JOHANNES GERSON JANZEN

**Fluxo de massa na interface ar-água em
tanques de grades oscilantes e detalhes de
escoamentos turbulentos isotrópicos**

São Carlos

2006

JOHANNES GERSON JANZEN

Fluxo de massa na interface ar-água em tanques de grades oscilantes e detalhes de escoamentos turbulentos isotrópicos

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Engenharia Civil.

Área de Concentração: Hidráulica e Saneamento

Orientador: Prof. Dr. Harry Edmar Schulz

São Carlos

2006

Agradecimentos

Este trabalho não seria possível sem a ajuda e suporte de muitas pessoas e instituições. Dedico meus sinceros agradecimentos ao *Prof. Harry Edmar Schulz* pela oportunidade de realizar esta interessante tese. Agradeço pelo suporte e orientação, pela amizade e pela confiança depositada no meu trabalho.

Sou grato também ao *Prof. Gerhard Jirka* pela oportunidade da realização de experimentos no Instituto de Hidromecânica da Universidade de Karlsruhe, Alemanha. Os meus agradecimentos, em particular, à *Dra. Herlina* pela experiência “emprestada” para a execução dos experimentos e posterior análise dos resultados. As discussões técnicas, nas reuniões do grupo *Environmental Fluid Mechanics*, do Instituto de Hidromecânica, sob a liderança do *Dr. Volker Weitbrecht*, também foram muito proveitosas.

Grande parte do sucesso dessa tese é devido à colegas e professores do Departamento de Hidráulica e Saneamento. Gostaria de agradecer ao *Prof. Nivaldo Aparecido Corrêa* pela amizade e disponibilidade. Sou grato ao colega *Eudes José Arantes* pela assistência na simulação numérica. Sem os seus conhecimentos não seria possível realizar essa interessante parte da tese. O meu “obrigado” aos técnicos *Antonio Wagner Lamon* e *Osni Aparecido Rizzato* pela ajuda nos experimentos realizados no Laboratório de Hidráulica Ambiental. A realização do trabalho não seria possível sem o suporte financeiro. Meu “muito obrigado” ao *CNPq* pela bolsa de estudo concedida tanto no Brasil como no exterior e pelo financiamento de parte dos experimentos através do PRONEX (Programa de Apoio a Núcleos de Excelência).

Meu agradecimento à Universidade Federal de Rondônia, por ter permitido o afastamento para o término do doutorado.

Por último, gostaria de expressar a minha gratidão à minha esposa *Gislaine de Araujo Ferreira Janzen* e à minha filha *Bianca Janzen* pelo amor, suporte e paciência. Elas sempre estiveram presentes quando necessário e sem elas a realização do trabalho não teria sido possível.

Resumo

A transferência de gases através da interface ar-água em escoamentos turbulentos é um processo importante para diferentes sistemas ambientais. Para avançar no entendimento dos princípios básicos envolvidos no fenômeno é necessário a utilização de técnicas e aparatos experimentais adequados. Neste estudo, foi realizada simulação numérica e experimentos em tanque de uma e duas grades oscilantes. Para a configuração de duas grades, dados experimentais foram comparados com soluções analíticas, obtendo-se boa concordância. Quatro quantidades foram analisadas: energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia, viscosidade turbulenta e escala de comprimento. Na configuração de uma grade oscilante, foram realizadas medidas de concentração através da utilização de micro sonda de oxigênio. Adicionalmente, foram realizadas medidas concomitantes de velocidade e concentração, próximas à interface, utilizando, respectivamente, as técnicas *Particle Image Velocimetry* (PIV) e *Laser Induced Fluorescence* (LIF). O uso combinado das técnicas PIV e LIF permite a obtenção direta do fluxo de massa através da interface ar-água. Os resultados qualitativos e quantitativos devem servir de auxílio para direcionar futuros desenvolvimentos na área.

Palavras-chave: transferência de gases, turbulência, tanque de grade oscilante.

Abstract

Gas transfer across the air-water interface in turbulent flows is an important process for many environmental systems. To improve the understanding of the basic principles involved in this phenomenon it is necessary to use suitable apparatus and experimental techniques. In this study, experiments and numerical simulation were conducted in a tank with one and two oscillating grids. In the two-grids configuration, experimental data were compared with analytical solutions, obtaining good agreement. Four quantities have been evaluated: turbulent kinetic energy, dissipation rate, eddy viscosity, and length scale. In the one-grid configuration, a microprobe has been used for measurements of oxygen concentration. In addition, the velocity and concentration fields near the interface were measured simultaneously using the combined Particle Image Velocimetry (PIV) - Laser Induced Fluorescence (LIF) technique. With the combined PIV-LIF technique, the total mass flux across the air-water interface could be obtained directly. The qualitative and quantitative results should help guide future work at the subject.

Keywords: gas transfer, turbulence, oscillating-grid tank.

Lista de Figuras

1	Variação da difusividade dos gases Amônia, Argônio, Cloro e Dióxido de Carbono dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).	p. 45
2	Variação da difusividade dos gases Dióxido de Enxofre, Dióxido de Nitrogênio, Etileno e Hélio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).	p. 46
3	Variação da difusividade dos gases Hidrogênio, Metano, Monóxido de Carbono e Neônio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).	p. 47
4	Variação da difusividade dos gases Nitrogênio, Oxigênio, Sulfato de Hidrogênio e Xenônio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).	p. 48
5	Orientação dos eixos para o problema de transferência de gases através da interface ar-água.	p. 49
6	Camadas superficiais hidrodinâmicas.	p. 51
7	Variação da concentração próximo à interface.	p. 53
8	Perfis de concentração normalizados $f(\tilde{z})$ representados como função da distância da interface adimensional.	p. 67
9	Evolução temporal da concentração próximo à interface ar-água.	p. 72
10	Evolução temporal da amplitude de concentração próximo à interface ar-água.	p. 74
11	Orientação do eixo para escoamento em tanque de uma grade oscilante.	p. 79
12	Comparação entre soluções analíticas: $\hat{k}$, $\hat{\epsilon}$, $\hat{L}$, $\hat{\nu}_t$. (-) Matsunaga et al. (1). (- -) Schulz e Chaudhry (2).	p. 81

13	Desenho do tanque de grade oscilante. Para a visualização da grade, foram removidas do desenho duas placas de acrílico externas (3).	p. 86
14	Micro sonda de oxigênio (imagens fornecidas por Lamon em São Carlos, em 2006).	p. 87
15	Aparato experimental para medidas com micro sonda de oxigênio. . . .	p. 88
16	Variação temporal da concentração de oxigênio dissolvido instantânea adimensional.	p. 90
17	Variação da concentração média adimensional com a distância da interface.	p. 90
18	Perfil do desvio padrão da concentração.	p. 91
19	Tanque de grade oscilante (4).	p. 94
20	Aparato PIV (4).	p. 96
21	Aparato LIF (4)	p. 99
22	Espectro de absorção e emissão do PBA (4).	p. 99
23	Imagem fluorescente típica não processada.	p. 101
24	Perfil vertical da intensidade fluorescente ($X \text{ Pixel} = 500$).	p. 101
25	Perfil horizontal da intensidade fluorescente ($Z \text{ Pixel} = 500$).	p. 102
26	Perfil vertical da intensidade fluorescente filtrada ($X \text{ Pixel} = 500$). . . .	p. 102
27	Perfil horizontal da intensidade fluorescente filtrada ($Z \text{ Pixel} = 500$). .	p. 103
28	Decaimento Lambert-Beer.	p. 104
29	Perfil vertical da intensidade adimensionalizada após correção do decaimento Lambert-Beer (os dados foram adimensionalizados com a intensidade média do seio do fluido).	p. 104
30	Correção do efeito óptico (os dados foram adimensionalizados com a intensidade média do seio do fluido).	p. 105
31	Perfil vertical da concentração instantâneo adimensionalizado.	p. 106
32	Campo de concentração instantâneo adimensional.	p. 107
33	Aparato experimental conjunto (4).	p. 107
34	Variação da concentração média adimensional com a distância da interface.	p. 110

35	Variação da espessura da camada limite de concentração em função de Rey_g	p. 110
36	Variação da espessura da camada difusiva em função do número de Rey_g	p. 111
37	Perfis da velocidade horizontal média (série Micro).	p. 112
38	Perfis da velocidade vertical média (série Micro).	p. 112
39	Perfis da velocidade horizontal média (série Macro).	p. 113
40	Perfis da velocidade vertical média (série Macro).	p. 113
41	Perfis do desvio padrão da concentração.	p. 114
42	Perfil do desvio padrão da concentração a partir da aproximação proposta no Capítulo 6 ($Rey_g = 5791$).	p. 115
43	Variação de m com a distância adimensional da interface ($z^+ = z/\delta_D$).	p. 116
44	Perfis do desvio padrão da velocidade horizontal (série Macro).	p. 116
45	Perfis do desvio padrão da velocidade vertical (série Macro).	p. 117
46	Perfis do desvio padrão da velocidade horizontal (série Micro).	p. 117
47	Perfis do desvio padrão da velocidade vertical (série Micro).	p. 118
48	Variação da relação σ_w/σ_u com a distância da interface (Série Macro).	p. 118
49	Variação da relação σ_w/σ_u com a distância da interface (Série Micro).	p. 119
50	Variação das escalas de comprimento horizontal e vertical com a distância da interface (Série Macro).	p. 120
51	Variação da escala temporal de concentração com a distância da interface (Série Micro).	p. 122
52	Variação da escala temporal de concentração com a distância da interface (Série Macro).	p. 122
53	Variação da escala temporal da velocidade horizontal com a distância da interface.	p. 123
54	Variação da escala temporal da velocidade vertical com a distância da interface.	p. 123
55	Seqüência de campos de concentração ($Rey_g = 5791$).	p. 124

56	Sequência de campos de velocidade vertical ($Rey_g = 5791$).	p. 125
57	Variação do fluxo de massa molecular com a distância da interface. . .	p. 126
58	Variação do fluxo de massa turbulento com a distância da interface. . .	p. 126
59	Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 8510$).	p. 128
60	Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 15601$).	p. 128
61	Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 19147$).	p. 128
62	Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 22693$).	p. 128
63	Variação do fluxo de massa total com a distância da interface.	p. 129
64	Fluxo de massa molecular e turbulento adimensionalizados com o fluxo de massa total ($Rey_g = 19147$).	p. 129
65	Comparação entre dados experimentais, k_{exp} , e modelos de transferência de gases, k_{cal}	p. 133
66	Orientação do eixo para escoamento em tanque de duas grades oscilantes.	p. 138
67	Domínio computacional.	p. 146
68	Malha.	p. 147
69	Detalhe da malha próximo às barras.	p. 147
70	Campo de velocidade (t=9,0 s).	p. 150
71	Campo de velocidade (t=9,2 s).	p. 150
72	Campo de velocidade (t=9,4 s).	p. 150
73	Campo de velocidade (t=9,6 s).	p. 151
74	Campo de velocidade (t=9,8 s).	p. 151
75	Campo de velocidade (t=10,0 s).	p. 151
76	Campo instantâneo de energia cinética turbulenta (t=10 s).	p. 151
77	Campo instantâneo da taxa de dissipação de energia (t=10 s).	p. 151

78	Campo instantâneo de viscosidade turbulenta ($t=10$ s).	p. 152
79	Campo instantâneo da intensidade da turbulência horizontal ($t=10$ s). .	p. 152
80	Campo instantâneo da intensidade da turbulência vertical ($t=10$ s). . .	p. 152
81	Campo instantâneo da tensão de Reynolds ($u'w'$) ($t=10$ s).	p. 152
82	Comparação entre simulação numérica e dados experimentais para intensidade da turbulência horizontal ($Re_{y_g} = 1600$). (-) Simulação; ($\square$) Dados experimentais.	p. 153
83	Comparação entre simulação numérica e dados experimentais para intensidade da turbulência vertical ($Re_{y_g} = 1600$). (-) Simulação; ($\square$) Dados experimentais.	p. 153
84	Variação da energia cinética turbulenta $\hat{k}$ com a distância $\hat{z}$. (-) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (- -) Modelo da viscosidade turbulenta constante.	p. 155
85	Variação da taxa de dissipação de energia $\hat{\epsilon}$ com a distância $\hat{z}$. (-) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (- -) Modelo da viscosidade turbulenta constante.	p. 155
86	Variação da viscosidade turbulenta $\hat{\nu}_T$ com a distância $\hat{z}$. (-) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (- -) Modelo da viscosidade turbulenta constante.	p. 156
87	Variação da escala de comprimento $\hat{L}$ com a distância $\hat{z}$. (-) Estimativa da escala de comprimento utilizando o modelo de viscosidade turbulenta ($\hat{L} = 0.35\hat{k}^{3/2}/\hat{\epsilon}$).	p. 156
88	Comparação entre dados experimentais da literatura e solução teórica para taxa de dissipação de energia em função da energia cinética turbulenta em escoamento em canais (obtida neste estudo).	p. 162

Lista de Tabelas

1	Variação da difusividade de gases dissolvidos na água com a temperatura.	p. 38
2	Modelos de renovação.	p. 61
3	Modelos de difusão turbulenta.	p. 64
4	Valores de C_1 , C_2 , $\check{z}_{min}$ e $\check{m}$ calculados para diferentes valores de $\check{z}_{max}$. Extraídos de Schulz e Schulz (5) e Momesso (6).	p. 66
5	Relações, baseadas na análise dimensional, para o cálculo da velocidade de transferência.	p. 67
6	Parâmetros experimentais.	p. 95
7	Valores dos parâmetros do modelo de Schulz e Schulz (7) obtidos expe- rimentalmente.	p. 131
8	Velocidade de transferência (K) - Comparação entre dados experimentais e modelos de transferência de gases.	p. 132

Lista de Siglas

CCD	<i>Charge Coupled Device</i>
CD	Camada de Difusão Molecular
CFT	<i>Controlled Flux Technique</i>
CLC	Camada Limite de Concentração
LDV	<i>Laser Doppler Velocimetry</i>
LIF	<i>Laser Induced Fluorescence</i>
MA	Macro
MI	Micro
PBA	Ácido Pirenobutírico
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
Pixel	<i>Picture Element</i>

Lista de Símbolos

A	área interfacial, m^2
A_1	constante, adimensional
B	constante, adimensional
B_1	constante, adimensional
B_2	constante, adimensional
C	concentração média, kg/m^3
c	concentração instantânea, kg/m^3
C^*	concentração média adimensional, adimensional
C_1	constante do modelo $k - \epsilon$, adimensional
C_2	constante do modelo $k - \epsilon$, adimensional
C_A	concentração à distância A de C_S , kg/m^3
C_B	concentração à distância B de C_∞ , kg/m^3
C_G	concentração do gás na atmosfera, kg/m^3
C_i	concentração média interfacial, kg/m^3
C_{PBA}	concentração de PBA, kg/m^3
C_R	concentração arbitrária, kg/m^3
C_S	concentração de saturação, kg/m^3
C_μ	constante do modelo $k - \epsilon$, adimensional
C_∞	concentração média no seio do fluido, kg/m^3
c^*	concentração instantânea adimensional, adimensional
c'	flutuação de concentração, kg/m^3
c'_{INF}	flutuação de C_∞ em torno de C , kg/m^3
c'_R	flutuação de C_R em torno de C , kg/m^3
c'_{SUP}	flutuação de C_S em torno de C , kg/m^3
D	difusividade ou coeficiente de difusão, m^2/s
D_E	difusividade efetiva ou total, m^2/s
D_T	difusividade turbulenta, m^2/s
F	variável, adimensional
f	freqüência de oscilação da grade, $1/s$
G_1	constante, adimensional

G_2	constante, adimensional
G_3	constante, adimensional
G_4	constante, adimensional
G_5	constante, adimensional
G_6	constante, adimensional
H	altura média do volume líquido, m
H_s	coeficiente de solubilidade, adimensional
I	intensidade fluorescente, <i>counts</i>
I_0	intensidade fluorescente na ausência de abafador, <i>counts</i>
I_I	intensidade fluorescente na interface, <i>counts</i>
I_∞	intensidade fluorescente no seio do fluido, <i>counts</i>
K	velocidade de transferência ou coeficiente de transferência, m/s
k	energia cinética turbulenta por unidade de massa, m^2/s^2
$\hat{k}$	energia cinética turbulenta adimensional, adimensional
$\hat{K}$	velocidade de transferência adimensional, adimensional
k_0	energia cinética turbulenta na origem, m^2/s^2
K_G	coeficiente de transferência global gasoso, m/s
k_G	coeficiente de transferência gasoso, m/s
K_L	coeficiente de transferência global líquido, m/s
k_L	coeficiente de transferência líquido, m/s
K_{SV}	constante de abafamento, m^3/kg
L	macro escala de comprimento, m
$\hat{L}$	macro escala de comprimento adimensional, adimensional
$L^{[x]}$	macro escala horizontal de comprimento, m
$L^{[z]}$	macro escala vertical de comprimento, m
l	escala temporal (concentração), s
M	malha (distância entre o eixo de duas barras vizinhas), m
m	constante, adimensional
m_{GC}	taxa de geração ou consumo de massa instantâneo, $kg/(m^3s)$
$\dot{m}$	fluxo de massa, $kg/(m^2s)$
$\check{m}$	fluxo de massa adimensional, adimensional
$\bar{m}_{GC}$	taxa de geração ou consumo de massa, $kg/(m^3s)$
n	constante, adimensional
Pe	número de Peclet, adimensional
R	função de correlação, $m^2/s^2, (kg/m^3)^2$
$\mathbf{r}$	distância entre vetores velocidade, m

r	constante, adimensional
Rey	número de Reynolds, adimensional
Rey_0	número de Reynolds do modelo de McKenna e McGillis, adimensional
Rey_g	número de Reynolds relacionado aos parâmetros da grade, adimensional
S	amplitude de oscilação da grade, m
s	taxa de produção de superfície nova, $1/s$
S_k	constante, adimensional
S_ϵ	constante, adimensional
Sc	número de Schmidt, adimensional
T	temperatura, $^{\circ}C$
t	tempo, s
$\bar{t}$	tempo médio, s
U	velocidade média horizontal, m/s
u_0	escala característica de velocidade, m/s
u'	flutuação de velocidade horizontal, m/s
u^*	velocidade de cisalhamento, m/s
$\mathbf{V}$	vetor velocidade média, m/s
$\mathbf{v}$	vetor velocidade instantânea, m/s
V	volume de líquido, m^3
V_β	intensidade da turbulência vertical na camada superficial externa, m/s
$\mathbf{v}'$	vetor da flutuação de velocidade, m/s
$\mathbf{x}$	vetor distância, m
x	coordenada horizontal, m
$XPixel$	distância horizontal, <i>pixel</i>
y	coordenada horizontal, m
W	velocidade média vertical, m/s
w'	flutuação da velocidade vertical, m/s
We_π	número de Weber, adimensional
z	distância vertical da interface, m
z^*	distância vertical adimensional da interface (z/δ_c), adimensional
z^+	distância vertical adimensional da interface (z/δ_D), adimensional
z_0	constante adimensional, adimensional
z_c	distância normal às grades, com origem na posição central entre as duas grades, m
z_e	constante, m
z_g	distância normal à grade, com origem no centro de oscilação da grade, m
$ZPixel$	distância vertical, <i>pixel</i>

$\tilde{z}_{max}$	espessura da camada limite de concentração adimensional, adimensional
$\tilde{z}_{min}$	coordenada vertical adimensional relativa à $z = 0$, adimensional

Símbolos gregos

α	constante, adimensional
α_m	constante dependente da molécula, $m^3/(mkg)$
β	gradiente da velocidade vertical, $1/s$
γ	constante, adimensional
δ_c	espessura da camada limite de concentração, m
δ_D	espessura da camada difusiva, m
ϵ	taxa de dissipação de energia por unidade de massa, m^2/s^3
ϵ_0	taxa de dissipação de energia na origem, m^2/s^3
$\hat{\epsilon}$	taxa de dissipação de energia adimensional, adimensional
ζ	número adimensional, $Rey_0^{0,5}/We_\pi$
θ	constante do modelo de Schulz e Schulz, adimensional
κ	constante, adimensional
λ	tensão superficial, N/m
λ_0	tensão superficial na ausência de surfactantes, N/m
Λ	escala de comprimento na camada superficial externa, m
ν	viscosidade cinemática, m^2/s
ν_T	viscosidade turbulenta, m^2/s
$\hat{\nu}_T$	viscosidade turbulenta adimensional, adimensional
ξ	tempo entre medidas, s
π	pressão superficial, N/m
ρ	massa específica, kg/m^3
ρ_i	coeficiente de correlação, adimensional
σ_C	desvio padrão da concentração, kg/m^3
σ_C^*	desvio padrão adimensional da concentração, adimensional
σ_k	constante do modelo $k - \epsilon$, adimensional
σ_ϵ	constante do modelo $k - \epsilon$, adimensional
σ_u	desvio padrão da velocidade horizontal, m/s
σ_w	desvio padrão da velocidade vertical, m/s
τ	tempo de vida da fluorescência, s
τ_0	tempo de vida da fluorescência na ausência do abafador, s
τ_c	tensão de cisalhamento, N/m^2
φ	tempo característico de transferência, s

Outros símbolos

∇	divergente
$\coth$	co-tangente hiperbólico
$\cosh$	co-seno hiperbólico
erfc	função erro complementar
$\exp$	função exponencial
$\sinh$	seno hiperbólico

Sumário

1	Introdução	p. 31
2	Objetivos	p. 33
Parte 1 - Transferência de Gases Através da Interface Ar-Água		p. 35
3	Equações Governantes	p. 37
3.1	Introdução	p. 37
3.2	Equação da Difusão Molecular	p. 37
3.2.1	Difusividade de Gases Dissolvidos na Água	p. 37
3.3	Equação da Advecção-Difusão	p. 45
4	Definições	p. 51
4.1	Introdução	p. 51
4.2	Camadas Hidrodinâmicas	p. 51
4.2.1	Camada Externa	p. 52
4.2.2	Camada Interna	p. 52
4.3	Camadas Superficiais de Concentração	p. 52
4.3.1	Camada Limite de Concentração	p. 52
4.3.1.1	Variação Espacial da Concentração	p. 53
4.3.1.2	Espessura da Camada Limite de Concentração	p. 53
4.3.2	Camada de Difusão Molecular	p. 54
4.3.2.1	Espessura da Camada de Difusão Molecular	p. 54

4.4	Coeficiente de Transferência	p. 54
4.4.1	Partição do Coeficiente de Transferência	p. 54
5	Modelos de Transferência Gasosa Interfacial	p. 57
5.1	Introdução	p. 57
5.2	Modelo dos Filmes	p. 57
5.3	Modelos de Renovação Superficial	p. 59
5.4	Modelos dos Filmes e Renovação Combinados	p. 61
5.5	Modelos de Difusão Turbulenta	p. 63
5.5.1	Modelo de Schulz e Schulz (7)	p. 64
5.6	Equações Baseadas na Análise Dimensional	p. 66
5.7	Conclusões	p. 69
6	Proposta Teórica	p. 71
6.1	Introdução	p. 71
6.2	Modelo Para a Variação Temporal das Flutuações de Concentração . .	p. 71
6.3	Modelo Para a Variação da Amplitude das Flutuações de Concentração	p. 73
6.4	Comparação Entre o Modelo Temporal e o Modelo Espacial	p. 75
7	Estudos em Transferência de Gases	p. 77
7.1	Introdução	p. 77
7.2	Experimentos de Laboratório	p. 77
7.2.1	Turbulência Induzida Pela Convecção	p. 77
7.2.2	Turbulência Induzida Pelo Cisalhamento na Superfície	p. 78
7.2.3	Turbulência Induzida pelo Cisalhamento no Fundo	p. 78
7.2.3.1	Tanque com Uma Grade Oscilante	p. 79
7.2.3.1.1	Equações Governantes	p. 79
7.3	Técnicas de Medição do Fluxo de Massa Através da Interface Ar-Água	p. 82

7.3.1	Método do Balanço de Massa	p. 82
7.3.2	Método do Fluxo Controlado	p. 82
7.3.3	Método do Fluxo Direto	p. 83
8	Aparato e Procedimentos Experimentais - EESC	p. 85
8.1	Introdução	p. 85
8.2	Tanque de Grade Oscilante	p. 85
8.2.1	Descrição do Equipamento	p. 85
8.2.2	Programa Experimental e Procedimentos	p. 85
8.3	Medidas de Concentração	p. 86
9	Resultados Experimentais e Discussões - EESC	p. 89
9.1	Observações Qualitativas	p. 89
9.2	Média	p. 89
9.3	Desvio Padrão	p. 90
9.4	Conclusões	p. 91
10	Aparato e Procedimentos Experimentais - IfH	p. 93
10.1	Introdução	p. 93
10.2	Tanque de Grade Oscilante	p. 93
10.2.1	Descrição do Equipamento	p. 93
10.2.2	Programa Experimental e Procedimentos	p. 94
10.3	Medidas de Velocidade	p. 95
10.3.1	Princípio da técnica PIV	p. 95
10.3.2	Componentes	p. 96
10.3.3	Procedimentos	p. 97
10.3.4	Erro	p. 97
10.4	Medidas de Concentração	p. 98

10.4.1	Princípio da técnica LIF	p. 98
10.4.2	Componentes	p. 98
10.4.3	Procedimentos	p. 100
10.4.4	Processamento das Imagens	p. 100
10.4.4.1	Remoção do Ruído	p. 101
10.4.4.2	Localização da Superfície	p. 103
10.4.4.3	Correção da Atenuação do laser	p. 103
10.4.4.4	Correção do efeito óptico	p. 105
10.4.5	Erro	p. 106
10.5	Aparato Experimental Conjunto	p. 106
11	Resultados Experimentais e Discussões - IfH	p. 109
11.1	Média	p. 109
11.1.1	Concentração	p. 109
11.1.1.1	Camada Limite de Concentração	p. 109
11.1.1.2	Camada de Difusão Molecular	p. 109
11.1.2	Velocidade	p. 111
11.2	Desvio Padrão	p. 112
11.2.1	Concentração	p. 112
11.2.2	Velocidade	p. 115
11.3	Escala de Comprimento	p. 118
11.3.1	Espacial	p. 118
11.3.2	Temporal	p. 121
11.3.2.1	Concentração	p. 121
11.3.2.2	Velocidade	p. 121
11.4	Fluxo de Massa	p. 121
11.4.1	Qualitativo	p. 121

11.4.2	Quantitativo	p. 124
11.4.2.1	Fluxo de Massa Molecular	p. 124
11.4.2.2	Fluxo de Massa Turbulento	p. 125
11.4.2.3	Fluxo de Massa Total	p. 127
11.5	Velocidade de Transferência (K)	p. 130
11.5.1	Modelo dos Filmes	p. 130
11.5.2	Modelos de Renovação	p. 130
11.5.3	Modelos dos Filmes e Renovação Combinados	p. 130
11.5.4	Modelos de Difusão Turbulenta	p. 130
11.5.5	Equações Baseadas na Análise Dimensional	p. 131
11.5.6	Comparação Entre Dados Experimentais e Modelos	p. 132
11.6	Conclusões	p. 132
 Parte 2 - Detalhamento do Escoamento Turbulento Gerado por Grades e Decorrências Conceituais		
		p. 135
 12 Tanque com Duas Grades Oscilantes		
		p. 137
12.1	Introdução	p. 137
12.2	Equações Governantes	p. 138
12.2.1	Viscosidade Turbulenta Constante	p. 139
12.2.2	Viscosidade Turbulenta Variável	p. 140
12.2.2.1	Solução de Schulz e Chaudhry (2)	p. 140
12.2.2.2	Solução Fechada	p. 141
 13 Simulação Computacional		
		p. 145
13.1	Introdução	p. 145
13.2	Detalhes da Simulação	p. 145
 14 Resultados e Discussões		
		p. 149

14.1	Introdução	p. 149
14.2	Avaliações Qualitativas	p. 149
14.3	Comparação Entre Resultados Numéricos e Experimentais	p. 150
14.4	Avaliações Quantitativas	p. 151
14.4.1	Determinação de k_0 e ϵ_0	p. 152
14.4.2	Validação dos Modelos	p. 154
14.5	Conclusões	p. 155
15	Escoamentos Turbulentos Com Termos de Produção	p. 159
15.1	Introdução	p. 159
15.2	Equações Governantes	p. 159
15.3	Validação do Modelo	p. 161
15.4	Conclusões	p. 161
16	Conclusões Gerais e Recomendações Para Futuros Trabalhos	p. 163
16.1	Conclusões Gerais	p. 163
16.2	Recomendações Para Trabalhos Futuros	p. 164
	Referências	p. 165

1 Introdução

A transferência de gases através da interface ar-água constitui uma importante etapa dos ciclos biogeoquímicos de numerosas substâncias ao governar a transição entre o estado dissolvido na água e o estado gasoso na atmosfera. A previsão do comportamento desses ciclos é freqüentemente necessária para gestores ambientais, pesquisadores e órgãos de fiscalização. Exemplos de substâncias importantes são: mercúrio, hélio, nitrogênio, carbono e oxigênio.

