

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

**MORFODINÂMICA E CONDIÇÃO DE
EQUILÍBRIO DO LEITO SOB A AÇÃO
DE CORRENTES DE TURBIDEZ**

EDUARDO PUHL

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental.

Orientação: Prof.^a Ana Luiza de Oliveira Borges

Banca Examinadora:

Prof. Rafael Manica
Prof. Elírio Toldo Jr.
Prof. Geraldo Lopes da Silveira

IPH/UFRGS
CECO/UFRGS
UFSM/RS

Porto Alegre, junho de 2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL

INSTITUTO DE PESQUISAS HIDRÁULICAS

MORFODINÂMICA E CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO
DO LEITO SOB A AÇÃO DE CORRENTES DE
TURBIDEZ

EDUARDO PUHL

Orientação: Prof.^a Ana Luiza de Oliveira Borges

Co-orientador Estrangeiro: Prof. Marcelo Horácio García

Colaboração: Prof. Rogério Dornelles Maestri

Porto Alegre, junho de 2012

“Os meu pensamento não são os vossos pensamentos, e vossos caminhos não são os meus — oráculo do SENHOR. Pois tanto quanto o céu está acima da terra, assim estão os meus caminhos acima dos vossos e meus pensamentos distantes dos vossos. E como a chuva e a neve que caem do céu para lá não voltam sem antes molhar a terra e fazê-la germinar e brotar, a fim de produzir semente para quem planta e alimento para quem come, assim também acontece com a minha palavra: Ela sai da minha boca e para mim não volta sem produzir seu resultado, sem fazer aquilo que planejei, sem cumprir com sucesso a sua missão.”

Isaías 55, 8-11

APRESENTAÇÃO

Este trabalho foi desenvolvido no Programa de Pós-Graduação em Recursos Hídricos e Saneamento Ambiental (PPGIPH), do Instituto de Pesquisas Hidráulicas da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, sob a orientação da Professora Ana Luiza de Oliveira Borges. Faz parte da linha de pesquisa de Estudo e Modelagem dos Processos Hídricos, insere-se junto aos trabalhos realizados pelo Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade (NECOD).

Realizei, como parte deste estudo, um Estágio do Doutorado (Doutorado Sanduíche) durante o período de setembro de 2009 a setembro de 2010, na Universidade de Illinois, Campus Urbana-Champaign, Illinois, E.U.A, ficando sob a co-orientação do Professor Marcelo Horácio García, junto ao Laboratório de Sistemas Hidráulicos Ven te Chow, nas dependências do qual fiz meus experimentos.

Toda gratidão a Deus criador e presente em minha vida, de quem experimento a todo instante os pequenos sinais de Amor e Esperança que iluminam meu dia. Obrigado pelos misteriosos caminhos que me trouxeram a este ponto, o meu sonho era muito menor do que isso... obrigado a Ele por sonhar em mim. Todas as pessoas aqui lembradas foram reflexos desta Compaixão, por isso a Ele o primeiro obrigado!

Agradeço à Prof.^a Ana pela sua atenção e empenho em me proporcionar todas as ferramentas necessárias para levar adiante este trabalho. Muito obrigado pela compreensão e paciência perante minhas limitações, que são muitas, mas que se tornaram menores com a sua ajuda.

Meu agradecimento a toda equipe do NECOD, é muito melhor trabalhar em equipe e poder contar com a diversidade de cada um para cooperar e não competir. Ao “capitão” da equipe, Prof. Maestri, pela sua dedicação e por acreditar no potencial de cada um. Aos colegas Prof. Manica, Prof. Brito, Christian, Leonardo, Carolina, Daniel, Richard, Pedro, Cristiano, Camila, que permitem um ótimo convívio e não hesitam em auxiliar para construir um novo conhecimento. À equipe de apoio (e “que” apoio), obrigado à Eva, Taís, Lisiane, Deleon, Farina, Sérgio, entre outros. Obrigado a todos que contribuíram para o crescimento deste núcleo de excelência em pesquisa.

Preciso agradecer, também, à Empresa Petróleo Brasileiro S.A, nas pessoas dos geólogos Adriano Viana, Marco Moraes e Paulo Paraizo, os quais demonstraram confiança, não só neste núcleo de pesquisa, mas naqueles que o compõe.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), órgão pelo qual o Estágio de Doutorado foi fomentado, meu agradecimento pelos ótimos serviços prestados.

I would like to thank Prof. Marcelo García for having accepted me and given me support on my research plans. Special thanks to J. Ezequiel Martín, great experimentalist and friend. Many thanks to my partner during the experimental work: Ruiyu Wang. Also, thanks to all Hydro Lab people who have welcomed me and my wife with great care. All of you have made my time there an incredible experience!

Agradeço especialmente pelas minhas famílias, meus pais, José Luiz e Ivanira, meus sogros, João e Marília, meus irmãos e sobrinhos. Obrigado pelo apoio e incentivo, mas, principalmente, pela presença revigorante em nossos encontros.

Obrigado à família que Deus me confiou: o Grupo de Oração Universitário do Bom Fim e o Ministério Universidades Renovadas da Renovação Carismática Católica, cuja presença, orações e apoio foram essenciais. For my friends in Christ from Grad Rosary and “Instruments of the Holy Spirit” Prayer Group who have filled our need of Love for God. Thanks for all pious prayers in the time of need; you will always be in our hearts and petitions.

Agradecimento muito especial a minha esposa, Liege, que era minha namorada quando iniciei este trabalho e por quem posso experimentar o verdadeiro amor, não o conceito falso e vazio de um sentimento egoísta, mas a doação diária e sua proliferação, uma vez que é embaçado naquele que é o próprio amor.

Que Deus abençoe a todos!

RESUMO

Ensaio experimentais foram realizados com o intuito de criar condições ao escoamento das correntes de turbidez a alcançar um estado de equilíbrio dinâmico, o qual é associado à escoamentos com alta capacidade de transferência de sedimentos para a bacia submarina. Devido à sua imprevisibilidade e dificuldades de medição, os dados obtidos em ambientes naturais das correntes de turbidez são escassos, porém sua importância na geração de reservas de hidrocarbonetos é amplamente reconhecida. Duas séries experimentais foram realizadas, para tanto, um canal unidirecional (5,38 m (C) x 0,30 m (L) x 0,38 m (A)) foi utilizado, sob uma declividade de 3°. As correntes foram compostas por caulim fino ($d_s = 23 \mu m$) e uma descarga contínua ($q = 2 \text{ l/s}$) foi mantida em todo o experimento. Nos ensaios de maior concentração (Fase A – $C_v = 2,70\%$), o escoamento acelerou ao longo do tempo, diluindo-se e diminuindo a resistência junto ao leito. Já a Fase B (menor concentração – $C_v = 1,25\%$) indica uma retração do fluxo (redução na espessura), desenvolvendo uma camada basal de maior concentração e cisalhamento. O estado de equilíbrio do escoamento, a partir da formação e equilíbrio das formas de fundo, foi atestado através da análise dos modelos teóricos e das equações governantes, sendo função do número de Richardson normal ($Ri_N \approx 0,41$). Inclusive, o escoamento assemelhou-se ao escoamento uniforme em canal, de modo que, para uma mesma descarga, o escoamento ajustou-se a uma mesma declividade ($S \approx 0,07$) e coeficiente de resistência ($c_f \approx 0,015$). Os resultados indicam para a potencialidade das correntes de turbidez em gerar as chamadas Ondas Sedimentares, estruturas encontradas em ambientes naturais semelhantes às antidunas fluviais. A evolução temporal da declividade e sua importância para obtenção de um estado de equilíbrio, indica que, através da manutenção de uma descarga de sedimentos (*e.g.* por cheias fluviais, instabilidades de acumulação deltaica), as correntes tem capacidade de alcançar um estado de equilíbrio com o leito, mesmo em regime de deposição. Boas correlações dos experimentos simulados com o uso de modelos de previsão de formas de fundo fluviais e a desenvolvimento similar das ondulações geradas são novos indícios que atestam a semelhança entre os mecanismos de geração e formação das formas de fundo às geradas por escoamentos fluviais. Além disso, a caracterização da camada basal da corrente, responsável pela maior parte do transporte sedimentar e com perfis característicos semelhantes aos de escoamento fluviais, geraram melhor correlação dos dados experimentais com os modelos fluviais.

ABSTRACT

Turbidity currents were simulated in laboratory in order to allow the flows to reach an dynamic equilibrium condition, which is related to natural flows of great potential of transferring sediment into the submarine basin. Natural observation and measurements from turbidity currents are very rare due to its unpredictability and difficulties, however its role in the generation of hydrocarbons reservoirs it is widely recognized. Two experimental series were performed with the use of an unidirectional tank (5,38 m long, 0,30 m wide and 0,38 m high), which sited in a slope of 3 degrees. The flows were composed by kaolin ($d_s = 23 \mu m$) and fed the tank continuously with the same discharge ($q = 2 \text{ l/s}$). High concentration (Phase A – $C_v = 2,7\%$) flows accelerated trough time, diluting it and reducing shear on the bed. Phase B experiments (low conc. – $C_v = 1,25\%$) indicated flow retraction (lower H and U) and the development of a high concentration basal layer, together with higher bed shear. The equilibrium stage between the flow and the bedforms was verified with the use of theoretical models and governing equations, at the end it was verified that it was a function of the normal Richardson number ($Ri_N \approx 0,41$). Plus, a similar behavior of the flow with uniform open channel flows was verified, in a way that for a given discharge, the flow was set to the same slope ($S \approx 0,07$) and drag coefficient ($c_f \approx 0,015$). Also, new results indicate the potential of turbidity currents to generate sedimentary waves, particular features found in natural environments generally associated with antidunes. The temporal evolution of the bed slope was very relevant to the flow equilibrium stage; so that in the natural environment periodic discharges (*e.g.* river floods, instabilities of deltaic accumulation) could allow turbidity currents reach an equilibrium stage with the bed through deposition. Good correlation with experimental data of fluvial bedforms prediction models and similar development of resulting ripples are new evidence of similarity between mechanisms of generation and evolution of the fluvial and turbidity currents bedforms. Besides that, an improvement of the correlation was observed when characteristic scales of the basal layer were used, which is a region of high sediment transport having typical profiles very similar to fluvial ones.

SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	IV
RESUMO	VI
ABSTRACT	VII
SUMÁRIO	VIII
LISTA DE TABELAS	XII
LISTA DE FIGURAS	XIII
LISTA DE SÍMBOLOS	XIX
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 OBJETO DE ESTUDO	1
1.2 PROBLEMÁTICA	2
1.3 HIPÓTESE DE TRABALHO	3
1.4 JUSTIFICATIVA	4
1.5 LIMITAÇÕES DO ESTUDO	5
2 OBJETIVOS	6
2.1 OBJETIVO PRINCIPAL	6
2.2 OBJETIVOS SECUNDÁRIOS	6
3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
3.1 CORRENTES DE TURBIDEZ	7
3.1.1 INICIAÇÃO DO PROCESSO	7
3.1.2 FORMA E EVOLUÇÃO	8
3.1.3 PERFIS VERTICAIS CARACTERÍSTICOS	13
3.1.4 TROCAS NAS INTERFACES	15

3.1.5	INTENSIDADE TURBULENTA	20
3.2	DESCRIÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES	22
3.2.1	EQUAÇÕES DO MOVIMENTO INTEGRADAS NA VERTICAL	23
3.2.2	QUANTO AO CARREAMENTO	25
3.2.3	QUANTO À INCORPORAÇÃO DO SEDIMENTO DO LEITO	27
3.2.4	“MODELO DE 3 EQUAÇÕES” PARA CORRENTES DE DENSIDADE	28
3.2.5	“MODELO DE 4 EQUAÇÕES” PARA CORRENTES DE DENSIDADE	29
3.3	CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO DE ESCOAMENTO	32
3.3.1	CASO FLUVIAL	32
3.3.2	CASO DE CORRENTES CONSERVATIVAS	33
3.3.3	CASO DE CORRENTES DE TURBIDEZ	34
3.4	RESISTÊNCIA AO ESCOAMENTO – CASO FLUVIAL	36
3.4.1	RESISTÊNCIA DE GRÃO	36
3.4.2	RESISTÊNCIA DE FORMA	38
3.4.3	RESISTÊNCIA TOTAL	50
3.5	FORMAS DE FUNDO GERADAS POR CORRENTES DE TURBIDEZ	52
3.5.1	DEFINIÇÃO E CLASSIFICAÇÃO DAS ONDAS SEDIMENTARES	52
3.5.2	MECANISMOS DE GERAÇÃO DAS ONDAS SEDIMENTARES	55
3.5.3	OBSERVAÇÕES EM LABORATÓRIO E CAMPO	58
3.5.4	MÉTODO DE SEPARAÇÃO DA RESISTÊNCIA AO ESCOAMENTO DEVIDO AO GRÃO E À FORMA	60
4	MATERIAIS E MÉTODOS	62
4.1	CANAL UNIDIRECIONAL	62
4.1.1	ESTRUTURA	62
4.1.2	ALIMENTAÇÃO	63
4.2	SEDIMENTOS E MATERIAIS	63
4.3	INSTRUMENTAÇÃO	65
4.3.1	MEDIDAS DE CONCENTRAÇÃO DE SEDIMENTOS EM SUSPENSÃO	65
4.3.2	MEDIDAS DE VELOCIDADE	66
4.3.3	IMAGEAMENTO DO DEPÓSITO	66
4.3.4	MEDIDAS DA BATIMETRIA DO LEITO	66
4.4	ENSAIOS REALIZADOS	67
4.5	PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	69
4.6	AQUISIÇÃO DE DADOS	71
4.6.1	MEDIDAS DE CONCENTRAÇÃO DE SEDIMENTOS EM SUSPENSÃO	71

	x	
4.6.2	MEDIDAS DE VELOCIDADE	72
4.6.3	IMAGEAMENTO DO DEPÓSITO	73
4.6.4	MEDIDAS DE BATIMETRIA	73
5	RESULTADOS	75
5.1	CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO	75
5.1.1	OBTENÇÃO DOS PERFIS CARACTERÍSTICOS	75
5.1.2	EVOLUÇÃO DOS PERFIS CARACTERÍSTICOS	77
5.1.3	TENSÃO DE CISLHAMENTO/ VELOCIDADE DE CISLHAMENTO	81
5.1.4	ESCALAS INTEGRAIS	81
5.1.5	PERFIS ADIMENSIONALIZADOS	83
5.1.6	EVOLUÇÃO DOS PARÂMETROS MÉDIOS DO ESCOAMENTO	86
5.1.7	DISCUSSÃO DA CARACTERIZAÇÃO DO ESCOAMENTO	89
5.2	CARACTERIZAÇÃO DO LEITO	90
5.2.1	IDENTIFICAÇÃO DAS FORMAS DE FUNDO	91
5.2.2	BATIMETRIA DO LEITO	92
5.2.3	MIGRAÇÃO DAS FORMAS DE FUNDO	95
5.2.4	PARAMETRIZAÇÃO DAS FORMAS DE FUNDO	99
5.2.5	RESISTÊNCIA AO ESCOAMENTO DEVIDO À PRESENÇA DAS FORMAS DE FUNDO	104
5.2.6	USO DE PREVISORES DE FORMAS DE FUNDO	107
5.2.7	MODELO DE ESTABILIDADE LINEAR	114
5.2.8	DISCUSSÃO DA CARACTERIZAÇÃO DO LEITO	115
5.3	INVESTIGAÇÃO DAS CONDIÇÕES PARA EQUILÍBRIO DINÂMICO	118
5.3.1	DECLIVIDADE DO LEITO	119
5.3.2	COEFICIENTE DE CARREAMENTO (<i>ew</i>)	120
5.3.3	COEFICIENTE DE RESISTÊNCIA (<i>cf</i>)	121
5.3.4	NÚMERO DE RICHARDSON (<i>Ri</i>)	121
5.3.5	COEFICIENTE DA TAXA DE DEPOSIÇÃO (<i>r0</i>)	122
5.3.6	AVALIAÇÃO DA CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO PARA O MODELO DE 3 EQUAÇÕES	122
5.3.7	AVALIAÇÃO DA CONDIÇÃO DE EQUILÍBRIO PARA O MODELO DE 4 EQUAÇÕES	125
5.3.8	DISCUSSÃO DA INVESTIGAÇÃO DAS CONDIÇÕES PARA ESCOAMENTO NORMAL	128
6	DISCUSSÃO	130
7	CONCLUSÕES	133

7.1	QUANTO AO OBJETIVO PRINCIPAL	133
7.2	QUANTO AOS OBJETIVOS SECUNDÁRIOS	133
7.3	QUANTO AOS MÉTODOS DE ANÁLISE EMPREGADOS	135
7.4	QUANTO ÀS IMPLICAÇÕES NA MODELAGEM DA INTERAÇÃO DAS CORRENTES DE TURBIDEZ E DO LEITO	136
8	<u>RECOMENDAÇÕES</u>	<u>138</u>
9	<u>REFERÊNCIAS</u>	<u>139</u>

LISTA DE TABELAS

<i>Tabela 3.1 – Equações empíricas de previsão das dimensões das formas de fundo no estado de equilíbrio</i>	46
<i>Tabela 3.2– Principais características das Ondas Sedimentares, segundo o processo de formação (adaptado de Wynn e Stow, 2002)</i>	54
<i>Tabela 4.1– Principais características do sedimento utilizado nos experimentos</i>	65
<i>Tabela 4.2- Parâmetros Iniciais dos Experimentos</i>	68
<i>Tabela 5.1 – Período em que foram coletados os perfis de concentração, sendo referência para obtenção dos parâmetros do escoamento.</i>	75
<i>Tabela 5.2 – Parâmetros referentes ao cisalhamento junto ao leito, obtidos a partir dos perfis característicos.</i>	82
<i>Tabela 5.3 – Parâmetros médios, determinados pelas escalas integrais de Ellison e Turner (1959), e os parâmetros adimensionais característicos.</i>	83
<i>Tabela 5.4– Valores médios dos parâmetros de migração das Ondulações</i>	99
<i>Tabela 5.5– Fórmulas Empíricas para previsão das dimensões de Ondulações em escoamentos de canal em regime de equilíbrio</i>	101
<i>Tabela 5.6 – Evolução temporal dos coeficientes de resistência total e suas componentes devido ao grão e à forma.</i>	105

LISTA DE FIGURAS

<i>Figura 1.1 – Diagrama esquemático da formação de um fluxo gravitacional a partir do encontro entre um escoamento fluvial e um grande reservatório. (Simpson, 1997)</i>	1
<i>Figura 3.1 – Mecanismos de iniciação de correntes de turbidez: volume finito (A) e fluxo contínuo (B) – modificado de Mutti et al. (2009).</i>	9
<i>Figura 3.2 – Registro de uma corrente de turbidez simulada em laboratório, destacando as regiões do fluxo (cabeça e corpo) e também o nariz. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita. (fonte: NECOD)</i>	9
<i>Figura 3.3 – Imagens em sombra dos diferentes perfis da cabeça de correntes gravitacionais. Há um aumento na diferença de temperatura e do número de Reynolds (Re) de (a) muito pouco (não informado) até (f) 35°C – Schmidt (1911 apud Simpson, 1982)</i>	11
<i>Figura 3.4 – Registro de uma simulação física de correntes de turbidez, a partir de um ultrassom, mostrando a bipartição do fluxo - Del Rey (2005).</i>	12
<i>Figura 3.5 – Perfis característicos de velocidade (linha contínua) e cisalhamento (linha pontilhada) para (a) uma corrente de turbidez (Altinakar, 1988); (b) um escoamento fluvial (Julien, 1998); e (c) um escoamento de jato plano junto à parede (Schlichting, 1979).</i>	14
<i>Figura 3.6 – Perfis verticais característicos da velocidade e da concentração de sedimentos em suspensão das correntes de turbidez, vide explicação no texto. (Kneller & Buckee, 2000).</i>	14
<i>Figura 3.7 – Instabilidades de Kelvin-Helmholtz – Fernando (1991)</i>	16
<i>Figura 3.8 – Ilustração dos três estágios de mistura na interface (ver texto). Representação da vorticidade transversal (verde), vorticidade longitudinal de sinais opostos (azul e vermelho) e vorticidade vertical (amarelo) - Peltier & Caulfield (2003).</i>	18
<i>Figura 3.9 – Modelo Físico utilizado por Puhl et al. (2010) em experimentos da quantificação do carregamento da mistura (I) Tanque Odell-Kovaszny (II) discos giratórios para geração do escoamento (III) placa de iluminação uniforme.</i>	26
<i>Figura 3.10 – Evolução temporal da espessura da camada mais densa à medida que incorpora fluido menos denso e aumenta o volume. A velocidade de carregamento é obtida a partir da declividade ($\Delta h/\Delta t$) da reta pontilhada, multiplicada pela área transversal (A) - medições realizadas por Puhl et al. (2010).</i>	26

<i>Figura 3.11 – Relação entre o número de Richardson (Ri) e o coeficiente de carregamento (ew), apresentando os dados obtidos por Puhl et al. (2010) que verificam a função ajustada por Parker et al. (1987).</i>	27
<i>Figura 3.12 – Diagrama de fases descrevendo o desenvolvimento das correntes de turbidez, as quais se aproximam de dois pontos de equilíbrio: Ignitivo (instável) e Catastrófico (estável), segundo Pantin (1979).</i>	36
<i>Figura 3.13 – Classificação das Formas de Fundo, segundo Simons e Richards (1963,1966) – modificada de Julien (1998).</i>	40
<i>Figura 3.14 – Classificação das formas de fundo conforme o Regime Inferior, Transição e Superior (Athallah, 1968 apud Julien, 1998).</i>	42
<i>Figura 3.15 – Diagrama de fases baseado em modelo de estabilidade linear com escoamento potencial por Kennedy (1961; 1963).</i>	44
<i>Figura 3.16 – Esquema das principais características do escoamento sobre Dunas – modificado de Best (2005).</i>	44
<i>Figura 3.17 – Principais tipos de Ondulações, classificadas segundo Allen (1968), conforme a orientação e regularidade das cristas (Imagens adaptadas de Reineck e Singh, 1980).</i>	45
<i>Figura 3.18 – Relação entre o comprimento de onda e a amplitude das formas de fundo, utilizando dados de campo de diversos ambientes naturais e experimentos em laboratório (Flemming, 1988).</i>	47
<i>Figura 3.19 – Diagrama de previsão de formas de fundo por Simons e Richards (1966).</i>	49
<i>Figura 3.20 – Diagrama de previsão de formas de fundo por Boguchwal e Southard (1990).</i>	49
<i>Figura 3.21 – Diagrama predictor de formas de fundo por Liu (1957) estendido por Simons e Richards (1961).</i>	50
<i>Figura 3.22 – Diagrama esquemático da relação entre a velocidade do escoamento e a resistência ao escoamento devido à presença das formas de fundo (Raudkivi, 1990).</i>	51
<i>Figura 3.23 - Perfil sísmico de um campo submarino de Ondas Sedimentares, localizado próximo às Ilhas Canárias, África (Wynn et al., 2000a).</i>	53
<i>Figura 3.24 – Modelo de formação proposto por Flood (1988) para a geração de Ondas Sedimentares através do mecanismo de ondas internas de sota-mar estratificadas (Lee-waves) (adaptada de Flood, 1988).</i>	56
<i>Figura 3.25 – Vista lateral dos experimentos realizados por Taki e Parker (2005) destacando os “degraus cíclicos” produzidos em escoamentos com elevados número de Froude.</i>	57

- Figura 3.26 – Diagrama de estabilidade de formas de fundo gerado a partir do Diagrama de mobilidade Shields (1936), estendido por Cartigny (2012) para escoamentos supercríticos, o qual relaciona o diâmetro adimensional da partícula com o parâmetro de mobilidade do grão. _____ 57*
- Figura 3.27 – Análise espectral das medições batimétricas dos experimentos de Fedele (2003), no qual os dois picos de energia correspondem às Antidunas e Ondulações geradas. _____ 59*
- Figura 3.28 – Modelo proposto por Fedele, a partir de observações experimentais, mostrando a coexistência de antidunas e ondulações com direção de migração para montante e jusante, respectivamente. _____ 59*
- Figura 3.29 – Diferentes tipos de Ondulações Cavalgantes. (I) Classificação de Allen (1973) pelo Ângulo de Cavalgamento (AC); (II) Imagem de um afloramento natural formado por correntes de turbidez (Jobe et al., 2012). _____ 60*
- Figura 4.1 – Modelo esquemático do Canal Unidirecional utilizado nos experimentos. A área rosada indica o fundo móvel, o qual foi composto por partículas de plástico de baixa densidade. A escala vertical está distorcida. _____ 63*
- Figura 4.2 – Distribuição granulométrica do sedimento bruto e do sedimento após o processo de sedimentação seletiva, conforme descrito. _____ 64*
- Figura 4.3 – Perfilador Ultrassônico de Velocidades por efeito Doppler (UVP) _____ 66*
- Figura 4.4 – Equipamento de medição da batimetria do leito: sondas acústicas acopladas ao suporte e fixadas junto aos trilhos no topo do tanque. _____ 67*
- Figura 4.5 – Emissor/Receptor de pulsos acústicos, da marca JSR Eletronics (modelo DPR300). _____ 67*
- Figura 4.6 – (a) Desenho esquemático da região junto à injeção da mistura após a deposição gerada pelos experimentos e (b) esquema da região regularizada, anteriormente aos ensaios A3 e B4, devido à influência da acumulação do depósito no escoamento. _____ 70*
- Figura 4.7 – Disposição dos instrumentos de medição durante a realização dos ensaios. _____ 71*
- Figura 4.8 – Detalhe da geração das superfícies virtuais (em azul) a partir das medidas das sondas acústicas (cubos brancos), utilizando o programa computacional GOCAD®. _____ 74*
- Figura 5.1 – Exemplo dos dados brutos obtidos pelo UVP, sendo uma série temporal contínua de perfis de velocidade. Além disso, as medidas próximas à zero na parte inferior indicam a presença do leito imóvel, o qual é elevado ao longo do ensaio. _____ 76*

<i>Figura 5.2 – Conjunto de medidas selecionado (512 perfis), correspondente ao período de medição dos perfis de concentração de sedimentos.</i>	77
<i>Figura 5.3 – Evolução temporal dos perfis característicos da Fase A, avaliados nos tempos: (I) 9 min (II) 20 min (III) 35 min (IV) 55 min (V) 66 min (VI) 83 min.</i>	78
<i>Figura 5.4 – Evolução temporal dos perfis característicos da Fase B, avaliados nos tempos: (I) 5 min (II) 19 min (III) 36 min (IV) 59 min (V) 72 min (VI) 86 min (VII) 98 min (VIII) 116 min.</i>	80
<i>Figura 5.5 – Evolução temporal dos perfis adimensionais característicos da Fase A, utilizando as escalas: velocidade máxima ($U_{máx}$), velocidade média (U) ou Espessura da corrente média (H).</i>	84
<i>Figura 5.6 – Evolução temporal dos perfis adimensionais característicos da Fase B, utilizando as escalas: velocidade máxima ($U_{máx}$), velocidade média (U) ou Espessura da corrente média (H).</i>	85
<i>Figura 5.7 – Perfis de equilíbrio adimensionalizados, obtidos pela média dos últimos dois perfis obtidos em cada fase de Ensaios. O valor de U_{RMS} máximo foi determinado pelo valor máximo na região interfacial.</i>	86
<i>Figura 5.8 – Evolução temporal dos principais parâmetros de ambas as fases experimentais: (a) velocidade média (b) número de Reynolds (c) espessura da corrente (d) número de Richardson (e) concentração volumétrica de sedimentos em suspensão (f) tensão cisalhante junto ao leito e (g) coeficiente de resistência.</i>	88
<i>Figura 5.9 - Mosaico digital dos depósitos da Fase A (maior concentração), formado a partir das imagens em planta dos leitos dos ensaios. As imagens obtidas na parte distal do Experimento A1 não obtiveram a resolução mínima para observação das formas de fundo.</i>	93
<i>Figura 5.10 - Mosaico digital dos depósitos da Fase B (menor concentração), formado a partir das imagens em planta dos leitos dos ensaios.</i>	94
<i>Figura 5.11 – Superfícies tridimensionais geradas a partir do levantamento batimétrico dos depósitos da (I) Fase A e (II) Fase B. A escala de cores indica o gradiente unitário longitudinal da superfície. Escala vertical exagerada por um fator de 5.</i>	95
<i>Figura 5.12 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, i.e. 3°) dos leitos finais de cada ensaio (I) Fase A e (II) Fase B.</i>	96
<i>Figura 5.13 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, i.e. 3°), da Fase A utilizadas para a determinação da direção de migração das formas de fundo na região (I) proximal e (II) distal do depósito.</i>	97

- Figura 5.14 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, i.e. 3°), da Fase B utilizadas para a determinação da direção de migração das formas de fundo na região (I) proximal e (II) distal do depósito. _____ 98
- Figura 5.15 – Exemplo das medições realizadas para determinação das taxas de migração e de sedimentação das formas de fundo. _____ 98
- Figura 5.16 – Esquema identificando as dimensões utilizadas para caracterizar as formas de fundo geradas, além da definição dos índices adimensionais característicos calculados. _ 100
- Figura 5.17 – Variação temporal da (I) Amplitude e do (II) Comprimento, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras. Além disso, encontram-se as previsões pelos modelos para a condição de equilíbrio. _____ 101
- Figura 5.18 – Variação temporal das faces (I) Stoss e (II) Lee, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras. _____ 102
- Figura 5.19 – Variação temporal dos Índices Adimensionais (I) SI, (II) RI e (III) RDI, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras. _____ 103
- Figura 5.20 – Relação entre o Índice de Simetria (SI) e o Índice de Arredondamento (RDI), juntamente com os dados de Yokokawa (1995), classificados segundo o tipo de escoamento gerador das formas de fundo. _____ 103
- Figura 5.21 – Distribuição de frequência do Índice de Simetria (SI) para Ondulações geradas por Correntes e por Ondas (Reineck e Wunderlich, 1968). _____ 104
- Figura 5.22 – Relação entre o cisalhamento gerado junto ao leito (τ_b) e a velocidade máxima da corrente ($u_{m\acute{a}x}$) com os (I) dados experimentais e a (II) relação observada por Raudkivi (1990). A componente do cisalhamento devido ao grão também é relacionada e uma função de ajuste de potência foi criada. _____ 106
- Figura 5.23 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Engelund e Hansen (1967) _____ 107
- Figura 5.24 – Previsor de formas de fundo segundo o regime inferior e superior por Athallah (1968), avaliado segundo as (I) escalas integrais médias e (II) as escalas características da camada basal. _____ 109
- Figura 5.25 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Bogardi (1974), o qual relaciona o diâmetro d_{50} com parâmetro de estabilidade $g_{dsu} * 2 = 0,6\tau_b *$ – modificado de Julien (1998). _____ 110
- Figura 5.26 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Bechteler et al. (1991) _____ 110

<i>Figura 5.27 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Liu (1957) e estendido por Simons e Richards (1961).</i>	111
<i>Figura 5.28 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Chaubert e Chauvin (1963).</i>	112
<i>Figura 5.29 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Brownlie (1981).</i>	113
<i>Figura 5.30 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por van den Berg e van Gelder (1993)</i>	114
<i>Figura 5.31 – Modelo de Estabilidade Linear aplicado aos dados experimentais (I) em termos médios (II) usando a altura do ponto de máxima velocidade.</i>	115
<i>Figura 5.32 – Evolução temporal da declividade do leito na região distal ($X > 3$ m) da (I) Fase A e (II) Fase B.</i>	120
<i>Figura 5.33 – Variação temporal da declividade (dS/dt) ao longo do tempo das duas fases experimentais.</i>	120
<i>Figura 5.34 – Variação temporal do (a) coeficiente de carreamento e (b) do coeficiente de arraste.</i>	121
<i>Figura 5.35 – Variação temporal dos parâmetros médios integrados na vertical: (a) número de Richardson (b) velocidade e (c) concentração de sedimentos.</i>	122
<i>Figura 5.36 – Variação temporal do coeficiente da taxa de deposição.</i>	123
<i>Figura 5.37 – Variação temporal do fluxo volumétrico de sedimentos das correntes (ψ) e da condição (ψe) em que $d\psi/dx = 0$, associada ao estado “ignitivo” ou “auto-suspensivo”.</i>	124
<i>Figura 5.38 – Evolução temporal dos resíduos da Condição de Equilíbrio da velocidade do escoamento, dada por $dU/dx = 0$ (eq. 5-26).</i>	125
<i>Figura 5.39 – Avaliação temporal da grandeza relativa de cada termo do lado direito da condição de equilíbrio do modelo de 3 equações (eq. 5-26) nos experimentos da (I) Fase A e (II) Fase B.</i>	126
<i>Figura 5.40 - Evolução temporal dos resíduos da Condição de Equilíbrio da energia cinética turbulenta, dada por $dK/dx = 0$ (eq. 5-27).</i>	127
<i>Figura 5.41 - Avaliação temporal da grandeza relativa de cada termo do lado direito da condição de equilíbrio do modelo de 4 equações (eq. 5-27) nos experimentos da (I) Fase A e (II) Fase B.</i>	128

LISTA DE SÍMBOLOS

a = projeção horizontal da crista da ondulação à meia altura da amplitude [m];

A = área do canal [m²];

$A_y = 1,3 \times 10^{-7}$: parâmetro referente à eq. 3-15;

AC = Ângulo de Cavalgamento das ondulações [-];

B = fluxo de flutuabilidade [m/s²];

B_s = parâmetro referente à eq. 3-49;

b = projeção horizontal da crista ondulação ou altura de referência do leito [m];

\dot{b} = flutuabilidade [m/s²];

c = concentração volumétrica de sedimentos [%];

c_D = coeficiente de arraste [-];

c_{ff} = coeficiente de resistência, referente à resistência de forma [-];

c_{fs} = coeficiente de resistência, referente à resistência de grão [-];

c_b = valor de referência da concentração junto ao leito ($z = b = 0,05H$) [-];

c_f = coeficiente de resistência [-];

c_y = constante experimental [-];

C_I = concentração da corrente no estado de “equilíbrio ignitivo” [%];

C_h = Coeficiente de Chezy [(s²/m)^{-1/2}];

C_w = celeridade da onda [m/s];

C = concentração volumétrica de sedimento média integrada na vertical [%];

C_v = concentração volumétrica de sedimentos em suspensão da mistura [%];

d = densidade do material [-];

d_s = diâmetro médio do sedimento [m];

D_* = diâmetro do grão adimensional [-];

D_e = diâmetro externo do tubo [m];

E_s = coeficiente de incorporação de sedimento do leito [-];

e_w = coeficiente de carregamento [-];

f = coeficiente de resistência de Darcy-Weisbach [-];

F = fluxo vertical de sedimento em suspensão devido à turbulência [m/s];

F_b = fluxo vertical de sedimento em suspensão junto ao leito devido à turbulência [m/s];

Fr = número de Froude [-];

Fr' = número de Froude densimétrico [-];

Fr_s = número de Froude da estratificação [-];

$Fr'_{máx}$ = número de Froude densimétrico, avaliado com $H_{máx}$ [-];

g = aceleração da gravidade [m/s²];

H = espessura da corrente integrada na vertical ou profundidade média do canal [m];

h = espessura média da corrente [m];

$h_{máx}$ = altura correspondente ao ponto da máxima velocidade [m];

K = energia cinética turbulenta média integrada na vertical, por unidade de largura [m²/s²];

k_e = energia cinética turbulenta média por unidade de massa [m²/s²];

k = número de onda [m];

\hat{k} = número de onda adimensional [-];

k_s = dimensão referente às rugosidades características do leito [m];

$k_{máx}$ = número de onda adimensional, avaliado com $H_{máx}$ [m];

l = largura do canal [m];

N = frequência da flutuabilidade [m/s²];

p = perímetro molhado do canal [m];

P = taxa média de produção da ECT [m²/s³];

Q = vazão volumétrica [m³/s];

Re_* = número de Reynolds do grão [-];

Ri_N = número de Richardson normal [-];

Ri_f = fluxo do número de Richardson [-];

Ri_g = gradiente do número de Richardson [-];

$R = (\rho_s - \rho) / \rho$ = massa específica submersa do grão [-];

Re = número de Reynolds [-];

R_h = raio hidráulico [m];

r_0 = concentração de referência junto ao leito [-];

R_h = raio hidráulico [m];

$R_{h_{máx}}$ = raio hidráulico, avaliado com $H_{máx}$ [m];

RDI = Índice de Arredondamento [-];

RI = Índice de Forma de fundo [-];

R_p = número de Reynolds da partícula [-];

S = declividade do leito [-];

SI = Índice de Simetria [-];

St = número de Strouhal [-];

t = tempo [s];

T = parâmetro de Van Rijn (1984) [-];

T_a = temperatura do fluido ambiente [°C];

T_m = temperatura da mistura [°C];

u = velocidade média longitudinal local [m/s];

\tilde{u} = velocidade local instantânea [m/s];

u_* = velocidade de cisalhamento junto ao leito [m/s];

u_{*f} = velocidade de cisalhamento, referente ao atrito de forma [m/s];

u_{*s} = velocidade de cisalhamento devido ao grão [m/s];

U = velocidade da corrente média integrada na vertical [m/s];

$u_{máx}$ = velocidade máxima do perfil de velocidades [m/s];

U^* = velocidade características da corrente [m/s];

U_I = velocidade da corrente no estado de “equilíbrio ignitivo” [m/s];

U_{RMS} = valor quadrático médio da velocidade [m/s];

$U_{RMS_{máx}}$ = valor quadrático médio da velocidade, máximo do perfil vertical [m/s];

v = componente transversal da velocidade [m/s];

v_s = velocidade de queda do sedimento [m/s];

v_{sb} = velocidade de queda devido à presença de sedimento em suspensão [m/s];

w = componente vertical da velocidade [m/s];

w_e = velocidade de incorporação de fluido ambiente (carreamento) na corrente [m/s];

W^* = dimensão características da corrente [m];

x = distância na direção longitudinal [m];

X = distância no eixo do canal a partir da injeção da mistura [m];

y = distância na direção transversal [m];

y_0 = valor de uma característica no no tempo inicial;

y_e = valor de uma característica na condição de equilíbrio;

y_t = valor de uma característica no tempo atual;

z = distância na direção vertical [m];

$Z_u = u_{*s} R_p^{0,5} / v_s$: parâmetro referente à equação empírica (eq. 3-15);

α = coeficiente de relação entre a velocidade de cisalhamento e a ECT ($\alpha = 0,1$, segundo Pope, 2000 pg. 369) [-];

β = coeficiente da dissipação viscosa da turbulência [-];

δ = espessura da subcamada viscosa [m];

κ = constante de von Karman [-];

λ = comprimento de onda da ondulação [m];

ρ = massa específica do fluido ambiente [kg/m³];

ρ_m = massa específica média da corrente [kg/m³];

ρ_s = massa específica do sedimento [kg/m³];

ρ_b = massa específica da corrente junto ao leito [kg/m³];

θ = inclinação do leito [$^{\circ}$];

τ = tensão cisalhante [N/m^2];

τ_b = tensão cisalhante junto ao leito [N/m^2];

τ_b^* = tensão cisalhante junto ao leito adimensional [N/m^2];

τ_{bf} = tensão cisalhante junto ao leito, referente à resistência de forma [N/m^2];

τ_{bs} = tensão cisalhante junto ao leito, referente à resistência de grão [N/m^2];

τ_c^* = tensão de cisalhamento crítica para início do movimento [N/m^2];

ν = viscosidade cinemática do fluido [m^2/s];

ψ = descarga (fluxo) volumétrica de sedimentos por unidade de largura [m^3/s];

ψ_e = valor de ψ na condição de equilíbrio [m^3/s];

ω^* = frequência característica da corrente [Hz];

ϵ_0 = taxa média de dissipação viscosa da ECT [m^2/s^3];

Δ = amplitude da ondulação [m];

Φ = vazão de flutuabilidade [m^3/s^3];

Ênfases:

■_N = referente ao estado de equilíbrio do escoamento;

■̄ = valor médio;

■' = variação em torno da média;

■→ = componente vetorial;

■₀ = referente aos parâmetros de injeção da corrente;

1 INTRODUÇÃO

1.1 Objeto de Estudo

A presença do sedimento fino em suspensão no escoamento, faz com que, devido à diferença de densidades, haja a formação de um corrente de turbidez, uma vez que parte da massa de fluido adquire um excesso de densidade maior do que o fluido ambiente. Tal diferença ocasiona a ação diferencial da gravidade, a qual governa o movimento destes fluxos, chamados de *fluxos gravitacionais*. Em várias situações no ambiente natural (para uma revisão vide Simpson, 1997) são geradas e desenvolvidas correntes de densidade, tais como avalanches, tempestades de areia e fluxos piroclásticos induzidos por erupções vulcânicas. Além disso, na desembocadura de rios em reservatórios de água (Figura 1.1), *e.g.* lagos, mares e oceanos, formam-se correntes de turbidez que evoluem junto ao fundo do reservatório, podendo carregar importantes quantidades de sedimento por longas distâncias.

No ambiente marinho, há indícios de que correntes de turbidez são capazes de erodir o leito, podendo formar profundos canais no talude continental, região de maior declividade que delimita a plataforma continental (junto à praia), e a planície abissal (região do ambiente marinho profundo). Nesse ambiente, os depósitos gerados por correntes de turbidez, em certas condições, constituem-se como potenciais reservatórios de hidrocarbonetos, pois possuem adequadas propriedades de porosidade e permeabilidade. Aliás, Weimer & Link (1991 *apud* Kneller & Buckee, 2000) afirmam que muitos dos mais importantes reservatórios de hidrocarbonetos do mundo foram gerados por correntes de turbidez.

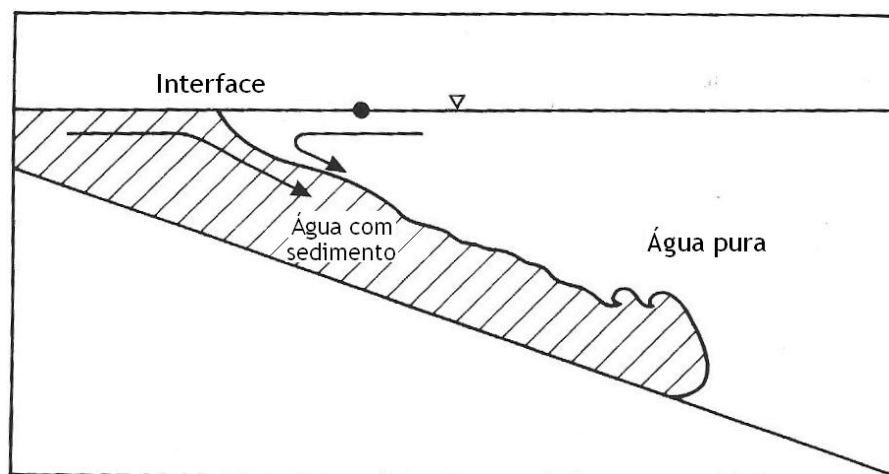


Figura 1.1 – Diagrama esquemático da formação de um fluxo gravitacional a partir do encontro entre um escoamento fluvial e um grande reservatório. (Simpson, 1997)

Devido ao importante fator econômico agregado, *i.e.* formação de reservas de petróleo, a pesquisa das correntes de turbidez cresce cada vez mais, buscando auxiliar na previsão e caracterização dos depósitos naturais através da compreensão da gênese e dos condicionantes hidráulicos das correntes formadoras. Tais pesquisas são de grande importância pois, ainda hoje, os métodos de prospecção das reservas apresentam limitações, tais como elevado custo de operação, no caso de prospecção, e, no caso de levantamento geofísico, grandes incertezas, principalmente em águas profundas.

No Brasil, foram criados, em meados do ano 1999, projetos de cooperação entre a Petrobrás e algumas Universidades Federais para subsidiar a pesquisa das correntes de turbidez, visto que, 90% dos reservatórios de petróleo brasileiros foram gerados por estes fluxos (D'Ávila & Paim, 2003). Um destes convênios foi feito com a Universidade Federal do Rio Grande do Sul – Instituto de Pesquisas Hidráulicas, criando assim o Núcleo de Estudos em Correntes de Densidade (NECOD) que focalizou a sua atuação na simulação física em laboratório desses fluxos.

1.2 Problemática

No ambiente natural, as correntes de turbidez que transportam grandes volumes de sedimentos (chamadas de correntes de grande escala, e que são as de maior interesse econômico), são geradas por eventos naturais de difícil previsão (catastróficos). Portanto, há grande limitação na observação destas correntes em situações reais e, conseqüentemente, na medição de parâmetros dinâmicos do fluxo. Através do emprego de técnicas de sísmica, inúmeros trabalhos têm descrito deformações de grandes dimensões (formas de fundo) geradas no leito oceânico, as quais chegam a ter 10 km de comprimento, 150 m de amplitude e podem ocupar áreas de 10.000 km² (Wynn e Stow, 2002). Estas estruturas, chamadas “Ondas Sedimentares”, são associadas às correntes de turbidez e a outros processos que movimentam os sedimentos no ambiente marinho (*e.g.* correntes de contorno e solapamentos), porém faltam evidências para atestar a ação destes escoamentos e compreender a sua formação.

Depósitos turbidíticos capazes de gerar reservas de petróleo (com granulometria grossa, alta permeabilidade e porosidade) são, geralmente, encontrados em áreas do ambiente marinho profundo (até 5000 m abaixo do nível do mar) há dezenas de quilômetros da costa terrestre. Determinar as condições e os condicionantes necessárias para a geração das correntes de turbidez aptas a transferir os sedimentos até a bacia submarina é objeto de estudo há vários anos. Porém, ainda pouco se pode afirmar sobre o assunto pois a dinâmica do escoamento é

complexa, envolvendo a interação com o sedimento em suspensão e o leito, os quais são afetados reciprocamente. Ainda, a mistura com o fluido ambiente agrega outro fator dinâmico ao balanço geral dos parâmetros governantes.

Uma análise simplificada do ciclo de energia das correntes foi proposto por Bagnold (1962), para explicar a capacidade das correntes de turbidez em transportar sedimento por tão longas distâncias, tendo criado o conceito de “auto suspensão”. O termo se refere a um ciclo dinâmico, no qual, ao erodir o sedimento do leito, a corrente aumentaria sua concentração e, conseqüentemente, a ação diferencial da gravidade, a qual aceleraria o escoamento, causando maior erosão, e assim por diante, prolongando a evolução da corrente.

Posteriormente, outros autores (Pantin, 1979; Parker, 1982; Fukushima *et al.*, 1985) investigaram o conceito de auto-suspensão através da determinação das condições de equilíbrio do escoamento por modelos analíticos. A partir da aplicação de dados obtidos em campo, obtiveram indícios da capacidade das correntes em alcançar este estado de equilíbrio dinâmico. Porém, poucos trabalhos experimentais conseguiram reproduzir estas condições (García e Parker, 1993; Pantin, 2001) e sua aplicação para correntes em condições naturais, assim como a determinação das condicionantes necessárias para geração dos fluxos chamados “auto-suspensivos” ainda é insignificante. Além disso, ainda hoje este conceito não é bem aceito pela comunidade científica (Paola e Southard, 1983; Middleton e Southard, 1984).

Apesar das análises feitas por Fukushima *et al.* (1985) revelarem que somente correntes com baixa competência em carregar sedimentos de granulometria grossa (corrente em regime subcrítico) são capazes de alcançar o estado de equilíbrio auto-suspensivo, novos indícios indicam que correntes semelhantes às correntes observadas em ambiente natural, em certas condições, podem tornar-se auto-suspensivas (Fedele, 2003). O fato dá nova perspectiva para a compreensão e aplicação deste conceito em ambientes naturais, inclusive para investigação das condições de formação das Ondas Sedimentares, as quais são associadas à correntes de turbidez em estado permanente (Wynn e Stow, 2002).

1.3 Hipótese de Trabalho

Será testada se uma fonte contínua de sedimento em suspensão (*e.g.* cheia fluvial ou dege-lo), de baixa concentração ($C_v < 5\%$, típica fluvial), é capaz de gerar correntes de turbidez supercríticas ($Fr > 1$), próximas ao limite crítico ($Fr = 1$), as quais podem alcançar uma condição de equilíbrio dinâmico, tornando-se auto-suspensivas e, assim, prolongando sua evolução.

Com isso, espera-se trazer novos indícios da capacidade das correntes de turbidez na geração das reservas de hidrocarbonetos, além de investigar as condicionantes necessárias para que as correntes alcancem o estado auto-suspensivo, o qual contribui para a transferência dos sedimentos do continente até a bacia submarina.

1.4 Justificativa

O escoamento das correntes de turbidez já foi o escopo de diversos estudos das últimas décadas, sendo que a compreensão da dinâmica interna e dos mecanismos de transporte de sedimentos avançou, o que vem auxiliando na previsão das características dos escoamentos naturais. Além disso, estão sendo criados modelos teóricos e numéricos cada vez mais complexos ao incorporar novas observações no ambiente marinho profundo e dados obtidos em laboratório. Porém, a compreensão das condicionantes do escoamento e do ambiente natural para geração de fluxos capazes de transportar volumes significativos de sedimento de granulometria grossa para a bacia submarina ainda é insuficiente.

Além de prolongar a sua evolução e conseguir transportar maiores volumes de sedimentos, as correntes do tipo auto-suspensivas são tidas como correntes com grande capacidade de erosão do substrato (Fildani *et al.*, 2006). No sistema natural, acredita-se que a erosão na cabeceira de cânions contribui para o transporte de grandes quantidades de sedimento em direção à bacia submarina, onde os gradientes de declividade são menores (Carter e Carter, 1996). Portanto, ser capaz de determinar se os ambientes naturais são capazes de alcançar o estado auto-suspensivo é de grande interesse na exploração de depósitos turbidíticos. Além disso, os resultados podem ser estendidos para a análise de afloramentos, para os quais a reconstrução das condições do escoamento original (paleo-corrente) possibilita compreender as condições de formação das reservas.

Apesar das semelhanças com seus análogos em ambientes fluviais, as formas de fundo observadas no ambiente marinho profundo ainda geram controvérsias quanto aos mecanismos de geração e os diferentes agentes de formação destas estruturas, no caso as ondas sedimentares. Ainda, a baixa resolução e a difícil interpretação dos métodos disponíveis para o imageamento do leito oceânico (*e.g.* sísmica e sondagem) trazem grandes empecilhos para a investigação e análise das formas de fundo geradas no ambiente marinho profundo.

Devido à imprevisibilidade dos fluxos e à escassez de dados naturais, o uso de instalações laboratoriais para a investigação do escoamento das correntes de turbidez é bastante recomendado. Deste modo, assim como outros métodos de simulação, a modelagem física vem auxili-

ar no estudo e compreensão das correntes de turbidez pois, através das leis de semelhança e critérios da análise dimensional, permite simular diferentes cenários de escoamento, possibilitando ao pesquisador livre domínio sobre as condições de contorno, e principalmente, o total controle sobre as variáveis envolvidas (Middleton, 1966a).

1.5 Limitações do Estudo

Esta investigação está baseada na Teoria dos Modelos, a qual rege os princípios a serem obedecidos a fim de projetar, construir, operar e interpretar os sistemas (chamados ‘modelos’), a partir dos quais se deseja prever o comportamento de sistemas reais semelhantes (chamados ‘protótipos’), segundo Motta (1972). Portanto, as interpretações e análises realizadas são conscientes ao considerar as limitações e efeitos resultantes da redução na escala do fenômeno a ser investigado.

Como o estudo emprega sedimento com granulometria fina, dois aspectos do problema podem ser afetados. Este tipo de sedimento equivale ao sedimento natural quanto à capacidade da corrente em manter o sedimento em suspensão, porém a ação das forças coesivas junto ao leito pode dificultar a erosão do substrato pela corrente. Desta maneira, este estudo irá dar importância ao mecanismo de maior relevância para o escoamento, *i.e.* a suspensão, e considerará que a capacidade de erosão da corrente possa ser inibida.

2 OBJETIVOS

2.1 Objetivo Principal

Investigar, através da simulação de correntes de turbidez sobre um substrato móvel, se o escoamento é capaz de alcançar um estado de equilíbrio dinâmico (auto-suspensivo), avaliando as condições hidráulicas que permitem atingi-lo.

2.2 Objetivos Secundários

Ao analisar a evolução temporal dos principais parâmetros do escoamento, buscar-se-á determinar as condicionantes para que as correntes alcancem o estado de equilíbrio “auto-suspensivo”.

Através da caracterização do leito e da ação do escoamento sobre o mesmo, objetiva-se identificar o papel do leito e das deformações geradas na criação de condições para alcançar o estado de equilíbrio “auto-suspensivo”.

Comparadas as características das formas de fundo geradas com aquelas formadas por escoamentos em canais, será investigada a potencialidade das correntes de turbidez na geração e formação das chamadas Ondas Sedimentares;

3 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Um embasamento teórico encontra-se neste capítulo quanto aos principais pontos relacionados ao escoamento das correntes de turbidez e da sua ação no leito. Neste sentido, uma revisão geral dos conceitos mais relevantes das correntes de turbidez é inicialmente apresentada, seguida da descrição das equações governantes, as quais serão utilizadas posteriormente para a identificação das condições de equilíbrio do escoamento. Posteriormente, trata-se da ação do leito e das deformações geradas no escoamento, através de forças resistivas e da criação de padrões identificáveis. A última seção traz uma abrangente revisão das formas de fundo geradas por correntes de turbidez, especialmente, as chamadas Ondas Sedimentares.

3.1 Correntes de Turbidez

3.1.1 Iniciação do processo

No ambiente marinho, a iniciação das correntes de turbidez pode ocorrer, ou através da remobilização do sedimento já depositado no fundo oceânico, ou através da entrada de sedimentos oriundos de uma fonte externa (*e.g.* um escoamento fluvial).

A remobilização do material já depositado no oceano pode se dar de diversas formas, sendo que a mais comum é pela instabilidade de encostas, geralmente na borda da plataforma continental ou de deltas. Além do colapso gravitacional, essas instabilidades podem estar associadas a eventos catastróficos (*e.g.* abalos sísmicos, erupções vulcânicas) ou ao soerguimento tectônico (elevação do terreno causada pelo movimento de placas tectônicas). Dependendo do grau de deformação do material remobilizado (Hampton *et al.*, 1996 *apud* Mutti *et al.*, 2009), esse poderá dar origem a fluxos gravitacionais de sedimentos (*e.g.* escorregamentos, deslizamentos), os quais poderão se transformar em correntes de turbidez.

À exemplo do evento de Grand Banks (próximo a Terra Nova, Canadá em 1929), as correntes de turbidez iniciadas por remobilização do leito podem ser descritas, de uma maneira geral, como um fluxo formado a partir de um volume finito de material ou um pulso (Figura 3.1a) de material. Nesse caso, o fluxo é caracterizado por um período inicial de aceleração, seguido pela desaceleração do escoamento, o qual é causado pelo fim da alimentação de sedimentos pela fonte.

Por outro lado, a iniciação de correntes de turbidez por uma fonte externa de sedimentos depende de um importante fator: a diferença de densidade entre o fluxo de sedimentos e a

água do mar. Fluxos que possuem menor densidade que a água do mar irão desenvolver uma pluma de flutuação por sobre o oceano, denominado *fluxo hipopícnal* (Bates, 1953). Caso contrário, o excesso de densidade permitirá que se forme uma corrente de turbidez que se alastre junto ao leito oceânico, denominado *fluxo hiperpícnal*.

Na natureza, há registros de correntes de turbidez formadas a partir de fluxos hiperpícnais, por exemplo, na conexão entre rios e lagos (Lambert *et al.*, 1976; Sturm & Matter, 1978), em fiordes descarregando no oceano (Prior & Bornhold, 1990; Carlson *et al.*, 1992 *apud* Kneller & Buckee, 2000) e, também, em rios, tais como o Rio Amarelo (Wright *et al.*, 1990 *apud* Kneller & Buckee, 2000) e o Rio Zaire (Eisma & Kalf, 1984) que formam fluxos hiperpícnais periodicamente. Mulder e Syvitski (1995) analisaram a capacidade dos rios atuais em gerar fluxos hiperpícnais e concluíram que, com um período de retorno de 100 anos, mais da metade possui esta capacidade. Nem todos os períodos de cheias fluviais geram, necessariamente, fluxos hiperpícnais (Zeng *et al.*, 1991 *apud* Kneller & Buckee, 2000; Khripounoff *et al.*, 2003), mas a rápida acumulação de sedimento nos deltas fluviais durante longos períodos de cheias podem levar à desestabilização da frente deltaica e a ignição de fluxos hiperpícnais.

A dinâmica das correntes iniciadas por uma fonte externa de sedimentos pode ser aproximada a um fluxo contínuo de sedimentos (Figura 3.1B), a qual é caracterizada pela manutenção, ao longo do tempo, da alimentação de sedimentos. Se o fluxo de sedimentos possuir maior densidade que o corpo d'água, então se formará um fluxo hiperpícnal que se desenvolverá junto ao leito, podendo, também, formar uma pluma de flutuação (fluxo hipopícnal) de menor densidade, a partir da porção de sedimentos mais finos que porventura estejam presentes ou por processos de diluição da corrente, devido à incorporação de água junto à sua interface superior, modificando, assim, a densidade da corrente. Devido à alimentação contínua de sedimentos, o fluxo pode ser considerado como um escoamento quase-permanente (Alexander & Mulder, 2002), ou seja, como um escoamento que possui variações temporais tão lentas que pode ser admitido como sendo um escoamento permanente.

3.1.2 Forma e evolução

As correntes de densidade induzidas, seja pela densidade natural dos fluidos homogêneos, seja pela temperatura ou por sais dissolvidos, são denominadas *correntes de densidade conservativas*, pois não sofrem alteração na vazão de fluviabilidade (Φ), dada por: $\Phi = g(\Delta\rho/\rho)Uh$, onde U e h são a velocidade e a espessura da corrente, $\Delta\rho = \rho_m - \rho$ é a diferença de massas específicas da corrente (ρ_m) e a do fluido ambiente (ρ).

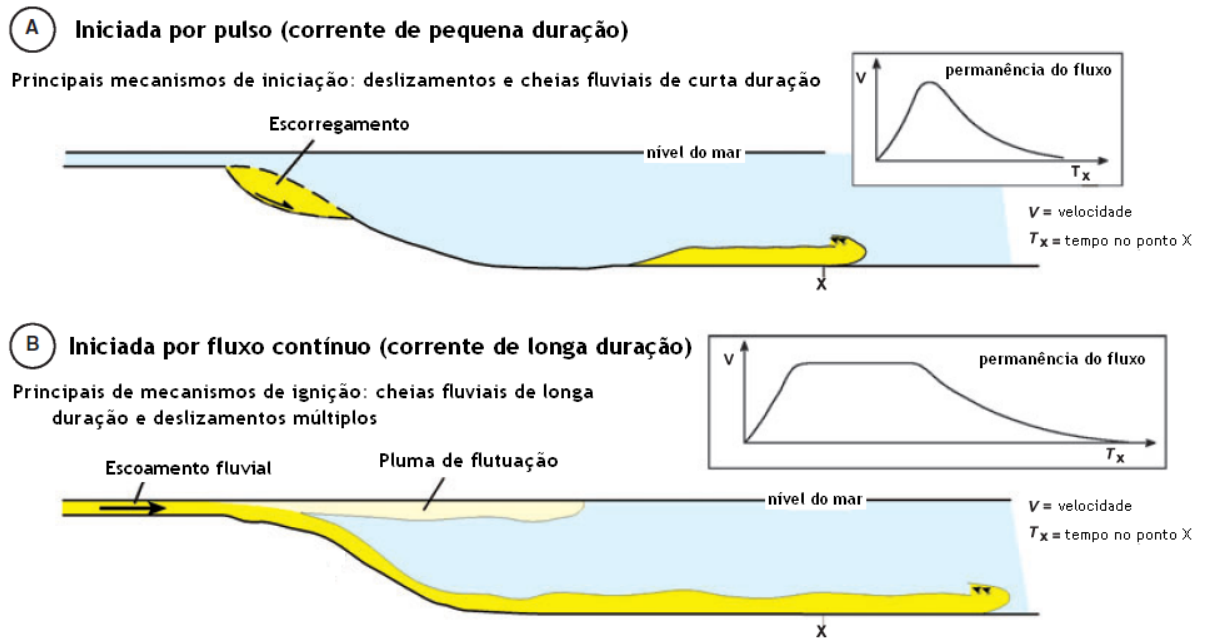


Figura 3.1 – Mecanismos de iniciação de correntes de turbidez: volume finito (A) e fluxo contínuo (B) – modificado de Mutti *et al.* (2009).

Já as correntes de densidade não conservativas (*e.g.* correntes de turbidez), são capazes de alterar sua fluatuabilidade pois sofrem perdas devido à deposição do material em suspensão, ou aumentam o excesso de densidade ao incorporar (erosão) o sedimento do leito.

Ao longo de sua evolução, as correntes de turbidez apresentam regiões, de comportamento e forma distintos, as quais podem ser divididas em três partes (Figura 3.2) principais: frente de avanço ou cabeça, região posterior ou corpo e, em alguns casos, a cauda.

