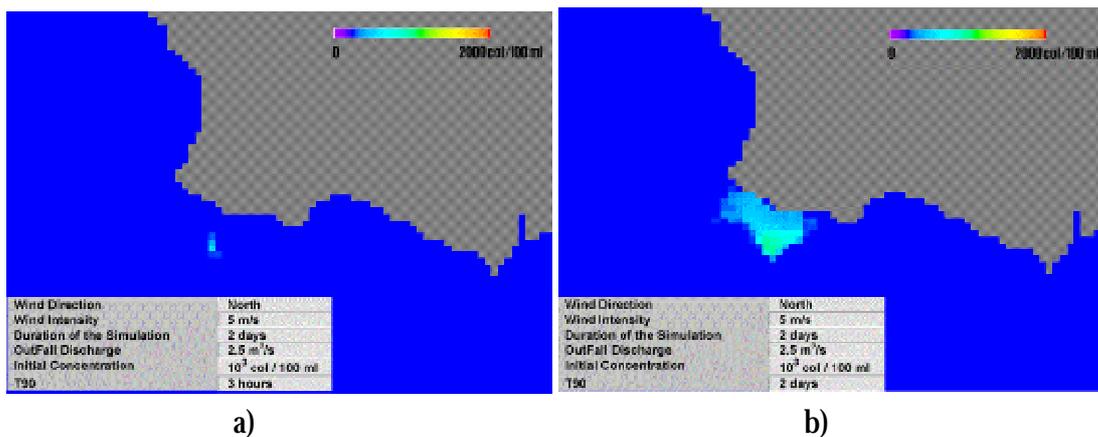


Figura 276 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Norte de 5 m/s. As características do efluentes são: caudal de $2.5 \text{ m}^3/\text{s}$, concentração de 10^6 coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10^3 e um T_{90} de a) 3 horas b) 2 dias.

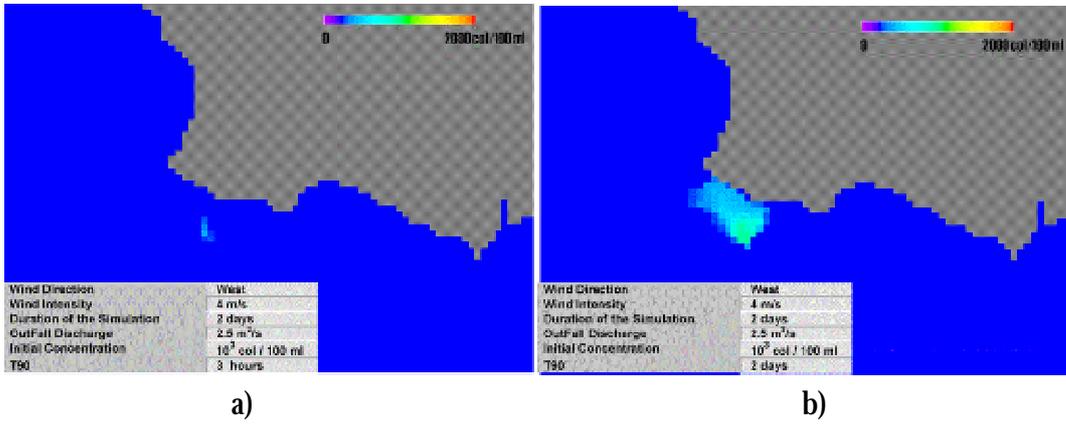


Figura 277 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Oeste de 4 m/s. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de a) 3 horas e b) 2 dias.

