

FACULDADE DE ENGENHARIA DA UNIVERSIDADE DO PORTO

Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial

***Hidrodinâmica de jactos de impacto confinados
escoamento de fluidos newtonianos e não newtonianos***

Adélio Manuel Sousa Cavadas
Mestre em Engenharia Mecânica pela Faculdade de Engenharia
da Universidade do Porto

Dissertação apresentada com vista à obtenção do grau de Doutor em Engenharia
Mecânica pela Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

Orientadores: Professor Fernando Manuel Coutinho Tavares de Pinho
Professor João Bernado Lares Moreira de Campos

Porto, 2008

a meus Pais

AGRADECIMENTOS

Ao concluir este trabalho gostaria de manifestar os meus profundos agradecimentos a todos os que de alguma forma contribuíram para a sua realização.

Uma palavra de especial reconhecimento aos meus pais, pela compreensão, estímulo e encorajamento tão importantes nos momentos mais difíceis, e que ajudaram a ultrapassar as dificuldades do dia a dia.

O meu sincero muito obrigado, aos orientadores Professor Fernando Pinho, e Professor João Campos pelos conselhos amigos, pelo empenho e apoio incondicional, que aliado à sua excelente capacidade de trabalho contribuiu muito para a realização desta tese.

Quero deixar aqui uma palavra de apreço à professora Maria Fernanda Proença pelo apoio incondicional dado durante os trabalhos experimentais.

Quero também agradecer particularmente às seguintes pessoas e entidades:

- Ao centro de estudos e fenómenos de Transporte (CEFT) a disponibilidade para a construção da instalação experimental e as facilidades concedidas para a realização do trabalho.
- Ao Laboratório de Hidráulica do Departamento de Engenharia Civil da FEUP pela cedência do equipamento e apoio prestado na pessoa do Professor Veloso Gomes e Professor Taveira Pinto.
- À Professora Alexandra Pinto, ao Professor Francisco Piqueiro, e ao Professor Paulo Coelho o apoio dado durante os trabalhos experimentais.
- Ao Professor Manuel Alves no apoio incondicional dado na compreensão do código numérico.
- Ao Srº Saldanha o apoio dado na fase de projecto da instalação laboratorial.
- Ao Professor Marcel Escudier e Professor Robertt Poole pelas opiniões trocadas na fase de projecto da instalação laboratorial.
- Ao Mário Guindeira pelos longos fins de tarde e fins-de-semana passados na resolução de varios problemas informáticos.

- Ao Loic pelo apoio dado nas medições reológicas.
- Aos colegas de gabinete Alexandre Afonso, Marco Parente, Paulo Matos, Pedro Moreira, Pedro Resende por toda a ajuda e colaboração que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.
- Aos colegas do laboratório Cristina Silva, Elsa Carvalho, Esmeralda Miguel, D. Fátima, Juliana Loureiro, Paula Capeto, Nuno Dinis Costa, Nuno Costa, Rui Aleixo, Tiago Sotto Mayor, por toda a ajuda e colaboração que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.
- Ao pessoal auxiliar do Laboratório de Hidráulica do Departamento de Engenharia Civil da FEUP, em particular ao Sr. Domingos, Sr. Jerónimo e Sr. Filipe, pela disponibilidade que sempre manifestaram para ajudar na resolução dos problemas que surgiram durante a construção da instalação laboratorial.

Queria também agradecer a todas as pessoas que de uma forma inconsciente me esqueci de mencionar neste texto.

Este trabalho foi financiado pela Fundação para a Ciência e a Tecnologia por meio de uma bolsa de Doutoramento, referência SFRH/BD/7091/2001, através do programa POCI 2010 e pelo Fundo Social Europeu.



Ciência.Inovação
2010

Programa Operacional Ciência e Inovação 2010
SECRETARIA DE CIÊNCIA E INOVAÇÃO

Resumo

A utilização industrial de jactos de impacto é frequente principalmente no arrefecimento de metais ou nos sectores alimentar e farmacêutico entre outros. Num jacto de impacto, um escoamento de alta velocidade é lançado contra uma superfície sólida com o objectivo de aumentar as trocas de calor e/ou massa entre o fluido e a parede. Neste trabalho, investigou-se experimental e numericamente o comportamento de jactos de impacto confinados por placas planas rectangulares inclinadas para vários fluidos newtonianos e não newtonianos em condições isotérmicas, com o objectivo de estudar a hidrodinâmica do escoamento. A água e uma mistura de glicerina e água foram os fluidos newtonianos, enquanto que os fluidos não newtonianos usados foram soluções aquosas de goma de xantano (XG) e poliacrilamida (PAA) às concentrações mássicas de 0.2% e 0.125%, respectivamente.

As experiências recorreram inicialmente a técnicas de visualização de escoamentos seguidos de medições detalhadas dos campos de velocidade por velocimetria laser-Doppler e ainda a medições de caudal e variação longitudinal de pressão. Os números de Reynolds (Re) dos escoamentos newtonianos foram 136 e 275 no regime laminar e 13750 no regime turbulento. Verificou-se a existência de uma separação do escoamento no interior da célula de impacto, próximo das paredes inclinadas, quando o número de Reynolds excede 208. O comprimento normalizado da região de separação do escoamento (X_R/H) aumenta com o número de Reynolds sendo de 0.25 para $Re=275$ e aumentando para 0.9 no regime turbulento. Observou-se ainda a existência de um escoamento tridimensional devido à presença das paredes laterais. Este escoamento tridimensional caracteriza-se por um movimento helicoidal do fluido na região de separação, com as partículas de fluido a evoluírem do plano central em direcção às paredes laterais. O escoamento é sempre simétrico relativamente aos planos centrais $x-y$ e $x-z$.

Os fluidos não newtonianos foram estudados em escoamentos com um número de Reynolds de Kozicki (Re^*) (Kozicki et al. (1966)) igual a 200. Aqui, o comprimento normalizado da região de separação é 0.35 e 0.3 para as soluções de XG e PAA respectivamente. O escoamento tridimensional helicoidal foi também visualizado no caso não newtoniano, verificando-se que o jacto de parede inclinada resultante do movimento helicoidal é superior nas soluções não newtonianas. Na aproximação do

escoamento ao prato de impacto observa-se uma antecipação da desaceleração para as soluções não newtonianas.