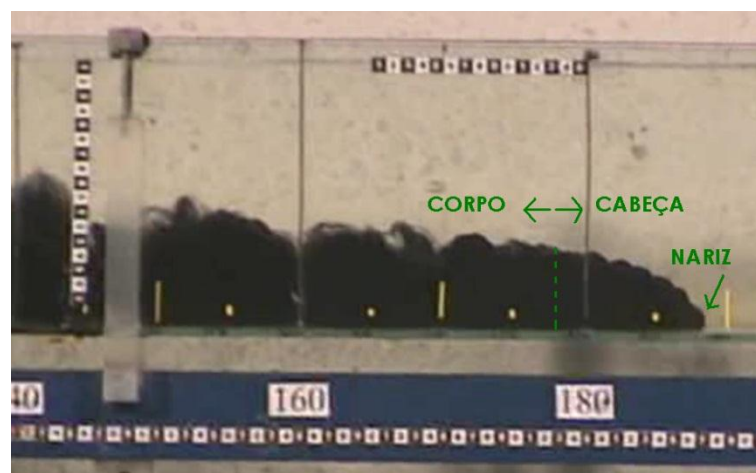


Figura 3.2 – Registro de uma corrente de turbidez simulada em laboratório, destacando as regiões do fluxo (cabeça e corpo) e também o nariz. O sentido do fluxo é da esquerda para a direita. (fonte: NECOD)

3.1.2.1 Cabeça

A força gravitacional resultante da diferença de densidade entre os fluidos é resistida pela força de cisalhamento gerada nas camadas inferior e superior da corrente, além disso, a parte frontal da corrente também necessita resistir à força de inércia resultante do deslocamento do fluido de menor densidade. Devido ao avanço intrusivo no ambiente, a região frontal da corrente de turbidez apresenta-se como uma zona de intensa mistura com o fluido ambiente, contudo, seu contorno pode ser claramente definido. Essa região é caracterizada por intensa geração de vórtices de mistura, os quais se alastram para a região posterior da corrente, tendo grande influência sobre o resto da corrente.

Ao evoluir em um fundo plano, a geometria da frente da corrente torna-se quase permanente, porém, em uma superfície inclinada, esta região sofre um aumento constante de espessura (Simpson, 1982). A partir de uma série de simulações físicas realizadas com variação na declividade do fundo ($5^\circ - 90^\circ$), Britter e Linden (1980) concluíram que à medida que a inclinação do fundo aumenta, o aumento das forças gravitacionais é compensado através do aumento da mistura do fluido ambiente com a corrente, devido à resistência na camada superior, o que indica a pouca influência da declividade na velocidade da cabeça da corrente (Middleton, 1966b).

A fim de observar a influência da diferença de densidade na dinâmica das correntes de turbidez, Giacomel *et al.* (2005) realizaram uma série de experimentos de simulações físicas de correntes de turbidez, na qual houve variação da concentração de sedimentos em suspensão e, conseqüentemente, na diferença de densidade entre os fluidos. A partir das análises, os autores atestaram que há uma relação direta entre a concentração de sedimentos e a velocidade da corrente. Além disso, para correntes com maior velocidade, a cabeça da corrente apresenta menores espessuras, mostrando uma correlação inversa entre velocidade e espessura da corrente. Este resultado está de acordo com outros trabalhos apresentados na literatura (McCaffrey *et al.*, 2003; Choux *et al.* 2005; Manica *et al.*, 2005; Manica, 2012).

A forma e a taxa de avanço da frente da corrente estão diretamente relacionadas à influência das forças viscosas e inerciais exercidas no escoamento, a qual pode ser expressa pelo número de Reynolds. Schmidt (1911 *apud* Simpson, 1982) realizou uma série de experimentos em laboratório com correntes de densidade induzidas por diferença de temperatura, nos quais verificou alterações na geometria das correntes influenciadas pelo número de Reynolds (Re), dado por $Re = UH/\nu$, onde U e H são a velocidade e a altura da corrente e ν é a viscosidade cinemática. As diferentes correntes de densidade geradas por Schmidt (1911 *apud*

Simpson, 1982) envolveram uma ampla faixa de contraste de temperatura, desde muito pouco (não informado - Figura 3.3a) até 35°C (Figura 3.3f) e, correspondentemente, de valores de número de Reynolds, de $Re < 10$ (Figura 3.3a) até $Re > 1000$ (Figura 3.3f). Nas correntes com menores valores de Re , a influência das forças viscosas impediu fortemente a mistura com o fluido ambiente, já nos fluxos com maiores valores de Re , houve intensa geração de vórtices que se propagaram para a região posterior da corrente.

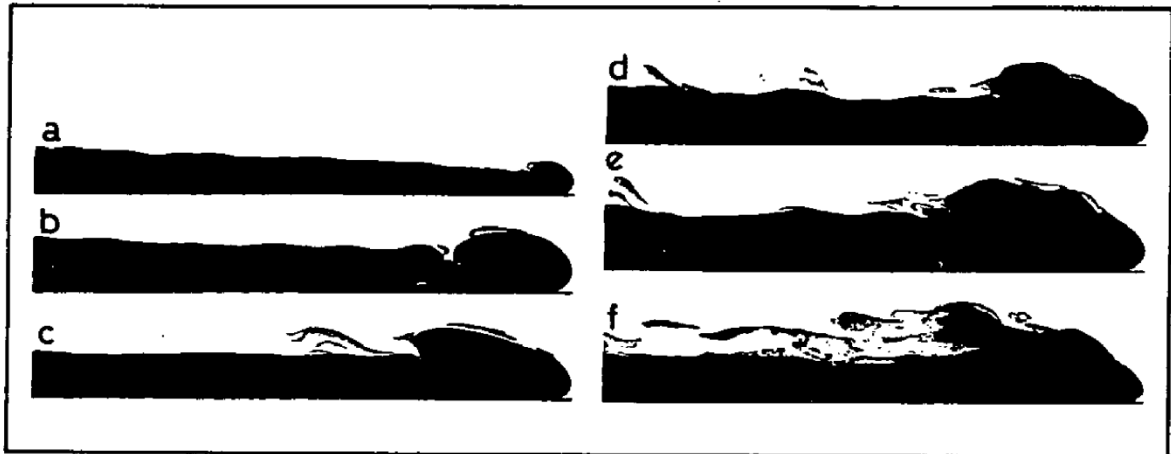


Figura 3.3 – Imagens em sombra dos diferentes perfis da cabeça de correntes gravitacionais. Há um aumento na diferença de temperatura e do número de Reynolds (Re) de (a) muito pouco (não informado) até (f) 35°C – Schmidt (1911 *apud* Simpson, 1982)

A resistência junto ao fundo, resultado da condição de não deslizamento, provoca na corrente a existência de um ponto mais à frente e pouco acima da superfície inferior, chamado *nariz da corrente*. Simulações em laboratório e observações na atmosfera de correntes de densidade atestaram que, para escoamentos na faixa de $10 < Re < 1000$, a relação entre a altura do nariz e a espessura da corrente apresenta valores até 0,6, já para escoamentos com $Re > 1000$ esta relação possui um valor constante de aproximadamente 0,125 (Simpson, 1997), ou seja, com o aumento do Re , o nariz aproxima-se do fundo.

3.1.2.2 Corpo

Poucas são as definições teóricas do corpo da corrente (Kneller e Buckee, 2000), aliás, não há um consenso na definição da separação entre a região frontal e a região posterior da corrente. Visualmente, na maioria dos casos, pode-se perceber uma descontinuidade na espessura da corrente, além de uma região de maior mistura com o fluido ambiente na parte superior.

A parte interna da região do corpo das correntes de turbidez foi investigada em laboratório através da simulação de correntes de densidade salinas por diversos autores (Ellison & Turner, 1959; Britter & Simpson, 1978; Simpson & Britter, 1979), os quais atestaram comportamentos distintos entre a camada superior e inferior do corpo da corrente. Para definir este tipo de comportamento, adota-se o termo *fluxo bipartido*, o qual pode ser observado, e.g. através do uso de ultrassom de uso médico. O registro da medida do ultrassom (Figura 3.4) mostra o contraste entre a camada inferior e superior do corpo da corrente, onde as cores mais claras indicam regiões de menor concentração e as cores mais escuras, regiões de maior concentração.

A região da cabeça da corrente sofre diluição com o fluido ambiente, a qual gera vórtices de mistura que se desenvolvem pela camada superior (mais diluída). Por outro lado, forma-se um fluxo de densidade na camada inferior (mais concentrada) em direção à cabeça, a fim de compensar a diluição na região frontal. Medições em laboratório (Middleton, 1966b; Kneller *et al.*, 1999) demonstram que as velocidades na camada inferior do corpo são cerca de 30 – 40% maiores do que na região frontal da corrente.

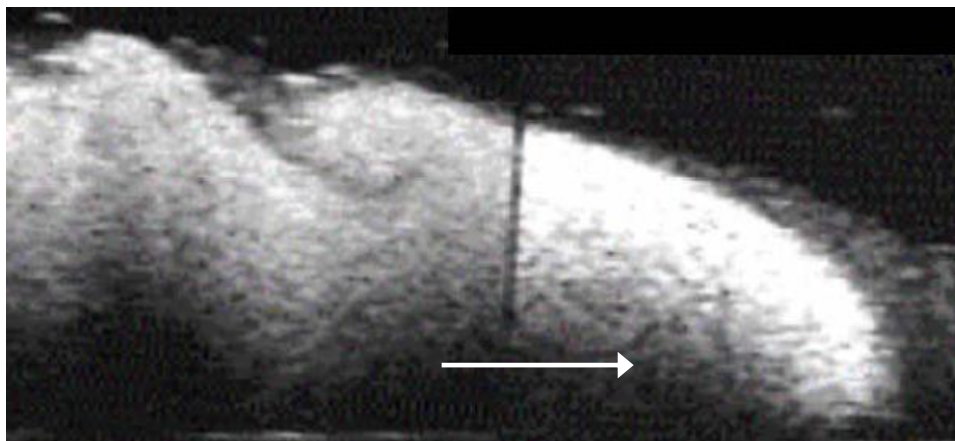


Figura 3.4 – Registro de uma simulação física de correntes de turbidez, a partir de um ultrassom, mostrando a bipartição do fluxo - Del Rey (2005).

A intensa mistura observada na camada superior dificulta a medição e a definição da espessura da região do corpo devido à esteira de vórtices de mistura que se desenvolvem na camada superior das correntes de turbidez. Puhl (2007) realizou estimativas do erro cometido na medição da espessura do corpo, a partir de uma série de simulações realizadas em laboratório de correntes não conservativas (compostas por material em suspensão) e correntes conservativas (sem a presença de sedimento em suspensão). Seus resultados estimaram erros de aproximadamente 30% e 15% para correntes conservativas e não conservativas, respectivamente.

Em alguns casos, ainda é possível distinguir uma terceira região, chamada cauda, a qual é caracterizada por uma espessura que decresce rapidamente. Internamente, essa região apresenta baixas velocidades e pouca concentração de sedimentos em suspensão, por isso associa-se a uma região com predominância de sedimento fino.

3.1.3 Perfis verticais característicos

Em escoamentos fluviais, a diferença de densidade entre o escoamento (rio) e o ambiente (ar) é muito grande e sua interferência na dinâmica do fluxo pode ser desconsiderada. Porém, no escoamento de correntes de turbidez, a pequena diferença de densidade entre a corrente e o fluido ambiente gera tensões de cisalhamento que influenciam a dinâmica das correntes.

Ao comparar os perfis verticais de velocidade e a tensão de cisalhamento de um escoamento fluvial com os de uma corrente de turbidez (Figura 3.5) ficam claras as diferenças, levando-nos a considerar que, neste caso, é mais adequado comparar os perfis característicos das correntes de turbidez com os perfis de escoamento de jatos de parede. O perfil de velocidades de uma corrente de turbidez apresenta valores nulos nas interfaces e gradientes que convergem para um valor máximo. Já o perfil de tensão de cisalhamento apresenta valores positivos até o valor de velocidade máxima, que corresponde ao cisalhamento nulo. Acima do valor de velocidade máxima, o perfil de tensão de cisalhamento apresenta valores negativos, sendo que o valor máximo ocorre na interface com o fluido menos denso. A proporção entre as forças de arraste, exercidas na interface inferior e superior, controlam a posição vertical do valor máximo da velocidade, o qual ocorre, em geral, entre 20-30% da espessura da corrente (Altinakar *et al.*, 1996; Best *et al.*, 2001).

Devido à estrutura interna da corrente de turbidez, o perfil vertical da concentração de sedimentos vertical reflete o comportamento de fluxo bipartido, apresentando uma camada inferior de maior concentração e uma camada superior mais diluída (Figura 3.6a). Kneller & Buckee (2000) apresentam dois casos em que os perfis de concentração apresentam algumas características distintas: no caso de fluxos diluídos ou conservativos (sem a presença de material em suspensão), o perfil é altamente estratificado (Figura 3.6b) apresentando o maior valor na base e decrescendo rapidamente em direção ao topo; o segundo tipo apresenta um perfil inclinado (Figura 3.6c), geralmente observado em fluxos erosivos ou com alta mistura na camada superior.

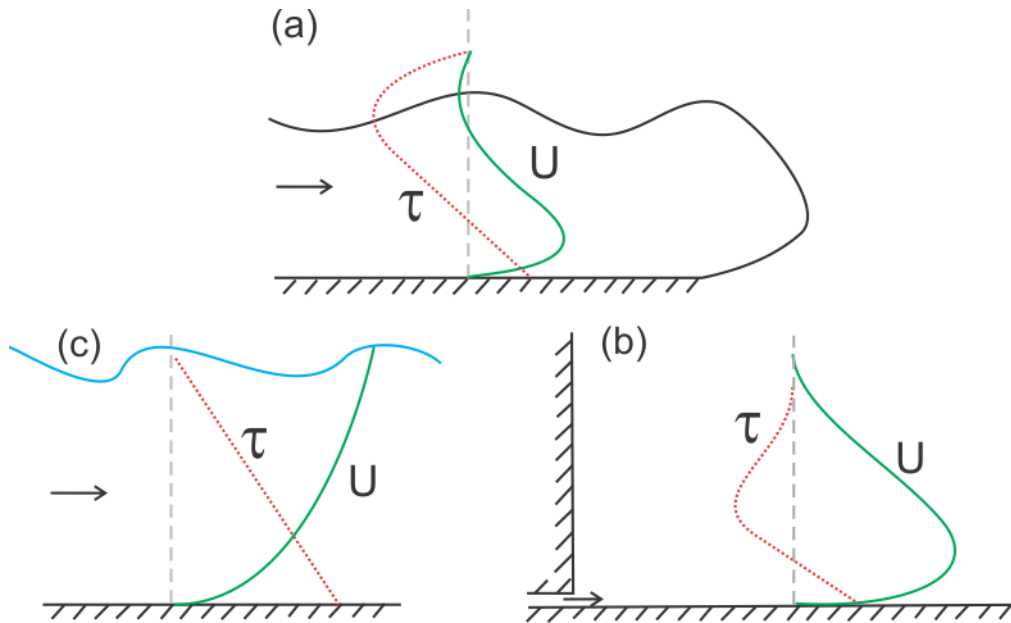


Figura 3.5 – Perfis característicos de velocidade (linha contínua) e cisalhamento (linha pontilhada) para (a) uma corrente de turbidez (Altinakar, 1988); (b) um escoamento fluvial (Julien, 1998); e (c) um escoamento de jato plano junto à parede (Schlichting, 1979).

Além da distribuição vertical da concentração de sedimentos em suspensão em uma corrente de turbidez, outro aspecto relevante a ser analisado é a distribuição granulométrica destes sedimentos. O perfil de concentrações característico resultante de estudos em laboratório (Figura 3.6d) apresenta comportamentos distintos se os sedimentos são finos ou grossos, pois, nos primeiros, a distribuição dos sedimentos finos é praticamente uniforme, já os últimos apresentam-se mais concentrados na base do escoamento. Assim, correntes de turbidez constituídas por sedimento mal selecionado (ampla faixa granulométrica) irão apresentar estratificação vertical de granulometria e de concentração de sedimentos, sendo que na camada inferior da corrente irá se observar maior variedade de tamanho de grão.

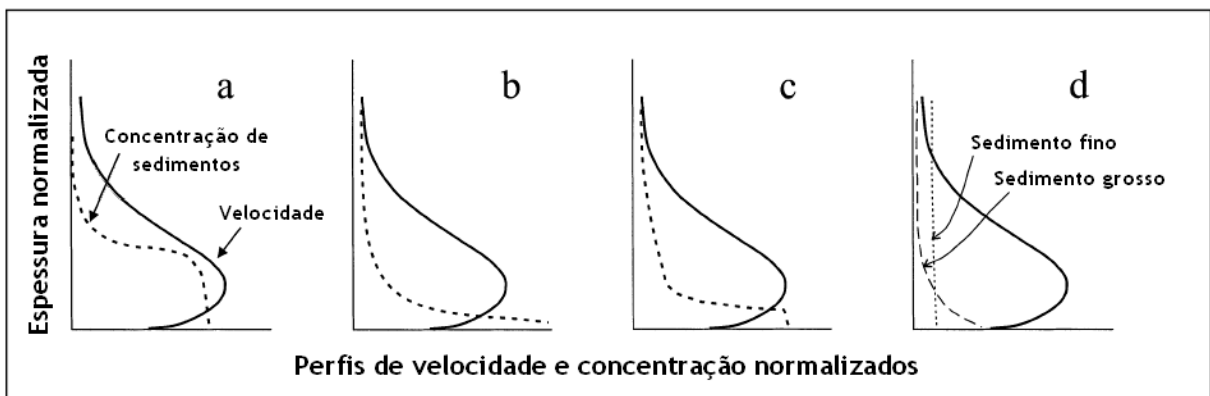


Figura 3.6 – Perfis verticais característicos da velocidade e da concentração de sedimentos em suspensão das correntes de turbidez, vide explicação no texto. (Kneller & Buckee, 2000).

3.1.4 Trocas nas Interfaces

As correntes de turbidez são fenômenos extremamente complexos, constituindo-se em fluxos não-uniformes, não-permanentes e não-lineares. Além disso, a diferença de densidade entre os dois fluidos, a qual governa o escoamento, é não-conservativa, isto é, varia à medida que o sedimento é depositado e/ou erodido (Allen, 1985 *apud* Kneller & Buckee, 2000). A interação entre o sedimento em suspensão e o escoamento é a chave para a compreensão da dinâmica das correntes de turbidez, pois esta interação acarreta mudanças na magnitude das forças viscosas e, conseqüentemente, na estrutura turbulenta (decaimento da turbulência) e na estratificação da densidade.

A mistura das correntes de turbidez com o fluido menos denso tem origem na região da cabeça da corrente e se alastra para a região à montante através de instabilidades de mistura, as quais podem ser divididas em dois tipos principais: *vórtices transversais* e instabilidades tridimensionais denominadas de *lobos e rachas*.

Os vórtices transversais de mistura gerados nas correntes de densidade foram identificados por Britter & Simpson (1978) como sendo as conhecidas instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz (Figura 3.7), os quais realizaram medições, com o uso de imagens obtidas por câmera-lenta, do período e amplitude destas instabilidades em simulações em laboratório. Tais instabilidades são muito comuns em escoamentos na atmosfera e em líquidos, resultantes de um processo de intensificação dos vórtices associados ao cisalhamento junto à parede.

Mais recentemente, em outras simulações com correntes conservativas, Parsons & García (1998) identificaram o aparecimento de estruturas secundárias com a quebra dos vórtices de Kelvin-Helmholtz. Tais estruturas são consideradas responsáveis pela construção da cascata turbulenta, pelo aumento da mistura em fluxos maiores e pela aproximação ao comportamento totalmente turbulento (Broadwell & Briedenthal, 1982). Em outra série de experimentos Parsons (1998) encontrou nas instabilidades secundárias uma similaridade com as observadas em fluxos estratificados, chamadas instabilidades de Klaasen-Peltier (Schowalter *et al.*, 1994), as quais ocorrem quando o fluido mais denso é forçado acima do fluido menos denso pelas instabilidades de Kelvin-Helmholtz (Klaasen e Peltier, 1985). O processo relacionado com a geração das instabilidades de Klaasen-Peltier é identificado na região do nariz das correntes de turbidez e, portanto, tais instabilidades são, recentemente, relacionadas (Schowalter *et al.*, 1994; Parsons, 1998) com as instabilidades tridimensionais (*i.e.* lobos e rachas), as quais são identificadas na mesma região.

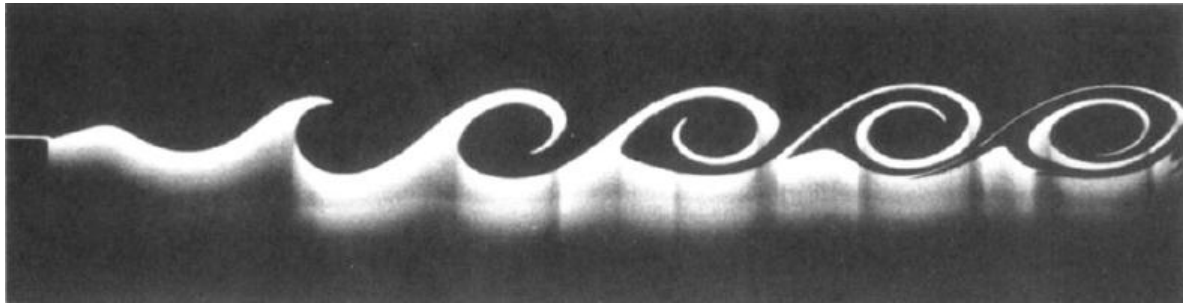


Figura 3.7 – Instabilidades de Kelvin-Helmholtz – Fernando (1991)

Simpson (1972) realizou experimentos no qual pôde analisar a evolução e formação dos lobos e rachas através da análise em planta da evolução das correntes. O autor percebeu que, durante a evolução, os lobos podem incorporar ou serem incorporados por outros lobos e quando o lobo alcança o dobro do tamanho médio dos lobos, ocorre a divisão das estruturas. Através de simulações numéricas diretas (*i.e.* simulações que conseguem resolver diretamente as equações governantes em todas as escalas do fluxo), Härtel *et al.* (2000a; 2000b) obtiveram importantes constatações quanto à dinâmica na região frontal das correntes.

Através das simulações, Härtel *et al.* (2000b) puderam observar com grandes detalhes a dinâmica nessa região e identificaram que o ponto de estagnação do fluxo não coincide com o nariz da corrente, mas se encontra em um ponto à montante e mais próximo à parede. Cria-se entre estes dois pontos uma zona estratificada instável, a qual os autores associam à geração da instabilidade de lobos e rachas, resultado que diverge das constatações passadas. Mais tarde Thomas *et al.* (2003) confirmaram esses resultados através de simulações de correntes salinas em laboratório, empregando o método de medição de velocidade através da análise da trajetória das partículas (“*particle-tracking velocimetry*”). Para Parsons *et al.* (2007), a principal discrepância entre os resultados obtidos anteriormente e os obtidos por Härtel *et al.* (2000a;2000b) está na forma da análise espectral da instabilidade, onde os vórtices de maior energia não coincidem. Geralmente, os vórtices de maior energia possuem número de onda da mesma ordem da espessura da corrente, porém os resultados de Härtel *et al.* (2000b) constataram que o número de onda dos vórtices de maior energia apresentou um valor muito menor do que a espessura da corrente.

O escoamento de um fluxo gravitacional de sedimentos pode ser considerado um escoamento cisalhante entre interfaces de diferentes densidades. Este tipo de escoamento é investigado por muitos pesquisadores, Fernando (1991) e, mais recentemente, Peltier & Caulfield (2003) publicaram revisões sobre os processos de mistura que ocorrem neste tipo de escoamento entre interfaces. Inicialmente, Turner (1973) considera uma estratificação estável, ou

seja, aquela em que não ocorrem processos de mistura, como sendo aquela que possui um gradiente de densidade constante. Neste caso, o critério utilizado para quantificar esta estabilidade é o gradiente do número de Richardson (Ri_g), dado por:

$$Ri_g = - \frac{g \left(\frac{d\rho_m(z)}{dz} \right)}{\rho \left(\frac{dU(z)}{dz} \right)^2}, \quad (3-1)$$

onde g é a aceleração da gravidade, $U(z)$ e $\rho_m(z)$ são a velocidade e a massa específica média da corrente na altura z da corrente, ρ é a massa específica do fluido ambiente

Esse parâmetro (eq. 3-1) é calculado com relação a gradientes locais de densidade, permitindo identificar regiões que são menos instáveis que o resto do escoamento. Um escoamento é dito como estável, se $Ri_g > 0,25$ (Miles, 1984 *apud* Fernando, 1991), quando o gradiente de densidade é forte o bastante para inibir a mistura vertical. Em fluxos naturais, o limite de estabilidade é menor, pois a condição de estabilidade (Miles, 1984) considera apenas a densidade e a velocidade em termos médios (Padman & Jones, 1985 *apud* Fernando, 1991).

Ao revisar os trabalhos realizados para investigar a mistura na interface entre fluidos com estratificação de densidade, Peltier & Caulfield (2003) puderam identificar três estágios principais de mistura (Figura 3.8):

- (i) Estágio de crescimento das instabilidades de Kelvin-Helmholtz: sendo o escoamento laminar, os planos de cisalhamento são paralelos e as instabilidades KH são bidimensionais (bem equacionada pela teoria da estabilidade linear de Scotti & Corcos, 1972 e Patnaik *et al.*, 1976 *apud* Fernando, 1991);
- (ii) Estágio de geração e crescimento das instabilidades secundárias de KH: à medida que as instabilidades KH crescem, ocorre a quebra das estruturas e a geração de instabilidades convectivas secundárias. Essas instabilidades tomam, primeiramente, a forma de turbilhões de comportamento não linear e, posteriormente, ocorre a interação entre os vórtices gerando turbilhões transversais;
- (iii) Estágio dominante de instabilidades tridimensionais de intensa mistura: com o crescimento dos tubos transversais ocorre sua quebra e, conseqüentemente, a quebra das instabilidades primárias de KH, levando a uma intensa mistura por dissipação viscosa e perda de coerência espacial.

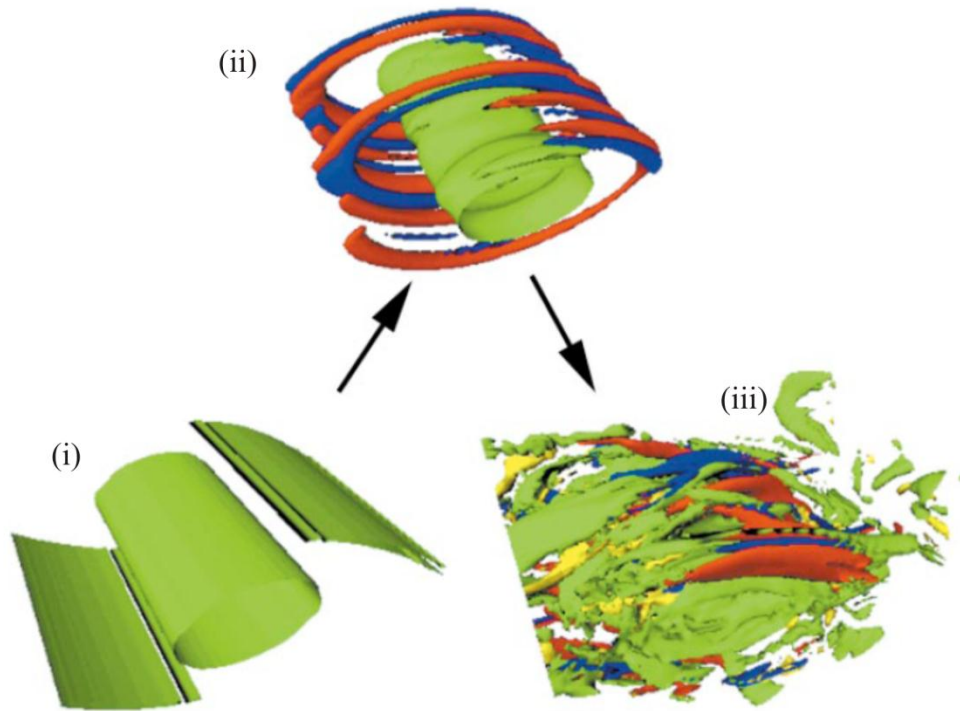


Figura 3.8 – Ilustração dos três estágios de mistura na interface (ver texto). Representação da vorticidade transversal (verde), vorticidade longitudinal de sinais opostos (azul e vermelho) e vorticidade vertical (amarelo) - Peltier & Caulfield (2003).

Nestes estágios de mistura pode-se quantificar a chamada eficiência da mistura, conceito associado ao parâmetro adimensional denominado *fluxo do número de Richardson* (Ri_f), o qual pode ser definido como sendo a razão entre a taxa em que as forças de flutuabilidade extraem energia da turbulência e a taxa de energia disponível para mistura (Müller & Holloway, 1989 *apud* Fernando, 1991):

$$Ri_f = \frac{-\overline{b'w'}}{-\overline{u'w'} dU/dz}, \quad (3-2)$$

onde b' é a variação da flutuabilidade da corrente; U é a velocidade da corrente; u' e w' são as variações da velocidade na direção longitudinal e transversal ao escoamento.

No primeiro estágio de mistura (Figura 3.8i), a mistura é considerada altamente eficiente, apesar da quantidade de mistura ser pequena já que é um escoamento laminar. No estágio intermediário (Figura 3.8ii) a geração das instabilidades secundárias tem um papel importante na transição da mistura. Finalmente, no último estágio (Figura 3.8iii), conforme o crescimento das instabilidades secundárias, a quantidade de mistura pode ser bastante alta, apesar da eficiência de mistura ser baixa (da ordem de $Ri_f = 0,2$).

Por outro lado, através de simulações em laboratório, outros autores (García e Parsons, 1996; Parsons, 1998) puderam estabelecer relações quanto à mistura na interface entre o fluido menos denso e as correntes de turbidez. Tais trabalhos comprovaram que a mistura na cabeça da corrente é dependente do número de Reynolds, sendo que, em fluxos mais turbulentos a mistura nessa região é maior. Além disso, foi possível observar a forte relação da mistura com as instabilidades secundárias, porém, para escoamento com menores valores de Re , a influência dessas estruturas não é tão importante devido à maior ação dos efeitos viscosos (Kneller e Buckee, 2000).

Através da simulação de correntes salinas, Fabian (2002) pôde obter uma relação entre o desprendimento dos vórtices e as forças de arraste, em que se supõe uma diminuição do arraste com o desprendimento do vórtice, causada por uma menor área transversal. Por outro lado, à medida que cresce o vórtice junto à cabeça, o comportamento é inverso. A relação entre o desprendimento dos vórtices e as forças de arraste pode ser expressa adimensionalmente através do *número de Strouhal*, dado por $St = \omega^* W^* / U^*$, onde ω^* é uma frequência característica da corrente, W^* e U^* são, respectivamente, uma dimensão e uma velocidade características da corrente. O estudo verificou uma frequência semelhante entre as oscilações da velocidade e o desprendimento dos vórtices, além disso, verificou que o St dos dois fenômenos têm a mesma ordem de grandeza daquele do desprendimento de vórtices atrás de corpos sólidos sob a ação de um escoamento ($St = 0,3$). Apesar de se tratarem de fenômenos não completamente semelhantes, pois o fluido mais denso deforma-se ao longo do escoamento, a analogia é válida, mas não completa.

Divergindo dos resultados anteriores, Hallworth *et al.* (1996) concluíram, através de simulações de correntes de densidade iniciadas por volume fixo, que a mistura na interface independe da diferença de densidade entre os fluidos, mas sim do volume inicial da mistura. Ainda sugerem que aproximadamente dois terços da mistura na região frontal provêm do fluxo abaixo do nariz da corrente. Quanto aos experimentos de Hallwaorth *et al.* (1996), Parsons *et al.* (2007) argumentam que as correntes foram realizadas em diferentes dimensões, não havendo menção da escala (Re) do escoamento, ainda, dizem que a pequena escala das simulações e a grande simplificação dos processos turbulentos de mistura foram problemáticas. Já Kneller e Buckee (2000) argumentam que, por serem correntes em superfície livre (mistura-água) as simulações revelam a diferença nas estruturas turbulentas geradas.

Os processos de deposição e erosão dos sedimentos ocorrendo junto ao leito influenciam na dinâmica interna das correntes de turbidez, pois, além de alterarem a diferença de densida-

de das correntes, afetam a interação interna entre os grãos. Ao depositar parte do sedimento no leito, a diferença de densidade das correntes é reduzida, portanto, o fluxo desacelera, tendendo a depositar cada vez mais até a sua parada. Já o processo de erosão, pelo qual mais material é incorporado dentro da corrente, causa um aumento na massa específica e na energia interna do fluxo, fazendo com que as correntes adquiram maior capacidade de transporte e alcancem maiores distâncias. Tais processos são influenciados por diversos fatores e sua total compreensão ainda não foi alcançada pelos cientistas.

Segundo Middleton (1993), a parte da corrente que possui maior capacidade de erosão do leito é a região frontal, já que o corpo tem maior potencial para causar a deposição do sedimento em suspensão. Porém, através de medições em laboratório (Kneller *et al.*, 1999; Buckee *et al.*, 2001; Choux *et al.*, 2005; Manica, 2012), verificou-se consideráveis níveis de intensidade turbulenta e altas flutuações instantâneas da velocidade na região posterior das correntes e, tais evidências, levam a considerar a região do corpo como tendo grande potencial de erosão do leito (Kneller e Buckee, 2000).

3.1.5 Intensidade turbulenta

Na última década, alguns trabalhos (Kneller *et al.*, 1999; García e Parsons, 1996; Parsons, 1998; Buckee *et al.*, 2001; Thomas *et al.*, 2003) puderam analisar, através de simulações em laboratório, a estrutura turbulenta das correntes de turbidez, porém, devido à complexidade do escoamento e à limitação da instrumentação, a maioria dos trabalhos realizou as análises em correntes de densidade conservativas (sem a presença de material em suspensão). Neste caso, busca-se, ao desconsiderar os processos de deposição e erosão, modelar fluxos similares às correntes compostas por sedimento fino (Stacey e Bowen, 1988 *apud* Kneller e Buckee, 2000). Mas, em situações onde ocorre estratificação vertical da densidade por correntes compostas por sedimento grosso, a dinâmica do fluxo pode ser bastante diferente (Kneller & Buckee, 2000).

Na região frontal das correntes conservativas foram medidas velocidades instantâneas que alcançaram valores 50% maiores do que a velocidade média do escoamento, tal resultado foi associado à passagem dos vórtices de mistura. As flutuações de velocidade, relacionadas à viscosidade turbulenta, obtiveram altos valores na região do nariz junto ao fundo e em algumas regiões da camada superior do corpo (Kneller *et al.*, 1999; Thomas *et al.*, 2003). Os experimentos realizados por Thomas *et al.* (2003) atestaram que o suprimento de fluido mais denso para a região frontal se dá através de dois vórtices localizados no centro da cabeça, cujas

intensidades e posições são dependentes do número de Reynolds. Estes resultados estão de acordo com a teoria do fluxo central de Simpson (1997) e os resultados das simulações numéricas realizadas por Härtel *et al.* (2000a, 2000b). O vórtice superior, maior e mais forte que o inferior, cria um alto gradiente de densidade na região do nariz ao lançar o fluido mais denso para a região do corpo da corrente. De maneira semelhante, o vórtice inferior, gerado junto à camada limite também ocasiona um fluxo de fluido mais denso para a região do corpo, sendo medidos, nessa região, altos valores de vorticidade. Além disso, Thomas *et al.* (2003) analisaram os campos de convergência e divergência, os quais mostraram a geração de fluxos laterais na altura dos vórtices, porém a média temporal do campo indicou valores próximos de zero em qualquer parte da região frontal, o que reforça a possibilidade de que as correntes possam ser aproximadas a um escoamento bidimensional.

De maneira semelhante, as análises da variação temporal da velocidade na região posterior da corrente (corpo da corrente) revelaram a formação de estruturas coerentes de grande escala, porém, a análise espectral da energia do escoamento mostra que as instabilidades de baixa frequência (<10 Hz) contêm a maior parte da energia (Kneller *et al.*, 1999). Ainda, foram medidas velocidades instantâneas que alcançaram picos 40% maiores do que a velocidade média nessa região (Buckee *et al.*, 2001). Nas regiões próximas ao nível de velocidade máxima foram medidos baixos níveis de cisalhamento turbulento (Buckee *et al.*, 2001).

Ao simular correntes tanto subcríticas ($Ri > 1$) quanto supercríticas ($Ri < 1$), Buckee *et al.* (2001) puderam perceber comportamentos distintos quando aos níveis de energia turbulenta: para correntes supercríticas, os altos níveis de cisalhamento na região superior concentram os maiores níveis de energia turbulenta; no entanto, nas correntes subcríticas a maior energia turbulenta se encontra na base do corpo, associado ao contra fluxo do fluido ambiente. Apesar de serem correntes em regime subcrítico, as simulações realizadas por Kneller *et al.* (1999) identificaram a região superior do corpo da corrente como tendo os maiores níveis de cisalhamento turbulento (relacionados às variações instantâneas da velocidade). Este comportamento é associado ao mecanismo de ignição das correntes (volume finito) que ocasiona altos níveis de cisalhamento na camada superior do corpo (Kneller & Buckee, 2000).

Mais recentemente alguns trabalhos (Best *et al.*, 2001; McCaffrey *et al.*, 2003; Choux *et al.*, 2005; Felix *et al.*, 2005; Manica, 2012) realizaram experimentos em laboratório com correntes não-conservativas (compostas por sedimento em suspensão), nos quais foi possível descrever a estrutura interna desses fluxos. Os estudos atestaram que as regiões com maior grau de cisalhamento turbulento foram associadas à região do topo da cabeça, devido à mistu-

ra com o fluido ambiente, e a base do corpo, relacionada com o cisalhamento junto ao fundo. Além disso, Manica (2012) realizou uma série de experimentos com diferentes proporções de sedimento coesivo e não coesivo, além de diversos graus de concentração de sedimentos, seus resultados abrangeram desde correntes de turbidez de baixa concentração até fluxos de detritos. Nos escoamento de menor concentração, foram medidas intensidades turbulentas ($\sqrt{u'^2}$) na região superior da cabeça da corrente, relacionados com a geração dos vórtices turbulentos. Na medida em que os escoamentos apresentam comportamento não newtoniano, maior concentração de sedimentos e maior presença de sedimento coesivo, surgiram regiões pontuais de alta intensidade turbulenta (“*spots*”) junto à camada inferior do corpo, associadas ao cisalhamento junto ao fundo. Já, no caso de escoamentos próximos ao fluxo de detritos (alta concentração de sedimentos e maior parte de sedimento coesivo), foram medidos *spots* turbulentos na interface entre a camada inferior e a superior do corpo, neste caso, relacionado ao cisalhamento ocasionado pela formação de uma camada lamosa de intensa concentração de sedimentos na parte inferior do corpo.

3.2 Descrição das Equações Governantes

A seguir é feita uma descrição geral das equações governantes das correntes de turbidez, porém a descrição completa da derivação pode ser encontrada em Parker *et al.* (1986), a qual é similar à concebida por Ellison e Turner (1959) para o caso de correntes conservativas.

As premissas básicas que norteiam o estabelecimento destas equações são: o fluido ambiente acima da corrente de turbidez está em repouso, é não estratificado e a profundidade do meio onde a corrente de turbidez se desenvolve é muito maior do que as dimensões verticais da corrente. Além disso, considera-se um leito com declividade constante.

O modelo busca compreender o comportamento aproximado de uma corrente de turbidez desenvolvendo-se em um cânion submarino, tendo sido gerada por um aporte fluvial contínuo (*e.g.* cheia fluvial), o qual resultou em um fluxo hiperpicnal na região da plataforma continental. Portanto, os parâmetros de injeção no canal (cânion) são constantes, dados pelos valores médios integrados na vertical dos principais parâmetros do escoamento: concentração volumétrica de sedimento ($C = C_0$), velocidade do escoamento ($U = U_0$) e espessura da corrente ($h = h_0$). Na condição inicial, a descarga volumétrica de sedimentos por unidade de largura (ψ) é dada por $\psi_0 = U_0 C_0 h_0$.

3.2.1 Equações do Movimento Integradas na Vertical

As Equações de Conservação que governam o escoamento das correntes de turbidez correspondem à: (i) Fase Líquida, (ii) Quantidade de Movimento, (iii) Fase Sólida e (iv) a Energia Cinética Turbulenta.

Os parâmetros médios são obtidos pela integração de certas grandezas locais, de tal forma que, sendo $u(x, z, t)$ e $c(x, z, t)$ a velocidade e a concentração média local, respectivamente, pode-se expressar a energia cinética turbulenta média por unidade de massa (k_e) por:

$$k_e(x, z, t) \approx \frac{1}{2} \overline{(u'^2 + v'^2 + w'^2)}, \quad (3-3)$$

onde u', v', w' são as flutuações das componentes tridimensionais da velocidade, *i.e.* velocidade local menos a velocidade média. Sendo assim, os parâmetros integrados na vertical $U(x, t), C(x, t), K(x, t)$ juntamente com a espessura da camada $h(x, t)$ podem ser definidos por:

$$\left\{ \begin{array}{l} Uh = \int_0^\infty u dz \\ U^2 h = \int_0^\infty u^2 dz \\ UCh = \int_0^\infty ucdz \\ UKh = \int_0^\infty uk_e dz \end{array} \right. \quad (3-4)$$

Durante a integração alguns fatores de forma são gerados, dos quais se esperam que assumam o valor da unidade. Nestas considerações, os fatores de forma serão considerados do valor da unidade, o que já foi confirmado em estudos anteriores (Parker *et al.*, 1987; Altinkar, 1988).

A descrição do fenômeno das correntes de turbidez compreende as equações de conservação de quatro grandezas:

(i) Equação da Conservação da Fase Líquida

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial Uh}{\partial x} = w_e, \quad (3-5)$$

onde w_e é a velocidade de incorporação de fluido ambiente (carreamento) na corrente.

(ii) Equação de Conservação da Fase Sólida

$$\frac{\partial Ch}{\partial t} + \frac{\partial UCh}{\partial x} = v_s(E_s - c_b), \quad (3-6)$$

onde E_s é o coeficiente de incorporação de sedimento do leito, v_s é a velocidade de queda do sedimento, c_b é o valor de referência da concentração junto ao leito ($z = b = 0,05H$). Desta forma, o termo do lado direito da equação indica a diferença entre a taxa de erosão do sedimento do leito ($v_s E_s$) e a taxa de deposição no leito ($v_s c_b$), ou seja, a taxa líquida de incorporação de sedimento na corrente.

(iii) Equação da Conservação do Momento

$$\frac{\partial Uh}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} = -\frac{1}{2} Rg \frac{\partial Ch^2}{\partial x} + RgChS - u_*^2, \quad (3-7)$$

onde u_* é a velocidade de cisalhamento junto ao leito, expressa por:

$$u_*^2 = -\overline{u'w'}|_{z=b}. \quad (3-8)$$

(iv) Equação da Conservação da Energia Cinética Turbulenta (ECT) Média

$$\frac{\partial Kh}{\partial t} + \frac{\partial UKh}{\partial x} = \underbrace{Ph}_{1^\circ} - \underbrace{\epsilon_0 h}_{2^\circ} - \underbrace{RgChv_s}_{3^\circ} - \underbrace{\frac{1}{2}RgChw_e}_{4^\circ}, \quad (3-9)$$

$$\underbrace{-\frac{1}{2}Rghv_s(E_s - c_b)}_{5^\circ}$$

onde P é a taxa média de produção da ECT e ϵ_0 é a taxa média de dissipação viscosa da ECT.

Os dois primeiros termos do lado direito da equação indicam as taxas médias de produção e dissipação da ECT por unidade de massa, respectivamente. O terceiro termo representa a energia gasta para manter o sedimento em suspensão (critério de Bagnold, 1962). O quarto termo representa a energia gasta em levantar o centro de gravidade da suspensão, conforme a corrente se mistura com o fluido ambiente e aumenta sua espessura. O quinto termo indica a energia gasta em levantar o sedimento incorporado por erosão até o centro de gravidade da suspensão, o termo pode mudar o sinal caso ocorra maior deposição do que erosão (*i.e.* $v_s c_b > v_s E_s$).

3.2.2 Quanto ao carregamento

Em escoamentos estratificados é comum relacionar a velocidade de carregamento w_e à velocidade média integrada na vertical U e o número de Richardson (Ri), dado por:

$$Ri = \frac{RChg}{U^2}, \quad (3-10)$$

onde g é a gravidade, $R = (\rho_s - \rho)/\rho$, ρ_s é a massa específica do sedimento e ρ é a massa específica do fluido ambiente. Sendo assim, a velocidade de carregamento (w_e) é relacionada com a velocidade do escoamento com o uso de um coeficiente de carregamento (e_w), através de:

$$\frac{w_e}{U} = e_w, \quad (3-11)$$

A relação do coeficiente e_w com o número de Richardson (Ri) foi determinada experimentalmente, sendo que, geralmente, a função ajustada por Parker *et al.* (1987) é utilizada, a qual é dada por:

$$e_w = \frac{0,00153}{0,0204 + Ri}. \quad (3-12)$$

Tal relação foi verificada através de simulações minuciosas por Puhl *et al.* (2010), as quais utilizaram um tanque (3,18 m de largura, 1,34 m de profundidade e 1,30 m de altura) de circuito fechado e recirculatório (Figura 3.9 I, conforme Odell e Kovasznay, 1971) movido por um sistema de discos giratórios (Figura 3.9 II), inibindo as interferências ao escoamento. Modelos similares já foram utilizados em outros trabalhos (Narimousa *et al.* 1986, Narimousa & Fernando, 1987, Stephenson & Fernando, 1991, Strang & Fernando 2001a, b) para quantificação da mistura entre o escoamento de camadas instavelmente estratificadas, *i.e.* a camada mais densa encontra-se em um nível mais alto do que a de menor densidade. Porém, no caso dos experimentos realizados por Puhl *et al.* (2010), foram simuladas camadas estavelmente estratificadas, semelhantes ao escoamento das correntes de densidade, utilizando misturas salinas. Com o uso de uma placa de iluminação uniforme (Figura 3.9 III) e o registro da evolução da espessura da camada mais densa, a qual sofria a mistura com o líquido menos denso (carregamento), foi possível obter a velocidade de carregamento (w_e) e relacioná-la ao número de Richardson (Ri) do fluxo. Foram realizadas 26 medições diretas da velocidade de carregamento, *i.e.* o volume de líquido menos denso que é incorporado pela camada mais densa, a

partir de 8 experimentos, abrangendo uma faixa de número de Richardson de 2,8 à 8,5, os quais ajustam-se à função obtida por Parker *et al.* (1987).



Figura 3.9 – Modelo Físico utilizado por Puhl *et al.* (2010) em experimentos da quantificação do carreamento da mistura (I) Tanque Odell-Kovaszny (II) discos giratórios para geração do escoamento (III) placa de iluminação uniforme.

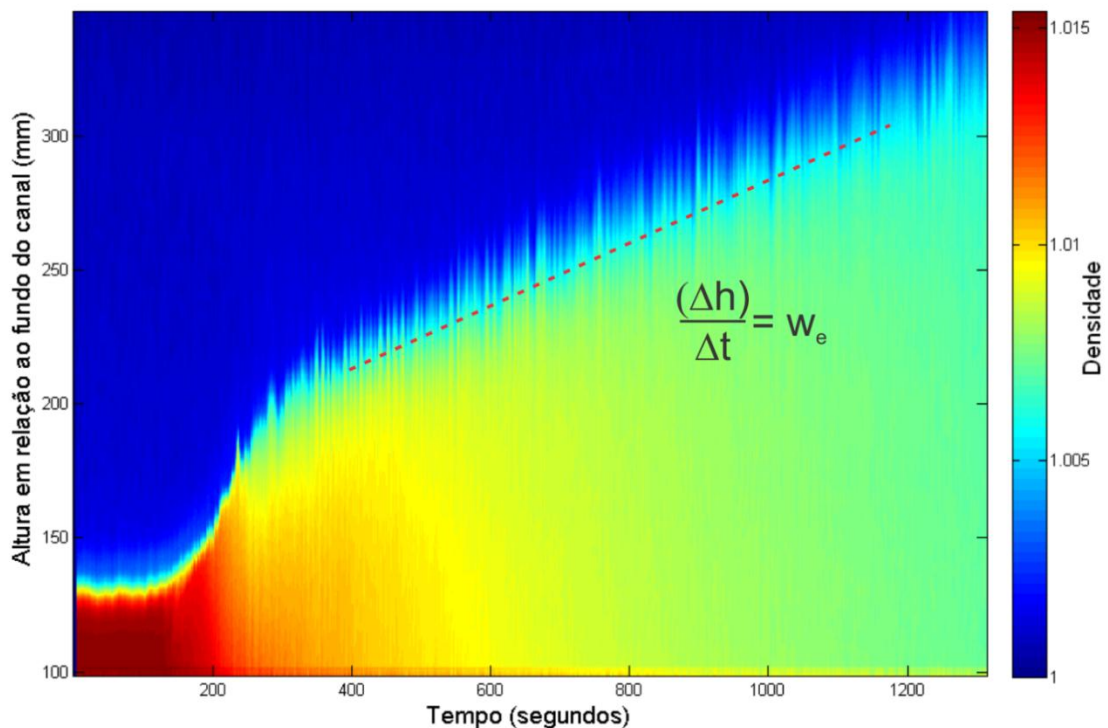


Figura 3.10 – Evolução temporal da espessura da camada mais densa à medida que incorpora fluido menos denso e aumenta o volume. A velocidade de carreamento é obtida a partir da declividade $(\Delta h/\Delta t)$ da reta pontilhada, multiplicada pela área transversal (A) - medições realizadas por Puhl *et al.* (2010).

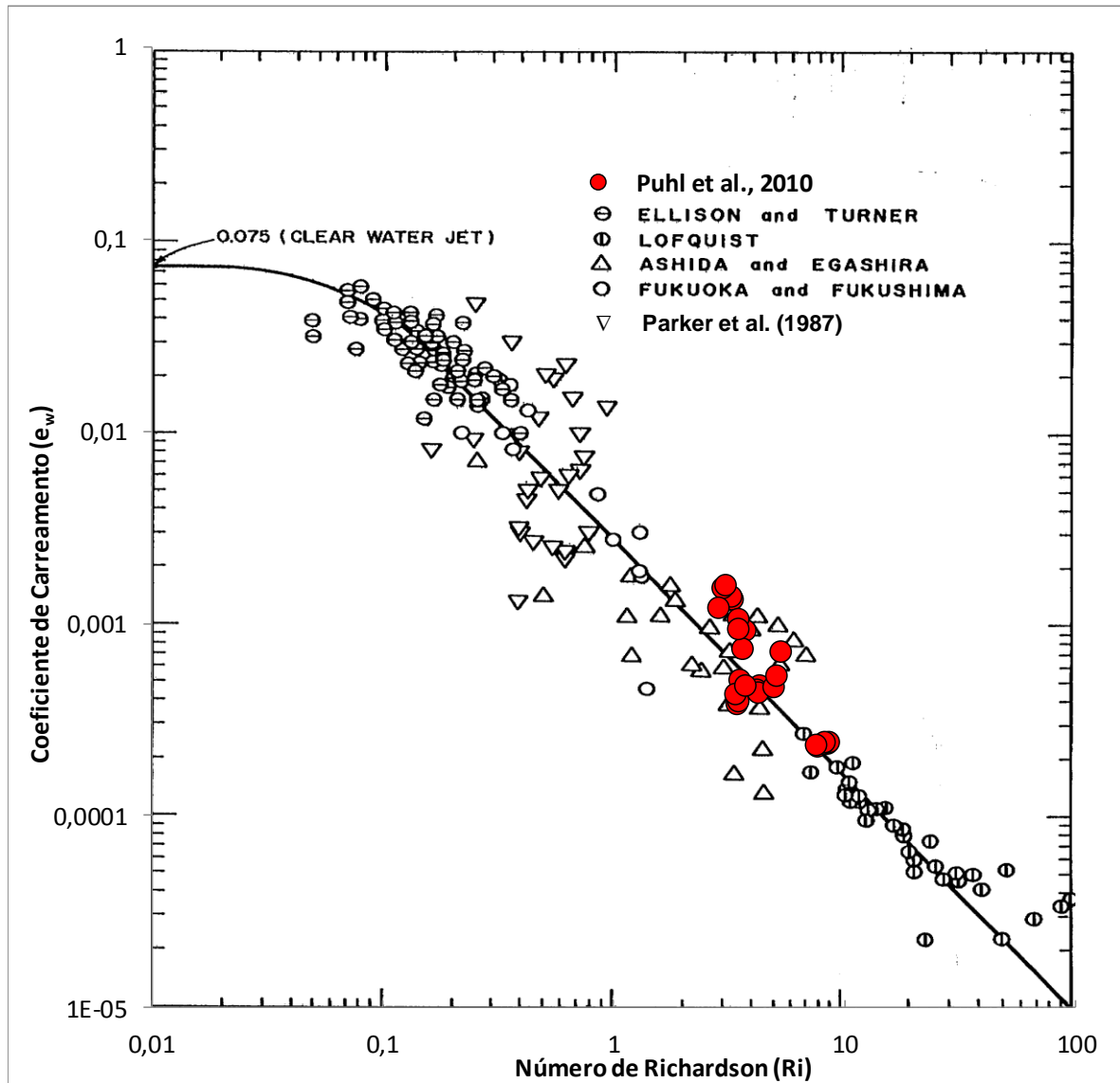


Figura 3.11 – Relação entre o número de Richardson (Ri) e o coeficiente de carreamento (e_w), apresentando os dados obtidos por Puhl *et al.* (2010) que verificam a função ajustada por Parker *et al.* (1987).

3.2.3 Quanto à incorporação do sedimento do leito

A Equação (3-6) descreve as alterações na concentração de sedimento em suspensão causadas pela diferença entre a taxa de erosão do sedimento do leito devido à turbulência e a taxa de deposição devido à sedimentação. Espera-se que o coeficiente de erosão E_s seja fortemente dependente da velocidade de cisalhamento junto ao fundo (u_*). No caso de correntes em condições de equilíbrio (*e.g.* semelhante ao escoamento em canal aberto) a taxa líquida de alterações na concentração de sedimento em suspensão deve ser zero, resultando em:

$$E_s = c_b. \quad (3-13)$$

O fluxo vertical de sedimento em suspensão devido à turbulência, definido por $F = \overline{c'w'}$ pode ser relacionado ao coeficiente de erosão do leito ao ser avaliado junto ao leito (F_b), de tal forma que:

$$v_s E_s = F_b. \quad (3-14)$$

Estudos anteriores (García, 1994) obtiveram uma expressão que relaciona o coeficiente de erosão aos parâmetros do escoamento, a qual é dada por:

$$E_s = \frac{A_y Z_u^5}{\left(1 + \frac{A}{0,3} Z_u^5\right)}, \quad (3-15)$$

onde $Z_u = u_{*s} R_p^{0,5} / v_s$, $A_y = 1,3 \times 10^{-7}$, u_{*s} é a velocidade de cisalhamento devido ao grão e R_p é o número de Reynolds da partícula, dado por:

$$R_p = \frac{\sqrt{R g d_s d_s}}{\nu}. \quad (3-16)$$

Esta relação foi aproximada utilizando um conjunto de dados tanto de canais abertos quanto de correntes de turbidez em campo e laboratório, abrangendo um intervalo do parâmetro R_p entre 3,5 e 37. Para o caso de sedimentos finos ($R_p < 3,5$), García e Parker (1993) modificaram a expressão e ajustaram o parâmetro Z_u para dados de correntes de turbidez no intervalo de $1 < R_p < 3$ de tal forma:

$$Z_u = 0,586 \frac{u_*}{v_s} R_p^{1,23}. \quad (3-17)$$

Já a concentração de referência junto ao leito é relacionada à concentração média integrada na vertical pelo coeficiente da taxa de deposição, dado por:

$$r_0 = \frac{c_b}{c}, \quad (3-18)$$

geralmente c_b é avaliado na posição $z = b = 0,05H$.

3.2.4 “Modelo de 3 Equações” para Correntes de Densidade

A maneira mais simples de tratar a erosão e deposição por correntes de turbidez é obtida pelo fechamento (*i.e.* definição dos parâmetros e coeficientes de ajuste) das Equações de Conservação da Fase Líquida, Fase Sólida e da Quantidade de Momento, *i.e.* (eqs. 3-5 a 3-7).

Desta maneira, a velocidade de cisalhamento (u_*) é relacionada à velocidade média da corrente integrada na vertical (U) pelo coeficiente de resistência, onde:

$$c_f = \frac{u_*^2}{U^2}. \quad (3-19)$$

Neste tratamento o coeficiente de resistência (c_f) é considerado constante.

Considerando a taxa de descarga volumétrica por unidade de largura ($\psi = UCH$), então:

$$Ri = \frac{Rg\psi}{U^3}. \quad (3-20)$$

Para um escoamento permanente ($\partial/\partial t = 0$), podem-se combinar as equações (3-5 a 3-7) a fim de explicitar a importância do número de Richardson, o que resulta em:

$$\frac{h}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{RiS - \left[c_f + \left(1 + \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] - \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}; \quad (3-21)$$

$$\frac{h}{\psi} \frac{d\psi}{dx} = r_0 \frac{v_s}{U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right); \quad (3-22)$$

$$\frac{dh}{dx} = \frac{-RiS + \left[c_f + \left(2 - \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] + \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}; \quad (3-23)$$

onde $\psi_e = (E_s/r_0)UH$ corresponde ao valor de ψ na condição de equilíbrio ($d\psi/dx = 0$). Nesta condição, a variação líquida de sedimentos na corrente é nula, *i.e.* onde a taxa de erosão ($v_s E_s$) é contrabalanceada pela taxa de deposição ($v_s c_b$).

3.2.5 “Modelo de 4 Equações” para Correntes de Densidade

Fukushima *et al.* (1985) realizaram simulações numéricas, a partir de dados obtidos em campo, utilizaram os dois conjuntos de equações. Ao final, os autores concluíram que, o Modelo de 3 Equações, apesar de prover resultados apropriados para o caso de correntes conservativas, não resulta em soluções fisicamente reais no caso de correntes de turbidez que incorporam sedimento do leito e aceleram. A falha do modelo de 3 equações se dá porque não possui uma expressão explícita que contabilize o balanço de energia turbulenta. Ainda, segundo Fukushima *et al.* (1985), o Equilíbrio Catastrófico não pode existir enquanto as correntes de turbidez incorporam líquido ambiente.

Os detalhes da derivação do modelo podem ser encontrados em Parker *et al.* (1986). A taxa de produção de Energia Turbulenta é expressa por:

$$P = \frac{u_*^2 U + \frac{1}{2} w_e U^2}{h}. \quad (3-24)$$

Neste modelo, ao invés de se utilizar a eq. (3-19) para expressar a velocidade de cisalhamento junto ao fundo, esta é relacionada à energia cinética turbulenta média por unidade de volume, pela expressão:

$$-\overline{\rho_m u' w'}|_{z=b} = \frac{1}{2} \alpha \frac{\rho}{h} \int_0^\infty (\overline{u'^2 + v'^2 + w'^2}) dz. \quad (3-25)$$

A expressão pode ser simplificada utilizando as eq. 3-3 e 3-8 e, ignorando os fatores de forma, tem-se:

$$u_*^2 = \alpha K, \quad (3-26)$$

onde α é um coeficiente, segundo Prandtl (1945) e Kolmogorov (1942), o qual é avaliado como constante igual a 0,1 (fora da camada sub-viscosa, *i.e.* $yu_*/\nu > 50$), através de simulações diretas (DNS) em canal turbulento (Kim *et al.*, 1987 *apud* Pope, 2000 pg. 369).

A avaliação da dissipação viscosa é dada, segundo a escala de Kolmogorov, por (Parker *et al.*, 1986):

$$\epsilon_0 = \frac{\beta K^{3/2}}{H}, \quad (3-27)$$

sendo o coeficiente β dado pela solução do modelo de 3 equações (4.1a-c):

$$\beta = \frac{\frac{1}{2} e_w \left(1 - Ri - \frac{2c_{fN}}{\alpha} \right) + c_{fN}}{\left(\frac{c_{fN}}{\alpha} \right)^{3/2}}, \quad (3-28)$$

onde c_{fN} é o coeficiente de resistência na condição de equilíbrio (vide próxima seção).

Para um escoamento permanente ($\partial/\partial t = 0$), podem-se combinar as equações (3-5 a 3-8 e 3-9) a fim de explicitar a importância do número de Richardson, o que resulta em:

$$\frac{h}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{RiS - \left[c_f + \left(1 + \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] - \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}; \quad (3-29)$$

$$\frac{h}{\psi} \frac{d\psi}{dx} = r_0 \frac{v_s}{U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right); \quad (3-30)$$

$$\frac{dh}{dx} = \frac{-RiS + \left[c_f + \left(2 - \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] + \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}; \quad (3-31)$$

$$\frac{h}{U^2} \frac{dK}{dx} = \frac{1}{2} e_w (1 - Ri) + \frac{K}{U^2} (\alpha - e_w) - \beta \frac{K^{\frac{3}{2}}}{U^3} - Ri \frac{v_s}{U} - \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right). \quad (3-32)$$

3.3 Condição de Equilíbrio de escoamento

3.3.1 Caso Fluvial

Considerando um escoamento em canal aberto, sendo ele uniforme, *i.e.* as componentes vertical e lateral da velocidade são nulas ($v = w = 0$) e, também, as variações da velocidade em relação ao espaço ($\partial u / \partial x = 0$); além disso, considerando o escoamento permanente, *i.e.* as variações no tempo são nulas ($\partial(u, v, w) / \partial t = 0$). Neste caso, o equilíbrio de forças aplicadas no elemento de fluido de área A e comprimento Δx resulta em:

$$\rho g A \Delta x \sin\theta = \Delta x \tau_b p \quad (3-33)$$

Onde τ_b é a tensão cisalhante junto ao leito por unidade de área, p é o perímetro molhado e θ é a inclinação do leito. A equação pode ser reduzida para a seguinte forma:

$$\rho g R_h \sin\theta = \tau_b \quad (3-34)$$

Sendo R_h o raio hidráulico que, no caso de um canal retangular, torna-se:

$$R_h = \frac{A}{p} = \frac{lh}{l+2h} \quad (3-35)$$

Onde l e h são a largura e a altura de lâmina d'água. Para o caso de canais muito largos ($l \rightarrow \infty$) pode-se considerar $R_h = h$.