Apesar de a troca de diferentes gases ser importante, atenção especial tem sido dada a transferência de oxigênio. A quantidade de oxigênio dissolvido nos corpos d'água é um indicador primário da qualidade da água. De fato, quando a concentração de oxigênio dissolvido na água cai abaixo de valores aceitáveis pode afetar significativamente a saúde do ecossistema aquático e também impedir o uso da água para diferentes fins (por exemplo, abastecimento doméstico).

A concentração de oxigênio dissolvido na água é o resultado da interação de diversos processos que tendem a aumentar ou diminuir a mesma. A produção fotossintética e a reaeração contribuem para o aumento da concentração de oxigênio na água, enquanto que o consumo de oxigênio para a decomposição da matéria orgânica e a respiração realizada pelo ecossistema aquático colaboram para a diminuição da quantidade de oxigênio dissolvido na água.

Observa-se, assim, que o conhecimento da taxa de transferência de diferentes gases através da interface ar-água é fator crucial para diversos ciclos biogeoquímicos. Diversos pesquisadores, desde o começo do século passado, têm desenvolvido modelos incluindo as propriedades físicas consideradas relevantes nos processos interfaciais, para estabelecer formulação matemática para a transferência de massa interfacial (7–11). Apesar dos esforços, o objeto de estudo tem-se mostrado arredio a quantificações definitivas. Essa dificuldade está associada ao fato de a transferência de massa interfacial ser extremamente complexa. O ar e a água estão usualmente sujeitos ao movimento turbulento, a interface entre eles freqüentemente é irregular, podendo estar sujeita a ondas, muitas vezes

acompanhadas por “quebras” e formação de bolhas. A complexidade é ainda aumentada pela presença de filmes superficiais de origem natural e antrópica, os quais modificam as características físico-químicas da interface. A complexidade do fenômeno tem estimulado o desenvolvimento de uma variedade de aparatos e técnicas experimentais.

No contexto de aparatos experimentais, a literatura mostra a utilização crescente de tanques de grades oscilantes (uma e duas grades) para estudar a turbulência gerada junto ao fundo dos escoamentos. Vale aqui frisar que os experimentos em tanques de grade oscilante têm sido utilizados como forma simples e controlável de gerar turbulência, constituindo-se numa forma importante de se avançar no estudo da influência da turbulência em fenômenos físicos. A aplicação dos resultados abraça um amplo espectro de áreas, atualmente assumindo relevância na área ambiental, na qual se podem citar exemplos como a mistura de fluidos de diferentes densidades (12, 13), transferência de gases entre ar-água (14, 15), dispersão de poluentes (16), suspensão de sedimentos (17) e coagulação (18).

No contexto de técnicas experimentais, a literatura mostra o surgimento e estabelecimento de técnicas como do fluxo controlado e do fluxo direto (19). A técnica do fluxo controlado explora a similaridade existente entre o transporte de calor e massa (gás) para obter o fluxo de massa através da interface ar-água. Na técnica do fluxo direto é realizada a medição concomitante da velocidade e concentração próximo à interface, obtendo-se, assim, o fluxo de massa de uma maneira direta. As medidas de velocidade são realizadas através de técnicas como *Laser Doppler Velocimetry* (LDV) e *Particle Image Velocimetry* (PIV) (4, 20). Já as medidas de concentração são usualmente efetuadas através de micro sondas e técnicas de fluorescência induzida por laser (LIF - *Laser Induced Fluorescence*) (4, 20).

Esta tese pretende apresentar alguns experimentos realizados pelo autor no contexto da transferência de gases através da superfície da água em escoamentos turbulentos. O texto está dividido em duas partes, as quais representam também os diferentes objetivos do presente trabalho. A primeira parte aborda o tema transferência de gases através da interface ar-água. A segunda parte é dedicada ao estudo de escoamentos gerados entre duas grades oscilantes e escoamentos com produção de turbulência.

2 Objetivos

O presente trabalho é uma continuação daquele desenvolvido pelo autor para a sua dissertação de mestrado (21). Os trabalhos foram direcionados no sentido de:

- Obter uma melhor compreensão de como a turbulência influi nos processos de transferência de massa através da realização de experimentos em tanque de grade oscilante. Para alcançar esse objetivo foram planejadas duas séries de experimentos, a saber:
 - Medidas de oxigênio dissolvido próximas à interface ar-água através de microsonda. Tais medidas foram realizadas no Laboratório de Hidráulica Ambiental da Escola de Engenharia de São Carlos.
 - Medidas simultâneas de velocidade e concentração de oxigênio dissolvido, próximas à interface ar-água através, respectivamente, do uso das técnicas *Particle Image Velocimetry* (PIV) e *Laser Induced Fluorescence* (LIF). Essas medidas foram conduzidas no Instituto de Hidromecânica da Universidade de Karlsruhe, Alemanha.
- Avançar no entendimento do escoamento turbulento gerado em tanque com grades oscilantes e escoamentos isotrópicos gerais. Para isso, foram utilizados dados experimentais obtidos originalmente pelo autor durante o seu mestrado, porém analisados a partir de pontos de vista originais, e dados novos obtidos a partir de simulação numérica, utilizando o programa CFX.

Parte 1 - Transferência de Gases Através da Interface Ar-Água

3 Equações Governantes

3.1 Introdução

A transferência de gases de um ponto a outro no espaço pode ocorrer devido a diferentes causas: difusão (molecular ou turbulenta) e advecção. No presente capítulo pretende-se apresentar as equações que regem esses diferentes mecanismos de transferência.

3.2 Equação da Difusão Molecular

O estado de equilíbrio é caracterizado pela distribuição espacial uniforme da concentração de massa. Se a concentração de massa no meio não estiver em equilíbrio, observa-se a transferência da mesma devido ao movimento aleatório de partículas no sentido de restabelecer o estado de equilíbrio. A transferência de massa por unidade de tempo e área, também denominada de fluxo, $\dot{m}$ [$kg/(m^2s)$], é proporcional ao gradiente da própria concentração de massa e ocorre em sentido contrário ao mesmo. Tem-se assim:

$$\dot{m} = -D\nabla c \quad (3.1)$$

em que c é a concentração de massa [kg/m^3] e D é uma constante de proporcionalidade denominada de difusividade ou coeficiente de difusão. O sinal negativo indica que o fluxo ocorre na direção de concentração decrescente. A difusividade é dependente das condições do meio (temperatura, pressão, concentração, entre outros), sendo uma medida da intensidade em que ocorre o fluxo. No Sistema Internacional, D é expresso em [m^2/s].

3.2.1 Difusividade de Gases Dissolvidos na Água

Como já dito, a difusividade indica a facilidade com que um componente pode avançar através de outro. O conhecimento do coeficiente de difusão é importante para a quantificação do fluxo de massa através da interface ar-água. A Tabela 1 apresenta valores de

coeficientes de difusão de diferentes gases dissolvidos na água para diversas temperaturas. Os valores apresentados na Tabela 1 estão plotados nas Figuras 1 a 4. Observa-se uma grande discrepância entre os dados. Assumindo que a transferência de massa através da interface ar-água seja controlada pela difusão molecular, pode-se dizer que a incerteza na quantificação do fluxo de massa é no mínimo igual à incerteza dos valores do coeficiente de difusão molecular. Nota-se, assim, a importância da existência de valores críveis de difusividade.

Tabela 1: Variação da difusividade de gases dissolvidos na água com a temperatura (compilada pelo autor).

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
Amônia (NH_3)					
(22)	1,23	4,00	(22)	1,29	15,00
(22)	1,09	8,00	(22)	1,78	15,20
(22)	1,16	10,80	(22)	1,84	17,00
(22)	1,64	12,00	(22)	2,23	17,00
(22)	1,22	13,90	(22)	1,46	20,00
Argônio (Ar)					
(23)	0,72	0,00	(22)	1,46	25,00
(24)	0,63	0,00	(24)	0,78	25,00
(23)	0,85	4,90	(23)	1,65	29,90
(23)	0,97	9,90	(25)	3,10	30,00
(26)	1,70	10,00	(26)	2,70	30,00
(23)	1,09	14,90	(23)	1,82	34,90
(23)	1,23	19,90	(26)	3,80	40,00
(26)	2,30	20,00	(26)	4,80	50,00
(22)	2,00	21,70	(24)	1,32	50,00
(27)	2,50	22,00	(26)	6,70	60,00
(23)	1,44	24,90			
Cloro (Cl)					
(22)	0,91	10,00	(22)	1,42	25,00
(22)	0,97	10,00	(22)	1,51	25,20
(22)	1,41	12,00	(22)	1,89	25,00
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
(22)	0,98	13,00	(22)	1,48	25,00
(22)	1,14	15,00	(22)	1,48	25,00
(22)	1,13	15,00	(22)	1,74	30,00
(22)	1,27	16,30	(22)	1,62	30,00
(22)	1,20	18,30	(22)	1,81	35,00
(22)	1,22	20,00			
Dióxido de Carbono (CO_2)					
(23)	1,00	0,00	(28)	1,85	25,00
(22)	0,96	0,00	(29)	2,00	25,00
(23)	1,16	4,85	(30)	1,92	25,00
(31)	1,07	5,00	(31)	1,91	25,00
(22)	0,89	6,20	(22)	1,82	25,00
(28)	1,15	6,50	(22)	1,91	25,00
(22)	1,32	9,85	(22)	1,74	25,00
(22)	1,17	10,00	(22)	1,87	25,00
(22)	1,28	10,00	(22)	1,90	25,00
(22)	1,30	10,20	(22)	1,90	25,00
(22)	1,44	10,20	(22)	1,92	25,00
(32)	1,37	14,85	(22)	1,95	25,00
(23)	1,52	14,85	(33)	1,99	25,00
(31)	1,45	15,00	(22)	2,71	29,00
(22)	1,37	15,00	(32)	2,25	29,85
(22)	1,40	15,00	(32)	2,20	29,85
(22)	1,58	15,20	(23)	2,19	29,85
(22)	1,49	15,80	(34)	2,15	30,00
(22)	1,57	16,00	(22)	2,06	30,00
(22)	1,63	16,00	(22)	2,29	30,00
(22)	1,60	16,00	(22)	2,25	30,00
(22)	1,57	16,40	(22)	1,75	30,00
(35)	1,47	16,85	(22)	2,15	30,00
(22)	1,56	17,50	(23)	2,41	34,85
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
(22)	1,71	18,20	(28)	2,18	35,00
(22)	1,68	19,85	(31)	2,43	35,00
(23)	1,74	19,85	(22)	2,26	35,00
(32)	1,76	19,85	(22)	3,13	37,00
(22)	1,77	20,00	(32)	2,93	39,85
(32)	1,60	20,00	(22)	2,75	40,00
(22)	1,63	20,00	(32)	3,03	49,85
(22)	1,69	20,00	(22)	3,24	50,00
(22)	1,85	20,40	(28)	3,61	52,00
(22)	2,35	23,00	(32)	4,38	59,85
(22)	1,94	24,80	(32)	4,40	64,85
(32)	1,95	24,85	(28)	4,30	65,00
(32)	1,98	24,85	(32)	5,40	74,85
(32)	1,94	24,85	(32)	6,58	79,85
(23)	1,85	24,85	(32)	8,20	94,85

Dióxido de Enxofre (SO_2)

(22)	1,40	20,00	(22)	1,83	25,00
(22)	1,46	20,00	(22)	2,08	30,00
(22)	1,66	20,00	(22)	2,33	35,00
(22)	1,62	20,00	(22)	2,59	40,00
(22)	2,04	25,00	-	—	-

Dióxido de Nitrogênio (NO_2)

(32)	1,50	14,85	(22)	1,59	30,00
(36)	1,47	17,95	(36)	2,34	34,85
(36)	1,56	18,85	(36)	2,34	34,85
(36)	1,48	19,75	(36)	2,35	39,75
(36)	1,55	19,85	(36)	2,58	39,85
(32)	1,84	19,85	(32)	2,61	39,85
(36)	1,45	19,85	(36)	2,58	39,85
(36)	1,65	19,85	(36)	3,17	44,85
(22)	1,23	20,00	(36)	3,17	44,85

continua na próxima página

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
(36)	1,84	24,85	(36)	2,85	49,55
(32)	2,25	24,85	(32)	4,51	59,85
(32)	1,88	24,85	(36)	5,33	66,85
(36)	1,88	24,85	(36)	5,43	69,85
(36)	1,80	24,85	(36)	6,50	79,85
(36)	2,27	29,75	(22)	6,32	79,85
(36)	2,27	29,85	(36)	6,32	79,85
(32)	2,55	29,85	(32)	7,30	94,85
(32)	1,93	29,85	-	-	-
Etileno (C_2H_4)					
(28)	0,68	6,70	(37)	2,00	25,00
(37)	1,31	15,00	(28)	1,09	25,40
(37)	1,10	15,00	(28)	1,40	35,00
(35)	1,70	17,85	(28)	2,02	52,00
(37)	1,68	20,00	(28)	2,58	65,00
(37)	1,32	20,00	-	-	-
Hélio (He)					
(24)	1,70	0,00	(37)	9,50	25,00
(31)	5,10	5,00	(37)	8,04	25,00
(26)	5,50	10,00	(29)	6,30	25,00
(31)	5,74	10,00	(24)	2,38	25,00
(37)	7,65	15,00	(38)	9,50	25,00
(37)	5,68	15,00	(38)	6,30	25,00
(31)	6,30	15,00	(31)	7,22	25,00
(37)	8,95	20,00	(39)	5,42	29,60
(37)	6,84	20,00	(26)	8,00	30,00
(26)	6,80	20,00	(31)	8,48	35,00
(38)	4,40	20,00	(26)	8,80	40,00
(38)	6,50	22,00	(26)	11,70	50,00
(22)	5,80	22,10	(24)	2,80	50,00
(38)	8,30	24,00	(26)	14,90	60,00
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
Hidrogênio (H_2)					
(22)	1,96	0,00	(22)	4,90	24,50
(26)	4,60	10,00	(37)	5,26	25,00
(22)	4,34	10,00	(37)	4,27	25,00
(22)	2,80	10,00	(40)	4,80	25,00
(22)	6,72	13,00	(22)	3,37	25,00
(22)	3,41	14,00	(22)	7,07	25,00
(37)	3,67	15,00	(41)	5,30	25,00
(37)	3,30	15,00	(41)	4,80	25,00
(22)	2,49	15,00	(22)	3,49	25,00
(22)	4,73	16,00	(22)	4,08	25,50
(22)	5,15	17,00	(41)	7,10	26,00
(22)	3,40	17,50	(41)	6,80	26,00
(37)	4,48	20,00	(22)	6,40	30,00
(37)	3,66	20,00	(26)	7,00	30,00
(26)	5,00	20,00	(22)	4,49	30,00
(41)	4,50	20,00	(22)	4,22	35,00
(41)	5,20	21,00	(26)	8,30	40,00
(22)	5,15	21,00	(22)	5,69	45,00
(27)	3,00	22,00	(26)	9,70	50,00
(22)	3,85	23,00	(26)	13,10	60,00
(41)	3,80	23,00	(22)	23,20	100,00
Metano (CH_4)					
(23)	1,05	0,00	(23)	1,64	24,85
(23)	1,10	4,85	(23)	1,74	29,85
(23)	1,22	9,85	(26)	3,00	30,00
(26)	1,90	10,00	(23)	1,96	34,85
(23)	1,33	14,85	(26)	4,20	40,00
(22)	1,07	16,85	(26)	4,70	50,00
(23)	1,47	19,85	(26)	6,70	60,00
(26)	2,40	20,00	-	-	-
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
Monóxido de Carbono (CO)					
(26)	1,07	10,00	(26)	3,62	40,00
(26)	2,03	20,00	(26)	4,11	50,00
(26)	2,43	30,00	(26)	5,68	60,00
Neônio (Ne)					
(24)	1,23	0,00	(31)	4,16	25,00
(31)	2,61	5,00	(26)	3,81	30,00
(26)	2,61	10,00	(31)	4,82	35,00
(31)	3,28	15,00	(26)	5,39	40,00
(26)	3,00	20,00	(26)	6,50	50,00
(22)	2,80	22,20	(24)	2,47	50,00
(24)	1,82	25,00	(26)	8,08	60,00
Nitrogênio (N_2)					
(22)	1,13	1,00	(37)	1,94	25,00
(26)	1,80	10,00	(30)	2,01	25,00
(22)	1,34	10,00	(22)	1,80	25,00
(30)	1,29	10,00	(22)	1,83	25,00
(37)	1,78	15,00	(22)	2,25	25,00
(37)	1,37	15,00	(33)	2,19	25,00
(22)	1,94	15,00	(39)	3,47	29,60
(22)	1,62	17,50	(25)	3,30	30,00
(37)	2,08	20,00	(26)	3,50	30,00
(37)	1,66	20,00	(22)	2,00	30,00
(26)	2,60	20,00	(22)	2,70	37,00
(22)	2,00	21,70	(26)	4,30	40,00
(27)	1,80	22,00	(30)	2,83	40,00
(22)	1,90	23,50	(26)	5,10	50,00
(22)	2,10	24,00	(30)	3,80	55,00
(37)	2,24	25,00	(26)	6,50	60,00
Oxigênio (O_2)					
(22)	1,23	1,00	(37)	2,03	25,00
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
(26)	1,70	10,00	(42)	3,40	25,00
(30)	1,54	10,00	(29)	2,41	25,00
(22)	1,82	10,00	(30)	2,20	25,00
(37)	1,78	15,00	(22)	2,60	25,00
(37)	1,51	15,00	(22)	1,90	25,00
(22)	2,21	15,00	(22)	1,87	25,00
(22)	1,67	15,00	(22)	2,42	25,00
(22)	1,87	16,00	(22)	2,12	25,00
(22)	2,45	17,50	(22)	2,25	25,00
(22)	1,99	18,20	(43)	2,41	25,00
(37)	2,22	20,00	(33)	2,65	25,00
(37)	1,76	20,00	(39)	3,49	29,60
(26)	2,30	20,00	(25)	3,50	30,00
(22)	2,01	20,00	(26)	2,80	30,00
(22)	1,87	21,70	(22)	3,00	37,00
(22)	2,25	22,00	(26)	3,80	40,00
(22)	2,22	22,00	(30)	3,33	40,00
(27)	2,00	22,00	(26)	4,20	50,00
(22)	2,30	23,80	(30)	4,50	55,00
(37)	2,55	25,00	(26)	5,70	60,00
Sulfato de Hidrogênio (H_2S)					
(44)	1,53	15,00	(22)	1,89	25,00
(22)	1,43	15,50	(22)	1,36	25,00
(32)	1,77	16,00	(32)	2,07	29,85
(32)	1,75	19,85	(22)	2,32	35,00
(22)	1,34	19,85	(32)	2,55	39,85
(22)	1,75	20,00	(32)	3,87	59,85
(32)	1,93	24,85	(32)	4,62	79,85
(32)	1,48	24,85	(32)	5,49	94,85
Xenônio (Xe)					
(24)	0,54	0,00	(26)	1,56	40,00
continua na próxima página					

Tabela 1 – continuação da página anterior

Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$	Autores	$D \times 10^{-9}(m^2/s)$	$T(^{\circ}C)$
(26)	0,41	10,00	(26)	2,27	50,00
(26)	0,60	20,00	(24)	1,48	50,00
(24)	0,83	25,00	(26)	3,98	60,00
(26)	1,02	30,00	-	-	-

Figura 1: Variação da difusividade dos gases Amônia, Argônio, Cloro e Dióxido de Carbono dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).

3.3 Equação da Advecção-Difusão

O princípio de conservação atesta que a variação temporal da massa de um determinado composto no interior de um elemento volumétrico é igual ao fluxo líquido da massa

Figura 2: Variação da difusividade dos gases Dióxido de Enxofre, Dióxido de Nitrogênio, Etileno e Hélio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).

que atravessa as fronteiras da superfície somada à quantidade gerada ou consumida no interior do elemento. Matematicamente, o princípio de conservação da massa pode ser escrito como:

$$\frac{\partial c}{\partial t} - D\nabla^2 c + \mathbf{v}\nabla c - m_{GC} = 0. \quad (3.2)$$

A Equação 3.2 é denominada de equação da advecção-difusão. O primeiro termo representa a taxa de variação temporal da concentração experimentada no elemento em estudo. O segundo e terceiro termo representam o fluxo líquido da propriedade através da superfície; o segundo termo está relacionado ao fluxo líquido devido à difusão molecular e o terceiro termo está relacionado ao fluxo líquido devido à advecção (onde $\mathbf{v}$ [m/s] representa o vetor velocidade). O quarto termo, m_{GC} [$\text{kg}/(\text{m}^3\text{s})$], é a taxa de geração ou consumo de massa no elemento considerado.

A Equação 3.2 é válida para qualquer tipo de escoamento, seja ele laminar ou turbulento. A sua aplicação aos escoamentos turbulentos, entretanto, é complexa, uma vez que a

Figura 3: Variação da difusividade dos gases Hidrogênio, Metano, Monóxido de Carbono e Neônio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).

presença de variáveis instantâneas na equação dificulta a resolução analítica. Algumas formas de tratamento dessa equação foram propostas ao longo dos anos, tendo usualmente como ponto de partida o uso de ferramentas estatísticas (45). Usualmente o conhecimento do comportamento médio das grandezas é suficiente para a solução de problemas na engenharia. Portanto, costuma-se dividir as grandezas em uma componente média e uma componente de flutuação em torno da média:

$$\mathbf{v} = \mathbf{V} + \mathbf{v}' \quad (3.3)$$

$$c = C + c' \quad (3.4)$$

onde as letras minúsculas e maiúsculas indicam, respectivamente, valores instantâneos e médios e o apóstrofe indica flutuação em torno do valor médio. Vale a pena ressaltar que ao utilizar essa forma de análise perdem-se informações estatísticas que podem ser importantes para o entendimento de certos aspectos dos fenômenos em estudo. Apesar

Figura 4: Variação da difusividade dos gases Nitrogênio, Oxigênio, Sulfato de Hidrogênio e Xenônio dissolvidos na água em função da temperatura (compilada pelo autor).

dessa restrição, esse método é fundamental para o entendimento das propriedades globais dos escoamentos turbulentos.

Substituindo as Equações 3.3 e 3.4 na Equação 3.2, obtém-se após alguns algebrismos:

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} - D \nabla^2 \bar{C} + \nabla \cdot (\overline{c' \mathbf{v}'}) + \mathbf{V} \cdot \nabla \bar{C} - \overline{m_{GC}} = 0 \quad (3.5)$$

onde a barra indica valores médios. Esta equação tem a mesma forma da equação original (3.2), exceto que agora aparecem valores médios em lugar dos valores instantâneos. Além disso, a Equação 3.5 contém termos que envolvem produtos de flutuações de velocidade com flutuações de concentração representando fisicamente a transferência de massa devido ao movimento turbulento. A solução desses produtos conduz a correlações sempre mais complexas (ordens superiores), não se obtendo equacionamento definitivo. Denomina-se essa situação de problema de não fechamento da turbulência. A fim de obter solução para a Equação 3.5 é necessário utilizar equações auxiliares que não introduzam parâmetros além

daqueles já utilizados. As diferentes abordagens sugeridas na literatura são apresentadas no Capítulo 5.

Assumindo homogeneidade horizontal, pode-se considerar a transferência de gases através da interface ar-água como sendo um processo unidimensional (Figura 5). Portanto, a

Figura 5: Orientação dos eixos para o problema de transferência de gases através da interface ar-água.

Equação 3.5 pode ser escrita como:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial C}{\partial z} - \overline{c'w'} \right) = 0 \quad (3.6)$$

onde z é o eixo vertical com origem na interface e w' é a flutuação de velocidade vertical. Na Equação 3.6 o termo da taxa de geração ou consumo de massa foi considerado igual a zero. Assim, o fluxo de massa total, para a direção z , é expresso por:

$$\dot{m} = - \left(D \frac{\partial C}{\partial z} - \overline{c'w'} \right). \quad (3.7)$$

4 Definições

4.1 Introdução

Neste capítulo são introduzidos alguns conceitos e definições úteis para o estudo da transferência de gases através da interface ar-água.

4.2 Camadas Hidrodinâmicas

Há uma estrutura de duas camadas hidrodinâmicas próximo à superfície da água. A condição cinemática na superfície cria uma camada superficial externa, enquanto que a condição dinâmica na superfície livre cria uma camada interna (Figura 6).

Figura 6: Camadas superficiais hidrodinâmicas.

4.2.1 Camada Externa

A região próxima à superfície da água no interior da qual as componentes de velocidade variam do seu valor no seio do fluido para o valor interfacial, devido a condição cinética de restrição do movimento vertical, é definida como camada superficial externa (46–48). No interior dessa camada, a intensidade da turbulência vertical diminui à medida que a superfície é aproximada. Para superfícies limpas, a variação vertical da intensidade da turbulência das componentes horizontais é pequena uma vez que inexiste restrição de movimento horizontal. Para superfícies contaminadas, há restrição quanto ao movimento horizontal na superfície da água, havendo redução mais intensa das componentes horizontais da intensidade da turbulência conforme a superfície é aproximada. Comparações entre superfícies contaminadas e limpas mostram que a camada externa é mais espessa para superfícies contaminadas (48).