Neste trabalho é ainda apresentada uma investigação numérica para fluidos de lei de potência para escoamentos com Re^* entre 10 e 800. As simulações tridimensionais foram realizadas usando um código de volumes finitos e as suas previsões mostram as influências do número de Reynolds e da intensidade de reofluidificação do fluido sobre as características do escoamento na célula, e em particular sobre a perda de carga e a dimensão da recirculação. A inércia aumenta a dimensão da recirculação assim como acontecia com fluidos newtonianos. A pseudoplasticidade reforça o efeito da inércia especialmente a elevados números de Reynolds, enquanto a baixos números de Reynolds o comportamento é similar para todos os fluidos.

Abstract

High velocity impinging jets are frequently used in industry to cool metals and process food because they promote large heat and mass transfer near the impact surface. This work investigates experimentally and numerically the characteristics of confined rectangular impinging jets for various Newtonian and non-Newtonian fluids under isothermal conditions. Water and a mixture of glycerine and water were used as Newtonian fluids and the non-Newtonian fluids were solutions of xanthan gum (XG) and polyacrylamide (PAA) at weight concentrations of 0.2% and 0.125% respectively.

The experiments were carried out using flow visualization techniques followed by laser Doppler velocimetry and measurements of the flow rate and longitudinal pressure variations. The Reynolds numbers studied in the Newtonian case were $Re = 136$ and 275 in the laminar regime and $Re = 13750$ in the turbulent regime. Near the plane slopping wall there is separated flow for Reynolds numbers in excess of 208, as is observed in visualization studies and in velocity measurements. The size and strength of this recirculation zone increases with Reynolds number: for $Re = 275$ its normalized length (X_R/H) is 0.25 whereas for turbulent flow is equal to 0.9. Three-dimensional effects due to finite slenderness of the flow geometry are also reported. They are characterized by a helical motion of the fluid particles within the separated flow region progressing from the centre-plane towards the flat side walls. The flow was always and everywhere symmetric relative to the x - y and x - z center planes.

The non-Newtonian fluids were studied at inlet Reynolds numbers of Kozicki (Kozicki et al. (1966)) of 200 pertaining to laminar regime. Here the normalized recirculation lengths (X_R/H) are of 0.35 and 0.3 for the XG and PAA solutions, respectively. Three-dimensional effects were also investigated with non-Newtonian fluids and it was found that the helical motion is stonger than for the Newtonian solutions. For the non-Newtonian solutions there is an anticipation of fluid deceleration.

A numerical investigation is also reported for power law fluids at Kozicki Reynolds numbers between 10 and 800. The 3D numerical calculations were carried out using a finite volume code and the results report the influence of shear-thinning and inlet Reynolds number on the steady flow within the cell, and in particular on the pressure loss and the size and strength of the recirculation region. Inertia increases the length of the recirculation region as for Newtonian fluids and shear-thinning enhances

the role of inertia especially at high Reynolds numbers, whereas at low Reynolds numbers the flow behavior is quite similar for all fluids.

Résumé

L'utilisation de jets d'impact est fréquente, principalement dans le refroidissement de métaux ou dans les industries alimentaire et pharmaceutique entre autres. Dans un jet d'impact, l'écoulement possédant une grande vitesse est lancé contre une surface solide avec comme objectif d'augmenter les échanges de chaleur et/ou de masse entre le fluide et le mur. Dans cette étude, le comportement des jets d'impact rectangulaires confinés par des plaques rectangulaires inclinées fut analysé expérimentalement et numériquement, et cela pour plusieurs fluides newtoniens et non-newtoniens sous des conditions isothermiques, de façon à étudier l'hydrodynamique de l'écoulement. L'eau et un mélange de glycérine et d'eau furent les fluides newtoniens utilisés tandis que les fluides non-newtoniens utilisés furent des solutions aqueuses de gomme de xanthan (XG) et polyacrylamide (PAA) avec des concentrations en masse de 0.2% et 0.125% respectivement.

Les expériences furent initialement menées avec des techniques de visualisation des écoulements suivies de mesures détaillées des champs de vitesse par vélocimétrie laser Doppler ainsi que des mesures de débit et variation longitudinale de pression. Les nombres de Reynolds (Re) des écoulements newtoniens furent 136 et 275 dans le régime laminaire et 13750 dans le régime turbulent. L'existence d'une séparation de l'écoulement à l'intérieur de la cellule d'impact fut vérifiée près des parois inclinées lorsque le nombre de Reynolds dépasse 208. La longueur normalisée de la région de séparation de l'écoulement (X_R/H) augmente avec le nombre de Reynolds étant de 0.25 pour $Re = 275$ et augmentant jusqu'à 0.9 pour le régime turbulent. L'existence d'un écoulement tridimensionnel fut également observée dû à la présence des parois latérales. Cet écoulement tridimensionnel est caractérisé par un mouvement hélicoïdal du fluide dans la région de séparation, avec les particules du fluide évoluant du plan central en direction aux parois latérales. L'écoulement est toujours et partout symétrique aux plans centraux $x-y$ et $x-z$.

Les fluides non newtoniens furent étudiés pour des écoulements avec un nombre Reynolds de Kozicki (Re^*) (Kozicki et al. (1966)) de 200. Ici, la longueur normalisée de la région de séparation est de 0.35 et de 0.3 pour les solutions de XG et PAA respectivement. L'écoulement tridimensionnel hélicoïdal fut également visualisé dans le cas non newtonien, ce qui permit vérifier que le jet de paroi inclinée résultant du

mouvement hélicoïdal est supérieur dans les solutions non newtoniennes. À l'approche du plan d'impact, une anticipation de la décélération est observée pour les solutions non newtoniennes.

Une enquête numérique pour les fluides de loi de puissance pour des écoulements avec Re^* entre 10 et 800 est également présentée dans cette étude. Les simulations tridimensionnelles furent réalisées avec un logiciel de volumes finis et les prévisions montrent les influences du nombre de Reynolds et de l'intensité de pseudoplasticité du fluide sur les caractéristiques de l'écoulement dans la cellule, en particulier sur la perte de charge et la dimension de la recirculation. L'inertie augmente la dimension de la recirculation comme dans le cas des liquides newtoniens. La pseudoplasticité renforce l'effet de l'inertie surtout pour des nombres de Reynolds élevés, alors que dans le cas des nombres de Reynolds bas, le comportement est similaire pour tous les fluides.