No caso de canais com escoamentos turbulentos ($Re \geq 4000$), a tensão de cisalhamento pode ser aproximada como sendo função do quadrado da velocidade pela expressão:

$$\tau_b = \frac{\rho f U^2}{8} \quad (3-36)$$

Onde f é o coeficiente de resistência de Darcy-Weisbach. Combinando as expressões 3-34 e 3-36, temos que:

$$U = \left(\frac{g}{8f}\right)^{\frac{1}{2}} (R_h \sin\theta)^{\frac{1}{2}} \quad (3-37)$$

No caso em que declividade pode ser admitida pequena, então $S = \tan\theta \cong \sin\theta$, temos que:

$$U = C_h \sqrt{R_h S} \quad (3-38)$$

Resultando na fórmula deduzida pelo engenheiro francês Chezy, onde o coeficiente $C_h = \sqrt{g/8f}$ é o chamado coeficiente de Chezy.

A vazão volumétrica ($Q = UA$) fica:

$$Q_N = AC_h \sqrt{R_h S} \quad (3-39)$$

No caso de um escoamento uniforme e permanente, a altura de lâmina d'água é chamada "profundidade normal (h_N)", que pode ser expressa por:

$$h_N = \left(\frac{q_N}{C_h S^{1/2}} \right)^{2/3} \quad (3-40)$$

Nestas condições, as forças gravitacionais e resistivas estão em equilíbrio e o escoamento está em uma condição em que a velocidade U , a profundidade h e a vazão Q são constantes. Esta condição de equilíbrio pode ser expressa pelo número adimensional de Froude (Fr):

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gH}} \quad (3-41)$$

O qual também é constante e, quando associado a esta condição de equilíbrio é chamado "número de Froude normal (Fr_N)".

Em escoamentos não uniformes, o escoamento não está na condição de equilíbrio pois as forças gravitacionais e de resistência não se equilibram, conseqüentemente a altura de lâmina d'água no canal é diferente da profundidade normal, *i.e.* $h \neq h_N$.

3.3.2 Caso de Correntes Conservativas

No caso de correntes de densidade induzidas: ou pela densidade natural dos fluidos homogêneos, ou pela temperatura ou por sais dissolvidos, estas são chamadas correntes de densidade conservativas, pois não sofrem alteração na vazão de fluabilidade (Φ). Nestes casos, não há material em suspensão, por isso $v_s/U \rightarrow 0$ e as equações governantes tomam a seguinte forma (Ellison e Turner, 1959):

$$\frac{h}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{RiS - \left[c_f + \left(1 + \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right]}{(1 - Ri)} \quad (3-42)$$

$$\Phi = g \frac{\Delta\rho}{\rho} U h = \text{const.} \quad (3-43)$$

$$\frac{dh}{dx} = \frac{-RiS + \left[c_f + \left(2 - \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right]}{(1 - Ri)} \quad (3-44)$$

Já a condição de equilíbrio do escoamento, no caso das correntes conservativas, é semelhante ao escoamento em canal, porém mais complicado (Ellison e Turner, 1959) pois h não é unicamente dependente do Ri , o qual é expresso por:

$$Ri = g \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{h}{U^2} = \frac{\Phi}{U^3} \quad (3-45)$$

Para uma dada vazão, há um valor de Ri , chamado número de Richardson normal (Ri_N), o qual é função da declividade (S_N) e da resistência ao escoamento (c_{f_N}). Na condição de Ri_N , o lado direito da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento (eq. 3-42) torna-se zero e $dRi/dx = 0$, porém a espessura da corrente continua a aumentar devido ao carreamento com o fluido ambiente ($dh/dx \neq 0$). A condição para o estado de equilíbrio para correntes conservativas ($v_s/U = 0$), com o uso do Modelo de 3 Equações (M3Eq.), fica:

$$Ri_N S_N - e_{wN} \left(1 + \frac{1}{2} Ri_N \right) - c_{f_N} = 0$$

$$Ri_N = \frac{c_f + e_{wN}}{S_N - 1/2 e_{wN}} \Big|_{\text{Cor. Consv. M3eq.}} \quad (3-46)$$

Nestas condições, tem-se que:

$$Ri = Ri_N = \text{const.}$$

$$U = U_N = \text{const.}$$

$$h = h_0 + e_w X$$

Onde X é a distância no eixo do canal a partir da injeção.

3.3.3 Caso de Correntes de Turbidez

No caso de uma corrente não-conservativa ($v_s/U \neq 0$), o carreamento com o fluido ambiente não permite uma solução de equilíbrio completa pois age de duas maneiras no desenvolvimento do escoamento:

- Na eq. 3-29, e_w age resistindo ao escoamento, desacelerando o fluxo e prevenindo a erosão.
- Na eq. 3-31, e_w causa um aumento na espessura e diluição da corrente, reduzindo C e, conseqüentemente, c_b . Com isso, a Eq. 3-30 indica que a taxa de deposição ($v_s c_b$) é reduzida, ocasionando uma aceleração no escoamento.

Pantin (1979) e Parker (1982) realizaram uma análise simplificada do modelo, ao considerar o carreamento desprezível ($e_w = 0$) e assumindo como constantes os valores da espessura da corrente (h), a declividade do leito (S), o coeficiente de resistência (c_f) e a velocidade de queda do sedimento (v_s). Eles constataram que uma solução de equilíbrio (U, C) ocorre em pares. O chamado “Equilíbrio Ignitivo” corresponde a valores mais baixos de U e C e é um equilíbrio instável, por outro lado, o “Equilíbrio Catastrófico” é estável e encontra-se em valores de maior U e C . O desenvolvimento de uma corrente com valores iniciais de U_0 e C_0 , pode ser expresso por um diagrama (Figura 3.12) de fases (Pantin, 1979).

Uma linha passando pelo “ponto de ignição (U_I e C_I do equilíbrio ignitivo)” divide os campos em que o fluxo decai ou avigora-se, tal que, se os valores de U_0 e C_0 estiverem abaixo da linha do Equilíbrio Ignitivo, a corrente define com a perda de sedimento em suspensão, desacelerando e cessando o escoamento. Porém, quando a corrente alcança valores maiores do que os do equilíbrio ignitivo, uma resposta dinâmica da corrente a leva a acelerar progressivamente, incorporando sedimento do leito (erosão) e ganhando concentração. Neste processo, a corrente avança em direção ao ponto de equilíbrio catastrófico (no diagrama de fases $U \times C$), tal resposta é a chamada “auto-suspensão” da corrente, conceito teórico e apresentado por Bagnold (1962) e, posteriormente, avaliado analiticamente por trabalhos posteriores (Pantin, 1979; Parker, 1982; Fukushima *et al.*, 1985; Parker *et al.*, 1986; Emms, 1999).

Para uma dada condição inicial (h_0, S, c_f e v_s), um ponto de ignição pode ou não existir. Maior declividade, maior espessura de corrente e menor tamanho de grão são fatores que colaboram para que a corrente possa alcançar o estado auto-suspensivo (Pantin e Franklin, 2009). Caso a corrente de turbidez consiga assumir a condição de auto-suspensão, alguns fatores (Pantin e Franklin, 2009) podem levar o escoamento a interromper o processo e regressar no diagrama de fases, diminuindo a velocidade e concentração:

1. Perda de energia gravitacional devido à mudança do gradiente de declividades, *e.g.* uma corrente que se desenvolve por um cânion e chega à região da bacia, a qual possui declividades mais suaves;

2. Falta de sedimento para ser erodido no leito
3. Alcançar seu limite de capacidade de transporte, *i.e.* o volume de sedimento que é capaz de ser carregado pelo escoamento, correspondente ao “equilíbrio catastrófico”.

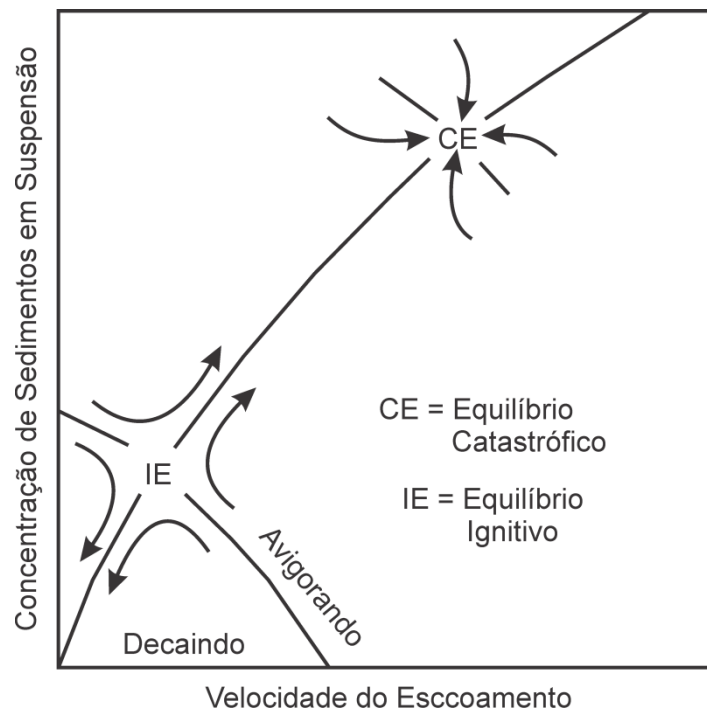


Figura 3.12 – Diagrama de fases descrevendo o desenvolvimento das correntes de turbidez, os quais se aproximam de dois pontos de equilíbrio: Ignitivo (instável) e Catastrófico (estável), segundo Pantin (1979).

Com o uso do Modelo de 4 Equações, Fukushima et al (1985) encontraram uma solução de equilíbrio nos casos de correntes de turbidez subcríticas ($Ri > 1$), para as quais o carregamento com o fluido ambiente pode ser considerado desprezível. Através de análise de estabilidade linear, Fedele (2003) amplia estes indícios para correntes supercríticas, mas próximas ao limite crítico ($Fr \approx 1$), ao indicar que, o processo de incorporação do sedimento do leito possui grande relevância no aumento da força governante das correntes. Enquanto que o carregamento com o fluido ambiente é desprezível, o que traz indícios para a ocorrência de uma condição de equilíbrio no caso de correntes de turbidez supercríticas.

3.4 Resistência ao Escoamento – Caso Fluvial

3.4.1 Resistência de grão

Quando um líquido está em contato com um corpo sólido, forças de resistência ao escoamento são geradas, as quais podem ser expressas em força por unidade de área, *i.e.* tensão de cisalhamento (τ). Junto ao leito, a tensão de cisalhamento está relacionada com a velocidade

do escoamento (u) através da velocidade de cisalhamento (u_*), pela chamada “lei da parede”, dada por:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{u_* z}{\nu}, \quad (3-47)$$

onde

$$u_* = \sqrt{\tau_b / \rho_b}, \quad (3-48)$$

τ_b e ρ_b são a tensão e massa específica do escoamento junto ao leito, ν é a viscosidade cinemática do fluido e z é a distância na direção vertical.

Porém, esta relação só é válida muito próxima ao leito, dentro de uma camada, chamada subcamada viscosa, de espessura (δ), igual à $\delta = 11,6\nu/u_*$. No caso da maioria dos cursos fluviais, as rugosidades no leito, expressas por um parâmetro médio (k_s), são maiores do que a espessura desta camada, a qual é, então, inibida. Fora desta camada, o perfil de velocidades é regido pela lei logarítmica da velocidade, dada por:

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + B_s, \quad (3-49)$$

onde κ é a constante de von Kármán, $\kappa = 0,41$; B_s é uma função ajustada em relação à rugosidade do leito, expressa pelo número de Reynolds do grão (Re_*), dado por Yalin (1972):

$$B_s = 8,5 + [2,5 \ln Re_* - 3] \exp -0,127(\ln Re_*)^2, \quad (3-50)$$

onde $Re_* = u_* d_s / \nu$. O escoamento turbulento é considerado liso quando $Re_* < 4$ e turbulento rugoso quando $Re_* > 70$, havendo uma transição intermediária entre tais limites ($4 < Re_* < 70$). A maioria dos canais fluviais podem ser considerados em regime turbulento rugoso ($Re_* > 70$), para o qual $B_s = 8,5$.

A velocidade média integrada na vertical do escoamento (U), é dada por:

$$U = \frac{1}{H} \int_0^H u dz, \quad (3-51)$$

a qual pode ser estimada com o uso da equação 3-48, considerando o limite inferior da integral a partir da elevação das rugosidades características do leito (k_s), pode-se escrever:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{H} \int_{k_s}^H \left[\frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{k_s} + 8,5 \right] dz, \quad (3-52)$$

Após a integração, torna-se:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{H}{k_s} + 6 = \frac{1}{\kappa} \ln 11 \frac{H}{k_s}, \quad (3-53)$$

Esta relação é conhecida como a lei de resistência de Keulegan (1938) para escoamentos rugosos, a qual é utilizada extensivamente para estimativa da resistência devido ao grão.

A partir da combinação das equações 3-48 e 3-53, pode-se estabelecer um coeficiente de resistência ao escoamento (c_f) através da relação:

$$\tau_b = \rho c_f U^2, \quad (3-54)$$

onde,

$$c_f = \left[\frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{11H}{k_s} \right) \right]^{-2}. \quad (3-55)$$

De formas semelhantes, outras formulações são geralmente utilizadas para avaliar a resistência ao escoamento, *e.g.* Manning, Chezy, Darcy-Weisbach, as quais são relacionadas à dedução do coeficiente de resistência ao escoamento (c_f).

3.4.2 Resistência de forma

Segundo Best (2005), as características encontradas nas formas de fundo fluviais apresentam diversas semelhanças com os mesmos elementos encontrados em outros ambientes naturais, tais como eólico, marinho e estuarino. O estudo das formas de fundo aluviais tem sido realizado intensivamente desde longa data (década de 1920), tendo como base tanto dados experimentais e de campo, quanto dados obtidos de modelos teóricos e modelagem numérica. Por outro lado, o estudo das formas de fundo geradas por fluxos gravitacionais de sedimentos está gradualmente crescendo na última década (*e.g.* Wynn e Stow, 2002; Sequeiros *et al.*, 2010; Fedele *et al.*, 2011; Jobe *et al.*, 2012), mas ainda não possui embasamento consistente para fundamentar novos estudos, tais como este. Portanto, apesar das diferenças entre os escoamentos fluviais e gravitacionais de sedimentos, *e.g.* estrutura interna e a magnitude das

forças governantes, se faz necessário buscar este embasamento nos trabalhos já realizados com formas de fundo fluviais.

3.4.2.1 Origem das formas de fundo

A origem de irregularidades no leito é associada pela maioria dos pesquisadores como sendo um problema de instabilidade (Kennedy, 1961; Engelund, 1970; Fredsoe, 1996). Em vista disso, podemos sugerir duas situações no caso da geração de uma pequena perturbação em um leito plano móvel: (i) a perturbação irá afetar o escoamento e o transporte de sedimentos de maneira a atenuar a irregularidade e voltará ao estado plano novamente; (ii) a influência da perturbação no escoamento e no transporte de sedimentos agravará a perturbação e irão se formar padrões de irregularidades (chamadas *formas de fundo*).

Porém, análises posteriores (Nakagawa e Tsujimoto, 1980; Coleman e Melville, 1996) indicam que os modelos de estabilidade linear se aplicam estritamente na iniciação do desenvolvimento das formas de fundo, portanto só podem prever se as irregularidades são ou não formadas. A incorporação de termos não lineares nos modelos (Ji e Mendoza, 1997; Zhou e Mendoza, 2005) resultou em melhores condições de estabilidade na evolução das dunas, inclusive, alcançando condições de equilíbrio das dunas.

Estudos recentes tanto teóricos quanto em laboratório focaram-se nos processos de iniciação das formas de fundo, em particular no desenvolvimento das pequenas ondulações iniciais (Coleman e Eling, 2000), chamadas “*wavelets*” as quais são precursoras das ondulações. Porém, implicações práticas e modelos de fácil uso ainda não puderam ser desenvolvidas (García, 2008), apesar de terem ajudado na compreensão da mecânica e das taxas de evolução das formas de fundo (Coleman e Melville, 1994; Nikora e Hicks, 1997). Além disso, Tjerry e Fredsoe (2005) apresentaram resultados promissores através de simulações numéricas no entendimento da morfologia de dunas em escala de laboratório. Para melhor compreender a morfodinâmica das formas de fundo fluviais é preciso estudos que abordem as conexões entre a turbulência, a morfologia do leito e o transporte de sedimento (ASCE, 2002; Best, 2005; Parker e Garcia, 2006).

3.4.2.2 Classificação das formas de fundo

Diferentes padrões de formas de fundo foram identificados como característicos de certas condições do escoamento, sendo influenciados por diversos parâmetros, tais quais: a declividade da linha de energia, a profundidade do escoamento, o tamanho do grão e a velocidade de queda do sedimento (Julien, 1998).

As formas de fundo podem ser classificadas em Regime Inferior e Superior (Figura 3.13), conforme sua geometria, resistência ao escoamento e modo de transporte do sedimento (Simons e Richards, 1963; 1966).

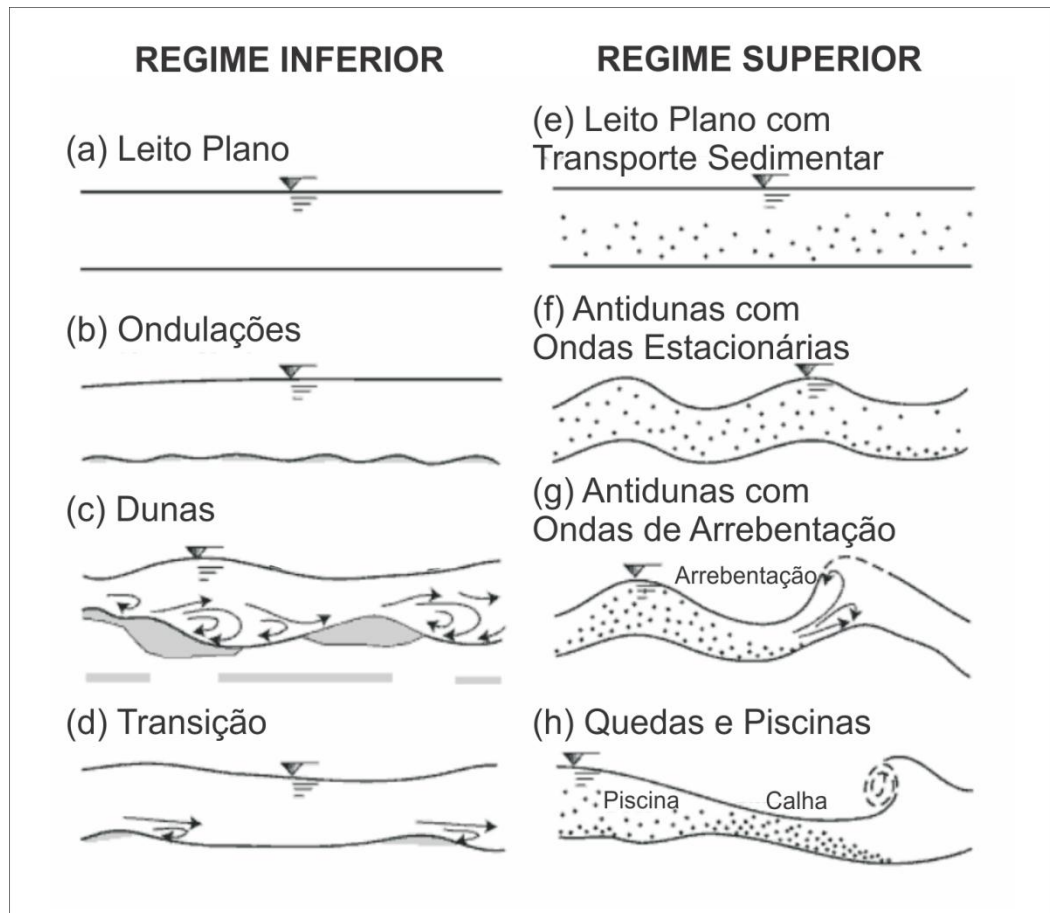


Figura 3.13 – Classificação das Formas de Fundo, segundo Simons e Richards (1963,1966) – modificada de Julien (1998).

Em Regime Inferior, dois tipos principais de formas de fundo são formados: Ondulações/Rugas (Figura 3.13b) e Dunas (Figura 3.13c), sendo semelhantes na forma, mas diferenciando-se pelas suas dimensões em relação ao escoamento. Estas deformações possuem as seguintes características:

- As dimensões das Ondulações não são dependentes das dimensões do escoamento, já as Dunas sim;
- Ambas possuem uma face à montante com declividade suave e uma face à jusante com inclinação abrupta, aproximadamente constante, igual à tangente do ângulo de repouso do sedimento;
- Tanto as Ondulações quanto as Dunas migram na mesma direção do escoamento, em uma velocidade muito menor do que a do fluxo;

- Dependendo da profundidade relativa (razão entre a altura da forma de fundo e a profundidade do escoamento) a superfície livre é deformada e, neste caso, ficando fora de fase com as formas de fundo;
- O transporte sedimentar é baixo pois se dá, na sua maioria, por arraste junto ao fundo;
- A resistência ocasionada ao escoamento pela presença das formas de fundo é grande pois, dependendo das suas dimensões, forma-se uma zona de separação do escoamento na região da cava, ocasionando dissipação turbulenta de grande escala;

Na transição entre o Regime Inferior e Superior, as Dunas são suprimidas (Figura 3.13f) e um leito plano com transporte sedimentar é formado (Figura 3.13e). Já em Regime Superior, formam-se as chamadas Antidunas (Figura 3.13f e Figura 3.13g), estas deformações possuem uma forma mais simétrica do que as Ondulações e Dunas, suas principais características são:

- Dependendo das condições do escoamento, as antidunas podem migrar tanto para montante quanto para jusante, ou ainda podem ser estacionárias.
- No caso das antidunas, a superfície livre sempre tem papel fundamental na geração das formas de fundo e, portanto, sempre será deformada, neste caso, em fase com as irregularidades.
- A resistência ao escoamento é baixa, porém, a dissipação de energia pode ser grande no caso da formação de ondas de arrebentação estacionárias.
- O transporte de sedimentos é alto, tanto por arraste junto ao fundo, quanto por suspensão.
- Conforme a amplitude das Antidunas aumenta, a deformação da superfície livre é maior, até que a certo ponto formam-se ondas de arrebentação (Figura 3.13g).

As deformações do tipo Quedas e Piscinas (Figura 3.13h) formam-se em declividades relativamente muito altas, onde ocorrem aceleração (Quedas) e desaceleração (Piscinas) do escoamento.

Um dos principais parâmetros que caracterizam a transição entre as formas de fundo de Regime Superior e Inferior é expresso pela razão entre as forças de inércia e gravitacionais, chamado número de Froude (Fr), tal que:

$$Fr = \frac{U}{\sqrt{gH}}, \quad (3-56)$$

onde U é a velocidade do escoamento, g é a gravidade e H é a profundidade da lâmina d'água. Em modelos de águas rasas, onde a profundidade H é menor do que $1/20$ do comprimento de onda das perturbações (λ), a transição se dá no valor crítico de $Fr = 1$, porém, outros fatores podem fazer com que este limite seja alterado. Por exemplo, experimentos em laboratório (Athallah, 1968 *apud* Julien, 1998) indicam a influência (Figura 3.14) da submergência relativa (R_h/d_s), dado pela relação entre o raio hidráulico e o diâmetro médio do sedimento.

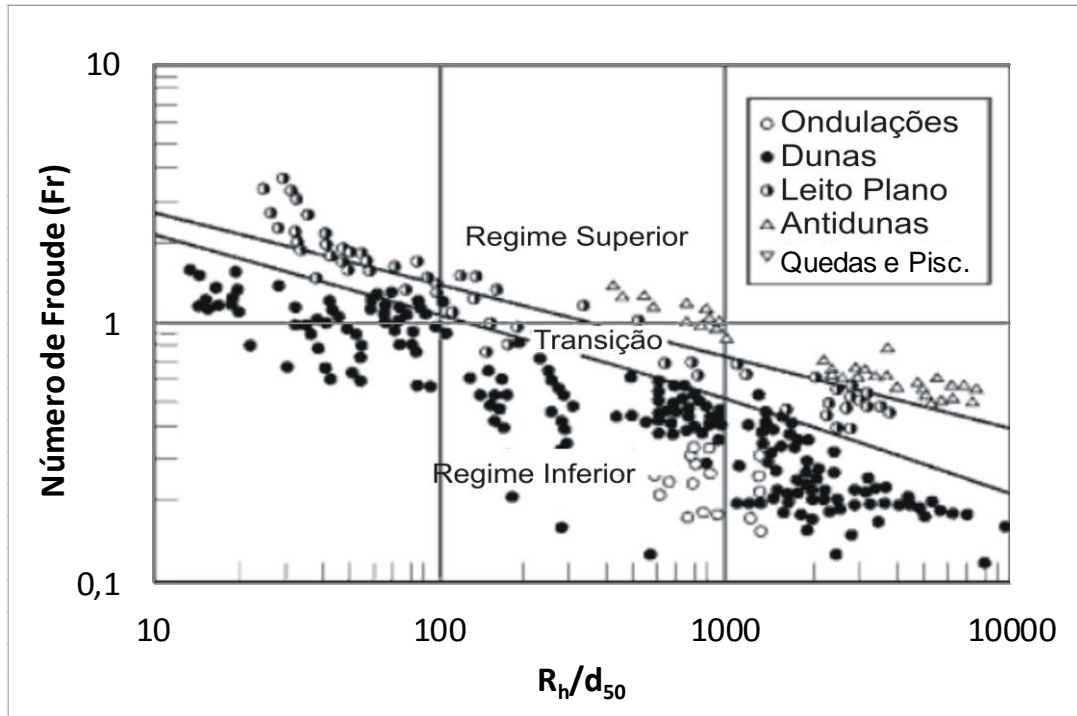


Figura 3.14 – Classificação das formas de fundo conforme o Regime Inferior, Transição e Superior (Athallah, 1968 *apud* Julien, 1998).

Modelos de estabilidade linear de perturbações em um leito com escoamento potencial (Kennedy, 1961;1963) indicam que o critério para o limite de transição entre o Regime Superior e Inferior é o dado pela expressão:

$$Fr^2 = \frac{1}{\hat{k}} \tanh(\hat{k}), \quad (3-57)$$

onde $\hat{k} = kH = \frac{2\pi H}{\lambda}$ é chamado o número de onda adimensional, relacionado ao número de onda (k). Tal critério é o mesmo dado pela Teoria das Ondas de Pequenas Amplitudes (Airy, 1845 *apud* Kamphuis, 2010), onde a celeridade da onda (C_w) é expressa por

$$C_w^2 = \frac{g}{k} \tanh(kH). \quad (3-58)$$

Sendo assim, o critério para a formação de Dunas, as quais estão, geralmente, em condições de águas profundas ($H/\lambda > 1/2$) pode ser escrita (Kennedy, 1961; 1963) pela expressão:

$$Fr^2 < \frac{1}{\hat{k}} \tanh(\hat{k}). \quad (3-59)$$

Já, para o caso de Antidunas, associadas ao escoamento supercrítico ($Fr > 1$), o critério de geração é dado por (Kennedy, 1961;1963):

$$Fr^2 > \frac{1}{\hat{k}} \tanh(\hat{k}). \quad (3-60)$$

Além disso, o limite para estabelecer a direção de migração das Antidunas (jusante/montante) foi deduzido por Kennedy (1961,1963) como sendo:

$$Fr^2 = \frac{1}{\hat{k} \tanh(\hat{k})} = \frac{1}{kh \tanh(kh)}. \quad (3-61)$$

Caso os valores sejam menores do que o critério acima, as Antidunas são previstas para migrar à montante, caso contrário, a direção de migração é para jusante. Desta maneira, um diagrama de fase (Figura 3.15) pode ser elaborado utilizando os critérios acima e prever a formação das formas de fundo. Os limites estabelecidos pelo Modelo de Estabilidade Linear possuem certa variabilidade pois, ao conceber o Modelo, Kennedy utilizou-se de relações empíricas para relacionar a velocidade do escoamento e o transporte de sedimentos. Estudos posteriores mostraram que este tipo de modelo apenas prevê o início da formação das formas de fundo, mas não é capaz de afirmar se as estruturas serão geradas ou não (García, 2008).

3.4.2.3 Caracterização de Ondulações e Dunas Aluviais

Podem-se identificar (Figura 3.16) cinco regiões principais (Best, 2005) do escoamento junto à Dunas: (1) uma zona de separação do escoamento, a qual gera uma (2) camada cisalhante interna e uma zona de recirculação; (3) região de expansão do fluxo; (4) à montante da região de retomada do escoamento, uma camada limite interna é reestabelecida e (5) uma zona de velocidade máxima ocorre acima da crista;

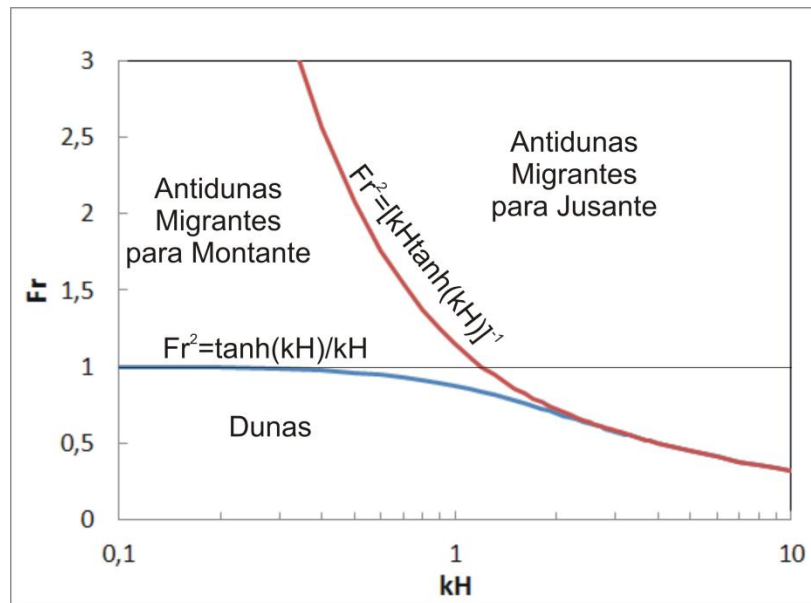


Figura 3.15 – Diagrama de fases baseado em modelo de estabilidade linear com escoamento potencial por Kennedy (1961; 1963).

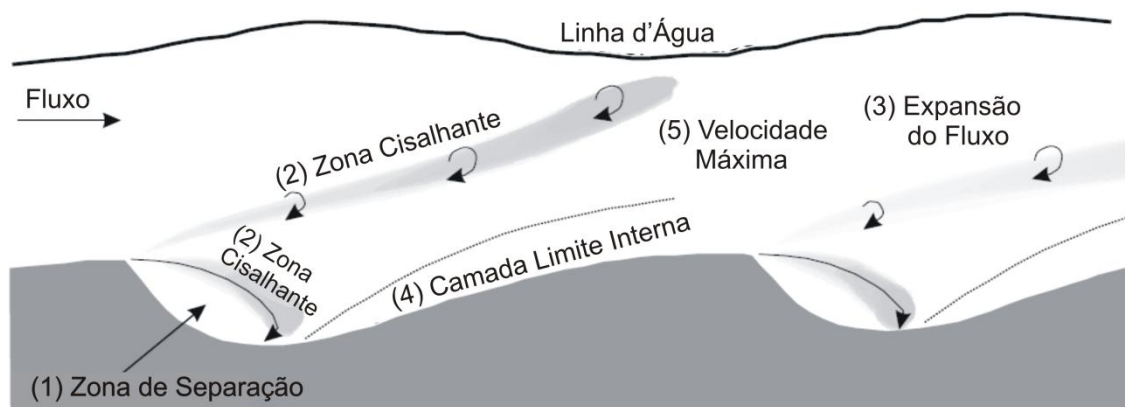


Figura 3.16 – Esquema das principais características do escoamento sobre Dunas – modificado de Best (2005).

A identificação das diferentes formas de fundo e sua relação com o escoamento ao qual está submetida, em laboratório ou na natureza, permite realizar a correlação entre os dois fatores. Para tanto, diversas classificações de formas de fundo foram concebidas (*e.g.* Reineck, Singh e Wunderlich, 1971; Ashley, 1990) a partir dos principais parâmetros destas estruturas, *e.g.* geometria, tridimensionalidade, tamanho de grão. Em planta, as Ondulações podem ser caracterizadas (Figura 3.17) segundo a forma e regularidade das cristas, os principais tipos (Allen, 1968) são: Ondulações de Crista Reta, Ondulações de Crista Sinuosa e Ondulações Lingóides.

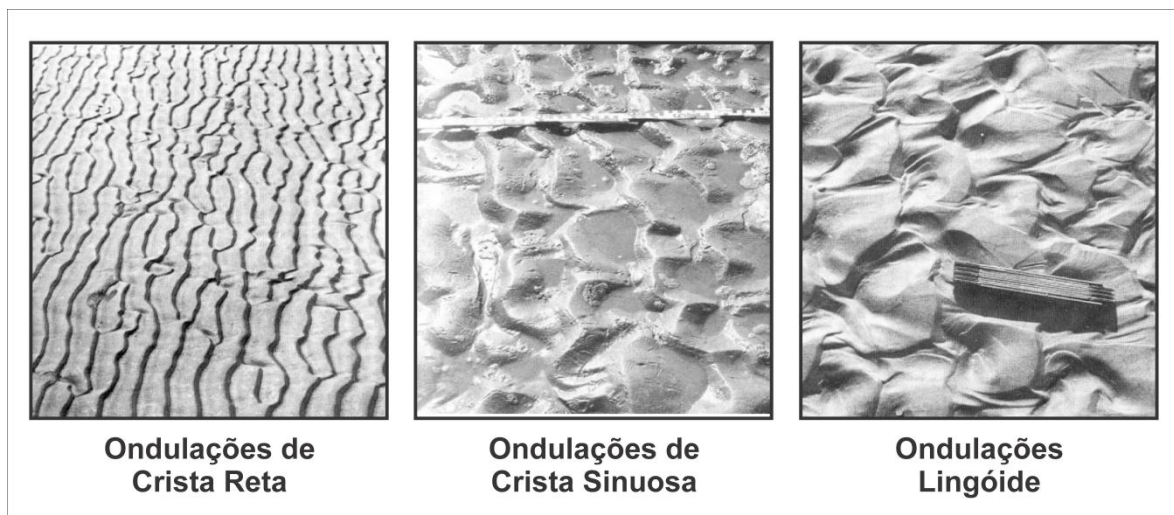


Figura 3.17 – Principais tipos de Ondulações, classificadas segundo Allen (1968), conforme a orientação e regularidade das cristas (Imagens adaptadas de Reineck e Singh, 1980).

Estudos clássicos (Allen, 1968; Reineck e Singh, 1980) sustentam que, no caso de Ondulações, existe uma relação entre o tipo e a energia do escoamento, *e.g.* Ondulações de Crista Reta e Sinuosa seriam atribuídas a fluxos de baixa energia, já Ondulações Lingóides seriam formadas em escoamento de alta energia. Porém, novos estudos (Richards, 1980; Baas, 1994; 1999) apontam para uma dependência exclusiva do diâmetro do grão.

Baas (1994; 1999) realizou duas longas séries experimentais utilizando areia fina com granulometria restrita ($d_s=0,095$ mm e $d_s=0,238$ mm) e aplicando diversas condições de escoamento por longos períodos (tempo máx. de 867 horas ou 36 dias) até que os parâmetros geométricos alcançassem uma estabilização (em termos estatísticos). Ao final das séries, Baas pôde concluir que: (i) as dimensões de equilíbrio das Ondulações não apresentam qualquer relação com a energia do escoamento; (ii) quanto maior a energia do escoamento, menor será o tempo necessário para alcançar o equilíbrio das estruturas e (iii) a evolução de Ondulações (partindo de um leito plano) inicia com Ondulações de Crista Reta, passando para Ondulações de Crista Sinuosa e, em todos os casos, alcança o equilíbrio em Ondulações do tipo Lingóide.

O tempo para o ajuste de uma condição de equilíbrio de uma forma de fundo e as condições de escoamento impostas foram inicialmente observados por Simons e Richardson (1966) durante os experimentos em laboratório. Os autores identificaram formas de fundo diferentes para as mesmas condições de escoamento impostas e, portanto, relacionadas ao tempo de ajuste do leito às condições de escoamento. Sutherland e Hwang (1965) atestaram a relação assintótica do tempo de equilíbrio tanto com a altura quanto com o comprimento das formas

de fundo. Tal relação foi definida por Prins (1969) para uma característica genérica das formas de fundo, dada por:

$$y_t = y_e - (y_e - y_0)e^{-c_y t}, \quad (3-62)$$

onde y_t , y_e , y_0 são, respectivamente, o valor de uma característica no tempo atual, na condição de equilíbrio e no tempo inicial; t é o tempo e c_y é uma constante experimental inversamente proporcional ao tempo de equilíbrio. Por apresentar maiores dimensões (maior volume) as Dunas levam mais tempo para alcançar a condição de equilíbrio do que as Ondulações (Allen, 1976; Levey et al, 1980).

Diversos estudos buscaram prever as dimensões das formas de fundo em condições de equilíbrio, dentre os quais, Yalin (1964) propôs uma relação de equilíbrio para o comprimento de onda das formas de fundo, a partir de uma análise teórica, a qual é expressa por:

$$\lambda = 2\pi H. \quad (3-63)$$

Outros autores (*e.g.* Van Rijn, 1984; Julien e Klaassen, 1995) chegaram a valores similares a partir de análise experimental. A Tabela 3.1 traz algumas expressões obtidas para previsão das principais dimensões das formas de fundo, *i.e.* amplitude (Δ) e comprimento de onda (λ).

Tabela 3.1 – Equações empíricas de previsão das dimensões das formas de fundo no estado de equilíbrio

Ondulações	Dunas
	Julien e Klaassen (1995):
Baas (1993 <i>apud</i> Baas, 2011):	$\lambda = 2,5\Delta \left(\frac{H}{d_s}\right)^{0,3}$
$\lambda = 75,4 \log(d_s) + 197$	$\Delta = 2,5H \left(\frac{d_s}{H}\right)^{0,3}$
$\Delta = 3,4 \log(d_s) + 18$	Van Rijn (1984):
Raudkivi (1997):	$\frac{\Delta}{H} = 0,11 \left(\frac{d_s}{H}\right)^{0,3} (1 - e^{-0,5T})(25 - T)$
$\lambda = 245d_s^{0,35}$	$\frac{\Delta}{\lambda} = 0,015 \left(\frac{d_s}{H}\right)^{0,3} (1 - e^{-0,5T})(25 - T)$
$\Delta = 18d_s^{0,1}$	Onde $T = \frac{(\tau_b^* - \tau_c^*)}{\tau_c^*}$, $\tau_c^* = \frac{\tau_b}{\rho g R d_s}$.

onde τ_c^* é um parâmetro adimensional associado à tensão cisalhante crítica para início do movimento do grão.

A relação de Julien e Klaassen (1995) foi criticada por Amsler e García (1997) por não condizer com observações em campo, além de assumir leito rugoso e não considerar efeitos viscosos. Schreider e Amsler (1992) propuseram um conjunto de curvas, incluindo os efeitos viscosos, para diferentes valores de declividade da forma de fundo (Δ/λ). As relações obtidas por Van Rijn (1984) podem ser combinadas para resultar na relação $\lambda = 7,3H$, a qual se aproxima muito da obtida analiticamente por Yalin (1964). Ambas preveem bons resultados em laboratório, mas não condizem tão bem com situações naturais.

Flemming (1988) utilizou dados de 1491 observações em campo de formas de fundo, baseado na suposição de uma lei de auto-similaridade na progressão das formas de fundo (Raudkivi e White, 1990; Coleman e Melville, 1994; Nikora e Hicks, 1997). Flemming correlacionou (Figura 3.18) os dados de comprimento de onda (λ) versus amplitude (Δ) das formas de fundo, resultando em apenas uma descontinuidade da dispersão, na região onde $\lambda=1$ m. A lei de ajuste dos resultados tem a seguinte forma:

$$\frac{\Delta}{100} = 0,0677 \left(\frac{\lambda}{100} \right)^{0,81} \quad (3-64)$$

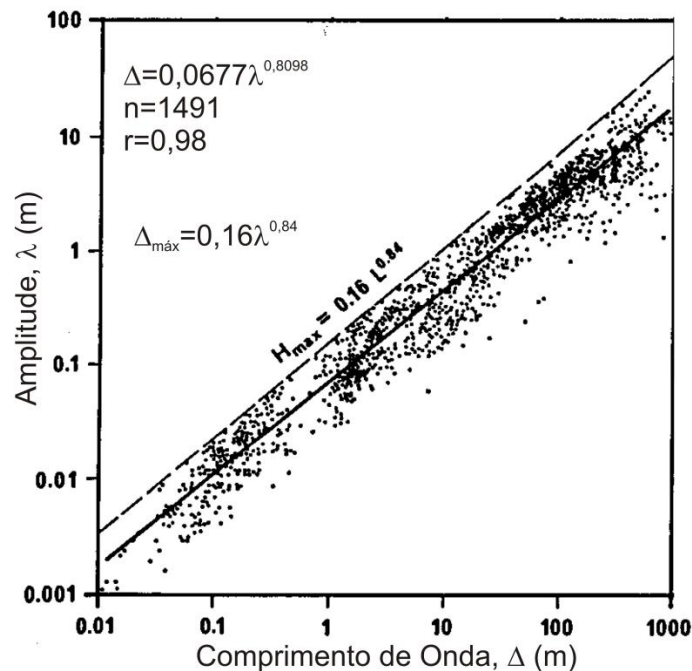


Figura 3.18 – Relação entre o comprimento de onda e a amplitude das formas de fundo, utilizando dados de campo de diversos ambientes naturais e experimentos em laboratório (Flemming, 1988).

3.4.2.4 Índices Característicos das formas de fundo

Dada a complexidade do fenômeno envolvido na geração, evolução e caracterização, inúmeros estudos buscaram métodos que pudessem simplificar a análise, dentre os quais a análise

se dimensional. O método baseia-se na geração de parâmetros adimensionais característicos e é um dos métodos que trouxe melhores avanços na caracterização e previsão das formas de fundo naturais. Dentre os principais grupos adimensionais analisados, é possível distinguir três principais (Vanoni, 2006), são eles:

- Parâmetro de início de movimento ($\tau_c^* = \frac{\tau_b}{\rho g R d_s}$);
- Número de Reynolds do grão ($Re^* = \frac{u_* d_s}{\nu}$);
- Número de Froude ($Fr = \frac{U}{\sqrt{gH}}$).

Segundo Parker e Anderson (1977), o escoamento em equilíbrio em um canal reto pode ser caracterizado utilizando dois índices adimensionais característicos (π_1, π_2), mais o número de Reynolds da partícula ($R_p = \sqrt{gR d_s} d_s / \nu$) e a densidade submersa ($R = (\rho_s - \rho) / \rho$), de tal forma que uma relação genérica assume a forma:

$$\text{Tipo de forma de fundo} = f(\pi_1, \pi_2; R_p, R) \quad (3-65)$$

Um dos mais utilizados diagramas (Figura 3.19) de formas de fundo foi construído a partir de intensivos experimentos em laboratório por Simons e Richardson (1963,1966), o qual relaciona o diâmetro do grão com a potência do escoamento, dada por $\tau_b U$. O diagrama apresenta bons resultados no caso de canais de pequena profundidade, mas não tão bons no caso de canais profundos (Julien, 1998).

Boguchwal e Southard (1990) propuseram um diagrama (Figura 3.20) que relaciona grandezas não-adimensionais, porém padronizadas em relação à temperatura, sendo utilizado com frequência pela comunidade geológica. O diagrama relaciona a velocidade do escoamento com o diâmetro do grão em uma escala logarítmica, no qual é possível verificar que a transição entre regime inferior e superior pode se dar em valores abaixo de $Fr = 1$.

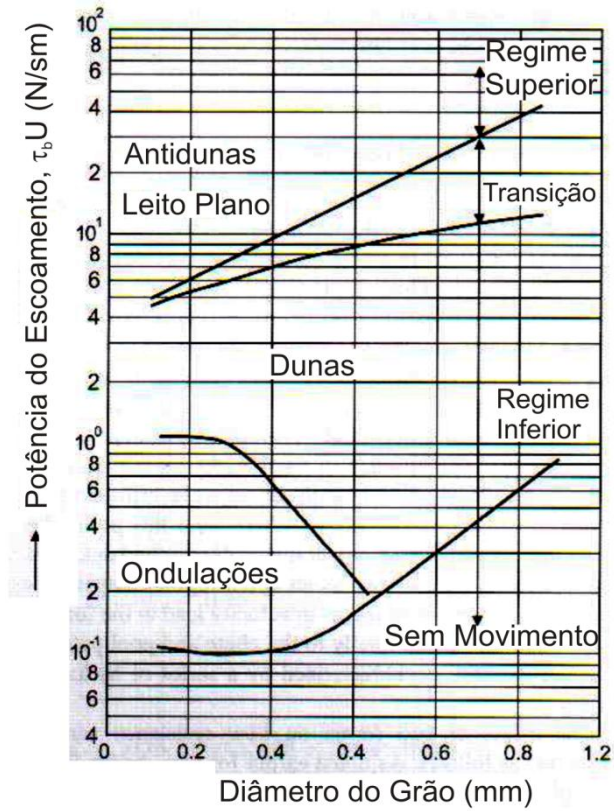


Figura 3.19 – Diagrama de previsão de formas de fundo por Simons e Richards (1966).

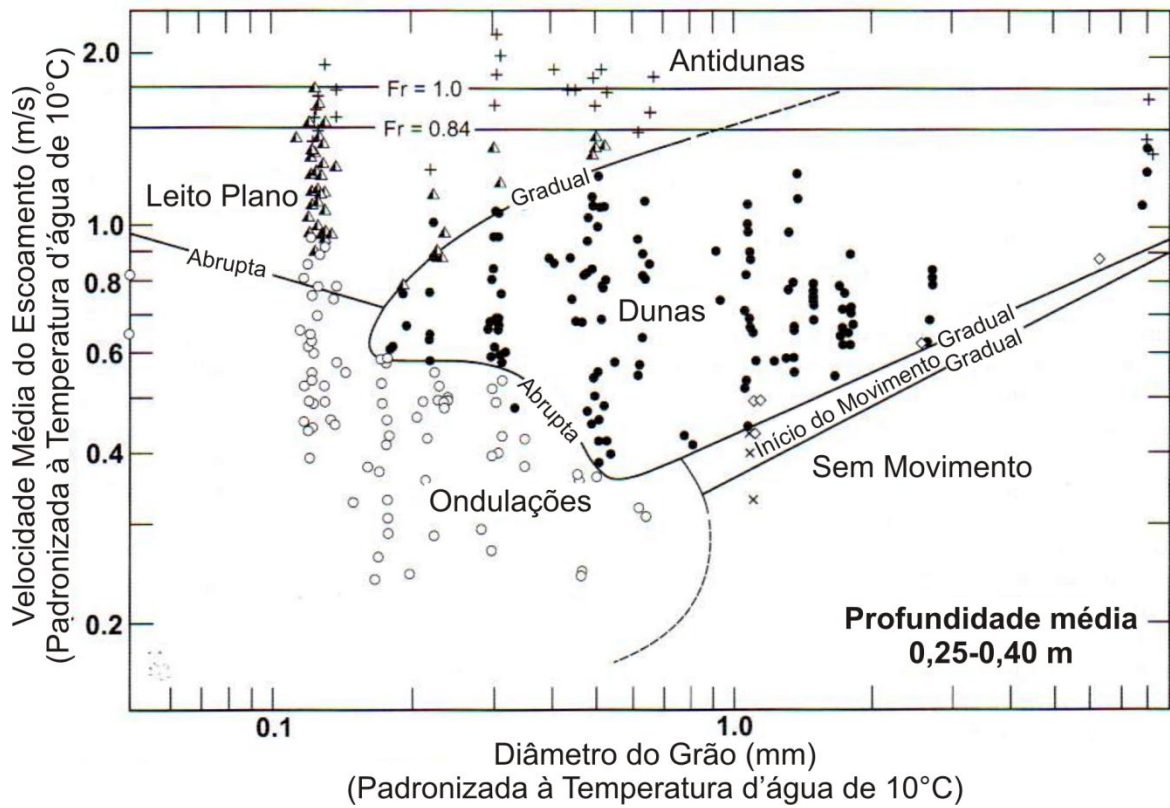


Figura 3.20 – Diagrama de previsão de formas de fundo por Boguchwal e Southard (1990).

Liu (1957) propôs um diagrama (Figura 3.21) relacionando o parâmetro adimensional dado por u_*/v_s e o adimensional do número de Reynolds do grão ($Re_* = u_* d_s / \nu$). Por abranger diâmetros mais grossos que o de Simons e Richardson (1963;1966) e de Boguchwal e Southard (1990) é muito útil, além disso é possível relacionar o regime de escoamento com o tamanho de grão. Segundo Simons e Senturk (1992), como poucos dados de campo foram utilizados, o diagrama não dá bons resultados nestas condições, sendo mais adequado para canais pouco profundos e no caso de experimentos em laboratório (Garcia, 2008).

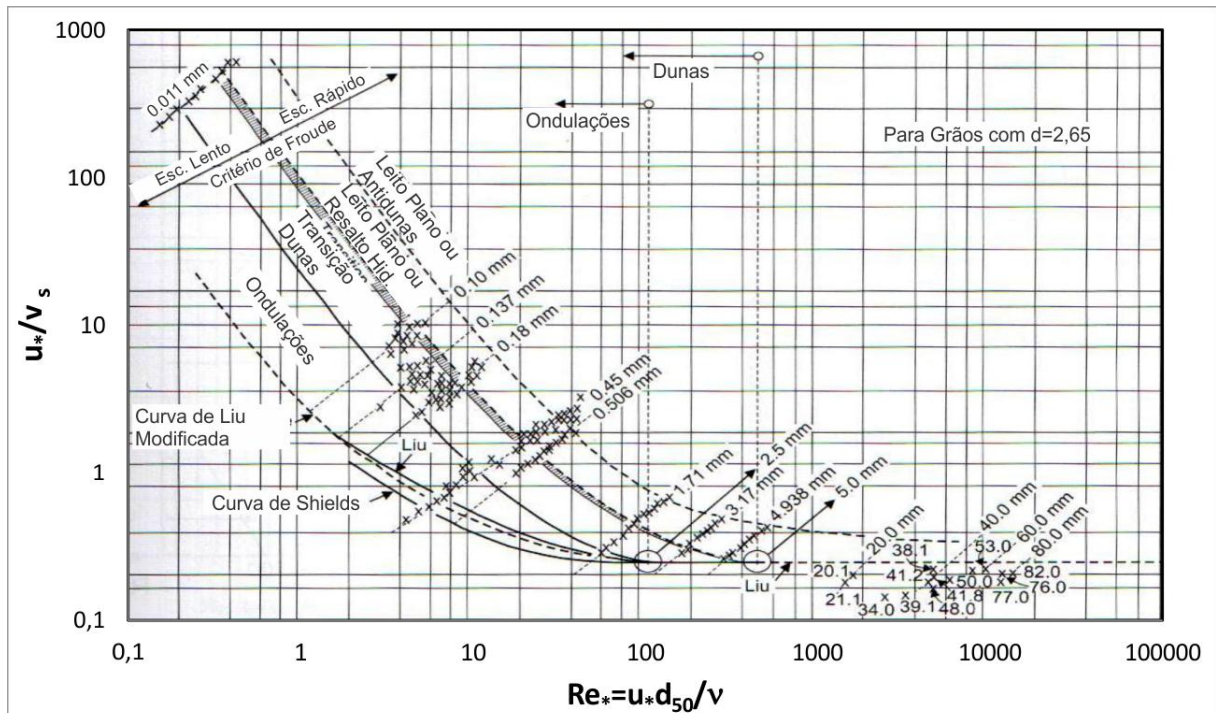


Figura 3.21 – Diagrama preditor de formas de fundo por Liu (1957) estendido por Simons e Richards (1961).

3.4.3 Resistência total

A resistência gerada pelas irregularidades do leito, *e.g.* pela presença de sedimentos, vegetação, deformações, é chamada “resistência de grão ou superfície”. Já elementos de maior escala, que causam a separação do escoamento, *e.g.* formas de fundo, constrições, expansões, curvas, são referidos como “resistência de forma”.

Deste modo, a tensão pode ser separada em duas componentes:

$$\tau_b = \tau_{bs} + \tau_{bf}, \quad (3-66)$$

onde τ_{bs} é a termo referente à resistência de grão e τ_{bf} corresponde à resistência de forma. De maneira semelhante, os parâmetros de resistência possuem suas componentes análogas:

$$c_f = c_{fs} + c_{ff}; \quad (3-67)$$

$$u_*^2 = u_{*s}^2 + u_{*f}^2, \quad (3-68)$$

onde u_* é a velocidade de cisalhamento, dada por $u_* = \sqrt{\tau_b/\rho_b}$ e c_f é o coeficiente de resistência. Resultando nas seguintes relações entre os parâmetros:

$$\frac{\tau_{bs}}{\rho} = u_{*s}^2 = c_{fs}U^2; \quad (3-69)$$

$$\frac{\tau_{bf}}{\rho} = u_{*f}^2 = c_{ff}U^2. \quad (3-70)$$

No caso de um leito fixo rugoso, sem a presença de formas de fundo, o cisalhamento junto ao fundo (τ_b) aumenta conforme a velocidade do escoamento (U), associado à rugosidade do grão (τ_{bs}). A partir de medidas realizadas em laboratório, Raudkivi (1990) mostra (Figura 3.22) a evolução da resistência ao escoamento conforme a progressão das formas de fundo, a qual é afetada, em diferentes magnitudes, pela resistência de forma (τ_{bf}). Em função da forma de fundo, tanto o cisalhamento junto ao fundo quanto o coeficiente de resistência são resultantes de uma maior ou menor parcela causada pela deformação.

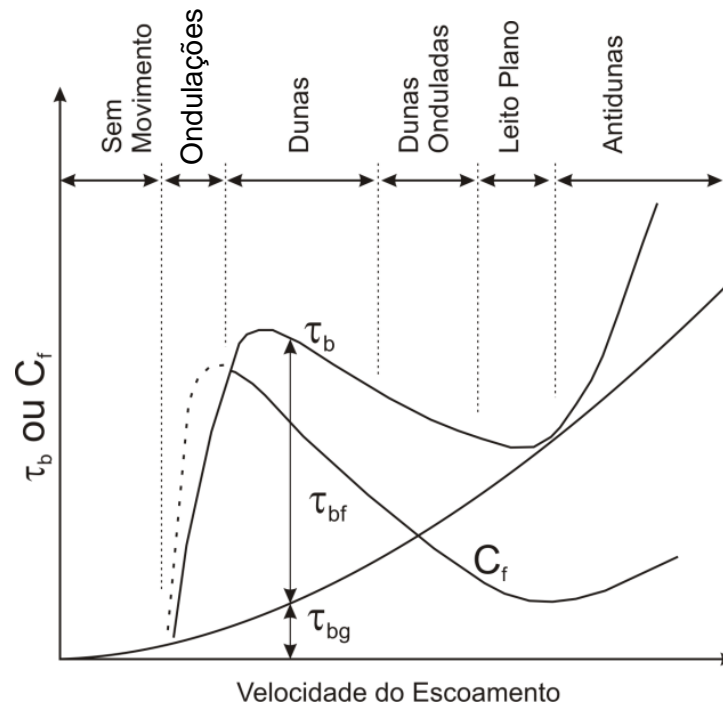


Figura 3.22 – Diagrama esquemático da relação entre a velocidade do escoamento e a resistência ao escoamento devido à presença das formas de fundo (Raudkivi, 1990).

Assim, à medida que Ondulações e Dunas são formadas, a tensão cisalhante aumenta, até chegar um valor máximo (Robert e Uhlman, 2001). Nesta condição, pode-se perceber que o termo por resistência de forma chega a ser até cinco vezes mais alto do que o de resistência de grão, revelando a grande influência das dunas na resistência ao escoamento. Conforme a velocidade do escoamento aumenta, a condição de leito plano se estabelece e o termo de resistência de forma se aproxima de zero, com isso, a tensão total iguala-se à componente de resistência de grão. Com o aumento da velocidade, formam-se as antidunas, nas quais a componente de forma é relativamente menor do que os da condição de dunas, porém a tensão total é maior.

3.5 Formas de Fundo Geradas por Correntes de Turbidez

3.5.1 Definição e Classificação das Ondas Sedimentares

Nos últimos 70 anos foram descritas inúmeras vezes formas de fundo de grandes dimensões em águas profundas, as quais chegam a apresentar comprimentos de onda de 10 km e amplitudes de 150 m, ocupando áreas de 10.000 km² (Wynn e Stow, 2002). Estas estruturas (Figura 3.23) são chamadas de “ondas sedimentares” (sediment waves) e estão associadas à processos de ressedimentação marinhos (Stow, 1994), dentre os quais as correntes de contorno e as correntes de turbidez. As ondas sedimentares podem ser geradas pela ação geostrófica de correntes de contorno, *i.e.* fluxos de escala global que podem fluir na parte superficial ou em grandes profundidades, geralmente movimentando-se com baixa velocidade. Além disso, fluxos gravitacionais de sedimentos têm grande capacidade de transporte perpendicular à linha de praia, passando pela quebra continental e alcançando as profundas planícies abissais, podendo gerar este tipo de estrutura.

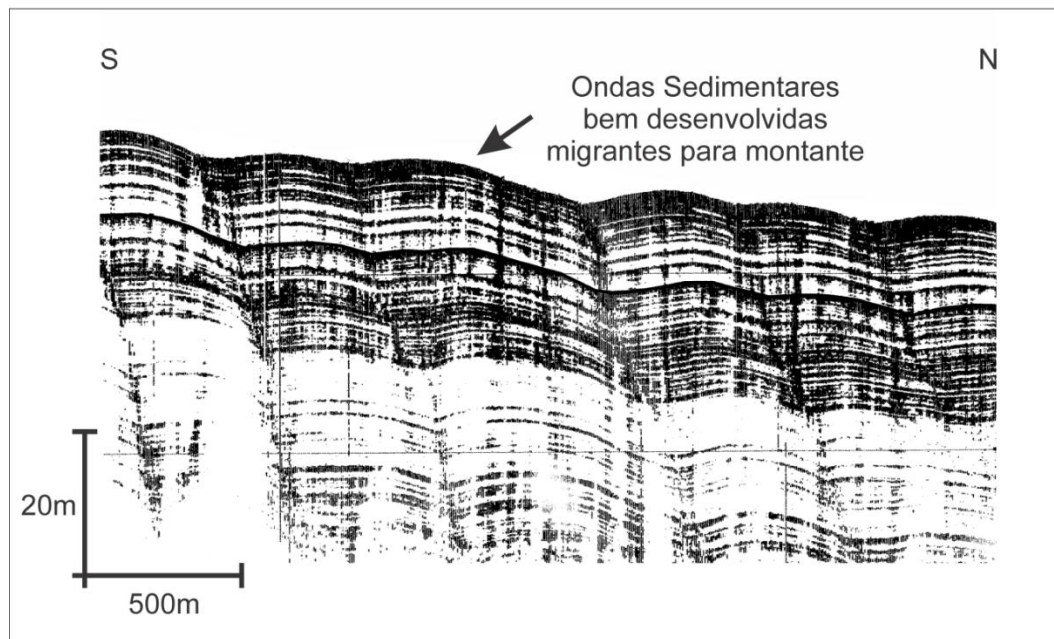


Figura 3.23 - Perfil sísmico de um campo submarino de Ondas Sedimentares, localizado próximo às Ilhas Canárias, África (Wynn *et al.*, 2000a).

Devido às grandes dimensões destas estruturas, elas são raramente identificadas na escala de afloramentos, além disso, os escoamentos submarinos supercríticos possuem pouco potencial de preservação dos depósitos (Cartigny, 2012). Tais feições, na sua grande maioria, indicam migração em direção à montante, porém, ainda há muito a se avançar na compreensão destas formas de fundo, especialmente, sobre os processos responsáveis pela sua formação e desenvolvimento (Wynn e Stow, 2002). Some-se a isto o fato de que estas feições podem ser confundidas com outras formas semelhantes, *e.g.* dobras de solapamentos e falhas. Wynn *et al.* (2000c) definiu as ondas sedimentares como sendo “formas de fundo ondulatórias deposicionais de grande escala que são formadas por correntes que se alastram junto, ou perto, do leito oceânico”. Wynn e Stow (2002), propuseram uma classificação de ondas sedimentares segundo os mecanismos de formação e da distribuição granulométrica do sedimento:

- (i) Formadas por correntes de contorno, dominadas por lama/silte
- (ii) Formadas por correntes de contorno, dominadas por areia/cascalho
- (iii) Formadas por correntes de turbidez, dominadas por lama/silte
- (iv) Formadas por correntes de turbidez, dominadas por areia/cascalho

Na Tabela 3.2 encontram-se as principais características destas formas de fundo, identificadas a partir de observações em diversos sistemas naturais modernos e, traz ainda, suas diferenças com as estruturas geradas por solapamento.