4.2.2 Camada Interna

A condição dinâmica na superfície livre cria uma camada interna no interior da qual as componentes de cisalhamento, vorticidade e gradientes verticais da velocidade variam do seu valor no seio do fluido para o valor interfacial (46–48). A tensão tangencial possui valor zero para o caso de superfície limpa, enquanto que na presença de surfactantes, possui valor diferente de zero. As componentes horizontais da vorticidade decrescem à medida que se aproximam da superfície limpa, sendo que o inverso é observado para superfícies contaminadas. O mesmo comportamento é observado para gradientes verticais da velocidade (48).

4.3 Camadas Superficiais de Concentração

4.3.1 Camada Limite de Concentração

A camada limite de concentração (CLC) é a região próxima à fronteira na qual a concentração varia. Para visualizar o conceito, reproduz-se na Figura 7, a variação da concentração próximo à região interfacial. Verifica-se que existe uma camada fina próxima à fronteira, denominada de região “interna”, na qual a concentração de massa é consideravelmente maior do que “externa” à mesma. A região “externa”, na qual a concentração possui valor relativamente constante, C_∞ , é denominada de região do seio do fluido. A região “interna”, isto é, aquela na qual a concentração varia entre o valor de fronteira, C_i ,

e o valor do seio do fluido, C_∞ , é denominada de camada limite.

Figura 7: Variação da concentração próximo à interface.

4.3.1.1 Variação Espacial da Concentração

Como se pode observar na Figura 7, existe uma variação acentuada da concentração média próximo à fronteira, na camada limite de concentração, entre as concentrações extremas da interface e do seio do fluido. Pode-se descrever essa variação espacial de concentração como (7, 15, 49):

$$f(z) = \frac{C(z) - C_\infty}{C_i - C_\infty} \quad (4.1)$$

onde $C(z)$ é a concentração na distância z .

4.3.1.2 Espessura da Camada Limite de Concentração

Definir espessura para a camada limite de concentração é naturalmente arbitrário uma vez que a transição da concentração para o valor do seio do fluido é assintótica. Na prática, entretanto, o valor do seio do fluido é alcançado rapidamente, sendo assim justificável a adoção de uma camada limite finita. Por conseguinte, costuma-se definir a fronteira da camada limite de concentração, δ_c [m], como o lugar geométrico dos pontos para os quais a diferença entre o valor da concentração em um ponto arbitrário e do seio

do fluido é igual a um por cento da diferença entre o valor da concentração na interface e do seio do fluido, isto é,

$$f(\delta_c) = \frac{C(z) - C_\infty}{C_i - C_\infty} = 0,01. \quad (4.2)$$

Observa-se que a camada limite de concentração é o lugar geométrico onde a função da variação espacial da concentração atinge o valor de 0,01.

4.3.2 Camada de Difusão Molecular

A camada de difusão molecular (CD), mais fina que a camada limite de concentração, é a região em que a difusão turbulenta é pequena quando comparada à difusão molecular.

4.3.2.1 Espessura da Camada de Difusão Molecular

Admitindo-se que na camada imediatamente adjacente à superfície da água somente atue a difusão molecular, pode-se definir a espessura da camada difusiva, δ_D [m], através da equação:

$$\delta_D = \frac{D(C_S - C_\infty)}{\dot{m}} \quad (4.3)$$

em que C_S é a concentração de saturação.

4.4 Coeficiente de Transferência

Admitindo-se que o fluxo de massa através da interface ar-água seja proporcional a diferença das concentrações no seio do fluido e na interface (50), pode-se definir o coeficiente de transferência, K , como:

$$K = \frac{\dot{m}}{C_S - C_\infty}. \quad (4.4)$$

O coeficiente de transferência possui unidade de [m/s], indicando, portanto, a velocidade com que o soluto atravessa a interface ar-água. Nota-se que a concentração interfacial foi considerada como sendo a concentração de saturação. Essa é uma hipótese válida para gases disponíveis em grande quantidade, como é o caso do oxigênio (gás em estudo) (45).

4.4.1 Partição do Coeficiente de Transferência

Uma camada limite de concentração existe em cada lado da interface ar-água. Admitindo-se que na interface haja equilíbrio instantâneo entre a concentração do gás no ar, C_G , e a concentração deste no líquido, C_S , pode-se relacionar ambos através da expressão:

$$C_G = H_s C_S \quad (4.5)$$

onde H_s é uma constante de proporcionalidade adimensional, também denominada de coeficiente de solubilidade. O coeficiente de transferência pode, então, ser avaliado através de uma perspectiva líquida ou gasosa (8):

$$\begin{aligned} \frac{1}{K_G} &= \frac{1}{k_G} + \frac{H_s}{k_L} \\ \frac{1}{K_L} &= \frac{1}{H_s k_G} + \frac{1}{k_L} \end{aligned} \quad (4.6)$$

onde K_G [m/s] e K_L [m/s] representam, respectivamente, o coeficiente de transferência global gasoso e líquido e k_G [m/s] e k_L [m/s] representam, respectivamente, o coeficiente de transferência gasoso e líquido. O que se observa é que para grandes valores de k_L em relação a $H_s k_G$, este último domina os processos de troca. Por outro lado, para pequenos valores de k_L em relação a $H_s k_G$, o primeiro domina os processos de troca. Portanto, a solubilidade é outro fator importante para a transferência interfacial de gases. Gases muito solúveis (amoníaco, por exemplo) são controlados pela fase gasosa. Gases pouco solúveis tem a sua transferência controlada pela fase líquida. A maior parte dos gases relevantes para o ambiente são controlados pela fase líquida (por exemplo, O_2 , N_2 , CO_2 e CO). Uma vez que o oxigênio encontra-se entre os gases controlados pela fase líquida, somente este tipo de controle será abordado neste texto.

5 Modelos de Transferência Gasosa Interfacial

5.1 Introdução

As ferramentas necessárias para quantificar o fluxo de massa através da interface ar-água foram desenvolvidas no Capítulo 3. Uma vez que não se conhece ainda com detalhes os processos físicos atuantes na superfície da água e que são relevantes para a troca de gases entre ar e água é necessário utilizar conceptualizações teóricas e conhecimento empírico para quantificar o fluxo de massa. Os desenvolvimentos tradicionalmente encontrados na literatura são descritos a seguir.

5.2 Modelo dos Filmes

O modelo dos filmes (8) considera que, no interior da camada limite de concentração (denominada pelos autores de filme) existente na superfície líquida, os efeitos da agitação turbulenta são desprezíveis quando comparados à do seio do fluido. Dessa forma, a difusividade molecular é que controla os processos que ocorrem no interior da camada limite de concentração. Exteriormente à camada limite de concentração supõe-se que a agitação turbulenta é rápida o suficiente para uniformizar a concentração do soluto em todos os pontos do fluido de tal maneira que os gradientes de concentração do soluto sejam desprezíveis. Portanto, a difusividade turbulenta é dominante no seio do fluido. Assim, a camada limite de concentração atua como uma estrutura de resistência à transferência de soluto uma vez que a difusão molecular é um processo extremamente lento quando comparado à difusão turbulenta. Admite-se que o perfil de concentração no interior da camada limite de concentração seja linear, isto é, assume-se que se tenha estabelecido regime permanente.

Tem-se a seguinte equação básica:

$$D \frac{d^2 C}{dz^2} = 0. \quad (5.1)$$

Foram admitidas as seguintes condições de contorno:

$$C = C_S, \text{ em } z = 0 \quad (5.2)$$

$$C = C_\infty \text{ em } z = \delta_c.$$

Integrando a Equação 5.1 obtém-se:

$$D \frac{dC}{dz} = c_1 \quad (5.3)$$

em que c_1 [$kg/(sm^2)$] é uma constante de integração. Integrando novamente, tem-se:

$$C = \frac{1}{D}(c_1 z + c_2) \quad (5.4)$$

em que c_2 [$kg/(sm)$] é uma constante de integração. Para avaliar as constantes c_1 e c_2 é necessário considerar as condições de contorno apresentadas na Equação 5.2. A avaliação das constantes leva à seguinte expressão:

$$C = C_S - \frac{z}{\delta_c}(C_S - C_\infty). \quad (5.5)$$

Dessa forma, o fluxo de massa é:

$$\dot{m} = \frac{D}{\delta_c}(C_S - C_\infty). \quad (5.6)$$

Comparando as Equações 5.6 e 4.4, verifica-se que o coeficiente de transferência passa a ser quantificado como:

$$K = \frac{D}{\delta_c}. \quad (5.7)$$

Nota-se que o equacionamento é simples, muito embora algumas incongruências tenham sido cometidas. Por exemplo, iniciou-se a discussão admitindo perfil linear em regime permanente. Porém, a equação final (5.6) descreve uma variação temporal de primeira ordem. Observa-se ainda que o problema do efeito da turbulência foi transferido da quantificação direta do coeficiente de transferência de massa para a quantificação da espessura do filme líquido. Como a turbulência foi desprezada no processo analítico de transferência de massa, essa grandeza deve ser avaliada a posteriori. O que se pode

concluir mais imediatamente da Equação 5.7 é que o coeficiente de transferência de massa deve ser proporcional ao inverso da espessura do filme líquido. A experiência mostra que, quanto maior a agitação, mais acelerado é o processo de transferência de massa, de onde se conclui que a espessura do filme líquido diminui com o aumento da turbulência. Medidas diretas da espessura do filme laminar não são disponíveis na literatura. Na prática, tem-se verificado que o modelo fornece um limite inferior na estimativa da transferência gasosa interfacial.

5.3 Modelos de Renovação Superficial

As incongruências apresentadas pelo modelo dos filmes fizeram com que alguns pesquisadores admitissem a possibilidade de a turbulência se estender até a interface, adotando assim uma outra visão do problema (9, 10). Surgiram assim os denominados modelos de renovação. Os modelos de renovação sugerem que turbilhões existentes no seio líquido provocam continuamente a ascensão e exposição à fase gasosa de parcelas de líquido. Do mesmo modo, retiram da superfície parcelas de líquido que já ficaram expostas à fase gasosa por algum tempo. É admitido que o processo de difusão na parcela de líquido durante o período de tempo em que fica exposta à fase gasosa é descrito através da seguinte equação básica:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial C}{\partial z} - \overline{c'w'} \right) = 0. \quad (5.8)$$

Considera-se novamente que a difusão turbulenta seja desprezível na região próxima à interface. Assim, a Equação 5.8 torna-se:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} = 0. \quad (5.9)$$

Foram admitidas as seguintes condições:

$$C = C_\infty, \text{ em } z > 0, \text{ em } t = 0 \quad (5.10)$$

$$C = C_\infty, \text{ em } z \rightarrow \infty, \text{ em } t > 0$$

$$C = C_S, \text{ em } z = 0, \text{ em } t > 0.$$

A solução da Equação 5.9, com as condições de contorno da Equação 5.10, pode ser

obtida por Transformada de Laplace:

$$C = (C_S - C_\infty)\operatorname{erfc}\left(\frac{z}{\sqrt{4Dt}}\right) + C_\infty \quad (5.11)$$

onde *erfc* é a função erro complementar. Se cada fração da superfície está exposta ao gás durante um tempo diferente, então cada pedaço possui uma taxa diferente de transferência de gás. O fluxo médio pode ser obtido através da expressão:

$$\dot{m} = \int_0^\infty \dot{m}_i \phi(t) dt \quad (5.12)$$

onde $\dot{m}_i$ é o fluxo de massa que ocorre através de cada porção de líquido exposta à fase gasosa e $\phi(t)$ é uma função de distribuição das idades das porções expostas à fase gasosa. Diferentes abordagens são sugeridas quanto à função $\phi(t)$. As propostas tradicionalmente encontradas na literatura são as de Higbie (9) e Dankwerts (10).

Higbie (9) sugeriu que todos os elementos de líquido permanecem durante um tempo médio, $\bar{t}$, em contato com a fase gasosa durante o qual ocorre o processo de difusão molecular. Em outras palavras, pode-se dizer que todos os elementos possuem a mesma idade e que quando atingem a idade $\bar{t}$ são substituídos por novos elementos. A função de distribuição de idades proposta por Higbie é

$$\phi(t) = \frac{1}{\bar{t}}. \quad (5.13)$$

Dankwerts (10) contestou a idéia de Higbie (9) de que todos as parcelas de líquido possuem o mesmo tempo de residência na superfície, o que não representaria a natureza estocástica dos escoamentos turbulentos. Em sua análise do problema, Dankwerts postulou que os elementos superficiais são renovados aleatoriamente de acordo com a influência da turbulência junto à superfície. Assim, a superfície do líquido pode ser entendida como um mosaico de pequenas parcelas de líquido justapostas com diferentes idades, isto é, com diferentes tempos de exposição à fase gasosa. A distribuição das idades é constante no tempo e a probabilidade de uma parcela de líquido ser incorporada ao meio líquido não depende de sua idade. A função de distribuição de idades proposta por Dankwerts é

$$\phi(t) = se^{-st} \quad (5.14)$$

em que s [$1/s$] é a taxa de produção de superfície nova.

Observa-se, assim, diferentes considerações quanto a função $\phi(t)$. Substituindo as funções

$\phi(t)$ (Equações 5.13 e 5.14) na Equação 5.12 e integrando a equação obtida, obtém-se o fluxo de massa médio (Tabela 2). Comparando o fluxo médio obtido com a Equação 4.4, obtém-se o coeficiente de transferência de massa (Tabela 2).

Tabela 2: Modelos de renovação.

Autores	$\phi(t)$	$\dot{m}$	K
Higbie (9)	$\frac{1}{t}$	$(C_S - C_\infty)2\sqrt{\frac{D}{\pi t}}$	$2\sqrt{\frac{D}{\pi t}}$
Dankwerts (10)	$s \exp(-st)$	$(C_S - C_\infty)\sqrt{Ds}$	$\sqrt{Ds}$

Observa-se que nenhum dos autores procurou relacionar a função $\phi(t)$ à mecânica do escoamento. Fica claro, portanto, que os modelos de renovação envolvem parâmetros que ou devem ser determinados experimentalmente ou devem ser deduzidos a partir de considerações físicas. Nota-se também que os modelos de renovação consideram uma condição de contorno em uma “profundidade infinita”. Isto é, admite-se que o resultado independe se a difusão ocorre em um meio infinito ou em um pequeno trecho de um meio finito, sendo pequeno o tempo de difusão. A solução da equação de conservação de massa conduziu a um resultado muito simples. Verifica-se, contudo, que apesar de os modelos de renovação não admitirem a existência de um filme interfacial, admitem (pelo menos implicitamente) que há uma região junto à superfície na qual os efeitos moleculares são dominantes. A pergunta que surge é: E se a molécula que difunde atingir o meio de concentração uniforme antes de o elemento de líquido em questão ser re-introduzido no meio? Para responder a essa pergunta surgiram modelos unificadores afirmando que se alguns parâmetros associados à agitação forem “grandes” ou “pequenos”, a absorção de gases seguirá o modelo dos filmes ou os modelos de renovação.

5.4 Modelos dos Filmes e Renovação Combinados

As críticas feitas ao modelo dos filmes e aos modelos de renovação fizeram com que surgissem modelos que procurassem sanar os problemas apontados, de tal forma que se pudessem aproveitar os pontos positivos de cada modelo (51, 52). Sabe-se que, exceto nas imediações da superfície, a difusão turbulenta é muito mais intensa do que a difusão molecular de tal forma que os efeitos desta última podem ser desprezados. Por outro lado, sabe-se também que a difusão molecular é o processo que controla a transferência próxima à interface, região na qual a difusão turbulenta é zero ou pelo menos bem próxima de zero. Portanto, é possível conceber a existência de um filme líquido na superfície, no interior

do qual os elementos de líquido são continuamente repostos pela turbulência do seio do líquido. Durante o tempo em que os elementos de líquido permanecem no interior do filme ocorre a transferência gasosa através da difusão molecular. É essa, em essência, a proposta dos modelos unificadores. Tem-se a seguinte equação básica:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial C}{\partial z} - \overline{c'w'} \right) = 0. \quad (5.15)$$

Admite-se novamente que a difusão turbulenta seja desprezível na região próxima à interface. Dessa forma, a Equação 5.15 torna-se:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} = 0. \quad (5.16)$$

Foram admitidas as seguintes condições:

$$C = C_\infty, \text{ em } z > 0, \text{ em } t = 0 \quad (5.17)$$

$$C = C_\infty, \text{ em } z = \delta_c, \text{ em } t > 0$$

$$C = C_S, \text{ em } z = 0, \text{ em } t > 0.$$

A solução da Equação 5.16, com as condições de contorno da Equação 5.17 é :

$$C = C_\infty + (C_S - C_\infty) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\operatorname{erfc} \frac{n+1 - \frac{z}{2\delta_c}}{\sqrt{\frac{Dt}{\delta_c^2}}} - \operatorname{erfc} \frac{n + \frac{z}{2\delta_c}}{\sqrt{\frac{Dt}{\delta_c^2}}} \right) \quad (5.18)$$

onde *erfc* é a função erro complementar. Novamente são adotadas diferentes abordagens. Dobbins (51) adotou a função de distribuição de idades de Dankwerts (10) obtendo

$$K = \sqrt{Ds} \coth \left(\frac{s\delta_c^2}{D} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5.19)$$

Observa-se que quando a taxa de renovação *s* é pequena, isto é, para pequenas agitações, a Equação 5.19 aproxima-se do modelo dos filmes, enquanto que para $\left(\frac{s\delta_c^2}{D} \right)^{\frac{1}{2}} > 3$ o resultado é idêntico ao modelo de Dankwerts (10).

Na visão de Toor e Marchello (52) o interior do filme não é continuamente repostado com porções de líquido “novas”. Os autores consideraram que o filme é inteiramente renovado em intervalos de tempo de acordo com a função de distribuição de idades de Dankwerts

(10). Dessa forma, obtiveram a seguinte solução para o coeficiente de transferência de massa:

$$K = \sqrt{\frac{Ds}{2}} \left[\frac{1 + \cosh\left(\left(\frac{s\delta_c^2}{D}\right)^{\frac{1}{2}}\right)}{\sinh\left(\left(\frac{s\delta_c^2}{D}\right)^{\frac{1}{2}}\right)} \right] \quad (5.20)$$

Quando a taxa de renovação é pequena a Equação 5.20 aproxima-se da solução do modelo dos filmes. Por outro lado, quando a taxa de renovação é grande, o coeficiente de transferência de massa tende à metade da solução de Dankwerts (10).

5.5 Modelos de Difusão Turbulenta

Os modelos de difusão turbulenta postulam que o transporte de massa próximo à interface não é somente devido à difusão molecular, mas também devido à difusão turbulenta. Tem-se, portanto, a seguinte equação básica:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial C}{\partial z} - \overline{c'w'} \right) = 0. \quad (5.21)$$

Considera-se que o processo de difusão turbulento é análogo ao da difusão molecular. Assim, a Equação 5.21 torna-se:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(D \frac{\partial C}{\partial z} + D_T \frac{\partial C}{\partial z} \right) = 0 \quad (5.22)$$

onde

$$-\overline{c'w'} = D_T \frac{\partial C}{\partial z} \quad (5.23)$$

e

$$D_E = D + D_T. \quad (5.24)$$

Nas Equações 5.22 a 5.24, D_T [m^2/s] é a difusividade turbulenta e D_E [m^2/s] é a difusividade efetiva ou total. O ponto de vista adotado para a compreensão da influência da turbulência é uma análise da ordem de grandeza das parcelas que compõe a difusividade global. Se o movimento da água for muito lento, tem-se uma situação na qual prevalecem os efeitos moleculares ($D_T \ll D$) e a Equação 5.22 pode ser escrita sem o termo de difusão turbulenta. Entretanto, se o movimento da água for muito intenso, a difusividade turbulenta pode ser muito maior do que a difusividade molecular ($D \ll D_T$) e a Equação

5.22 pode ser escrita sem a parcela da difusividade molecular. Em outras palavras, para altas agitações do meio líquido, a quantificação do coeficiente de transferência pode independe da difusividade molecular. Para avaliar o fluxo de massa através da interface usualmente admite-se que a difusividade turbulenta apresenta uma variação da forma:

$$D_T = az^n \quad (5.25)$$

onde a e n são constantes. Os valores de n no expoente da distância na equação para a difusividade turbulenta que são encontrados na literatura são os mais variados (Tabela 3). Kishinevsky e Serebrianski (53) sugerem $n = 0$. Schulz e Schulz (7) sugerem $n = 1$. Coantic (11) sugere $n = 2$ para superfícies livres. O mesmo Coantic (11) sugere $n = 3$ para superfícies rígidas, enquanto este valor é sugerido para superfícies livres por Ueda e colaboradores (54). King (55) sugere a aproximação geral com n variável, mostrando que a expressão é facilmente integrável para alguns valores de n e sugere o valor $n = 4$. Nota-se que o valor do expoente é assunto para mais discussões, as quais estão fundamentadas na correta compreensão do mecanismo de transferência de gases.

Tabela 3: Modelos de difusão turbulenta.

Autores	D_E	Condição
Kishinevsky e Serebriansky (53)	a	altas agitações
Schulz e Schulz (7)	$D + az$	superfícies livres
Coantic (11)	$D + az^2$	superfícies livres
Coantic (11)	$D + az^3$	superfícies rígidas
Ueda et al. (54)	$D + az^3$	superfícies livres

5.5.1 Modelo de Schulz e Schulz (7)

O desenvolvimento nesta seção segue a apresentação também encontrada em Schulz (45). Schulz e Schulz (7) admitiram que a difusividade efetiva pode ser escrita como:

$$D_E = D + az. \quad (5.26)$$

Neste caso, a possui unidade de velocidade. Os seguintes adimensionais foram definidos:

$$\tilde{z} = \frac{K(az + D)}{Ha^2} \quad (5.27)$$

$$Y(\check{z}) = f(\check{z}) - 1 \quad (5.28)$$

em que $H [m]$ é a altura média do volume de líquido e $f(\check{z})$ é a função de variação espacial da concentração (Seção 4.3.1.1). Note que $\check{z}$ é um parâmetro adimensional, relacionado com z . As condições de contorno foram definidas como:

$$Y(\check{z}) = 0 \text{ em } \check{z} = \check{z}_{min} = \frac{KD}{Ha^2} \quad (5.29)$$

$$Y(\check{z}) = -1 \text{ em } \check{z} = \check{z}_{max} = \frac{K(D + a\delta_c)}{Ha^2} \quad (5.30)$$

$$\frac{dY(\check{z})}{d\check{z}} = 0 \text{ em } \check{z} = \check{z}_{max} = \frac{K(D + a\delta_c)}{Ha^2}. \quad (5.31)$$

A solução da Equação 5.22, considerando as Equações 5.27 a 5.31, envolve funções de Bessel de primeira e segunda espécies, e pode ser expressa por uma série de potências, na forma:

$$Y(\check{z}) = C_1 Y_1(\check{z}) + C_2 Y_2(\check{z}) \quad (5.32)$$

$$Y_1(\check{z}) = 1 - \check{z} + \frac{\check{z}^2}{(2!)^2} - \frac{\check{z}^3}{(3!)^2} + \dots \quad (5.33)$$

$$Y_2(\check{z}) = Y_1(\check{z}) \ln(\check{z}) + 2 \left\{ \check{z} - \frac{\check{z}^2}{(2!)^2} \left[1 + \frac{1}{2} \right] + \frac{\check{z}^3}{(3!)^2} \left[1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} \right] - \dots \right\}. \quad (5.34)$$

em que C_1 e C_2 são constantes determinadas pelas condições de contorno. Como se trata de funções de Bessel, as soluções têm características oscilatórias. Com o perfil de concentração calculado, o fluxo de massa através da interface pode ser obtido usando a Equação 3.1. Para utilizar o gradiente de concentração adimensionalizado, os autores optaram por adimensionalizar este fluxo. Desta forma, tem-se:

$$\check{m} = \frac{\dot{m}aH}{DK(C_S - C_\infty)} = -\frac{dY(\check{z})}{d\check{z}} \Big|_{\check{z}=\check{z}_{min}}. \quad (5.35)$$

Unindo as Equações 4.4 e 5.35 obtém-se o número de Peclet (Pe), um parâmetro adimensional

$$\check{m} = \frac{aH}{D} = Pe. \quad (5.36)$$

O fluxo adimensionalizado de massa pode ser visto como o número de Peclet associado à escala de velocidade característica da difusão turbulenta, a , e à profundidade média do líquido, H . A Tabela 4 apresenta valores dos diferentes parâmetros mencionados, utilizando $\check{z}_{max}$ como parâmetro de controle (arbitrado). A Figura 8 mostra os perfis obtidos. As constantes C_1 e C_2 da Equação 5.32 foram quantificadas com os contornos das Equações 5.30 e 5.31.

Tabela 4: Valores de C_1 , C_2 , $\check{z}_{min}$ e $\check{m}$ calculados para diferentes valores de $\check{z}_{max}$. Extraídos de Schulz e Schulz (5) e Momesso (6).

$\check{z}_{max}$	$\check{z}_{min}$	C_1	C_2	$\check{m}$
0,010	$8,35E - 47$	-1,05570	-0,00995	$1.19E + 44$
0,035	$4,72E - 15$	-1,14880	-0,03439	$7.38E + 12$
0,050	$2,37E - 11$	-1,19300	-0,04876	$2.06E + 09$
0,080	$6,98E - 08$	-1,26620	-0,00768	$1.10E + 06$
0,100	$1,08E - 06$	-1,30670	-0,09508	$8.84E + 04$
0,300	$2,87E - 03$	-1,50440	-0,25719	$9.00E + 01$
0,500	$2,02E - 02$	-1,48740	-0,38499	$1.95E + 01$
0,800	$7,72E - 02$	-1,24760	-0,51993	$7.29E + 00$
1,000	$1,32E - 01$	-1,00200	-0,57672	$5.01E + 00$
3,000	$1,05E + 00$	1,91180	-0,02640	$1.30E + 00$
5,000	$2,28E + 00$	2,74180	0,49965	$8.17E - 01$
8,000	$4,37E + 00$	0,40657	0,93030	$5.62E - 01$
10,000	$5,85E + 00$	-1,71490	0,63793	$4.76E - 01$
30,000	$2,22E + 01$	4,03010	0,92853	$2.29E - 01$
50,000	$3,97E + 01$	-4,49310	-1,09470	$1.68E - 01$
85,000	$7,14E + 01$	-0,24714	1,58190	$1.24E - 01$
100,000	$8,51E + 01$	-5,97120	-0,66833	$1.13E - 02$
200,000	$1,79E + 02$	3,13060	-1,46540	$7.70E - 02$
300,000	$2,74E + 02$	3,98610	-1,48830	$6.18E - 02$

5.6 Equações Baseadas na Análise Dimensional

Através de análise dimensional pode-se mostrar que a velocidade de transferência adimensional $\hat{K}$ é função dos números de Schmidt, Sc ($Sc = \nu/D$, em que ν [m^2/s] é a viscosidade cinemática), e Reynolds, Rey , (45, 56, 57), isto é,

$$\hat{K} = f(Sc, Rey). \quad (5.37)$$

Figura 8: Perfis de concentração normalizados $f(\tilde{z})$ representados como função da distância da interface adimensional.