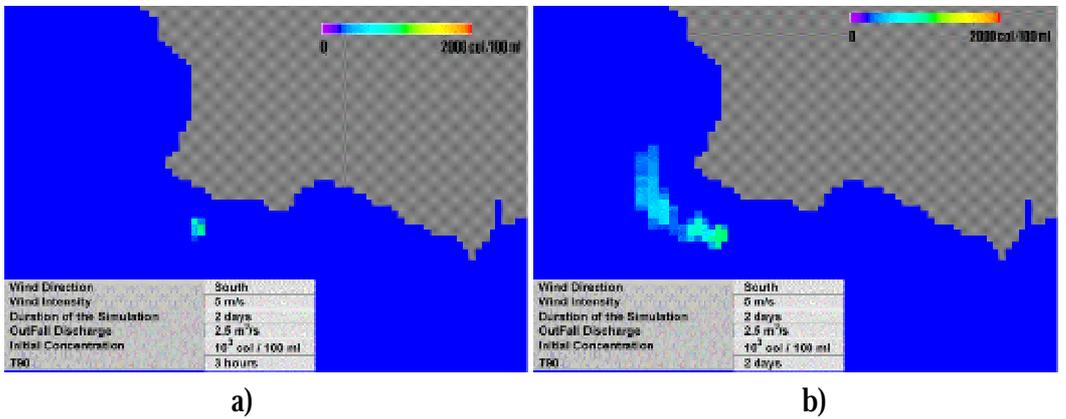


Figura 278 – Concentração de coliformes fecais após 2 dias de simulação com vento Sul de 5 m/s. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de a) 3 horas e b) 2 dias.

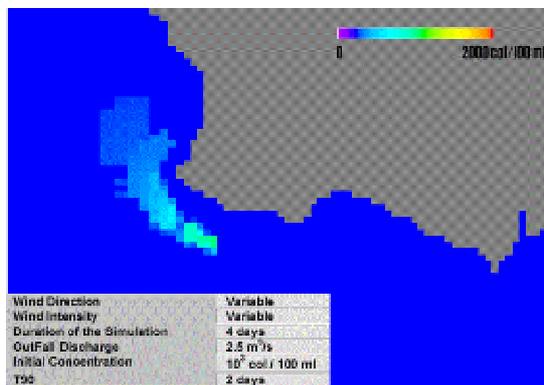


Figura 279 – Concentração de coliformes fecais após 4 dias de simulação com vento real que inicialmente sopra de Norte e de seguida roda para Oeste e por fim de Sul. As características do efluentes são: caudal de 2.5 m³/s, concentração de 10³ coli. / 100 ml após uma diluição inicial de 10³ e um T90 de 2 dias.

Os primeiros três cenários são importantes para perceber, de uma forma clara, qual a importância que pode ter o vento na dispersão da pluma. Por sua vez a análise de sensibilidade efectuada à taxa de decaimento dos coliformes é importante também devido à incerteza associada à inactivação bacteriológica, na medida em que depende de um elevado número de factores (Monteiro, 1995), nomeadamente: radiação solar, temperatura, salinidade, predação pelo biota do meio receptor, concentração de nutrientes, substâncias tóxicas, sedimentação após descarga, ressuspensão de sedimentos contaminados, taxa de crescimento dos microorganismos no meio receptor.

Foram feitas inúmeras medidas de mortalidade no âmbito do estudo sobre as águas residuais na região de Lisboa em 1978. A Figura 280 mostra os resultados dessas medidas, nas ordenadas está representado a concentração numa escala logarítmica e nas abcissas o tempo em minutos. Nesta figura pode observar-se que, tipicamente, as concentrações demoram entre 2 e 3 horas a diminuir uma ordem de grandeza (T_{90}). Medidas recentes ainda não publicadas feitas no âmbito do programa de monitorização do emissário da Guia apresentam valores de T_{90} inferiores a 1 hora.