Tabela 3.2– Principais características das Ondas Sedimentares, segundo o processo de formação (adaptado de Wynn e Stow, 2002)

Processo	Corrente de Turbidez	Corrente de Turbidez	Corrente de Contorno	Corrente de Contorno	Solapamento
Granulometria	Sedimento fino (silte e lama)	Sedimento grosso (areia e cascalho)	Sedimento fino (silte e lama)	Sedimento grosso (areia e cascalho)	Variado – geralmente sed. fino
Ambiente	Leves de Canais e Quebra e Plataforma Continental	Cânions, canais e cabeceiras de canais/cânions	Áreas de deriva na região da plataforma ou quebra continental	Em cadeias topográficas e na plataforma continental	Variado – potencialmente qualquer quebra continental
Comprimento de onda	Até 7 km	Geralmente até 1 km	Até 10 km	Até 200 m	Até 10 km
Altura de onda	Até 80 m	Até 10 m	Até 150 m	Alguns metros	Até 100 m
Dimensões	Dimensões das ondulações e assimetria diminuem em direção à jusante	Podem apresentar menores dimensões nas margens dos canais	As dimensões e a assimetria das ondulações diminuem nas fronteiras do campo de dunas	-	Apresentam tipicamente dispersão aleatória das dimensões
Direção de Migração	Apresentam direção de migração para montante	Direção de migração variável	A maioria das ondulações na quebra continental migra para montante	Ondas barcânicas ¹ estão geralmente associadas à pouco suprimento de sedimento e migram para jusante	Não apresenta migração lateral
Declividade	Encontram-se, geralmente, em declividades de 0,1-0,7°	Morfologia irregular ou particionada	-	-	Comumente em declividades maiores que 2°
Orientação das Cristas	As cristas encontram-se, geralmente, paralelas à declividade	Cristas geralmente normalmente alinhadas à declividade	Na quebra continental, as ondulações estão alinhadas oblíquas à declividade	Alinham-se normalmente ao escoamento	Orientadas normalmente à declividade máxima
Características gerais		Geralmente associadas à marcas de erosão	As cristas são retas ou levemente sinuosas	Podem ocorrer como ondulações retas ou barcânicas	Geralmente apresentam largas cristas e estreitas cavas
Principais Exemplos	Monterey Fan levees (Normark <i>et al.</i> , 1980) Bounty Channel levees (Carter <i>et al.</i> , 1990) Toyama Channel levees (Nakajima and Satoh, 2001)	Var Canyon (Malinverno <i>et al.</i> , 1988) Stromboli Canyon (Kidd <i>et al.</i> , 1998) Valencia Channel mouth (Morris <i>et al.</i> , 1998)	Argentine Basin (Flood <i>et al.</i> , 1993) Rockall Trough (Howe, 1996) Blake-Bahama Ridge (Flood, 1994)	NW European slope (Kenyon, 1986) Iceland^Faroe Ridge (Dorn and Werner, 1993) Carnegie Ridge (Lonsdale and Malfait, 1974)	South Korea Plateau (Lee and Chough, 2001) Beaufort Sea (Hill <i>et al.</i> , 1982) Tingin Fjord (Syvitski <i>et al.</i> , 1987)

¹ Duna de areia com forma de um “C” ou de lua crescente com as pontas apontando para o lado contrário ao do vento (sotavento). Como nas dunas transversais, a barcana apresenta um perfil transversal com relevo mais suave a barlavento e mais íngreme a sotavento

3.5.2 Mecanismos de Geração das Ondas Sedimentares

Ainda não há um consenso quanto aos mecanismos de geração das ondas sedimentares. Alguns modelos teóricos foram definidos e testados, porém é necessário avançar muito nesta área. Abaixo estão descritos os principais modelos e os principais resultados obtidos:

3.5.2.1 Ondas de sota-mar (*lee-waves*)

São ondas internas geradas em um escoamento subcrítico ($Fr < 1$), estratificado e induzidas por uma elevação topográfica, geralmente associadas às correntes de contorno (Wynn *et al.*, 2002). A condição de formação depende do chamado de número de Froude da estratificação (Fr_s), dado por:

$$Fr_s = \sqrt{-\frac{\rho}{g} \frac{\partial z}{\partial \rho_m} \frac{U}{H}} = \frac{U}{NH}, \quad (3-71)$$

onde U é a velocidade do escoamento, N é a frequência da flutuabilidade e H é a espessura do escoamento (Turner, 1973). A formação das ondas de sota-mar é possível quando o número de Froude da estratificação (Fr_s) alcança valores menores que $1/\pi$ ou 0,318 (Turner, 1973). Este modelo foi utilizado por Flood (1988) para quantificar a migração das ondulações em relação à velocidade do escoamento, indicando (Figura 3.24) haver uma tendência maior de deposição (ou à menor erosão) na face à montante das ondulações (stoss). Experimentos realizados por Kane *et al.* (2010) indicam formação de ondas migrando para montante em condições de escoamento subcrítico, o que condizem com o modelo de ondas de sota-mar. Contudo, ao analisarem dados de 7 campos de ondas sedimentares geradas por correntes de turbidez, o modelo de ondas de sota-mar foi descartado como sendo o processo de formação destas feições por Wynn *et al.* (2000b) por não estarem dentro do limite do $Fr_s < 0,318$.

3.5.2.2 Antidunas de grandes dimensões

As ondas sedimentares são associadas às formas de fundo aluviais devido à migração em direção à montante, geradas a partir de escoamentos próximos ao limite sub/supercrítico, *i.e.* $Fr \approx 1$ (Normark *et al.*, 1980; Wynn *et al.*, 2000a). Porém, esta associação não condiz com os modelos de estabilidade linear (Allen, 1982; Nakajima e Satoh, 2001; Kennedy, 1963), os quais preveem a formação de Antidunas a partir de escoamento permanentes de longa duração. Mas, ao que tudo indica, Ondas Sedimentares são formadas por eventos isolados não permanentes (Kubo e Nakajima, 2002). Por outro lado, as análises de Fedele (2003) indicam a capacidade das correntes no limite supercrítico ($Fr > 1$) em alcançar um estado de equilíbrio

do escoamento e se desenvolver por longas distâncias, formando os campos de ondas sedimentares observados no leito submarino. Através de experimentos em laboratório, Hand (1974) demonstrou a formação destas feições por correntes salinas supercríticas ($Fr > 1$) interagindo sobre um fundo móvel. Os experimentos de Kubo e Nakajima (2002) atestaram deposição preferencial na região à montante da onda, além de migração em direção à fonte em escoamentos subcríticos, indicando que o uso da direção de migração como critério não é suficiente. E, ainda, sugerem a presença de irregularidades topográficas como possível causa de formação das ondas sedimentares o que, porém, não se sustenta devido à regularidade das camadas sedimentares observadas em campo (Cartigny *et al.*, 2011).

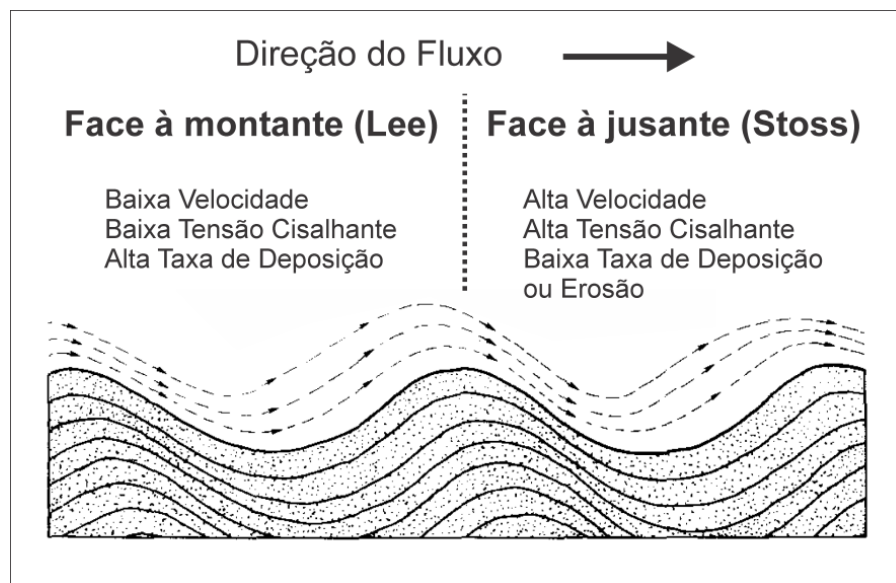


Figura 3.24 – Modelo de formação proposto por Flood (1988) para a geração de Ondas Sedimentares através do mecanismo de ondas internas de sota-mar estratificadas (Lee-waves) (adaptada de Flood, 1988).

3.5.2.3 Degraus cíclicos (cyclic steps)

A progressão clássica (Simons *et al.*, 1965) das formas de fundo em regime superior de escoamentos subaéreos, *i.e.* Antidunas, Antidunas com Arrebentação e Quedas e Piscinas é, também, atestada em escoamentos subaquáticos (Hand, 1974; Alexander *et al.*, 2001). Recentemente, os chamados “Degraus Cíclicos” foram identificados (Figura 3.25) como uma nova feição (Taki e Parker, 2005), formados em escoamentos de mais alto regime (alto Ri). Estas formas de fundo são descritas como sucessivas ondulações de migração à montante que induzem a geração de ressaltos hidráulicos na parte à montante e um fluxo supercrítico que acelera na face à jusante. Experimentos subaéreos de Cartigny (2012) e subaquáticos de Spinewine *et al.* (2009) atestaram (Figura 3.26) a ocorrência de Antidunas com Arrebentação e Quedas e Piscinas em estágios intermediários (conforme o aumento do Ri) de formação de

Antidunas e Degraus Cíclicos. Degraus Cíclicos foram identificados recentemente em diversos sistemas turbidíticos modernos ativos através de medidas sísmicas, *e.g.* Fildani *et al.*, 2006; Cartigny *et al.*, 2011; Kostic, 2011.

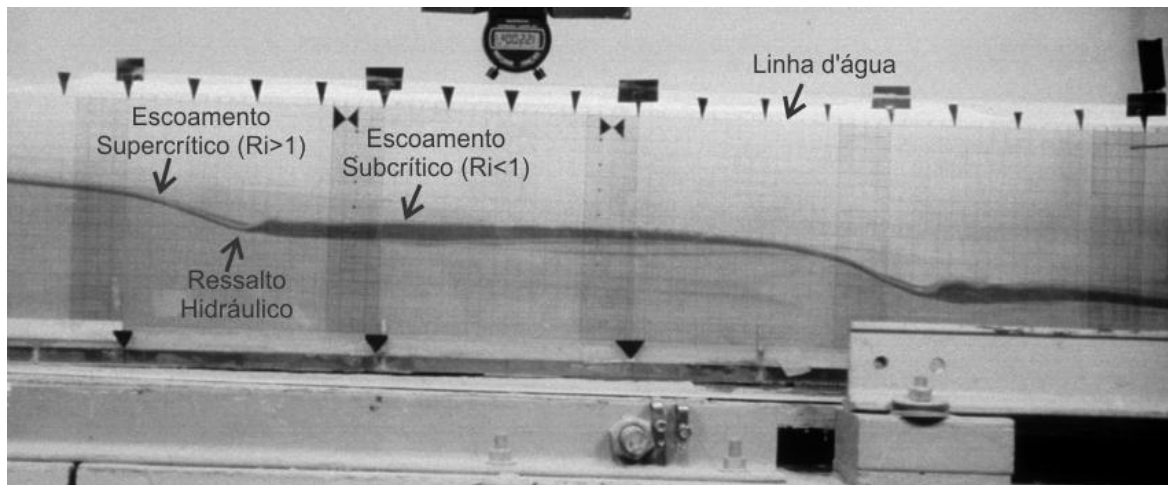


Figura 3.25 – Vista lateral dos experimentos realizados por Taki e Parker (2005) destacando os “degraus cíclicos” produzidos em escoamentos com elevados número de Froude.

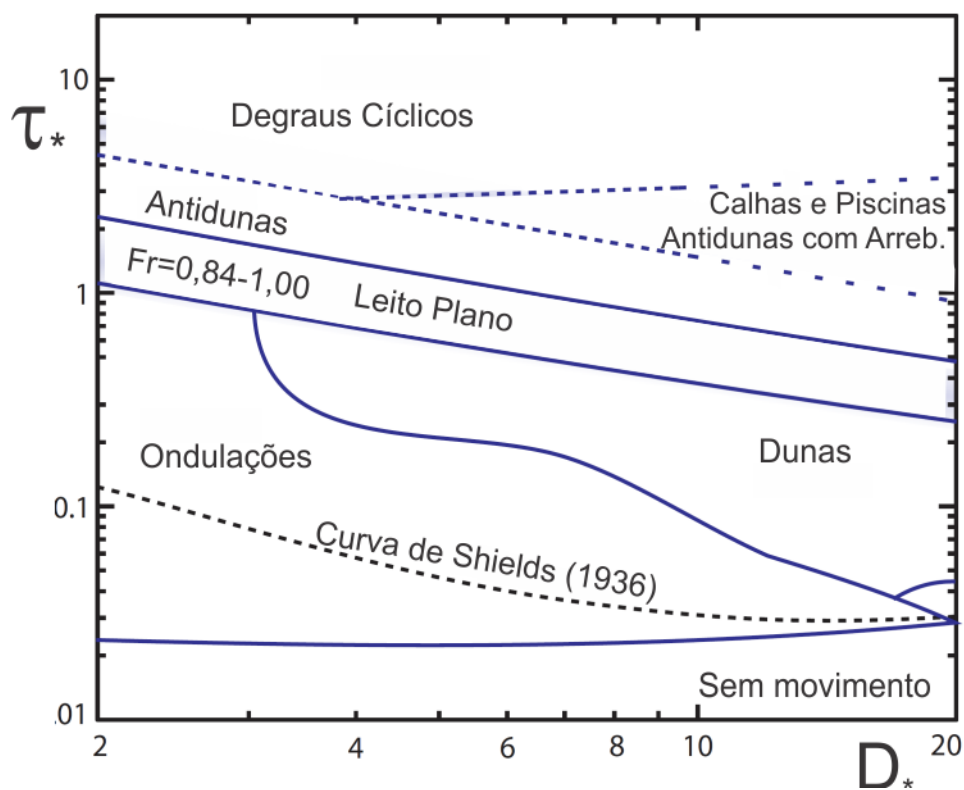


Figura 3.26 – Diagrama de estabilidade de formas de fundo gerado a partir do Diagrama de mobilidade Shields (1936), estendido por Cartigny (2012) para escoamentos supercríticos, o qual relaciona o diâmetro adimensional da partícula com o parâmetro de mobilidade do grão.

3.5.3 Observações em Laboratório e Campo

Poucos são os estudos experimentais focados em correntes de turbidez supercríticas, apesar de Komar (1971) já ter identificado, através de medições em cânions, a maior frequência de ocorrência destes fluxos do que as correntes subcríticas. Experimentos realizados por Hand (1974) com correntes salinas supercríticas sobre um fundo móvel atestaram pequenas Ondulações superpostas à Antidunas em Regime Superior, ao contrário da teoria clássica das formas de fundo (Yalin, 1972). Além disso, García e Parker (1993) geraram, em regime supercrítico, Ondulações de pequenas dimensões, porém sem Antidunas.

Fedele (2003) realizou experimentos em laboratório a fim de modelar a geração das ondas sedimentares em regime supercrítico a partir da modelagem de correntes conservativas e não-conservativas. Para tanto, utilizou um tanque equipado com uma rampa larga de 2,5 m na qual um fluxo foi injetado ao longo de toda a extensão por longos períodos de tempo. Além de variar as condições iniciais do leito, a inclinação da rampa também foi alterada. Fedele (2003) tratou os perfis deposicionais como variáveis aleatórias com distribuição Gaussiana, *i.e.* dada uma elevação definida por $z(x, t)$, onde x é a distância da fonte e t é o tempo. Devido às variações das formas de fundo com relação à distância da fonte, análises clássicas de estatística não puderam ser aplicadas pois admitem que o processo aleatório é estacionário (Bendat e Piersol, 1971). Neste caso, as tendências características dos sinais foram retiradas com um ajuste exponencial de mínimos quadráticos e, posteriormente, funções de autocorrelação (Figura 3.27) foram aplicadas às séries a fim de investigar a presença de componentes de grande número de onda (em geral, associadas às Antidunas), através de análise espectral. Através de filtragem e inversão da transformada de Fourier, Fedele atestou a presença de Antidunas migrantes para montante, juntamente com Ondulações superpostas com direção de migração para jusante. Porém, devido a pouca resolução sísmica, não é possível identificar no ambiente natural se pequenas ondulações estão superpostas às ondas sedimentares. Segundo o autor, a diferença entre o transporte e erosão do sedimento entre a face à montante e à jusante influenciam nas dimensões das Ondulações (Figura 3.28), sendo maiores na primeira e menores na última.

Sequeiros (2008) realizou uma série de 74 experimentos em canal unidirecional de fluxos gravitacionais salinos e, uma minoria, compostos por sedimento em suspensão sobre fundo móvel. Sequeiros (2008) observou a geração de quatro tipos de formas de fundo principais: (i) leito plano, em regimes subcrítico ($Ri > 1$) e supercrítico ($Ri < 1$); (ii) dunas, em regime

subcrítico; (iii) antidunas com direção de migração para jusante, em regime supercrítico e (iv) antidunas com direção de migração para montante, em regime supercrítico.

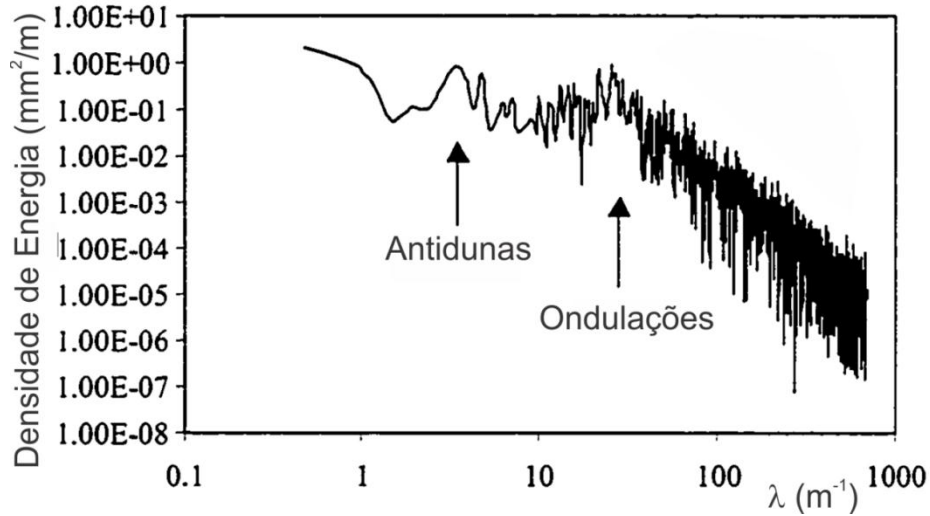


Figura 3.27 – Análise espectral das medições batimétricas dos experimentos de Fedele (2003), no qual os dois picos de energia correspondem às Antidunas e Ondulações geradas.

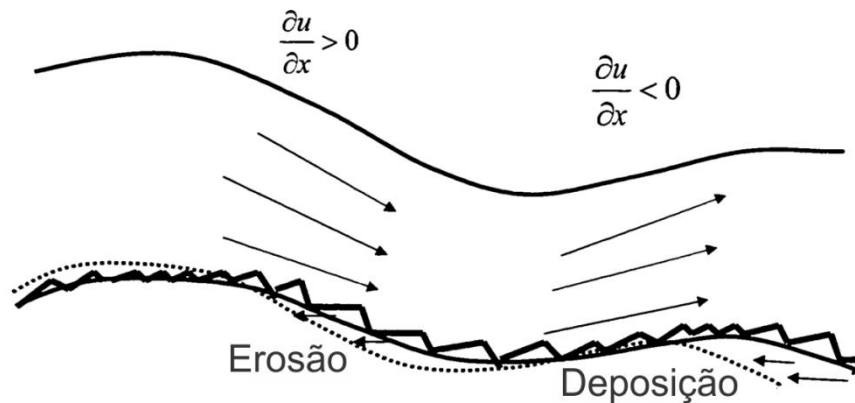


Figura 3.28 – Modelo proposto por Fedele, a partir de observações experimentais, mostrando a coexistência de antidunas e ondulações com direção de migração para montante e jusante, respectivamente.

Sistemas naturais turbidíticos, com predominância de areia fina, comumente apresentam Ondulações Cavalgantes (*e.g.* Bouma, 1962; Mutti & Normark, 1987), as quais são formadas pela ação conjunta de transporte por arraste e sedimentação rápida (Sorby, 1859 *apud* Jobe *et al.*, 2011). Porém, a sedimentação deve ser suficiente para amortizar o transporte por arraste e, conseqüentemente, impedir a completa erosão da forma de fundo à medida que migram. Em condições normais de transporte por arraste, estas formas apresentam deposição na face à montante (lee) e erosão na face à jusante (stoss). Neste caso, o Ângulo de Cavalgamento (AC)

em que as Ondulações cavalgam reflete a relação entre a Taxa de Sedimentação da Suspensão e a Taxa de Transporte por arraste.

Allen (1973) identificou (Figura 3.29) três padrões de Ondulações Cavalgantes, as quais são classificadas pelo ângulo de cavalgamento das formas de fundo. As Ondulações Cavalgantes do Tipo A apresentam baixos Ângulos de Cavalgamento ($AC < 15^\circ$), nas quais ocorre erosão parcial da face à jusante (stoss), já as OC do Tipo B possuem valores médios de Ângulo de Cavalgamento ($15^\circ < AC < 45^\circ$), sendo preservadas completamente as faces à jusante (stoss). No caso em que a Taxa de Sedimentação da Suspensão é alta em relação à Taxa de Migração das Ondulações, os Ângulos de Cavalgamento são altos ($AC > 45^\circ$) e são classificados como sendo Tipo C (Sinusoidal).

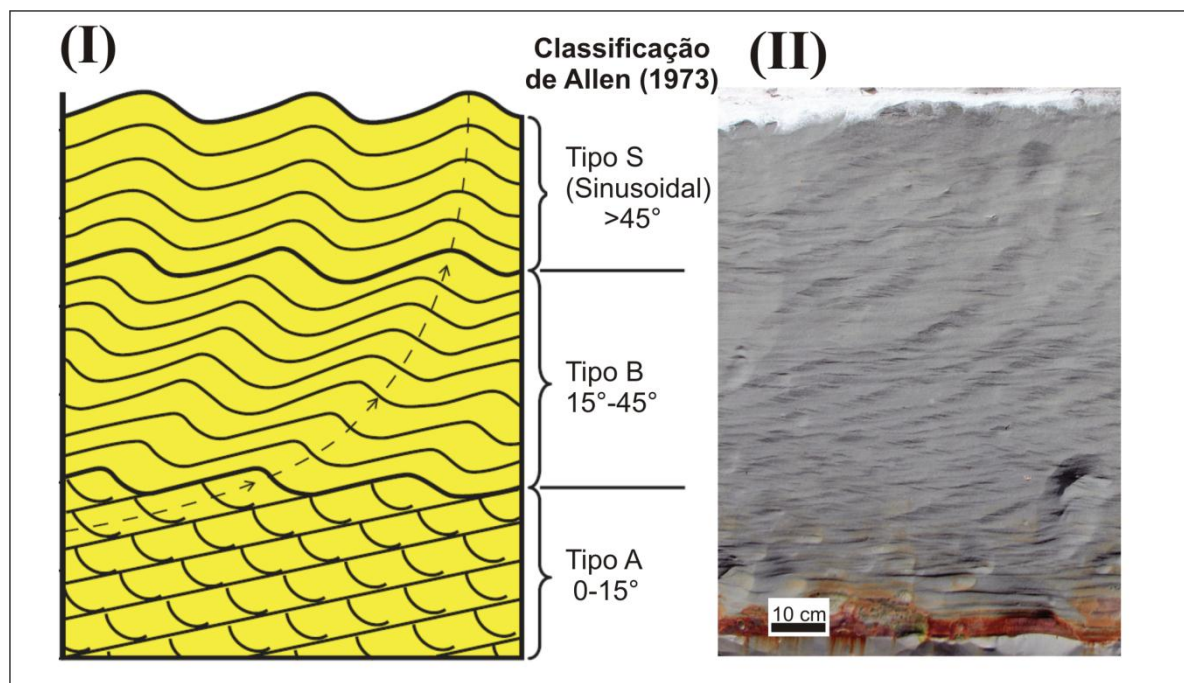


Figura 3.29 – Diferentes tipos de Ondulações Cavalgantes. (I) Classificação de Allen (1973) pelo Ângulo de Cavalgamento (AC); (II) Imagem de um afloramento natural formado por correntes de turbidez (Jobe *et al.*, 2012).

3.5.4 Método de separação da resistência ao escoamento devido ao grão e à forma

Para o caso das correntes de turbidez, o método empregado para separação do efeito de forma na determinação do cisalhamento junto ao leito foi elaborado por García e Parker (1993) para o caso de correntes de turbidez sobre regime turbulento liso ($Re_* < 4$), partindo do método de Nelson e Smith (1989), utilizado em escoamento de canal aberto. A contribui-

ção devido à resistência de grão para o Coeficiente de Resistência (c_{fs}) é determinada iterativamente através da relação:

$$c_{fs} = \left\{ 1 + \frac{1}{2} c_D \frac{\Delta_b}{l_b} \kappa^{-2} \left[\ln \left(\frac{9c_{fs}^{0,5} U \Delta_b}{v} \right) - 1 \right]^2 \right\}^{-1} c_f, \quad (3-72)$$

onde o coeficiente de arraste foi avaliado pelos autores sendo $c_D = 0,21$ (Nelson e Smith, 1989), $\kappa = 0,41$ é a constante de von Karman e Δ e λ são a amplitude e o comprimento das formas de fundo. Ao subtrair do coeficiente de resistência total (c_f) a componente devido ao grão (c_{fs}), utilizando as relações (eq. 3-67) é possível obter a componente devido à forma (c_{ff}).

4 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo serão apresentados os métodos experimentais aplicados para a realização dos ensaios de modelagem física. Serão detalhados os materiais e instrumentos utilizados, assim como, os ensaios realizados e o procedimento experimental empregado. A fim de facilitar a análise dos resultados, o capítulo de Resultados (pg. 75), abordará o procedimento para o tratamento dos dados obtidos, próximo aos resultados apresentados.

Os experimentos foram realizados conforme convênio de intercâmbio (Doutorado Sanduíche – CAPES) no Laboratório de Sistemas Hidráulicos *Ven te Chow*, na Universidade de Illinois, campus de Urbana-Champaign, Illinois, Estados Unidos. Para tanto, um canal unidirecional foi o modelo físico utilizado para a realização dos ensaios.

4.1 Canal Unidirecional

4.1.1 Estrutura

O Canal unidirecional utilizado (Figura 4.1) foi concebido com o intuito de permitir a interação do escoamento com um leito móvel. Desta forma, o tanque possui um degrau de 6,35 cm entre o fundo e o nível vertical da saída do escoamento. O canal possui 5,35 m de comprimento, 0,38 m de profundidade e 0,30 m de largura. À montante encontra-se uma câmara de estabilização da mistura de 0,15 m de comprimento, a qual é isolada por uma comporta que foi ajustada para permitir uma altura de saída do escoamento de 0,03 m. A partir da saída do escoamento, o início do leito móvel (ou do degrau) se dá a 0,30 m e se estende por 4,70 m, finalmente, uma última elevação com extensão de 0,20 m se encontra ao final do canal.

O Canal Unidirecional foi posicionado dentro de um Tanque de maiores dimensões (15,0 m de comprimento, 0,45 m de largura e 1,40 m de altura), permanecendo inteiramente submerso e sobre um fundo já existente. O canal permaneceu em uma declividade igual a 3° , valor intermediário referente às observações de cânions submarinos em ambientes naturais (de 1° a 10° , segundo Meiburg e Kneller, 2010). O esvaziamento do modelo é feito por um dreno localizado na extremidade oposta à entrada do canal, dentro de uma câmara de dissipação conectada ao tanque de maiores dimensões, portanto, sem influenciar o experimento.

4.1.2 Alimentação

A mistura injetada no canal foi preparada dentro de um reservatório de $4,50 \text{ m}^3$, agitado por um misturador vertical. Uma tubulação ($D_e = 50,8 \text{ mm}$) conectava o reservatório ao canal, no qual a injeção se dava dentro de uma câmara de mistura através de um difusor transversal. O difusor foi posicionado a $0,15 \text{ cm}$ do fundo, sendo construído em forma de tê, com a largura da dimensão transversal do canal. Foram feitos 9 furos de diâmetro igual à $12,7 \text{ mm}$ posicionados e alinhados longitudinalmente. A vazão injetada foi controlada por um medidor de vazão eletromagnético (McCrometer®, com capacidade de até 20 l/s) e ajustada por um registro tipo gaveta.

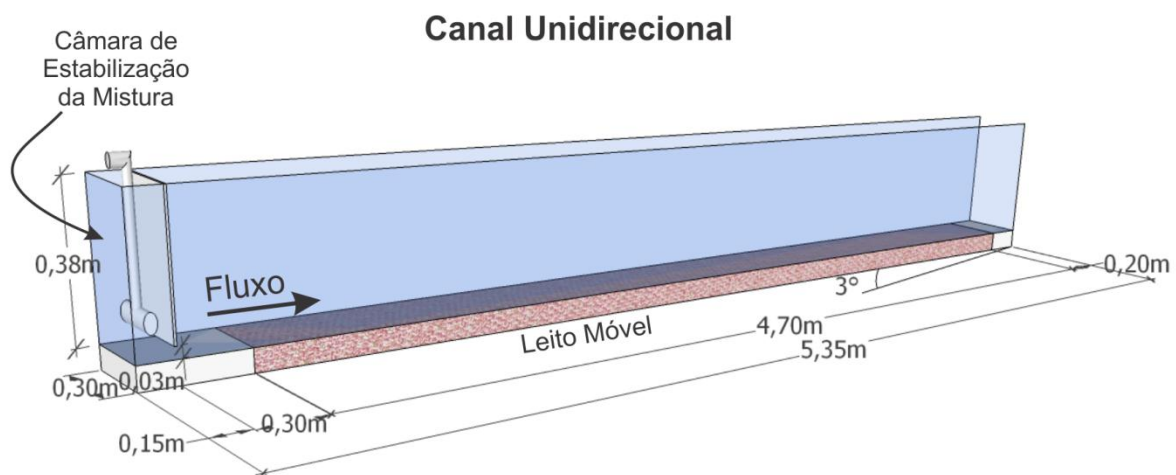


Figura 4.1 – Modelo esquemático do Canal Unidirecional utilizado nos experimentos. A área rosada indica o fundo móvel, o qual foi composto por partículas de plástico de baixa densidade. A escala vertical está distorcida.

4.2 Sedimentos e Materiais

Para compor o leito móvel (com espessura de $0,064 \text{ m}$) foram utilizadas partículas de plástico de baixa densidade ($d = 1,53$) com distribuição granulométrica entre $150 \mu\text{m}$ e $300 \mu\text{m}$. Já, o sedimento utilizado para compor a mistura, consistiu de pó de sílica (*silica flour*) com diâmetro médio de $23 \mu\text{m}$ e distribuição granulométrica mal-selecionada (Figura 4.2).

A fim de eliminar a porção de granulometria muito fina (argila com $d < 4 \mu\text{m}$), na qual os efeitos viscosos tem grande influência, o sedimento passou por um processo de “sedimentação seletiva”. Tal processo consiste em misturar o sedimento com um líquido (no caso, água) em um tanque de sedimentação e drenar o fluido no exato momento em que a fração granulométrica que se deseja retirar esteja ainda em suspensão. Para tanto, é preciso estimar a velocidade de queda correspondente à fração e, também, levar em conta a redução na velocidade devido à

concentração de sedimentos na coluna de líquido, chamada “sedimentação dificultada” (*hindered settling*, em inglês). O processo seguiu as seguintes etapas:

1. Estimar a velocidade de queda (v_s) correspondente à fração do sedimento que se deseja eliminar da mistura;
2. Estimar a concentração de sedimentos (C_v) no tanque de sedimentação;
3. Ajustar a velocidade de queda da fração (v_s) devido à presença de sedimento em suspensão (v_{sb}), ou “sedimentação dificultada”, dada pela relação com a concentração volumétrica de sedimentos (C_v) por $v_{sb}/v_s = (1 - C_v)^4$;
4. Calcular o tempo necessário de sedimentação, conforme a profundidade do tanque, utilizando a velocidade de queda calculada;
5. Drenar o líquido em suspensão no tempo calculado, o qual corresponde ao momento em que a fração que se deseja manter já sedimentou e, que a fração que se deseja retirar ainda está em suspensão.

Ao serem comparadas as distribuições granulométricas, da amostra inicial e da amostra após a sedimentação seletiva, pode-se perceber que o processo foi satisfatório ao eliminar a fração fina ($d_s < 4\mu m$). A Tabela 4.1 apresenta as principais características do sedimento utilizado nos experimentos, para confecção das misturas.

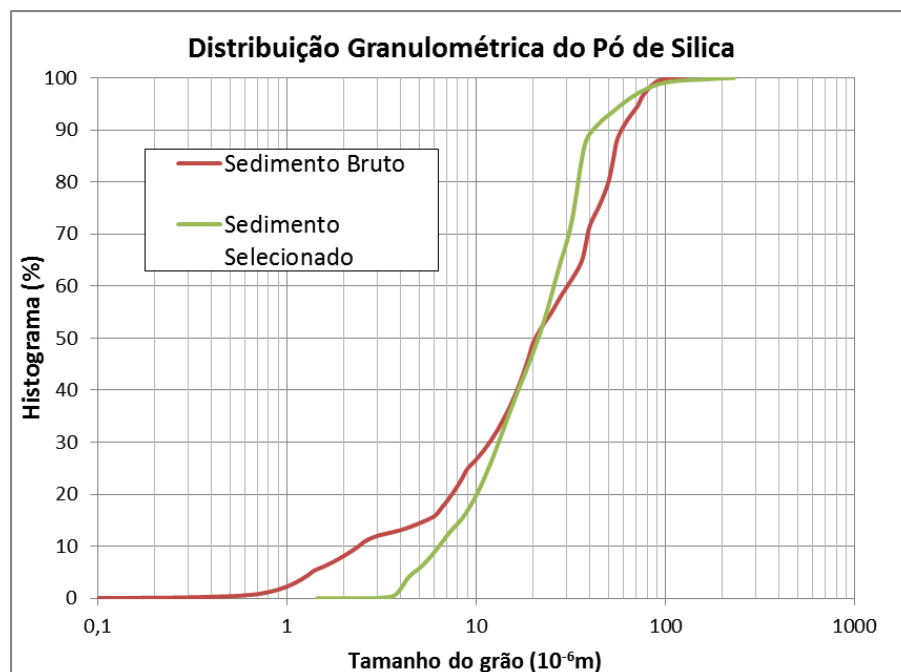


Figura 4.2 – Distribuição granulométrica do sedimento bruto e do sedimento após o processo de sedimentação seletiva, conforme descrito.

Tabela 4.1– Principais características do sedimento utilizado nos experimentos

Descrição	Características
Fabricante	AGSCO Corp. - E.U.A.
Tipo	Pó de Sílica
pH	6,8 a 7,2
Massa específica	2.650 kg/m ³
Forma	Angular, Irregular
Ponto de Fusão	1723 °C
Dureza	820 Knoop/7 MOHS
Análise Química (%)	
SiO ₂	99,8
Fe ₂ O ₃	0,035
Al ₂ O ₃	0,05
TiO ₂	0,02
CaO	0,01
MgO	<0,01
K ₂ O	<0,01
Na ₂ O	<0,01
Perdas	0,1
Análise Granulométrica (µm)	
d_{10}	6,4
d_{50}	21,3
d_{90}	42,4
d_s	23,4

4.3 Instrumentação

Os instrumentos utilizados durante os ensaios que caracterizaram o escoamento e seu depósito são descrito a seguir.

4.3.1 Medidas de Concentração de Sedimentos em Suspensão

A determinação da concentração de sedimentos em suspensão da corrente foi realizada pela coleta de amostras representativas do fluxo durante o experimento. Para tanto, um conjunto de 10 tubos metálicos foi alinhado verticalmente em uma peça metálica, posicionados verticalmente, em relação ao leito à: 0,01; 0,03; 0,05; 0,07; 0,12; 0,16; 0,20; 0,25; 0,30 e 0,39 m. Cada tubo possui diâmetro interno e externo de 3 mm e 5 mm, respectivamente, e foi conectado a mangueiras de plástico flexível, permitindo a coleta de amostras do fluxo por sifonamento. As amostras foram armazenadas em recipientes de 200 ml, sendo, posteriormente, pesadas, secas em estufa e suas características determinadas.

4.3.2 *Medidas de Velocidade*

Um Perfilador Ultrassônico de Velocidades por efeito Doppler (“Ultrasonic Doppler Velocity Profiling” ou UVP) foi utilizado para obter perfis de velocidade do escoamento. O instrumento (Figura 4.3) consiste de um transdutor (marca Met Flow S.A.) que emite pulsos ultrassônicos em um determinado volume de amostragem e, a velocidade das partículas é calculada, por efeito Doppler, pela recepção do eco refletido nas partículas. Cada sonda emite pulsos em apenas uma direção, porém a amostragem é feita em inúmeros volumes dentro da linha de emissão. Deste modo, não apenas um ponto, mas um perfil de medição é obtido a cada amostragem. A sonda utilizada nos experimentos possui 4 MHz, diâmetro externo de 8 mm, resolução espacial de até 0,74 mm, resolução de velocidades de até 0,18 mm/s e taxa de amostragem de até 4 ms por perfil.

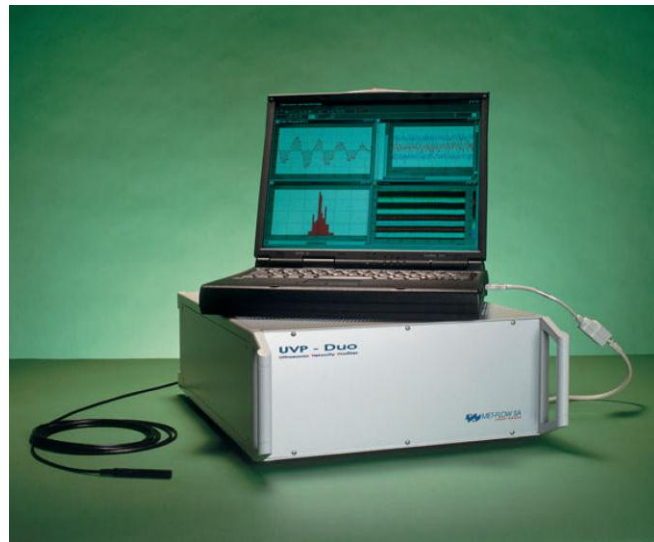


Figura 4.3 – Perfilador Ultrassônico de Velocidades por efeito Doppler (UVP)

4.3.3 *Imageamento do Depósito*

Uma câmera fotográfica digital do tipo D-SLR, da marca Nikon (modelo D-200), com resolução de 10,2 MP e sensor CCD, juntamente com instrumentos de iluminação, foram utilizados para obtenção de imagens em planta do depósito.

4.3.4 *Medidas da Batimetria do Leito*

Medições acústicas, com o uso de 4 sondas acústicas da marca Panametrics (modelo C306), foram realizadas para caracterização do leito ao final de cada experimento. As sondas possuem 2,25 MHz de frequência e diâmetro externo de 1,55 cm, as quais foram montadas em um suporte metálico, acoplado ao trilho de instrumentos do canal (Figura 4.4). O Emissor/Receptor de sinais ultrassônicos (Figura 4.5), da marca JSR Eletronics (modelo DPR300),

foi utilizado juntamente com um multiplicador de sinais, desenvolvido pelo próprio laboratório, permitindo a medição sincronizada das quatro sondas. Além disso, um programa escrito em Visual Basic® supervisionava o sistema de medição.

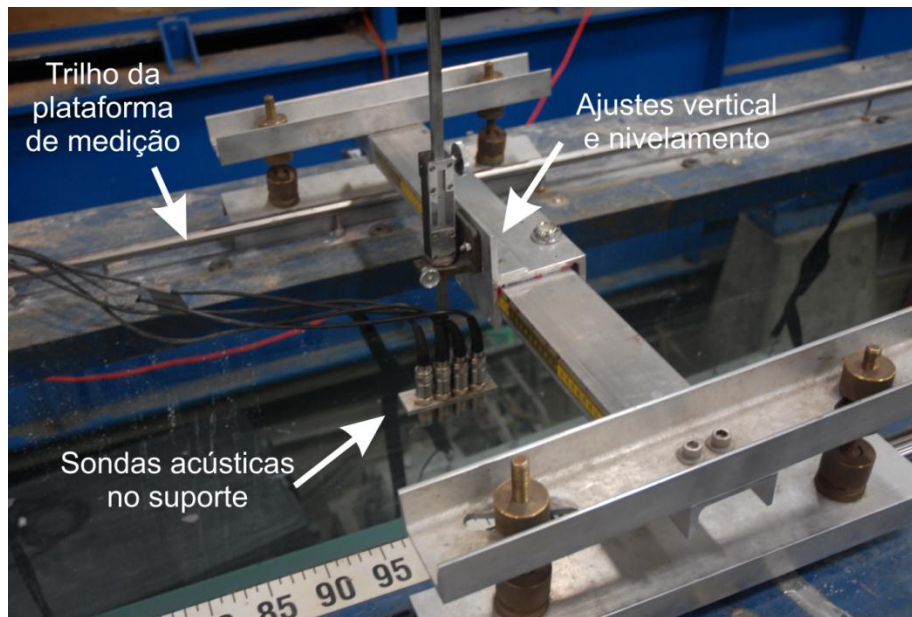


Figura 4.4 – Equipamento de medição da batimetria do leito: sondas acústicas acopladas ao suporte e fixadas junto aos trilhos no topo do tanque.



Figura 4.5 – Emissor/Receptor de pulsos acústicos, da marca JSR Eletronics (modelo DPR300).

4.4 Ensaios Realizados

A fim de cumprir os objetivos propostos, foram definidas duas séries experimentais, compostas cada um por uma sequência de ensaios. As séries foram distintas pela sua concentração volumétrica de sedimentos (C_v), mantendo-se dentro da faixa de valores considerados como de baixa concentração ($C_v < 5\%$ segundo Manica, 2009), a fim de que o comportamento reológico da mistura não alterasse as propriedades internas da corrente. De maneira semelhante aos experimentos em canais abertos, para que as formas de fundo alcancem um estado de equilíbrio com o fluxo, as condições de injeção do escoamento foram mantidas constantes

durante todo o ensaio. Portanto, durante todo o experimento, a vazão e concentração foram mantidas constantes. As duas fases experimentais (Tabela 4.2) são caracterizadas por uma maior (Fase A) e uma menor concentração de sedimentos inicial (C_{v0}) (Fase B), sendo 2,70% e 1,25% em volume, respectivamente. A vazão de injeção (Q_0) de 0,002 m³/s foi determinada a fim de que gerar um fluxo turbulento ($Re_0 \approx 6700$) e supercrítico ($Ri_0 < 1$), mas próximo ao limite crítico ($Ri = 1$). A presença do leito móvel inicial permitiu ao escoamento realizar trocas com o leito, *i.e.* erosão ou deposição, sendo construído por material de partículas de plástico com densidade (d) igual à 1,53 e diâmetro médio (d_s) de 150 μ m. Cada ensaio tinha duração de 30 min, limitada pelo volume do reservatório de mistura, no qual uma mistura de 4000 litros foi preparada para cada experimento, sendo que somente 3600 litros foram injetados, devido à formação de um volume “morto” dentro do reservatório, o qual não é agitado pelo misturador. O número de ensaios que compôs cada fase experimental foi sendo determinado ao longo da execução, sendo limitado pelo volume deposicional dentro do canal. No caso, os maiores volumes de deposição das correntes ocorreram na região próxima à injeção da mistura. O final de cada fase experimental foi determinado ao observar a eminência das correntes em transbordar as paredes do canal na região de maior volume de deposição, no caso, os maiores volumes de deposição ocorreram na região próxima à injeção da mistura. Desta maneira, a fase de menor concentração (Fase B) resultou em um menor número de ensaios, já que o volume de deposição de cada ensaio é proporcional à concentração inicial da mistura. A Tabela 4.2 apresenta os parâmetros iniciais dos ensaios, onde T_m e T_a são a temperatura da mistura e do fluido ambiente e ψ_0 é o fluxo volumétrico de sedimentos inicial.

Tabela 4.2- Parâmetros Iniciais dos Experimentos

	Exp.	C_{v0} (%)	ρ_m (kg/m ³)	T_m (°C)	T_a (°C)	Ri_0	ψ_0 (m ² /s)	ν (m ² /s)
Fase A	A1	2,60%	1042,9	22,5	23,7	0,26	1,74E-04	9,71E-07
	A2	2,68%	1044,2	19,0	21,0	0,26	1,79E-04	1,05E-06
	A3	2,79%	1046,0	22,8	22,2	0,27	1,86E-04	9,65E-07
Fase B	B1	1,28%	1021,0	23,2	22,2	0,13	8,50E-05	9,57E-07
	B2	1,38%	1022,8	23,3	25,2	0,14	9,22E-05	9,55E-07
	B3	1,11%	1018,3	23,3	22,2	0,11	7,40E-05	9,55E-07
	B4	1,25%	1020,7	23,5	24,6	0,12	8,37E-05	9,51E-07

4.5 Procedimento Experimental

A preparação do aparato experimental consistiu, inicialmente, do enchimento do tanque maior, onde o canal situava-se, utilizando uma baixa vazão (demorando cerca de 16 h) a fim de não movimentar o sedimento remanescente dos outros ensaios que se encontrava no fundo do tanque. Posteriormente, foi necessário esperar certo tempo, aproximadamente 24 h, para que a temperatura da água se aproximasse da temperatura ambiente, evitando a condensação de água junto às paredes de vidro do tanque, o que impossibilitava a visualização do escoamento. O sedimento bruto correspondente aquele ensaio passava pelo processo de “sedimentação seletiva” por aproximadamente 2 h, drenando o líquido do tanque de sedimentação, junto com a fração granulométrica que se desejava retirar. Após o enchimento do tanque de mistura, o sedimento era adicionado ao líquido para formar a mistura a ser utilizada no ensaio, sendo necessário um tempo de aproximadamente 4 h para homogeneização da mistura. O posicionamento dos instrumentos e o ajuste dos programas de medição antecipavam o ensaio, assim como a sincronização dos mesmos. Durante a preparação dos ensaios, foi necessário o fechamento das pontas das mangueiras de plástico que se conectavam ao perfil de medição de concentração, a fim de preservar a pressão diferencial presente nas mangueiras, a qual iniciava o sifonamento. Além disso, os vidros utilizados para armazenar as amostras eram anteriormente pesados em balança de precisão (0,01 g de precisão).

O nível de água dentro do tanque foi mantido constante durante todo o experimento, sendo controlado através da alimentação de água limpa em uma das extremidades do tanque e da retirada de aproximadamente o mesmo volume pelo dreno inferior. Este procedimento foi realizado a fim de evitar que a mistura que chegava à câmara de dissipação retornasse à área do canal, já que a duração dos experimentos era longa o bastante para que este efeito fosse considerado.

Durante os experimentos, foram realizadas coletas da mistura injetada, a fim de controlar as possíveis alterações na concentração dentro do tanque de mistura, podendo ser causada por diversos fatores, *e.g.* influência do misturador à medida que o tanque de mistura é esvaziado, sedimentação de parte do material, entupimento dos dutos. Porém, as alterações na concentração de sedimentos injetada durante os experimentos podem ser consideradas desprezíveis, já que o desvio padrão relativo das amostras (razão entre o desvio padrão e a média das amostras) variou entre 6,2% e 14,9%.

Na parte superior do tanque de experimentos, no qual o Canal Unidirecional foi inserido, havia uma plataforma de medição móvel que permitia a movimentação dos instrumentos ao longo de toda a extensão do canal. Durante os ensaios, a sonda UVP foi fixada em um suporte, o qual foi afixado à plataforma de medição, juntamente com o suporte dos tubos de sifonamento. A plataforma permaneceu fixa durante a realização dos ensaios a uma distância de 3,50 m da saída do fluxo.

As maiores espessuras deposicionais se localizaram na região próxima a injeção do fluxo, devido à alta taxa de mistura com o fluido ambiente e perda de capacidade de transporte. Porém, em certo ponto da execução das fases experimentais, a espessura acumulada junto à saída do escoamento gerava dificuldades ao escoamento em transpassar esta região, ocasionando desaceleração e maior deposição anteriormente à região de maior espessura (Figura 4.6a). A fim de evitar esta influência, anteriormente aos experimentos A3 e B4, uma deposição artificial (de areia grossa) foi gerada (Figura 4.6b) entre a região de injeção e a região de maior espessura de depósito, de modo a nivelar a saída do escoamento com o ponto mais alto do depósito final.

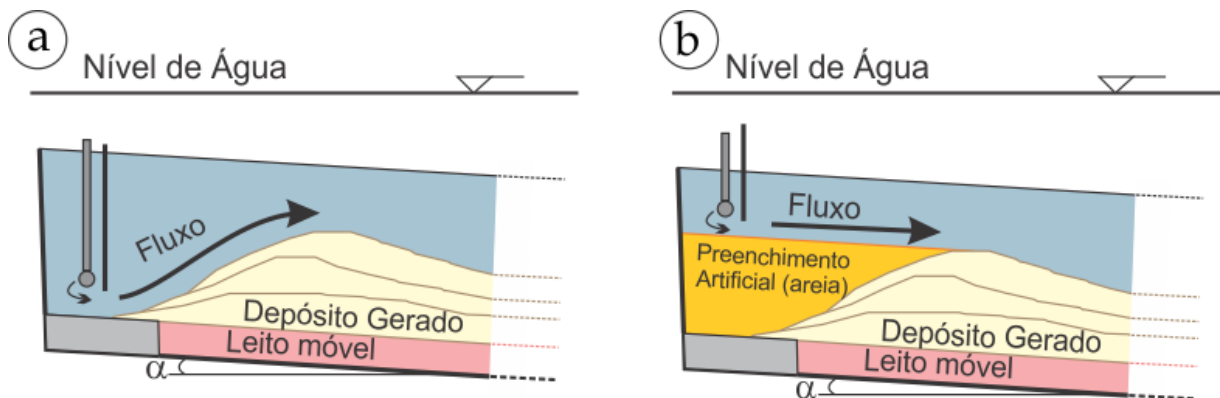


Figura 4.6 – (a) Desenho esquemático da região junto à injeção da mistura após a deposição gerada pelos experimentos e (b) esquema da região regularizada, anteriormente aos ensaios A3 e B4, devido à influência da acumulação do depósito no escoamento.

Os depósitos sedimentares foram caracterizados ao final de cada ensaio experimental, após um tempo para decantação do sedimento (aproximadamente 24 h). O levantamento batimétrico foi realizado sem o esvaziamento do Modelo, a fim de melhor preservar as formas de fundo geradas. Geralmente, o imageamento dos depósitos foi realizado após o esvaziamento do Modelo, utilizando uma vazão de drenagem reduzida a fim de não gerar distúrbios no leito. Nos experimentos da Fase A, porém, o imageamento do depósito foi realizado sem o esvaziamento do Modelo a fim de melhor preservar as formas de fundo geradas, pois, mesmo

aplicando vazões de esvaziamento muito baixas, pequenas marcas eram formadas no leito. Nestes casos, uma porção de Sulfato de Alumínio (aproximadamente 2,0 kg) foi misturada ao fluido ambiente a fim de provocar a floculação e, posterior, decantação das partículas mais finas ainda em suspensão. A aplicação de Sulfato de Alumínio foi eficaz e não foi atestado nenhum efeito indesejado durante os experimentos.

4.6 Aquisição de Dados

Anteriormente ao início do ensaio, os instrumentos de medição de velocidade (UVP) e concentração de sedimentos em suspensão (sifões) foram fixados à plataforma de medição (Figura 4.7) do tanque maior (acima do canal), a qual foi posicionada a 3,50 m da injeção do escoamento. Durante a realização dos ensaios, os instrumentos permaneceram fixos na mesma posição.

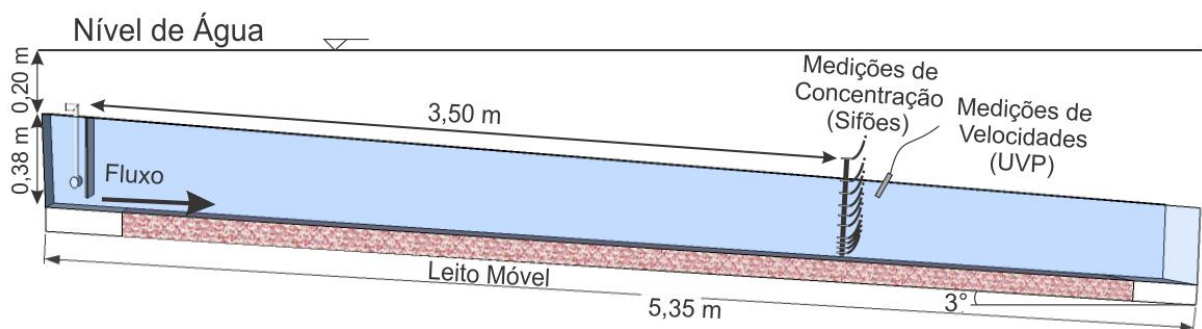


Figura 4.7 – Disposição dos instrumentos de medição durante a realização dos ensaios.

4.6.1 Medidas de Concentração de Sedimentos em Suspensão

A utilização dos sifões durante os experimentos foi feita de maneira a obter a evolução dos perfis de concentrações médias da corrente. A coleta das amostras era realizada individualmente com a abertura da saída da mangueira e o descarte do volume inicial coletado, posteriormente, os vidros de amostragem eram cheios (200 ml) e as mangueiras fechadas novamente. Sendo assim, a obtenção das amostras de todo o perfil (10 pontos na vertical) demorava em torno de 5 min. Desta maneira, duas coletas de amostras por sifonamento foram feitas durante os ensaios, em média, a primeira coleta foi realizada próximo aos 5 min, a fim de certificar-se da coleta da região do corpo da corrente, e a segunda aos 20 min após o início do experimento.

Posteriormente ao término do ensaio, cada uma das amostras coletadas foi pesada, correspondendo ao peso da água, sedimento e vidro. A secagem das amostras em estufa industrial demorava em torno de 24 h, na temperatura constante de 130°C, a fim de não causar deformações no material. Após a secagem, cada amostra foi novamente pesada, correspondendo ao peso do sedimento e vidro, permitindo assim a determinação do peso da água e do sedimento, pela diferença com as outras pesagens, e o cálculo do volume de sedimentos em suspensão.

4.6.2 Medidas de Velocidade

A sonda de velocidade (UVP) foi posicionada a uma distância média de 40 cm do leito, inclinada em 30° com a vertical, sendo assim, a cada medição, um perfil de velocidades foi adquirido pelo instrumento. Por se tratar de um fluxo com alimentação contínua e uniforme, é passível a consideração de que as medições realizadas inclinadas com o leito sejam muito próximas às medidas em uma linha vertical. Além disso, considerou-se que a componente da velocidade vertical (\vec{w}) é muito pequena quando comparada à componente horizontal da velocidade (\vec{v}), *i.e.* $\vec{w} \ll \vec{v}$. Tal consideração foi confirmada através da medição simultânea de um perfil de velocidades com o uso de um ADV, instrumento que utiliza pulsos ultrassônicos para realizar medições pontuais das três componentes da velocidade. As medições foram contínuas durante todo o experimento, sem haver mudança na posição dos instrumentos.

O equipamento acompanha um programa computacional (UVP – Monitor 3.0) da mesma fabricante, o qual foi utilizado para configurar os parâmetros de medição. Os parâmetros selecionados foram: taxa de aquisição de 38,4 Hz, em volumes de amostragem de 2,96 mm de largura e resolução da velocidade igual a 1,051 mm/s. A profundidade em que o instrumento realizou as medições foi selecionado a fim de captar volumes de medição junto ao leito inicial até uma altura bem superior à espessura da corrente. Porém, ao longo do experimento, com a elevação do leito, devido à deposição gerada pela corrente, as medições passavam a compreender uma porção do leito o que, em alguns, casos, gerou interferências junto ao leito. Além disso, pequenas bolhas de ar, provavelmente provindas de dentro da corrente ou da parede do canal, aglutinavam-se na ponta da sonda, o que interferia na reflexão das ondas ultrassônicas, gerando interferências nas medições. Desta maneira, a limpeza das sondas foi periodicamente realizada, em intervalos médios de 10 min, durante os ensaios.

Os arquivos gerados pelo programa de medição (UVP – Monitor 3.0) foram exportados em formato ASCII, a fim de serem processados em no programa computacional MatLab®.

Desta forma, foram criadas rotinas de processamento, validação dos dados e geração de gráficos e estatísticas das medições.

4.6.3 Imageamento do Depósito

A fim de caracterizar as formas de fundo geradas pelas correntes, o imageamento do depósito foi realizado após a realização da maioria dos ensaios. Para melhor visualização do leito, a obtenção das imagens foi feita posteriormente ao tempo necessário para decantação do sedimento em suspensão (aproximadamente 24 h). As imagens foram obtidas em vista em planta, posicionando a câmera acima da plataforma do tanque, aproximadamente 2,30 m do leito, ainda, holofotes foram também posicionados junto ao canal para melhorar a caracterização. Para caracterização de todo o leito, uma sequência de imagens (em média 15 imagens) foi obtida, permitindo uma área de sobreposição (aproximadamente 0,4 m). Posteriormente, um mosaico de toda a extensão do depósito foi criado, utilizando programas de processamento de imagens (CorelDraw®).

4.6.4 Medidas de Batimetria

A fim de permitir a caracterização do leito, sua batimetria detalhada foi obtida através de medições pontuais com o uso de sondas acústicas. O posicionamento das sondas e, posterior, localização no eixo de coordenadas do modelo, foi auxiliado pelo acoplamento do suporte junto ao trilho da plataforma de medição do tanque maior.

No suporte, as sondas foram posicionadas verticalmente ao leito com o uso de um nível bolha, tal medida foi verificada a cada início da etapa de medições. Foram utilizadas quatro sondas alinhadas, as quais estavam separadas 0,02 m entre seus eixos quando no suporte.

Para melhor caracterizar o leito, duas etapas de medição foram feitas: uma linha longitudinal central no eixo do canal, com medidas espaçadas 0,01 m; além disso, foram coletadas linhas transversais, espaçadas por 0,025 m longitudinalmente no eixo do canal, e 0,02 m transversalmente, *i.e.* foram realizadas 12 medidas no eixo transversal do canal, de largura 30 cm. A batimetria foi caracterizada na região correspondente ao intervalo de aproximadamente 1,0 m a 4,5 m da injeção do escoamento.

Estes dados foram processados e exportados ao programa computacional de modelagem tridimensional GOCAD®, o qual foi utilizado para gerar superfícies virtuais, a partir das medidas interpoladas (Figura 4.8).

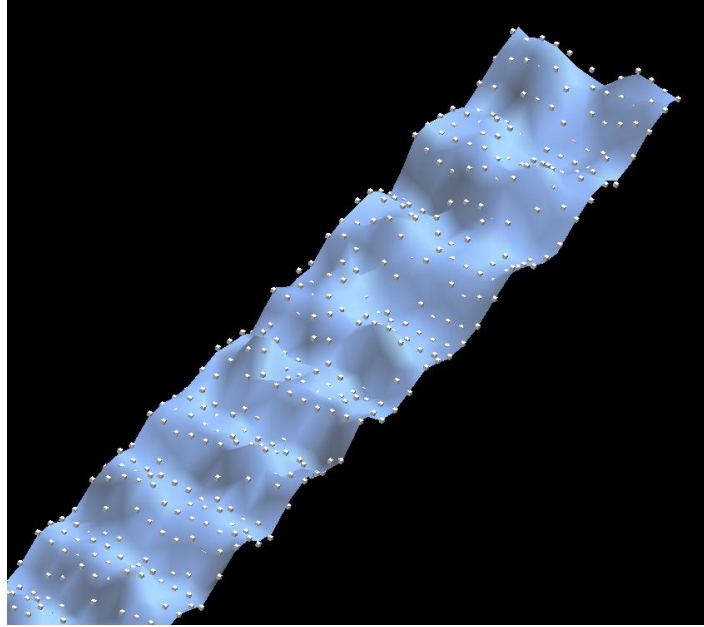


Figura 4.8 – Detalhe da geração das superfícies virtuais (em azul) a partir das medidas das sondas acústicas (cubos brancos), utilizando o programa computacional GOCAD®.

5 RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos a partir dos experimentos realizados, os quais estão divididos nas seguintes seções: características do escoamento, características do leito e, finalmente, serão investigadas as condições para o estabelecimento de um escoamento em equilíbrio. Além disso, o processamento e tratamento dos dados estão descritos nesta seção, juntamente com os parâmetros avaliados.

5.1 Caracterização do Escoamento

5.1.1 Obtenção dos perfis característicos

A interação entre o escoamento, o sedimento em suspensão e o leito resultam em alterações dinâmicas que podem ser observadas nos perfis característicos da corrente, tais quais: velocidade, concentração de sedimento e o valor quadrático médio da velocidade (U_{RMS}). A seguir, será descrito o processamento dos dados obtidos a fim de construir os perfis característicos da corrente. Na próxima seção serão apresentados os resultados e suas análises.