Índice

Agradecimentos	v
Resumo	vii
Índice de tabelas	xv
Índice de figuras	xvii
Lista de Símbolos	xxiii
1 Introdução	1
1.1 Enquadramento e objectivo	1
1.2 Jactos de impacto	4
1.3 Revisão bibliográfica	10
1.4 Objectivos e estrutura da tese	21
2 Instalação experimental, técnicas e equipamentos de medida	23
2.1 Descrição da instalação experimental	23
2.2 Análise de incerteza	28
2.3 Sistema de medição da pressão	30
2.4 Sistema de medição de caudais	34
2.5 Caracterização do campo de velocidade	37
2.6 Conclusões	57
3 Reologia	59
3.1 Introdução	59
3.2 Características gerais dos fluidos	61
3.3 Fluidos não newtonianos com comportamento viscoso independente do tempo	64
3.4 Conceitos básicos de reometria	65
3.4.1 Reometria de Corte	65
3.4.1.1 Funções materiais em escoamento de corte estacionário	68
3.4.1.2 Funções materiais em escoamento dinâmico de corte	69
3.4.2 Reometria extensional	71
3.5 Modelos reológicos	74
3.5.1 Modelos constitutivos para fluidos inelásticos	74
3.5.2 Modelos constitutivos para fluidos viscoelásticos	77
3.6 Determinação do tempo de relaxação	82
3.7 Caracterização reológica das soluções estudadas	84
3.7.1 Solução aquosa de goma de xantano	87
3.7.1.1 Determinação da viscosidade viscométrica	87
3.7.1.2 Elasticidade das soluções diluídas	89
3.7.1.3 Forças normais	91
3.7.2 Solução aquosa de Poliacrilamida	96
3.7.2.1 Determinação da viscosidade viscométrica	99
3.7.2.2 Elasticidade das soluções diluídas	101

3.7.2.3	Forças normais	102
3.7.2.4	Determinação do tempo de relaxação	102
3.7.2.5	Modelo viscoelástico.....	104
3.7.2.6	Resultados do reómetro Caber	106
3.8	Conclusões	108
4	Estudo experimental.....	111
4.1	Fluidos newtonianos.....	111
4.1.1	Regime turbulento	113
4.1.1.1	Escoamento na conduta de entrada	113
4.1.2	Escoamento não interior da célula.....	118
4.1.2.1	Escoamento tridimensional na zona de separação.....	131
4.1.3	Regime Laminar	135
4.1.3.1	Escoamento na conduta de entrada	136
4.1.3.2	Escoamento na célula.....	139
4.1.3.3	Escoamento tridimensional na zona de separação.....	145
4.2	Escoamento de fluidos não newtonianos.....	148
4.2.1	Fluido viscoso não newtoniano - goma de xantano	150
4.2.1.1	Escoamento na conduta de entrada	151
4.2.1.2	Escoamento na célula.....	154
4.2.1.3	Escoamento tridimensional na zona de separação.....	161
4.2.2	Fluido viscoelástico não newtoniano - Poliacrilamida (PAA)	162
4.2.2.1	Escoamento na conduta de entrada	163
4.2.2.2	Escoamento na célula.....	165
4.2.2.3	Escoamento tridimensional na zona de separação.....	172
4.3	Conclusões	173
5	Estudo numérico	177
5.1	Introdução.....	177
5.2	Equações de Transporte.....	177
5.3	Método numérico	179
5.4	Algoritmo de cálculo	182
5.5	Condições de fronteira.....	182
5.6	Domínio de cálculo	184
5.7	Estudo de malha	185
5.8	Incerteza numérica	188
5.9	Validação por comparação entre resultados numéricos e experimentais/analíticos	190
5.10	Caracterização do padrão de escoamento na célula com base em simulações numéricas	195
5.11	Teoria simplificada para o cálculo da perda de carga na célula	205
5.12	Estudo paramétrico do comprimento de recirculação tridimensional.....	214
5.13	Estudo da influência da altura da conduta rectangular de saída	216
5.14	Conclusões	220
6	Fecho da tese.....	223
6.1	Conclusões	223
6.2	Sugestões para trabalhos futuros	228
7	Referências	231
Anexo A		
	Desenho Global da Instalação laboratorial.....	A.3
	Mesa de Suporte (Desenho nº TG5015.418.04).....	A. 4-5
	Desenho tanque de entrada e conduta rectangular	A. 6-7
	Desenho tanque de saída e conduta rectangular	A. 8-9
	Peças de Suporte da conduta (Desenho nº TG5015.418.04)	A. 10-16
	Conduta rectangular (Desenho nº TG5015.418.05)	A. 17-29
	Tanque de entrada (Desenho nº TG5015.418.05)	A. 30-43
	Tanque saída (Desenho nº TG5015.418.06)	A. 44-63
	Peças da mesa de suporte (Desenho nº TG5015.418.01/02)	A. 64-67