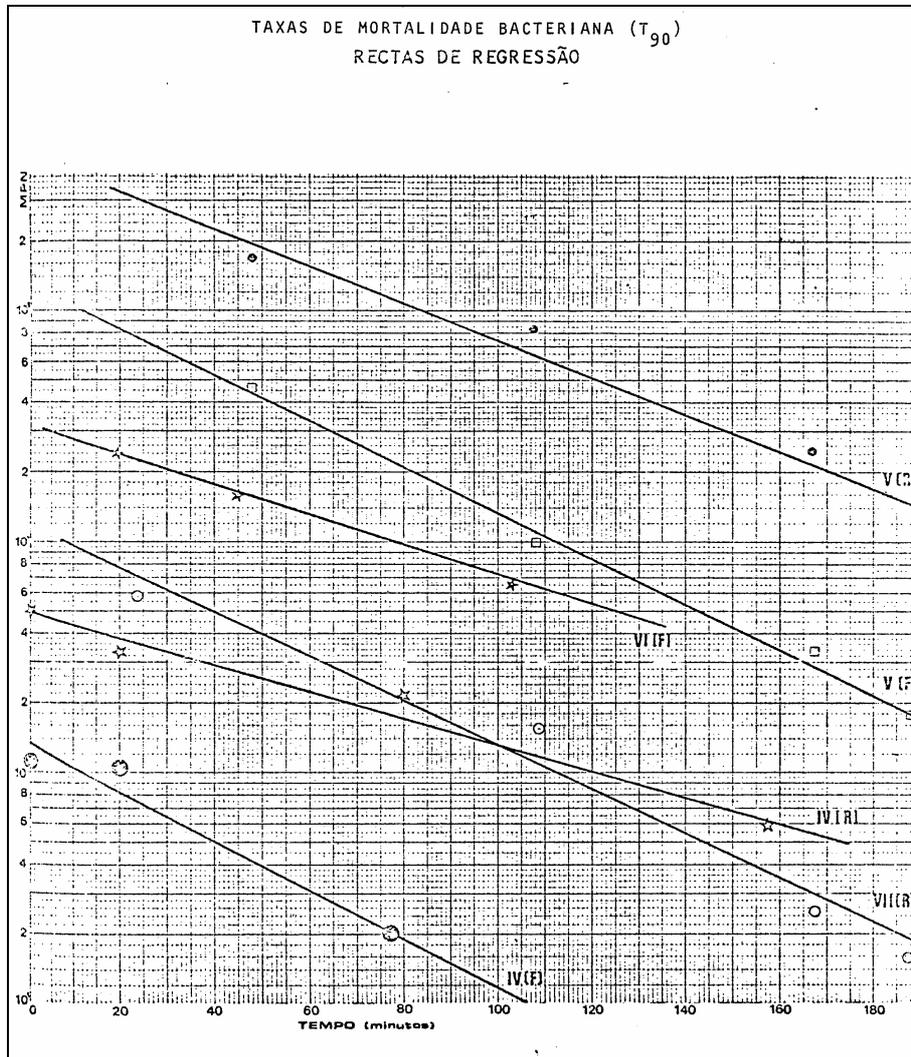


Figura 280 – Taxas mortalidade de coliformes fecais medidas na Costa do Estoril no âmbito dum estudo sobre água residuais na região de Lisboa em 1978. Nas ordenadas está representado a concentração numa escala logarítmica e nas abcissas o tempo em minutos. Nesta figura pode-se ver que as concentrações nunca demoram, a baixar uma ordem de grandeza, mais que 180 minutos (3 horas).

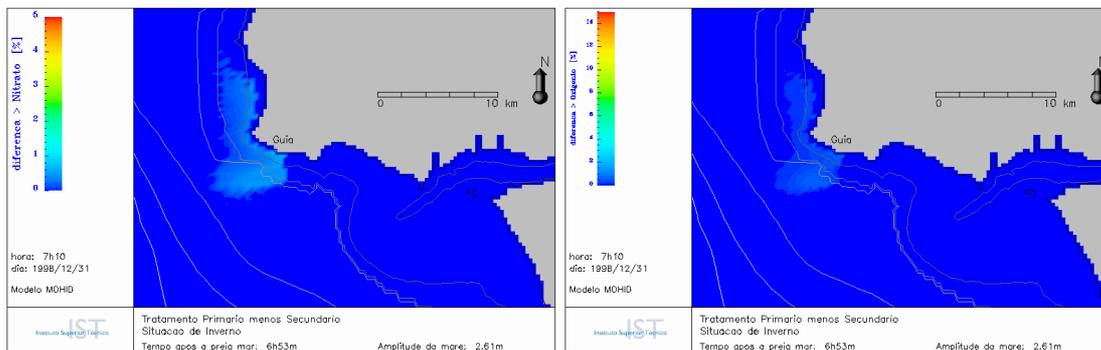
8.2.2 Efluente Secundário Versus Efluente Primário - Efeitos no Meio Receptor

Para comparar os efeitos da adopção do tratamento primário e secundário na ETAR foi simulada a evolução da pluma e das concentrações de poluentes no meio receptor para essas duas situações. Neste caso o modelo hidrodinâmico 3D foi acoplado a um módulo de partículas lagrangeanas (Leitão, 1996), cujos termos de fonte e poço são resolvidos por um modelo biogeoquímico (Portela, 1996, Pina, 2001) .

Foram feitas simulações para diferentes situações de vento, nomeadamente: vento nulo, ventos de NW e SW de 5 m/s, usuais no local. Relativamente às concentrações dos

parâmetros de qualidade da água do meio receptor foram testadas duas condições uma típica de Verão e outra de Inverno.