5.1.1.1 Perfis de Concentração

A partir das amostras coletadas pelos sifões, a concentração volumétrica de sedimento em cada ponto [$c(z)$] do perfil foi determinada a partir da diferença entre os pesos medidos. Dois perfis de concentração foram obtidos em cada ensaio, a Tabela 5.1 traz o momento em que foram coletados os perfis de concentração ao longo das fases experimentais. Os tempos estão vinculados ao início da injeção do escoamento em cada fase, servindo como referência para a obtenção dos parâmetros do escoamento – próximas seções.

Tabela 5.1 – Período em que foram coletados os perfis de concentração, sendo referência para obtenção dos parâmetros do escoamento.

Experimento	Fase A						Fase B							
	A1	A2	A3	A4	A5	A6	B1	B2	B3	B4	B5	B6		
Tempo de Coleta dos Perfis de Concentração (min)	9	20	35	55	66	83	5	19	36	59	72	86	98	116

5.1.1.2 Perfis de Velocidade

Uma série contínua de medições dos perfis de velocidade foi obtida com o uso do UVP, gerando, durante todos os 30 min de cada ensaio, 69.120 perfis de velocidade. O dado bruto das medidas consiste em uma série temporal contínua (Figura 5.1) de perfis de velocidade ($u(z, t)$), no qual é possível verificar o momento da chegada da cabeça da corrente com o

aumento abrupto da velocidade (escala de cores). Além disso, o momento em que a ponta das sondas foram limpas, a fim de evitar a interferência nas medições. Já o leito imóvel, nas quais as medições de velocidade são bem próximas de zero, eleva-se ao longo do ensaio e, em alguns casos, gera reflexões nas medições próximas ao leito.

A partir das medidas brutas (Figura 5.1), dois conjuntos de medidas foram selecionados em cada ensaio, correspondentes ao momento das medições dos perfis de concentração de sedimentos, aproximadamente 5 e 20 min a partir do início dos ensaios. Para tanto, dois conjuntos de 512 medidas foram selecionadas em cada momento (Figura 5.2), durante o período de medição dos conjuntos, não houve alterações significantes no leito do canal, facilitando a determinação do limite de validade das medidas.

O perfil médio de velocidades foi obtido a partir do conjunto de medidas, pela expressão:

$$u(z) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\tilde{u}_i(z)}{\sin 30^\circ}, \quad (5-1)$$

onde \tilde{u} é a velocidade local instantânea, u é a velocidade média local, z é a altura a partir do leito e n é o número de medições, no caso 512 medições. A divisão da velocidade instantânea pelo $\sin 30^\circ$ corresponde à projeção da componente, a qual foi obtida em ângulo com o leito do canal e, na qual, foi desconsiderada a componente vertical ($\vec{u} \gg \vec{w}$).

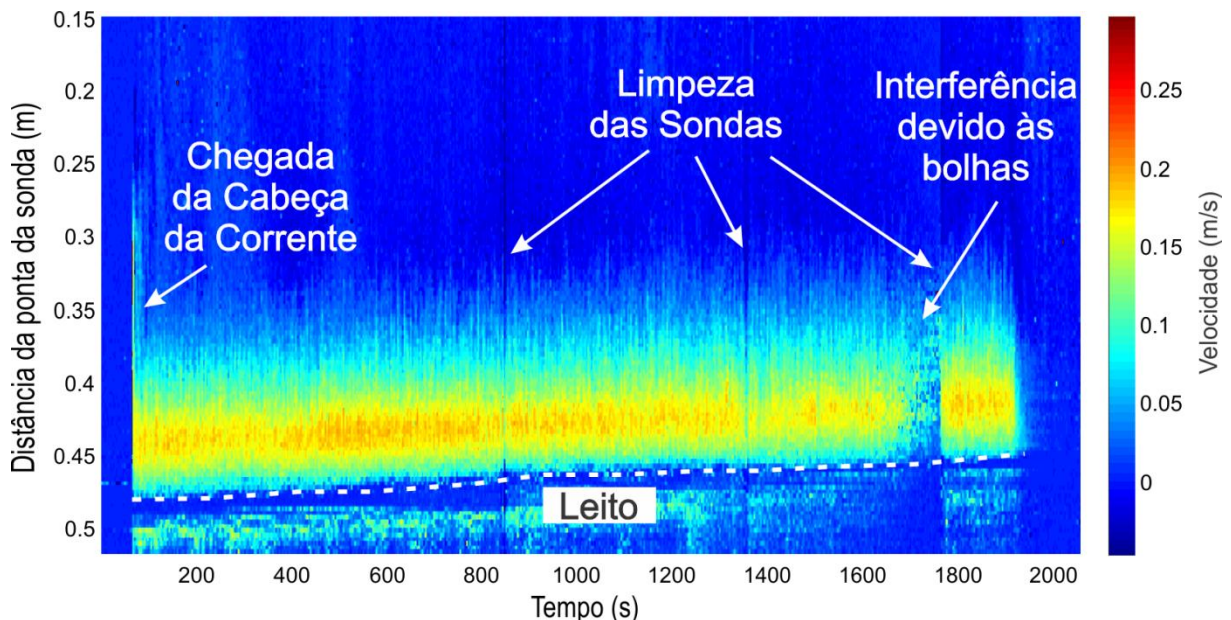


Figura 5.1 – Exemplo dos dados brutos obtidos pelo UVP, sendo uma série temporal contínua de perfis de velocidade. Além disso, as medidas próximas à zero na parte inferior indicam a presença do leito imóvel, o qual é elevado ao longo do ensaio.

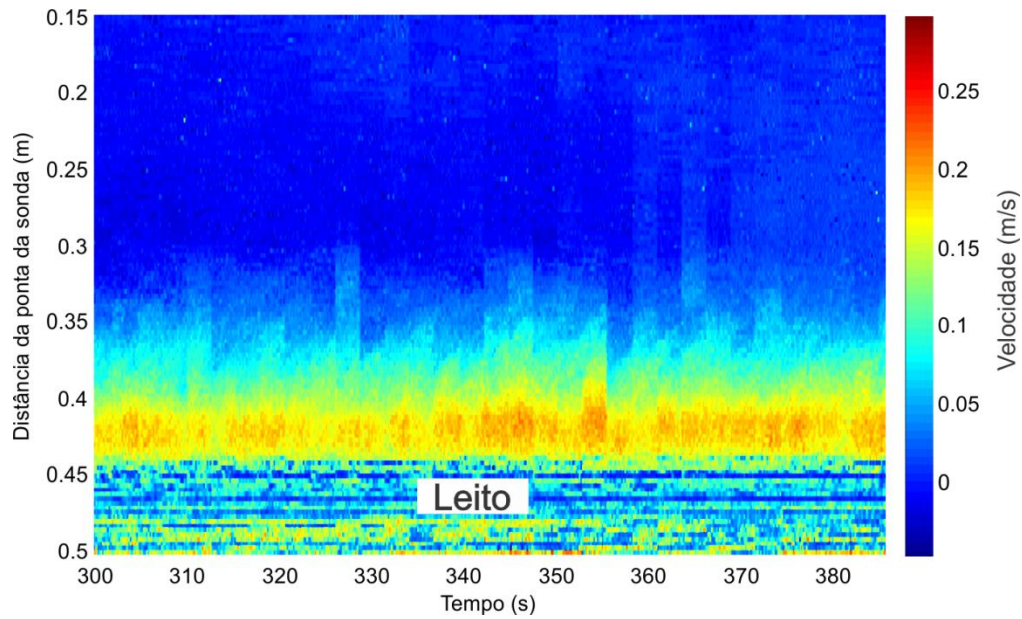


Figura 5.2 – Conjunto de medidas selecionado (512 perfis), correspondente ao período de medição dos perfis de concentração de sedimentos.

5.1.1.3 Perfis de Intensidade Turbulenta

A fim de investigar a estrutura turbulenta das correntes, a partir dos conjuntos de medidas da velocidade, foram determinados os valores quadráticos médios da velocidade (U_{RMS}), os quais são dados por:

$$U_{RMS}(z) = \left[\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left(\frac{\tilde{u}_i(z)}{\sin 30^\circ} - u(z) \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (5-2)$$

O valor quadrático médio da velocidade (U_{RMS}) é associado à intensidade turbulenta do escoamento, portanto, indicando zonas de cisalhamento, como junto à parede ou a interfaces de diferentes densidades, no caso das correntes de turbidez.

5.1.2 Evolução dos Perfis Característicos

Abaixo são apresentados os perfis característicos resultantes, são eles: velocidade, concentração de sedimentos em suspensão e intensidade turbulenta. Apesar das diferenças entre a concentração volumétrica inicial da cada fase, as condições impostas durante os experimentos da mesma fase não foram alteradas. Portanto, pode-se considerar a sequência de experimentos (de cada fase) como uma série contínua, nos quais o tempo de evolução da fase é igual ao tempo dos ensaios. Sendo assim, os perfis característicos estão apresentados em relação ao tempo contínuo da série, e suas análises estão separadas segundo as diferentes fases experimentais: Fase A e Fase B.

5.1.2.1 Fase A – Maior Concentração

A Figura 5.3 traz os perfis característicos de velocidade (u), concentração de sedimentos em suspensão (c) e intensidade turbulenta (U_{RMS}), obtidos durante a realização da Fase A (maior concentração).

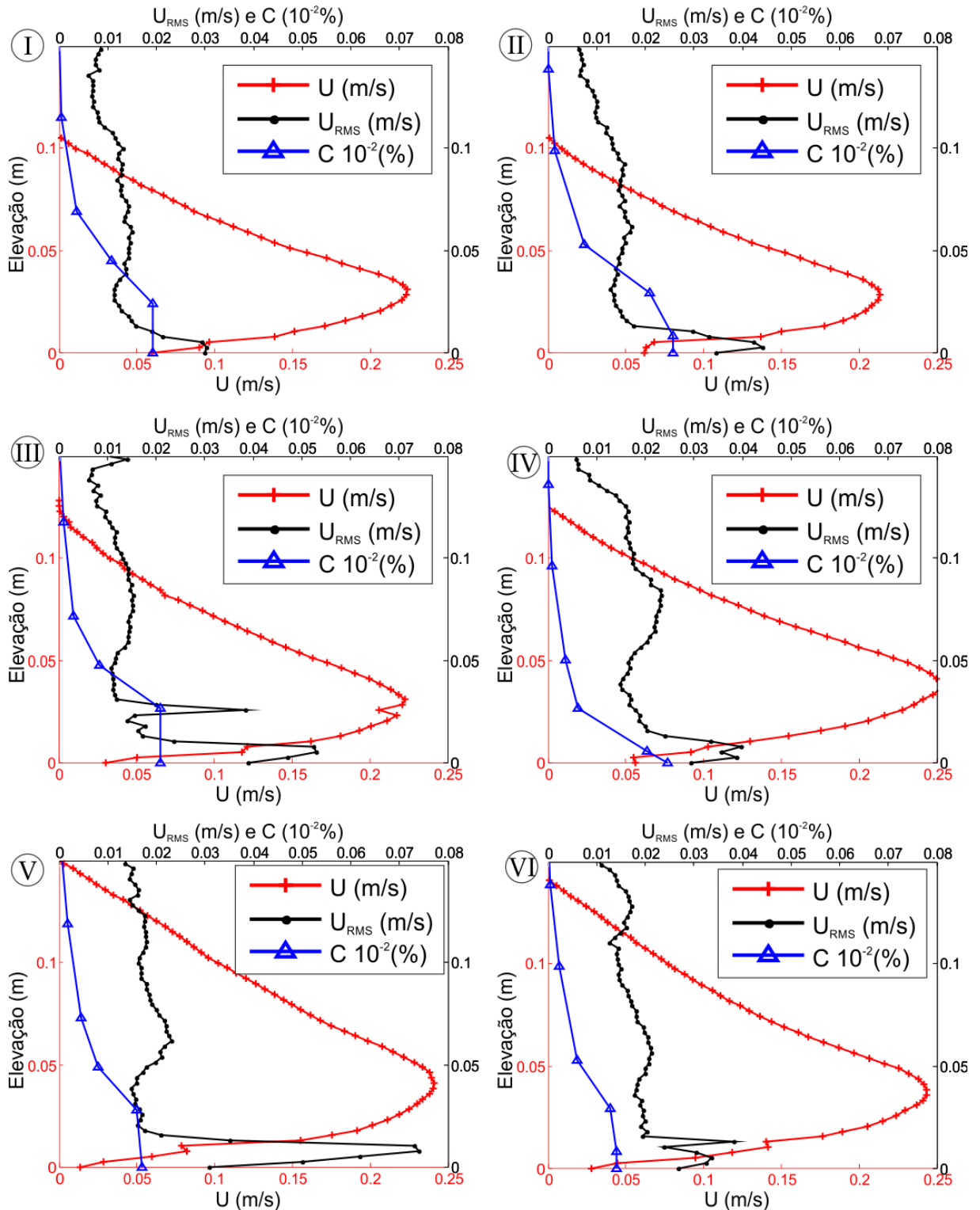


Figura 5.3 – Evolução temporal dos perfis característicos da Fase A, avaliados nos tempos: (I) 9 min (II) 20 min (III) 35 min (IV) 55 min (V) 66 min (VI) 83 min.

Os perfis indicam que, ao longo do tempo, ocorre uma aceleração do escoamento e uma diluição da corrente (menor c), porém sem grandes alterações de forma nos perfis de u e c . Nota-se um aumento nos valores da intensidade turbulenta (U_{RMS}), os quais acompanham o aumento na velocidade, concentrando os valores mais altos na zona interfacial (elevações entre 0,05 e 0,1 m), sendo associados ao cisalhamento entre as camadas de diferentes densidades (corrente e o fluido ambiente) e a geração de vórtices de mistura. Já os valores mínimos de U_{RMS} situam-se, na maioria das vezes, na região de velocidade máxima, ou seja, esta zona possui pouca variação de velocidade, sendo relacionada com o avanço quase-permanente da corrente.

5.1.2.2 Fase B – Menor Concentração

A evolução temporal dos perfis característicos da fase de menor concentração (Fase B) é apresentada na (Figura 5.4). A observação dos perfis característicos do escoamento revela que, em um momento inicial (até os 59 min, Figura 5.4 IV), os perfis de concentração possuem uma estratificação suave desde o topo até a base do escoamento, já a partir do $t = 72$ min (Figura 5.4 V), revela-se uma estratificação brusca, ou seja, a maior parte do sedimento concentra-se na camada basal do escoamento. A intensidade turbulenta (U_{RMS}) é bem distribuída ao longo de toda a vertical do escoamento, tendo altos valores junto ao leito, os quais devem ser vistos com cautela devido às interferências causada pelos métodos de medição empregados (UVP). De modo semelhante à Fase A, a zona de interface (elevações entre 0,05 e 0,1 m) apresenta, na maioria das vezes, os maiores valores de intensidade turbulenta, já os valores mínimos situam-se na região do ponto de máxima velocidade ($u_{máx}$). A evolução dos perfis de velocidade (Figura 5.4) indica uma desaceleração do escoamento e, posteriormente, uma estabilização do perfil a partir do $t > 72$ min.

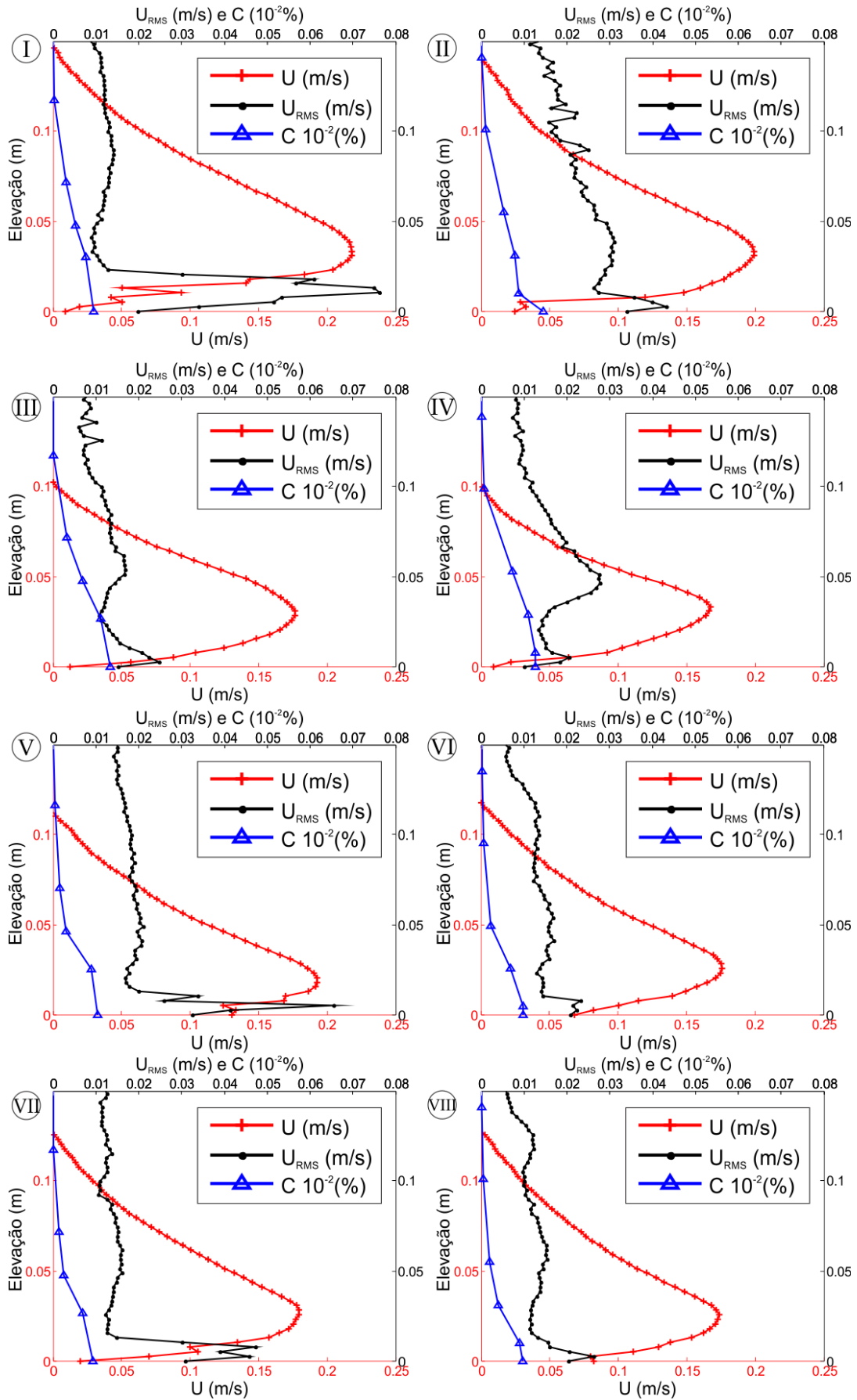


Figura 5.4 – Evolução temporal dos perfis característicos da Fase B, avaliados nos tempos: (I) 5 min (II) 19 min (III) 36 min (IV) 59 min (V) 72 min (VI) 86 min (VII) 98 min (VIII) 116 min.

5.1.3 Tensão de Cisalhamento/ Velocidade de Cisalhamento

A tensão de cisalhamento junto ao leito (τ_b) foi calculada a partir do método elaborado por Michon *et al.* (1955) e utilizado com bons resultados em diversos estudos (*e.g.* Altinakar, 1988; Manica, 2009). O método consiste na integração da diferença de densidade ($\Delta\rho$) dentro da camada basal, *i.e.* entre o leito ($z(u = 0)$) e o ponto de máxima velocidade do perfil ($z(u = u_{m\acute{a}x}) = h_{m\acute{a}x}$), determinada a partir dos perfis característicos. A camada basal é responsável pela maior parte do transporte sedimentar e pela geração de cisalhamento no leito. No caso em que a integral é avaliada em $z = 0$, então resulta na tensão de cisalhamento junto ao leito (τ_b) pela expressão:

Para $0 \leq z \leq h_{m\acute{a}x}$

$$\tau_b = Sg \int_0^{h_{m\acute{a}x}} \Delta\rho dz, \quad (5-3)$$

onde S é a declividade do canal, g a aceleração da gravidade, z a posição vertical a partir do leito e $h_{m\acute{a}x}$ é a altura da máxima velocidade do perfil.

A fim de determinar a velocidade de cisalhamento (u_*), a qual é utilizada na formulação das equações governantes, a relação com a massa específica junto ao leito (ρ_b) foi utilizada, da forma:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho_b}}, \quad (5-4)$$

onde ρ_b foi determinada a partir dos perfis de concentração, como sendo a medida mais próxima ao leito. Os parâmetros de resistência ao escoamento estão discriminados na Tabela 5.2.

5.1.4 Escalas Integrais

As escalas integrais dos parâmetros utilizados na definição das equações governantes (Elison e Turner, 1959), conforme apresentadas na Seção 3.2.1, são definidas pelos fluxos da quantidade de movimento e da massa, da seguinte forma:

$$UH = \int_0^\infty u dz = \sum_{i=1}^{m-1} \frac{u_i + u_{i+1}}{2} (z_{i+1} - z_i), \quad (5-5)$$

$$U^2H = \int_0^\infty u^2 dz = \sum_{i=1}^{m-1} \frac{u_i^2 + u_{i+1}^2}{2} (z_{i+1} - z_i), \quad (5-6)$$

$$UCH = \int_0^{\infty} uc \, dz = \sum_{i=1}^{m-1} \frac{u_i c_i + u_{i+1} c_{i+1}}{2} (z_{i+1} - z_i), \quad (5-7)$$

onde u e c são as medidas de velocidade e concentração do perfil característico, U , C e H são os valores médios integrados na vertical e m é o número de medidas na vertical até a interface corrente-fluido ambiente.

Tabela 5.2 – Parâmetros referentes ao cisalhamento junto ao leito, obtidos a partir dos perfis característicos.

	Exp.	t (min)	τ_b (N/m ²)	ρ_b (kg/m ³)	u_* (m/s)
Fase A	A1	9	0,629	1031,9	0,025
		20	0,839	1042,5	0,028
	A2	35	0,437	1034,4	0,021
		55	0,420	1033,5	0,020
	A3	66	0,576	1028,1	0,024
		83	0,505	1023,4	0,022
Fase B	B1	5	0,295	1015,5	0,017
		19	0,362	1014,4	0,019
	B2	36	0,419	1022,2	0,020
		59	0,380	1020,9	0,019
	B3	72	0,294	1017,1	0,017
		86	0,253	1016,1	0,016
	B4	98	0,255	1015,3	0,016
		116	0,240	1014,7	0,015

A partir das escalas integrais (eq. 5-5 a 5-7), é possível obter os parâmetros médios integrados na vertical pela combinação dos valores, tal que:

$$\begin{cases} U = \frac{U^2 H}{UH} \\ H = \frac{(UH)^2}{U^2 H} \\ C = \frac{UCH}{UH} \\ \psi = UCH \end{cases}, \quad (5-8)$$

onde ψ é o fluxo volumétrico de sedimentos em suspensão. A partir dos parâmetros médios foi possível definir os parâmetros adimensionais característicos do escoamento, são eles:

$$\text{- Número de Richardson, dado por: } Ri = g(\Delta\rho/\rho)H/U^2, \quad (5-9)$$

- Número de Froude densimétrico, dado por: $Fr' = U/(g(\Delta\rho/\rho)H)^{1/2}$, (5-10)

- Número de Reynolds, dado por: $Re = UH/\nu$, (5-11)

- Coeficiente de resistência, dado por: $c_f = (u_*/U)^2$. (5-12)

Os parâmetros médios encontram-se na Tabela 5.3

Tabela 5.3 – Parâmetros médios, determinados pelas escalas integrais de Ellison e Turner (1959), e os parâmetros adimensionais característicos.

	Exp.	t (min)	U(m/s)	H (m)	C (%)	ψ (m ² /s)	Ri	Fr'	Re	c_f
Fase A	A1	9	0,162	0,079	1,24%	1,58E-04	0,61	1,28	1,27E+04	0,023
		20	0,157	0,077	1,55%	1,86E-04	0,78	1,13	1,21E+04	0,033
	A2	35	0,161	0,087	0,60%	8,41E-05	0,33	1,75	1,43E+04	0,016
		55	0,183	0,093	0,52%	8,78E-05	0,23	2,08	1,73E+04	0,012
	A3	66	0,176	0,113	0,82%	1,62E-04	0,48	1,44	2,00E+04	0,018
		83	0,174	0,104	0,78%	1,41E-04	0,43	1,52	1,81E+04	0,016
Fase B	B1	5	0,158	0,094	0,48%	7,15E-05	0,29	1,85	1,49E+04	0,012
		19	0,146	0,095	0,60%	8,31E-05	0,43	1,52	1,38E+04	0,017
	B2	36	0,134	0,075	0,79%	7,96E-05	0,54	1,37	1,01E+04	0,023
		59	0,123	0,070	0,89%	7,55E-05	0,66	1,23	8,52E+03	0,025
	B3	72	0,139	0,079	0,59%	6,48E-05	0,39	1,61	1,10E+04	0,015
		86	0,127	0,085	0,44%	4,71E-05	0,37	1,63	1,08E+04	0,015
	B4	98	0,129	0,088	0,39%	4,47E-05	0,34	1,72	1,14E+04	0,015
		116	0,123	0,090	0,39%	4,36E-05	0,38	1,62	1,11E+04	0,016

5.1.5 Perfis Adimensionalizados

A adimensionalização dos perfis característicos nos permite investigar a evolução do escoamento segundo as escalas características, deste modo, verificando as alterações internas da corrente. Os perfis de velocidade foram adimensionalizado utilizando três escalas: a velocidade máxima do perfil médio ($u_{máx}$), a velocidade média integrada na vertical (U) e a espessura média integrada na vertical (H).

Os perfis adimensionalizado da velocidade da Fase A (maior concentração) encontram-se na Figura 5.5, separados segundo o uso das escalas características. A relação entre a velocidade adimensionalizada pela velocidade máxima ($u/u_{máx}$) e a elevação do leito (z) revela uma expansão da corrente (Figura 5.5a), havendo um aumento gradual da altura da corrente,

acompanhado pelo levantamento do nariz. Porém, quando a altura é adimensionalizada pela espessura integrada na vertical (H), então as variações (Figura 5.5b) temporais diminuem consideravelmente. Da mesma forma, ao utilizar a velocidade integrada na vertical (U), os perfis (Figura 5.5c) sobrepõem-se.

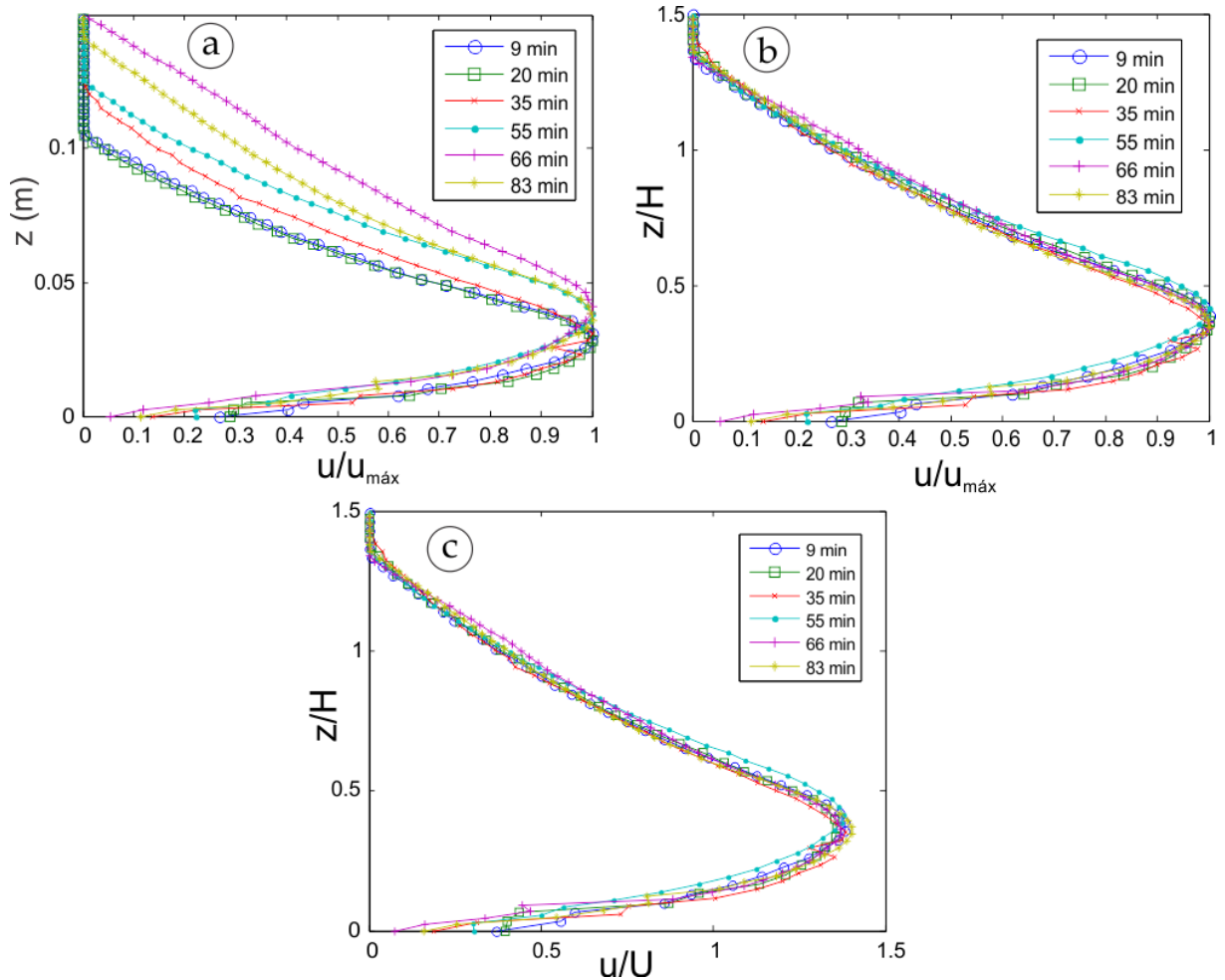


Figura 5.5 – Evolução temporal dos perfis adimensionais característicos da Fase A, utilizando as escalas: velocidade máxima ($U_{\text{máx}}$), velocidade média (U) ou Espessura da corrente média (H).

De maneira geral, a evolução temporal (Figura 5.6) dos perfis de velocidade adimensionalizado da Fase B (menor concentração) há uma maior variação da forma dos perfis do que na Fase A. Quando adimensionalizada pela velocidade máxima (Figura 5.6a), o perfil de velocidades apresenta uma retração (redução na espessura) da corrente até o momento $t = 86$ min, seguindo um período de estabilização da forma. A adimensionalização da elevação com a espessura integrada na vertical (Figura 5.6b) mostra que houve um rebaixamento do ponto de velocidade máxima e, também, da região acima deste ponto. As observações anteriores são confirmadas quando os perfis de velocidade são adimensionalizado pela velocidade média integrada na vertical (Figura 5.6c).

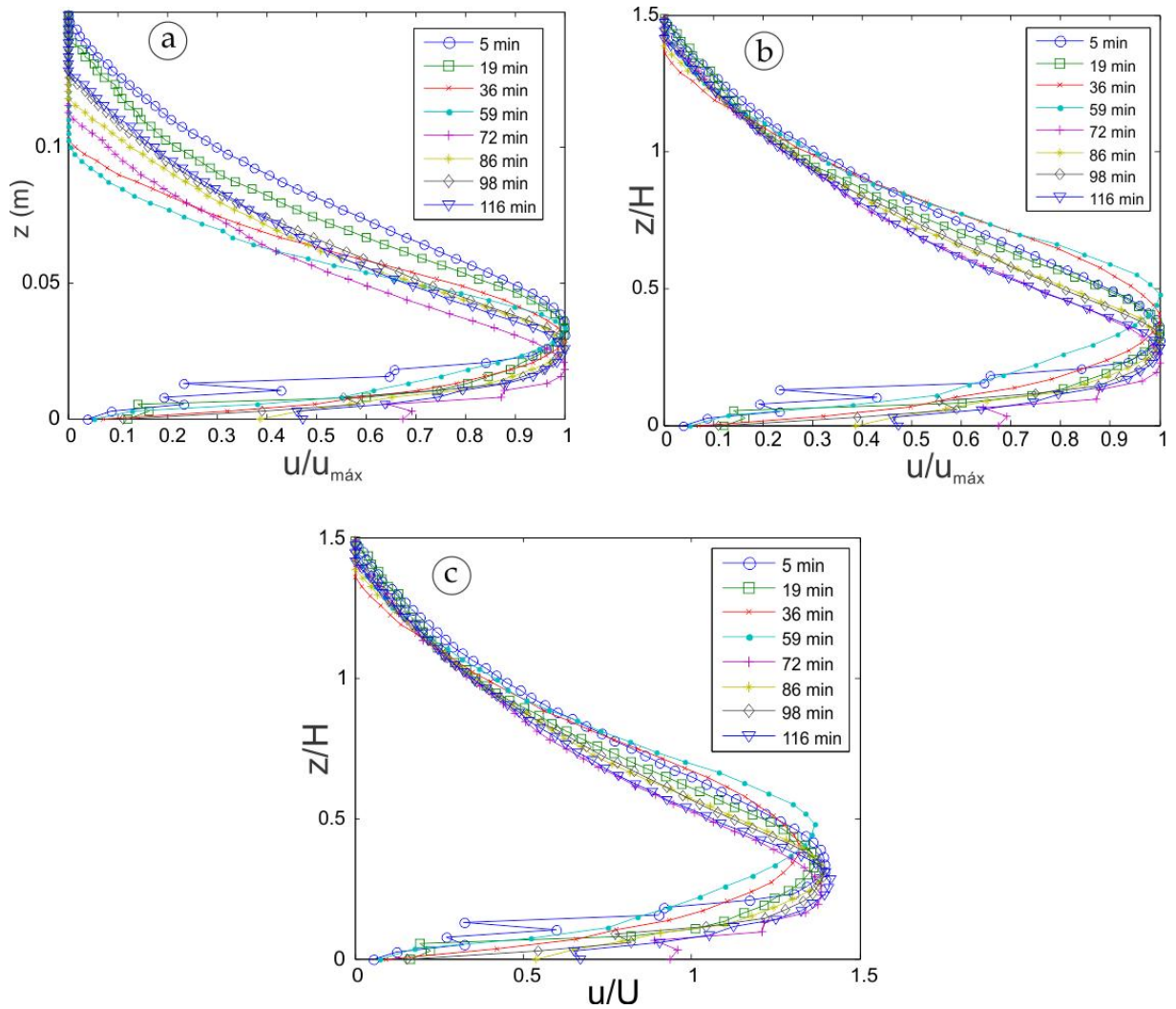


Figura 5.6 – Evolução temporal dos perfis adimensionais característicos da Fase B, utilizando as escalas: velocidade máxima ($U_{\text{máx}}$), velocidade média (U) ou Espessura da corrente média (H).

A análise anterior mostra que há uma tendência de equilíbrio na forma e magnitude dos perfis apresentados, *i.e.* os perfis adimensionalizados pelas escalas características tenderam a apresentar valores semelhantes após um certo período de tempo. Sendo assim, decidiu-se por obter um “perfil de equilíbrio”, o qual é o resultado da média dos perfis das duas últimas medidas (*i.e.* durante o último ensaio) de cada uma das fases. Os perfis de concentração de sedimentos foram adimensionalizado pelo valor médio integrado na vertical (C), já para o perfil de intensidade turbulenta o valor máximo na interface da corrente-fluido ($(U_{RMS})_{\text{máx}}$) ambiente serviu de escala para a adimensionalização.

Ao compararmos os perfis adimensionais de equilíbrio das duas fases experimentais é possível notar (Figura 5.7) que nas correntes de menor concentração (Fase B) o ponto de máxima velocidade ocorre mais próximo ao leito, além de possuir valores mais altos de velocidade junto ao fundo. Ao contrário, as simulações de maior concentração (Fase A) possuem

mais altos valores de velocidade na região superior da corrente do que a Fase B. A observação dos perfis de concentração adimensionalizados pelo H confirma que a camada basal na Fase B (menor concentração) desenvolveu-se mais do que na Fase A, apresentando um gradiente mais abrupto e valores de velocidade relativamente mais altos. Já nos experimentos de maior concentração, a camada inferior é mais espessa, porém com valores de velocidade relativos menores do que nos experimentos de menor concentração. Os perfis de intensidade turbulenta acompanham o deslocamento do nariz da corrente, podendo-se notar pelo deslocamento do ponto máximo U_{RMS} na região interfacial (h/H aproximadamente 0,75), no caso dos experimentos da Fase A. Os valores relativos de $U_{RMS}/U_{RMS\text{máx}}$ são muito próximos entre as duas fases, sendo que os experimentos de maior concentração apresentam maiores valores na região acima do ponto máximo de U_{RMS} .

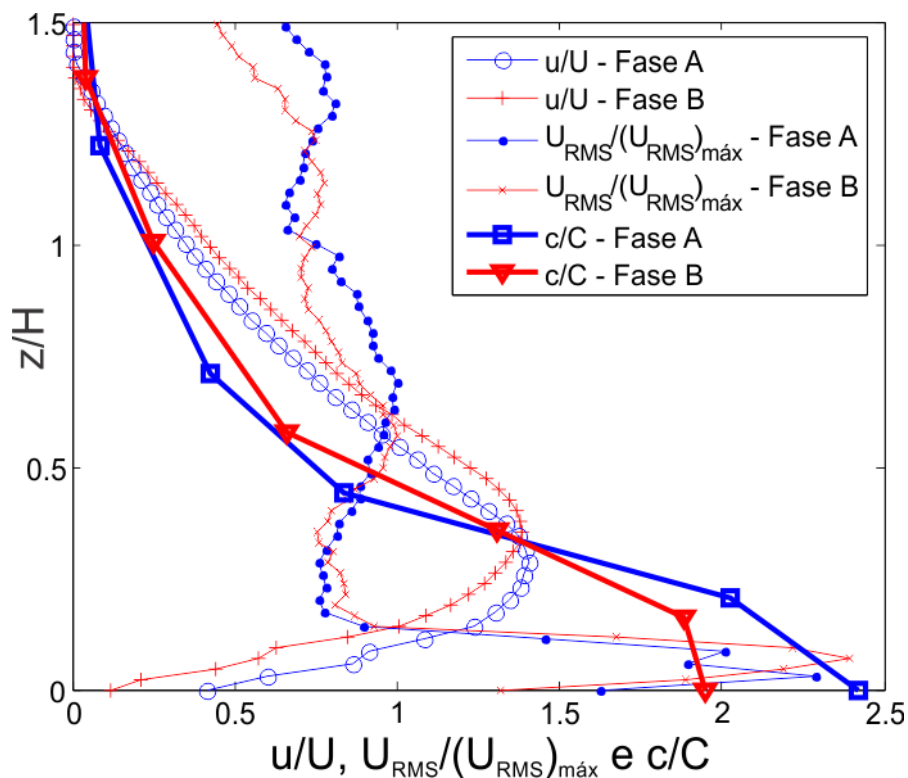


Figura 5.7 – Perfis de equilíbrio adimensionalizados, obtidos pela média dos últimos dois perfis obtidos em cada fase de Ensaio. O valor de U_{RMS} máximo foi determinado pelo valor máximo na região interfacial.

5.1.6 Evolução dos Parâmetros Médios do escoamento

Através da manutenção dos mesmos parâmetros de injeção ao longo de uma longa série experimental, buscou-se dar condições ao escoamento para alcançar um estado de equilíbrio na interação entre as correntes de turbidez e o leito, ou seja, de maneira que não haja variações nas formas do leito e nos parâmetros do escoamento (em termos estatísticos).

A evolução temporal dos principais parâmetros do escoamento, expressos em termos médios, revela (Figura 5.8) como se deu o ajuste do fluxo à interação com o leito, no qual diversos fatores atuaram conjuntamente de maneira a encontrar um equilíbrio, *e.g.* energia do fluxo, erosão e formação de ondulações no leito, estratificação do sedimento em suspensão.

De maneira geral, as variações na Fase A (maior concentração) foram maiores do que na Fase B (menor concentração), o fato pode ser associado ao processo de regularização da região próxima a injeção, através do nivelamento na cabeceira do canal a partir do $t = 60$ min.

Os parâmetros indicam uma diluição da corrente, ou seja, um aumento gradual da energia turbulenta da corrente (maior Re), acompanhado pelo aumento da velocidade e maior incorporação do fluido ambiente (aumento de H). Consequentemente, o fluxo torna-se mais instável (menor Ri) devido à menor concentração de sedimentos na corrente, a qual é acompanhada pela diminuição do cisalhamento junto ao leito (menor c_f).

A variação temporal dos principais parâmetros do escoamento na Fase B (menor concentração) comporta-se distintamente antes e depois do instante $t = 60$ min. No período inicial, ocorre uma variação gradual da energia turbulenta do escoamento (refletida na diminuição do Re), levando à diminuição da velocidade e da altura da corrente. Com isso, a estabilidade do escoamento (expressa pelo Ri) aumenta, ou seja, ocorre um acréscimo na concentração e, consequentemente, no cisalhamento junto ao fundo.

Após aproximadamente 60 min de experimento, o escoamento na Fase B (menor concentração) se aproxima de uma estabilização, visto que o Ri se aproxima de um valor constante, porém menor do que o valor no $t = 60$ min. Um comportamento inverso ao do período inicial do ensaio (até $t = 60$ min) é apresentado pelo escoamento no período de $t > 60$ min, ou seja, uma diluição da corrente (maior Re), incorporando fluido ambiente, aumentando a turbulência (Re) e diminuindo a estabilidade da corrente (menor Ri). Neste processo, porém, os parâmetros tendem a alcançar valores constantes através de um comportamento assintótico com pequenas variações.

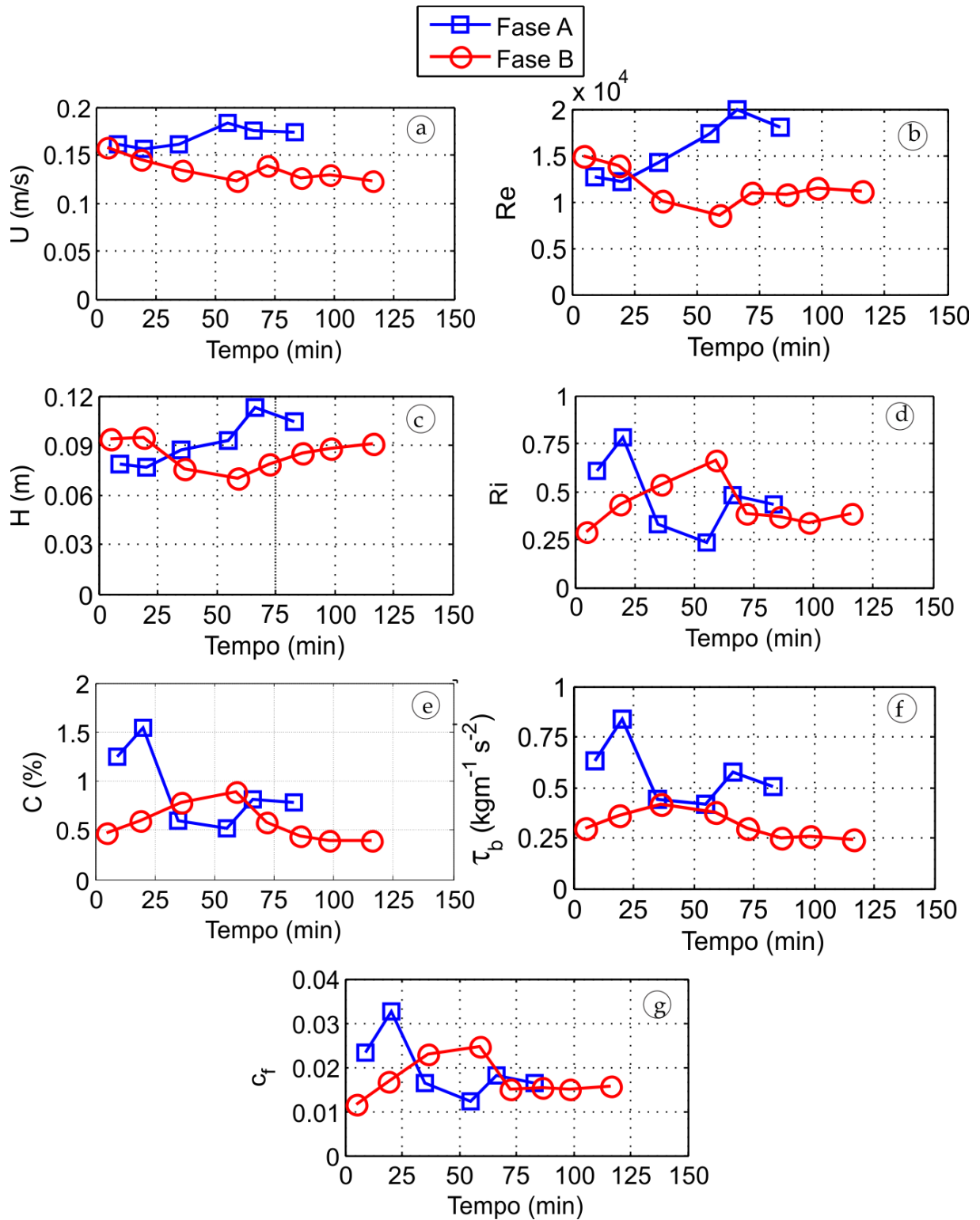


Figura 5.8 – Evolução temporal dos principais parâmetros de ambas as fases experimentais: (a) velocidade média (b) número de Reynolds (c) espessura da corrente (d) número de Richardson (e) concentração volumétrica de sedimentos em suspensão (f) tensão cisalhante junto ao leito e (g) coeficiente de resistência.

5.1.7 Discussão da Caracterização do escoamento

A análise temporal dos perfis característicos mostra comportamentos distintos entre as duas fases experimentais. No caso da Fase A (maior concentração), houve uma aceleração e expansão da corrente, acompanhado de um aumento da intensidade turbulenta. Já nos experimentos de menor concentração (Fase B), o escoamento desacelerou e diminuiu sua espessura, desenvolvendo uma camada basal de maior gradiente de densidade do que a da Fase A.

A evolução temporal do perfil de velocidade adimensionalizado mostra pouca variação, no caso das correntes de maior concentração (Fase A). Ao contrário, a Fase B (menor concentração) apresenta maiores alterações (alcançando equilíbrio a $t = 72$ min aproximadamente). As alterações no perfil vertical de velocidade podem estar relacionadas à estratificação de densidades e sua estabilidade, a qual é relacionada diretamente com o parâmetro de $Ri = g \left(\frac{\Delta\rho}{\rho} \right) H/U^2$. Desta forma, o parâmetro $(\Delta\rho/\rho)$ teve maior influência na estabilidade da corrente do que U , visto que os experimentos da Fase A foram mais estáveis, mesmo apresentando maiores velocidades do que a Fase B.

A avaliação dos parâmetros médios do escoamento na região de medição revela comportamentos distintos entre as duas fases experimentais, porém, no intervalo final da evolução a maioria dos parâmetros tende a apresentar menores variações, o que ressalta a condição de estabilidade do escoamento. Os resultados apresentados condizem com a análise dos perfis característicos, no caso em que os experimentos da Fase A (maior concentração) apresentam uma diluição (maior U e H), perdendo sedimento por deposição (menor C) e diminuindo o cisalhamento junto ao fundo. Já a Fase B (menor concentração) mostra um intervalo inicial (até $t = 60$ min aproximadamente) em que há uma retração do fluxo (menor H), desenvolvendo uma camada basal de maior concentração e cisalhamento. Posteriormente ($t > 60$ min aproximadamente), os valores apresentam pouca variação e tendem a um valor constante.

A variação temporal dos parâmetros governantes das duas fases pode ser associada ao estabelecimento de uma Condição de Equilíbrio conforme o “número de Richardson normal” ao escoamento, o qual é comum a uma mesma condição de cisalhamento e declividade (Ellison e Turner, 1959). Neste caso, se considera os valores iniciais do número de Richardson (Ri_0), $Ri_0 = 0,25$ e $Ri_0 = 0,125$ para as Fases A e B, respectivamente, e a tendência apresentada pelos escoamentos a alcançarem um valor de Ri comum, aproximadamente $Ri_N = 0,41$. Sendo assim, os escoamentos de menor concentração (Fase B) necessitaram realizar certas com-

pensações de maior magnitude na sua dinâmica do que os experimentos de maior concentração (Fase A), visto sua maior proximidade ao valor de Ri_N .

Neste caso, visto que ambas as séries experimentais iniciam o escoamento nas mesmas condições ($Ri_0 < Ri_N$), espera-se um comportamento semelhante ao apresentado inicialmente pela Fase B, ou seja, desaceleração do escoamento (menor U), menor incorporação do fluido ambiente (menor H), resultando em maior estabilidade da estratificação (maior C), o que leva a um maior cisalhamento junto ao fundo e um maior transporte sedimentar por arraste.

Porém, o comportamento apresentado pela Fase A (maior concentração) foi exatamente o contrário, ou seja, aceleração e incorporação do fluido ambiente, diluindo a corrente e reduzindo o cisalhamento junto ao fundo. São levantadas algumas possibilidades para compreender tal comportamento: (i) os maiores ajustes do escoamento se dão em uma região muito próxima à injeção e o fluxo que chegou na região de medição sofreu outros ajustes em outras grandezas (*e.g.* declividade, cisalhamento com o fundo, mistura), portanto, este não reflete o ajuste entre o Ri inicial e o normal mas, sim um ajuste posterior à evolução do escoamento. (ii) Por apresentarem uma taxa de sedimentação diretamente relacionada com a concentração do escoamento, os depósitos gerados pelas correntes da Fase A são mais espessos e, portanto, a declividade das camadas é maior que no caso dos experimentos com menor concentração (Fase B). Sendo assim, maiores declividades irão contribuir para o aumento da energia do escoamento, logo poderão causar maior incorporação do sedimento do leito e, conseqüentemente, aumento do número de Ri na região proximal. (iii) A região logo após a injeção, na qual há grande acumulação de sedimento devido à mistura com o fluido ambiente, cria um trecho com declividade negativa que funciona como uma força contrária ao escoamento, tendendo a desacelerar e aumentar a concentração (aumento Ri).

A análise das taxas relacionadas ao Ângulo de Cavalgamento das Ondulações na Fase A (maior concentração), leva a indícios que apontam para a hipótese (ii), pois foram medidas maiores Velocidades de Migração e menores Taxas de Deposição em direção à jusante. Além disso, a declividade do leito na região proximal foi gradativamente aumentada, gerando melhores condições para incorporação do sedimento do leito (erosão) e aumento do número de Ri na região.

5.2 Caracterização do Leito

Os levantamentos batimétricos realizados ao final de cada um dos Ensaios permitiram caracterizar a evolução do leito à medida que o mesmo interagiu com o escoamento das corren-

tes de turbidez. Tal interação, mesmo nos primeiros ensaios, resultou na geração de deformações de pequenas dimensões (comprimentos médios de 10-15 cm) em toda a extensão do leito e sua geometria e tridimensionalidade evoluíram conforme foram sendo submetidas ao escoamento.

5.2.1 Identificação das formas de fundo

A identificação das diferentes formas de fundo e sua relação com o escoamento ao qual está submetida, em laboratório ou na natureza, permite realizar a correlação entre os dois fatores. Os mosaicos digitais, montados a partir das imagens fotográficas do topo do leito foram utilizados para classificar (Allen, 1968) as formas de fundo segundo seus principais parâmetros (*e.g.* geometria, tridimensionalidade, tamanho de grão). Foram identificadas (Figura 5.9 e Figura 5.10) diversas regiões de predominância das formas de fundo, inclusive, diferentes estruturas foram formadas em um mesmo experimento, as quais se atribuem às variações dinâmicas do escoamento injetado à medida que flui pelo canal.

A análise da evolução temporal e espacial das formas de fundo (Figura 5.9) geradas nos experimentos de maior concentração (Fase A) mostra a predominância de Ondulações de Crista Reta em toda a extensão ao final do primeiro ensaio (A1). Posteriormente, ao final do segundo ensaio (A2), a região proximal (próxima à injeção) apresenta Ondulações de Crista Reta com maior comprimento e cristas mais definidas. Já na região distal (próxima ao final do canal) do experimento A2, não há significativa variação das formas de fundo, permanecendo as Ondulações de Crista Reta. Ao final da série, passados 90 minutos (Exp. A3) de injeção do fluxo, Ondulações de Crista Reta se localizam junto à injeção havendo um aumento da tridimensionalidade das estruturas ao longo do comprimento do canal, no qual são encontradas Ondulações de Crista Sinuosa.

No caso dos experimentos com menor concentração (Fase B), ao final de 60 minutos (Exp. B2) de injeção de fluxo, grande parte da extensão do depósito exhibe ondulações de pequenas dimensões (Figura 5.10), as quais são classificadas como Ondulações de Crista Reta. Ao final da série experimental (Exp. B4, correspondente a 120 min), a região proximal exhibe Ondulações de Crista Sinuosa e, quanto mais longe da região de injeção, diminui-se a tridimensionalidade das estruturas, as quais foram classificadas como sendo Ondulações de Crista Reta.

A evolução das formas de fundo condiz com os resultados observados na literatura, ocorrendo a transformação de Ondulações de Crista Reta em Ondulações de Crista Sinuosa (Baas,

1994; 1999). Além disso, podemos correlacionar o tempo de evolução das formas de fundo ao inverso da velocidade do escoamento (Baas, 1994; 1999). Desta maneira, o menor tempo ($t = 90$ min) necessário (consequente maior velocidade) para geração de Cristas Sinuosas ocorreu na Fase A (maior concentração), a qual se atribui uma maior energia (maior diferença de densidade).

5.2.2 *Batimetria do leito*

Os levantamentos batimétricos realizados ao final de cada ensaio permitiram caracterizar o depósito gerado a partir de um modelo tridimensional GOCAD®, o qual utiliza métodos de interpolação dos dados para gerar uma superfície tridimensional. As superfícies são caracterizadas pelo gradiente na direção longitudinal do canal, de maneira a apresentar, através da escala de cores, a magnitude unitária (-1 à +1) do vetor normal para cada elemento da superfície. A inclinação do canal ($\theta = 3^\circ$) foi descontada das superfícies através da rotação do eixo das medições, através da relação dada pelas expressões:

$$\begin{cases} x' = y \cdot \text{sen } \theta + x \cdot \text{cos } \theta \\ y' = y \cdot \text{cos } \theta - x \cdot \text{sen } \theta \end{cases} \quad (5-13)$$

onde x e y são as coordenadas no eixo original e x' e y' são as coordenadas nos eixos rotacionados por um ângulo θ .

Desta maneira, nas superfícies apresentadas (Figura 5.11), a cor branca (valor zero) é associada a uma superfície plana (cristas e cavas) e as cores vermelhas e azuis às superfícies inclinadas em direção à montante e jusante, respectivamente. Ao serem comparadas as imagens em planta do depósito (Figura 5.9 e Figura 5.10) com as superfícies geradas no modelo GOCAD® pode-se perceber grande semelhança, podendo ser utilizado o modelo como análogo ao depósito gerado.

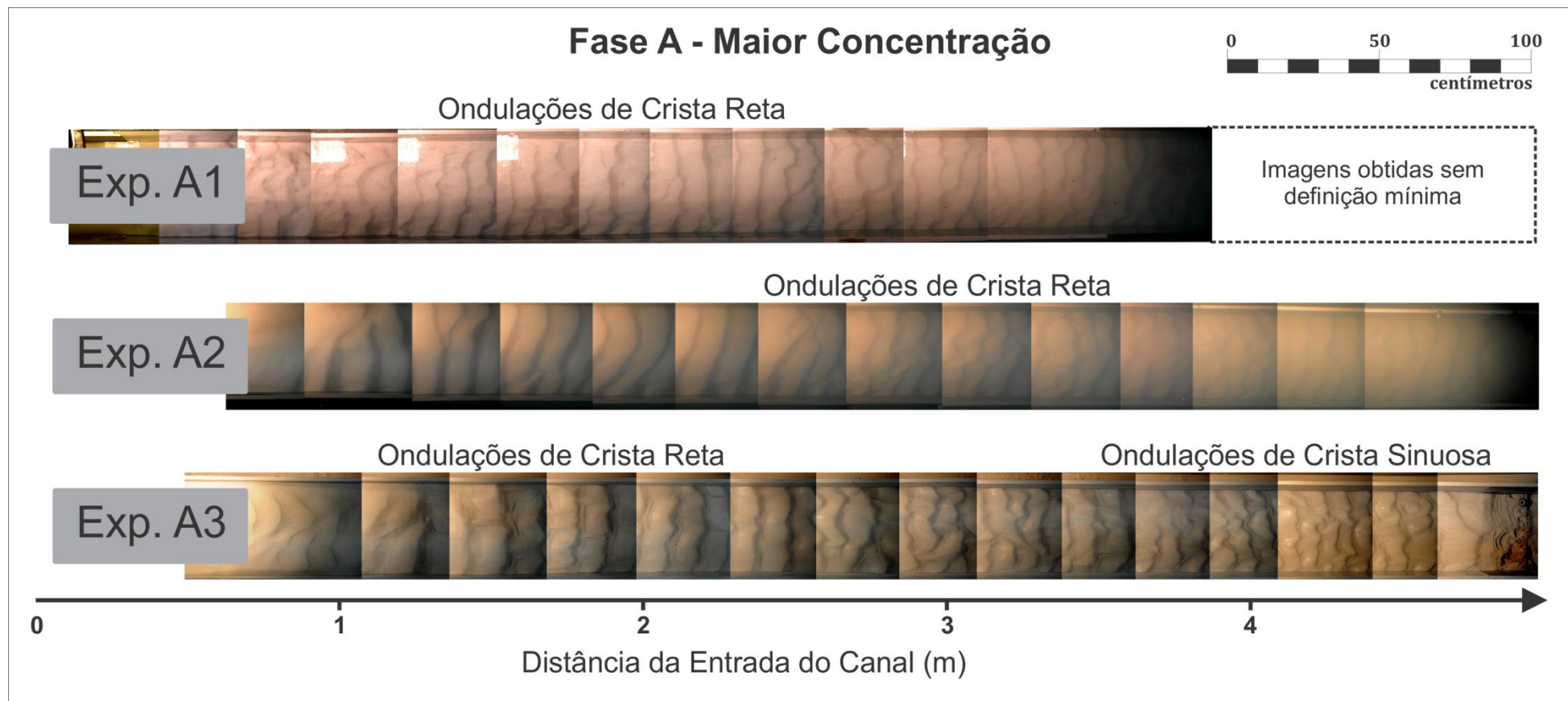


Figura 5.9 - Mosaico digital dos depósitos da Fase A (maior concentração), formado a partir das imagens em planta dos leitos dos ensaios. As imagens obtidas na parte distal do Experimento A1 não obtiveram a resolução mínima para observação das formas de fundo.

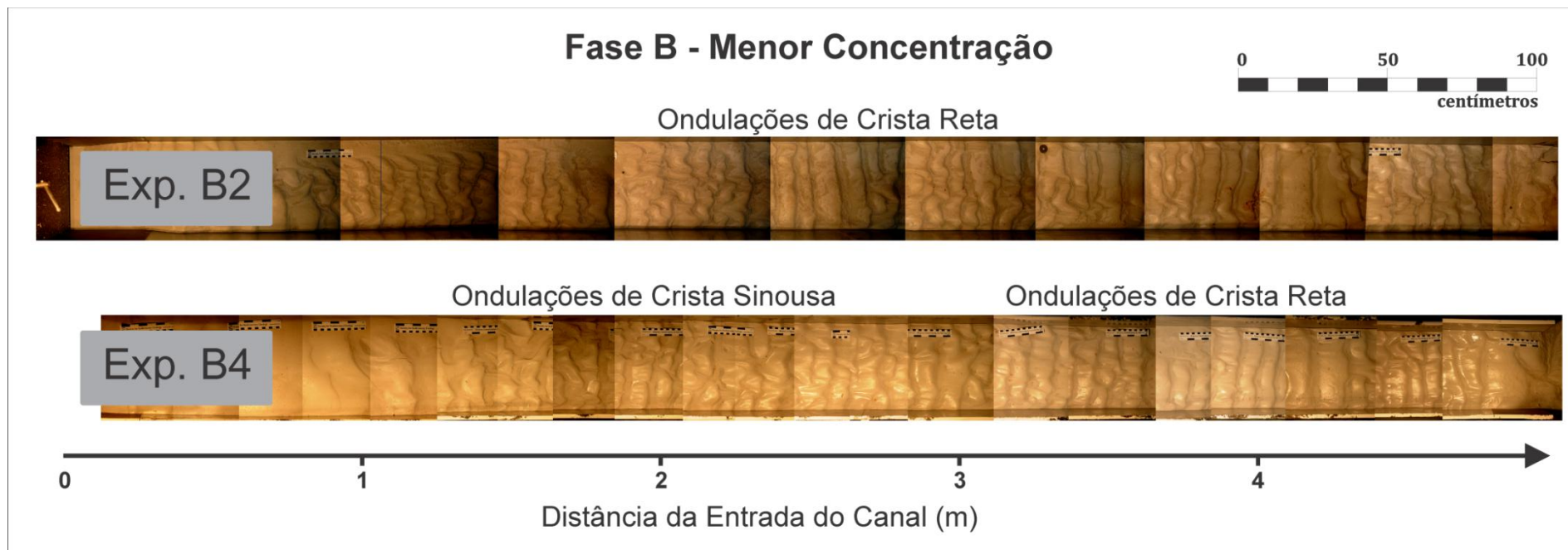


Figura 5.10 - Mosaico digital dos depósitos da Fase B (menor concentração), formado a partir das imagens em planta dos leitos dos ensaios.