Diferentes parâmetros têm sido utilizados para a construção dos adimensionais. Resultados experimentais e simulações numéricas apontam para o fato que variáveis relacionadas ao seio do fluido não são capazes de fornecer uma “relação universal” para a velocidade de transferência, uma vez que a transferência de massa é governada pelas características interfaciais. Dessa forma, tem-se procurado utilizar parâmetros relacionados à interface. Algumas relações propostas na literatura são apresentadas na Tabela 5.

Tabela 5: Relações, baseadas na análise dimensional, para o cálculo da velocidade de transferência.

Autores	Relação
Schulz e Schulz (7)	$\hat{K} = \frac{KH}{D} = \theta \left(\frac{aH}{\nu} \right)^\alpha \left(\frac{\nu}{D} \right)^\alpha$
Law e Khoo (56)	$\hat{K} = \frac{K}{V_\beta} = \frac{1}{5} \left(\frac{\beta}{\nu V_\beta^2} \right)^{0,5} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{-0,5}$
McKenna e McGillis (57)	$\hat{K} = \frac{K}{L\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\beta L^2}{\nu} \right)^{-0,5} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{-n}$

Schulz e Schulz (7) utilizaram a escala de velocidade da difusividade turbulenta, a (Seção 5.5.1), e a profundidade média do líquido, H , para definir os adimensionais. Na relação de Schulz e Schulz (7), θ e α são constantes que necessitam ser ajustadas. O intervalo teórico de α é entre 0,0 e 1,0. Nesse sentido, a relação apresentada é unificadora, no que tange aos modelos já apresentados, uma vez que permite obter tendências coincidentes

com todos os modelos. Segundo Schulz (45), cada “equipamento” possui a sua própria faixa de aplicação, bem como os seus próprios valores de α . O valor de a , entretanto, deve ser associado a velocidades características de cada escoamento, o que torna a relação ainda incompleta ou “aberta” (45).

Law e Khoo (56) utilizaram o gradiente da intensidade da turbulência vertical, β [1/s], em sua relação. Sabe-se que a flutuação de velocidade vertical é fundamental para o transporte de massa. A variação da flutuação da velocidade vertical com a distância da interface pode ser avaliada através da equação da continuidade:

$$\beta = \frac{\partial w'}{\partial z} = - \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right)_{z=0}. \quad (5.38)$$

Admitindo variação linear entre a velocidade vertical e a distância da interface, pode-se escrever

$$\beta = \frac{w'}{z}, \quad (5.39)$$

ou,

$$\beta = \frac{V_\beta}{\Lambda} \quad (5.40)$$

em que V_β [m/s] e Λ [m] representam, respectivamente, a intensidade da turbulência vertical e a escala de comprimento no ponto a partir do qual a relação linear é válida. O fato de os números de Sc e Rey estarem elevados a expoentes “constantes”, limita a aplicação da equação proposta por Law e Khoo (56) para condições diferentes daquelas propostas pelos autores.

McKenna e McGillis (57) também utilizaram o divergente da superfície na composição de seus adimensionais. Como escala de comprimento os autores utilizaram a macro escala de comprimento (para definição da macro escala de comprimento, ver Seção 11.3.1), L [m], avaliada na interface. O número de Reynolds foi elevado a um expoente fixo (-1/2), enquanto que o número de Schmidt foi elevado a um expoente variável, n , definido como

$$n = \frac{2}{3} - \frac{1}{6} \exp^{-\zeta/2} \quad (5.41)$$

em que

$$\zeta = \frac{Rey_0^{0.5}}{We_\pi} \quad (5.42)$$

onde

$$Rey_0 = \frac{u_0 L}{\nu} \quad (5.43)$$

$$We_\pi = \frac{\rho u_0 L}{\pi}. \quad (5.44)$$

Nas equações 5.42 a 5.44, u_o [m/s] e L [m] representam, respectivamente, uma escala característica de velocidade e de comprimento, e π [N/m] é a pressão superficial definida como

$$\pi = \lambda_0 - \lambda \quad (5.45)$$

onde λ_0 [N/m] é a tensão superficial na ausência de surfactantes e λ [N/m] é a tensão superficial medida. Assim, quando $\zeta = 0$, $n = 1/2$, e a superfície se encontra “limpa”. Por outro lado, quando $\zeta > 1/2$, $n \approx 2/3$, e a superfície se comporta como uma parede. Assim, McKenna e McGillis (57) procuraram relacionar o expoente do número de Sc às características interfaciais.

5.7 Conclusões

As conclusões acerca dos modelos estudados podem ser assim colocadas:

- A concentração interfacial é sempre admitida como igual à concentração de saturação;
- A concentração no seio do líquido, abaixo da camada limite de concentração, é sempre admitida como sendo homogênea;
- O movimento randômico do líquido turbulento leva diferentes parcelas de líquido para a superfície em diferentes tempos. Se a parcela estiver abaixo da concentração de saturação, a mesma adquire gás movendo-se para o seio do líquido onde é novamente misturada.
- A variação dos expoentes dos números de Sc e de Rey é altamente dependente das características interfaciais.

6 Proposta Teórica

6.1 Introdução

Neste capítulo são apresentadas propostas para a variação temporal e espacial das flutuações de concentração. As propostas iminentemente teóricas foram desenvolvidas originalmente por Schulz¹, constituindo textos não publicados, e cedidas ao autor para a complementação da análise, mormente no que tange à sua aplicabilidade prática e coerência com o fenômeno físico real.

6.2 Modelo Para a Variação Temporal das Flutuações de Concentração

Baseado nas conclusões do Capítulo 5 pode-se assumir que, no interior da camada limite de concentração, a concentração varie na forma de uma onda quadrática aleatória alternando entre a concentração de saturação C_S , a concentração do seio do fluido C_∞ e uma concentração intermediária arbitrária C_R (Figura 9).

Definindo n e m como

$$n = \frac{\text{tempo em que } C = C_S}{\text{tempo total}} \quad (6.1)$$

$$m = \frac{\text{tempo em que } C = C_R}{\text{tempo total}}. \quad (6.2)$$

Tem-se assim

$$1 - n - m = \frac{\text{tempo em que } C = C_\infty}{\text{tempo total}} \quad (6.3)$$

onde n , m e $1 - n - m$ são funções de z .

Com as definições das Equações 6.1 a 6.3, pode-se escrever a concentração média como:

$$C = nC_S + mC_R + (1 - n - m)C_\infty. \quad (6.4)$$

¹Informação fornecida por Schulz em São Carlos, em 2006.

Figura 9: Evolução temporal da concentração próximo à interface ar-água.

As flutuações em torno do valor médio são:

$$c'_{SUP} = C_S - C = (1 - n)C_S - mC_R - (1 - n - m)C_\infty \quad (6.5)$$

$$c'_{INF} = C_\infty - C = -nC_S - mC_R - (-n - m)C_\infty \quad (6.6)$$

em que c'_{SUP} e c'_{INF} representam, respectivamente, as flutuações de C_S e C_∞ em torno de C . Considera-se que a flutuação da concentração intermediária seja igual a zero. Assim, a concentração intermediária é igual a concentração média. Tem-se:

$$c'_R = C_R - C = 0 \quad (6.7)$$

$$c'_R = \frac{n}{1 - m}(C_S - C_\infty) + C_\infty. \quad (6.8)$$

Substituindo a Equação 6.8 nas Equações 6.5 e 6.6, obtém-se

$$c'_{SUP} = (C_S - C_\infty) \left(1 - n - \frac{mn}{1 - m} \right) \quad (6.9)$$

$$c'_{INF} = (C_S - C_\infty) \left(-n - \frac{mn}{1 - m} \right). \quad (6.10)$$

O desvio padrão da concentração é igual a

$$\sigma_C = \sqrt{c'^2_{SUP} + c'^2_R + c'^2_{INF}} \quad (6.11)$$

$$\sigma_C^* = \frac{\sigma_C}{C_S - C_\infty} = \sqrt{\frac{n(1-n-m)}{1-m}}. \quad (6.12)$$

Utilizando as Equações 6.4 e 4.1, obtém-se

$$f(z) = \frac{C - C_\infty}{C_S - C_\infty} = \frac{n}{1-m}. \quad (6.13)$$

Unindo as equações 6.12 e 6.13, tem-se

$$\sigma_C^* = \sqrt{f(z)[1-f(z)]} \sqrt{1-m}. \quad (6.14)$$

Uma vez que m está entre 0 e 1, tem-se que o pico do desvio padrão sempre será menor do que 0,5, isto é,

$$\sigma_C^*|_{PICO} \leq 0,5. \quad (6.15)$$

Vale a pena ressaltar que quanto maior for m , maior é a importância dos efeitos difusivos uma vez que concentrações intermediárias evidenciam efeitos difusivos. Se $m = 1$, só há difusão e nenhuma advecção. Por outro lado, se $m = 0$ só há advecção.

Aparentemente não há na literatura nenhuma outra abordagem acerca do comportamento das flutuações de concentração. Schulz e Schulz (7) foram os primeiros a propor uma solução que, embora simples, permitiu extrair importantes informações qualitativas acerca do comportamento da concentração interfacial. A comparação de dados experimentais com a solução de Schulz e Schulz (7) mostrou a necessidade de considerar os efeitos difusivos na formulação (58). A presente solução avança um pouco mais, uma vez que considera os efeitos difusivos sobre as flutuações de concentração. Entretanto, como os resultados teóricos estatísticos descritos não fornecem a forma das funções $f(z)$ e m (a função $f(z)$ é descrita de diferentes formas utilizando diversas teorias), um estudo experimental de viabilização desses resultados mostra-se fundamental.

6.3 Modelo Para a Variação da Amplitude das Flutuações de Concentração

Para obter uma expressão para a variação da amplitude das flutuações de concentração, considera-se que a concentração varia na forma de uma onda quadrática aleatória, alternando-se entre as concentrações extremas C_A e C_B (Figura 10). A concentração C_A encontra-se a uma “distância” A da concentração de saturação C_S , enquanto que a concentração C_B encontra-se a uma “distância” B da concentração do seio do fluido C_∞ .

Figura 10: Evolução temporal da amplitude de concentração próximo à interface ar-água.

Definindo p e q como

$$p = \frac{\text{tempo em que } C = C_A}{\text{tempo total}} \quad (6.16)$$

$$q = \frac{\text{tempo em que } C = C_B}{\text{tempo total}}. \quad (6.17)$$

Através do princípio de conservação de massa pode-se escrever:

$$A = \frac{B(1 - p)}{p}. \quad (6.18)$$

Com as definições das Equações 6.16 a 6.17, pode-se escrever a concentração média como:

$$C = pC_S + (1 - p)C_\infty. \quad (6.19)$$

As flutuações em torno do valor médio são:

$$c'_{SUP} = C_A - C \quad (6.20)$$

$$c'_{INF} = C - C_B \quad (6.21)$$

em que c'_{SUP} e c'_{INF} representam, respectivamente, as flutuações de C_A e C_B em torno de C . O desvio padrão da concentração é igual a

$$\sigma_C = \sqrt{c'^2_{SUP} + c'^2_{INF}}. \quad (6.22)$$

Utilizando as definições da Figura 10 e a Equação 6.18, obtém-se

$$\sigma_C = \sqrt{p(1-p)(C_S - C_\infty)^2 - 2B(1-p)(C_S - C_\infty) + \frac{B^2(1-p)}{p}}. \quad (6.23)$$

Da Figura 10, tem-se que

$$B \leq C - C_\infty \quad (6.24)$$

ou

$$B \leq p(C_S - C_\infty). \quad (6.25)$$

Da Equação 6.25 pode-se escrever:

$$B = \gamma p(C_S - C_\infty). \quad (6.26)$$

em que $\gamma \leq 1$. Substituindo a Equação 6.26 na Equação 6.23, obtém-se

$$\sigma_C^* = (1 - \gamma)\sqrt{p(1-p)}. \quad (6.27)$$

6.4 Comparação Entre o Modelo Temporal e o Modelo Espacial

Comparando as Equações 6.14 e 6.27, nota-se que

$$f(z) = p \quad (6.28)$$

e

$$\gamma = 1 - \sqrt{1 - m}. \quad (6.29)$$

Observa-se que a tendência de γ é a mesma que de m , isto é, quanto maior o valor de γ , maior é o efeito da difusividade.

7 Estudos em Transferência de Gases

7.1 Introdução

As principais fontes de turbulência que interferem na interface ar-água são a turbulência induzida pelo cisalhamento que ocorre no fundo dos escoamentos, a turbulência induzida pelo cisalhamento que ocorre na superfície e a turbulência induzida pela convecção. Devido a grande quantidade de fatores que interferem na transferência de gases através da interface ar-água (filmes superficiais, chuva e temperatura; por exemplo), incluindo as diferentes fontes de turbulência, é imprescindível a realização de experimentos laboratoriais que permitam o controle do maior número possível de características, conduzidos de forma criteriosa e em processos passo-a-passo, buscando evidenciar todos os detalhes que possam contribuir para uma quantificação mais adequada do fenômeno. O desenvolvimento de equipamentos adequados, utilizando inovações de medição, é uma condição necessária para uma correta abordagem do problema.

Neste capítulo são apresentados alguns estudos encontrados na literatura acerca do tema. Na primeira parte, 7.2, o foco concentra-se nos experimentos de laboratório, incluindo aí uma breve revisão acerca da turbulência gerada em tanque de uma grade oscilante. Na segunda parte, 7.3, apresentam-se algumas técnicas experimentais utilizadas para quantificar o fluxo de massa através da interface ar-água.

7.2 Experimentos de Laboratório

7.2.1 Turbulência Induzida Pela Convecção

A turbulência induzida pela convecção é importante principalmente em oceanos, lagos e reservatórios (com pouca exposição ao vento). Visualizações realizadas em laboratório sugerem que a penetração de plumas termais, desprendidas da superfície, é uma das

principais fontes de oxigênio para o seio da água (59, 60). Aparentemente não existem equações que permitam estimar a transferência de massa para corpos d'água sujeitos a convecção. De fato, pouquíssimos estudos têm sido realizados na área.

7.2.2 Turbulência Induzida Pelo Cisalhamento na Superfície

A turbulência induzida pelo vento é importante principalmente em oceanos, lagos e reservatórios. A maior parte do progresso no entendimento do processo de transferência de gases tem sido decorrente de experimentos realizados em tanques em que há o escoamento conjunto de água e ar (61–63). Sabe-se, entretanto, que os tanques possuem diversas limitações como, por exemplo, o efeito de parede. Portanto, os estudos em tanques são úteis para elucidar os processos, mas a informação quantitativa pode não ser transferível para meios naturais (64). Apesar de os estudos na área apresentarem um claro aumento da velocidade de transferência com a velocidade do vento, os dados apresentam grande espalhamento (19, 64). Esse espalhamento pode ser decorrente das diferentes geometrias utilizadas nos experimentos, erros sistemáticos nas medidas e não controle de todos os fatores (por exemplo, filmes superficiais). Nota-se, assim, a necessidade de mais estudos, dando-se atenção especial as características interfaciais.

7.2.3 Turbulência Induzida pelo Cisalhamento no Fundo

A turbulência induzida pelo cisalhamento no fundo de escoamentos é importante principalmente em rios com pouca exposição ao vento. Exemplos de equipamentos que têm sido utilizados para estudar a turbulência induzida pelo fundo são: canais (65, 66), tanque de grade oscilante (14, 15, 57) e tanque com jatos (56, 67). Diversas equações empíricas têm sido desenvolvidas para estimar a velocidade de transferência (65, 66, 68). Embora essa abundância reflita grande esforço, também revela a falta de compreensão do fenômeno físico. A razão principal para essa grande discrepância é que usualmente procura-se relacionar a velocidade de transferência, K , com quantidades médias do seio do fluido. Sabe-se que quantidades relacionadas ao seio do fluido não são capazes de fornecer uma fórmula universal para a velocidade de transferência, K , uma vez que não são afetadas pela presença, por exemplo, de filmes superficiais (57). Vale a pena lembrar que o processo de transferência gasosa é controlado pelas características interfaciais. Novas relações, baseadas nas características interfaciais, são sugeridas, mas a sua validade geral ainda deve ser discutida (57).

7.2.3.1 Tanque com Uma Grade Oscilante

A turbulência gerada por grades oscilantes tem sido utilizada em diversos contextos, tais como: transferência de gases através da interface ar-água (14, 15), suspensão de sedimentos (17), dispersão de poluentes (16), mistura interfacial de fluidos estratificados (12, 13, 69) e coagulação (18). Os equipamentos de grade oscilante geralmente possuem as seguintes características: uma grade (usualmente de seção quadrada) de malha M [m] (definido como a distância entre o centro de duas barras consecutivas), colocada em um fluido em repouso, é oscilada com uma amplitude S [m] e uma frequência f [1/s] produzindo uma turbulência estacionária quase isotrópica a uma distância de 1 a 3 malhas da grade. Neste intervalo a razão entre a intensidade turbulenta vertical e a horizontal está tipicamente no intervalo de 1,1-1,3 e a velocidade média é aproximadamente zero. Evidentemente a descrição acima é simplificada, podendo haver diferenças entre as características dos equipamentos descritos na literatura.

7.2.3.1.1 Equações Governantes Há na literatura a existência de algumas propostas de equações empíricas (12, 13), visando descrever o comportamento de diferentes variáveis. Essas equações, entretanto, não possuem validade geral. Equações mais confiáveis e gerais foram obtidas por Schulz e Chaudhry (2) e Matsunaga et al. (1) utilizando o modelo $k - \epsilon$. Schulz e Chaudhry (2) e Matsunaga et al. (1) assumiram a inexistência de escoamento médio e que as diferentes variáveis somente variam na direção normal à grade z_g [m] (em que z_g tem a sua origem no centro de oscilação da grade, ver Figura 11). Para tal escoamento, as equações governantes do modelo $k-\epsilon$ são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial z_g} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z_g} \right) = \epsilon \quad (7.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z_g} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z_g} \right) = C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (7.2)$$

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (7.3)$$

onde ν_T [m^2/s] é a viscosidade turbulenta, k [m^2/s^2] é a energia cinética turbulenta por

Figura 11: Orientação do eixo para escoamento em tanque de uma grade oscilante.

unidade de massa, ϵ [m^2/s^3] é a taxa de dissipação de energia por unidade de massa e σ_k , σ_ϵ , C_2 e C_μ são constantes do modelo $k - \epsilon$. Admite-se que na origem ($z_g = 0$) a energia cinética turbulenta seja k_0 e a sua taxa de dissipação ϵ_0 e que ambas quantidades tendam a zero quando a distância tende ao infinito. Tem-se, portanto, as seguintes condições de contorno:

$$\begin{aligned} k &= k_0, \epsilon = \epsilon_0 \text{ em } z_g = 0 \\ k &\rightarrow 0, \epsilon \rightarrow 0, \text{ em } z_g \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Substituindo os adimensionais

$$\hat{k} = \frac{k}{k_0}, \hat{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \hat{z} = \frac{z_g \epsilon_0}{k_0^{3/2}}, \hat{\nu}_T = \nu_T \frac{\epsilon_0}{k_0^2} = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\epsilon}} \quad (7.5)$$

nas Equações 7.1 a 7.4, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{\nu}_T}{\sigma_k} \frac{\partial \hat{k}}{\partial \hat{z}} \right) = \hat{\epsilon} \quad (7.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{\nu}_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial \hat{z}} \right) = C_2 \frac{\hat{\epsilon}^2}{\hat{k}} \quad (7.7)$$

$$\hat{\nu}_T = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\epsilon}} \quad (7.8)$$

$$\begin{aligned} \hat{k} &= 1, \hat{\epsilon} = 1 \text{ em } \hat{z} = 0 \\ \hat{k} &\rightarrow 0, \hat{\epsilon} \rightarrow 0, \text{ em } \hat{z} \rightarrow \infty. \end{aligned} \quad (7.9)$$

7.2.3.1.1.1 Viscosidade Turbulenta Constante

Admitindo viscosidade turbulenta constante, Schulz e Chaudhry (2) integraram as equações 7.6 a 7.8, considerando as condições de contorno da Equação 7.9, obtendo:

$$\hat{k} = \frac{6\hat{\nu}_T^2}{\sigma_k C_\mu} (B + \hat{z})^{-2} \quad (7.10)$$

$$\hat{\epsilon} = \frac{36\hat{\nu}_T^3}{\sigma_k^2 C_\mu} (B + \hat{z})^{-4} \quad (7.11)$$

$$\hat{L} \equiv \frac{\hat{k}^{3/2}}{\epsilon} = \frac{\sigma_k}{6C_\mu} (B + \hat{z}) \quad (7.12)$$

$$\hat{\nu}_T = \text{constante} \quad (7.13)$$

onde B é uma constante de integração adimensional e $\hat{L}$ é a escala de comprimento adimensional dos turbilhões. Nas Equações 7.10 a 7.13, $\hat{\nu}_T \approx 0,0476$ e $B \approx 0,176$. A

Figura 12 apresenta as soluções de Schulz e Chaudhry (2).

7.2.3.1.1.2 Viscosidade Turbulenta Variável Admitindo viscosidade turbulenta variável, Matsunaga et al. (1) integraram as Equações 7.6 a 7.8, considerando as condições de contorno da Equação 7.9, obtendo:

$$\hat{k} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-2/r} \quad (7.14)$$

$$\hat{\epsilon} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-(3+r)/r} \quad (7.15)$$

$$\hat{L} \equiv \frac{\hat{k}^{3/2}}{\epsilon} = \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right) \quad (7.16)$$

$$\hat{\nu}_T = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\epsilon}} = C_\mu \left(\frac{\hat{z}}{z_0} + 1 \right)^{-(1-r)/r} \quad (7.17)$$

onde $z_0 \approx 1,829$ e $r \approx 0,402$. A Figura 12 apresenta as soluções de Matsunaga et al. (1).

Figura 12: Comparação entre soluções analíticas: $\hat{k}$, $\hat{\epsilon}$, $\hat{L}$, $\hat{\nu}_t$. (-) Matsunaga et al. (1). (-) Schulz e Chaudhry (2).

7.3 Técnicas de Medição do Fluxo de Massa Através da Interface Ar-Água

O desenvolvimento apresentado nesta seção segue a apresentação de Jähne (70) e Jähne e Haussecker (19).

7.3.1 Método do Balanço de Massa

Praticamente em todos os métodos convencionais a velocidade de transferência K é inferida de medidas da variação temporal da concentração do composto na água (19). Em essência, o fluxo médio do composto, $\dot{m}$, através da área interfacial, $A [m^2]$, é dado pela equação

$$\dot{m} = \frac{V}{A} \frac{dC_\infty}{dt}, \quad (7.18)$$

ou,

$$\dot{m} = H \frac{dC_\infty}{dt}, \quad (7.19)$$

em que $V [m^3]$ é o volume do líquido e $H [m]$ é a altura média do volume do líquido em relação à área interfacial. Juntando a Equação 7.19 e 4.4 obtém-se o tempo característico

$$\varphi = \frac{H}{K} \quad (7.20)$$

o qual é da ordem de horas à semanas (19,71). Nota-se que a velocidade de transferência obtida dessa forma é um valor médio, obtido a partir da integração sobre a área superficial e através da operação de média na escala de tempo φ . Entretanto, a variação dos parâmetros (por exemplo, velocidade do vento), em geral, é algumas ordens de magnitude mais rápida que a escala de tempo φ . Portanto, os métodos de balanço de massa não são apropriados para o entendimento do mecanismo físico da transferência de gases através da interface ar-água.

7.3.2 Método do Fluxo Controlado

Para sanar as desvantagens das técnicas do balanço de massa e realizar medições da velocidade de transferência com alta resolução espaço-temporal, foi desenvolvido a técnica do fluxo controlado (CFT) (19). A idéia básica é aplicar um fluxo, $\dot{m}$, conhecido e controlado de um traçador através da interface, forçando o estabelecimento de uma diferença de concentração, ΔC . Assim, a velocidade de transferência pode ser obtida simplesmente medindo a diferença de concentração, ou, alternativamente, medindo φ (Equação 7.20),

que é da ordem de segundos.

O calor tem sido empregado como traçador. A temperatura da superfície da água pode ser medida com alta resolução espaço-temporal através de câmaras infravermelho. Um fluxo conhecido e controlável pode ser aplicado utilizando radiação infravermelho. Assim, a técnica CFT mede diretamente a velocidade de transferência do calor. A desvantagem da técnica é que a velocidade de transferência dos gases é obtida a partir da velocidade de transferência do calor. A grande diferença no número de Schmidt (7 para o calor, e 600 para o CO_2 , por exemplo) é que traz consigo certa dúvida sobre a possibilidade de utilização do calor para a medição de transferência de gases. Problemas experimentais surgem do fato que a temperatura do seio do fluido deve ser estimada a partir da temperatura na superfície. Para estimar a temperatura do seio do fluido, ou, alternativamente, a constante de tempo φ , diferentes métodos têm sido empregados com sucesso (72, 73).

7.3.3 Método do Fluxo Direto

O fluxo de massa através da interface ar-água pode ser obtido diretamente através de medidas simultâneas de concentração e velocidade. A possibilidade de medir diretamente, sem a necessidade de estimar algum parâmetro, é um atrativo por si só. Ademais, a rapidez com que se pode efetuar as medidas também não pode ser esquecida. As medidas usualmente são efetuadas em alguns minutos. A medição direta do fluxo tem sido utilizada principalmente para compostos controlados pela fase gasosa (19). Em épocas mais recentes, alguns pesquisadores realizaram medições utilizando o Método do Fluxo Direto para compostos controlados pela fase líquida (15, 20). Entretanto, a utilização de técnicas invasivas, utilizadas para a realização das medidas de concentração e velocidade (micro sondas), impediram a correta quantificação do fluxo de massa. Recentemente, técnicas de Fluorescência Induzida por Laser (*Laser-Induced Fluorescence* - LIF) têm sido empregadas no estudo da transferência de gases através da interface ar-água. Um indicador molecular, dissolvido na água, fluoresce quando excitado pela luz do laser. A intensidade da fluorescência emitida pelo indicador é função da concentração do mesmo na água. Portanto, a concentração do indicador pode ser medida através da medição da intensidade fluorescente emitida. Duas moléculas têm sido utilizadas como indicadores nas medidas de transferência de gases: ácido pirenobutírico (PBA) (74) e fluoresceína (61). As medidas com PBA estão baseadas no “abafamento” da fluorescência emitida através da presença do oxigênio, enquanto que as medidas com fluoresceína dependem de uma reação química na superfície da água. As técnicas LIF permitem medidas de concentração no interior da camada limite de concentração de uma forma não intrusiva. As medidas de velocidade são

realizadas através de técnicas como *Laser Doppler Velocimetry* (LDV) e *Particle Image Velocimetry* (PIV).