Índice Tabelas

Tabela 1.1 – Artigos de revisão em jactos de impacto submersos.....	11
Tabela 1.2 – Estudos experimentais na área da mecânica dos fluidos e transferência de calor em jactos de impacto submersos planos	16
Tabela 2.1 Principais características do anemómetro laser-Doppler	47
Tabela 2.2 – Fontes de incerteza consideradas no cálculo da velocidade do escoamento.....	47
Tabela 2.3 – Incerteza relativa (erro sistemático) - $\Delta V/V$	48
Tabela 2.4 – Incerteza na escolha do número de amostras	49
Tabela 2.5 – Erros sistemáticos no cálculo do número de Reynolds	56
Tabela 2.6 – Erros aleatórios no cálculo do número de Reynolds.....	56
Tabela 3.1 -Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda e lei de potência ($T=20^{\circ}\text{C}$).....	88
Tabela 3.2 - Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda e lei de potência ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	100
Tabela 3.3 – Parâmetros do modelo PTT com 4 modos para o fluido 0.125% PAA ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	104
Tabela 3.4 – Resultados obtidos do ajuste exponencial para a solução de 0.125% PAA	107
Tabela 3.5 – Tempos de relaxação para a solução de 0.125% PAA, $\text{Re}^*=200$	108
Tabela 4.1 – Características dos escoamentos estudados	112
Tabela 4.2 – Características do escoamento turbulento estudado;	113
Tabela 4.3 – Características dos escoamentos newtonianos em regime laminar	136
Tabela 4.4 – Características do escoamento da solução de goma de xantano (0.2%)	150
Tabela 4.5 – Cálculo do número de Débora estudado.	150
Tabela 4.6 – Características do escoamento/fluido para a solução de poliacrilamida (0.125% em massa)	162
Tabela 4.7 – Cálculo do número de Débora estudado com base nos vários ajustes realizados para $\text{Re}^*=200$	162
Tabela 5.1 – Características geométricas das malhas estudadas.....	186
Tabela 5.2 – Valores dos factores de forma de energia e quantidade de movimento nas secções 1 e 2 para diferentes valores do índice de pseudoplasticidade.....	209
Tabela 5.3 – Valores dos coeficientes de atrito; C_{1C} modelo unidimensional e C_1 simulação numérica. .	211

Índice de Figuras

Figura 1.1: Jacto de impacto.....	4
Figura 1.2: Representação esquemática de um jacto (a) não confinado; (b) confinado.....	5
Figura 1.3: Escoamento num jacto cilíndrico não confinado, imerso.....	6
Figura 1.4: Jacto cilíndrico não confinado imerso; zonas do jacto.....	7
Figura 1.5: Jacto plano confinado.....	9
Figura 1.6: Representação esquemática da célula.....	9
Figura 1.7: Jacto de impacto circular utilizado por Miranda e Campos (2000).....	18
Figura 2.1: Fotografia da instalação laboratorial após montagem.....	24
Figura 2.2: Fotografia da instalação laboratorial.....	24
Figura 2.3: Representação esquemática da instalação laboratorial.....	25
Figura 2.4: (a) Representação esquemática da célula, secção de trabalho; (b) fotografia da célula.....	26
Figura 2.5: (a) Fotografia do tanque de tranquilização; (b) fotografia do tanque de saída.....	27
Figura 2.6: Dispositivo de calibração do transdutor de pressões.....	31
Figura 2.7: Esquema de funcionamento do dispositivo de calibração do medidor de pressão diferencial.....	32
Figura 2.8: Curva de calibração de um transdutor de pressão com diafragma 20.....	33
Figura 2.9: Esquema da instalação laboratorial usada para calibração do caudalímetro.....	34
Figura 2.10: Esquema de funcionamento do reservatório de calibração para o transdutor de caudal.....	35
Figura 2.11: Curva de calibração obtida para o caudalímetro electromagnético.....	36
Figura 2.12: Região de intercepção de dois raios laser e respectivas grandezas características.....	38
Figura 2.13: Pormenor da zona de interferência de dois feixes laser.....	39
Figura 2.14: Princípio da sensibilidade ao sentido do escoamento do sistema laser; movimentação das franjas de interferência através da introdução de um desvio de frequência num dos feixes incidentes.....	41
Figura 2.15: Esquema dos componentes de um sistema laser unidimensional.....	42
Figura 2.16: Variação da intensidade da luz difundida pelas partículas em função do ângulo relativo ao raio incidente (Durst et al. (1981)).....	43
Figura 2.17: (a) Configuração de um sistema óptico em “forward scatter”; (b) fotografia da instalação.....	44
Figura 2.18: Sinal de entrada no processador após filtragem, “burst”.....	45
Figura 2.19: Sistema de fixação da sonda.....	51
Figura 2.20: (a) Representação esquemática da medição da componente horizontal de velocidade; (b) decomposição do vector velocidade.....	52
Figura 2.21: Constantes A e B (equações (2.29) e (2.30)) em função de θ_2 para $\theta_1=0$	54
Figura 2.22: (a) Representação esquemática da técnica para análise do efeito tridimensional; (b) imagem captada pela câmara de vídeo.....	55
Figura 3.1: Diagrama reológico típico dos fluidos com comportamento viscoso independente do tempo.....	64
Figura 3.2: Representação esquemática do escoamento de Couette plano entre duas placas paralelas.....	66
Figura 3.3: Reómetro Physica MCR301 onde se realizaram os ensaios reológicos.....	67
Figura 3.4: Ilustração da geometria de cone e prato usada na caracterização reológica das soluções.....	68