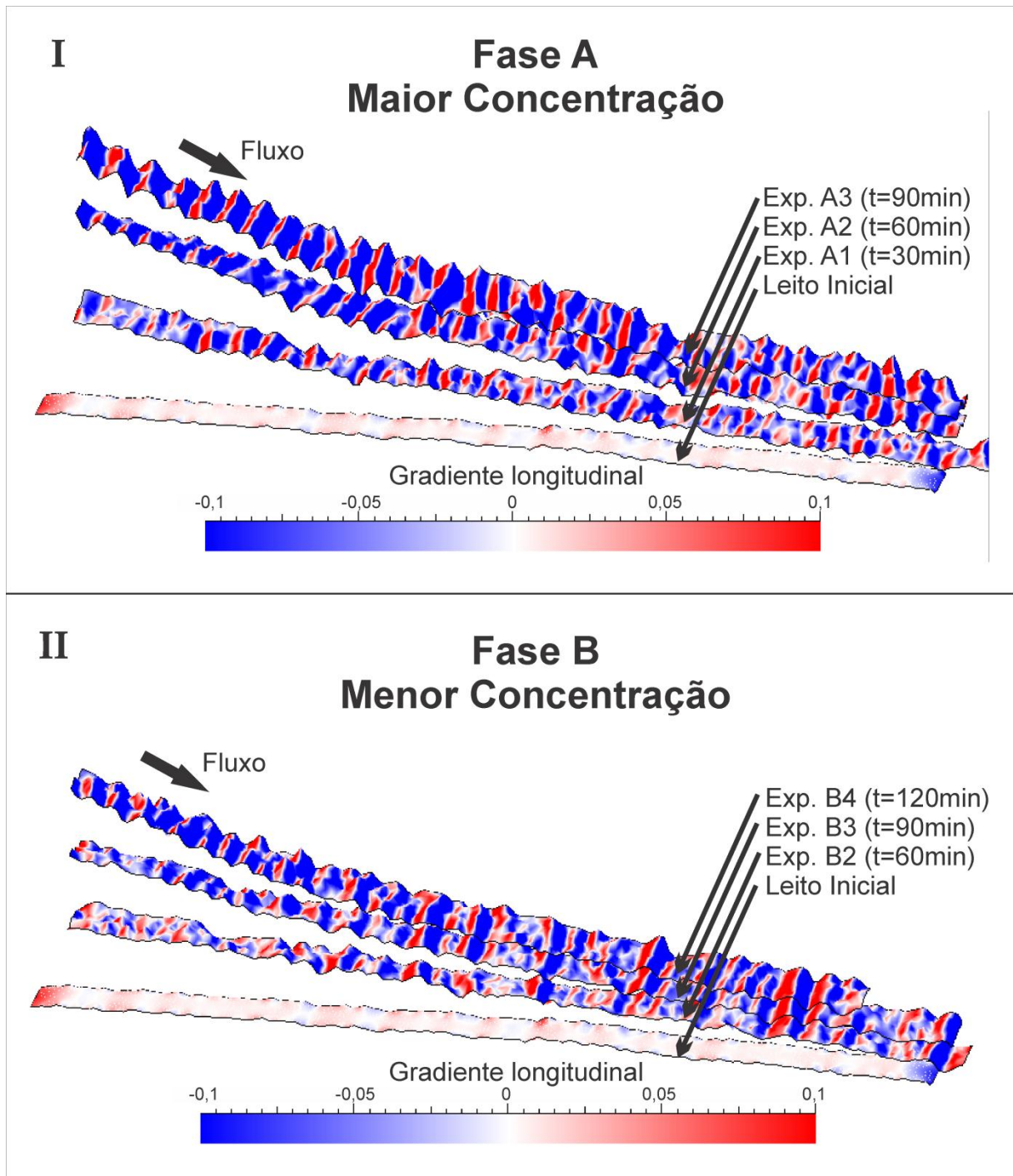


Figura 5.11 – Superfícies tridimensionais geradas a partir do levantamento batimétrico dos depósitos da (I) Fase A e (II) Fase B. A escala de cores indica o gradiente unitário longitudinal da superfície. Escala vertical exagerada por um fator de 5.

5.2.3 Migração das Formas de Fundo

A partir das superfícies virtuais geradas, uma linha batimétrica no eixo longitudinal do canal foi obtida a fim de verificar a evolução das formas de fundo, conforme foram sendo submetidas ao escoamento. As linhas batimétricas no eixo do canal (Figura 5.12) de cada superfície deposicional (rotacionada a inclinação do canal, *i.e.* 3°) representam a evolução temporal

dos depósitos, já que cada experimento foi submetido ao leito resultante do experimento anterior. Neste caso, cada uma das linhas batimétricas corresponde a um tempo de evolução, no caso, separadas por 30 min cada, o que permite estimar certas características do escoamento que as geraram, *e.g.* taxa de sedimentação e a taxa de migração das formas de fundo.

Inicialmente, pode-se perceber que o preenchimento do fundo falso do canal não foi totalmente regular, havendo certa inclinação inicial, porém esta pode ser considerada desprezível visto a inclinação inicial do canal (3°). A sequência das linhas batimétricas (Figura 5.12) das duas fases experimentais mostra uma maior deposição junto à região de injeção (proximal), havendo um decaimento gradual da espessura do depósito ao longo da distância do canal. As espessuras deposicionais dos experimentos com maior concentração (Fase A) são maiores do que as da Fase B (menor concentração), devido à maior quantidade de sedimento presente na corrente. Além disso, há um crescimento das dimensões das irregularidades (formas de fundo) geradas pelos escoamentos, permitindo realizar a correlação temporal das Ondulações geradas.

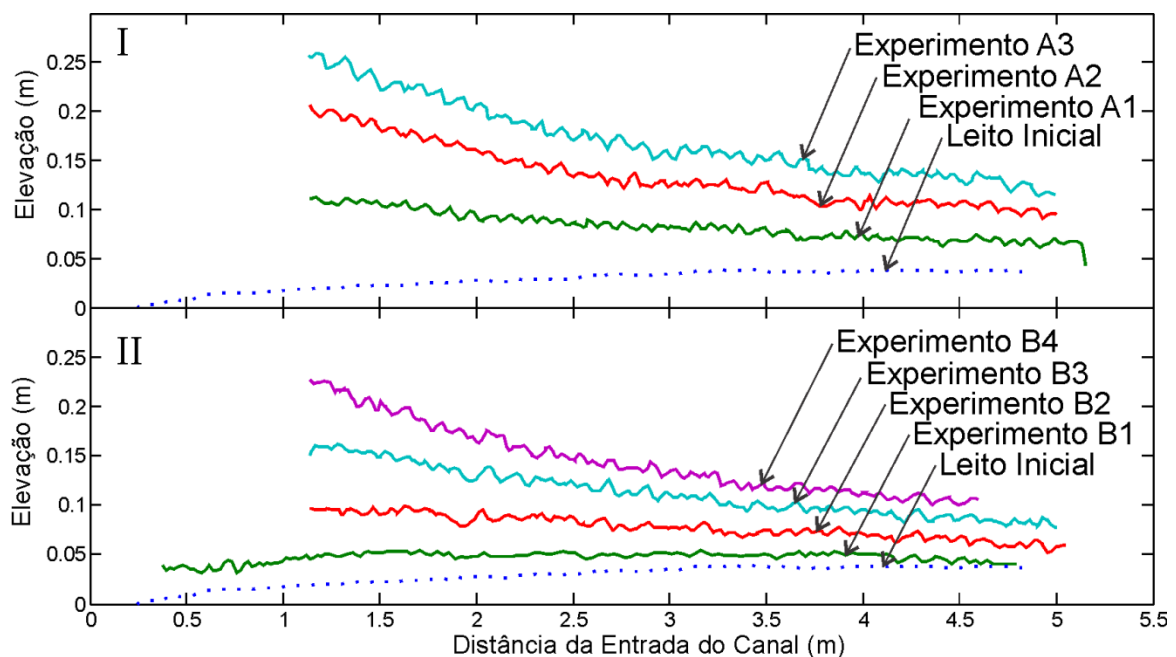


Figura 5.12 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, *i.e.* 3°) dos leitos finais de cada ensaio (I) Fase A e (II) Fase B.

As sequências foram utilizadas para determinar visualmente a direção de migração (Figura 5.13 e Figura 5.14) das Ondulações, as quais evoluíram de maneira a gerar marcas de cavalgamento. Ainda, as linhas batimétricas são utilizadas para determinar o Ângulo de Cavalgamento (AC) das Ondulações geradas, para os quais foram separados em termos médios conforme a distância (X) a partir da injeção em região proximal ($X < 3$ m) e distal ($X > 3$ m).

Na região proximal (Figura 5.13 I), os experimentos gerados por fluxos de maior concentração (Fase A) possuem um Ângulo de Cavalgamento constante durante a deposição gerada pelos experimentos A2 e A3, por outro lado, a região distal (Figura 5.13 II) mostra que houve uma alteração neste ângulo. Inicialmente, durante o experimento A2 o Ângulo de Cavalgamento apresentou menor inclinação, enquanto que o ensaio seguinte (A3) o ângulo foi maior. De maneira semelhante, o cavalgamento das Ondulações durante os experimentos de menor concentração (Fase B) apresentou variações na região proximal (Figura 5.14 I), havendo uma diminuição do Ângulo de Cavalgamento ao longo do tempo de evolução. Já na região distal (Figura 5.14 II), não foram apresentadas variações no Ângulo de Cavalgamento.

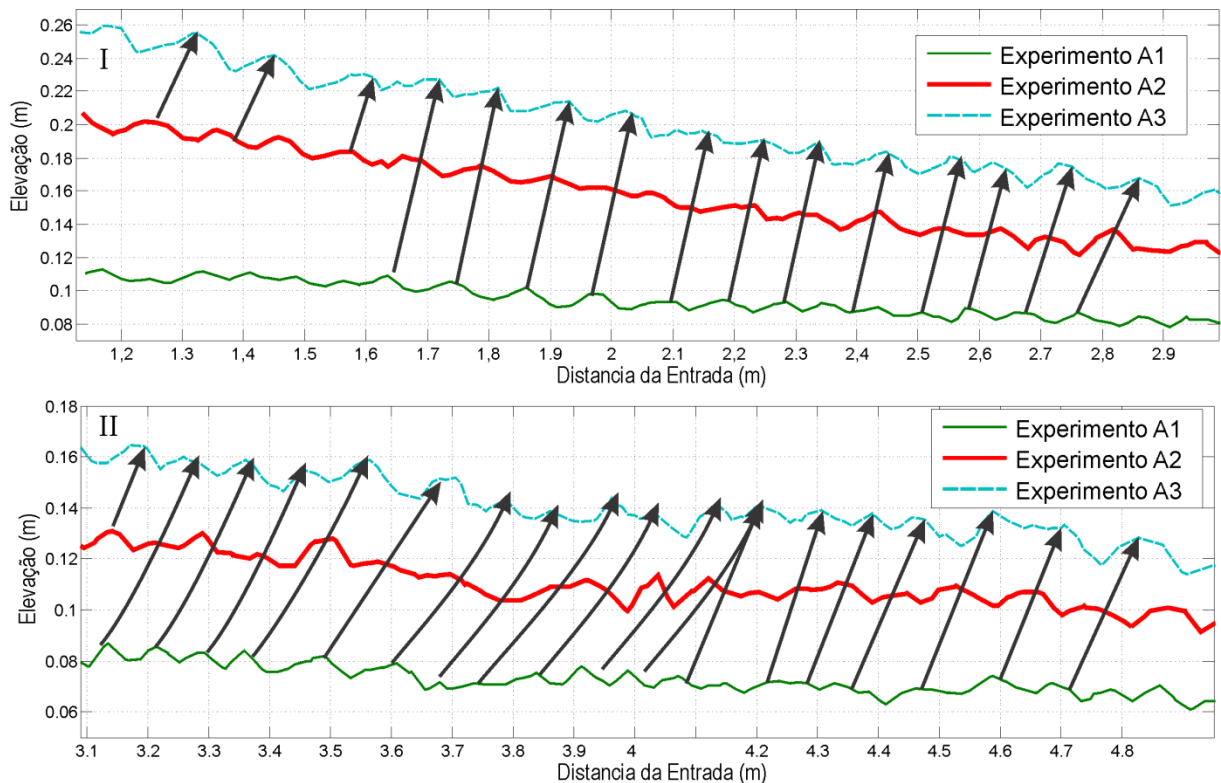


Figura 5.13 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, *i.e.* 3°), da Fase A utilizadas para a determinação da direção de migração das formas de fundo na região (I) proximal e (II) distal do depósito.

A partir do ângulo de cavalgamento das ondulações, é possível determinar duas características da formação das formas de fundo: a taxa de migração e a taxa de sedimentação. Isto é possível (Figura 5.15) pois cada linha batimétrica corresponde a um tempo de evolução e sua diferença resulta em um intervalo de tempo. As medições foram realizadas em cada forma de fundo encontrada, sendo avaliada a média das medições em cada região do canal, *i.e.* proximal ($X < 3$ m) e distal ($X > 3$ m).

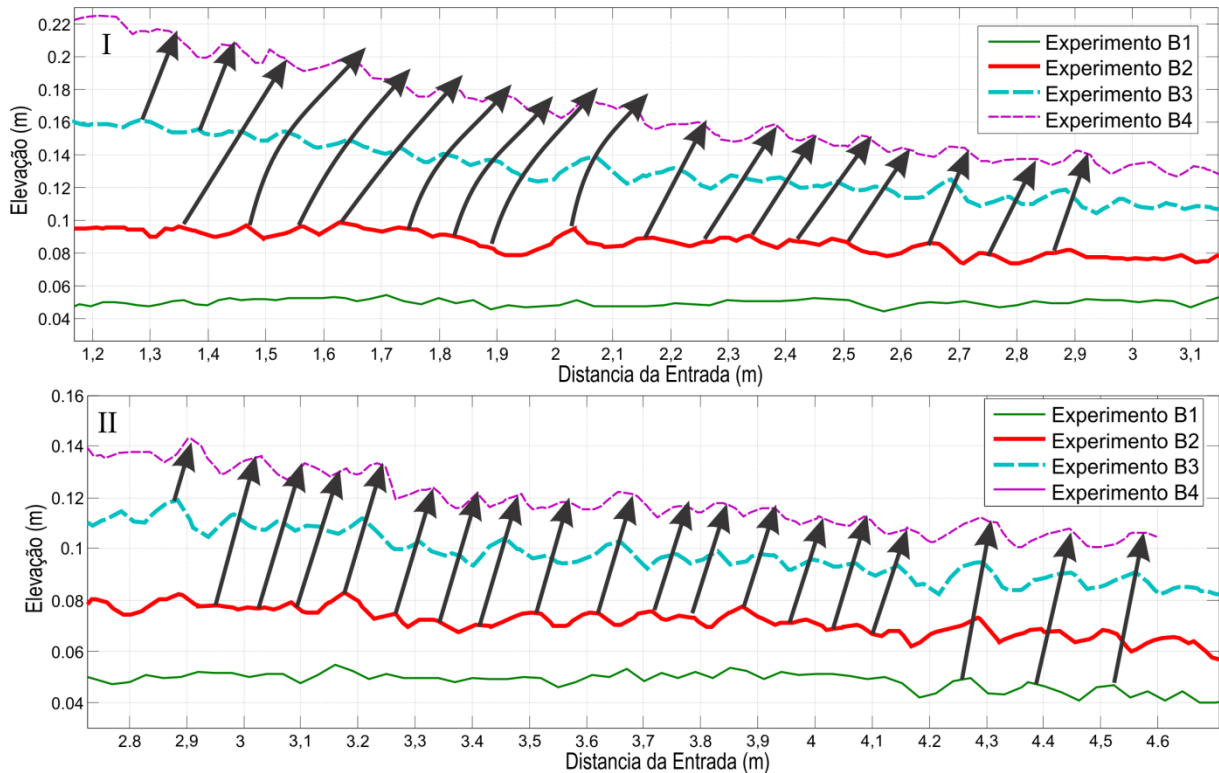
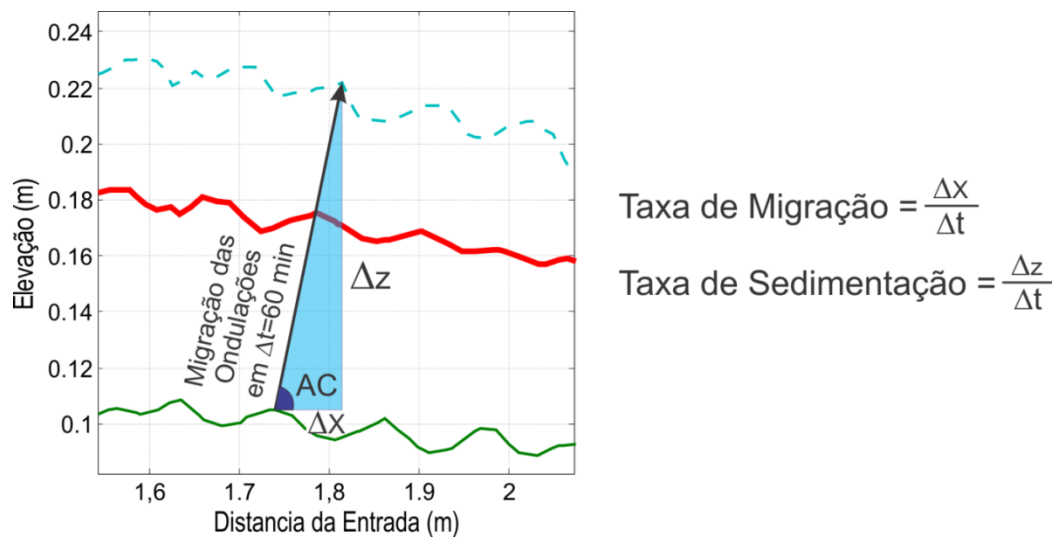


Figura 5.14 – Linhas batimétricas centrais rotacionadas (pela inclinação do canal, *i.e.* 3°), da Fase B utilizadas para a determinação da direção de migração das formas de fundo na região (I) proximal e (II) distal do depósito.



$$\text{Taxa de Migração} = \frac{\Delta x}{\Delta t}$$

$$\text{Taxa de Sedimentação} = \frac{\Delta z}{\Delta t}$$

Figura 5.15 – Exemplo das medições realizadas para determinação das taxas de migração e de sedimentação das formas de fundo.

As medidas da taxa de migração e deposição por suspensão indicam (Tabela 5.4) que, na fase experimental de maior concentração (Fase A), as formas de fundo migraram mais rapidamente na região distal do que proximal, porém a taxa de deposição apresentou comportamento contrário. Por outro lado, na Fase B (menor concentração), tanto a velocidade de migração quanto a taxa de deposição foram maiores na região proximal. O ângulo de cavalga-

mento revela a relação entre as duas taxas de movimentação das formas de fundo que, no caso da Fase A (maior concentração) mostra um decréscimo do ângulo na direção do fluxo, ou seja, houve uma alteração na relação entre as duas taxas ao longo do desenvolvimento. Já nos experimentos com menor concentração (Fase B), o ângulo de cavalgamento permanece praticamente inalterado, mostrando que houve uma diminuição relativa semelhante em ambas as taxas. Os Ângulos de Cavalgamento são classificados como sendo intermediários do Tipo B (segundo Allen, 1973), com exceção da região proximal dos experimentos de maior concentração (Fase A), na qual o cavalgamento é do Tipo A por apresentar $AC > 45^\circ$.

Tabela 5.4– Valores médios dos parâmetros de migração das Ondulações

	Taxa de Migração das Ondulações (mm/min)	Taxa de Sedimentação da Suspensão (mm/min)	Ângulo de cavalgamento das Ondulações
Fase A – Proximal	1,11	1,65	55,9°
Fase A – Distal	2,96	1,13	22,1°
Fase B – Proximal	1,98	1,30	35,0°
Fase B - Distal	1,07	0,75	36,1°

A Taxa de Migração das Ondulações pode ser associada à capacidade do escoamento em transportar o sedimento por arraste, o qual causa a erosão das formas de fundo na face à jusante (stoss) e deposição nas faces à montante (lee). Portanto, as fases experimentais apresentam comportamentos distintos, ocorrendo na Fase A (maior concentração), um aumento da Taxa de Migração ao longo do canal. Ao contrário, nos experimentos de menor concentração (Fase B), a região proximal apresenta maior Taxa de Migração. Em termos médios, as correntes da Fase A sofreram um aumento na velocidade ao longo do espaço ($dU/dx > 0$), por outro lado, os experimentos da Fase B (menor concentração) apresentaram menores velocidades ao longo do canal ($dU/dx < 0$).

Já a Taxa de Sedimentação por Suspensão comporta-se igualmente nas duas séries experimentais, tendo maiores taxas na região proximal do que na distal, sendo que os maiores valores são apresentados pela fase de maior concentração (Fase A). Isto se refere à perda gradual do sedimento da corrente ao longo do seu desenvolvimento, devido ao fato da mistura com o fluido ambiente e perda da capacidade de transportar o sedimento, levando à deposição.

5.2.4 Parametrização das Formas de Fundo

Utilizando os perfis longitudinais da batimetria (Figura 5.12) dos depósitos finais de cada experimento, os parâmetros geométricos (Figura 5.16) das Ondulações geradas foram

determinados a fim de caracterizá-los, além de permitir avaliar a evolução temporal das estruturas, à medida que foram sendo submetidas ao escoamento. As medições foram realizadas na seção de medição, ou seja, no intervalo entre 3,0 e 4,0 metros a partir do ponto de injeção do fluxo. Além disso, índices adimensionais característicos, geralmente utilizados para classificação das formas de fundo, foram determinados.

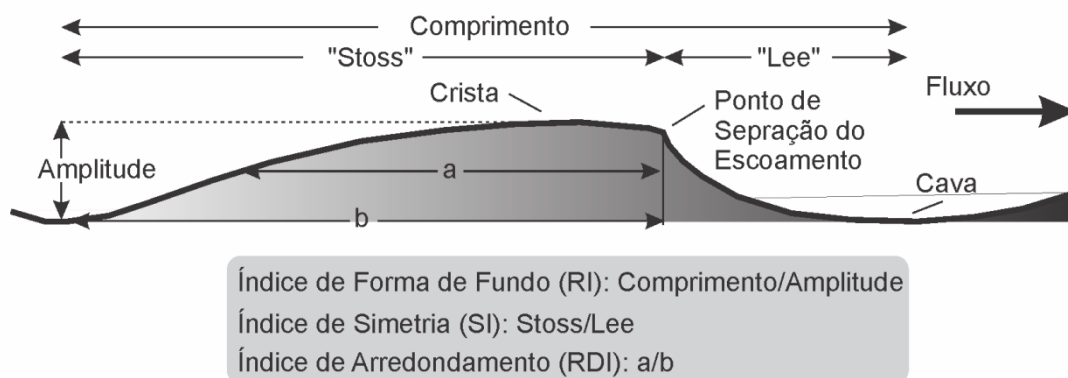


Figura 5.16 – Esquema identificando as dimensões utilizadas para caracterizar as formas de fundo geradas, além da definição dos índices adimensionais característicos calculados.

A evolução da amplitude e comprimento (Figura 5.17) das formas de fundo foi semelhante nas duas fases de experimentos. De maneira geral, a amplitude das ondulações aumentou ao longo do tempo e o seu comprimento diminuiu. Na Fase B (menor concentração), a tendência apresentada pela evolução do comprimento indica uma estabilização depois de aproximadamente 90 minutos de ensaio. Por outro lado, em ambas as fases experimentais, a altura das formas de fundo apresenta uma tendência de crescimento gradual. Ao serem comparados, os experimentos de maior concentração (Fase A) apresentaram maiores amplitudes e comprimentos em relação aos experimentos de menor concentração (Fase B). Os resultados foram comparados às relações Baas (1993) e Raudkivi (1997) para previsão das dimensões das Ondulações (Tabela 5.5), expressas pelas relações:

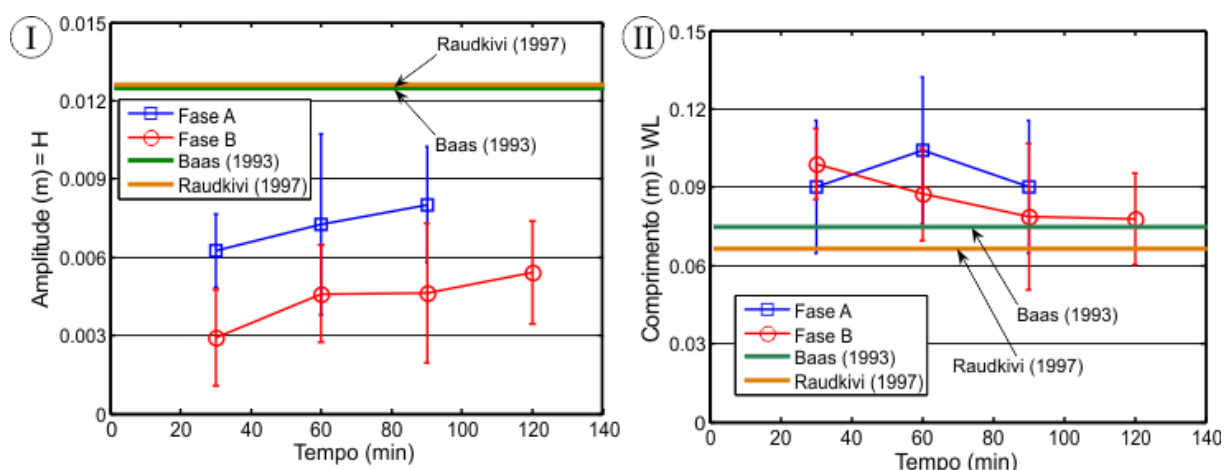


Figura 5.17 – Variação temporal da (I) Amplitude e do (II) Comprimento, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras. Além disso, encontram-se as previsões pelos modelos para a condição de equilíbrio.

Tabela 5.5– Fórmulas Empíricas para previsão das dimensões de Ondulações em escoamentos de canal em regime de equilíbrio

Baas (1993 <i>apud</i> Baas, 2011):	Raudkivi (1997):
$\lambda = 75,4 \log(d_s) + 197$	$\lambda = 245d_s^{0,35}$
$\Delta = 3,4 \log(d_s) + 18$	$\Delta = 18d_s^{0,1}$

Os valores previstos para a amplitude das Ondulações é semelhante ao utilizar os dois modelos, já os dados experimentais apresentam valores menores, longe dos valores de equilíbrio propostos. No caso do comprimento, a previsão dos modelos utilizados difere, já as observações dos ensaios de menor concentração (Fase B) indicam boa relação com o modelo de Baas (1993). Porém, a evolução da Fase A (maior concentração) não se ajusta aos modelos.

Quanto às alterações da projeção horizontal da face à montante (lee) e à jusante (stoss), pode-se verificar (Figura 5.18) a mesma tendência da evolução do comprimento da ondulação, ou seja, o parâmetro diminui e alcança um equilíbrio próximo aos 90 minutos. Tanto a face à jusante quanto à montante apresentam maiores comprimentos de projeção horizontal no caso da Fase A.

Os principais parâmetros adimensionais das formas de fundo, tais quais: o Índice de Simetria (SI), Índice da Forma de Fundo (RI) e o Índice de Arredondamento (RDI), permitem caracterizar e classificar as formas de fundo. Ambas as fases de ensaios apresentaram (Figura 5.19I) um pequeno aumento no Índice de Simetria (SI), ou seja, tornando-se mais assimétricas, inclusive, pode-se verificar a mesma tendência de estabilização após o tempo de 90 minutos. Apesar das variações, as formas de fundo resultantes dos experimentos com menor concentração (Fase B) foram mais assimétricas do que as de maior concentração (Fase A). Já o índice de Forma de Fundo (RI) apresenta (Figura 5.19II) um decréscimo temporal em ambas

as fases, sendo que a Fase B apresenta valores superiores aos da fase de maior concentração. Há uma queda brusca do índice no período inicial da Fase B, o que pode indicar um ajuste rápido do leito às condições do escoamento. Ao final das séries experimentais, o arredondamento das ondulações alcançou valores semelhantes nas duas fases de ensaios, havendo um maior arredondamento ao longo do tempo. Próximo aos 90 minutos de experimento, observa-se uma estabilização do parâmetro no caso da fase de menor concentração (Fase B).

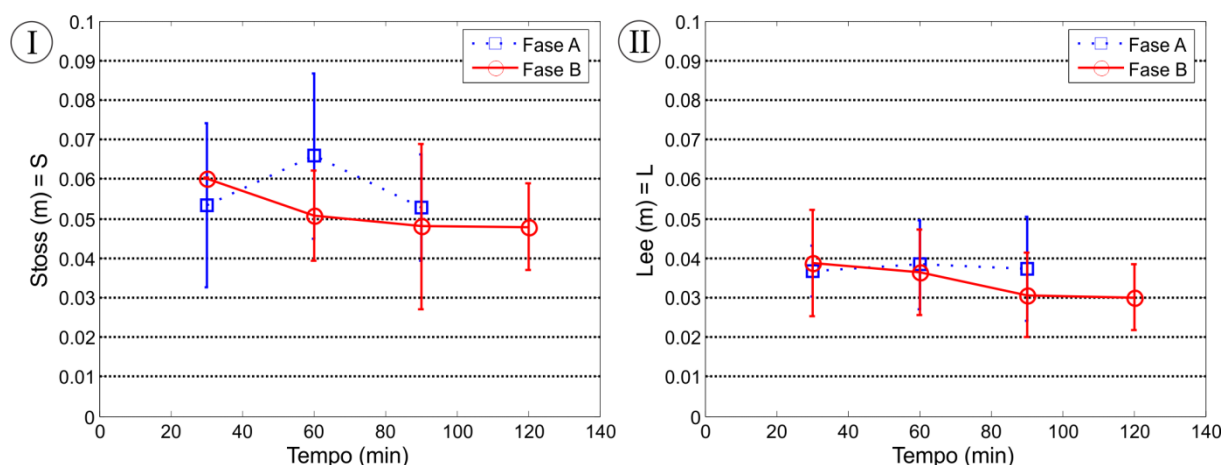


Figura 5.18 – Variação temporal das faces (I) Stoss e (II) Lee, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras.

A Figura 5.20 apresenta uma relação entre as formas de fundo e os índices de arredondamento e de simetria, por ela é possível classificar as formas de fundo obtidas segundo o mecanismo gerador: as geradas por correntes (escoamento unidirecional) e as geradas por ondas (escoamento oscilatório). As primeiras apresentam maior assimetria e arredondamento, já as formas de fundo geradas por ondas são simétricas e pouco arredondadas. Ao comparar os resultados obtidos, com os adquiridos por Yokokawa (1995) através da simulação de escoamentos unidirecionais, oscilatórios e combinados em laboratório, ambas as fases de ensaios agrupam-se na região de formas de fundo combinadas. Ou seja, as formas de fundo geradas apresentam influência tanto de escoamentos unidirecionais quanto oscilatórios, porém o levantamento realizado por Reineck e Wunderlich (1968), a partir de observações em campo, releva (Figura 5.21) que há uma região de sobreposição entre os dois tipos, a qual é dada por $1,0 < SI < 3,8$. Além disso, experimentos com escoamentos combinados realizados recentemente na Universidade de Illinois em um modelo físico de maiores dimensões do que o utilizado por Yokokawa (1995) confirmam as observações de Reineck e Wunderlich².

² Comunicação pessoal de Maurício Perillo, em 28 de abril de 2012.

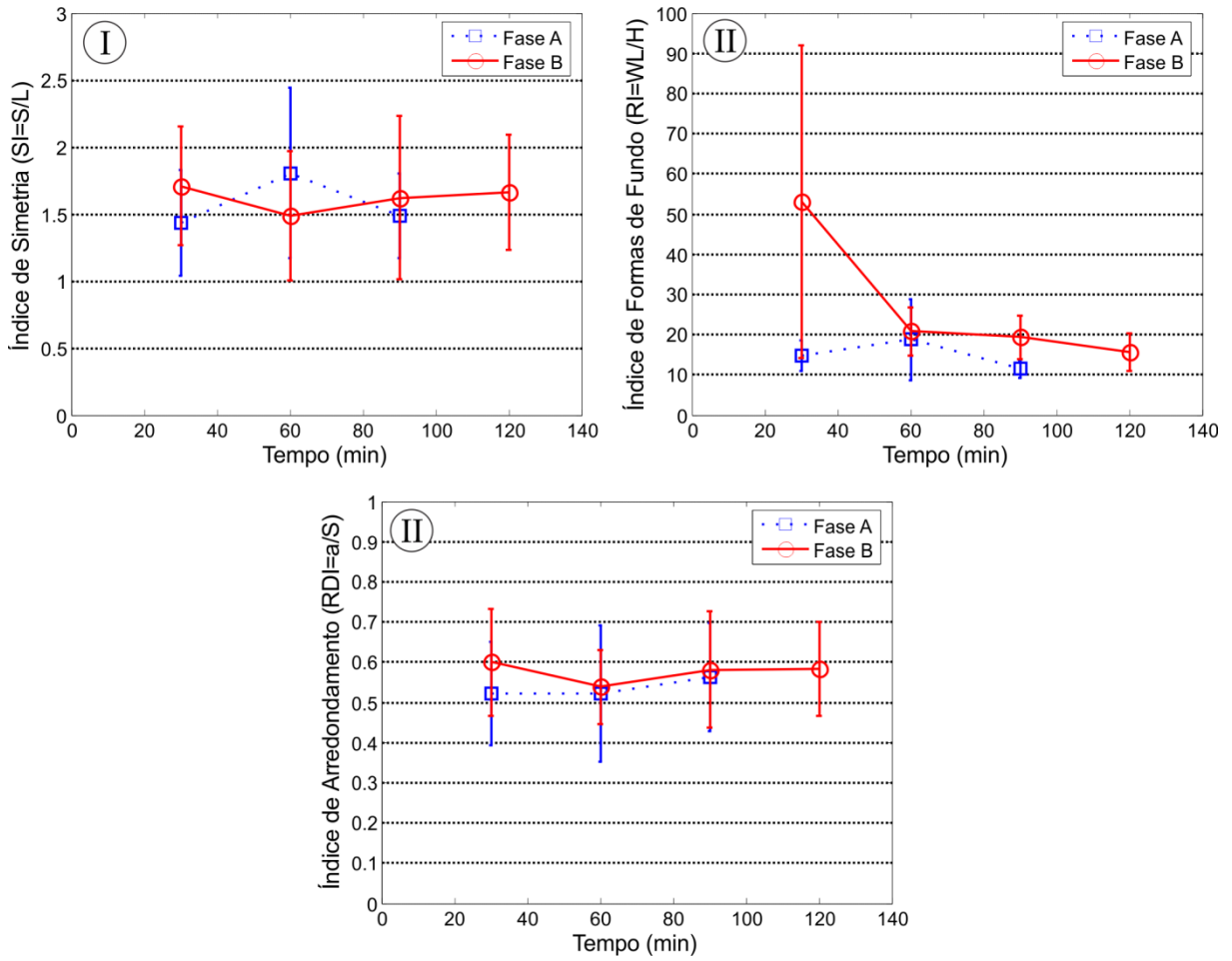


Figura 5.19 – Variação temporal dos Índices Adimensionais (I) SI, (II) RI e (III) RDI, as barras verticais correspondem ao desvio padrão das leituras.

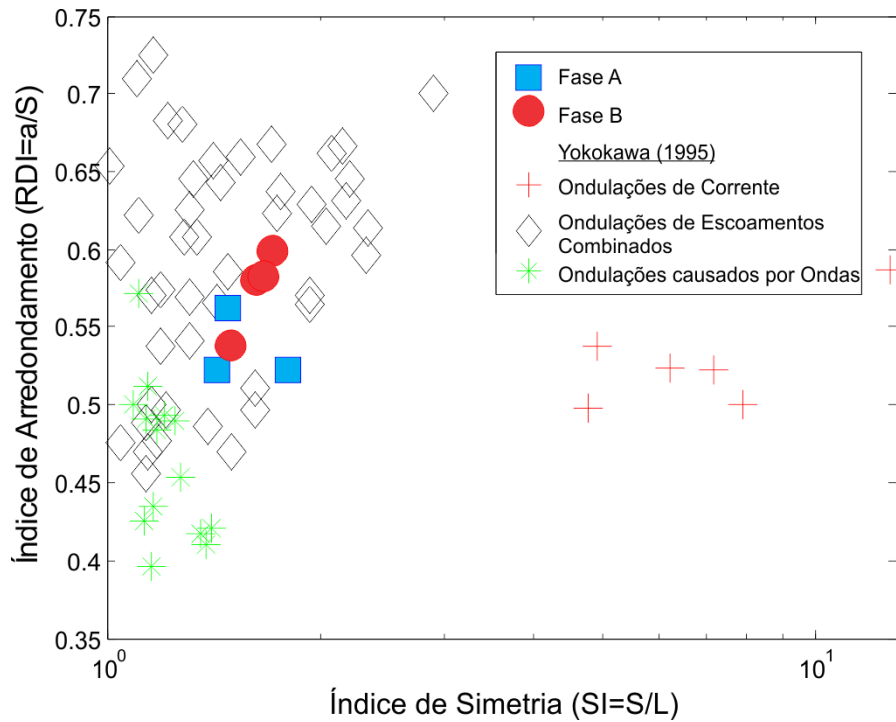


Figura 5.20 – Relação entre o Índice de Simetria (SI) e o Índice de Arredondamento (RDI), juntamente com os dados de Yokokawa (1995), classificados segundo o tipo de escoamento gerador das formas de fundo.

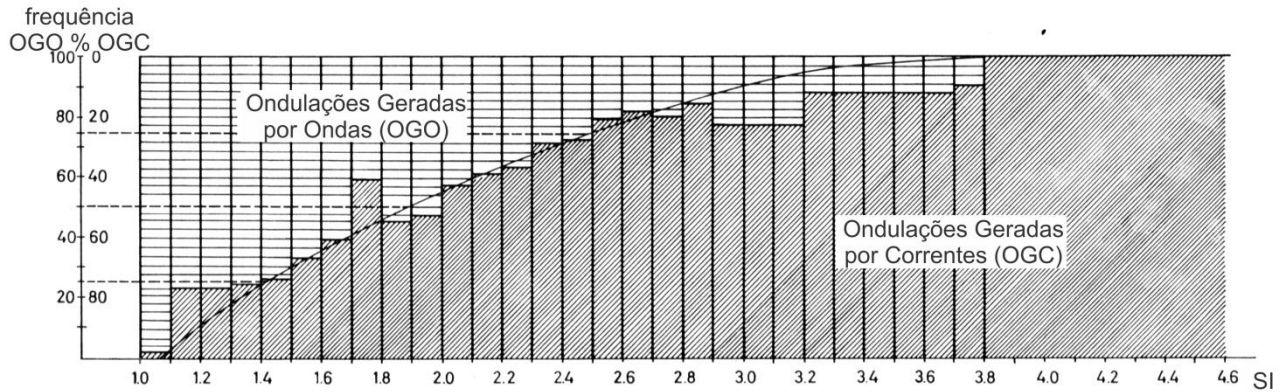


Figura 5.21 – Distribuição de frequência do Índice de Simetria (SI) para Ondulações geradas por Correntes e por Ondas (Reineck e Wunderlich, 1968).

5.2.5 Resistência ao Escoamento Devido à Presença das Formas de Fundo

A partição da resistência total para determinação das componentes de resistência de grão e de forma foi feita a partir do método proposto por García e Parker (1993) para correntes de turbidez em regime turbulento liso ($Re_* < 4$), conforme seção 3.4.3. A contribuição devido à resistência de grão para o coeficiente de resistência (c_{fs}) foi determinada iterativamente através da relação:

$$c_{fs} = \left\{ 1 + \frac{1}{2} c_D \frac{\Delta_b}{l_b} \kappa^{-2} \left[\ln \left(\frac{9c_{fs}^{0,5} U \Delta_b}{v} \right) - 1 \right]^2 \right\}^{-1} c_f, \quad (5-14)$$

onde o coeficiente de arraste foi avaliado pelos autores sendo $c_f = 0,21$ (Nelson e Smith, 1989), $\kappa = 0,41$ é a constante de von Karman e Δ e λ são a amplitude e o comprimento das formas de fundo.

Ao subtrair do coeficiente de resistência total (c_f) a componente devido ao grão (c_{fs}), utilizando a relação (3-67) é possível obter a componente devido à forma (c_{ff}). Os coeficientes de resistência estão relacionados à tensão cisalhante junto ao fundo pelas relações:

$$\frac{\tau_{bs}}{\rho} = u_{*s}^2 = c_{fs} U^2; \quad (5-15)$$

$$\frac{\tau_{bf}}{\rho} = u_{*f}^2 = c_{ff} U^2. \quad (5-16)$$

A evolução temporal dos parâmetros do coeficiente de resistência (Tabela 5.6) mostra que, em termos totais (c_f), há um período de maior oscilação da grandeza, até $t = 20$ min e

$t = 59$ min na Fase A e Fase B, respectivamente. Porém, após este período, as variações do parâmetro são reduzidas. Quanto a partição das resistências, vê-se claramente um aumento da contribuição da resistência de forma (c_{ff}) ao longo da evolução do escoamento que, de maneira semelhante, também alcança um período de estabilização das variações.

Tabela 5.6 – Evolução temporal dos coeficientes de resistência total e suas componentes devido ao grão e à forma.

	Exp.	t (min)	c_f	c_{fs}	c_{ff}	c_{fs}/c_f	c_{ff}/c_f
Fase A	A1	9	0,023	0,021	0,002	89,4%	10,6%
		20	0,033	0,013	0,020	39,7%	60,3%
	A2	35	0,016	0,007	0,009	42,2%	57,8%
		55	0,012	0,005	0,007	39,8%	60,2%
	A3	66	0,018	0,007	0,011	38,6%	61,4%
		83	0,016	0,006	0,011	33,7%	66,3%
Fase B	B1	5	0,012	0,011	0,001	91,0%	9,0%
		19	0,017	0,011	0,005	68,5%	31,5%
	B2	36	0,023	0,016	0,007	67,9%	32,1%
		59	0,025	0,013	0,012	51,5%	48,5%
	B3	72	0,015	0,008	0,007	52,6%	47,4%
		86	0,015	0,008	0,008	50,6%	49,4%
	B4	98	0,015	0,008	0,007	50,6%	49,4%
		116	0,016	0,007	0,009	45,7%	54,3%

A evolução da resistência gerada pelas diferentes formas de fundo foi atestada por Raudkivi (1990) através de experimentos em laboratório. De maneira semelhante, os dados obtidos neste trabalho apresentam (Figura 5.22) uma relação próxima à encontrada por Raudkivi, havendo um aumento da energia do escoamento (no caso, representado pela velocidade) e um aumento tanto da resistência devido ao grão quanto da resistência total. Os experimentos realizados com maior concentração (Fase A) apresentam maior velocidade e resistência, tendo uma maior diferença entre a resistência total e de grão, a qual corresponde à resistência à forma. Portanto, as formas de fundo geradas pelas correntes de menor concentração apresentaram menor resistência ao escoamento do que as de maior concentração. Ao se ajustar uma lei de potência aos dados, atesta-se que a resistência total cresce numa taxa maior do que a resistência devido ao grão. Ao realizar a correspondência deste resultado com o obtido por Raudkivi é possível relacioná-lo com a zona inicial de Ondulações, anteriormente ao pico de resistência devido à forma, correspondente à zona de Dunas. Além disso, os valores de Re_* são

também utilizados para classificar as formas de fundo, pois é consenso que, no caso de escoamento turbulento lisos ($Re_* < 4$), as Ondulações são predominantemente geradas, sendo o caso dos experimentos aqui relatados para os quais o número de Reynolds do grão (Re_*) variou entre 0,31 e 0,57.

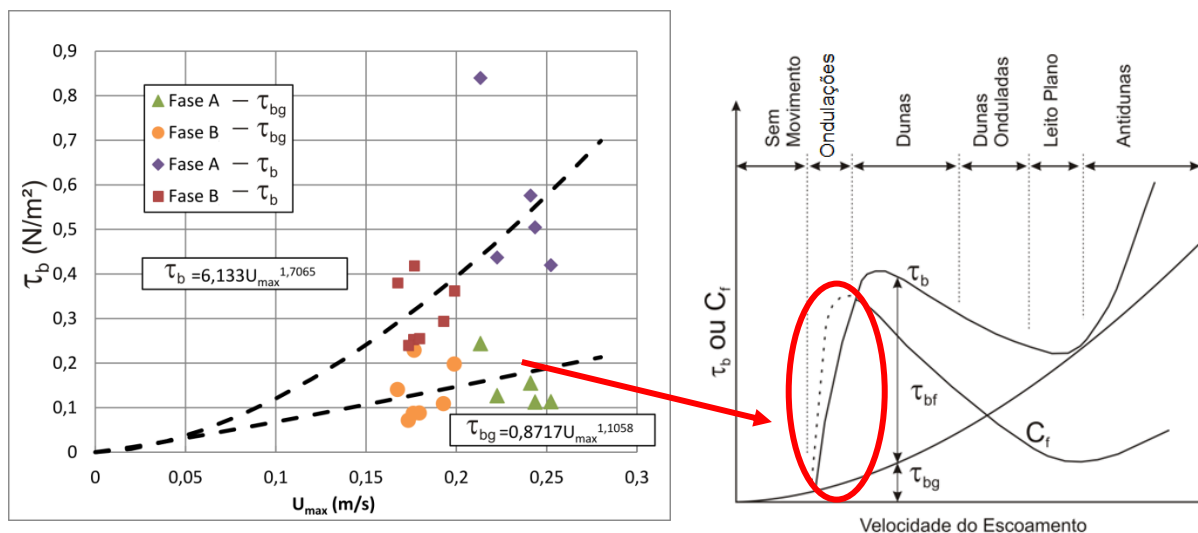


Figura 5.22 – Relação entre o cisalhamento gerado junto ao leito (τ_b) e a velocidade máxima da corrente ($u_{m\acute{a}x}$) com os (I) dados experimentais e a (II) relação observada por Raudkivi (1990). A componente do cisalhamento devido ao grão também é relacionada e uma função de ajuste de potência foi criada.

De maneira semelhante, Engelund e Hansen (1967) utilizaram dados obtidos em campanhas de campo em escoamentos fluviais para classificar as formas de fundo, conforme sua relação entre a resistência de grão e total. Os dados experimentais obtidos nos experimentos da Fase A (maior concentração) ficam fora das curvas construídas (Figura 5.23) por Engelund e Hansen e preveem erroneamente configurações de Leito Plano ou de Antidunas. Do mesmo modo, Dunas e Leito Plano são previstos no caso de escoamentos com menor concentração (Fase B), não condizendo com o observado nos ensaios. As últimas medições de cada fase experimental estão identificadas (seta e círculos verdes) na Figura 5.23, as quais, ao contrário das medições iniciais, encontram-se mais próximas ao ajuste de Engelund e Hansen (1967). Porém, tais medidas ainda preveem formas de fundo próximas à transição entre Regime Inferior e Superior, as quais não condizem com as observações. É possível associar o fato ao sedimento utilizado nos experimentos, os quais apresentam maior efeito viscoso do que em escoamento naturais (utilizados por Engelund e Hansen, 1967). Deste modo, a condição crítica para o início do movimento no caso de grãos de pequeno diâmetro ($d_s < 0,062$ mm) é necessariamente maior que no caso dos grãos arenosos, o que pode ter levado à discrepância dos valores previstos.

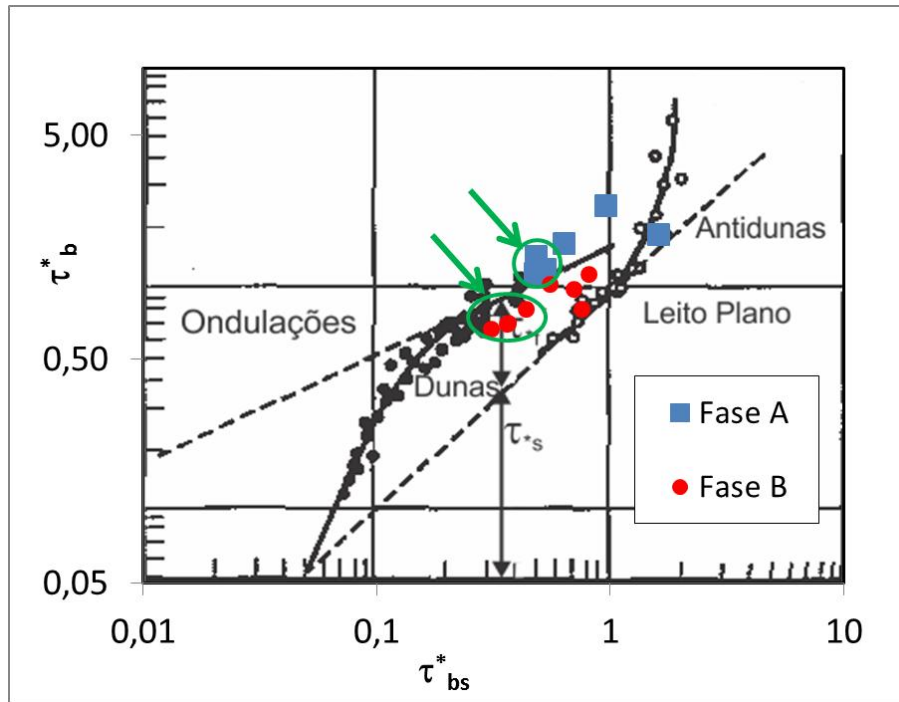


Figura 5.23 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Engelund e Hansen (1967)

5.2.6 Uso de Previsores de Formas de Fundo

Elementos para a previsão da ocorrência de formas de fundo foram concebidos a partir de parâmetros do escoamento e da geometria das ondulações, no caso de escoamentos subaéreos, tanto com dados de laboratório quanto com dados de campo (García, 2008). Apesar das diferenças já citadas quanto ao escoamento das correntes de turbidez e fluviais, algumas comparações são realizadas, de maneira a verificar o comportamento dos dados e da qualidade da previsão dos modelos.

O predictor de Athallah (1968) apresenta a variação da transição entre regime inferior e superior, a qual é função de uma chamada “submergência relativa”, dada pela razão entre o Raio Hidráulico e o d_s do sedimento. Em um primeiro momento, a previsão é realizada (Figura 5.24 I) com o uso do número de Froude densimétrico (Fr'), relacionado ao número de Richardson ($Ri = 1/ Fr'^2$), o qual é avaliado por:

$$Fr' = \frac{U}{\sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho} H}} \quad (5-17)$$

Onde H é avaliado como a espessura média da corrente, equivalendo-se da profundidade do canal, no caso dos escoamentos fluviais. Ao aplicar os dados experimentais, a avaliação do modelo de Athallah (1968) resulta em uma previsão sem correspondência com as observa-

ções. No caso, foram previstas Antidunas ou Quedas e Piscinas, inclusive a dispersão de ambas as fases experimentais posicionam-se afastados dos dados obtidos por Athallah. Posteriormente, a avaliação é feita (Figura 5.24 II) correlacionando as escalas da camada basal (alta concentração), a qual é responsável pela maior parte do transporte sedimento e, portanto, das formas de fundo, segundo metodologia de Sequeiros (2008). Com isso, o número de Froude densimétrico é expresso por:

$$Fr'_{m\acute{a}x} = \frac{U}{\sqrt{g \frac{\Delta\rho}{\rho} H_{m\acute{a}x}}}, \quad (5-18)$$

onde $H_{m\acute{a}x}$ é a altura correspondente ao ponto da máxima velocidade [$z(u = u_{m\acute{a}x})$]. Além disso, o raio hidráulico (R_h) é também avaliado com o uso da altura $H_{m\acute{a}x}$, dada por:

$$R_{h_{m\acute{a}x}} = (H_{m\acute{a}x}l)/(l + 2H_{m\acute{a}x}), \quad (5-19)$$

onde l é a largura do canal.

Ao aplicar o previsor de Athallah (1968) aos dados obtidos pelos experimentos é possível verificar uma boa correlação com as formas de fundo apresentadas, as quais são corretamente previstas como sendo Ondulações na fase de menor concentração (Fase B). E, os experimentos de maior concentração (Fase A) situam-se numa zona de transição entre Ondulações e Dunas, podendo ser associado ao aumento da resistência de forma e da tridimensionalidade das formas de fundo apresentadas.

Bogardi (1974) identificou a geração de diferentes formas de fundo segundo a relação entre o diâmetro d_{50} e um parâmetro de estabilidade semelhante ao de Shields, dado por $gd_s/u_*^2 = 0,6\tau_b^*$. A previsão realizada utilizando os dados obtidos por Bogardi (Figura 5.25) são coerentes com as formas de fundo obtidas nos experimentos. As pequenas Ondulações apresentadas pelos experimentos de menor concentração (Fase B) são previstas corretamente ao concentrar os pontos experimentais nesta zona. Já os experimentos de maior concentração (Fase A) encontram-se, na sua maioria, na região de Ondulações, porém com alguma proximidade da região de transição para Dunas. As pequenas diferenças geométricas e os aspectos tridimensionais que as distinguem daquelas geradas na Fase A, podem ser indícios desta transição.

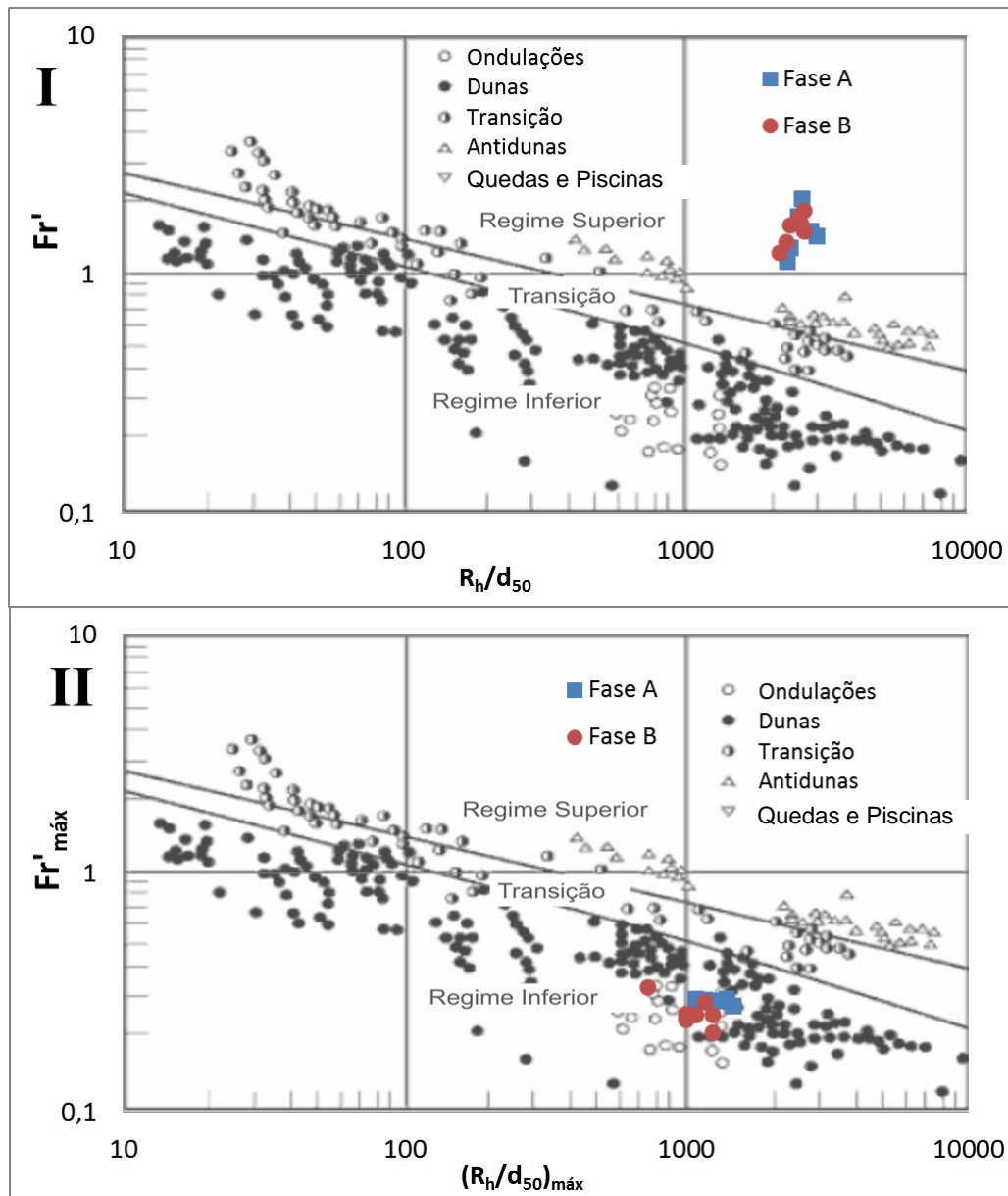


Figura 5.24 – Previsor de formas de fundo segundo o regime inferior e superior por Athaullah (1968), avaliado segundo as (I) escalas integrais médias e (II) as escalas características da camada basal.

Bechteler *et al.* (1991) utilizou o diagrama de Bonnefille-Pernecker para estudar o transporte sedimentar em rios alpinos, o modelo relaciona o número de Reynolds do grão com o diâmetro do grão adimensional, onde:

$$D_* = D \left(\frac{gR}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5-20)$$

Ao utilizar o modelo aos dados obtidos, a previsão das formas de fundo (Figura 5.26) no caso dos experimentos de menor concentração conduz a sua classificação como Ondulações, coincidindo com a observação. Ao contrário, os pontos experimentais da Fase A (maior con-

centração) indicam uma zona de transição entre ondulações e leito plano, o que não coincide com as características das formas de fundo apresentadas.

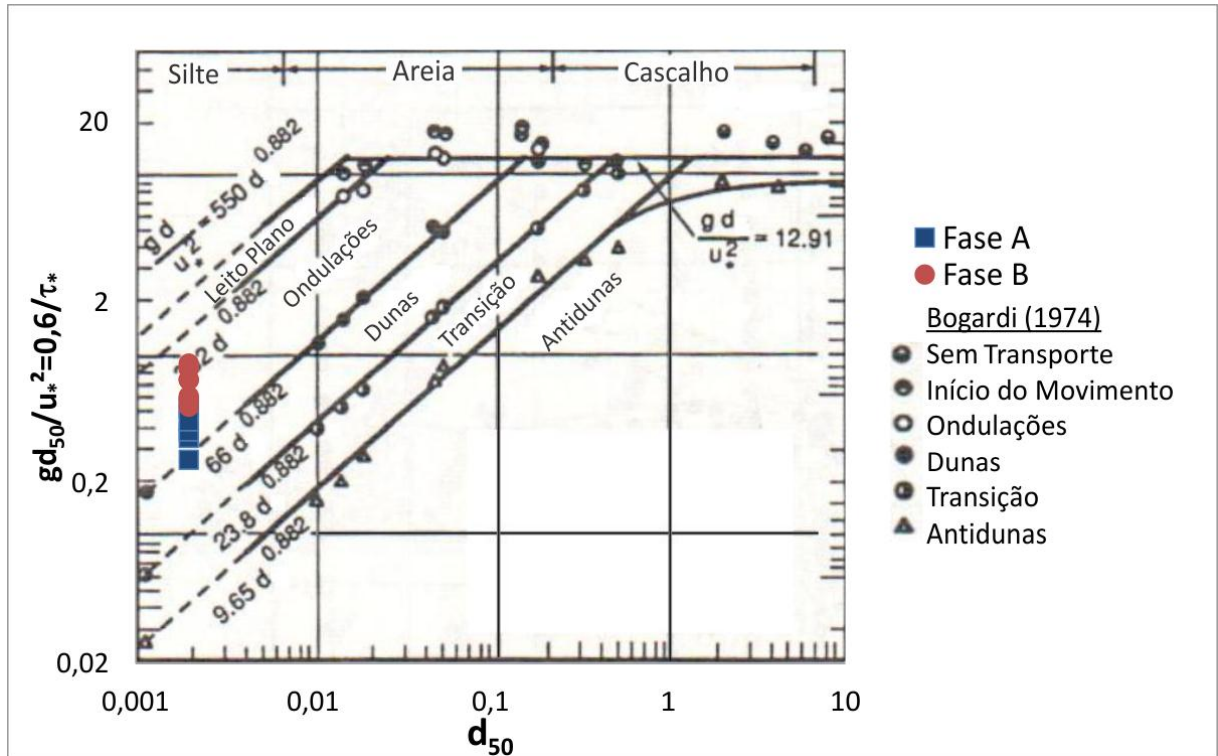


Figura 5.25 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Bogardi (1974), o qual relaciona o diâmetro d_{50} com parâmetro de estabilidade $gd_s/u_*^2 = 0,6\tau_b^*$ – modificado de Julien (1998).