Foram calculadas as diferenças de concentração decorrentes das descargas de efluente primário e secundário, em termos de nitratos, oxigénio dissolvido, amónia, CBO5 e fitoplâncton. Os valores são apresentados em termos percentuais. No que diz respeito ao nitrato e ao oxigénio os piores resultados registam-se para a situação de Inverno e vento nulo (Figura 281). As diferenças maiores no caso do fitoplâncton também foram registadas numa simulação com vento nulo, mas para uma situação de Verão (Figura 282).



a) b)
 Figura 281- Condições de Inverno e vento nulo. Diferença entre as concentrações de a) nitratos e de b) Oxigénio face a situação de tratamento primário ou secundário, expressa em percentagem.

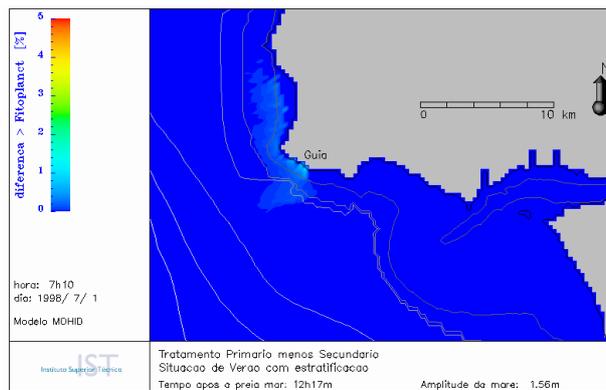


Figura 282 – Condições de Verão e vento nulo. Diferença entre as concentrações de fitoplâncton face a situação de tratamento primário ou secundário, expressa em percentagem.

As diferenças são da ordem de 1% dos valores de concentração limite referidos em Instituto da Água (1998). Os resultados obtidos já eram esperados, tendo em conta o pequeno impacte já conhecido associado à descarga do efluente. Estes resultados contribuíram para confirmar

que as condições hidrodinâmicas locais devidas à acção da maré constituem um mecanismo importante de dispersão de poluentes na zona.

8.2.3 Análise de sensibilidade da qualidade das praias a fugas do sistema

O sistema Mohid foi também utilizado para identificar fugas no sistema interceptor responsáveis por valores de coliformes acima do recomendado em algumas praias em determinados instantes de maré. Neste caso foi utilizado um sistema de modelos encaixados (ou sub-modelo) com dois níveis. Num primeiro nível foi corrido um modelo com modelo com um passo mínimo de 300 metros, com a fronteira Norte localizada no cabo Carvoeiro e a fronteira Sul no cabo Espichel, abrangendo todo o estuário do Tejo (Figura 283). Num segundo nível é corrido um sub-modelo com um passo mínimo de 50 m que abrange toda a Costa do Estoril (Figura 283).