Figura 3.5: Efeito de Weissenberg	69
Figura 3.6: Representação esquemática do princípio de funcionamento do reómetro extensional (imagem retirada do Manual do reómetro Caber).....	72
Figura 3.7 : Reómetro HAAKE CaBer1 da “Thermo Electron Corporation” onde se realizaram os ensaios reológicos elongacionais.....	74
Figura 3.8: Curva típica de um fluido reofluidificante	76
Figura 3.9 : Modelo mecânico análogo de um fluido de Maxwell.	78
Figura 3.10 : Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de XG e respectivas curvas de ajuste (lei de potência, modelo Carreau-Yasuda) ($T=20^{\circ}\text{C}$).....	87
Figura 3.11: Influência da temperatura na viscosidade de corte da solução aquosa de goma de xantano ..	88
Figura 3.12: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.2% XG, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.....	90
Figura 3.13: Influência da temperatura nos módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.2% XG, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.....	91
Figura 3.14: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução de goma de xantano e respectiva curva de ajuste ($T= 20^{\circ}\text{C}$).	92
Figura 3.15: Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.2% XG ao longo de 3 dias de bombagem ($T=20^{\circ}\text{C}$).....	93
Figura 3.16: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.2% XG ao longo de 3 dias de bombagem; para uma amplitude de deformação constante de 0.2 ($T=20^{\circ}\text{C}$).....	93
Figura 3.17: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da taxa de deformação, para a solução de goma de xantano (0.2%) ao longo de 3 dias de bombagem ($T= 20^{\circ}\text{C}$).....	94
Figura 3.18: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.2% XG ($T=20^{\circ}\text{C}$). Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell (linhas).....	95
Figura 3.19: Evolução de λ em função da taxa de deformação $\dot{\gamma}$	96
Figura 3.20 : Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.125% PAA ao longo de 2 dias de bombagem ($T=25^{\circ}\text{C}$).	97
Figura 3.21: Módulos de dissipação, G'' , e de conservação, G' , para a solução de PAA ao longo de 2 dias de bombagem; para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.	97
Figura 3.22: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução de poliácridamida (0.125%) ao longo de 2 dias de bombagem, ($T=25^{\circ}\text{C}$).	98
Figura 3.23: Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.125% PAA e respectivas curvas de ajuste (lei de potência, modelo Carreau-Yasuda) ($T=25^{\circ}\text{C}$).....	100
Figura 3.24: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.125% PAA, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.....	101
Figura 3.25: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	102
Figura 3.26: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.125% PAA ($T=25^{\circ}\text{C}$). Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell (linhas).....	103
Figura 3.27: Variação de λ em função da taxa de deformação $\dot{\gamma}$	103
Figura 3.28 : Dados experimentais da viscosidade viscométrica para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	104
Figura 3.29 : Módulo de dissipação, G'' , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	105
Figura 3.30 : Módulo de conservação, G' para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$).....	105
Figura 3.31: Coeficiente da primeira diferença de tensão normal, ψ_1 , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$)	106
Figura 3.32: Diâmetro do filamento em função do tempo para 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste ($T= 25^{\circ}\text{C}$).	107
Figura 4.1: Representação esquemática da conduta a montante da célula.....	112
Figura 4.2: Perfis de velocidade longitudinal segundo a direcção z na posição $x/H=0$ e $x/H= -6.125$..	113
Figura 4.3: Perfis de flutuações de velocidade segundo a direcção z na posição $x/H=0$ e $x/H= -6.125$..	114
Figura 4.4: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e os resultados de Kim et al. (1987) (linhas) em coordenadas de parede na posição $x/H=5.7$, $z/W=0$ e $\text{Re}=13750$ (a) velocidade média (b) perfil de velocidade do rms	116
Figura 4.5: Perfis transversais da componente horizontal (u) da velocidade na conduta rectangular para $\text{Re}=13750$ e $z/W=0$	117

Figura 4.6: Perfis transversais de flutuações da componente longitudinal de velocidade no final da conduta rectangular para $Re=13750$ e $z/W=0$	118
Figura 4.7: Sequências de fotografias captadas em escoamento turbulento, $Re=10000$	119
Figura 4.8: Sequência de fotografias captadas em escoamento turbulento, $Re=10000$	120
Figura 4.9: Representação esquemática das zonas de escoamento.....	121
Figura 4.10: Perfis transversais da componente longitudinal (u) da velocidade (valores médios) na zona de impacto para $Re=13750$ e $z/W=0$	122
Figura 4.11: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=13750$	123
Figura 4.12: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u) (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=13750$	123
Figura 4.13: Perfis transversais de flutuações da componente longitudinal da velocidade na zona de impacto para $Re=13750$ e $z/W=0$	124
Figura 4.14: Campo vectorial de velocidade na zona de impacto para $Re=13750$ na posição $z/W=0.45$	124
Figura 4.15: Perfis da componente vertical (v) de velocidade na célula para $Re=13750$; (a) na posição $y/H=0.6$, $x/H=0.4$; (b) na posição $y/H=-0.6$, $x/H=0.075$	125
Figura 4.16: Perfis de $\sqrt{u'^2}$ (rms da componente vertical das flutuações de velocidade) na célula para $Re=13750$ (a) na posição $y/H=0.6$, $x/H=0.4$; (b) na posição $y/H=-0.6$, $x/H=0.075$	126
Figura 4.17: Perfis da componente vertical de velocidade na célula para $Re=13750$ nas posições (O) $y/H=4.25$ e $z/W=0.45$ (\square) $y/H=-4.25$ e $z/W=0.45$	126
Figura 4.18: Perfis de intensidade de turbulência na célula para $Re=13750$ nas posições (O) $y/H=4.25$ e $z/W=0.45$ (∇) $y/H=-4.25$ e $z/W=0.45$	127
Figura 4.19: Campo de vectores velocidade na célula para $Re=13750$ na posição $z/W=0.45$	128
Figura 4.20: Linhas de corrente na da célula para $Re=13750$ e $z/W=0.45$	129
Figura 4.21: Perfis da componente vertical da velocidade (a) médias (b) flutuações na célula na posição $z/W=0.45$ para $Re=13750$	130
Figura 4.22: Contornos da intensidade de turbulência na da célula para $Re=13750$ na posição $z/W=0.45$	131
Figura 4.23: Representação esquemática do escoamento tridimensional e efeito da proximidade das paredes laterais.....	132
Figura 4.24: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$; (a) perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção transversal (z); (b) representação esquemática das posições de medida.....	133
Figura 4.25: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$. Diagrama de contorno da componente vertical da velocidade segundo as direcções z e x para $y/H=-1.75$. (metade inferior).....	133
Figura 4.26: Perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção x para $Re=13750$ e $y/H=-1.75$	134
Figura 4.27: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$. Diagrama de contorno da componente longitudinal da velocidade segundo as direcções z e x para $y/H=-1.75$ (metade inferior).....	135
Figura 4.28: Perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção z na posição $y/H=0$ e $x/H=-5.7$ para $Re=136$	136
Figura 4.29: Comparação entre valores experimentais (símbolos) e expressões teóricas (linhas) do perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na posição $x/H=-5.7$	137
Figura 4.30: Perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na posição $z/W=0$ para $Re=136$	138
Figura 4.31: Perfis da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na região do prato de impacto para $Re=136$ e $z/W=0$	139
Figura 4.32: Campo vectorial na zona de impacto para $Re=136$ e $z/W=0$	140
Figura 4.33: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re=136$ e 13750	140
Figura 4.34: (a) Perfil da variação longitudinal da componente longitudinal da velocidade adimensional (u) (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=136$ e 13750	141
Figura 4.35: (a) Perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção z na célula; (b) Perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção x na saída da célula.....	142
Figura 4.36: Campo vectorial na posição $z/W=0.45$ para $Re=136$	143
Figura 4.37: Escoamento na célula, linhas de corrente na posição $z/w=0.45$ para $Re=136$	143