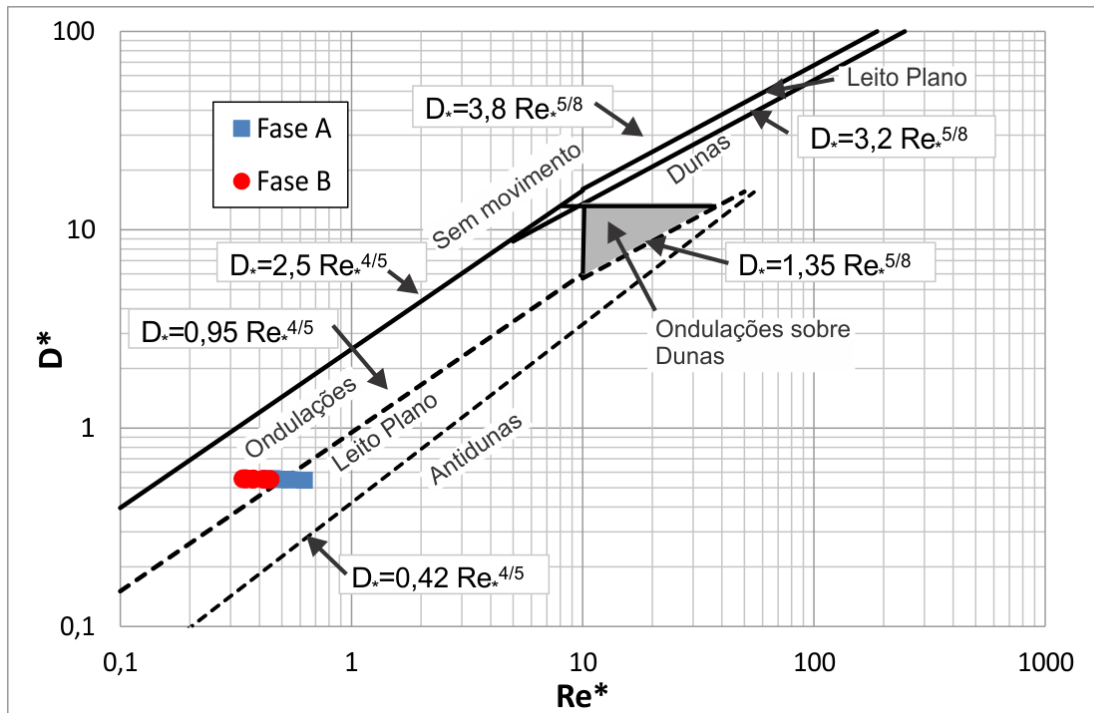


Figura 5.26 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Bechteler et al. (1991)

Simons e Richards (1961) estenderam o previsor gerado por Liu (1957), o qual (Figura 5.27) comporta-se semelhante ao de Bogardi (1974) quando aplicados aos dados experimentais, onde os experimentos de maior concentração encontram-se numa zona de transição entre Ondulações e Dunas. Já para a Fase B (menor concentração) a previsão de Ondulações é coerente com as observações. Por apresentarem algumas diferenças geométricas, *e.g.* amplitude, tridimensionalidade, a zona de transição prevista, no caso da Fase A, pode estar condizente com o observado.

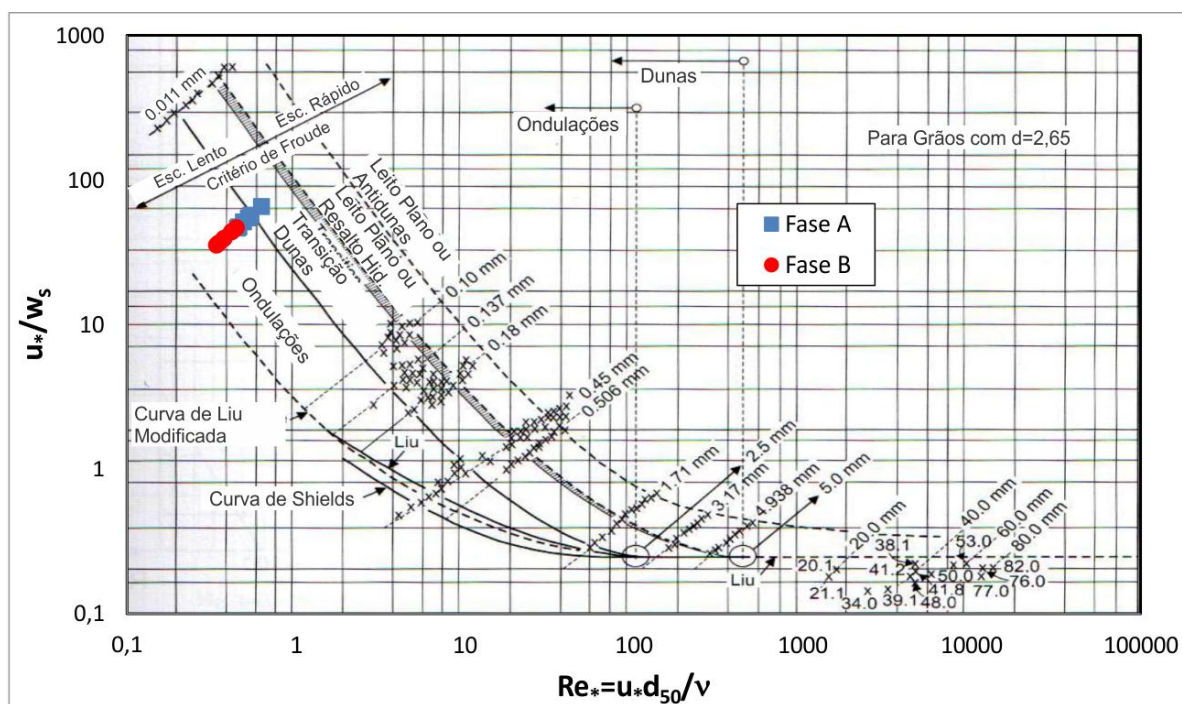


Figura 5.27 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Liu (1957) e estendido por Simons e Richards (1961).

Chaubert e Chauvin (1963) utilizaram o Diagrama de Shields (1936), para início de movimento do grão, para criar um critério de classificação de formas de fundo geradas pelos escoamentos aluviais. Utilizando os dados experimentais obtidos, a dispersão (Figura 5.28) encontra-se em uma zona afastada tanto dos dados utilizados por Chaubert e Chauvin para a construção do previsor, quanto dos dados utilizados por Shields (limitados pelo intervalo da curva para início de movimento $4 < Re_* < 150$) para construir a curva da condição crítica de movimento do grão. Neste caso, agrega-se um grande erro na previsão e os resultados devem ser utilizados com cautela. Porém, em ambas as fases experimentais, os dados gerados posicionam-se na região de Ondulações, o que condiz corretamente com os resultados. Além disso, dados experimentais de correntes de densidade: salinas e compostas por sedimento providas de experimentos em laboratório (Parker *et al.*, 1987; Garcia e Parker, 1993; Sequeiros *et al.*, 2010). Nesta figura (Figura 5.28) são apresentados os dados gerados a partir de correntes de

densidade em laboratório (Parker *et al.*, 1987; García e Parker, 1993; Sequeiros *et al.*, 2010), os quais distribuem-se seguindo tendência similar aos dados obtidos em fluxos aluviais e expressos pelas setas identificadas pela valor de D_* . Para os dados obtidos com material de densidade 2,65 (Parker *et al.*, 1987 e 1 série de Sequeiros *et al.*, 2010), nota-se, para um valor de τ_{b*} constante, uma tendência de diminuir o valor de Re_* , com a diminuição de diâmetro da partícula, os dados deste experimento apresentam relação entre τ_{b*} e Re_* compatível com este comportamento. Apesar dos dados não possuírem classificação segundo as formas de fundo geradas, pode-se verificar a concordância dos dados com o limite de início de movimento de Shields (1936), havendo uma tendência a diminuir o τ_{b*} com o aumento do D_* , indicado pelos efeitos coesivos dos grãos.

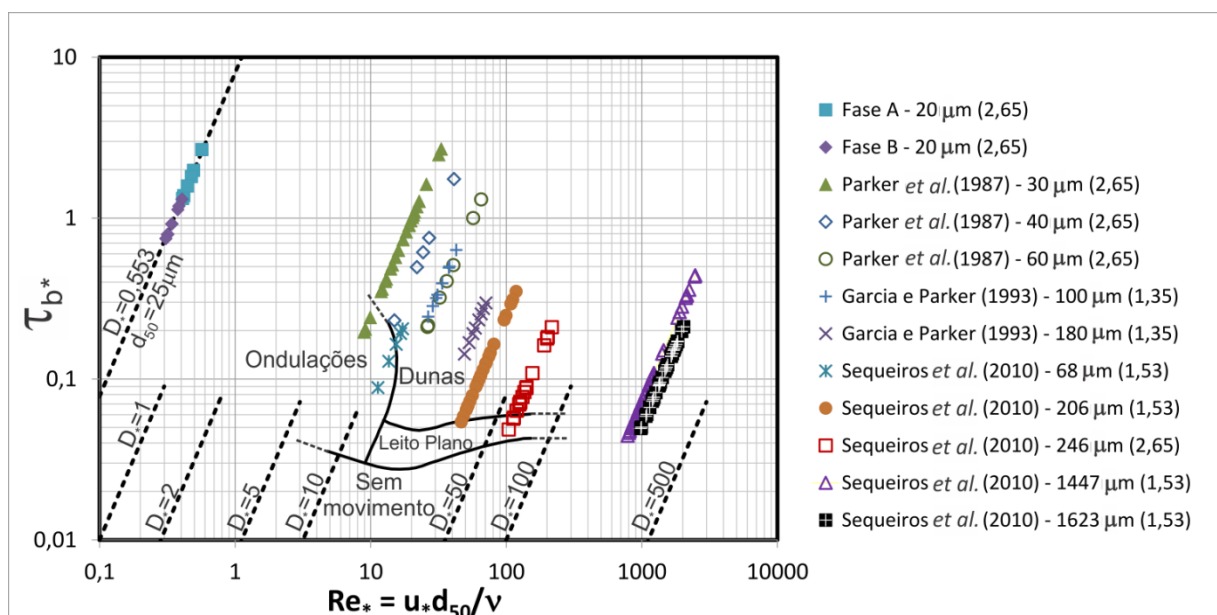


Figura 5.28 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Chaubert e Chauvin (1963).

Brownlie (1981) propôs substituir o parâmetro Re_* , o qual é de difícil avaliação pois é necessário conhecer u_* , pelo parâmetro R_p , o qual é composto apenas por grandezas do sedimento. Desta maneira, a relação com τ_{b*} pode ser avaliada mais facilmente (principalmente para fins da prática da Engenharia). Diagramas semelhantes ao de Brownlie (1981) também utilizaram o parâmetro análogo D_* , *e.g.* Bonnefille (1963), Smith (1977), van Rijn (1984), García e Maza (1997). Ao serem aplicados os dados obtidos no trabalho, o modelo comporta-se de maneira semelhante ao anterior (Figura 5.28), os dados experimentais conformam-se à condição de início de movimento (Figura 5.29), apresentando maiores τ_{b*} experimentos com menor tamanho de grão. Observando a condição de início de movimento do grão, nota-se que os grãos de menor tamanho exigem tensões cisalhantes maiores e que, tanto os dados deste

trabalho, quanto os de Parker *et al.* (1987) com quartzo, caem na região onde ocorre apenas transporte por suspensão.

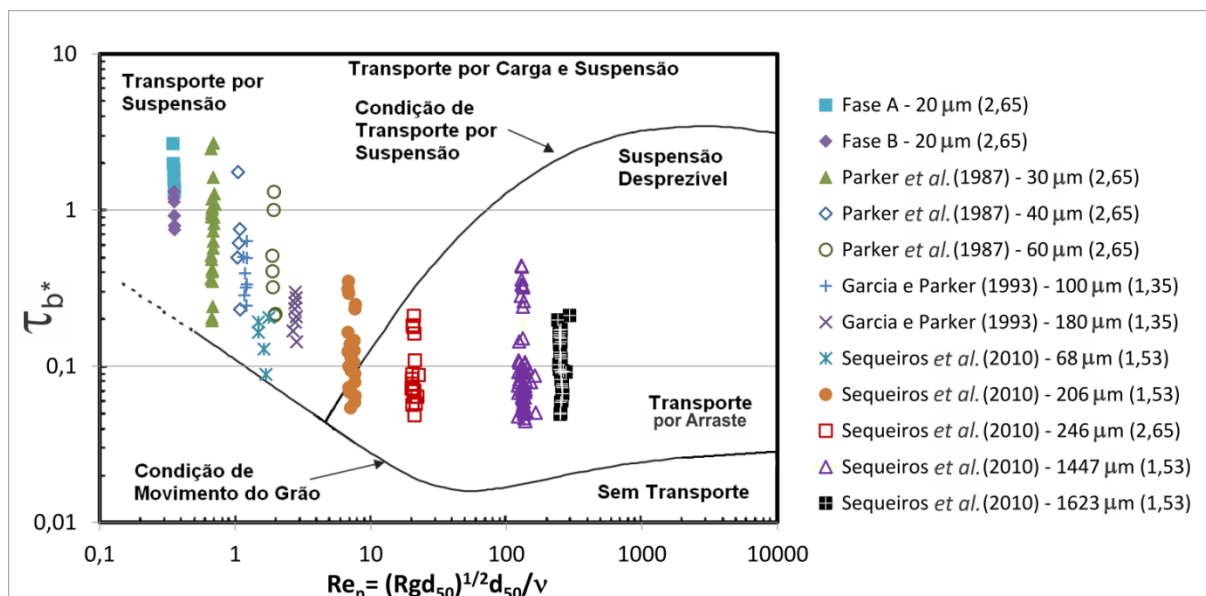


Figura 5.29 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por Brownlie (1981).

O estudo de van den Berg e van Gelder (1993) apresenta um dos mais completos diagramas de estabilidade de formas de fundo (Figura 5.30) pois incluiu uma grande gama de dados em laboratório (372 dados) e em campo (262 observações). Além disso, a base de dados compreendeu dados com sedimentos finos (granulometria areia fina e silte), os quais são escassos na maioria dos previsores, abrangendo diâmetros desde 80 até 5100 μm e profundidades de canal de 1 até 15 m. Semelhante aos trabalhos anteriores, os autores se basearam no critério de mobilidade devido ao grão (τ_{bg*}), o qual é relacionado ao transporte sedimentar, e relacionado com o parâmetro adimensional do grão (D_*). O modelo de van den Berg e van Gelder (1993) prevê, aos casos modelados neste trabalho, a ocorrência de Ondulações em ambas as fases, as quais condizem com as observações. Além disso, os pontos experimentais localizam-se junto à extensão da curva de Shields (1936) para início do movimento, a qual prevê um valor superior ao observado como já previsto por Miller *et al.* (1977).

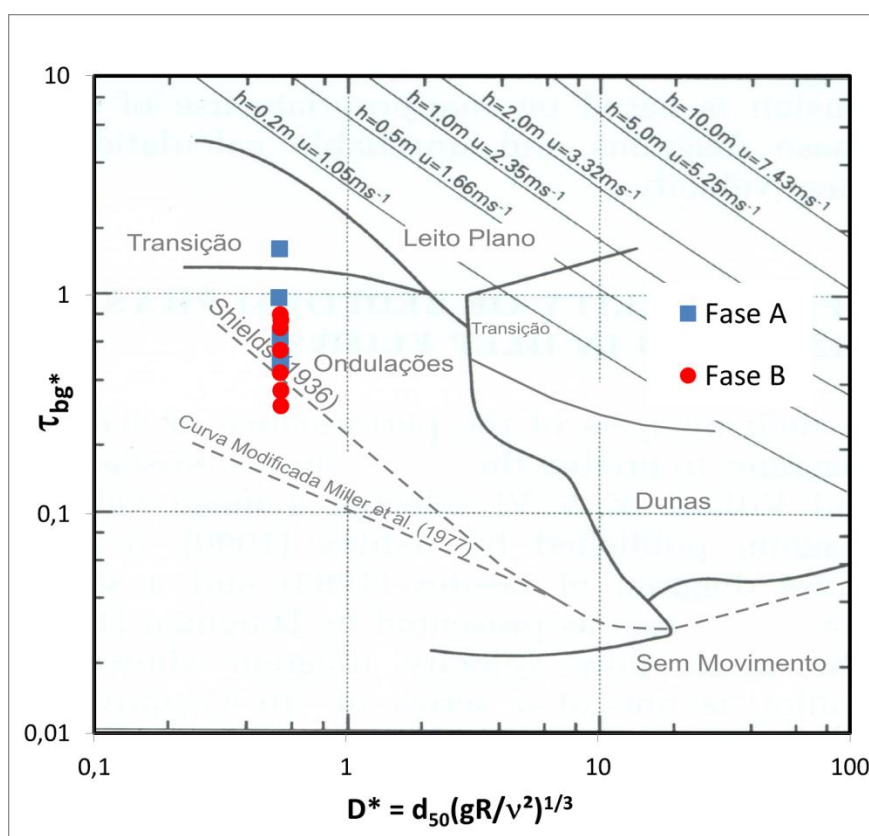


Figura 5.30 – Modelo de previsão de formas de fundo proposto por van den Berg e van Gelder (1993)

5.2.7 Modelo de Estabilidade Linear

O uso do Modelo de Estabilidade Linear, proposto por Kennedy (1961,1963), para previsão das formas de fundo foi realizada por Sequeiros (2008), o qual utilizou dados obtidos em laboratório para simulação de correntes de densidade salinas sobre fundo móveis de diferentes características. Ao aplicar os dados obtidos (Figura 5.31 I) aos limites estabelecidos pelo Modelo de Estabilidade Linear, Sequeiros não obteve boa correlação inicialmente. Porém, ao utilizar a altura do ponto de máxima velocidade ($H_{m\acute{a}x}$), ao invés da espessura média da corrente (H), as previsões foram melhores (Figura 5.31 II) para escoamentos supercríticos ($Fr' > 1$), havendo alguma dispersão dos dados nas regiões de fronteira. Porém, na região de escoamento subcrítico ($Fr' < 1$), os pontos experimentais correspondentes às Dunas estão fora da zona prevista. Ambas as séries experimentais deste trabalho posicionam-se na zona de Dunas, sendo aceitável a equivalência com Ondulações já que são encontradas no mesmo tipo de Regime. A melhoria da previsão obtida com a adoção da altura do ponto de velocidade máxima ($H_{m\acute{a}x}$) ao invés da altura média resulta em grande acréscimo de equivalência com o Modelo de Kennedy, o que indica a relevância da camada basal na formação das formas de fundo em correntes de turbidez.

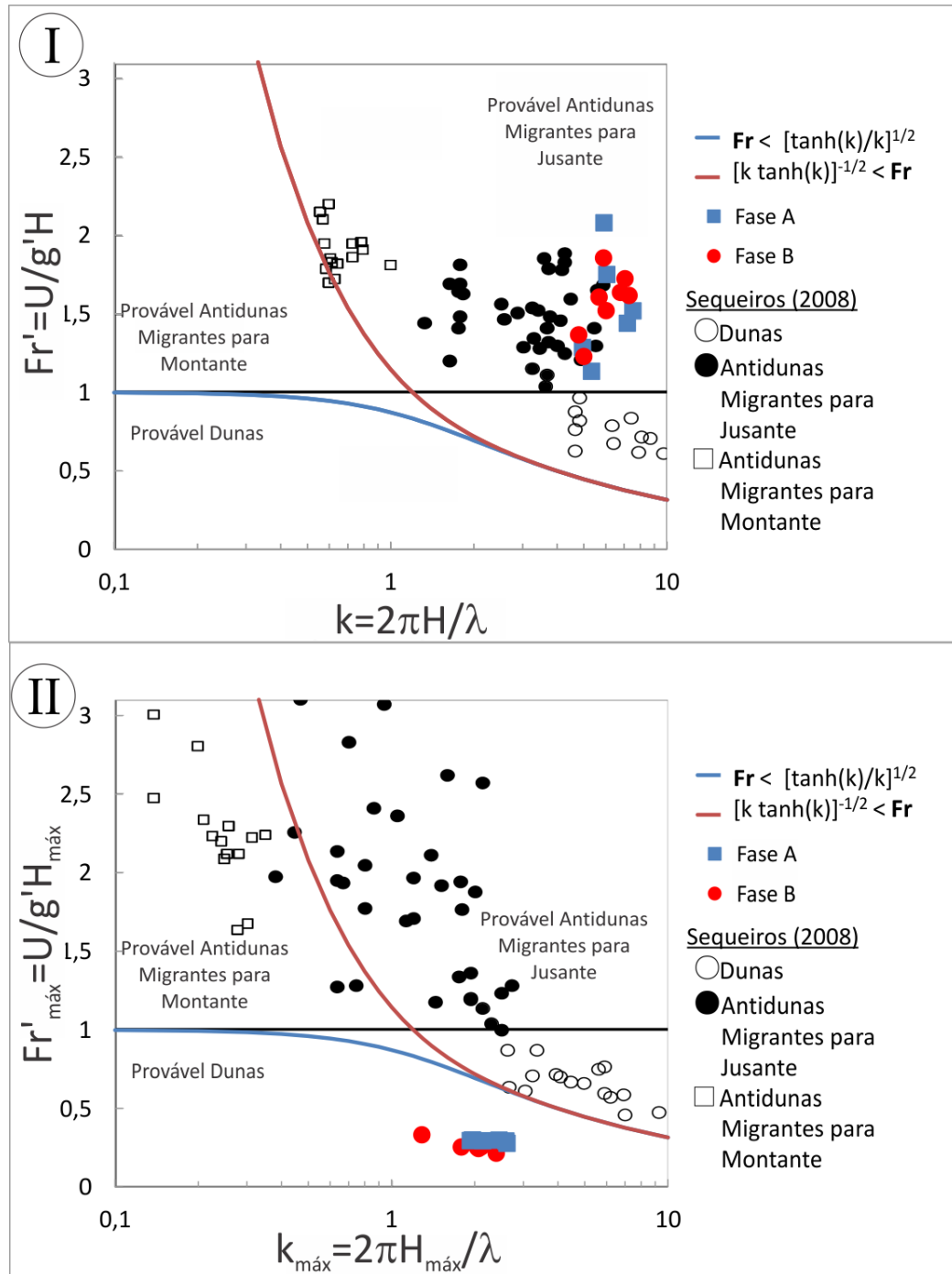


Figura 5.31 – Modelo de Estabilidade Linear aplicado aos dados experimentais (I) em termos médios (II) usando a altura do ponto de máxima velocidade.

5.2.8 Discussão da Caracterização do Leito

As formas de fundo geradas nos experimentos estão condizentes com o observado na literatura em escoamentos de canal aberto, os quais preveem a formação de Ondulações de pequenas dimensões no caso de escoamentos compostos por sedimento de granulometria fina ($d_s > 0,124$ mm). Além disso, a evolução da geometria em planta destas Ondulações (de

Crista Reta para Crista Sinuosa até Lingóide), a qual é tida como função apenas do tempo, também foi observado nos experimentos.

Os resultados quanto à Migração das Ondulações indicam que, no caso da série de maior concentração (Fase A), o fluxo apresentou aumento da velocidade (análogo à Taxa de Migração da Ondulação) ao longo da extensão do canal. Já os experimentos da Fase B (menor concentração), mostram uma diminuição da velocidade conforme seu desenvolvimento no canal. Neste sentido, a ocorrência de Ondulações de Crista Sinuosa na região distal e proximal no caso da Fase A e Fase B, respectivamente, confirma a relação inversa entre o tempo de equilíbrio das formas de fundo com a velocidade do escoamento. Ambos os casos apresentam redução na Taxa de Deposição conforme se afastam do ponto de injeção. Finalmente, o ângulo de Cavalcamento (AC) mostra que houve um aumento no transporte junto ao leito e uma redução na taxa de deposição ao longo da evolução dos experimentos da Fase A. Já os fluxos de menor concentração (Fase B) apresentaram redução tanto no transporte junto ao leito quanto na taxa de deposição, sem alterar o Ângulo de Cavalcamento. Portanto, pode-se afirmar que na Fase A, a relação entre a taxa de transporte junto ao leito e a deposição no leito foi alterada, portanto houve uma alteração no comportamento dos fluxos ao longo do canal, já os experimentos da Fase B mantiveram a relação entre as taxas constante ao longo da evolução.

A correlação da variação do Ângulo de Cavalcamento na região de medição com o comportamento do fluxo observado pelos perfis característicos do escoamento não é direta, pois, na Fase A (maior concentração), a variação no ângulo AC na região distal mostra (Figura 5.13) um acréscimo, ou seja, sugere que houve um aumento da Taxa de Sedimentação ou uma diminuição da Velocidade de Migração; o que leva a crer que houve maior deposição ao longo do tempo. No caso da Fase B (menor concentração), não houve variação (Figura 5.14) do ângulo AC, portanto, a desaceleração observada nos perfis sugere um decréscimo de mesma ordem no valor da Taxa de Sedimentação.

A evolução dos parâmetros característicos das Ondulações geradas apresenta variações graduais dos valores, na maioria dos casos, havendo uma conformidade a um valor de equilíbrio. A exceção está na amplitude, a qual tende a aumentar ao longo do tempo, porém em uma taxa muito pequena. O uso de relações empíricas para a previsão das dimensões de equilíbrio das Ondulações está em acordo no caso dos comprimentos, a tendência indica que as Ondulações apresentadas alcançaram valores muito próximos aos de equilíbrio, ajustando-se melhor ao modelo de Baas (1993). Por este comportamento, podemos afirmar que os parâmetros finais das séries podem ser utilizados para caracterizar o estado das formas de fundo, visto que

houve uma tendência à estabilização também nos parâmetros adimensionais, com exceção das amplitudes, as quais indicam estar longe do estado de equilíbrio. Desta maneira, ao serem comparados aos dados experimentais de Yokokawa (1995) e Reineck e Wunderlich (1968), os dados obtidos são classificados na região de superposição entre as Ondulações geradas por Ondas e Correntes. O fato enfatiza a necessidade de cautela ao utilizar a relação entre SI e RDI para classificação das formas de fundo, podendo levar a interpretações errôneas sobre o ambiente de geração, no caso de estudo de afloramentos.

Ao relacionar a resistência devido ao grão e a resistência total, os dados obtidos correspondem às observações de Raudkivi (1990) quanto à tendência esperada. Porém, os dados não se ajustam aos dados de campo (Engelund e Hansen, 1967) e, seu comportamento é associado à presença dos efeitos viscosos atuando no aumento da condição crítica para início do movimento. O desenvolvimento das Ondulações gera um acréscimo gradual do cisalhamento devido à forma, seguindo a tendência apresentada pelo Índice de Forma de Fundo (RI), o qual é utilizado na formulação para partição da resistência de grão.

O uso de Previsores para classificação das formas de fundo, concebidos a partir de observações em escoamentos de canais abertos, foi realizada de maneira a abranger os trabalhos mais utilizados na literatura. Apesar da cautela ao realizar o procedimento, visto as fundamentais diferenças entre os escoamentos quanto aos perfis característicos e a relação entre as forças envolvidas no processo, a maioria dos previsores correspondeu às observações. Os trabalhos que deram os melhores resultados foram os de Athallah (1968), Bogardi (1974), Liu (1957) e Van den Berg e Van Gelder (1993), os quais tem em comum o fato de terem sido construídos utilizando dados obtidos em intervalos semelhantes ao modelados no trabalho - sendo em especial o tamanho de grão (d_g) e seus respectivos parâmetros associados (Re_* , D_*).

A caracterização do escoamento das correntes de turbidez através da espessura da camada basal, abaixo do ponto de máxima velocidade ($z(u_{m\acute{a}x}) = H_{m\acute{a}x}$), apresentou melhores correlações (Athallah, 1968 e Kennedy, 1963), sendo recomendado seu uso no caso do cálculo do raio hidráulico (R_h) e do número de Froude densimétrico (Fr'). O uso do Modelo de Estabilidade Linear (Kennedy, 1961; 1963) aplica-se parcialmente aos dados gerados e, igualmente, aos dados de Sequeiros (2008). Neste caso, os limites de restrição das formas de fundo devem ser revistos para o caso das correntes de turbidez.

5.3 Investigação das Condições para Equilíbrio Dinâmico

Da mesma maneira que é observado em escoamentos em canal aberto, as formas de fundo estão em constante alteração, mesmo que sejam submetidas ao mesmo escoamento, podendo serem identificados períodos de maior alteração dos parâmetros geométricos e períodos em que, em termos estatísticos, as formas de fundo encontram um “equilíbrio dinâmico”. Pode-se dizer que, neste estágio, as formas de fundo “adaptaram-se” ao escoamento ao qual foram submetidas, além disso, devido à estabilização da resistência gerada pelas formas de fundo, o próprio escoamento também encontra um “equilíbrio dinâmico”.

Portanto, esta mesma condição é investigada quanto às correntes de turbidez simuladas. Inicialmente, a evolução dos parâmetros geométricos (seção 10.4) das formas de fundo apresentou indícios de terem alcançado um estado de equilíbrio, já que, apesar das oscilações, tendem a um valor sem alterações.

Considerando-se as equações governantes do escoamento das correntes de turbidez, temos: a Equação de Conservação da Quantidade de Movimento, da Fase Líquida, da Fase Sólida e da Energia Cinética Turbulenta, podem ser descritas (Modelo de 4 Equações), para o caso de uma corrente permanente ($\partial/\partial t = 0$), da seguinte forma (Parker *et al.*, 1986):

$$\frac{h}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{RiS - \left[c_f + \left(1 + \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] - \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}, \quad (5-21)$$

$$\frac{h}{\psi} \frac{d\psi}{dx} = r_0 \frac{v_s}{U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right), \quad (5-22)$$

$$\frac{dh}{dx} = \frac{-RiS + \left[c_f + \left(2 - \frac{1}{2} Ri \right) e_w \right] + \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}{(1 - Ri)}, \quad (5-23)$$

$$\frac{h}{U^2} \frac{dK}{dx} = \frac{1}{2} e_w (1 - Ri) + \frac{K}{U^2} (\alpha - e_w) - \beta \frac{K^{\frac{3}{2}}}{U^3} - Ri \frac{v_s}{U} - \frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right). \quad (5-24)$$

onde $\psi = UHC$ é o fluxo volumétrico de sedimento por unidade de largura e $\psi_e = E_s/r_0UH$ corresponde à condição de equilíbrio da descarga volumétrica de sedimentos ($d\psi/dx = 0$). Nesta condição, a variação líquida de sedimentos na corrente é nula, *i.e.* onde a taxa de erosão ($v_s E_s$) é contrabalanceada pela taxa de deposição ($v_s r_0$).

Neste caso, $r_0 = c_b/C$ relaciona a concentração de sedimentos junto ao leito c_b (em $z = 0,05H$) e a concentração média C .

Já E_s é a taxa de incorporação de sedimento do leito na corrente. Já que o sedimento utilizado nos experimentos possui $Rp = 0,41$, o uso da função modificada (eq. 3-17) por García e Parker (1993) será aplicada aos dados experimentais por ter sido concebida utilizando dados de escoamentos muito semelhantes.

Onde e_w é o coeficiente de carreamento do fluido ambiente, dado pela função empírica (eq. 3-12).

Onde u_* é a velocidade de cisalhamento junto ao leito, dada por $u_*^2 = \alpha K$, sendo α um coeficiente igual a 0,1 (Pope, 2000 pg. 369).

Onde ϵ_0 é a dissipação viscosa (eq. 3-27), relacionada ao coeficiente β (eq. 3-28).

Abaixo, serão investigados os parâmetros apresentados pelas duas fases experimentais em vista da sua capacidade em alcançar um estado de equilíbrio com o leito móvel (formas de fundo). A condição de equilíbrio ($dU/dx = 0$, $d\psi/dx = 0$, $dK/dx = 0$) se dá na condição que os termos do lado direito das equações 5-21, 5-22 e 5-24 tornam-se nulos (Fukushima *et al.*, 1985). Desta forma, inicialmente, os diversos fatores envolvidos nos termos das equações serão investigados individualmente, tais quais: a declividade do leito (S), o carreamento do fluido ambiente (e_w), coeficiente de resistência (c_f), o coeficiente de deposição (r_0), a razão entre a velocidade de queda do sedimento e a velocidade da corrente (v_s/U) e as taxas de erosão e deposição (ψ_e) da corrente. Além disso, o número de Richardson (Ri) alcança um valor constante, chamado “número de Richardson normal (Ri_N)”.

5.3.1 Declividade do Leito

A evolução temporal das declividades (Figura 5.32) do leito foi determinada a partir dos perfis batimétricos finais de cada fase experimental, as medições foram realizadas na região distal ($X > 3$ m), coincidente com a região de medição. Nos experimentos com maior concentração, as variações das declividades são maiores do que na Fase B (menor concentração). Porém, ao final de cada série de ensaios, equivalente a $t = 90$ min (Fase A) e $t = 120$ min (Fase B), os valores apresentados por ambas as fases são muito semelhantes. A análise da variação temporal das declividades (dS/dt) aponta (Figura 5.33) uma tendência em direção à zero ao longo do tempo em ambas as fases. Porém, as variações da Fase A (maior concentra-

ção) são de maior magnitude, portanto tenderiam à zero mais rapidamente que as da Fase B (menor concentração).

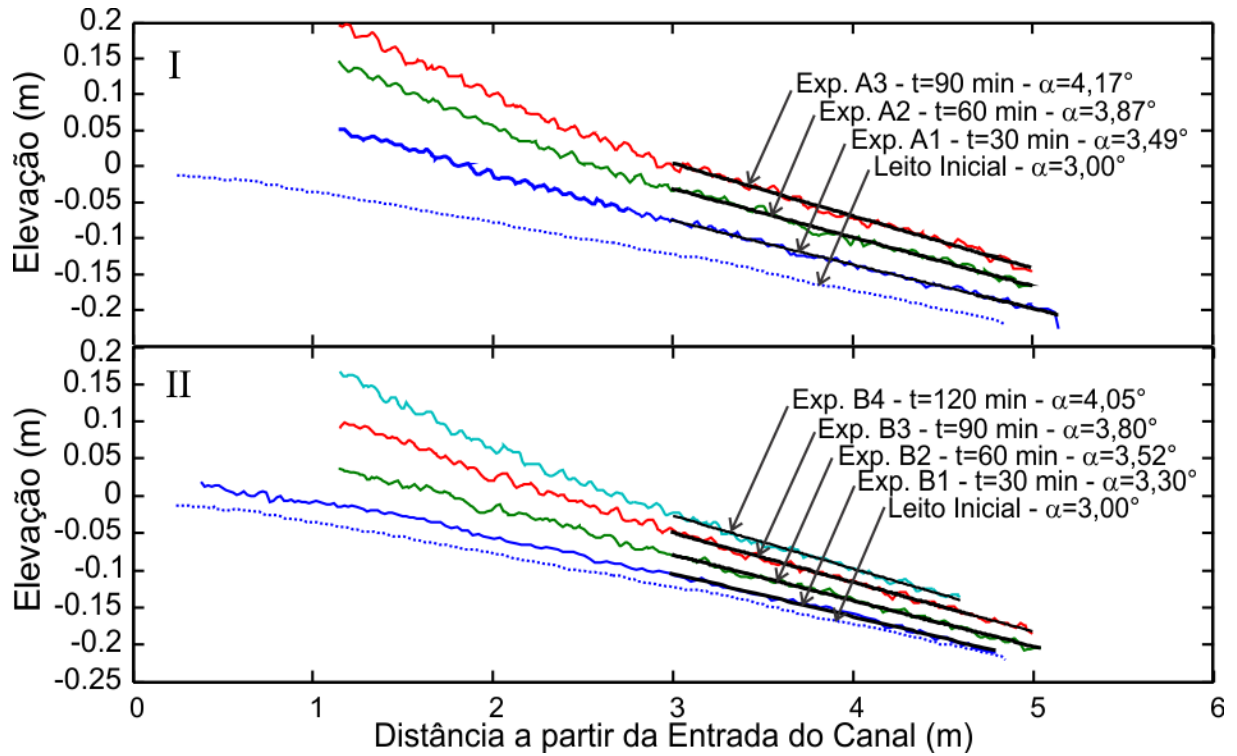


Figura 5.32 – Evolução temporal da declividade do leito na região distal ($X > 3$ m) da (I) Fase A e (II) Fase B.

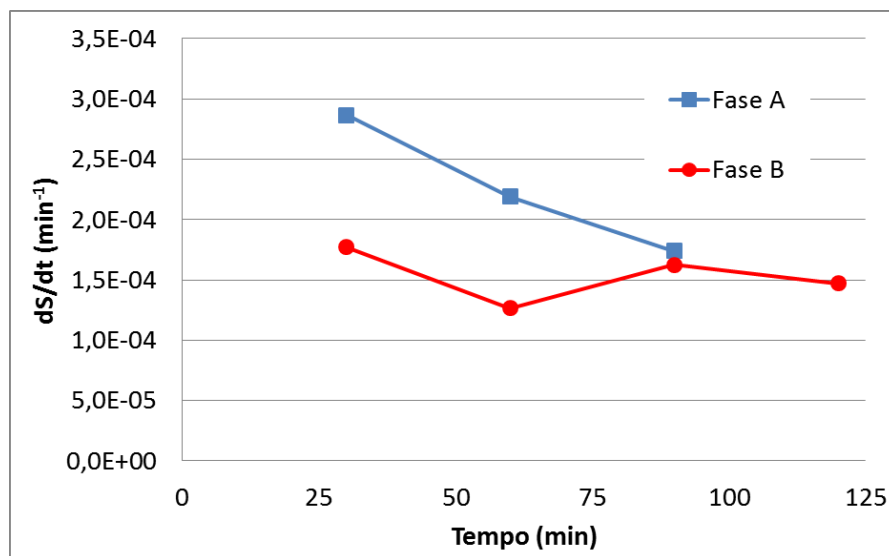


Figura 5.33 – Variação temporal da declividade (dS/dt) ao longo do tempo das duas fases experimentais.

5.3.2 Coeficiente de Carreamento (e_w)

O coeficiente de carreamento (e_w), ao qual se atribui a incorporação do fluido ambiente, apresenta (Figura 5.34a) diferentes variações durante as fases experimentais. A fase de maior concentração (Fase A) apresenta um significativo acréscimo neste coeficiente até o $t = 50$ min

aproximadamente, porém estabiliza-se após $t = 60$ min aproximadamente à um valor constante. Por outro lado, a Fase B (menor concentração) apresenta uma diminuição gradual de e_w até o $t = 60$ min, mas um aumento gradual na fase final de sua evolução ($t > 70$ min). Além disso, os valores aos quais os experimentos tenderam à estabilizarem são muito próximos, o que indica semelhança entre os comportamentos.

5.3.3 Coeficiente de Resistência (c_f)

A evolução temporal (Figura 5.34b) do Coeficiente de resistência (c_f) revela a convergência das duas fases experimentais a um mesmo valor, apesar das duas séries apresentarem um estágio inicial (até $t = 60$ min aproximadamente) de significativas variações. A constância do parâmetro c_f indica uma equiparação entre os dois parâmetros que o definem: a velocidade do escoamento (U) e o cisalhamento junto ao fundo (u_*).

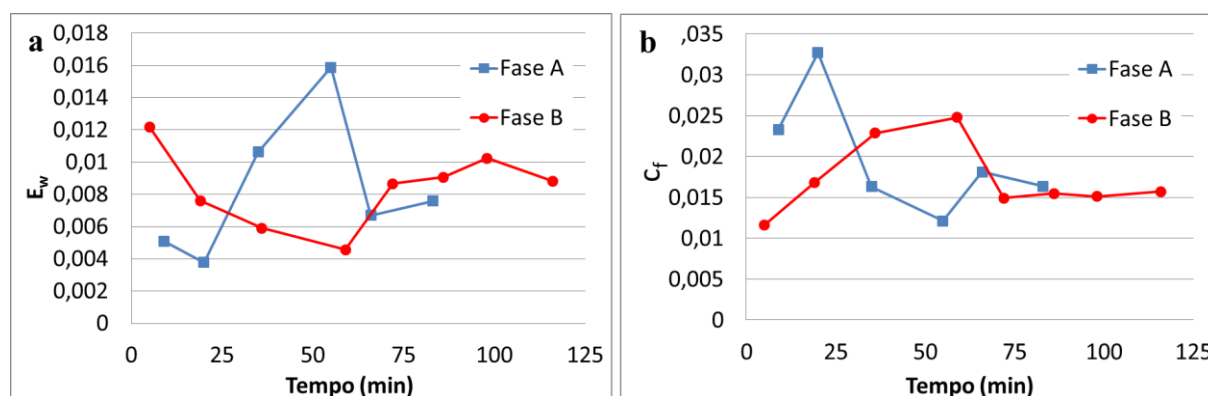


Figura 5.34 – Variação temporal do (a) coeficiente de carreamento e (b) do coeficiente de arraste.

5.3.4 Número de Richardson (Ri)

O comportamento do número de Richardson (Ri) é semelhante (Figura 5.35a) em ambas as fases experimentais, apresentando um período, até $t = 60$ min aproximadamente, de maiores variações, seguido de um período de estabilização, no qual os valores finais das fases se aproximam. A investigação dos principais parâmetros que definem o número de Richardson, *i.e.* velocidade (U) e concentração de sedimentos (C) permite compreender o comportamento interno da corrente ao alcançar valores de Ri semelhantes, aproximadamente $Ri = 0,4$. No caso das velocidades (Figura 5.35b), tanto a Fase A quanto a Fase B tendem a um valor constante ao longo do tempo de ensaio sendo que há uma tendência à aceleração na Fase A e uma desaceleração na Fase B, os quais tendem à 0,18 m/s e à 0,12 m/s, respectivamente. Já a concentração de sedimentos (Figura 5.35c), apresenta comportamento muito semelhante ao Ri , no qual a grandeza tendeu a um valor de 0,08% e 0,04% na Fase A e Fase B, respectivamente.

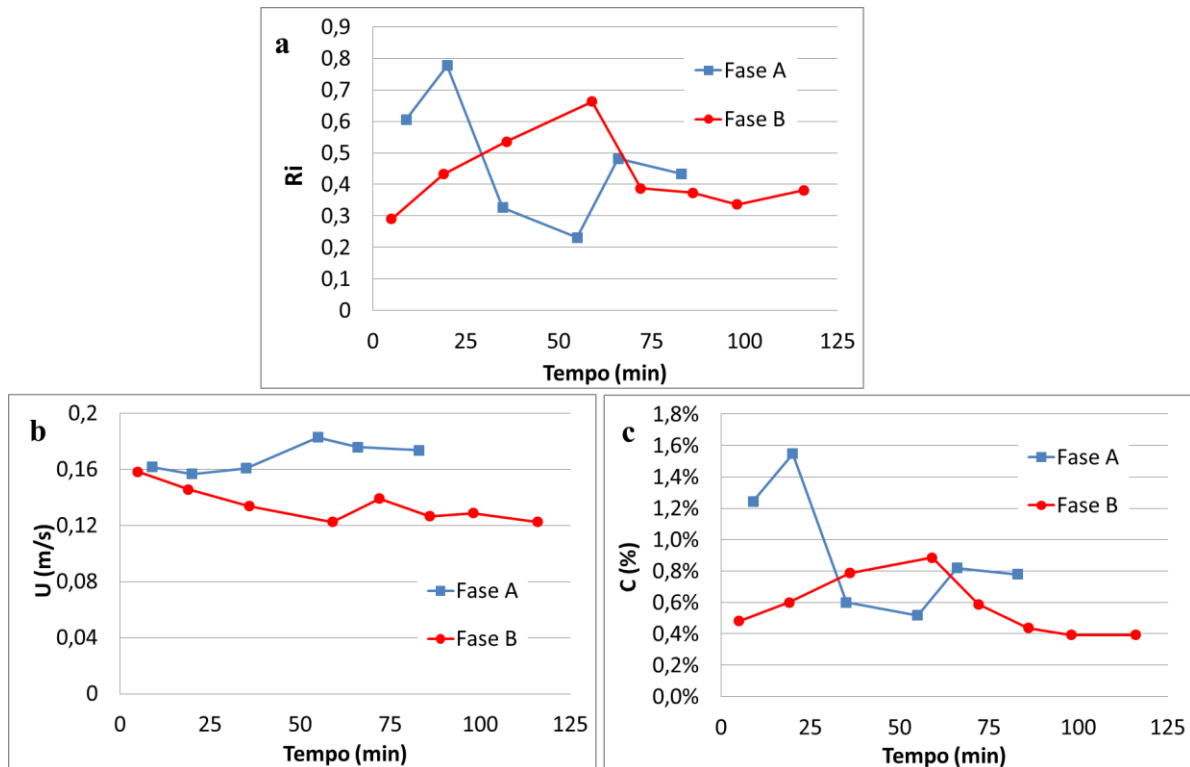


Figura 5.35 – Variação temporal dos parâmetros médios integrados na vertical: (a) número de Richardson (b) velocidade e (c) concentração de sedimentos.

5.3.5 Coeficiente da Taxa de Deposição (r_0)

A concentração de referência no leito (r_0) relaciona a concentração junto ao leito (c_b), numa dada distância $z = b = 0,05H$, e a concentração média de sedimentos da corrente (C). A concentração c_b foi determinada a partir dos perfis de concentração de sedimentos obtidos durante os experimentos através de interpolação das medidas. A evolução temporal do parâmetro (Figura 5.36) indica valores próximos nas duas fases experimentais, com exceção dos valores obtidos durante o Exp. A2 ($30 < t < 60$ min), os quais se afastam das outras medidas, podendo estar associado à regularização da região próxima à injeção. Apesar disso, os valores são condizentes com a literatura ($c_b \approx 2$ segundo Parker *et al.*, 1987) e apresentam poucas variações na fase final das séries experimentais.

5.3.6 Avaliação da Condição de Equilíbrio para o Modelo de 3 Equações

Uma avaliação temporal da condição de equilíbrio ao considerar o Modelo de 3 Equações, ou seja, $dU/dx = 0$ ou $d\psi/dx = 0$, resulta na nulidade do lado direito das equações 5-21 e 5-22, dado por:

$$r_0 \frac{v_s}{U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right) = 0 \quad (5-25)$$

$$\underbrace{RiS}_{1^\circ} - \underbrace{c_f}_{2^\circ} - \underbrace{\left(1 + \frac{1}{2} Ri\right) e_w}_{3^\circ} - \underbrace{\frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1\right)}_{4^\circ} = 0 \quad (5-26)$$

Pela equação (5-25), na condição em que a corrente de turbidez passa a erodir o leito e incorporar sedimento na mesma taxa em que perde sedimento em suspensão pela deposição, *i.e.* $d\psi/dx = 0$ pela Equação da Conservação da Fase Sólida (eq. 5-22). A condição em que $\psi = \psi_e$ é associada ao estado chamado “ignitivo” ou “auto-suspensivo”, pois poderá prolongar indefinidamente sua evolução (Parker *et al.*, 1986).

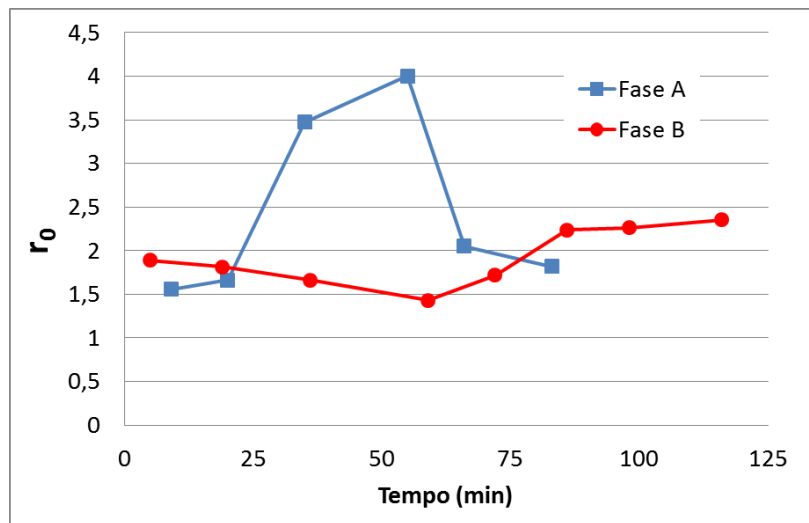


Figura 5.36 – Variação temporal do coeficiente da taxa de deposição.

A evolução temporal de ψ_e/ψ calculados para os experimentos realizados mostram (Figura 5.37) um período inicial (até $t = 60$ min aproximadamente) em que houve maiores variações nos parâmetros, seguido de uma estabilização. Em ambas as séries experimentais, os valores de ψ superam os valores de ψ_e durante toda a evolução, portanto, pela eq. 5-25, $C > (E_s/r_0)$. Já que $r_0 = c_b/C$, pode-se concluir que:

- I) Se $\psi < \psi_e$ então $C < (E_s/r_0)$ ou $c_b < E_s$ e, portanto, houve maior Taxa de Incorporação de Sedimento (erosão) do que deposição;
- II) Se $\psi > \psi_e$ então $C > (E_s/r_0)$ ou $c_b > E_s$ e, portanto, houve maior Perda de Sedimento (deposição) do que erosão.

Desta forma, as correntes simuladas apresentaram, durante todo o seu desenvolvimento, maior deposição de sedimento ou menor capacidade de erosão do que o necessário para alcançar a condição de que $\psi = \psi_e$.

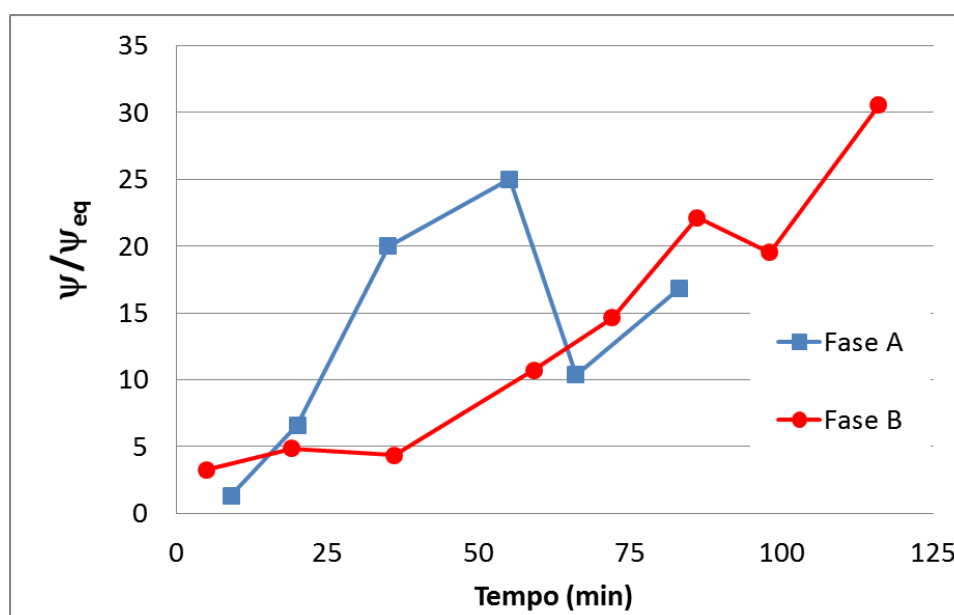


Figura 5.37 – Variação temporal do fluxo volumétrico de sedimentos das correntes (ψ) e da condição (ψ_e) em que $d\psi/dx = 0$, associada ao estado “ignitivo” ou “auto-suspensivo”.

A fim de avaliar a condição de equilíbrio pela equação 5-26, foi necessário estimar um valor para o número de Richardson normal (Ri_N), para tanto, utilizou-se uma média das últimas duas medições de cada fase de experimentos ($Ri_N = 0,41$ no caso), já que houve uma tendência ao equilíbrio dos valores. A evolução dos resíduos da equação ($\Sigma_3 = 0$) mostra (Figura 5.38) uma variação em torno do valor nulo (aproximadamente -0,01 a 0,01) em ambas as fases experimentais que, após um período de maiores oscilações (até $t = 60$ min), os resíduos diminuem. Neste período ($t > 60$ min), os resíduos dos experimentos de maior concentração (Fase A) são maiores do que os de menor concentração (Fase B).

Ao ser avaliada a grandeza relativa de cada termo, *i.e.* a relação entre o valor do termo e a soma absoluta dos termos, da equação, pode-se observar (Figura 5.39) a pequena contribuição do último termo, associado à condição de equilíbrio do fluxo volumétrico de sedimento ($\psi = \psi_e$). Além disso, observa-se uma maior contribuição do primeiro termo, correspondente ao número de Richardson e a declividade do leito, ao ser comparado aos segundo e terceiro termos.

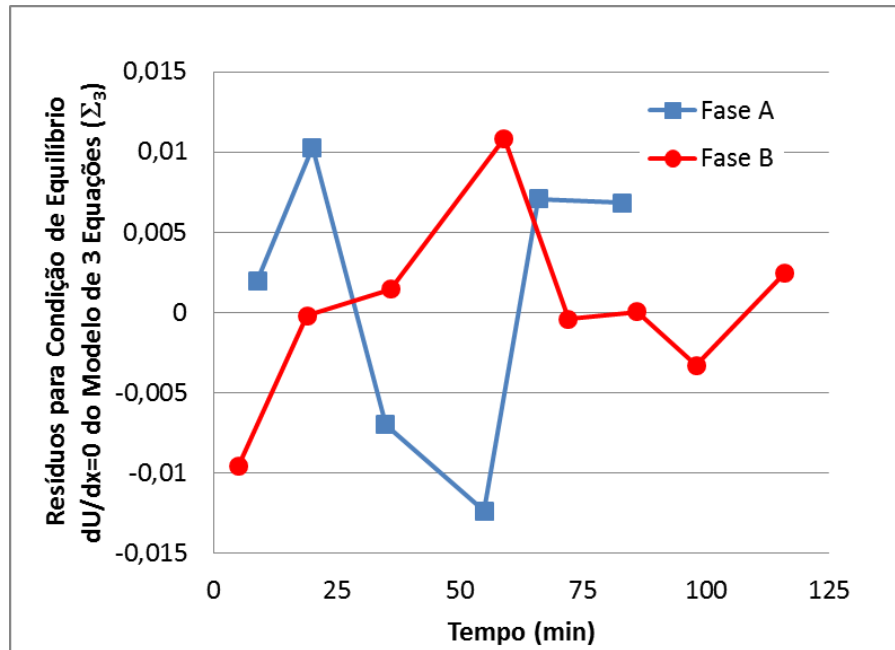


Figura 5.38 – Evolução temporal dos resíduos da Condição de Equilíbrio da velocidade do escoamento, dada por $dU/dx = 0$ (eq. 5-26).

A análise individual dos parâmetros governantes do escoamento traz fortes indicações de um estado de equilíbrio do escoamento. Já as condições impostas pelo Modelo de 3 Equações atendem parcialmente a condição exigida, pois, apesar da condição $dU/dx = 0$ apresentar resíduos próximos à zero, a condição $d\psi/dx = 0$ não foi alcançada pelas correntes.

5.3.7 Avaliação da Condição de Equilíbrio para o Modelo de 4 Equações

Ao considerar o Modelo de 4 Equações, o qual inclui a Equação de Conservação da Energia Cinética Turbulenta, pode-se deduzir que, na condição de equilíbrio, o escoamento alcançaria um valor constante de Ri_N , U_N e, conseqüentemente, de K_N . Portanto, a Equação da Conservação da Energia Cinética Turbulenta (4.20) seria reduzida tal que:

$$\underbrace{\frac{1}{2} e_w (1 - Ri)}_{1^\circ} + \underbrace{\frac{\alpha K}{U^2}}_{2^\circ} - \underbrace{\frac{e_w K}{U^2}}_{3^\circ} - \underbrace{\beta \frac{K^{\frac{3}{2}}}{U^3}}_{4^\circ} - \underbrace{Ri \frac{v_s}{U}}_{5^\circ} - \underbrace{\frac{1}{2} Ri \frac{v_s}{U} r_0 \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1 \right)}_{6^\circ} = 0 \quad (5-27)$$

A avaliação da difusão viscosa da turbulência (ϵ_0) necessita do valor do coeficiente de resistência na condição de equilíbrio (c_{f_N}), o qual foi avaliado pelo valor aproximado de convergência dos experimentos ($c_f = 0,015$, no caso).

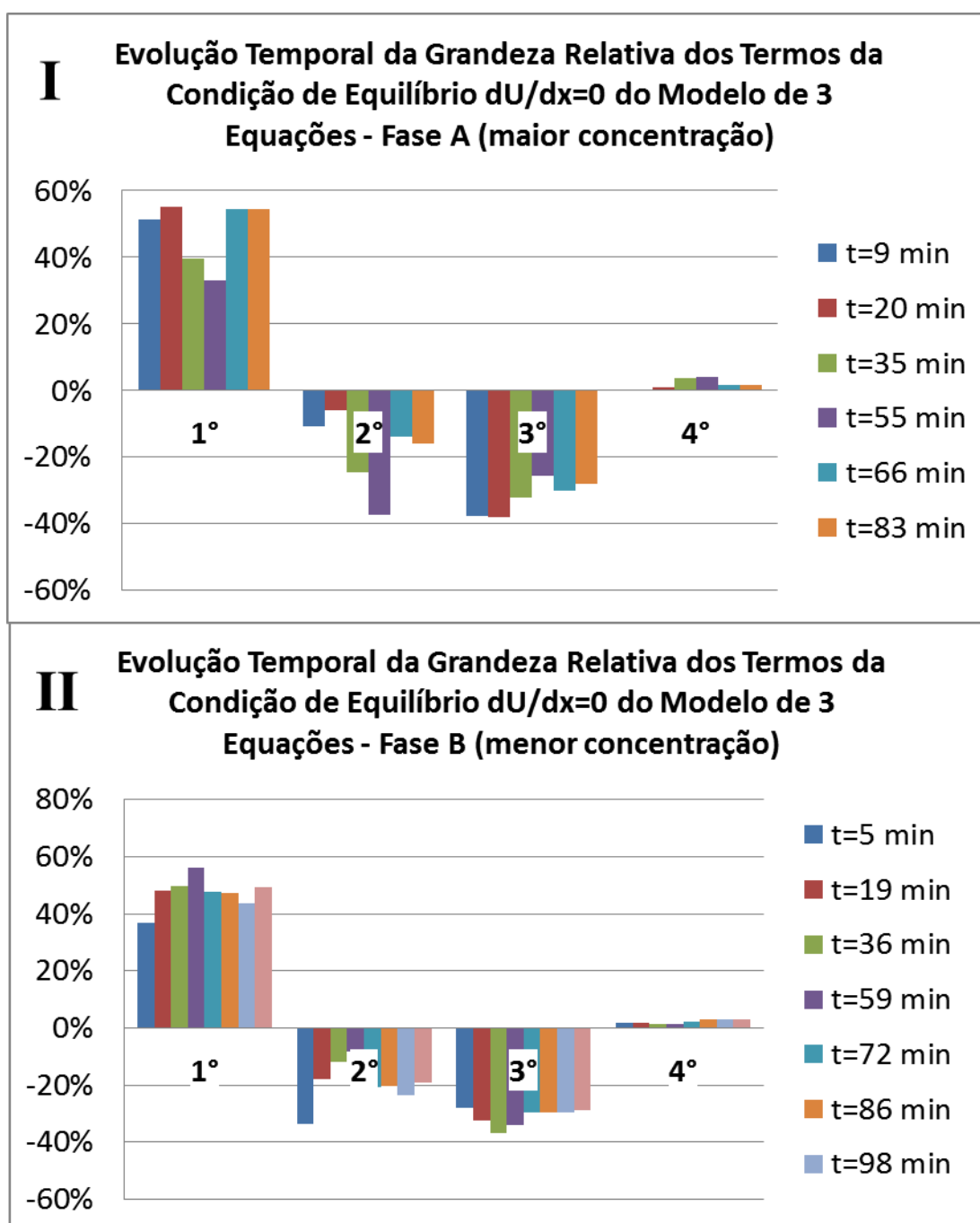


Figura 5.39 – Avaliação temporal da grandeza relativa de cada termo do lado direito da condição de equilíbrio do modelo de 3 equações (eq. 5-26) nos experimentos da (I) Fase A e (II) Fase B.

Ao avaliar a condição de equilíbrio da energia cinética turbulenta ($dK/dx = 0$) ao longo do desenvolvimento dos experimentos, os resíduos (Σ_4) mostram (Figura 5.40) uma menor variação (de -0,01 a 0,005), em relação à condição do Modelo de 3 Equações (Figura 5.38). Inicialmente, houve um intervalo de variação do Resíduo (até $t = 60$ min), tendendo a diminuir e aumentar, no caso da Fase A (maior concentração) e da Fase B (menor concentração), respectivamente. No intervalo final ($t > 60$ min), ambas as fases apresentam valores muito próximos de zero, sendo que os resíduos da Fase A (maior concentração) são maiores.