Modelos encaixados

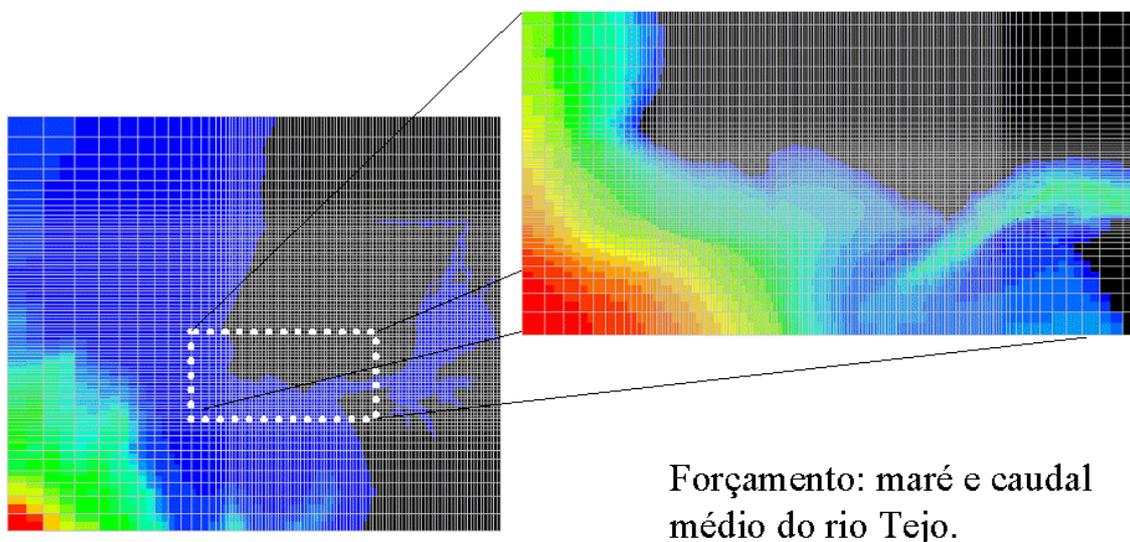
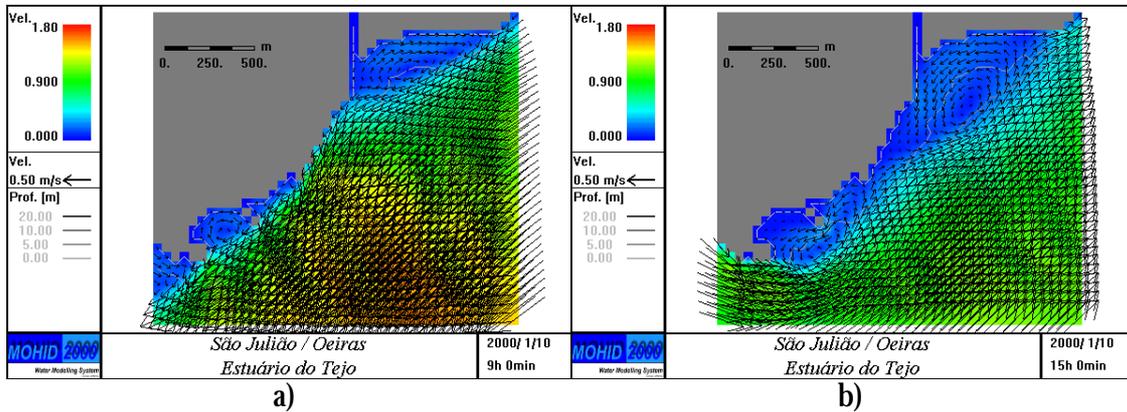


Figura 283 – Sistema de modelos encaixados (ou sub-modelos) aplicado ao estuário do Tejo.

Este modelo de alta resolução permite simular as recirculações, conhecidas por “ravessas”, associadas às praias (ex: Torre e Oeiras - Figura 284). Este detalhe do escoamento é fundamental caso se pretenda simular a dispersão de descargas feitas junto à costa.



a) b)
 Figura 284 – Campo de velocidades que mostra recirculações associadas às praias da Torre e de Oeiras a) vazante b) enchente.

Numa primeira fase foi realizada uma análise de sensibilidade a pontos de descarga previamente identificados. As descargas de coliformes foram simuladas recorrendo à mesma metodologia utilizada para simular a dispersão da pluma do emissário em função do vento. Neste caso foi apenas utilizado um T90 de 3 horas (Figura 280). Foram realizadas diversas descargas ao longo da costa do Estoril (Figura 285).