Figura 4.38:Escoamento na célula, linhas de corrente no plano $z/W=0.45$ para $Re=275$.	144
Figura 4.39: Escoamento na célula para (O) $Re=136$ e (Δ) $Re=275$. Perfis da componente vertical da velocidade no plano $z/W=0.45$.	145
Figura 4.40: Representação esquemática do escoamento tridimensional na zona de separação, $Re=275$.	146
Figura 4.41: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re=136$.	147
Figura 4.42: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re=275$.	148
Figura 4.43: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção transversal (z), na posição $y/H=0$ e $x/H=-0.4$ para $Re^*=200$.	151
Figura 4.44: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) na posição $x/H=-5.7$. Comparação entre dados experimentais (símbolos) e expressão teórica (linha).	152
Figura 4.45: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo do plano $z/W=0$ na saída da conduta para $Re^*=200$.	153
Figura 4.46: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo do $z/W=0$ na zona do prato de impacto para $Re^*=200$.	154
Figura 4.47: Campo vectorial de escoamento na zona de impacto para $Re^*=200$ no plano $z/W=0$.	155
Figura 4.48: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re^*=100$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG.	156
Figura 4.49: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u); (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re^*=200$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG.	156
Figura 4.50: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re^*=200$.	157
Figura 4.51: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção longitudinal (x) para $Re^*=200$ na posição (O) $y/H=4.9$ (\square) $y/H=-4.9$ e $z/W=0.45$.	158
Figura 4.52: Campo vectorial de velocidade na célula para $Re^*=200$ na posição $z/W=0.45$.	159
Figura 4.53:Escoamento dentro da célula, linhas de corrente no plano $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.	160
Figura 4.54: Perfis da componente vertical (v) da velocidade em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.	160
Figura 4.55: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z).	161
Figura 4.56: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção z na posição $x/H=-0.5$ e $y/H=0$ para $Re^*=200$.	163
Figura 4.57: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e teóricos (linha). Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) para $z/W=0$ e $x/H=-5.7$.	164
Figura 4.58: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) na posição $z/W=0$ para $Re^*=200$.	165
Figura 4.59: Evolução ao longo da direcção longitudinal (x) do perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) para $z/W=0$ na zona de impacto para $Re^*=200$.	166
Figura 4.60: Campo vectorial de velocidade na zona de impacto para $Re^*=200$ e $z/W=0$.	166
Figura 4.61: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re^*=200$ Newtoniano, e $Re^*=200$ XG e PAA.	167
Figura 4.62: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u); (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re^*=200$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG e PAA.	168
Figura 4.63: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z).	169
Figura 4.64: Perfis da componente vertical da velocidade (v), segundo a direcção x nas posições (O) $y/H=4.9$, (\square) $y/H=-4.9$ e $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.	169
Figura 4.65: Campo vectorial na célula para $Re^*=200$ na posição $z/W=0.45$.	170
Figura 4.66:Escoamento na célula, linhas de corrente na posição $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.	171
Figura 4.67: Perfis da componente vertical (v) da velocidade em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W=0.45$ e para $Re^*=200$.	171
Figura 4.68: Perfis da componente vertical (v) da velocidade ao longo da direcção transversal (z).	173
Figura 5.1: Representação esquemática de um volume de controlo elementar.	180
Figura 5.2: Domínio de cálculo considerado; (a) representação esquemática; (b) blocos usados na simulação numérica.	185
Figura 5.3: Comprimento de recirculação para $Re^*=200$ ao longo da dimensão z para várias malhas.	187
Figura 5.4: Representação da malha M30a); (a) vista no plano $z=0$; (b) vista tridimensional.	187