8 Aparato e Procedimentos Experimentais - EESC

8.1 Introdução

Medidas de concentração de oxigênio dissolvido foram realizadas em tanque de grade oscilante através do uso de micro sonda. Neste capítulo são apresentados o aparato experimental e os procedimentos experimentais.

8.2 Tanque de Grade Oscilante

8.2.1 Descrição do Equipamento

A Figura 13 mostra o tanque de grade oscilante utilizado neste estudo. Os experimentos foram conduzidos em tanque feito de acrílico, com seção transversal quadrada de 50,0 cm $\times$ 50,0 cm e altura de 115,0 cm. Uma grade com malha M de 5,10 cm foi utilizada, resultando em solidez de 32 %. Solidez é definida como sendo a relação entre a área horizontal ocupada pelas barras da grade e a área total da superfície do tanque. A grade foi posicionada a 55,0 cm do fundo do tanque para evitar movimentos secundários. O sistema de oscilação da grade permite que se possam utilizar frequências de oscilação da grade até 10,0 Hz e amplitudes de oscilação da grade entre 0,5 cm e 10,0 cm. Para mais detalhes do equipamento, ver Souza (3) e Janzen (21).

8.2.2 Programa Experimental e Procedimentos

Um experimento exploratório foi realizado visando futuros trabalhos na área. No experimento foi utilizada amplitude, S , de 2,0 cm e frequência, f , de 8 Hz. A temperatura média foi de 19,2 °C. Dessa forma, tem-se $Rey_g = 3123$ ($Rey_g = fS^2/\nu$, em que ν é a viscosidade cinemática). Uma altura da água de 28,0 cm foi utilizada. A altura da água

Figura 13: Desenho do tanque de grade oscilante. Para a visualização da grade, foram removidas do desenho duas placas de acrílico externas (3).

é definida como sendo a distância entre a superfície da água e o centro de oscilação da grade. Uma vez que a turbulência gerada por grades oscilantes é sensível às condições iniciais, a aquisição de dados iniciou-se somente 20 minutos após o início de movimento da grade (75).

8.3 Medidas de Concentração

A camada limite de concentração possui uma espessura da ordem de milímetros ou fração de milímetros. Portanto, é necessária a utilização de um instrumento de medição de pequena dimensão, da ordem de alguns microns, que possibilite medidas, no interior da camada limite, com boa resolução. Para atender a esse requisito, foi confeccionada, por Lamon, uma micro sonda de oxigênio, seguindo procedimento descrito em Lu e Yu

(76). A Figura 14¹ mostra esquematicamente a sonda utilizada neste estudo. A ponta da sonda possui um diâmetro de 10,0 a 30,0 μm . Na ponta da sonda, existe uma membrana que registra um sinal de corrente que é proporcional à pressão parcial de oxigênio. A constante de proporcionalidade é obtida através de um processo de calibração.

Figura 14: Micro sonda de oxigênio (imagens fornecidas por Lamon em São Carlos, em 2006).

Para a calibração da sonda é necessário obter dois pontos: o ponto de saturação e o ponto de concentração nula. Para obter o ponto de saturação, a micro sonda foi imersa em um frasco contendo aproximadamente 200 ml de água. Ar comprimido ($\sim 21\%$ de oxigênio) foi borbulhado para o interior do frasco através de uma pedra porosa. Foi possível, assim, fixar o valor de saturação do oxigênio na água. Em seguida, a sonda foi imersa em um frasco, também contendo em torno de 200 ml de água, com concentração de oxigênio dissolvido nula. O oxigênio dissolvido foi retirado da água através da introdução de sulfito de sódio. Dessa forma, foi possível determinar o ponto de concentração nula.

A Figura 15 mostra esquematicamente os componentes utilizados para as medidas de oxigênio dissolvido com micro sonda. Antes da realização do experimento, o tanque foi preenchido com água de torneira. O oxigênio dissolvido foi retirado da água através da

¹Imagens fornecidas por Lamon em São Carlos, em 2006.

introdução de sulfito de sódio. A sonda foi, então, posicionada, através de um micromanipulador, na superfície da água, isto é, em $z = 0$. O ponto $z = 0$ foi determinado observando-se o início de formação do menisco devido ao contato entre a sonda e a água. Esse procedimento foi realizado com a grade desligada, uma vez que a oscilação da grade gera ondas na superfície, dificultando o correto posicionamento da sonda. Após o início de movimento da grade, a sonda foi posicionada na distância desejada. As medidas foram realizadas para quatro distâncias da interface: $0\ \mu m$, $50\ \mu m$, $100\ \mu m$ e $200\ \mu m$. O intervalo de tempo entre medidas foi de $16,7\ ms$. As medidas tiveram uma duração de aproximadamente três minutos para cada distância da interface. Um computador foi utilizado para armazenar os dados.

Figura 15: Aparato experimental para medidas com micro sonda de oxigênio.

9 Resultados Experimentais e Discussões - EESC

9.1 Observações Qualitativas

A Figura 16 mostra a variação temporal da concentração instantânea adimensional, $(c - C_\infty)/(C_S - C_\infty)$, para diferentes distâncias da interface. Note que as medidas não são simultâneas, estando justapostas somente para fins ilustrativos. Na interface, a concentração é aproximadamente constante e igual ao valor de saturação. Vale a pena lembrar que, devido a oscilação da superfície durante a realização do experimento, a sonda permaneceu ora no interior da água ora fora da mesma. Para a distância de $50\mu m$, a concentração apresenta alta oscilação. Já para as distâncias de 100 e $200\mu m$, a concentração é igual à do seio do fluido, com exceção de alguns picos ocasionais, os quais representam processos de renovação.

9.2 Média

A Figura 17 apresenta o perfil de concentração média adimensional de oxigênio dissolvido. Todos os cálculos estatísticos foram realizados utilizando os dados de três minutos. Nota-se que a concentração decresce rapidamente de seu valor de saturação para o valor do seio do fluido, região na qual a concentração é aproximadamente constante. Vale a pena lembrar que a superfície da água apresenta oscilações de tal forma que a distância da sonda da interface não é sempre a mesma. Assim, o valor de z representa a distância entre o ponto $z = 0$, antes do início da agitação da grade, e o ponto de medição.

Figura 16: Variação temporal da concentração de oxigênio dissolvido instantânea adimensional.

Figura 17: Variação da concentração média adimensionalizada com a distância da interface.

9.3 Desvio Padrão

A Figura 18 apresenta o perfil do desvio padrão da concentração adimensionalizado pela diferença de concentração existente entre a interface e o seio do fluido ($C_S - C_\infty$),

conforme definido pela equação

$$\sigma_C^* = \frac{\sqrt{(c - C)^2}}{C_S - C_\infty}. \quad (9.1)$$

É interessante notar que o valor do desvio padrão aumenta de um valor pequeno na

Figura 18: Perfil do desvio padrão da concentração.

interface, para um valor maior, decrescendo em seguida para valores próximos de zero.

9.4 Conclusões

A interação entre a turbulência gerada no fundo e a transferência de gases através da interface ar-água foi estudada experimentalmente em tanque de grade oscilante através do uso de micro sonda de oxigênio. As medidas mostraram uma rápida variação da concentração média, desde o valor de saturação, na interface, até o valor do seio do fluido. Observou-se que, logo abaixo da interface, o desvio padrão da concentração aumenta. No seio do fluido, o desvio padrão apresenta valores próximos de zero. Ademais, o experimento demonstrou a dificuldade de se realizar medidas de concentração de maneira intrusiva. A localização correta da superfície da água é um processo complicado. Além disso, os cálculos estatísticos são realizados em função de uma distância que não é constante, mas variável. Pesquisadores que procuraram realizar medidas precisas de concentração

com micro sonda de oxigênio encontraram as mesmas dificuldades (15, 20, 77). É imprescindível, portanto, a utilização de técnicas não intrusivas para o estudo da transferência de massa interfacial, uma vez que é necessária grande precisão na realização de medidas no interior de uma camada tão delgada junto à superfície da água.

10 Aparato e Procedimentos Experimentais - IfH

10.1 Introdução

O sistema descrito no Capítulo 9 permite localizar as principais características estatísticas do comportamento dos campos escalares de concentração próximo à interface ar-água. Entretanto, para que as medidas possam fornecer perfis detalhados dessas propriedades, o volume de trabalho é muito grande. Através de um programa de doutorado “sanduíche” financiado pelo CNPq foi possível realizar medidas mais precisas. Assim, medidas simultâneas de velocidade e concentração foram realizadas em tanque de grade oscilante. As técnicas de *Laser Induced Fluorescence* (LIF) e *Particle Image Velocimetry* (PIV) foram utilizadas para a obtenção de campos bidimensionais, respectivamente, de concentração e velocidade. Os princípios de ambas as técnicas são apresentadas neste capítulo. Apresenta-se ainda o aparato experimental e os procedimentos experimentais seguidos.

10.2 Tanque de Grade Oscilante

10.2.1 Descrição do Equipamento

A Figura 19 mostra o tanque de grade oscilante utilizado neste estudo. Os experimentos foram conduzidos em um tanque feito de acrílico, com uma seção transversal quadrada de 50,0 cm $\times$ 50,0 cm e uma altura de 65,0 cm. Janelas de vidro foram introduzidas no tanque para aumentar a eficiência das técnicas de lasermetria. Uma grade com malha M de 6,25 cm foi utilizada, resultando em uma solidez de 36 %. Solidez é definida como sendo a relação entre a área horizontal ocupada pelas barras da grade e a área total da superfície do tanque. Uma solidez abaixo de 40 % é capaz de evitar movimentos secundários e heterogeneidades no plano horizontal (13). A grade foi posicionada a 20,0 cm

do fundo do tanque para evitar movimentos secundários. O sistema de oscilação da grade permite que se possa utilizar frequências de oscilação da grade até 10,0 Hz e amplitudes de oscilação da grade entre 0,5 cm e 10,0 cm.

Figura 19: Tanque de grade oscilante (4).

10.2.2 Programa Experimental e Procedimentos

Duas séries de experimentos foram realizadas. A primeira série de experimentos, denominada de Macro (MA), foi realizada visando a visualização do movimento de grande escala da velocidade e sua relação com a concentração interfacial. Nesta série foi utilizada amplitude S de 5,0 cm. A frequência f foi variada entre 2 Hz e 5 Hz. Os parâmetros experimentais escolhidos são idênticos aos de Herlina (4). Vale a pena ressaltar que o trabalho de Herlina (4) não teve como objetivo obter uma visão macroscópica do comportamento da velocidade e sua relação com o processo de transferência gasosa interfacial, alvo este perseguido nesta série de experimentos. Portanto, os dados obtidos pelo trabalho de Herlina (4) e o presente trabalho se complementam.

A segunda série de experimentos, denominada de Micro (MI), foi realizada com o objetivo de correlacionar os campos de velocidade e concentração interfacial de tal forma a se obter o fluxo de massa turbulento. Nesta série foi utilizada uma amplitude S de 8,0 cm. A frequência foi variada entre 1,2 Hz e 3,2 Hz.

Em ambas as séries foi utilizada altura da água de 28,0 cm. A altura da água é definida como sendo a distância entre a superfície da água e o centro de oscilação da grade. A Tabela 6 apresenta os parâmetros experimentais de cada experimento, onde Rey_g é o

número de Reynolds definido como fS^2/ν (onde ν é a viscosidade cinemática da água). Uma vez que a turbulência gerada por grades oscilantes é sensível às condições iniciais, a aquisição de dados iniciou-se somente 20 minutos após o início de movimento da grade (75).

Tabela 6: Parâmetros experimentais.

Série	f (Hz)	S (cm)	M (cm)	Re_{yg}
MA	2,0	5,0	6,25	5791
MA	3,0	5,0	6,25	8687
MA	4,0	5,0	6,25	11582
MA	5,0	5,0	6,25	14478
MI	1,2	8,0	6,25	8510
MI	2,2	8,0	6,25	15601
MI	2,7	8,0	6,25	19147
MI	3,2	8,0	6,25	22693

10.3 Medidas de Velocidade

10.3.1 Princípio da técnica PIV

A medição das velocidades horizontais e verticais foi realizada através da técnica PIV (*Particle Image Velocimetry*), a qual permite obter vetores de velocidade instantâneos no plano em estudo. Esta é uma importante vantagem em relação às demais técnicas de medição de velocidade que somente fornecem medidas pontuais de velocidade. Outra vantagem desta técnica é que ela é não intrusiva, não interferindo assim na turbulência gerada.

Na técnica PIV, um feixe do laser é expandido para o interior do escoamento. Câmaras CCD (*Charge Coupled Device*) são utilizadas para capturar imagens de partículas movendo-se no interior do fluido na região do feixe. As imagens capturadas são divididas em áreas menores denominadas de áreas de interrogação. Para cada área de interrogação, quantifica-se o deslocamento médio das partículas. Essa quantificação pode ser feita através da auto correlação ou através da correlação cruzada, dependendo da técnica de iluminação utilizada. Caso uma imagem seja iluminada duas vezes, utiliza-se a auto correlação. Sendo cada imagem iluminada uma vez, emprega-se a correlação cruzada. Esta permite obter tanto a direção como o deslocamento enquanto que aquela somente fornece o deslocamento. Neste estudo, utilizou-se o método da correlação cruzada. Uma vez

que se possui o tempo entre as imagens e o valor do deslocamento médio das partículas quantificado, pode-se obter o vetor velocidade através da expressão:

$$\mathbf{v} = \frac{\text{deslocamento}}{\text{tempo entre imagens}}. \quad (10.1)$$

10.3.2 Componentes

A Figura 20 mostra os componentes utilizados para as medidas com a técnica PIV. Os detalhes dos componentes são apresentados a seguir.

Figura 20: Aparato PIV (4).

Partículas traçadoras. As partículas traçadoras são consideradas ideais quando seguem exatamente o movimento do fluido, não alteram o escoamento e as propriedades do fluido e não interagem entre si. Para atender a esses requisitos foram utilizadas partículas esféricas ocas de vidro com diâmetro nominal de $10 \mu\text{m}$ e massa específica de $1,1 \text{ g/cm}^3$.

Nd:Yag laser. O escoamento foi iluminado com um Nd:Yag laser o qual emite em 532 nm (luz verde). O tempo entre pulsos do laser foi ajustado de tal maneira que o deslocamento das partículas entre imagens não excedesse em torno de um quarto do tamanho da área de interrogação. Um conjunto de espelho e lentes foi utilizado para gerar e guiar o feixe de luz em lâmina com incidência perpendicular à parede lateral (paralelo à parede frontal, de tomada de cena) num plano vertical para o centro do tanque.

Câmara CCD. As imagens das partículas foram capturadas com a câmara CCD SensiCam a qual possui resolução de $1280 \text{ pixels} \times 1240 \text{ pixels}$ e intensidade de cinza de 12 bits. Dois tipos de objetivas foram utilizadas. Uma objetiva da Nikon $50 \text{ mm}/1,8$ foi utilizada,

na série MA, para visualizar uma área aproximada de 7,4 cm $\times$ 9,4 cm. Uma macro objetiva Componon-S 5,6/135, da Schneider Optics, foi empregada, na série MI, para obter imagens de aproximadamente 2,3 cm $\times$ 2,9 cm. Não foi possível obter imagens menores uma vez que seria necessário aumentar o número de partículas traçadoras PIV. Esse acréscimo de partículas faria com que a solução aquosa se tornasse leitosa impedindo assim o acesso óptico dos sistemas LIF e PIV. Adicionalmente, o aumento do número de partículas traçadoras poderia aumentar o ruído nas imagens LIF. Um filtro foi posicionado na frente da objetiva para permitir a captura somente da luz refletida pelas partículas. A câmara foi posicionada perpendicularmente ao feixe do laser. A frequência máxima da câmara CCD é de 4 Hz (para o método da correlação cruzada). O número de imagens adquirido foi de 900 para cada experimento.

Software DaVis. A sincronização entre a câmara e o laser foi feita através do *software* DaVis desenvolvido pela LaVision. O mesmo *software* foi também utilizado para o cálculo dos vetores velocidade.

10.3.3 Procedimentos

Para a realização dos experimentos foram seguidos os seguintes passos:

Alinhamento do laser. O feixe do laser foi alinhado de tal forma a iluminar a área de interesse.

Focagem e alinhamento da câmara. Após o alinhamento do feixe do laser, efetuou-se a focagem da câmara. A câmara foi posicionada de tal forma que estivesse perpendicular ao feixe do laser. Uma lâmina com cruzes marcadas em intervalos regulares foi colocada na área de estudo para se efetuar a calibração, isto é, para se obter a relação entre a área real e a imagem.

Preparativos no Tanque. Antes de cada experimento o tanque foi limpo e preenchido com água destilada até a altura desejada. Partículas traçadoras PIV foram adicionadas e misturadas à água.

10.3.4 Erro

Uma técnica comum para estimar o erro de um sistema PIV é apresentada em Westerweel (78), na qual uma nuvem artificial de partículas é gerada com distribuição espacial randômica para simular movimento de partículas previamente conhecido. Baseado nesta técnica, Weitbrecht (79) estimou a precisão de seu sistema PIV em torno de 0,5 *pixel*. Uma vez que o sistema PIV utilizado neste estudo é similar ao de Weitbrecht (79), pode-

se considerar que o erro possui a mesma ordem de grandeza.

10.4 Medidas de Concentração

10.4.1 Princípio da técnica LIF

Uma técnica de fluorescência induzida por laser (LIF) foi utilizada para obter campos de concentração de oxigênio dissolvido na interface ar-água. O ácido pirenobutírico (PBA) pode ser utilizado como indicador da concentração de oxigênio dissolvido na água uma vez que o seu tempo de vida, τ [s], e intensidade fluorescente, I , modificam-se na presença de oxigênio (80). Essa mudança no tempo de vida e intensidade fluorescente, também denominado de abafamento, é quantitativamente descrito pela equação de Stern-Volmer

$$\frac{I_0}{I} = \frac{\tau_0}{\tau} = 1 + K_{SV}C \quad (10.2)$$

onde I_0 e τ_0 são a intensidade e tempo de vida fluorescente, respectivamente, na ausência de oxigênio, K_{SV} [m^3/kg] é a constante de abafamento (também denominada de constante de Stern-Volmer) e C é a concentração de oxigênio dissolvido. Portanto, a concentração do abafador (nesse caso o oxigênio dissolvido) pode ser determinada através da medição da intensidade fluorescente emitida por um indicador molecular (nesse caso o PBA).

10.4.2 Componentes

A Figura 21 mostra os componentes utilizados para as medidas com a técnica LIF. Os detalhes dos componentes são apresentados a seguir.

PBA. O ácido pirenobutírico (PBA) foi utilizado como abafador do oxigênio dissolvido na água. A desoxigenação da água foi feita através do borbulhamento de nitrogênio. A concentração inicial de oxigênio dissolvido foi em torno de 0,7 mg/l após 20 minutos de borbulhamento. Uma concentração de $2 \cdot 10^{-5}$ M foi utilizada. Concentração inferior resulta em intensidade fluorescente fraca e concentração superior torna a solução leitosa dificultando a aquisição das imagens (4).

Laser de Nitrogênio. Para excitar o PBA foi utilizado laser de nitrogênio (MNL 801). O laser de nitrogênio emite em 337,1 nm sendo, portanto, ideal para excitar o PBA uma vez que um dos picos de absorção do PBA encontra-se em 340 nm (ver Figura 22). Um espelho ultravioleta foi utilizado para guiar o feixe do laser para o centro do tanque (atravessando a superfície da água). A desvantagem do feixe do laser atravessar a superfície da água é

Figura 21: Aparato LIF (4)

que partículas, que eventualmente estejam flutuando sobre a superfície da mesma, podem bloquear parcialmente a entrada do feixe de luz. Isso pode levar a erros nos registros. Idealmente o feixe deveria entrar por uma das laterais do tanque. Para essa configuração, entretanto, seria necessário um laser de alta potência para que a luz pudesse atingir a área de interesse no centro do tanque. A configuração adotada pode ser considerada ideal para o laser existente no Laboratório de Hidráulica Ambiental da Universidade de Karlsruhe.

Figura 22: Espectro de absorção e emissão do PBA (4).

Câmara CCD. As imagens de intensidade fluorescente do PBA foram capturadas com uma câmara CCD FlowMaster a qual possui resolução de $1280 \text{ pixels} \times 1240 \text{ pixels}$ e uma intensidade de cinza de 12 bits. Uma macro objetiva Componon-S 5,6/135, da Schneider Optics, foi utilizada para obter imagens de aproximadamente $9,5 \text{ mm} \times 11,9 \text{ mm}$. Um filtro foi posicionado na frente da objetiva para permitir a captura somente do espectro de emissão do PBA. A câmara foi posicionada perpendicularmente ao feixe do laser, levemente inclinada ($\sim 10^\circ$), de tal forma que o campo de visão capturasse de forma sutil a superfície da água e não capturasse o menisco de água na lateral do tanque. O número de imagens adquirido foi de 900 para cada experimento.

Software DaVis. A sincronização entre a câmara e o laser foi feita através do *software* DaVis desenvolvido pela LaVision.

10.4.3 Procedimentos

Os procedimentos seguidos para a realização das medidas LIF são similares aos já citados para a técnica PIV na Seção 10.3.3.

Alinhamento do laser. O feixe do laser foi alinhado de tal forma a iluminar a área de interesse.

Focagem e alinhamento da câmara. Após o alinhamento do feixe do laser, efetuou-se a focagem da câmara. A câmara foi posicionada de tal forma que estivesse perpendicular ao feixe do laser. Uma lâmina com cruzes marcadas em intervalos regulares foi colocada na área em estudo para se efetuar a calibração, isto é, para se obter a relação entre a área real e a imagem.

Preparativos no Tanque. Antes de cada experimento o tanque foi limpo e preenchido com água destilada até a altura desejada. Uma solução de PBA foi então adicionada a água do tanque e misturada com a mesma.

10.4.4 Processamento das Imagens

A Figura 23 mostra uma imagem de intensidade fluorescente obtida. As Figuras 24 e 25 representam, respectivamente, $X \text{ Pixel} = 500$ e $Z \text{ Pixel} = 500$ da Figura 23. Antes de extrair a informação da concentração de oxigênio dissolvido das imagens capturadas é necessário realizar uma série de passos para correção das imagens. Esses passos incluem remoção do ruído, localização da superfície da água, correção da atenuação da luz do laser e correção do efeito óptico próximo à interface. Nos próximos itens esses passos são melhor evidenciados.

Figura 23: Imagem fluorescente típica não processada.

Figura 24: Perfil vertical da intensidade fluorescente ($X \text{ Pixel} = 500$).

10.4.4.1 Remoção do Ruído

Para retirar o ruído das imagens foi criado um filtro com tamanho de 19 *pixels* na direção x e de 5 *pixels* na direção z . Diferentes tamanhos foram escolhidos, uma vez que não existem gradientes de concentração muito intensos na direção horizontal, ao contrário

Figura 25: Perfil horizontal da intensidade fluorescente ($Z \text{ Pixel} = 500$).

do que ocorre na direção vertical. Na direção horizontal, foram efetuadas de 10 a 50 iterações utilizando-se um filtro gaussiano (81). Já na direção vertical foram efetuadas 5 iterações empregando-se o filtro Wiener (81). As Figuras 26 e 27 apresentam as Figuras 24 e 25, respectivamente, após a remoção do ruído, conforme aqui descrito. Observa-se que o filtro criado preserva o comportamento do sinal removendo o ruído.

Figura 26: Perfil vertical da intensidade fluorescente filtrada ($X \text{ Pixel} = 500$).

Figura 27: Perfil horizontal da intensidade fluorescente filtrada ($Z \text{ Pixel} = 500$).

10.4.4.2 Localização da Superfície

Pode-se notar, na Figura 26, que há uma reflexão na superfície da água, representado por um ponto de mínimo local para a intensidade fluorescente ao redor de $Z \text{ Pixel} = 221$. Acima e abaixo da interface há a reprodução quase especular da mesma função. Pode-se, portanto, localizar a superfície da água através da procura do lugar onde a primeira derivada dessa função se anula. Para isso foi utilizado o método de Canny (81).

10.4.4.3 Correção da Atenuação do laser

À medida que o feixe do laser atravessa a água, há uma redução exponencial da intensidade fluorescente. Esse efeito, também denominado de decaimento de Lambert-Beer, é descrito pela equação:

$$\frac{I}{I_I} = e^{-\alpha_m C_{PBA} z} \quad (10.3)$$

onde I é a intensidade da luz do laser no fluido na posição z , I_I é a intensidade do laser quando entra no fluido, $\alpha_m [m^3/(kgm)]$ é uma constante, C_{PBA} é a concentração de PBA e z é a distância percorrida pela luz no fluido. O decaimento Lambert-Beer para cada coluna é determinado através do ajuste de uma curva exponencial na região do seio do fluido. A Figura 28 mostra o decaimento Lambert-Beer relativo ao perfil vertical filtrado apresentado na Figura 26. O efeito Lambert-Beer em cada coluna vertical foi

então corrigido dividindo-se a intensidade registrada pela parte exponencial da equação Lambert-Beer. A Figura 29 mostra as medidas corrigidas.

Figura 28: Decaimento Lambert-Beer.

Figura 29: Perfil vertical da intensidade adimensionalizada após correção do decaimento Lambert-Beer (os dados foram adimensionalizados com a intensidade média do seio do fluido).

10.4.4.4 Correção do efeito óptico

O perfil vertical corrigido com o uso das técnicas descritas, incluindo a Equação 10.3, apresenta uma diminuição do gradiente próximo à interface (como mostrado na Figura 29). O mesmo fenômeno foi observado por outros autores (4, 82). No atual momento do conhecimento das características interfaciais, entende-se que essa característica não representa um fenômeno físico, mas uma distorção ótica da realidade. Considerando verdadeira essa afirmação, a distorção é corrigida simplesmente extrapolando o maior gradiente até a interface (Figura 30).

Figura 30: Correção do efeito óptico (os dados foram adimensionalizados com a intensidade média do seio do fluido).

Finalmente, a informação da concentração pode ser extraída das leituras de intensidade fluorescente. A concentração de oxigênio dissolvido pode ser expressa em forma adimensional

$$c^*(z) = \frac{C(z) - C_\infty}{C_s - C_\infty} = \frac{I_I[I_\infty - I(z)]}{I(z)[I_\infty - I_I]} \quad (10.4)$$

onde I_I e I_∞ são, respectivamente, a intensidade fluorescente na interface e no seio da água. Por conseguinte, o valor da concentração adimensional varia de 1,0 na interface a 0,0 no seio do fluido. A Figura 31 apresenta o perfil de concentração vertical adimensional referente à Figura 30.