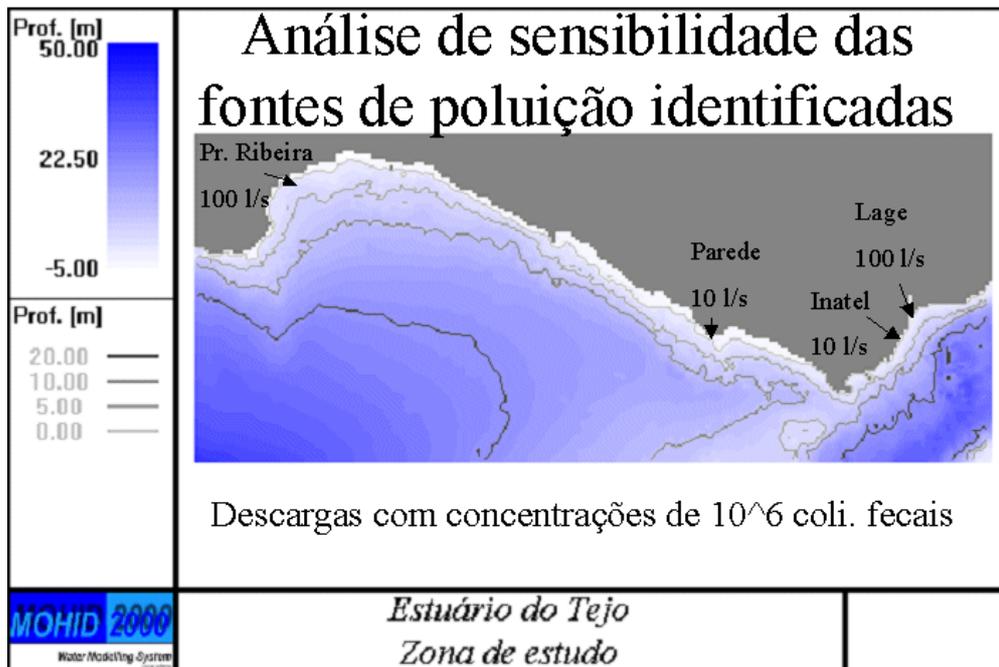
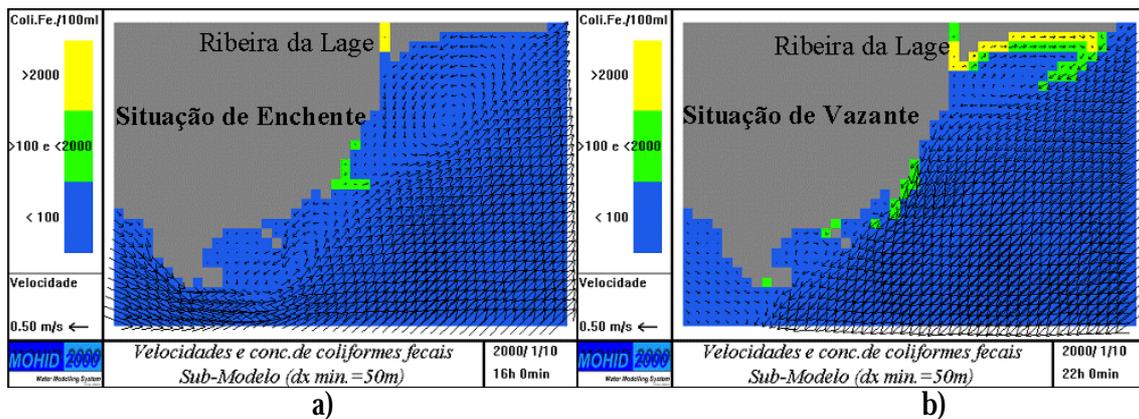


Figura 285 – Análise de sensibilidade a fontes de poluição identificadas ao longo da costa do Estoril.

Um dos aspectos positivos destas simulações foi o de mostrar o papel fundamental das recirculações na qualidade da água de uma praia. O caso mais evidente é o da praia de Oeiras que no seu lado Oeste tem uma descarga de coliformes importante associada à ribeira da

Lage. Uma vez que esta ribeira sofre o efeito da maré as descargas de esgotos feitas para a ribeira ficam retidas nesta em enchente (Figura 286a) sendo emitidas para o mar em vazante (Figura 286b). Durante este período devido a uma forte recirculação a água da Ribeira tende a percorrer toda a praia junto a terra ou seja tende a contaminar principalmente a zona balnear. Este resultado mostra que o problema de poluição da praia de Oeiras só será resolvido quando deixarem de ser feitas descargas para a Ribeira da Lage.



a) b)
 Figura 286 – Campo de velocidades e concentrações de coliformes em situações de a) enchente b) vazante.

Esta aplicação foi um primeiro passo para implementação de um sistema de identificação rápida de fontes pontuais de poluição. Apesar de o sub-modelo com um passo de 50 permitir identificar um grande número de particularidades do escoamento junto à costa esta precisão ainda não é suficiente para simular com precisão a dispersão de descargas clandestinas. Descargas de traçadores químicos (rodamina) feitas nas praias mostram que a dispersão junto à linha de costa tem um comportamento que depende do vento local e da batimetria local que não é possível reproduzir com precisão com um passo de 50 m. Com o objectivo de melhorar a capacidade de previsão do sistema Mohid está a ser acrescentado um terceiro nível ao sistema de modelos encaixados anteriormente descrito. Este terceiro nível será constituído por sub-modelos com um passo de 20 m que são forçados com a solução do segundo nível (passo 50 m). Neste terceiro nível será corrido um modelo para as praias mais importantes. Encontra-se a decorrer uma tese de mestrado que pretende validar este sistema aplicado apenas à zona de influência da Ribeira da Cadaveira. Posteriormente será aplicado a outras zonas problemáticas situadas ao longo da costa do Estoril.