Figura 5.5: Representação gráfica de X_R/H em função da dimensão característica, $\Delta y_{\min}/H$ nas várias malhas computacionais e curva de ajuste para $z/H=0$.	190
Figura 5.6: Comparação entre dados experimentais (símbolos), expressões teóricas e resultados das simulações numéricas para fluidos newtonianos na conduta rectangular, $Re^*=100$ e $Re^*=200$ em $x/H=-5.7$ e $z/W=0$.	191
Figura 5.7: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para fluidos newtonianos na célula, $Re^*=100$ e $Re^*=200$ em $y/H=0.8$, $z/W=0.45$.	192
Figura 5.8: Perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção z na posição $y/H=1.65$, $x/H=0.525$ para $Re^*=100$ e $Re^*=200$ (fluidos newtonianos).	192
Figura 5.9: Comparação entre dados experimentais (símbolos), expressões teóricas e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na conduta rectangular, para $Re^*=200$ em $x/H=-5.7$, $z/W=0$.	193
Figura 5.10: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na célula, para $Re^*=200$ em $y/H=0.8$, $z/W=0.45$.	194
Figura 5.11: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na célula, para $Re^*=200$ em $y/H=1.65$, $x/H=0.525$.	195
Figura 5.12: Caracterização do escoamento na célula para $Re^*=200$; (a) linhas de corrente no plano $z/H=0$; (b) contorno da componente longitudinal (u/U) de velocidade.	196
Figura 5.13: Contorno de velocidade para $Re^*=200$ no plano $z/H=0$ (a) componente vertical (v/U) da velocidade (b) componente transversal (w/U) da velocidade.	197
Figura 5.14: Contorno de velocidade nos planos $y/H=0.5$, $y/H=0.6$, $y/H=1.25$ e $y/H=1.75$: (a) componente longitudinal (u/U); (b) componente vertical (v/U).	198
Figura 5.15: Contorno da componente transversal (w/U) da velocidade nos planos $y/H=0.5$, $y/H=0.6$, $y/H=1.25$ e $y/H=1.75$.	199
Figura 5.16: Linhas de corrente na zona de recirculação para $Re^*=200$.	200
Figura 5.17: Contorno de tensões no prato de impacto ($x/H=0.8$) para $Re^*=200$.	201
Figura 5.18: Variação da pressão normalizada ao longo do prato de impacto para $Re^*=200$ (a) contorno da pressão; (b) pressão para $z/H=0$ e $x/H=0.8$.	202
Figura 5.19: Sistema de eixos $x'y'$ para análise das tensões de corte na parede inclinada.	203
Figura 5.20: Componentes da tensão nos dois sistemas de eixos considerados.	203
Figura 5.21: Contorno das tensões de corte na parede inclinada ($x/H=0$) para $Re^*=200$.	204
Figura 5.22: Variação da pressão normalizada ao longo da parede inclinada para $Re^*=200$ (a) contorno da pressão; (b) pressão para $z/H=0$ e $x/H=0$ segundo a direcção da parede inclinada.	205
Figura 5.23: C_{IC} (valores da teoria unidimensional) função do número de Reynolds para diferentes valores de n .	210
Figura 5.24: C_{IC} e C_I função do número de Reynolds para diferentes valores de n . Símbolos a cheio correspondem a valores do coeficiente de atrito obtidos por simulação numérica (C_I), símbolos abertos a valores do coeficiente de atrito obtidos com o modelo unidimensional (C_{IC}).	212
Figura 5.25: (a) valores de ΔC_F , ΔC_{F1} , e ΔC_{F2} versus número de Reynolds ($n=1$); (b) valores ΔC_p , ΔC_{p01} e ΔC_{p02} versus número de Reynolds ($n=1$).	213
Figura 5.26: (a) ΔC_F , ΔC_p , ΔC_β e C_R versus número de Reynolds ($n=1$); (b) zoom de ΔC_F , ΔC_p , ΔC_β e C_R versus número de Reynolds ($n=1$).	214
Figura 5.27: Comprimento de recirculação (X_R) ao longo da direcção z ; (a) fluidos newtonianos ($n=1$); (b) $Re^*=200$ versus n .	215
Figura 5.28: Comprimento de recirculação função de Re^* para diversos valores de n e $z/W=0$.	216
Figura 5.29: Comprimento de recirculação (X_R/H) função de Re^* ao longo da direcção z , $n=1$; (a) $h=2$ mm; (b) $h=6$ mm.	217
Figura 5.30: Comprimento de recirculação (X_R/H) ao longo da direcção z para $h=2$ mm, $h=4$ mm e $h=6$ mm; $n=1$ $Re^*=200$.	217
Figura 5.31: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0.77$ para três alturas do canal de saída: $h=2$ mm, $h=4$ mm, $h=6$ mm.	218
Figura 5.32: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0.46$ para três alturas do canal de saída: $h=2$ mm, $h=4$ mm, $h=6$ mm.	219
Figura 5.33: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0$ para uma altura do canal de saída de $h=2$ mm.	220

Lista de símbolos

Símbolos Latinos

a	Parâmetro do modelo de Carreau
C_I	Coefficiente de perda de carga obtido por simulação numérica
C_{IC}	Coefficiente de perda de carga obtido pela teoria unidimensional
\mathbf{D}	Tensor velocidade de deformação
D	Distancia do ejetor ao prato de impacto
De	Número de Débora
D_H	Diâmetro hidráulico
D_j	Diâmetro do ejetor
D_p	Diâmetro do prato
f	Factor de atrito
G	Módulo de distorção
G'	Módulo de conservação de um fluido
G''	Módulo de dissipação de um fluido
h	Altura da conduta rectangular de saída
H	Altura da conduta rectangular de entrada
I	Primeiro invariante (traço)
II	Segundo invariante
L	Comprimento do prato
L_P	Comprimento do prato de impacto
N	Numero de amostras
N_i	Diferença de tensões
n	Expoente da lei de potência ou índice de comportamento
P	Pressão
\dot{Q}_{in}	Caudal volúmico
K	Índice de consistência ou coeficiente da lei de potência
k	Condutividade térmica
R	Coordenada radial
Re	Número de Reynolds
Re^*	Número de Reynolds de Kozicki
t	Tempo

T	Temperatura
u	Vector velocidade
u, v, w	Componentes cartesianas da velocidade
U	Velocidade média
V	Volume de uma célula
x, y, z	Coordenadas cartesianas
x', y', z'	Coordenadas cartesianas segundo a parede inclinada
x_i	Coordenada cartesiana segundo a direcção i
X_R	Comprimento da recirculação
W	Semi-largura da conduta rectangular
y	Coordenada normal
z	Coordenada transversal

Índices inferiores

i, j, k	Índices das coordenadas cartesianas
max	Máximo
min	Mínimo
∞	Taxa de deformação infinita
0	Taxa de deformação nula; condições de referência

Símbolos gregos

α	Coeficiente de transferência de calor
α	Factor de forma da energia
β	Factor de forma da quantidade de movimento
Δ	Variação
δ	Factor de perda
ε	Deformação elástica relativa de um corpo sólido
ε	Parâmetro do modelo PTT
$\dot{\varepsilon}$	Taxa de extensão
ϕ	Diâmetro
γ	Deformação
$\dot{\gamma}$	Taxa de deformação
$\dot{\gamma}$	Tensor taxa de deformação
η	Viscosidade viscosimétrica (de corte); parâmetro dos modelos viscoelásticos
η', η''	Viscosidades dinâmicas (escoamento dinâmico de corte)
η_E	Viscosidade elongacional
κ	Erro estimado através da extrapolação de Richardson
λ	Comprimento de onda
λ	Tempo de relaxação
λ_T	Parâmetro do modelo de Carreau simplificado, s
ρ	Massa volúmica
τ	Tensão
$\boldsymbol{\tau}$	Tensor das tensões
τ_{xy}	Tensão de corte
τ_{xx}	Tensão normal
τ_{yy}	Tensão normal

ξ	Parâmetro de deslizamento (modelo PTT)
ψ	Coefficiente de tensão normal
ω	Frequência angular
μ	Viscosidade dinâmica
μ_0	Primeira região Newtoniana
μ_∞	Segunda região Newtoniana
ν	Viscosidade cinemática
ω	Frequência angular no ensaio oscilatório