O nível de detalhamento obtido é alto, permitindo que se observe todo o desenvolvimento

Figura 31: Perfil vertical da concentração instantâneo adimensionalizado.

da camada limite de concentração sob o efeito da turbulência. Adotando-se o mesmo procedimento para todas as colunas da Figura 23, obtém-se um campo de concentração adimensional (Figura 32). Pode-se observar uma camada bem definida próximo à interface, onde a concentração varia rapidamente da condição de saturação para a condição do seio fluido. Nota-se também que, exteriormente a essa camada, a concentração de oxigênio dissolvido é relativamente constante e próxima de zero, o que é uma decorrência do intenso processo de mistura proporcionado pelo movimento turbulento gerado pela grade.

10.4.5 Erro

É extremamente difícil estimar a contribuição de cada componente LIF para o erro total. Entretanto, experimentos realizados por Herlina (4), com concentração de oxigênio dissolvido constante, sugerem que o erro nas medidas LIF seja de aproximadamente 5 %.

10.5 Aparato Experimental Conjunto

Como já dito, os campos de concentração e de velocidade próximos à interface foram medidos simultaneamente através do uso das técnicas LIF e PIV. Os dois sistemas foram operados conjuntamente conforme se pode visualizar na Figura 33. Pode-se observar que

Figura 32: Campo de concentração instantâneo adimensional.

as câmaras PIV e LIF foram posicionadas em lados opostos. Os demais detalhes do aparato já foram discutidos nas seções posteriores.

Figura 33: Aparato experimental conjunto (4).

11 Resultados Experimentais e Discussões - IfH

11.1 Média

11.1.1 Concentração

A Figura 34 apresenta os perfis de concentração média adimensionais de oxigênio dissolvido para diferentes Rey_g . Os perfis representam uma média espaço-temporal (a média temporal foi realizada utilizando-se as 900 imagens obtidas em cada série). Nota-se que os perfis de concentração apresentam, junto à superfície, variação linear, definindo uma camada difusiva. Os perfis com condições turbulentas mais intensas possuem gradientes iniciais, junto à superfície, maiores em relação aos perfis com condições turbulentas menos intensas. A camada difusiva, região na qual os perfis apresentam variação linear, é seguida por uma camada na qual a concentração média varia rapidamente. Essa região apresenta variação próxima de logarítmica. Exteriormente à camada limite de concentração, o perfil de concentração é aproximadamente constante.

11.1.1.1 Camada Limite de Concentração

A Figura 35 mostra os valores da espessura da camada limite de concentração (obtidos a partir dos perfis de concentração média) para diferentes Rey_g . Pode-se notar que o valor da espessura da camada limite de concentração decresce de 1,36 mm, para $Rey_g = 5791$, até 0,88 mm, para $Rey_g = 22693$.

11.1.1.2 Camada de Difusão Molecular

A Figura 36 apresenta os valores da espessura da camada difusiva molecular (obtidos a partir dos perfis de concentração média) para diferentes Rey_g . Nota-se que a espessura da camada difusiva molecular diminui de 0,47 mm, para $Rey_g = 5791$, até 0,33 mm, para

Figura 34: Variação da concentração média adimensional com a distância da interface.

Figura 35: Variação da espessura da camada limite de concentração em função de Rey_g .

$Rey_g = 22693$.

Figura 36: Variação da espessura da camada difusiva em função do número de Rey_g .

11.1.2 Velocidade

As Figuras 37 a 40 apresentam os perfis de velocidade média horizontal e vertical para diferentes Rey_g . É interessante notar o comportamento diferenciado dos perfis de velocidade média horizontal das séries Micro e Macro quanto à velocidade média horizontal. A série Micro possui escoamento médio positivo (da esquerda para a direita), enquanto que a série Macro possui escoamento médio negativo (da direita para a esquerda). O escoamento médio vertical de ambas as séries é negativo, isto é, em direção à superfície da água. Por conservação de massa, deve haver um escoamento médio positivo em algum outro lugar no tanque. Para a faixa de número de Reynolds estudada, a razão da velocidade média e a intensidade da turbulência horizontal encontra-se no intervalo de 0,40 a 2,90, enquanto que a razão da velocidade média e a intensidade da turbulência vertical encontra-se no intervalo de 0,01 a 1,78. McKenna e McGillis (83) comentam que este significativo escoamento médio é uma característica mais ou menos comum a todos os experimentos em tanques de grades oscilantes.

Figura 37: Perfis da velocidade horizontal média (série Micro).

Figura 38: Perfis da velocidade vertical média (série Micro).

11.2 Desvio Padrão

11.2.1 Concentração

A Figura 41 apresenta a variação do desvio padrão da concentração, adimensionalizado pela diferença de concentração existente entre a interface e o seio do fluido ($C_S - C_\infty$),

Figura 39: Perfis da velocidade horizontal média (série Macro).

Figura 40: Perfis da velocidade vertical média (série Macro).

conforme definido pela equação

$$\sigma_C^* = \frac{\sqrt{(c - C)^2}}{C_S - C_\infty}, \quad (11.1)$$

em função da distância adimensional da interface ($z^* = z/\delta_c$).

Figura 41: Perfis do desvio padrão da concentração.

É interessante notar que os valores do desvio padrão são aproximadamente zero na interface, atingindo um máximo em torno de $z^* = 0,3$, decrescendo novamente para valores próximos de zero. Os resultados mostram que o pico oscila em torno de um valor razoavelmente constante, em alterando as condições experimentais. Os valores de pico do desvio padrão aqui obtidos estão entre 0,13 e 0,17. Os valores máximos encontrados na literatura encontram-se entre 0,1 e 0,3 (4,15,20).

Vale a pena também verificar o comportamento do modelo proposto para as flutuações de concentração (ver Capítulo 6). Adotando-se para $f(z)$ uma aproximação exponencial (15), tem-se que:

$$\sigma_C^* = \sqrt{\exp\left(-\frac{z}{z_e}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{z}{z_e}\right)\right]} \sqrt{1-m} \quad (11.2)$$

onde $z_e [m]$ é uma constante obtida a partir de regressão. O valor de m foi obtido através de regressão. A Figura 42 compara dados experimentais com a previsão teórica ($Rey_g = 5791$). Observa-se que os dados seguem bem a forma prevista teoricamente. Na Figura 43, plota-se a variação de m com a distância adimensional da interface para diferentes números de Rey_g . A distância da interface foi adimensionalizada com a espessura da camada difusiva molecular ($z^+ = z/\delta_D$). Nota-se que a difusão molecular possui alta importância imediatamente abaixo da interface. Essa importância tende a diminuir até atingir um

Figura 42: Perfil do desvio padrão da concentração a partir da aproximação proposta no Capítulo 6 ($Re_g = 5791$).

ponto de mínimo, aumentando novamente e permanecendo relativamente constante. Nota-se também a tendência de a influência da advecção aumentar com o aumento da agitação.

11.2.2 Velocidade

O desvio padrão da velocidade indica a intensidade da turbulência. As Figuras 44 a 47 apresentam a distribuição vertical das componentes horizontais e verticais da intensidade da turbulência para as séries Macro e Micro. Pode-se notar, próximo a superfície da água, um aumento da intensidade da turbulência horizontal e uma diminuição da intensidade da turbulência vertical. Esse comportamento é consequência natural do princípio de conservação de massa. Simulações numéricas confirmam esse comportamento (84) como também as observações experimentais de Brumley e Jirka (14) e McKenna e McGillis (57). Vale a pena ainda observar que a intensidade da turbulência vertical é aproximadamente linear na região imediatamente abaixo da interface.

As Figuras 48 a 49 apresentam a variação da razão σ_w/σ_u em função da distância da interface para as séries Macro e Micro, respectivamente. Nota-se que no seio do fluido, isto é, para grandes distâncias da superfície, o escoamento é aproximadamente isotrópico ($\sigma_w/\sigma_u \sim 1,1$ a $1,4$). Os valores da relação σ_w/σ_u estão próximos aos encontrados na

Figura 43: Variação de m com a distância adimensional da interface ($z^+ = z/\delta_D$).

Figura 44: Perfis do desvio padrão da velocidade horizontal (série Macro).

Figura 45: Perfis do desvio padrão da velocidade vertical (série Macro).

Figura 46: Perfis do desvio padrão da velocidade horizontal (série Micro).

literatura (13,85). Vale a pena também observar que o escoamento tende à anisotropia conforme a superfície da água é aproximada. Na superfície da água, σ_w/σ_u encontra-se entre 0,30 a 0,55.

Figura 47: Perfis do desvio padrão da velocidade vertical (série Micro).

Figura 48: Variação da relação σ_w/σ_u com a distância da interface (Série Macro).

11.3 Escala de Comprimento

11.3.1 Espacial

Uma importante vantagem da técnica PIV em relação às demais técnicas de medição de velocidade, é a possibilidade de realizar medidas de velocidade em um determinado

Figura 49: Variação da relação σ_w/σ_u com a distância da interface (Série Micro).

plano simultaneamente, permitindo assim uma avaliação direta da função de correlação espacial. As correlações, por sua vez, podem ser utilizadas para obter a macro escala de comprimento da turbulência. A macro escala de comprimento, L , pode ser calculada a partir dos coeficientes de correlação como segue

$$L_i^{[k]} = \int_0^\infty \rho_i dr_k \quad (11.3)$$

$$\rho_i = \frac{R_i}{\sigma_{v_i}(\mathbf{x}, t) \sigma_{v_i}(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)} \quad (11.4)$$

$$R_i(\mathbf{r}, t) = \overline{v'_i(\mathbf{x}, t) v'_i(\mathbf{x} + \mathbf{r}, t)}. \quad (11.5)$$

Nas Equações 11.3 a 11.5 o subscrito i indica a direção da velocidade, enquanto que o sobrescrito k indica a direção em que se está efetuando a correlação; r [m] é a distância de separação entre as velocidades; ρ é o coeficiente de correlação; e, R [m^2/s^2] é a função de correlação. De acordo com a definição da Equação 11.3, existem 4 escalas de comprimento para o caso bidimensional: duas escalas para cada direção (x e z). Uma vez que existem duas escalas de comprimento para cada direção, foi calculada uma escala global para cada direção, ou seja:

$$L^{[x]} = \sqrt{2 \left(L_u^{[x]} \right)^2 + \left(L_w^{[x]} \right)^2} \quad (11.6)$$

$$L^{[z]} = \sqrt{2 \left(L_u^{[z]} \right)^2 + \left(L_w^{[z]} \right)^2}. \quad (11.7)$$

A escala de comprimento da componente de velocidade horizontal foi multiplicada por dois visto ser esperado que as velocidades no plano horizontal sejam iguais.

A Figura 50 mostra a variação das escalas de comprimento horizontal, $L^{[x]}$, e vertical, $L^{[z]}$, com a distância da superfície da água. Vale a pena ressaltar que as medidas devem ser consideradas mais qualitativa do que quantitativamente, pois as correlações, principalmente próximas à interface, não atingem o valor de zero. Nota-se que a macro escala horizontal aumenta com a aproximação da superfície da água, enquanto que o comportamento inverso é observado para a macro escala vertical. Simulações numéricas confirmam esse comportamento (86). Esses resultados são importantes para se entender a mudança da forma do turbilhão quando interage com a superfície livre. De fato, os turbilhões “achatam-se” quando se aproximam da superfície uma vez que existe restrição quanto ao movimento vertical na superfície da água.

Figura 50: Variação das escalas de comprimento horizontal e vertical com a distância da interface (Série Macro).

11.3.2 Temporal

A escala temporal, l [s], pode ser calculada a partir do coeficiente de correlação como segue

$$l = \int_0^\infty \rho d\xi \quad (11.8)$$

$$\rho = \frac{R}{\sigma(\mathbf{x}, t) \sigma(\mathbf{x}, t + \xi)} \quad (11.9)$$

$$R(\mathbf{x}, \xi) = \overline{\eta'(\mathbf{x}, t) \eta'(\mathbf{x}, t + \xi)}. \quad (11.10)$$

Nas equações 11.8 a 11.10, ξ [s] é o incremento de tempo, ρ é o coeficiente de correlação, R é a função de correlação, σ é o desvio padrão e η é a variável em estudo.

11.3.2.1 Concentração

As Figuras 51 e 52 apresentam a variação da escala temporal de concentração com a distância adimensional da interface. Nota-se que no interior da camada difusiva ($z^+ < 1$) a escala temporal de concentração possui valor elevado e é aproximadamente constante. Fora da camada difusiva, observa-se a tendência de a escala temporal de concentração diminuir. Isso significa que no interior da camada difusiva, região na qual a difusão molecular é superior à difusão turbulenta, a concentração tende a permanecer por um período maior com as mesmas características. Com o aumento da distância da superfície e o predomínio da difusão turbulenta, esse tempo tende a diminuir.

11.3.2.2 Velocidade

As Figuras 53 e 54 apresentam a variação da escala temporal da velocidade horizontal, l_u , e vertical, l_w , respectivamente, com a distância adimensional da interface. Nota-se que a velocidade horizontal permanece com as mesmas características por um tempo superior à velocidade vertical.

11.4 Fluxo de Massa

11.4.1 Qualitativo

As Figuras 55 e 56 apresentam uma seqüência de campos de concentração e velocidade instantâneos, respectivamente, para $Re_{y_g} = 5791$ (série Macro). Os campos de concentração (Figura 55) correspondem a região retangular indicada pela linha cheia nos

Figura 51: Variação da escala temporal de concentração com a distância da interface (Série Micro).

Figura 52: Variação da escala temporal de concentração com a distância da interface (Série Macro).

campos de velocidade (Figura 56). O tempo entre os campos é de 0,5 s. Pode-se observar que porções com alta concentração de oxigênio são extraídas da superfície por uma estrutura turbulenta e transportadas para o seio da água. Uma comparação direta entre os

Figura 53: Variação da escala temporal da velocidade horizontal com a distância da interface.

Figura 54: Variação da escala temporal da velocidade vertical com a distância da interface.

campos de concentração de oxigênio dissolvido e os campos da velocidade vertical revela que a dinâmica dos campos de concentração possui uma alta correlação com a estrutura turbulenta presente próximo a interface. A estrutura turbulenta que se aproxima da superfície ($w < 0$) ou se afasta da mesma ($w > 0$) carrega baixa ($c^* \approx 0$) e alta concentração

($c^* > 0,2$), respectivamente. Isso mostra que um dos mecanismos fundamentais na transferência gasosa interfacial é a renovação da superfície por estruturas vindas do seio da água. Vale a pena comentar que a presença de surfactantes afeta diretamente a renovação da superfície (48,57). Superfícies limpas apresentam intensa renovação, enquanto que o contrário é observado em superfícies contaminadas.

Figura 55: Seqüência de campos de concentração ($Rey_g = 5791$).

11.4.2 Quantitativo

O fluxo de massa total, $\dot{m}$, através da interface ar-água é a soma do fluxo de massa molecular, $-D \frac{\partial C}{\partial z}$, e o fluxo de massa turbulento, $\overline{c'w'}$.

11.4.2.1 Fluxo de Massa Molecular

A Figura 57 apresenta a variação do fluxo de massa molecular médio com a distância da interface. O valor da difusividade molecular foi considerado igual a $2,35 \times 10^{-9}$, para a série Micro, e, $2,47 \times 10^{-9}$, para a série Macro. Nota-se que o fluxo molecular é máximo

Figura 56: Sequência de campos de velocidade vertical ($Re_{yg} = 5791$).

na interface decrescendo para zero no seio do fluido. Observa-se também que o fluxo molecular médio é maior para agitações maiores.

11.4.2.2 Fluxo de Massa Turbulento

A Figura 58 apresenta a variação do fluxo de massa turbulento com a distância da interface. Nota-se que o fluxo turbulento cresce de zero na interface até um valor máximo positivo, decrescendo em seguida. O valor de pico é maior para agitações maiores. No seio do fluido, o fluxo de massa turbulento oscila em torno de zero.

Vale a pena mencionar que o fluxo turbulento médio não é homogêneo na direção horizontal, podendo, eventualmente, apresentar valores negativos na região imediatamente abaixo da interface. Uma possível explicação para tal comportamento é a quantidade insuficiente de imagens para o tratamento estatístico. As imagens freqüentemente registram fenômenos iniciados exteriormente às mesmas. Para que esses “fenômenos externos” não interfiram no tratamento estatístico é necessário um número de imagens “grande” ou a visualização de toda a área interfacial. Para o tratamento estatístico foram utilizadas em torno de 700 imagens.

Figura 57: Variação do fluxo de massa molecular com a distância da interface.

Não obstante, do ponto de vista físico, o fluxo turbulento pode ser classificado em quatro

Figura 58: Variação do fluxo de massa turbulento com a distância da interface.

quadrantes:

- $w' < 0, c' < 0$: flutuações negativas (em direção à superfície da água) estão associ-

adas com flutuações de concentração negativas;

- $w' > 0, c' > 0$: flutuações positivas (em direção ao seio da água) estão associadas com flutuações de concentração positivas;
- $w' > 0, c' < 0$: flutuações positivas (em direção ao seio da água) estão associadas com flutuações de concentração negativas;
- $w' < 0, c' > 0$: flutuações negativas (em direção à superfície da água) estão associadas com flutuações de concentração positivas.

Os fluxos positivos e negativos expressam dois tipos de transporte diferentes (20). O fluxo positivo ocorre quando uma porção de água com baixa concentração de oxigênio dissolvido ($c' < 0$) é levada para a superfície por um turbilhão ascendente ($w' < 0$), permanece na superfície tempo suficiente para que o processo de difusão possa ocorrer e, então, retorna para o seio do fluido através de um turbilhão descendente ($w' > 0$) com alta concentração de oxigênio dissolvido ($c' > 0$). O fluxo negativo pode ocorrer em duas situações. Na primeira, uma porção de fluido com alta concentração de oxigênio dissolvido ($c' > 0$) é levada para a superfície através de um turbilhão ascendente ($w' < 0$). Essa situação pode ocorrer, por exemplo, quando um turbilhão com alta concentração de oxigênio dissolvido, que acabou de se desprender da superfície, é levado novamente para a superfície. A segunda situação é aquela em que o tempo de difusão na superfície é muito pequeno para ocorrer a transferência de gás, de tal forma que a porção de fluido retorna para o seio, através de um turbilhão descendente ($w' > 0$), com concentração de oxigênio dissolvido baixa ($c' < 0$).

Nas Figuras 59 a 62, os dados experimentais são comparados com as proposições dos diferentes modelos de difusão turbulenta. O valor de a pode ser obtido a partir da expressão

$$a = \frac{\overline{c'w'}}{z^n \frac{dC}{dz}}. \quad (11.11)$$

A Equação 11.11 pode ser obtida a partir da união das Equações 5.23 a 5.25. A constante a foi ajustada pelo valor do pico positivo do fluxo de massa turbulento que ocorre imediatamente abaixo da interface. Nota-se que os melhores ajustes são obtidos para $D_T \propto z$ e $D_T \propto z^2$.

11.4.2.3 Fluxo de Massa Total

A Figura 63 mostra a variação do fluxo de massa total com a distância da interface. Na interface o fluxo total é somente devido ao fluxo molecular. Inesperadamente o fluxo

Figura 59: Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 8510$).

Figura 60: Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 15601$).

Figura 61: Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 19147$).

Figura 62: Comparação entre dados experimentais e modelos de difusão turbulenta ($Rey_g = 22693$).

total aumenta, imediatamente abaixo da interface, decrescendo, após o pico, para valores próximos de zero. Observa-se ainda que o fluxo total, imediatamente abaixo da interface, aumenta com o número de Reynolds.

A Figura 64 apresenta o fluxo de massa molecular e turbulento adimensionalizados com o fluxo de massa total ($Rey_g = 19147$). Nota-se que o fluxo turbulento cresce de 0, na interface, à 1, no seio do fluido. Observa-se também que o oposto ocorre com o fluxo de massa molecular. Isto é, imediatamente abaixo da superfície há uma dominância do fluxo molecular enquanto que o contrário ocorre após $z^* \approx 0,2$. Assim, há uma contribuição grande do fluxo turbulento ainda dentro da camada limite de concentração

Figura 63: Variação do fluxo de massa total com a distância da interface.

o que obviamente não concorda com o Modelo dos Filmes (8).

Figura 64: Fluxo de massa molecular e turbulento adimensionalizados com o fluxo de massa total ($Re_g = 19147$).

11.5 Velocidade de Transferência (K)

Uma vez calculado o fluxo de massa total é possível obter a velocidade de transferência K a partir da Equação 4.4. Os valores obtidos estão apresentados na Tabela 8. Para comparar os resultados experimentais obtidos com os modelos disponíveis na literatura é necessário estimar os diversos parâmetros introduzidos pelos modelos. O procedimento seguido para a estimativa dos parâmetros é descrito a seguir.

11.5.1 Modelo dos Filmes

Para obter a velocidade de transferência é necessário quantificar a espessura da camada limite de concentração. A espessura da camada limite de concentração já foi calculada, conforme apresentado na Seção 11.1.1.1.

11.5.2 Modelos de Renovação

Para quantificar a velocidade de transferência através dos modelos de renovação é necessário estimar o tempo médio de exposição, $\bar{t}$ (que também pode ser entendido como o inverso da taxa de renovação, s). O tempo médio, $\bar{t}$, foi considerado como sendo o valor da escala temporal de concentração no interior da camada difusiva molecular (Seção 11.3.2.1). Vale a pena lembrar que a escala temporal de concentração indica o tempo em que a concentração permanece com as mesmas características; sendo, assim, um indicativo da taxa de renovação da superfície.

11.5.3 Modelos dos Filmes e Renovação Combinados

Os modelos combinados introduziram como parâmetros a taxa de renovação da superfície, s , e a espessura da camada limite de concentração, δ_c . Os dois parâmetros já foram calculados, conforme apresentado nas Seções 11.5.1 e 11.5.2.

11.5.4 Modelos de Difusão Turbulenta

Dos modelos de difusão turbulenta, somente Schulz e Schulz (7) procuraram apresentar uma equação para o fluxo de massa. A Tabela 7 apresenta os valores dos parâmetros do modelo de Schulz e Schulz (7). Os valores de $\check{z}_{min}$ e $\check{z}_{max}$ (e, conseqüentemente, de K e δ_c , ver Equações 5.30 e 5.31) foram obtidos a partir do valor de $\check{m}$. O valor de $\check{m}$ foi

calculado a partir da Equação 5.36, em que a difusividade, D , é igual a $2,35 \times 10^{-9} m^2/s$, a profundidade média do líquido, H , é 0,48 m e os valores de a podem ser encontrados na Tabela 7 (o cálculo dos valores de a pode ser encontrado na Seção 11.4.2.2). Nota-se que os valores da velocidade de transferência calculados, K_{SS} , são da mesma ordem de grandeza dos valores experimentais (os valores experimentais estão apresentados na Tabela 8). Entretanto, os valores da espessura da camada limite de concentração, δ_c , calculados pelo modelo, são de 400 a 600 vezes maior que os valores medidos (os valores medidos experimentalmente estão apresentados na Figura 35). Nesse sentido, os valores calculados não correspondem à realidade física.

Tabela 7: Valores dos parâmetros do modelo de Schulz e Schulz (7) obtidos experimentalmente.

Rey_g	$a(m/s)$	$\check{m}$	$\check{z}_{max}$	$\check{z}_{min}$	$\delta_c(m)$	$K_{SS}(m/s)$
8510	$5,28E - 06$	$1,08E + 03$	$2,27E - 01$	$1,82E - 04$	$5,52E - 01$	$1,04E - 06$
15601	$1,45E - 05$	$2,96E + 03$	$1,92E - 01$	$5,73E - 05$	$5,43E - 01$	$2,46E - 06$
19147	$1,79E - 05$	$3,66E + 03$	$1,86E - 01$	$4,50E - 05$	$5,41E - 01$	$2,95E - 06$
22693	$6,85E - 05$	$1,40E + 04$	$1,49E - 01$	$9,65E - 06$	$5,29E - 01$	$9,26E - 06$

11.5.5 Equações Baseadas na Análise Dimensional

Para os modelos de Law e Khoo (56) e McKenna e McGillis (57) é necessário calcular o divergente, β , a velocidade V_β , a tensão superficial, λ , e a escala de comprimento, L . Os valores do divergente, β , e da velocidade, V_β , podem ser calculados a partir dos perfis da intensidade da turbulência vertical (Seção 11.2.2). A escala de comprimento na superfície foi estimada a partir da expressão empírica $L = 0,1z_g$ (13). Uma vez que não foram realizadas medidas de tensão superficial, o valor de n , da relação proposta por McKenna e McGillis (57), foi inicialmente considerado igual a $1/2$. A superfície foi, portanto, considerada “limpa”. Obviamente que a superfície não se encontra totalmente limpa uma vez que foram adicionadas partículas traçadoras PIV. McKenna e McGillis (57) mostraram que a adição de partículas traçadoras PIV pode reduzir a transferência de massa por um fator de dois. Se os valores calculados pela relação de McKenna e McGillis (57) forem divididos por dois, obtém-se um bom ajuste. Nesse caso, n é igual a 0,62.

11.5.6 Comparação Entre Dados Experimentais e Modelos

A Tabela 8 apresenta os valores da velocidade de transferência calculados para os diferentes modelos. Os valores apresentados na Tabela 8 estão plotados na Figura 65. Nota-se que o modelo dos filmes fornece um limite inferior uma vez que considera somente a atuação da difusão molecular no interior da camada limite de concentração. Por outro lado, os modelos de renovação fornecem um limite superior. Verifica-se que os melhores resultados são obtidos para as equações que fazem uso do divergente superficial.

Tabela 8: Velocidade de transferência (K) - Comparação entre dados experimentais e modelos de transferência de gases.

Re_{yg}	$K(m/s)^a$	LW ^b	Da ^c	H ^d	Do ^e	TM ^f	LK ^g	MM ^h	SS ⁱ
5791	5,75	1,79	32,3	36,5	32,3	22,8	4,55	5,67	
8687	7,02	2,35	48,5	54,7	48,5	34,3	6,59	8,21	
11582	7,15	2,42	49,3	55,7	49,3	34,9	7,01	8,73	
14478	7,63	2,67	85,7	96,7	85,7	60,6	7,52	9,37	
8510	5,58	1,81	16,3	18,4	18,1	11,5	3,78	4,76	1,04
15601	6,54	2,16	22,0	24,8	21,6	15,6	5,14	6,46	2,46
19147	6,55	2,24	36,1	40,7	36,1	25,5	5,04	6,35	2,95
22693	7,23	2,46	20,1	22,7	20,1	14,2	6,10	7,67	9,26

^aValores experimentais (Todos os valores de K da tabela devem ser multiplicados por 10^{-6}).

^bLewis e Whitman (8).

^cDankwerts (10).

^dHigbie (9).

^eDobbins (51).

^fToor e Marchello (52).

^gLaw e Khoo (56).

^hMcKenna e McGillis (57).

ⁱSchulz e Schulz (7).