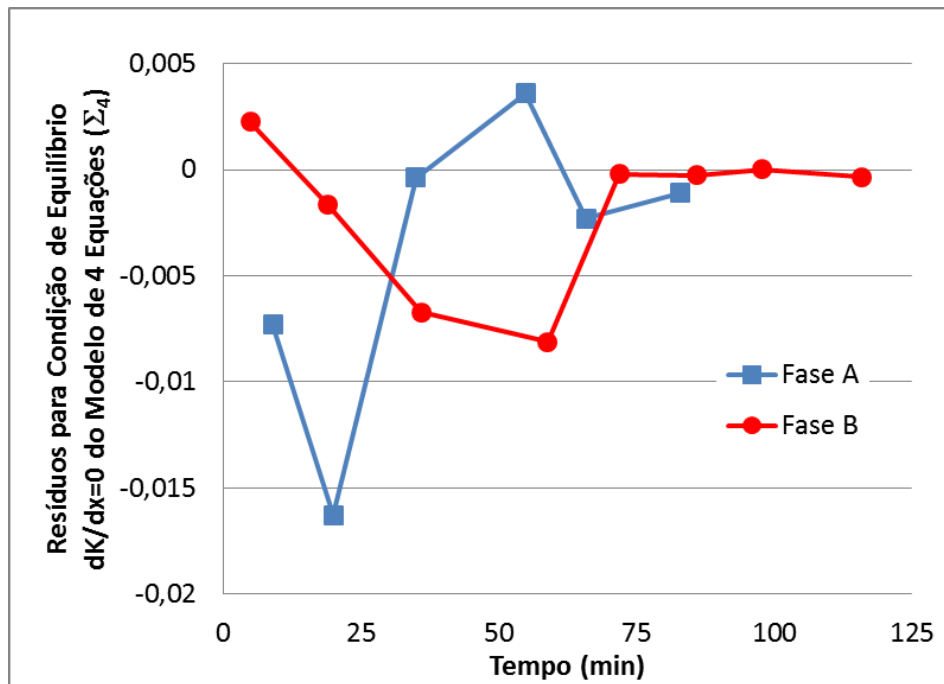


Figura 5.40 - Evolução temporal dos resíduos da Condição de Equilíbrio da energia cinética turbulenta, dada por $dK/dx = 0$ (eq. 5-27).

A avaliação da grandeza relativa dos termos da condição de equilíbrio, *i.e.* a razão entre o valor do termo sobre a soma absoluta dos termos, no caso do Modelo de 4 Equações ($dK/dx = 0$), mostra (Figura 5.41) que dois termos possuem grande relevância em relação aos outros: o termo de geração de energia turbulenta junto ao leito (2º termo) e o termo da dissipação viscosa da turbulência (4º termo).

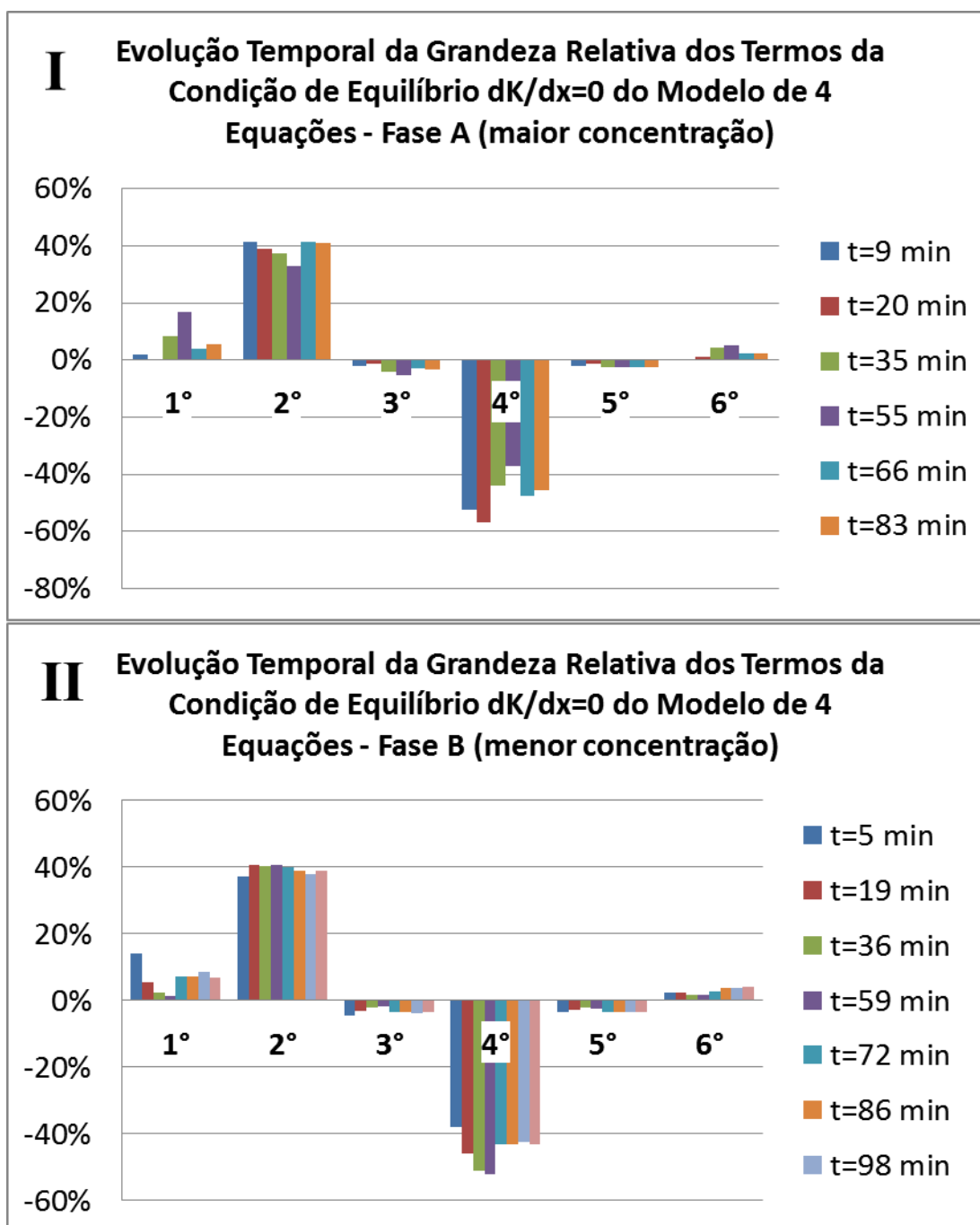


Figura 5.41 - Avaliação temporal da grandeza relativa de cada termo do lado direito da condição de equilíbrio do modelo de 4 equações (eq. 5-27) nos experimentos da (I) Fase A e (II) Fase B.

5.3.8 Discussão da Investigação das Condições para Escoamento Normal

Foi investigada a condição de “equilíbrio dinâmico (auto-suspensivo)” entre o leito e o escoamento das correntes de turbidez. Para tanto, a partir das equações governantes, diversos parâmetros do escoamento foram avaliados quanto aos indícios de um estado de equilíbrio ou estabilização, dentre os quais:

- i. Declividade final (S);

- ii. Variação temporal da Declividade (dS/dt);
- iii. Coeficiente de Resistência (c_f);
- iv. Coeficiente de Carreamento (e_w);
- v. Número de Richardson (Ri);
- vi. Velocidade do Escoamento (U);
- vii. Coeficiente da Taxa de Deposição (r_0).

De maneira geral, é possível perceber um período ($t < 60$ min) de maiores oscilações nos parâmetros, porém, conduzidos a um estado em que os parâmetros sofrem pequenas variações, após o tempo $t = 60$ min aproximadamente. A tendência apresentada para os valores do número de Richardson (Ri) foi assumida como em “escoamento normal”, a fim de avaliar as condições de equilíbrio a partir do Modelo de 3 Equações. A primeira condição, na qual $\psi = \psi_e$, não foi atendida em nenhum momento avaliado, portanto, as correntes apresentaram maior deposição de sedimento, ou menor capacidade de erosão, do que a necessária para alcançar a condição. Porém, os resíduos avaliados para a segunda condição de equilíbrio ($dU/dx = 0$) confirmam as tendências observadas para os parâmetros governantes avaliados anteriormente, dando indícios à condição de equilíbrio do escoamento. Para avaliação da condição de equilíbrio do Modelo de 4 Equações, a tendência do Coeficiente de Resistência (c_f) apresentadas nos experimentos foi assumida como em condições de equilíbrio. Os resíduos da condição $dK/dx = 0$ apresentam resultados ainda melhores do que o Modelo de 3 Equações, com valores muito próximos de zero, no período de estabilização ($t > 60$ min). A avaliação da grandeza relativa de cada termo indica os parâmetros de maior relevância do balanço das equações: no caso da condição de $dU/dx = 0$, o termo do número de Richardson e da declividade; e, no caso do equilíbrio da energia cinética turbulenta ($dK/dx = 0$), a produção de energia turbulenta junto ao fundo e a dissipação viscosa da turbulência. Além disso, o termo referente à condição de equilíbrio do fluxo volumétrico de sedimento ($\psi = \psi_e$) apresentou pouca relevância no balanço da condição de equilíbrio da velocidade ($dU/dx = 0$).

6 DISCUSSÃO

Através das análises realizadas, pôde-se constatar que, em ambas as fases experimentais, houve um período inicial de maior variação dos parâmetros ($t < 60$ min aproximadamente), seguido de um período de menores variações temporais, constatado pelas análises detalhadas das principais características das formas de fundo geradas, assim como dos perfis e parâmetros característicos dos escoamentos. As correntes simuladas geraram Ondulações que se modificaram de maneira semelhante às observadas em escoamento de canal.

Portanto, é possível afirmar que os escoamentos tenderam a um escoamento normal, pois, para uma mesma vazão de injeção, ambas as fases experimentais aproximaram-se de um mesmo número de Richardson, dado por $Ri \approx 0,41$. Além disso, tenderam aos mesmos valores de declividade ($S \approx 0,07$ na região distal) e de resistência ao escoamento (expresso por $c_f \approx 0,015$), apesar de não satisfazerem a condição do fluxo volumétrico de sedimento ($d\psi/dx = 0$). O comportamento é semelhante ao apresentado por escoamentos uniformes em canais, indicado por Ellison e Turner (1959) para as correntes de densidade conservativas e sugerido por Fedele (2003) no caso de correntes não-conservativas em regime supercrítico, porém, próximo ao limite crítico ($Ri = 1$), para as quais o carreamento pode ser considerado desprezível.

Diversos modelos de previsão de formas de fundo foram aplicados às observações experimentais. Na maioria dos casos, os dados experimentais localizaram-se dentro da mesma região dos dados utilizados para construir o modelo, além disso, suas previsões coincidiram com as formas de fundo observadas nos experimentos. Ao que tudo indica, o uso de observações com sedimento fino, tais quais os que foram utilizados nos experimentos, foi a condicionante para que os modelos que pudessem prever corretamente as formas de fundo.

A equivalência entre o número de Froude densimétrico (Fr') e o número de Froude (Fr) crítico, utilizado para descrever os tipos de formas de fundo geradas em regime inferior e regime superior não foi, inicialmente, satisfatória. O uso das escalas médias integradas na vertical das correntes de turbidez para avaliação do número de Froude densimétrico não coincidiu com as previsões observadas pelo modelo de previsão de Athallah (1968) e nem com o modelo de estabilidade linear (Kennedy, 1961; 1963). Porém, ao avaliar o número de Froude densimétrico segundo as escalas características da camada basal ($H_{máx}$), principal região de geração de energia turbulenta e transporte sedimentar, as correlações foram superiores. Desta

maneira, atestou-se a importância da camada basal na geração e caracterização das formas de fundo geradas por correntes de turbidez.

O ajuste temporal dos parâmetros do escoamento e das características do leito para alcançarem um estado de equilíbrio seguiu caminhos diferentes, até $t = 60$ min aproximadamente, nas duas fases experimentais. Enquanto que, nos experimentos de maior concentração (Fase A) o escoamento acelerou ao longo do tempo, diluindo-se e diminuindo o atrito junto ao leito. Já a Fase B (menor concentração) indica uma retração do fluxo (menor H), desenvolvendo uma camada basal de maior concentração e cisalhamento.

A condição de equilíbrio proposta por Fukushima *et al.* (1985), vinculada ao conceito de auto-suspensão ($\psi = \psi_e$), não foi satisfeita em nenhum momento da evolução dos fluxos, indicando que o fluxo perde mais sedimento para o leito do que é capaz de erodir-lo. Porém, a avaliação das grandezas relativas de cada um dos termos das equações, indica que o termo referente à ψ_e tem pouca relevância no balanço das equações. Já os termos referentes à declividade do leito, a produção da turbulência junto ao leito e dissipação viscosa da turbulência são de maior relevância. O comportamento apresentado pelos escoamentos simulados diferenciam-se das análises teóricas de Fukushima *et al.* (1985) e Parker *et al.* (1986) pois estas consideram a declividade do leito constante. Porém, atesta-se a grande importância deste parâmetro para permitir ao escoamento condições para alcançar o equilíbrio.

Visto o comportamento dos escoamentos simulados e as condicionantes do estado de equilíbrio do fluxo, buscaram-se correlacionar as formas de fundo geradas pelos experimentos com as formas de fundo observadas em ambientes naturais, especificamente, as ondas sedimentares. Considerando-se o mecanismo de geração das Ondas Sedimentares relacionado à geração fluvial das Antidunas, foram encontrados diversos indícios que sustentam esta associação. Primeiramente, foi atestada a capacidade das correntes de turbidez em alcançarem um estado de equilíbrio, no qual o escoamento tem capacidade de prolongar sua evolução, através da manutenção de uma descarga. Neste caso, várias observações em campo atestam a manutenção periódica da alimentação de correntes de turbidez submarinas, *e.g.* por cheias fluviais, instabilidades de acumulação deltaica, portanto, as condições para manutenção de condições de equilíbrio do escoamento, levariam ao equilíbrio das formas de fundo. Segundo, a evolução temporal da declividade e sua importância para obtenção de um estado de equilíbrio, é um novo indício de que, mesmo em condições depositivas (maior deposição do que erosão), as correntes tem capacidade para ajustar-se às condições de equilíbrio. Terceiro, apesar de não terem sido obtidas Antidunas a partir das simulações, a obtenção de Ondulações, as quais se

assemelharam em diversos aspectos com as formas de fundo fluviais, atestam que mecanismos de geração e formação ocorrem de maneira semelhante em ambos os escoamentos.

7 CONCLUSÕES

Os experimentos realizados neste trabalho confirmam a capacidade de escoamentos supercríticos, mas próximo ao limite crítico, de alcançarem condições de equilíbrio “auto-suspensivo”.

7.1 Quanto ao Objetivo Principal

Investigar, através da simulação de correntes de turbidez sobre um substrato móvel, se o escoamento é capaz de alcançar um estado de equilíbrio dinâmico (auto-suspensivo), avaliando as condições hidráulicas que permitem atingi-lo.

Existe um estado de equilíbrio que se estabelece em função da vazão de alimentação das correntes de turbidez, da natureza do material em transporte, da geometria do canal e declividade, para uma faixa de baixas concentrações, independente da concentração inicial da corrente. As condições de equilíbrio foram atestadas pelos seguintes fatores:

1. Através da avaliação dos parâmetros governantes do escoamento, os fluxos apresentaram tendências à estabilização de diversos parâmetros, o mesmo comportamento foi atestado quanto aos parâmetros do leito gerado;
2. O estado de equilíbrio alcançado pelos fluxos condiz com as análises teóricas das equações governantes de correntes conservativas (Ellison e Turner, 1959; Bagnold, 1962) e se assemelha ao escoamento uniforme em canal, no sentido que, para uma mesma descarga, o escoamento ajustou-se a uma mesma declividade ($S \approx 0,07$), coeficiente de resistência ($c_f \approx 0,015$) e número de Richardson ($Ri \approx 0,41$);
3. A maioria das condições impostas pelos modelos teóricos foi satisfeita, com exceção da condição de equilíbrio do fluxo volumétrico de sedimentos ($\psi = \psi_e$), a qual foi atestada como tendo papel secundário no balanço das equações.

7.2 Quanto aos Objetivos Secundários

Ao analisar a evolução temporal dos principais parâmetros do escoamento, buscar-se-á determinar as condicionantes para que as correntes alcancem o estado de equilíbrio “auto-suspensivo”.

As condicionantes identificadas como influentes na geração de condições para o escoamento das correntes de turbidez em alcançar um estado de equilíbrio foram:

1. A manutenção de uma mesma condição inicial de vazão, independente da concentração de sedimentos em suspensão (na faixa $1,25\% < C_v < 2,70\%$) permitiu, em ambos os casos, alcançar o estado de equilíbrio dinâmico;
2. O tempo necessário para estabilização dos parâmetros foi em média 60 minutos, sendo, portanto, considerado como o período mínimo para que as correntes alcancem as condições de equilíbrio dinâmico;
3. O uso do Modelo de 4 Equações, para atestar a condição de equilíbrio do escoamento, apresentou melhores resultados (menor variação) do que o Modelo de 3 Equações. Já a condição de auto-suspensão ($\psi = \psi_e$) não foi satisfeita, porém foi atestada como tendo papel secundário no balanço das equações.
4. Apesar dos modelos teóricos não considerarem a variação da evolução do leito, o ajuste da declividade do leito teve papel importante no balanço das equações, criando condições para alcançar o estado de equilíbrio do escoamento;

Através da caracterização do leito e da ação do escoamento sobre o mesmo, objetiva-se identificar o papel do leito e das deformações geradas na criação de condições para alcançar o estado de equilíbrio “auto-suspensivo”.

A geração e desenvolvimento das formas de fundo resultantes teve grande influência para criar as condições de equilíbrio do escoamento, visto que:

1. Assim com os parâmetros do escoamento apresentaram um período de maior variação das magnitudes ($t < 60$ min), os parâmetros característicos das formas de fundo (e.g. Δ e λ) e a resistência ao escoamento (c_f) também acompanharam as oscilações apresentadas. De maneira semelhante, seguiu-se um período de estabilização dos mesmos;
2. O fato de que ambas as fases experimentais tenderam aos mesmos valores do coeficiente de resistência ao escoamento ($c_f \approx 0,015$) certifica o fato de que, este atua como grandeza principal para o estabelecimento do equilíbrio, junto com a declividade do leito (S) e o número de Richardson (Ri);

Comparadas as características das formas de fundo geradas com aquelas formadas por escoamentos em canais, será investigada a potencialidade das correntes de turbidez na geração e formação das chamadas Ondas Sedimentares;

A potencialidade das correntes de turbidez na geração das chamadas ondas sedimentares é analisada por:

1. A capacidade das correntes de turbidez em alcançarem um estado de equilíbrio, no qual o escoamento tem capacidade de prolongar sua evolução, através da manutenção de uma descarga é correlacionada com observações em ambientes naturais. Neste caso, diferentes mecanismos, *e.g.* por cheias fluviais, instabilidades de acumulação deltaica, são capazes de gerar periodicamente escoamentos do tipo, os quais levariam ao equilíbrio das formas de fundo.
2. A evolução temporal da declividade e sua importância para obtenção de um estado de equilíbrio é um novo indício de que, mesmo em condições depositivas (maior deposição do que erosão), as correntes de turbidez têm capacidade para ajustar-se às condições de equilíbrio.
3. Apesar de não terem sido obtidas Antidunas a partir das simulações, a obtenção de Ondulações, as quais se assemelharam em diversos aspectos com as formas de fundo fluviais, atestam que mecanismos de geração e formação ocorrem de maneira semelhante em ambos os escoamentos.

7.3 Quanto aos Métodos de Análise Empregados

A evolução das Ondulações (Crista Reta para Crista Sinuosa até Lingóide) com predominância de areia muito fina ($d_s < 0,128 \mu\text{m}$), observada em escoamentos em canal aberto (Baas 1994, 1999), foi parcialmente observada. Além disso, a relação inversa entre o tempo de equilíbrio e a velocidade do escoamento foi atestada através da relação do ângulo de cavalgamento das Ondulações com as medições de velocidade.

A evolução temporal do comprimento das Ondulações teve boa correlação com os modelos empíricos para determinação das dimensões das Ondulações em estado de equilíbrio, sendo que a função prevista por Baas (1993) foi superior ao modelo de Raudkivi (1990).

Resultados condizentes foram obtidos ao utilizar o método proposto por García e Parker (1993) para a partição da resistência ao escoamento devido à forma, o qual foi adaptado para o caso das correntes de turbidez em regime turbulento liso a partir do método de Nelson e Smith (1989).

7.4 Quanto às Implicações na Modelagem da Interação das Correntes de Turbidez e do Leito

Devido às condições de equilíbrio observadas no escoamento, verifica-se que o papel do carreamento pode ser considerado desprezível nas condições simuladas, *i.e.* em escoamento supercríticos, mas próximos ao limite crítico, como sugerido por Fedele (2003).

Os modelos analíticos existentes devem ser adaptados a fim de contemplar a variação temporal da declividade do leito, visto seu o papel fundamental na geração de condições de equilíbrio auto-suspensivo.

Além disso, a condição de equilíbrio do fluxo volumétrico de sedimentos foi atestada como tendo papel secundário no balanço das equações e, portanto, não deve ser considerada como um pré-requisito para o estabelecimento da condição de equilíbrio auto-suspensivo.

As condicionantes para o estabelecimento do equilíbrio em correntes não-conservativas de baixa concentração e supercríticas, mas próximas ao limite crítico, foi atestada como sendo independente da concentração inicial de sedimentos, mas função da vazão de injeção, da declividade e das características do sedimento.

As comparações entre os mecanismos de geração das formas de fundo por correntes de turbidez e por escoamento em canal sugerem que a formação das Ondas Sedimentares é semelhante à formação de antidunas em escoamento em canal aberto.

Os modelos de previsão e formas de fundo em escoamento em canal aberto podem ser utilizados para previsão das estruturas geradas por correntes de turbidez, porém, observando, principalmente, a presença de dados obtidos com tamanho de grão semelhante aos correspondentes das correntes de turbidez.

A caracterização do escoamento, utilizando as escalas características na camada basal das correntes de turbidez, delimitadas entre o leito e o ponto de velocidade máxima, deve ser utilizada para qualificar o transporte sedimentar e a geração das formas de fundo.

Com isso, a determinação do limite crítico entre as formas de fundo de Regime Inferior e Superior deve feita condicionada às escalas da camada basal das correntes de turbidez, através do número de Froude densimétrico máximo ($Fr'_{máx}$).

A influência da diferença de densidade entre as camadas foi atestada como sendo mais importante para a estabilidade da mistura na região do corpo do que a velocidade do escoamento.

Os dados obtidos no trabalho confirmam as observações realizadas por Reineck e Wunderlich (1968) quanto ao intervalo de superposição do Índice de Simetria ($1,0 < SI < 3,8$) nas formas de fundo geradas por diferentes escoamentos, *i.e.* ondas, corrente e escoamentos combinados.

O Modelo de Estabilidade Linear deve ser revisto para o caso das correntes de turbidez, a fim de considerar as características próprias do escoamento, principalmente, adequando-se às escalas características da camada basal.

8 RECOMENDAÇÕES

Recomenda-se a continuidade dos experimentos, incluindo granulometrias mais extensas para investigar a dinâmica da composição de diferentes tamanhos de grãos na geração das formas de fundo. Também, recomenda-se que o tempo de ensaio deva ser estendido a fim de favorecer a estabilização da evolução dos parâmetros característicos das formas de fundo, gerando, assim, uma condição ainda mais estável entre o escoamento e o leito.

Conceber experimentos que gerem formas de fundo diferentes daquelas abordadas neste trabalho, de forma a permitir correlacioná-las com as estruturas observadas em ambientes naturais e associá-las às condições do escoamento.

Estendendo os tipos de formas de fundo geradas em laboratório e associando-as com as formas de fundo de escoamentos em canais, permitirá a criação de um modelo de previsão característico para o escoamento de correntes de turbidez.

Identificar os dados experimentais de formas de fundo geradas por correntes de turbidez, procurando criar uma base de dados, que permita avaliar as escalas características da camada basal das correntes de turbidez, visando estender os resultados obtidos por este trabalho a outras condições de simulação.

9 REFERÊNCIAS

- Airy, G.B.** 1845. Tides and waves. *Encyclop Metropol*, London *apud* Kamphuis, J.W. 2010. Introduction to Coastal Engineering and Management. Singapore : *World Scientific*.
- Alexander, J.; Bridge, J.S.; Cheel, R.J.; Leclair, S.F.** 2001. Bedforms and associated sedimentary structures formed under water flows over aggrading sand beds. *Sedimentology* 48:133-152.
- Alexander, J.; Mulder, T.** 2002. Experimental quasi-steady density currents. *Marine Geology, Amsterdam* 186:195-210.
- Allen, J.R.L.** 1968. Current Ripples, Their Relation to Patterns of Water and Sediment Motion. *North Holland*, Amsterdam, p. 433.
- Allen, J.R.L.** 1973. A classification of climbing-ripple cross-lamination. *J. Geol. Soc. London* 129:537–541.
- Allen, J.R.L.** 1976. Computational models for dune time-lag: general ideas, difficulties, and early results. *Sediment. Geol.* 15:1-53.
- Allen, J.R.L.** 1982. Free meandering channels and lateral deposits. *Sedimentary structures: their character and physical basis. Amsterdam: Elsevier* 2:53–100
- Allen, J.R.L.** 1985. Principles of physical sedimentology. George Allen and Unwin, London *apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Altinakar, M. S.** 1988. Weakly depositing turbidity currents on small slopes. Tese submetida à *Ecol. Pol. Fed. Lausanne*.
- Altinakar, M.S., Graf, W.H. & Hopfinger, E.J.** 1996. Flow structure in turbidity currents. *Journal Hydraul. Res.* 34(5):713-718.
- Amsler, M. A., García, M. H.** 1997. Discussion of sand-dune geometry of large rivers during floods by P. Y. Julien and G. J. Klassen. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 123(6):582–584.
- ASCE Task Force.** 2002. Flow and transport over dunes. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 128(8):726–728.

- Ashley, G. M.** 1990. Classification of large-scale subaqueous bedforms: a new look at an old problem. *Journal of Sedimentary Petrology* 60(1):160–172.
- Athallah, M.** 1968. Prediction of bedforms in erodible channels. Ph.D. thesis, *Colorado State University*.
- Baas, J. H.** 1999. An empirical model for the development and equilibrium morphology of current ripples in fine sand. *Sedimentology* 46:123–138.
- Baas, J. H.** 1993. Dimensional Analysis of current ripples in recent and ancient depositional environments. *Geol. Ultraiectina* 106.
- Baas, J. H.** 1994. A flume study on the development and equilibrium morphology of current ripples in very fine sand. *Sedimentology* 41: 185-209.
- Bagnold, R.A.** 1962. Auto-suspension of transported sediment, turbidity currents. *Proc. Roy. Soc. London A*225:315-319.
- Bates, C.C.** 1953. Rational Theory of Delta Formation. *AAPG Bulletin* Vol. 37.
- Bechteler, W.; Vogel, G.; Vollmers, H.J.** 1991. Model investigations on the sediment transport of a lower alpine river. In: A. Armanini; G. Di Silvio; Eds. *Fluvial Hydraulics of Mountain Regions*. Lectures Notes in Earth Sciences, Springer-Verlag, Berlin, 179-194.
- Bendat, J.S.; Piersol, A.G.** 1971. Random Data: Analysis and Measurement Procedures. New York : *Wiley-Interscience*.
- Best, J.L.** 2005. The fluid dynamics of rivers dunes: a review and some future research directions. *Journal of Sedimentary Research A* 64:674–675.
- Best, J.L.; Kirkbride, A.D.; Peakall, J.** 2001 Mean flow and turbulence structure of sediment-laden gravity currents: new insights using ultrasonic Doppler velocity profiling. In: W.D. McCaffrey, B.C. Kneller and J. Peakall (Eds.) *Particulate Gravity Currents* pp. 159-172. Special Publication 31, IAS. Blackwell Science, Oxford.
- Bogardi, J.** 1974. Sediment transport in alluvial streams. *Budapest: Akademiai Kiado*.
- Boguchwal, L. A., Southard, J. B.** 1990. Bed configurations in steady unidirectional water flows. Part 3. Effects of temperature and gravity. *Journal of Sedimentary Petrology* 60:680–686.

- Bonnefille, R.** 1963. Essais de synthese des lois de debut d'entrainement des sediments sous l'action d'un courant en regime uniform. *Bulletin du Centre de Recherche et d'Essais de Chatou 5, France.*
- Bouma, A.H.** 1962. Sedimentology of some flysch deposits: a graphic approach to facies interpretation. *Amsterdam: Elsevier.*
- Britter, R. E.; Linden, P. F.** 1980. The motion of the front of a gravity current travelling down a incline. *Journal of Fluid Mechanics* 99(3):531-543.
- Britter, R.E.; Simpson, E.J.** 1978. Experiments on the dynamics of a gravity current head. *Journal of Fluid Mechanics* 88:223-240.
- Broadwell, J.E. and Breidenthal, R.E.** 1982. A simple model of mixing and chemical reaction in a turbulent shear layer. *J. Fluid Mech.* 125:397–410.
- Browlie, W. R.** 1981. Re-examination of Nikuradse roughness data. *Journal of Hydraulics Division, ASCE* 170(1):115–119.
- Buckee, C., Kneller, B. & Peakall, J.** 2001. Turbulence structure in steady, solute-driven gravity currents. In: W.D. McCaffrey, B.C. Kneller and J. Peakall (Eds.) *Particulate Gravity Currents* pp. 173-188. Special Publication 31, IAS. Blackwell Science, Oxford.
- Carlson, P.R., Powell, R.D. & Phillips, A.C.** 1992. Submarine sedimentary features on a fjord delta front, Queen inlet, Glacier Bay, Alaska. *Can. J. Earth Sci.* 29:565-573 *apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Carter, L., Carter, R.M., Nelson, C.S., Fulthorpe, C.S., Neil, H.L.** 1990. Evolution of Pliocene to recent abyssal sediment waves on Bounty Channel levees, New Zealand. *Mar. Geol.* 95:97–109.
- Carter, R.M.; Carter, L.** 1996. The abyssal Bounty Fan and lower Bounty Channel: evolution of a rifted-margin sedimentary system. *Marine Geology* 130: 181–202.
- Cartigny, M.J.B.** 2012. Morphodynamics of supercritical high-density turbidity currents. Tese submetida à *Universidade de Utrecht.*

- Cartigny, M.J.B.; Postma, G.; Van Den Berg, J.H.; Mastbergen, D.R.** 2011. A comparative study of sediment waves and cyclic steps based on geometries, internal structures and numerical modeling. *Marine Geology* 280: 40–56.
- Chaubert, J., Chauvin, j. L.** 1963. Formation des dunes et des rides dans las modeles fluviaux. *Bulletin du Centre de Recherche et d'Essais de Chatou* 4..
- Choux, C.M.A., Baas, J.H., McCaffrey, W.D. & Haughton, P.D.W.** 2005. Impact of concentration on velocity, grain size and density structure of experimental gravity flows. *Sedimentary Geology* 179:49–69.
- Coleman, S. E., Eling, B.** 2000. Sand wavelets in laminar open-channels flows. *Journal of Hydraulics Research, IAHR* 38(5):331–338.
- Coleman, S. E., Melville, B. W.** 1994. Bed-form development. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 120(4):544–560.
- Coleman, S. E., Melville, B. W.** 1996. Initiation of bed forms on a flat bed. *Journall of Hydraulic Engineering , ASCE* 122(6):301–310.
- D'Ávila, R.S.F. & Paim, P.S.G.** 2003. Mecanismos de transporte e deposição de turbiditos. In: Paim, P.S.G., Faccini, U.F. & Netto, R.G. (Eds.). *Geometria, arquitetura e heterogeneidades de corpos sedimentares*. Univ. Vale do Rio dos Sinos.
- Del Rey, A.C.** 2005. Simulação Física de Processos Gravitacionais Subaquosos: uma aproximação para o entendimento da sedimentação marinha profunda. Tese submetida à *Univ. Fed. Rio Grande do Sul*.
- Dorn, W.U., Werner, F.** 1993. The contour-current flow along the southern Iceland-Faeroe Ridge as documented by its bedforms and asymmetrical channel fillings. *Sediment. Geol.* 82:47–59.
- Eisma, D. & Kalf, J.** 1984. Dispersal of Zaire River suspended material in the estuary and the Angola Basin. *Neth. J. Sea Res.* 17:385-411.
- Elisson, T.H. & Turner, J. S.** 1959. Turbulent entrainment in stratified flows. *Journal of Fluid Mechanics* 6:423-448.
- Emms, P.W.** 1999. On the ignition of geostrophically rotating turbidity currents: *Sedimentology* 46: 1049–1063.
- Engelund, F.** 1970. Instability of erodible beds. *Journal of Fluid Mechanics* 42(2):225–244.

- Engelund, F., Hansen, E.** 1967. A monograph sediment transport in alluvial streams. *Teknisk Vorlag, Copenhagen, Demark.*
- Fabian, S.** 2002. Modelagem física de correntes de densidade conservativas em canal de declividade variável. Dissertação de Mestrado, *Univer. Fed. do Rio Grande do Sul.*
- Fedele, J.J.** 2003. Bedforms and gravity underflows in marine environments. Tese submetida à *Universidade de Illinois, campus de Urbana-Champaign.*
- Fedele, J.J.; Hoyal, D.; Guentzel, K.; Draper, J.** 2011. Experimental Study on Bedforms Created by Density Currents. *AAPG Annual Convention and Exhibition, Houston, Texas, USA, April 10-13, 2011.*
- Felix, M., Sturton, S. & Peakall, J.** 2005. Combined measurements of velocity and concentration in experimental turbidity currents. *Sed. Geol.*, 179, 31–47.
- Fernando, H.J.S.** 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23:455-493.
- Fildani, A.; Normark, W.R.; Kostic, S.; Parker, G.** 2006. Channel formation by flow stripping: large-scale scour features along the Monterey East Channel and their relation to sediment waves. *Sedimentology*, 53: 1265- 1287.
- Flemming, B. W.** 1988. Zur klassifikation subaquatischer, stömungstransversaler transportkörper: *Bochumer Geol.Univ. Geotechn. Arb*, 29: 44-47.
- Flood, R.D.** 1988. A lee wave model for deep-sea mudwave activity. *Deep-Sea Res.* 35:973–983.
- Flood, R.D.** 1994. Abyssal bedforms as indicators of changing bottom current flow: Examples from the U.S. East Coast continental rise. *Paleoceanography* 9:1049–1060.
- Flood, R.D., Shor, A.N., Manley, P.D.** 1993. Morphology of abyssal mudwaves at Project MUDWAVES sites in the Argentine Basin. *Deep-Sea Res.* 40:859–888.
- Fredsoe, J.** 1996. The stability of sand river. *Issues and Directions in Hdraulics*, T. Nakato and R. Ettema, eds., Balkema, Rotterdam99–113.
- Fukushima, Y., Parker, G., Pantin, H. M.** 1985. Prediction of ignitive turbidity currents in Scripps Submarine Canyon. *Marine Geology* 67:55–81.
- García, M. & Parker, G.** 1993. Experiments on entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current. *Journal of Geophysical Research* 98(C3):4793-4807.

- García, M.** 1994. Depositional turbidity currents laden with poorly sorted sediment. *J. Hyd. Eng.* 120(11):1240-1263.
- García, M.H. & Parsons, J.D.** 1996. Mixing at the front of gravity currents. *Dyn. Atmos. Oceans* 24:197-205.
- García, M.H.** 2008. Sedimentation Engineering Processes, Measurements, Modeling and Practice, 1050 pp., *Am. Soc. Civ. Eng.*, Reston, Va.
- García, M.H., Maza-Alvarez, J. A.** 1997. Inicio de movimiento y acorazamiento. Capítulo 8 del Manual de Ingeniería de Ríos. *Series Del Instituto fr Ingeniería* 592, UNAM, México.
- Giacomel, R. dos S., Ávila, M.D., Borges, A.L. de O., Toldo Jr., E.E.** 2005. Determinação dos limites de concentração entre correntes de alta e baixa densidade. In: *Congresso Brasileiro de P&D em Petróleo e Gás*. Trabalhos técnicos IBP0152-05, 5 p.
- Hallworth, M.A.; Hupper, H.E.; Phillips, J.C. & Sparks, R.S.J.** 1996. Entrainment into two-dimensional and axisymmetric turbulent gravity currents. *J. Fluid Mech.* 308: 289-311.
- Hampton, M.A., Lee, H.J. & Locat, J.** 1996. Submarine landslides. *Rev. Geophys.* 34:33–59
- apud* Mutti, E., Bernoulli, D., Lucchi, F.R. & Tinterri, R. 2009. Turbidites and turbidity currents from Alpine ‘flysch’ to the exploration of continental margins. *Sedimentology* 56:267–318.
- Hand, B.M.** 1974. Supercritical flow in density currents. *J. Sed. Petrol.* 44: 637–648.
- Härtel, C., Carlsson, F. and Thunblom, M.** 2000b Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head, Part 2. The lobe-and-cleft instability. *J. Fluid Mech.* 418: 213–229.
- Härtel, C., Meiburg, E. & Necker, F.** 2000a Analysis and direct numerical simulation of the flow at a gravity-current head, Part 1. Flow topology and front speed for slip and no-slip boundaries. *J. Fluid Mech.* 418:189–212.
- Hill, P.R., Moran, K.M., Blasco, S.M.** 1982. Creep deformation of slope sediments in the Canadian Beaufort Sea. *Geo-Mar. Lett.* 2:163–70.
- Howe, J.A.** 1996. Turbidite and contourite sediment waves in the northern Rockall Trough, North Atlantic Ocean. *Sedimentology* 43:219–234.

- Ji, Z.G.; Mendonça, C.** 1997. Weakly Nonlinear Stability Analysis for Dune Formation. *Journal of Hydraulic Engineering* 123(11):979–985.
- Jobe, Z.R.; Lowe, D.R.; Morris, W.R.** 2012. Climbing-ripple successions in turbidite systems: depositional environments, sedimentation rates and accumulation times. *Sedimentology* 59 (3): 867–898.
- Julien, P. Y., Klaassen, G. J.** 1995. Sand-dune geometry of large rivers during floods. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 121:657–663.
- Julien, P.Y.** 1998. Erosion and sedimentation. *Cambridge Univ. Press.*
- Kamphuis, J.W.** 2010. Introduction to Coastal Engineering and Management. Singapore : *World Scientific.*
- Kane, I.A.; McCaffrey, W.D.; Peakall, J.; Kneller, B.C.** 2010. Submarine channel levee shape and sediment waves from physical experiments. *Sedimentary Geology* 223: 75–85.
- Kennedy, J. F.** 1961. Stationary Waves and Antidunes in Alluvial Channels. *W. M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Institute of Technology, Report KH-R-2.*
- Kennedy, J. F.** 1963. The mechanics of dunes and antidunes in erdible-bed channels. *Journal of Fluid Mechanics* 16:521–544.
- Kenyon, N.H., Belderson, R.H., Stride, A.H.** 1978. Channels, canyons and slump folds on the continental slope between south-west Ireland and Spain. *Oceanol. Acta* 1:369–380.
- Keulegan, G.H.** 1938. Laws of Turbulent Flow in Open Channels. *Jl of Research, National Bureau of Standards* 21: 707-741.
- Khripounoff, A., Vangriesheim, A., Babonneau, N., Crassousa, P., Dennieloub, B. & Savoye, B.** 2003. Direct observation of intense turbidity current activity in the Zaire submarine valley at 4000 m water depth. *Mar. Geol.* 194:151–158.
- Kidd, R.B., Lucchi, R.G., Gee, M., Woodside, J.M.** 1998. Sedimentary processes in the Stromboli Canyon and Marsili Basin, SE Tyrrhenian Sea: results from sidescan sonar surveys. *Geo-Mar. Lett.* 18:146–154.
- Kim, J.; Moin, P.; Moser, R.** 1987. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* 177:133-166.

- Klaasen G.P. & Peltier, W.R.** 1985. The onset of turbulence in finite amplitude Kelvin-Helmholtz billows. *J. Fluid Mech.* 155:1–35.
- Kneller, B. and Buckee, C.** 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Kneller, B.C., Bennett, S.J. and McCaffrey, W.D.** 1999. Velocity structure, turbulence and fluid stresses in experimental gravity currents. *J. Geophys. Res. Oceans.* 94:5281–5291.
- Kolmogorov, A.N.** 1942, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* VI .1-2., 56.
- Komar, P.D.** 1975. Supercritical Flow in Density Currents: A Discussion. *Journal of Sedimentary Research* 45: 747-753.
- Kostic, S.** 2011. Modeling of submarine cyclic steps: Controls on their formation, migration, and architecture. *Geosphere*, 7, 294-304.
- Kubo, Y., Nakajima, T.** 2002. Laboratory experiments and numerical simulation of sediment wave formation by turbidity currents. *Mar. Geol.*, S0025-3227(02)00551-0.
- Lambert, A.M.; Kelts, K.R. & Marshall, N.F.** 1976. Measurements of density underflows from Walensee, Switzerland. *Sedimentology* 23:87-105.
- Lee, S.H., Chough, S.K.** 2001. High-resolution (2-7 kHz) acoustic and geometric characters of submarine creep deposits in the South Korea Plateau, East Sea. *Sedimentology* 48:629–644.
- Leeder, M.** 1999. *Sedimentology and Sedimentary Basins: From Turbulence to Tectonics.* Wiley-Blackwell.
- Levey, R. A., B. Kjerfve, and R. T. Getzen.** 1980. Comparison of bed form variance spectra within a meander bend during flood and average discharge. *J. Sediment. Petrol.* 50: 149– 155.
- Liu, H. D.** 1957. Mechanics of Sediment Ripple Formation. *Proceedings American Society of Civil Engineers, ASCE* 83(2): 1–23.
- Lonsdale, P., Malfait, B.** 1974. Abyssal dunes of foraminiferal sand on the Carnegie Ridge. *GSA Bull* 85:1697–1712.

- Malinverno, A., Ryan, W.B.F., Au'ret, G., Pautot, G.** 1988. Sonar images of the path of recent failure events on the continental margin of Nice, France. *GSA Spec. Pap.* 229:59–76.
- Manica, R.** 2009. Geração das correntes de turbidez de alta densidade: condicionantes hidráulicos e deposicionais. Tese de Doutorado. Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, IPH Porto Alegre/UFRGS.
- Manica, R.** 2012. Sediment Gravity Flows: Study Based on Experimental Simulationsby. In: H.E. Schulz; A.L.A. Simões; R.L. Lobosco. *Hydrodynamics - Natural Water Bodies*. InTech. DOI: 10.5772/1352
- Manica, R.; Del Rey, A.C.; Maestri, R.D.; Borges, A.L. de O.; Viana, A.R.** 2005. Influência do mecanismo de iniciação na dinâmica dos fluxos e na geometria dos depósitos gerados: observações obtidas a partir de estudo experimental de correntes de densidade não-conservativas. *B. Geoci. Petrobras* 13(1): 43-60.
- McCaffrey, W.D., Choux, C.M., Baas, J.H. & Haughton, P.D.W.** 2003. Spatio-temporal evolution of velocity structure, concentration and grain-size stratification within experimental particulate gravity currents. *Marine and Petroleum Geology* 20:851-860.
- Meiburg, E. & Kneller, B.** 2010. Turbidity Currents and Their Deposits. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 42: 135–56.
- Michon, X.; Goddet, J. e Bonnefile, R.** 1955. Etude Theorique et experimentale des courants de densite. 2 vol. *Lab. Nat. d'Hydraulique Chatou*, França.
- Middleton, G. V.** 1966a. Small-scale models of turbidity currents and the criterion for auto-suspension. *Journal of Sedimentary Petrology* 36 (1): 202-208.
- Middleton, G.V. & Southard, J.B.** 1984. The Mechanics of Sediment Movement, Society for Sedimentary Geology Short Course Number. 3 Providence Rhode Island. *Society for Sedimentary Geology*, Tulsa, Oklahoma.
- Middleton, G.V.** 1966b. Experiments on density and turbidity currents I. Motion of the head. *Canadian Journal of Earth Sciences* 3:523-546.
- Middleton, G.V.** 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annual Review of Earth Planet Science* 21:89-114.

- Miles, J.W.** 1984. Richardson number criterion for the stability of stratified shear flow. *Phys. Fluids* 29(10):3470-71 *apud* Fernando, H.J.S. 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23:455-493.
- Miller, M.C., McCave, N. & Komar, P.D.** 1977. Threshold of sediment motion under unidirectional currents. *Sedimentology* 24(4):507-527 *apud* Leeder, M. 1999. *Sedimentology and Sedimentary Basins: From Turbulence to Tectonics.* Wiley-Blackwell.
- Morris, S.A., Kenyon, N.H., Limonov, A.F., Alexander, J.** 1998. Downstream changes of large-scale bedforms in turbidites around the Valencia channel mouth, north-west Mediterranean: implications for paleoflow reconstruction. *Sedimentology* 45:365–377.
- Motta, V.F.** 1972. Curso de Teoria da Semelhança. Porto Alegre, *Ed. URGs.* 154p.
- Mulder, T. & Syvitski, J.P.M.** 1995. Turbidity currents generated at river mouths during exceptional discharges to the world oceans. *J. Geol.* 103:285–299.
- Müller, P., Holloway, G.** 1989. Parameterization of small-scale processes. *Eos, Trans. Am. Geophys. Union* 70 (36): 818-20
- Mutti, E., Bernoulli, D., Lucchi, F.R. & Tinterri, R.** 2009. Turbidites and turbidity currents from Alpine ‘flysch’ to the exploration of continental margins. *Sedimentology* 56:267–318.
- Mutti, E.; Normark, W.R.** 1987 Comparing examples of modern and ancient turbidite systems: problems and concepts. In: J.K. Leggett and G.G. Zuffa (Eds) *Marine Clastic Sedimentology: Concepts and Case Studies.* Graham and Trotman, London.
- Nakagawa, H. Tsujimoto, T.** 1980. Sand bed instability due to bed load motion. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE* 106(12):2029–2051.
- Nakajima, T., Satoh, M.** 2001. The formation of large mudwaves by turbidity currents on the levees of the Toyama deep-sea channel, Japan Sea. *Sedimentology* 48:435–463.
- Narimousa, S. & Fernando, H.J.S.** 1987. On the sheared density interface of an entraining stratified fluid. *Journal of Fluid Mechanics* 174:1-22.
- Narimousa, S.; Long, R. R.; Kitaigorodskii, S. A.** 1986. Entrainment due to turbulent shear flow at the interface of a stably stratified fluid. *Tellus, Series A - Dynamic Meteorology and Oceanography* 38A:76-87.

- Nelson, J. M., Smith, J. D.** 1989. flow in meandering channels with natural topography. *River meandering*, S. Ikeno & G. Parker, eds., Water Resources Monograph N° 12, American Geophysical Union, Washington, D.C. 69–102.
- Nikora, V. I., Hicks, D. M.** 1997. Scaling relationships for sand wave development in unidirectional flow. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 123(12):1152–1156.
- Normark, W.R., Hess, G.R., Stow, D.A.V., Bowen, A.J.** 1980. Sediment waves on the Monterey Fan levee: a preliminary physical interpretation. *Mar. Geol.* 37, 1–18.
- Odell, G.M. & Kovasznay, L.S.G.** 1971. A new type of water channel with density stratification. *J. Fluid Mech.* 50(3): 535-543.
- Padman, L. & Jones, I.S.F.** 1985. Richardson number statistics in the seasonal thermocline. *J. Phys. Oceanogr.* 15(7): 844-54 *apud* Fernando, H.J.S. 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23:455-493.
- Pantin, H.M.** 1979. Interaction between velocity and effective density in turbidity flow: phase-plane analysis, with criteria for autosuspension. *Mar. Geol.* 31: 59--99.
- Pantin, H.M.** 2001. Experimental evidence for autosuspension In: W.D. McCaffrey, B.C. Kneller and J. Peakall (Eds.) *Particulate Gravity Currents* pp. 189-205. Special Publication 31, IAS. Blackwell Science, Oxford.
- Pantin, H.M.; Franklin, M.C.** 2009. Predicting autosuspension in steady turbidity flow: ignition points and their relation to Richardson numbers. *Journal of Sedimentary Research* 79: 862–871.
- Paola, C. & Southard, J.B.** 1983. Autosuspension and the energetics of two-phase flows: Reply to comments on ‘experimental test of autosuspension’ by J. B. Southard and M. E. Mackintosh. *Earth Surface Processes and Landforms* 8(3):273-279 *apud* Middleton, G.V. & Southard, J.B. 1984. The Mechanics of Sediment Movement, Society for Sedimentary Geology Short Course Number. 3 Providence Rhode Island. *Society for Sedimentary Geology*, Tulsa, Oklahoma.
- Parker, G.** 1982. Conditions for the ignition of catastrophically erosive turbidity currents. *Mar. Geol.* 46: 307--327.
- Parker, G., Fukushima, Y & Pantin, H.M.** 1986. Self-accelerating turbidity currents. *Journal of Fluid Mechanics* 171:145-181.

- Parker, G., García, M., Fukushima, Y & Yu, W.** 1987. Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *Journal of Hydraulic Research* 25:123-147.
- Parker, G.; Anderson, A.G.** 1977. Basic Principles of River Hydraulics, *Journal of the Hydraulics Division*, American Society of Civil Engineer 103 (HY9):1077–1087
- Parker, G.; García, M.** (Eds.). 2006. River, coastal and estuarine morphodynamics: RCEM 2005 (Vols. I & II), *Taylor & Francis/Balkema*, Leiden, The Netherlands.
- Parsons, J. D., Friedrichs, C. T., Mohrig, D., Traykovski, P., Imran et al.** 2007. The mechanics of marine sediment gravity flows. In: Nittrouer, C., Austin, J., Field, M., Steckler, M., Syvitski, J. and Wiberg, P. (Eds.) *Continental Margin Sedimentation: Transport to Sequence*, Wiley-Blackwell.
- Parsons, J.D. & García, M.H.** 1998. Similarity of gravity current fronts. *Phys. Fluids* 10:3209–3213.
- Parsons, J.D.** 1998. Mixing mechanisms in density intrusions. Tese submetida à *University of Illinois*, Urbana-Champaign.
- Patnaik, P., Sherman, F. S. & Corcos, G. M.** 1976. A numerical simulation of Kelvin-Helmholtz waves of finite amplitude. *J. Fluid Mech.* 73:21540 *apud* Fernando, H.J.S. 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23:455-493.
- Peltier, W.R. & Caulfield, C.P.** 2003. Mixing efficiency in stratified shear flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 35:135-67.
- Pope, S.B.** 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Prandtl, L.** 1945. *Ueber Reibungsschichten bei Drei-Dimensionalen Stroemungen*, pp. 134-141; Albert Betz Festschrift, Goettingen, Germany, 1945.
- Prins, A.** 1969. Dominant discharge. *Delft Hydraulics Lab. Research Report*, S78-III.
- Prior, D.B. & Bornhold, B.D.** 1990. The underwater development of Holocene fan deltas In: Colella, A., Prior, D.B. (Eds.) *Coarse-Grained Deltas*, Spec. Publ. Int. Assoc. Sedimentol. 10:75-90 *apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.

- Puhl, E.** 2007. Parametrização de ensaios de simulação física de correntes de densidade. Dissertação de Mestrado, Instituto de Pesquisas Hidráulicas, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, IPH Porto Alegre/UFRGS.
- Puhl, E.; Martin, J.E.; Borges, A.L.de O.; Garcia, M. H.; Maestri, R.D.** 2010. Evaluation of mixing processes in turbidity currents using a novel experimental approach In: *International Sedimentological Congress* (18. : 2010 Sept. 26/Oct. 01 : Mendoza, Argentina). La Plata : International Association of Sedimentologists, p. 723
- Raudkivi, A. J.** 1990. Loose Boundary Hydraulics, 3rd ed. *Pergamon Press*, New York.
- Raudkivi, A. J.** 1997. Ripples on stream bed. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 116:58–64.
- Raudkivi, A. J., White, H-H.** 1990. Development of bed features. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE* 116:1063–1079.
- Reineck, H.E.; Singh, I.B.** 1980. Depositional Sedimentary Environments. *Springer-Verlag*, Berlin.
- Reineck, H.E.; Singh, I.B.; Wunderlich, F.** 1971. Einteilung der Rippeln und anderer mariner Sandkörper *Senckenbergiana Marit.* 3: 93–101;
- Reineck, H.E.; Wudnerlich, F.** 1968. Zur Unterscheidung von asymmetrischen Oszillationsrippeln und stromungsrippeln. *Senckenbergiana Lethaea* 49: 321–345.
- Richards, K. J.** 1980. The formation of ripples and dunes on an erodible bed. *Journal of Fluid Mechanics* 99:597–618.
- Robert, A., Uhlman, W.** 2001. An experimental study on the ripple-dune transition. *Earth surface Processes and Landforms* 26:615–629.
- Schlichting, H.** 1979. Boundary-layer theory. 7th ed. New York : *Mcgraw-Hill*.
- Schmidt, W.** 1911. Zur Mechanik der Böen. *Z. Meteorol.* 28:355-62 *apud* Simpson, J.E. 1982 Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 14:213-234.
- Schowalter, D.G., Van Atta, C.W. & Lasheras, J.C.** 1994. A study of streamwise vortex structure in a stratified shear layer. *J. Fluid Mech.* 281:247–281
- Schreider, M. I., Amsler, M. L.** 1992. Bedform steepness in alluvial streams. *Journal of Hydraulic Research, IAHR* 30(6):725–742.

- Scotfi, R.S. & Corcos, G.M.** 1972. An experiment on the stability of small disturbances in a stratified free shear layer. *J. Fluid Mech.* 52:499-528 *apud* Fernando, H.J.S. 1991. Turbulent mixing in stratified fluids. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23:455-493.
- Sequeiros, O. E.** 2008. Bedload transport, self acceleration, downstream sorting, and flow dynamics. Tese submetida à *Universidade de Illinois*, campus de Urbana-Champaign.
- Sequeiros, O. E., B. Spinewine, R. T. Beaubouef, T. Sun, M. H. Garcia, and G. Parker.** 2010. Bedload transport and bed resistance associated with density and turbidity currents, *Sedimentology* 57: 1463–1490.
- Shields, A.** 1936 *Anwendung der Aehnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung*. Berlin: Mitteilungen der Preussische Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau *apud* Julien, P.Y. 1998. Erosion and sedimentation. *Cambridge Univ. Press*.
- Simons, D. B., Richardson, E. V.** 1961. Forms of bed roughness in alluvial channels. *Journal of Hydraulic Division, ASCE* 87(3):87–105.
- Simons, D. B., Richardson, E. V.** 1963. Uniform water conveyance channels in alluvial material. *Transaction American Society of Civil Engineering* vol. 128 part 1.
- Simons, D. B., Richardson, E. V.** 1966. Resistance to flow in alluvial channels. *Professional Paper* 422J, U.S. Geological Survey, Washington, D.C.
- Simons, D. B., Richardson, E. V., Nordin, C. F.** 1965a. Sedimentary structures generated by flow in alluvial channels. *Primary sedimentary structures and their hydrodynamic interpretation*, G. V. Middleton, ed., *SEPM Special Publication* 12:34–53.
- Simons, D. B., Senturk, F., 1992.** Sediment transport technology. *Water and sediment dynamics. Water Resources Publications, Littleton, Colorado*.
- Simpson, E.J. & Britter, R.E.** 1979. The dynamics of the head of a gravity current advancing over a horizontal surface. *Journal of Fluid Mechanics* 94:447-495.
- Simpson, J.E.** 1972. Effects of the lower boundary on the head of a gravity current, *J. Fluid Mech.* 53: 759-768.
- Simpson, J.E.** 1982 Gravity currents in the laboratory, atmosphere, and ocean. *Ann. Rev. Fluid Mech.* 14:213-234

- Simpson, J.E.** 1997. Gravity currents in the environment and the laboratory. *Cambridge University Press*.
- Smith, J. D.** 1977. Modeling of sediment transport on continental shelves. *The Sea: ideas and observations on progress in the study of the seas*, E. D. Goldberg, ed. John Wiley and Sons, New York, 538–577.
- Sorby, H.C.** 1859. On the structures produced by the currents present during the deposition of stratified rocks. *Geologist 2*: 137–147 *apud* Jobe, Z.R.; Lowe, D.R.; Morris, W.R.
2012. Climbing-ripple successions in turbidite systems: depositional environments, sedimentation rates and accumulation times. *Sedimentology 59* (3): 867–898.
- Spinewine, B., Sequeiros, O. E.; Garcia, M. H.; Beaubouef, R. T.; Sun, T.; Savoye, B.; Parker, G.** 2009), Experiments on wedge-shaped deep sea sedimentary deposits in minibasins and/or on channel levees emplaced by turbidity currents. Part II. Morphodynamic evolution of the wedge and of the associated bedforms, *J. Sediment. Res.* 79: 608–628.
- Stacey, M.W. & Bowen, A.J.** 1988. The vertical structure of density and turbidity currents: theory and observations. *J. Geophys. Res.* 93:3528-3542.
- Stephenson, P.W. & Fernando, H.J.S.** 1991. Turbulence and mixing in stratified shear flow. *Geophysical and astrophysical fluid dynamics 59*(1): 147-164.
- Stow, D.A.V.** 1994. Deep sea processes of sediment transport and deposition. In: Pye, K. (Eds.) *Sediment Transport and Depositional Process* 1.ed. Blackwell Science. p. 257-293.
- Strang, E.J. & Fernando, H.J.S.** 2001a. Entrainment and mixing in stratified shear flows. *J. Fluid Mech.* 428:349-386.
- Strang, E.J. & Fernando, H.J.S.** 2001b. Vertical Mixing and Transports through a Stratified Shear Layer. *J. of Physical Oceanography 31*(8):2026-2048.
- Sturm, M. & Matter, A.** 1978. Turbidites and varves in Lake Brienz (Switzerland): deposition of clastic detritus by density current In: Matter, A., Tucker, M.E. (Eds.) *Modern and Ancient Lake Sediments*, Spec. Publ. Int. Assoc. Sediment. 2:147-168.
- Sutherland, A.J.; Hwang, L.S.** 1965. A study of dune geometry and dune growth on a sand bed. W.M. Keck Lab. Of Hyd. And Water Resources, Div. of Eng. And Appl. Sci., Caltech, Pasadena, *Technical Memo.* 65-5.

- Taki, K. and Parker, G.** 2005. Transportational cyclic steps created by flow over an erodible bed. Part 1. Experiments. *J. Hydraul. Res.* 43: 488-501.
- Thomas, L.P., Dalziel, S.B. & Marino, B.M.** 2003. The structure of the head of an inertial gravity current determined by particle-tracking velocimetry. *Experiments in Fluids* 34:708–716.
- Tjerry, S., Fredsoe.** 2005. Calculation of dune morphology. *Journal of Geophysical Research*, 110, F04013, doi: 10.1029/2004JF000171.
- Turner, J.S.** 1973. Buoyancy effects in fluids, *Cambridge Univ. Press.*
- Van den Berg, j. h., Van Gelder, A.** 1993. A new bedform stability diagram, with emphasis on the transition of ripples to plane bed in flows over fine sand and silt. *Alluvial Sedimentation*, M. Marzo and C. Puidefabregas, eds., International Association of Sedimentologists, Special Publication 17:11–21.
- Van Rijn, L.C.** 1984. Sediment transport, part III: bed forms and alluvial roughness. *J. Hydraul. Eng.* 110 (12): 1733-1754.
- Vanoni, V. A.** 2006. *Sedimentation Engineering-Classic Edition*, ASCE Manual and Reports on Engineering Practice 54, ASCE/EWRI, Reston, Virginia.
- Weimer, P. & Link, M.H.** 1991. Global petroleum occurrences in submarine fans and turbidite systems. In: Weimer, P.; Link, M. H. (Eds.) *Frontiers in Sedim. Geol. Seismic Facies and Sedimentary Processes of Submarine Fans and Turbidite Systems* 9-67. Springer Verlag, New York *apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Wright, L.D., Wiseman, W.J. Jr., Yang, Z.S. Bornhold, B.D., Keller, G.H. et al.** 1990. Processes of marine dispersal and deposition of suspended silts off the modern mouth of the Juanghe (Yellow) River. *Cont, Shelf Res.* 10:1-40 *apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Wynn, R.B. and Stow, D.A.V.** 2002. Classification and characterisation of deep-water sediment waves. *Mar. Geol.* 192 (1–3): 7–22.

- Wynn, R.B., Masson, D.G., Stow, D.A.V., Weaver, P.P.E.** 2000b. Turbidity current sediment waves on the submarine slopes of the western Canary Islands. *Mar. Geol.* 163, 185–198.
- Wynn, R.B., Masson, D.G., Stow, D.A.V., Weaver, P.P.E.** 2000c. Turbidity current sediment waves in subsurface sequences. In: Bouma, A.H., Stelling, C.E., Stone, C.G. (Eds.), *Fine-Grained Turbidite Systems*. AAPG Memoir 72/SEPM Spec. Publ. 68:299–306.
- Wynn, R.B., Piper, D.J.W., Gee, M.J.R.** 2002. Generation and migration of coarse-grained sediment waves in turbidity current channels and channel-lobe transition zones. *Mar. Geol.*, S0025-3227(02)00549-2.
- Wynn, R.B., Weaver, P.P.E., Ercilla, G., Stow, D.A.V., Masson, D.G.** 2000a. Sedimentary processes in the Selvage sediment-wave field, NE Atlantic: new insights into the formation of sediment waves by turbidity currents. *Sedimentology* 47:1181–197.
- Yalin, M. S.** 1964. Geometrical properties of sand waves. *Journal of the Hydraulic Division, ASCE* 90:105–119.
- Yalin, M.S.** 1972. *Mechanics of Sediment Transport*. Pergamon Press, Nova York.
- Yokokawa, M.** 1995. Combined-Flow Ripples: Genetic Experiments and Applications for Geologic Records. *Mem. Fac. Sci., Kyushu Univ., Ser. D, Earth Planet. Sci.*, Vol. 29, No.1, pp. 1-38
- Zeng, J., Lowe, D.R., Prior, D.B., Wiseman, W.J. Jr. & Bornhold, B.D.** 1991 Flow properties of turbidity currents in Bute Inlet, British Columbia. *Sedimentology* 38:975-996
- apud* Kneller, B. and Buckee, C. 2000. The structure and fluid mechanics of turbidity currents: a review of some recent studies and their geological implications. *Sedimentology* 47:62–94.
- Zhou, D.; Mendoza, C.** 2005. Growth model for sand wavelets. *J. Hyd. Eng.* 131 (10): 866-876.