11.6 Conclusões

A interação entre a turbulência gerada no fundo e a transferência de gases através da interface ar-água foi estudada experimentalmente em um tanque de grade oscilante através do uso das técnicas PIV e LIF. Pôde-se constatar que volumes com alta concentração de oxigênio dissolvido são extraídos da superfície e levados para o seio do fluido. Também se observou que as camadas superficiais de concentração diminuem com o aumento da agitação turbulenta. Com relação às observações vinculadas aos perfis de concentração média, verificou-se que gradientes menores são obtidos com a diminuição do número de Reynolds. Os perfis da velocidade média revelam que o tanque possui um alto esco-

Figura 65: Comparação entre dados experimentais, k_{exp} , e modelos de transferência de gases, k_{cal} .

amento médio. Essa parece ser uma característica comum do escoamento gerado em tanques de grades oscilantes. Concernente ao desvio padrão da concentração, verificou-se que o mesmo atinge um valor máximo em torno da posição que caracteriza cerca de 30% da espessura da camada limite de concentração ($z^* = 0,3$). A comparação com um modelo teórico para a região interfacial, no que tange à evolução do desvio padrão, mostrou que as características gerais descritas pelo modelo são observadas. Os perfis da intensidade da turbulência permitem concluir que há uma diminuição da intensidade vertical e um pequeno aumento da intensidade horizontal abaixo da superfície. As medidas indicam também que há uma grande contribuição do fluxo de massa turbulento para o fluxo de massa total. Surpreendentemente, o fluxo de massa total aumenta imediatamente abaixo da interface. Após atingir um ponto de máximo, o fluxo de massa diminui para valores próximos de zero. Quanto à velocidade de transferência, os resultados experimentais mostram que os modelos baseados no divergente superficial apresentam os melhores resultados.

Parte 2 - Detalhamento do Escoamento Turbulento Gerado por Grades e Decorrências Conceituais

12 Tanque com Duas Grades Oscilantes

12.1 Introdução

A turbulência isotrópica, invariância estatística das propriedades de um escoamento em relação a rotação no sistema de eixo, tem sido amplamente estudada para um melhor entendimento de suas características e sua relação com diversos fenômenos. Por muitas décadas, tem-se almejado gerar turbulência isotrópica em laboratório. Apesar dos esforços, esse tipo de turbulência somente pode ser aproximado, visto que a perfeita isotropia é uma abstração teórica não atingível experimentalmente, sendo por isso chamada de turbulência quase-isotrópica (87). Assim, a “simplicidade” teórica corresponde a uma impossibilidade física, o que, caso não houvesse aproximações experimentais viáveis, tornaria inócua a exploração da turbulência por este caminho.

A maior parte dos estudos em turbulência isotrópica tem sido talvez realizados em túneis de ar e vento (88). Em tais aparatos, dependendo da geometria da grade e velocidade do escoamento, é possível gerar turbulência aproximadamente isotrópica a certa distância a jusante da grade. Entretanto, a turbulência decai rapidamente e a utilidade prática dos túneis é limitada. Uma primeira alternativa para os túneis de ar e água é o tanque de uma grade oscilante. A vantagem dessa configuração é a geração de turbulência estacionária, a compacidade do aparato e a possibilidade de estudar certos aspectos importantes, como a transferência de gases através da interface ar-água e mistura de fluidos de diferentes densidades, entre outros, sem comprometer a versatilidade. Uma vez que a intensidade da turbulência decai rapidamente com o aumento da distância da grade, Villiermaux et al. (89), Srdic et al. (87), e Shy et al. (88), em estudos independentes, propuseram uma configuração com duas grades para gerar turbulência estacionária quase isotrópica.

12.2 Equações Governantes

As equações governantes do modelo k - ϵ , admitindo a inexistência de escoamento médio e a variação das diferentes quantidades somente ao longo da direção z_c (em que z_c é a direção normal aos planos das grades, ver Figura 66), são dadas por:

$$\frac{\partial}{\partial z_c} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z_c} \right) = \epsilon \quad (12.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z_c} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z_c} \right) = C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (12.2)$$

$$\nu_T = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (12.3)$$

onde ν_T é a viscosidade turbulenta, e σ_k , σ_ϵ , C_2 e C_μ são constantes do modelo $k - \epsilon$.

Figura 66: Orientação do eixo para escoamento em tanque de duas grades oscilantes.

Admite-se que na origem, $z_c = 0$, (a origem está localizada na posição central entre as duas grades) a energia cinética turbulenta e a sua dissipação sejam mínimas e iguais a k_0 e ϵ_0 , respectivamente. Tem-se as seguintes condições de contorno:

$$k = k_0, \frac{dk}{dz_c} = 0 \text{ em } z_c = 0 \quad (12.4)$$

$$\epsilon = \epsilon_0, \frac{d\epsilon}{dz_c} = 0 \text{ em } z_c = 0.$$

Substituindo os adimensionais

$$\hat{k} = \frac{k}{k_0}, \hat{\epsilon} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \hat{z} = \frac{z_c \epsilon_0}{k_0^{3/2}}, \hat{\nu}_T = \nu_T \frac{\epsilon_0}{k_0^2} = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\epsilon}} \quad (12.5)$$

nas Equações 12.1 a 12.4, obtém-se:

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{\nu}_T}{\sigma_k} \frac{\partial \hat{k}}{\partial \hat{z}} \right) = \hat{\epsilon} \quad (12.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{\hat{\nu}_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \hat{\epsilon}}{\partial \hat{z}} \right) = C_2 \frac{\hat{\epsilon}^2}{\hat{k}} \quad (12.7)$$

$$\hat{\nu}_T = C_\mu \frac{\hat{k}^2}{\hat{\epsilon}} \quad (12.8)$$

$$\begin{aligned} \hat{k} &= 1, \frac{d\hat{k}}{d\hat{z}} = 0 \text{ em } \hat{z} = 0 \\ \hat{\epsilon} &= 1, \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{z}} = 0 \text{ em } \hat{z} = 0. \end{aligned} \quad (12.9)$$

As equações foram resolvidas admitindo, inicialmente, viscosidade turbulenta constante ao longo de z_c (12.2.1). O êxito na obtenção de uma solução para viscosidade turbulenta constante levou à busca de solução para viscosidade turbulenta variável, através da utilização de séries (12.2.2.1). A obtenção bem sucedida de uma solução para viscosidade turbulenta variável, através da utilização de séries, sugere solução fechada para viscosidade turbulenta variável (12.2.2.2).

12.2.1 Viscosidade Turbulenta Constante

Schulz e Chaudhry (2) apresentaram uma solução considerando viscosidade turbulenta constante ao longo de $\hat{z}$. Substituindo a Equação 12.8 na Equação 12.6, obtém-se

$$\frac{\partial^2 \hat{k}}{\partial \hat{z}^2} = \frac{C_\mu \sigma_k}{\hat{\nu}_T^2} \hat{k}^2. \quad (12.10)$$

A integração da Equação 12.10, utilizando as condições de contorno de 12.9, resulta em

$$\frac{d\hat{k}}{d\hat{z}} = \pm \frac{1}{\hat{\nu}_T} \sqrt{\frac{2C_\mu \sigma_k}{3}} \sqrt{\hat{k}^3 - 1} \quad (12.11)$$

a qual integrada torna-se

$$\int_1^{\hat{k}} \frac{d\hat{k}}{\sqrt{\hat{k}^3 - 1}} = \pm \frac{1}{\hat{\nu}_T} \sqrt{\frac{2C_\mu \sigma_k}{3}} \hat{z} \quad (12.12)$$

onde o termo da direita é uma integral elíptica da primeira espécie. Portanto, a Equação 12.12 pode ser simplesmente representada como

$$mF(\varphi, \kappa) = \pm \alpha \hat{z} \quad (12.13)$$

em que

$$\alpha = \frac{1}{\hat{\nu}_T} \sqrt{\frac{2C_\mu \sigma_k}{3}} \quad (12.14)$$

$$m = \frac{1}{\sqrt[4]{3}} \approx 0,7598 \quad (12.15)$$

$$\kappa = \frac{\sqrt{2 - \sqrt{3}}}{2} \approx 0,2588 \quad (12.16)$$

$$\cos(\varphi) = \frac{\sqrt{3} + 1 - \hat{k}}{\sqrt{3} - 1 + \hat{k}}. \quad (12.17)$$

A Equação 12.13 mostra uma relação linear entre a integral elíptica e a distância $\hat{z}$.

12.2.2 Viscosidade Turbulenta Variável

12.2.2.1 Solução de Schulz e Chaudhry (2)

A obtenção de uma solução para viscosidade turbulenta constante, levou Schulz e Chaudhry (2) a buscarem uma solução em que a viscosidade turbulenta, $\hat{\nu}_T$, possa variar ao longo de $\hat{z}$. Substituindo a Equação 12.8 na Equação 12.6 tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial \hat{z}} \left(\frac{C_\mu \hat{k}^2}{\sigma_k \hat{\epsilon}} \frac{\partial \hat{k}}{\partial \hat{z}} \right) = \hat{\epsilon} \quad (12.18)$$

que integrada é igual a

$$\hat{k}^3 = \frac{3}{2} \frac{\sigma_k}{C_\mu} \left(\int \hat{\epsilon} d\hat{z} + B_1 \right)^2 + B_2 \quad (12.19)$$

em que B_1 e B_2 são constantes de integração adimensionais. Substituindo a Equação 12.8 na Equação 12.7 tem-se:

$$2\hat{k}^2 \hat{\epsilon} \frac{d\hat{k}}{d\hat{z}} \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{z}} - \hat{k}^3 \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{z}} \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{z}} + \hat{k}^3 \hat{\epsilon} \frac{d^2 \hat{\epsilon}}{d\hat{z}^2} = \frac{C_2 \sigma_\epsilon}{C_\mu} \hat{\epsilon}^4. \quad (12.20)$$

Para obter a evolução da energia cinética turbulenta $\hat{k}$ e da dissipação de energia $\hat{\epsilon}$, essas quantidades podem ser expressas em séries de potências

$$\hat{k} = \sum_{j=0}^{\infty} \hat{k}_j \hat{z}^j \quad (12.21)$$

$$\hat{\epsilon} = \sum_{i=0}^{\infty} \hat{\epsilon}_i \hat{z}^i. \quad (12.22)$$

Substituindo as Equações 12.21 e 12.22 nas Equações 12.18 e 12.19, obtém-se

$$\hat{k} = 1 + \frac{S_k}{3}\hat{z}^2 + \frac{S_k}{9}(S_e - S_k)\hat{z}^4 + \dots \quad (12.23)$$

$$\hat{\epsilon} = 1 + \frac{S_e}{2}\hat{z}^2 + \frac{S_e}{6}\left(\frac{5S_e}{4} - \frac{7S_k}{6}\right)\hat{z}^4 + \dots \quad (12.24)$$

em que

$$S_k = \frac{3\sigma_k}{2C_\mu} \quad (12.25)$$

$$S_e = \frac{C_2\sigma_e}{C_\mu}. \quad (12.26)$$

Utilizando as constantes tradicionalmente aceitas $\sigma_k = 1$, $\sigma_e = 1,3$, $C_2 = 1,92$ e $C_\mu = 0,09$ (90) nas Equações 12.23 e 12.24, obtém-se

$$\hat{k} = 1 + 5,56\hat{z}^2 + 20,5\hat{z}^4 + \dots \quad (12.27)$$

$$\hat{\epsilon} = 1 + 13,9\hat{z}^2 + 70,4\hat{z}^4 + \dots \quad (12.28)$$

Substituindo as Equações 12.27 e 12.28 na Equação 12.8, tem-se a seguinte equação para a viscosidade turbulenta

$$\hat{\nu}_T = 0,09 \frac{1 + 11,1\hat{z}^2 + 71,8\hat{z}^4 + \dots}{1 + 13,9\hat{z}^2 + 70,4\hat{z}^4 + \dots}. \quad (12.29)$$

Nota-se, na Equação 12.29, que os primeiros termos do numerador e denominador são similares, isto é, a viscosidade turbulenta é aproximadamente constante na região central entre as grades. Schulz e Chaudhry (2) e Souza (91) confirmaram a convergência das equações, pelo menos até o trigésimo segundo termo das séries, para um raio finito de convergência. Os primeiros 32 termos das séries também serão consideradas na presente análise (detalhes do cálculo dos coeficientes podem ser encontrados em Souza (91)).

12.2.2.2 Solução Fechada

A obtenção bem sucedida de uma solução para viscosidade turbulenta variável, através da utilização de séries, levou a busca de solução fechada para viscosidade turbulenta variável. Integrando a Equação 12.6 obtém-se

$$\hat{\epsilon} = \frac{d}{d\hat{z}} \sqrt{\frac{2C_\mu(\hat{k}^3 + G_1)}{3\sigma_k}} \quad (12.30)$$

em que G_1 é uma constante adimensional de integração. Apesar da Equação 12.30 ainda ser não linear, $\hat{k}$ e $\hat{\epsilon}$ aparecem isoladamente (somente uma variável de cada lado da

equação), e sugere que

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}(\hat{k}) \quad (12.31)$$

$$\hat{k} = \hat{k}(\hat{z}). \quad (12.32)$$

Substituindo a transformação

$$\frac{dF}{d\hat{z}} = \frac{\sigma_k}{\hat{\nu}_T}. \quad (12.33)$$

nas Equações 12.6 e 12.7, obtém-se

$$\frac{d^2 \hat{k}}{dF^2} = \hat{k}^2 \quad (12.34)$$

$$\frac{d^2 \hat{\epsilon}}{dF^2} = \frac{C_\mu C_2 \sigma_\epsilon}{\sigma_k^2} \hat{k} \hat{\epsilon}. \quad (12.35)$$

Integrando a Equação 12.34, obtém-se

$$\frac{d\hat{k}}{dF} = \pm \sqrt{G_2 + \frac{2}{3} \hat{k}^3} \quad (12.36)$$

em que G_2 é uma constante adimensional de integração. Uma vez que a Equação 12.30 ainda é válida, as Equações 12.31 e 12.32 podem ser expressas como:

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}(\hat{k}) \quad (12.37)$$

$$\hat{k} = \hat{k}(F). \quad (12.38)$$

Das Equações 12.37 e 12.38, obtém-se imediatamente que:

$$\frac{d^2 \hat{\epsilon}}{dF^2} = \frac{d^2 \hat{\epsilon}}{d\hat{k}^2} \left(\frac{d\hat{k}}{dF} \right)^2 + \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{k}} \frac{d^2 \hat{k}}{dF^2}. \quad (12.39)$$

Utilizando as Equações 12.33, 12.34, 12.35, 12.37, 12.38 e 12.39, obtém-se

$$\left(G_2 + \frac{2}{3} \hat{k}^3 \right) \frac{d^2 \hat{\epsilon}}{d\hat{k}^2} + \hat{k}^2 \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{k}} - \frac{C_2 \sigma_\epsilon}{\sigma_k} \hat{k} \hat{\epsilon}. \quad (12.40)$$

Esse resultado é importante, uma vez que o problema original, composto de duas equações não lineares, é transformado em uma equação linear. A solução da Equação 12.40 é igual a

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon} = & \frac{\text{Hyp} \left(-0,567; 0,734; 0,667; \frac{-0,667\hat{k}^3}{G_2} \right) \left[1 - G_3 \text{Hyp} \left(-0,234; 1,067; 1,333; \frac{-0,667}{G_2} \right) \right]}{\text{Hyp}(-0,567; 0,734, 0,667, \frac{-0,667}{G_2})} + \\ & + \frac{\hat{k} G_4 \text{Hyp} \left(-0,567; 0,734; 0,667; \frac{-0,667}{G_2} \right) \text{Hyp} \left(-0,234; 1,067; 1,333; \frac{-0,667\hat{k}^3}{G_2} \right)}{\text{Hyp}(-0,567; 0,734, 0,667, \frac{-0,667}{G_2})} \end{aligned} \quad (12.41)$$

em que Hyp é a função hipergeométrica e G_3 e G_4 são constantes adimensionais de integração. É possível, a partir da Equação 12.41, obter numericamente soluções para outras variáveis (viscosidade turbulenta, por exemplo). Schulz, Janzen e Souza (92) realizaram comparações entre a solução teórica e dados experimentais obtendo bom ajuste.

13 Simulação Computacional

13.1 Introdução

Para melhor compreender as características do escoamento em tanque de duas grades oscilantes foi realizada simulação numérica utilizando o *software* comercial CFX. A simulação numérica foi realizada em parceria com o doutorando Eudes José Arantes. Neste capítulo são apresentados os detalhes da simulação numérica.

13.2 Detalhes da Simulação

O domínio computacional está indicado na Figura 67. O domínio possui uma altura de 115,0 cm, largura de 51,0 cm e profundidade de 1,0 cm. A simulação é, portanto, bidimensional. Duas grades idênticas, com malha M de 5,10 cm, posicionadas horizontalmente a uma distância de 31,6 cm uma da outra (distância de eixo a eixo), foram osciladas em fase. As barras possuem seção transversal de 1,0 cm $\times$ 1,0 cm. A distância entre a grade inferior e o fundo do tanque é igual a 55,0 cm, enquanto que a distância entre a grade superior e a superfície livre é de 28,4 cm. O *software* comercial CFX-Mesh foi utilizado para a geração da malha, conforme apresentado nas Figuras 68 e 69. Foram utilizados 463834 elementos tetraédricos. Para simular o escoamento foi utilizado o modelo das tensões de Reynolds. A temperatura da água foi considerada igual a 25°C. Uma frequência de oscilação de 1,0 Hz foi utilizada, enquanto que a amplitude de oscilação da grade foi de 4,0 cm. Tem-se, assim, um número de Rey_g igual a 1600 ($Rey_g = fS^2/\nu$). Utilizou-se altura da água de 115,0 cm, ou seja, o tanque encontra-se completamente cheio de água. Procurou-se, assim, reproduzir as condições experimentais de Janzen (21). O tempo total de simulação foi de 10,0 segundos.

Figura 67: Domínio computacional.

Figura 68: Malha.

Figura 69: Detalhe da malha próximo às barras.

14 Resultados e Discussões

14.1 Introdução

Neste capítulo são apresentadas avaliações qualitativas do escoamento em tanque de duas grades oscilantes obtidos a partir de simulação numérica. Adicionalmente, são apresentadas comparações entre dados experimentais, obtidos pelo autor durante seu mestrado, e soluções analíticas encontradas na literatura. Uma descrição detalhada dos experimentos pode ser encontrada em Janzen (21).

14.2 Avaliações Qualitativas

As Figuras 70 a 75 apresentam campos de velocidade instantâneos durante um ciclo completo de oscilação. No mecanismo de geração de turbulência geralmente são identificados dois tipos de escoamentos: jatos e esteiras. Os jatos são formados nas aberturas existentes entre barras, enquanto que as esteiras são criadas abaixo e acima das barras (75). Os jatos e as esteiras interagem entre si e a turbulência difunde para regiões distantes das grades. Observa-se, nas Figuras 70 a 75, que a “intensidade” da velocidade instantânea diminui com o aumento da distância das grades. Nota-se também que a “intensidade” da velocidade é maior na região sobre as barras. As Figuras 76 a 81 apresentam campos instantâneos, para $t=10,0$ s, da energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia, viscosidade turbulenta, intensidade da turbulência horizontal, intensidade da turbulência vertical e tensões de Reynolds ($u'w'$). Observa-se que a intensidade das diferentes propriedades decresce com o aumento da distância das grades. É interessante notar também que as intensidades são maiores na direção oposta ao movimento das grades. Em $t=10,0$ s, o movimento das grades é para cima.

Figura 70: Campo de velocidade ($t=9,0$ s).

Figura 71: Campo de velocidade ($t=9,2$ s).

Figura 72: Campo de velocidade ($t=9,4$ s).

14.3 Comparação Entre Resultados Numéricos e Experimentais

As Figuras 82 e 83 apresentam, respectivamente, a variação da intensidade da turbulência horizontal e vertical com a distância z_c . Para o cálculo, foram utilizados os valores do último segundo da simulação. Uma vez que o tempo de simulação foi somente de 10,0 segundos é de se esperar que a turbulência ainda não esteja plenamente desenvolvida e que o regime estacionário ainda não tenha sido alcançado. Assim, é natural que os dados obtidos a partir da simulação numérica estejam subestimados. Apesar disso, observa-se que os perfis possuem o mesmo comportamento dos dados experimentais.

Figura 73: Campo de velocidade (t=9,6 s).

Figura 74: Campo de velocidade (t=9,8 s).

Figura 75: Campo de velocidade (t=10,0 s).

Figura 76: Campo instantâneo de energia cinética turbulenta (t=10 s).

Figura 77: Campo instantâneo da taxa de dissipação de energia (t=10 s).

14.4 Avaliações Quantitativas

Nesta seção são apresentadas comparações entre dados experimentais, obtidos pelo autor durante seu mestrado, e soluções analíticas encontradas na literatura.

Figura 78: Campo instantâneo de viscosidade turbulenta ($t=10$ s).

Figura 79: Campo instantâneo da intensidade da turbulência horizontal ($t=10$ s).

Figura 80: Campo instantâneo da intensidade da turbulência vertical ($t=10$ s).

Figura 81: Campo instantâneo da tensão de Reynolds ($u'w'$) ($t=10$ s).

14.4.1 Determinação de k_0 e ϵ_0

Na análise teórica, foram introduzidos os parâmetros k_0 e ϵ_0 como condições em $z_c = 0$, os quais também foram utilizados para adimensionalizar as equações. Entretanto, a condição de energia cinética turbulenta e dissipação de energia mínima em $z_c = 0$ não foi obtida experimentalmente, isto é, os pontos mínimos obtidos estão deslocados em relação a $z_c = 0$. Tais deslocamentos implicam também em assimetrias nos perfis. Inicialmente conjecturou-se que tal comportamento era decorrente das diferentes distâncias entre a grade superior e a superfície livre e entre a grade inferior e o fundo do tanque. Em outras palavras, a configuração assimétrica do tanque, exteriormente a região entre as grades, também impõe condições assimétricas para o escoamento gerado no espaço entre as grades. Também foi admitido que as diferentes condições nos contornos do tanque (superfície livre no topo e parede no fundo) pudesse ser a origem das assimetrias. Entretanto,

Figura 82: Comparação entre simulação numérica e dados experimentais para intensidade da turbulência horizontal ($Rey_g = 1600$). (-) Simulação; ($\square$) Dados experimentais.

Figura 83: Comparação entre simulação numérica e dados experimentais para intensidade da turbulência vertical ($Rey_g = 1600$). (-) Simulação; ($\square$) Dados experimentais.

o mesmo comportamento (deslocamento do mínimo e assimetria nos perfis) também foi observado por Shy et al. (88), Srdic et al. (87) e Ott e Mann (93), apesar de Srdic et al. (87) e Ott e Mann (93) conduzirem seus experimentos em tanques simétricos (isto é,

distâncias iguais entre os planos das grades e os contornos do tanque) e com condições de contorno idênticas (parede). Portanto, a origem para tal assimetria e deslocamento de mínimo é devido provavelmente ao movimento secundário presente em todos os experimentos de grades oscilantes (83).

Devido às assimetrias e ao deslocamento dos mínimos, adotou-se um procedimento alternativo para a determinação dos valores de k_0 e ϵ_0 . Uma vez que na região central do tanque ($-5,0 \text{ cm} \leq z_c \leq 5,0 \text{ cm}$) os valores da energia cinética turbulenta e da taxa de dissipação de energia são aproximadamente constantes, adotou-se como valores de k_0 e ϵ_0 os valores médios dessa região.

14.4.2 Validação dos Modelos

As Figuras 84 a 87 mostram o ajuste entre os dados experimentais e as soluções analíticas para energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia, viscosidade turbulenta e escala de comprimento. As curvas cheias indicam a solução para viscosidade turbulenta variável (Schulz e Chaudhry (2)) e as curvas pontilhadas representam as soluções obtidas para viscosidade turbulenta constante. Nota-se que os resultados experimentais concordam bem com ambas as soluções analíticas. A Figura 86 mostra que a viscosidade turbulenta pode ser considerada aproximadamente constante na região central do tanque ($-5,0 \text{ cm} \leq z_c \leq 5,0 \text{ cm}$). Essa observação experimental indica que a consideração de viscosidade turbulenta constante ao longo de z_c , na Seção 12.2.1, é uma boa aproximação para a região central entre as grades. O valor da viscosidade turbulenta constante é simplesmente o valor médio dessa quantidade na região central (no presente estudo, representa aproximadamente 1/3 do espaço total, isto é, a região $-5,0 \text{ cm} \leq z_c \leq 5,0 \text{ cm}$). O valor plotado na Figura 86 para a viscosidade constante $\hat{\nu}$ é 0,094. Pode-se também observar que a viscosidade turbulenta cresce rapidamente nas vizinhanças das grades. Apesar da solução em série aparentar representar bem esse comportamento, o estudo de convergência indica o seu uso para a região de viscosidade turbulenta constante. A Figura 87 mostra que a escala de comprimento decresce com o aumento de $\hat{z}$, isto é, menores valores de $\hat{L}$ são obtidos próximos às grades. A linha pontilhada, plotada na Figura 87, é uma estimativa da escala de comprimento utilizando o modelo de viscosidade turbulenta ($\hat{L} = 0.35\hat{k}^{3/2}/\hat{\epsilon}$). Nota-se que a concordância obtida é boa.

Figura 84: Variação da energia cinética turbulenta $\hat{k}$ com a distância $\hat{z}$. (-) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (- -) Modelo da viscosidade turbulenta constante.

Figura 85: Variação da taxa de dissipação de energia $\hat{\epsilon}$ com a distância $\hat{z}$. (-) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (- -) Modelo da viscosidade turbulenta constante.

14.5 Conclusões

Esse estudo foi conduzido no contexto da turbulência aproximadamente isotrópica. Foram realizados experimentos e simulação numérica para o entendimento das carac-

Figura 86: Variação da viscosidade turbulenta $\hat{\nu}_T$ com a distância $\hat{z}$. (—) Modelo da viscosidade turbulenta variável. (---) Modelo da viscosidade turbulenta constante.

Figura 87: Variação da escala de comprimento $\hat{L}$ com a distância $\hat{z}$. (—) Estimativa da escala de comprimento utilizando o modelo de viscosidade turbulenta ($\hat{L} = 0.35\hat{k}^{3/2}/\hat{\epsilon}$).

terísticas turbulentas gerado por um par de grades. Predições obtidas teoricamente, através da aplicação do modelo $k - \epsilon$ e descritos na literatura, para viscosidade turbulenta constante e variável, foram comparados com dados experimentais. A solução considerando viscosidade turbulenta variável representa bem o comportamento das características turbulentas. Um modelo mais simples, considerando viscosidade turbulenta constante, também é corroborado pelos dados experimentais, para região central entre as grades. No presente estudo, a região central mencionada representa aproximadamente $1/3$ do espaço entre as grades, onde as tensões de Reynolds são próximas de zero e a viscosidade turbulenta é aproximadamente constante. Em termos de distância, representa a região $-5,0 \text{ cm} \leq z_c \leq 5,0 \text{ cm}$.

15 Escoamentos Turbulentos Com Termos de Produção

15.1 Introdução

O modelo $k - \epsilon$ é talvez o modelo mais utilizado para prever características médias em escoamentos turbulentos. O uso do modelo $k - \epsilon$ geralmente está relacionado a procedimentos numéricos. As equações originais do modelo são não lineares. Pouco esforço tem sido empreendido no sentido de encontrar relações lineares. A obtenção bem sucedida de relações lineares para escoamento gerado entre duas grades oscilantes, levou a busca de soluções para escoamentos em que há produção de turbulência.

15.2 Equações Governantes

Considerando um escoamento próximo à parede, as equações do modelo $k - \epsilon$ são:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - \epsilon = 0 \quad (15.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_T}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + \frac{\epsilon}{k} C_1 \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} = 0 \quad (15.2)$$

$$\tau_c = \rho \nu_T \frac{dU}{dz} \quad (15.3)$$

em que z é a distância perpendicular ao fundo do escoamento (com origem no fundo do escoamento), U é a velocidade média do escoamento, τ_c [N/m^2] é a tensão de cisalhamento, ρ [kg/m^3] é a massa específica e C_1 , C_2 , σ_k , σ_ϵ e C_μ são constantes do modelo $k - \epsilon$. Note que foi utilizada a definição tradicional de viscosidade turbulenta. Os estudos tradicionais da área consideram que a tensão cisalhante permanece constante próximo à parede (45,94). A tensão de cisalhamento pode ser relacionado à velocidade de cisalhamento, u^* [m/s],

através da expressão:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}. \quad (15.4)$$

Substituindo as Equações 15.3 e 15.4 nas Equações 15.1 e 15.2, obtém-se

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \epsilon} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \frac{u^{*4} \epsilon}{C_\mu k^2} - \epsilon = 0 \quad (15.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{C_\mu k^2}{\sigma_k \epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} \right) + \frac{C_1 u^{*4} \epsilon^2}{C_\mu k^3} - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} = 0. \quad (15.6)$$

Para simplificar as Equações 15.5 e 15.6 foram definidos dois grupos de adimensionais:

$$\hat{k} = \frac{k \sigma_k}{u^{*2} C_\mu}, \hat{\epsilon} = \frac{\epsilon h}{u^{*3}}, \hat{z} = \frac{z}{h}, dF = \frac{\hat{\epsilon} d\hat{z}}{\hat{k}^2} \quad (15.7)$$

$$\hat{k} = \frac{k \sigma_k}{u^{*2} C_\mu}, \hat{\epsilon} = \frac{\epsilon \nu}{u^{*3}}, \hat{z} = \frac{z u^*}{\nu}, dF = \frac{\hat{\epsilon} d\hat{z}}{\hat{k}^2} \quad (15.8)$$

em que F é uma variável introduzida para a transformação das equações. Os dois grupos de adimensionais conduzem às seguintes equações adimensionais:

$$\frac{d^2 \hat{k}}{dF^2} = \hat{k}^2 - A_1 \quad (15.9)$$

$$\frac{d^2 \hat{\epsilon}}{dF^2} + C_1 A_1 B \frac{\hat{\epsilon}}{\hat{k}} - C_2 B \hat{k} \hat{\epsilon} = 0. \quad (15.10)$$

em que

$$A_1 = \frac{\sigma_k^2}{C_\mu^3} \quad (15.11)$$

$$B = \frac{\sigma_\epsilon}{\sigma_k}. \quad (15.12)$$

A integração da Equação 15.9 leva a:

$$\frac{d\hat{k}}{dF} = \pm \sqrt{G_6 + \frac{2\hat{k}^3}{3} - 2A_1 \hat{k}} \quad (15.13)$$

em que G_6 é uma constante de integração adimensional. Assumindo, novamente, que

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}(\hat{k}) \quad (15.14)$$

$$\hat{k} = \hat{k}(F). \quad (15.15)$$

e utilizando as Equações 15.9 a 15.13, obtém-se

$$\left(\frac{2}{3} \hat{k}^4 - 2A_1 \hat{k}^2 + G_6 \hat{k} \right) \frac{d^2 \hat{\epsilon}}{d\hat{k}^2} + (\hat{k}^3 - A_1 \hat{k}) \frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{k}} + B(C_1 A_1 - C_2 \hat{k}^2) \hat{\epsilon} = 0. \quad (15.16)$$

Esse resultado é importante, uma vez que o problema original, composto de duas equações não lineares, é transformado em somente uma equação linear. Soluções particulares podem ser obtidas através do ajuste conveniente das constantes e do uso de métodos numéricos.

15.3 Validação do Modelo

A Figura 88 mostra a comparação entre dados experimentais e o modelo teórico para escoamento em canais. Os dados experimentais foram extraídos de Nezu e Nakagawa (94). No modelo foram utilizadas as constantes tradicionalmente aceitas na literatura: $C_1 = 1,44$, $C_2 = 1,92$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\epsilon = 1,3$ e $C_\mu = 0,09$ (90). O valor de G_6 foi considerado igual a 67850. Para a solução da Equação 15.16 foi utilizado um esquema de diferenças finitas:

$$\frac{d^2\hat{\epsilon}}{d\hat{k}^2} = \frac{\hat{\epsilon}_{i-1} - 2\hat{\epsilon}_i + \hat{\epsilon}_{i+1}}{\Delta\hat{k}^2} \quad (15.17)$$

$$\frac{d\hat{\epsilon}}{d\hat{k}} = \frac{\hat{\epsilon}_i - \hat{\epsilon}_{i-1}}{\Delta\hat{k}}. \quad (15.18)$$

A união das Equações 15.16 a 15.18, produz:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{2}{3}\hat{k}_i^4 - 2A\hat{k}_i^2 + G_6\hat{k}_i \right) \left(\frac{\hat{\epsilon}_{i-1} - 2\hat{\epsilon}_i + \hat{\epsilon}_{i+1}}{\Delta\hat{k}_i^2} \right) + (\hat{k}_i^3 - A\hat{k}_i) \left(\frac{\hat{\epsilon}_i - \hat{\epsilon}_{i-1}}{\Delta\hat{k}_i} \right) + \\ & + B(C_1A - C_2\hat{k}_i^2)\hat{\epsilon}_i = 0. \end{aligned} \quad (15.19)$$

Na solução da Equação 15.19 foi utilizado o valor de $\Delta\hat{k} = 1,0$. É interessante notar, na Figura 88, que a mudança de comportamento nos dados experimentais (para $\hat{k} \approx 35$) é bem reproduzida pelo modelo teórico linear.

15.4 Conclusões

Neste capítulo, formas lineares do modelo $k - \epsilon$ foram apresentadas e aplicadas para escoamentos turbulentos com termos de produção. Esse resultado é importante, uma vez que o problema original, composto de duas equações não lineares, é transformado em somente uma equação linear. A predição teórica foi comparada com dados experimentais retirados da literatura, obtendo-se boa concordância. Isso mostra que a aplicação do modelo $k - \epsilon$ para escoamentos turbulentos com termos de produção é válida.

Figura 88: Comparação entre dados experimentais da literatura e solução teórica para taxa de dissipação de energia em função da energia cinética turbulenta em escoamento em canais (obtida neste estudo).

16 Conclusões Gerais e Recomendações Para Futuros Trabalhos

16.1 Conclusões Gerais

O objetivo desse trabalho foi obter uma melhor compreensão de como a turbulência influi nos processos de transferência de massa. Para alcançar esse objetivo foram realizadas medidas de oxigênio dissolvido, próximas à interface ar-água, através de micro-sonda, em tanque de grade oscilante. As medidas mostraram uma rápida variação da concentração média do seu valor de saturação, na interface, para o valor do seio do fluido. Observou-se também que, imediatamente abaixo da interface, o desvio padrão da concentração aumenta. No seio do fluido, o desvio padrão apresenta valores próximos de zero. Para obter informações mais detalhadas dos processos interfaciais, foram realizadas medidas simultâneas de velocidade e concentração, próximas à interface ar-água, através, respectivamente, do uso das técnicas *Particle Image Velocimetry* (PIV) e *Laser Induced Fluorescence* (LIF). Pôde-se observar que as camadas superficiais de concentração diminuem com o aumento da agitação turbulenta. Com relação às observações vinculadas aos perfis de concentração média, verificou-se que gradientes menores são obtidos com a diminuição do número de Reynolds. Concernente ao desvio padrão da concentração, verificou-se que o mesmo atinge um valor máximo em torno da posição que caracteriza cerca de 30% da espessura da camada limite de concentração ($z^* = 0,3$). Observou-se ainda que as velocidades verticais, próximas à interface, são amortecidas, enquanto que as velocidades horizontais apresentam um pequeno aumento. As medidas indicam também que há uma grande contribuição do fluxo de massa turbulento para o fluxo de massa total. O fluxo de massa total atinge um valor de máximo, abaixo da interface, diminuindo para valores próximos de zero, no seio do fluido. Comparações entre as velocidades de transferência obtidas experimentalmente e a prevista por modelos descritos na literatura

permitiu concluir que os modelos baseados no divergente superficial apresentam os melhores resultados.

Para avançar no entendimento da transferência de gases através da interface ar-água é essencial ter um melhor entendimento das diferentes características de escoamentos turbulentos. Nesse sentido, previsões teóricas, obtidas a partir do modelo $k - \epsilon$, foram comparadas com dados experimentais para escoamentos gerados em tanque com duas grades oscilantes e escoamentos em canais. A comparação entre dados experimentais e soluções teóricas apresentou boa concordância.

16.2 Recomendações Para Trabalhos Futuros

Baseado nas análises teóricas e experimentais discutidas nessa tese, são aqui apresentadas algumas recomendações para futuros trabalhos na área. Em futuros trabalhos no tópico transferência de gases, deve-se procurar controlar “características interfaciais” como tensão superficial e concentração de contaminantes. As técnicas do fluxo controlado e do fluxo direto necessitam ser desenvolvidas para a realização de medidas mais confiáveis e medidas em campo. Para a técnica do fluxo controlado seria importante “descobrir” traçadores com número de Schmidt mais próximo da realidade ou desenvolver uma equação confiável que relacione a transferência de massa com a transferência de calor. Para a técnica do fluxo direto, surge a pergunta: Seria possível desenvolver a técnica para medições em campo? Ademais, o estudo da relação entre a turbulência induzida pela convecção e a transferência de gases é um campo pouco explorado. No contexto de tanque de duas grades oscilantes, o equipamento pode ser utilizado, por exemplo, no estudo de mistura de fluidos de diferentes densidades e suspensão de sedimentos.

Referências

- 1 MATSUNAGA, N. et al. Quantitative properties of oscillating-grid turbulence in a homogeneous fluid. *Fluid Dynamics Research*, v. 25, p. 147–165, 1999.
- 2 SCHULZ, H.; CHAUDHRY, F. Uma aproximação para turbulência gerada por grades oscilantes. In: *Primeira Escola de Transição e Turbulência*. Rio de Janeiro, RJ: COPPE, 1998. p. 835–838.
- 3 SOUZA, L. *Estudo da estrutura turbulenta em escoamentos gerados por grades oscilantes*. 69 p. Tese (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Carlos, 2002.
- 4 HERLINA. *Gas transfer at the air-water interface in a turbulent flow environment*. 151 p. Tese (Doutorado) — University of Karlsruhe, Karlsruhe, 2005.
- 5 SCHULZ, H.; SCHULZ, S. Water aeration: an approach for the near-surface region. In: *Computational methods in water resources, Vol. II - Mathematical modelling in water resources*. Southampton: Computational Mechanics Publications and Elsevier Applied Science, 1992. p. 483–490.
- 6 MOMESSO, A. *Absorção e dessorção de gases em água para interfaces com agitação turbulenta*. 145 p. Tese (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Carlos, 1996.
- 7 SCHULZ, H.; SCHULZ, S. Modelling below-surface characteristics in water reaeration. In: *Water pollution, modelling, measuring and prediction*. Southampton: Computational Mechanics Publications and Elsevier Applied Science, 1991. p. 441–454.
- 8 LEWIS, W.; WHITMAN, W. Principles of gas absorption. *Industrial and Engineering Chemistry*, v. 16, n. 12, p. 1215–1220, 1924.
- 9 HIGBIE, R. The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure. *American Institute of Chemical Engineers*, v. 31, p. 365–390, 1935.
- 10 DANKWERTS, P. Significance of liquid film coefficients in gas absorption. *Industrial and Engineering Chemistry*, v. 43, n. 6, p. 1460–1467, 1951.
- 11 COANTIC, M. A model of gas transfer across air-waters with capillary waves. *Journal of Geophysical Research*, v. 91, n. C3, p. 3925–3943, 1986.
- 12 THOMPSON, S.; TURNER, J. Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 67, p. 349–368, 1975.
- 13 HOPFINGER, E.; TOLY, J.-A. Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 78, p. 155–175, 1976.
- 14 BRUMLEY, B.; JIRKA, G. Near-surface turbulence in a grid-stirred tank. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 183, p. 235–263, 1987.

- 15 CHU, C.; JIRKA, G. Turbulent gas flux measurements below the air-water interface of a grid-stirred tank. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 35, p. 1957–1968, 1992.
- 16 BRUNK, B. et al. Modeling natural hydrodynamic systems with a differential-turbulence column. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 122, p. 373–380, 1996.
- 17 MEDINA, P.; SANCHEZ, M.; REDONDO, J. Grid stirred turbulence: applications to the initiation of sediment motion and lift-off studies. *Phys. Chem. Earth B*, v. 26, n. 4, p. 299–304, 2001.
- 18 BRUNK, B.; KOCH, D.; LION, L. Observations of coagulation in isotropic turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 371, p. 81–107, 1998.
- 19 JÄHNE, B.; HAUSSECKER, H. Air-water gas exchange. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 30, p. 443–468, 1998.
- 20 ATMANE, M.; GEORGE, J. Gas transfer across a zero-shear surface: a local approach. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 255–259.
- 21 JANZEN, J. *Detalhamento das propriedades turbulentas em água agitada por grades oscilantes*. 174 p. Tese (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Carlos, 2003.
- 22 HIMMELBLAU, D. Diffusion of dissolved gases in liquids. *Chem. Rev.*, v. 64, p. 527–550, 1964.
- 23 MAHARAJH, D.; WALKLEY, J. The temperature dependence of the diffusion coefficients of ar , co_2 , ch_4 , ch_3cl , ch_3br , and chcl_2f in water. *Can. J. Chem.*, v. 51, p. 944–952, 1973.
- 24 BOERBOOM, A.; KLEYN, G. Diffusion coefficients of noble gases in water. *The Journal of Chemical Physics*, v. 50, n. 3, p. 1086–1088, 1969.
- 25 PFEITFER, W.; KRIEGER, I. Bubble solution method for diffusion coefficient measurements. an experimental evaluation. *The Journal of Physical Chemistry*, v. 28, p. 1901–1903, 1973.
- 26 WISE, D.; HOUGHTON, G. The diffusion coefficients of ten slightly soluble in water at 10 – 60°C. *Chemical Engineering Science*, v. 21, p. 999–1010, 1966.
- 27 O'BRIEN, R.; HYSLOP, W. A laser interferometric study of the diffusion of o_2 , n_2 , h_2 , and ar into water. *Can. J. Chem.*, v. 55, p. 1415–1421, 1977.
- 28 UNVER, A.; HIMMELBLAU, D. Diffusion coefficients of co_2 , c_2h_4 , c_3h_6 , and c_4h_5 in water from 6° to 65°C. *Journal of Chemical and Engineering Data*, v. 9, n. 3, p. 428–431, 1977.
- 29 VIVIAN, J.; KING, C. Diffusivities of slightly soluble gases in water. *A.I.Ch.E. Journal*, v. 10, n. 2, p. 220–221, 1964.
- 30 FERREL, R.; HIMMELBLAU, D. Diffusion coefficients of nitrogen and oxygen in water. *Journal of Chemical and Engineering Data*, v. 12, n. 1, p. 111–115, 1967.

- 31 JÄHNE, B.; HEINZ, G.; DIETRICH, W. Measurement of the diffusion coefficients of sparingly soluble gases in water. *Journal of Geophysical Research*, v. 92, n. C10, p. 10767–10776, 1987.
- 32 TAMIMI, A.; RINKER, E.; SANDALL, O. Diffusion coefficients for hydrogen sulfide, carbon dioxide, and nitrous oxide in water over the temperature range 293–368 K. *J. Chem. Eng. Data*, v. 39, p. 330–332, 1994.
- 33 NG, W.; WALKLEY, J. Diffusion of gases in liquids: the constant size bubble method. *Canadian Journal of Chemistry*, v. 47, p. 1075–1077, 1969.
- 34 BODNAR, L.; HIMMELBLAU, D. Continuous measurement of diffusion coefficients of gases in liquids using glass scintillators. *International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, v. 13, p. 1–6, 1962.
- 35 PRATT, K.; SLATER, D.; WAKEHAM, W. A rapid method for the determination of diffusion coefficients of gases in liquids. *Chemical Engineering Science*, v. 78, n. 24, p. 2516–2521, 1974.
- 36 VERSTEEG, G.; SWAAIJ, W. Solubility and diffusivity of acid gases (CO_2 , N_2O) in aqueous alkanolamine solutions. *J. Chem. Eng. Data*, v. 33, p. 29–34, 1988.
- 37 BAIRD, M.; J.F.DAVIDSON. Annular jets-ii - gas absorption. *Chemical Engineering Science*, v. 17, p. 473–480, 1962.
- 38 DAVIES, J.; LOZANO, F. Turbulence and surface renewal at the clean surface of a stirred vessel. *AIChE Journal*, v. 30, n. 3, p. 502–504, 1984.
- 39 KRIEGER, I.; MULHOLLAND, G.; DICKEY, C. Diffusion coefficients for gases in liquids from the rates of solution of small gas bubbles. *The Journal of Physical Chemistry*, v. 71, n. 4, p. 1123–1129, 1967.
- 40 CHEN, B.; CHEN, S. Diffusion of slightly soluble gases in liquids: measurement and correlation with implications on liquid structures. *Chemical Engineering Science*, v. 40, n. 9, p. 1735–1741, 1985.
- 41 DAVIES, J.; KILNER, A.; RATCLIFF, G. The effect of diffusivities and surface films on rates of gas absorption. *Chemical Engineering Science*, v. 19, p. 583–590, 1964.
- 42 HUNG, G.; DINIUS, R. Diffusivity of oxygen in electrolyte solutions. *Journal of Chemical and Engineering Data*, v. 17, n. 4, p. 449–451, 1972.
- 43 KOZINSKI, A.; KING, C. The influence of diffusivity on liquid phase mass transfer to the free interface in a stirred vessel. *A.I.Ch.E. Journal*, v. 12, n. 1, p. 109–116, 1966.
- 44 HALMOUR, N.; SANDALL, O. Molecular diffusivity of hydrogen sulfide in water. *Journal of Chemical Engineering Data*, v. 29, p. 20–22, 1984.
- 45 SCHULZ, H. *O essencial em fenômenos de transporte*. [S.l.]: EESC-USP, 2003. 398 p.
- 46 SHEN, L. et al. The surface layer for free-surface turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 386, p. 167–212, 1999.

- 47 SHEN, L.; TRIANTAFYLLOU, G.; YUE, D. Turbulent diffusion near a free surface. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 407, p. 145–166, 2000.
- 48 SHEN, L.; YUE, D.; TRIANTAFYLLOU, G. Effect of surfactants on free-surface turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 506, p. 79–115, 2004.
- 49 LEE, Y.; LUCK, S. Characterization of concentration boundary layer in oxygen absorption. *Ind. Eng. Chem. Fundam.*, v. 21, n. 4, p. 428–434, 1982.
- 50 ADENY, W.; BECKER, H. The determination of the rate of solution of atmospheric nitrogen and oxygen by water, part 1. *Phil. Mag.*, v. 38, n. 6, p. 317–337, 1919.
- 51 DOBBINS, W. The nature of the oxygen transfer coefficient in aeration systems. In: *Biological treatment of sewage and industrial wastes*. New York: Reinhold Book Corp., 1956. p. 141–253.
- 52 TOOR, H.; MARCHELLO, J. Film-penetration model for mass and heat transfer. *A.I.Ch.E. Journal*, v. 4, n. 1, p. 97–101, 1958.
- 53 KISHINEVSKY, M.; SEREBRIANSKY. The mechanism of mass transfer at the gas-liquid interface with vigorous stirring. *Journal of Applied Chemistry - USSR*, v. 29, p. 29–33, 1955.
- 54 UEDA, H. et al. Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 20, p. 1127–1127, 1977.
- 55 KING, C. Turbulent liquid phase mass transfer at a free gas-liquid interface. *Industrial Engineering Chemistry Fundam.*, v. 5, p. 1–1, 1966.
- 56 LAW, C.; KHOO, B. Transport across a turbulent air-water interface. *AIChE Journal*, v. 48, n. 9, p. 1856–1868, 2002.
- 57 MCKENNA, S.; MCGILLIS, W. The role of free-surface turbulence and surfactants in air-water gas transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 47, p. 539–553, 2004.
- 58 JANZEN, J.; SCHULZ, H.; JIRKA, G. Detalhes da transferência de gases na interface ar-água. *Revista Brasileira de Recursos Hídricos*, -, p. –, 2006.
- 59 LEE, M. Visualization of oxygen transfer across the air-water interface using a fluorescence oxygen visualization method. *Water Research*, v. 36, p. 2140–2146, 2002.
- 60 SCHLADOW, S. et al. Oxygen transfer across the air-water interface by natural convection in lakes. *Limnol. Oceanogr.*, v. 47, n. 5, p. 1394–1404, 2002.
- 61 MÜNSTERER, T.; JÄHNE, B. LIF measurements of concentration profiles in the aqueous mass boundary layer. *Experiments in Fluids*, v. 25, p. 190–196, 1998.
- 62 KATO, H.; NOBUOKA, H. Measurements of wind-driven current near the water surface by the use of the ptv method. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 97–102.

- 63 TAKEHARA, K.; ETOH, G. A direct visualization method of CO_2 gas transfer at water surface driven by wind waves. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 89–95.
- 64 DONELAN, M.; WANNINKHOF, R. Gas transfer at water surfaces - concepts and issues. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 1–10.
- 65 GULLIVER, J.; HALVERSON, M. Air-water gas transfer in open channels. *Water Resources Research*, v. 25, n. 8, p. 1783–1793, 1989.
- 66 MOOG, D.; JIRKA, G. Air-water gas transfer in uniform channel flow. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 125, n. 1, p. 3–10, 1999.
- 67 GEORGE, J.; MINEL, F.; GRISENTI, M. Physical and hydrodynamical parameters controlling gas-liquid mass transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 37, n. 11, p. 1569–1578, 1994.
- 68 MOOG, D.; JIRKA, G. Analysis of reaeration equations using mean multiplicative error. *Journal of Environmental Engineering*, v. 124, n. 2, p. 104–110, 1998.
- 69 TURNER, J. The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 23, p. 639, 1968.
- 70 JÄHNE, B. From mean fluxes to a detailed experimental investigation of the gas transfer process. In: *Air-Water Mass Transfer*. New York: ASCE, 1991. p. 224–256.
- 71 GULLIVER, J. et al. Measurement uncertainty in gas exchange coefficients. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 239–245.
- 72 GARBE, C.; JÄHNE, B.; HAUSSECKER, H. Measuring the sea surface heat flux and probability distribution of surface renewal events. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 109–114.
- 73 HAUSSECKER, H. et al. Physics from ir image sequences: Quantitative analysis of transport models and parameters of air-sea gas transfer. In: *Gas transfer at water surfaces*. Washington: American Geophysical Union, 2002. p. 103–108.
- 74 WOLFF, L.; HANRATTY, T. Instantaneous concentration profiles of oxygen accompanying absorption in a stratified flow. *Experiments in Fluids*, v. 16, p. 385–392, 1994.
- 75 CHENG, N.; LAW, A. Measurements of turbulence generated by oscillating grid. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 127, n. 3, p. 201–208, 2001.
- 76 LU, R.; YU, T. Fabrication and evaluation of an oxygen microelectrode applicable to environmental engineering and science. *J. Environ. Eng. Sci.*, v. 1, p. 225–235, 2002.
- 77 JIRKA, G.; HO, A. Measurements of gas concentration fluctuations at water surface. *Journal of Hydraulic Engineering*, v. 116, n. 6, p. 835–847, 1990.
- 78 WESTERWHEEL, J. Fundamentals of digital particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.*, v. 8, p. 1379–1392, 1997.

- 79 WEITBRECHT, V. *Influence of dead-water zones on the dispersive mass transport in rivers*. 145 p. Tese (Doutorado) — University of Karlsruhe, Karlsruhe, 2004.
- 80 VAUGHAN, W.; WEBER, G. Oxygen quenching of pyrenebutyric acid fluorescence in water. a dynamic probe of the microenvironment. *Biochemistry*, v. 9, n. 3, p. 464–473, 1970.
- 81 MATLAB. *Image Processing Toolbox for use with MATLAB*. [S.l.]: MathWorks, 2003. 836 p.
- 82 WOODROW, P.; DUKE, S. Laser-induced fluorescence studies of oxygen transfer across unsheared flat and wavy air-water interfaces. *Ind. Eng. Chem. Res.*, v. 40, n. 8, p. 1985–1995, 2001.
- 83 MCKENNA, S.; MCGILLIS, W. Observations of flow repeatability and secondary circulation in an oscillating grid-stirred tank. *Physics of Fluids*, v. 16, n. 9, p. 3499–3502, 2004.
- 84 KOMORI, S.; NAGAOSA, R.; MURAKAMI, Y. Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 249, p. 161–183, 1993.
- 85 MCDUGAL, T. Measurements of turbulence in a zero-mean-shear mixed layer. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 94, p. 409–431, 1979.
- 86 HANDLER, R. et al. Length scales and the energy balance for turbulence near a free surface. *AIAA Journal*, v. 31, n. 11, p. 1998–2007, 1993.
- 87 SRDIC, A.; FERNANDO, H.; MONTENEGRO, L. Generation of nearly isotropic turbulence using two oscillating grids. *Experiments in Fluids*, v. 20, p. 395–397, 1996.
- 88 SHY, S.; TANG, C.; FANN, S. A nearly isotropic turbulence generated by a pair of vibrating grids. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 14, p. 251–262, 1997.
- 89 VILLERMAUX, E.; SIXOU, B.; GAGNE, Y. Intense vortical structures in grid-generated turbulence. *Phys. Fluids*, v. 7, p. 2008–2013, 1995.
- 90 RODI, W. *Turbulence models and their application in hydraulics-state of the art review*. [S.l.]: IAHR, 1984. 104 p.
- 91 SOUZA, K. *Avaliação de soluções analíticas para escoamentos turbulentos*. 66 p. Tese (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Carlos, 2004.
- 92 SCHULZ, H.; JANZEN, J.; SOUZA, K. Experiments and theory for two grids turbulence. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, v. 28, n. 2, p. 216–223, 2006.
- 93 OTT, S.; MANN, J. An experimental investigation of the relative diffusion of particle pairs in three-dimensional turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 422, p. 207–223, 2000.
- 94 NEZU, I.; NAKAGAWA, H. *Turbulence in open-channel flows*. [S.l.]: IAHR, 1993. 281 p.