Abreviaturas

AR	Aspect ratio (razão de esbelteza)
CDS	Esquema de diferenças centradas de 2ª ordem (Central Differencing Scheme)
CFD	Computational Fluid Dynamics (Dinâmica de fluidos computacional)
CMC	Celulose carboximetilica
CUBISTA	Convergent and Universally Bounded Interpolation Scheme for Treatment of Advection
DNS	Direct numerical simulation (simulação numérica directa)
EPTT	Versão exponencial do modelo PTT
LDA	Laser-Doppler Anemometry (Laser-Doppler anemometria)
LDV	Laser-Doppler Velocimetry (Laser-Doppler Velocimetria)
LES	Large eddy simulation (simulação de grandes escalas)
LIF	Laser induced fluorescence (fluorescência induzida por laser)
LUDS	Esquema de diferenças de montante de 2ª ordem (Linear Upwind Differencing Scheme)
PAA	Poliacrilamida
PIV	Particle image velocimetry (velocimetria por imagem de partículas)
PTT	Modelo de Phan-Thien–Tanner
SIMPLE	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
SIMPLEC	Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations - Consistent
SPTT	Versão simplificada do modelo PTT ($\xi = 0$)
UCM	Modelo convectivo superior de Maxwell (Upper Convected Maxwell model)
UDS	Esquema de diferenças de montante de 1ª ordem (Upwind Differencing Scheme)
XG	Xhantan gome (goma de xantano)

1 Introdução

A presente tese está dividida em cinco capítulos. Neste capítulo introdutório, o leitor encontra generalidades sobre jactos de impacto. Diferentes configurações de jactos são apresentadas e discutidas, principalmente as relacionadas com o estudo realizado.

1.1 Enquadramento e objectivo

Ao longo deste trabalho, é apresentado um estudo sobre jactos de impacto planos confinados por uma parede inclinada. O objectivo é caracterizar a hidrodinâmica neste tipo de jactos utilizando para tal fluidos newtonianos em regimes laminar e turbulento e não newtonianos em regime laminar.

Os jactos de impacto têm uma larga aplicação industrial pois providenciam elevadas taxas de transferência de calor e de massa. Algumas das suas aplicações industriais são por exemplo: o arrefecimento das pás de turbinas, o arrefecimento de metais na indústria siderúrgica, a tempera de vidro, vários processos de arrefecimento na indústria do papel, na industria têxtil, na indústria alimentar e na indústria de componentes electrónicos. Na indústria de componentes electrónicos, a exigência de um arrefecimento eficiente obrigou ao desenvolvimento de sistemas de arrefecimento através de jactos de impacto permitindo elevadas taxas de transferência de calor. Um dos estudos mais recentes realizados nesta área é descrito por Kercher et al. (2003). No caso da secagem na indústria de celulose é usualmente utilizada uma bateria de jactos de

ar colocada num plano paralelo à tira de papel. A tira de papel desloca-se a elevada velocidade e é suportada pelos jactos (Biegelsen et al. (2000)). Um resumo das diversas aplicações de jactos de impacto na indústria alimentar é apresentado por Sarkar et al. (2004).

Os jactos de ar que permitem o desembaciamento dos vidros dos automóveis são um exemplo da aplicação de jactos de impacto no dia a dia. São jactos rectangulares com parede de impacto inclinada e em que o fluido de trabalho é o ar. Não é somente um jacto, mas múltiplos jactos de ar não confinados com interferência entre os escoamentos. Patel e Roy (2002) realizaram um estudo nesta área, investigando a influência, quer do ângulo de incidência do jacto rectangular, quer do número de Reynolds no número de Nusselt, para um par de jactos rectangulares que embatem numa superfície inclinada. Esta investigação foi realizada numericamente através do código comercial FLUENT o qual usa o método dos volumes finitos.

Os jactos de impacto são utilizados igualmente para promover a transferência de massa, com aplicações na área da electroquímica e dos processos de separação por membranas. Ao longo dos últimos 30 anos, as membranas começaram a ser utilizadas em vários processos industriais como agentes de separação de componentes. A sua aplicabilidade tem-se alargado com o tempo e actualmente os processos de separação por membranas são utilizados em áreas tão diversas como a separação de gases, a dessalinização da água do mar ou a hemodiálise. As tecnologias de separação por membranas beneficiaram do desenvolvimento de novos tipos de membranas mais selectivas e mais permeáveis e tornaram-se mais competitivas. Estas tecnologias têm em geral custos de capital e de funcionamento inferiores aos dos processos de separação clássicos, como é o caso do tratamento de soluções aquosas em processos industriais. As soluções são concentradas e purificadas por processos de separação por membranas como a ultrafiltração ou a osmose inversa. Bemberis e Neely (1986) estudaram várias situações em que a ultrafiltração é mais competitiva que os processos clássicos, por exemplo, na desidratação de produtos alimentares em comparação com o processo clássico de atomização. Numa célula de separação por membranas, o escoamento é perturbado pela passagem de permeado através da membrana. No seio do escoamento a perturbação é desprezável, mas na vizinhança da membrana é suficiente para condicionar o transporte de massa. Assim numa célula de separação por membranas, o escoamento é igual ao escoamento numa célula com a mesma geometria mas de paredes impermeáveis acrescido de uma perturbação.

Como o transporte de massa depende do escoamento, a polarização por concentração, relacionada com a camada limite de concentração de soluto junto à membrana, pode ser atenuada por alteração das condições hidrodinâmicas. Não é por isso surpreendente que a procura de condições hidrodinâmicas que favoreçam a transferência de massa tenha sido a motivação de alguns trabalhos de investigação. As condições hidrodinâmicas dependem da geometria da célula, da velocidade média à entrada da célula e das propriedades físicas do retido (viscosidade e massa volúmica, pressão osmótica e difusividade). Estas propriedades físicas dependem da concentração do soluto (retido) na proximidade da membrana. O método mais óbvio para aumentar a transferência de massa é o uso de condições hidrodinâmicas que favoreçam a turbulência. Exemplo disso é o estudo de Poyen et al. (1987) sobre a introdução de promotores de turbulência numa célula de separação por membranas. No entanto, em muitos casos, os fluidos a tratar são relativamente viscosos, como por exemplo na concentração de sumos. Quando os fluidos são muito viscosos, o escoamento dificilmente se torna turbulento e o regime de escoamento é forçosamente laminar. Alguns estudos procuraram desenvolver condições de escoamento que promovam elevadas taxas de transferência de massa em regime laminar, como é o caso dos estudos de escoamento oscilatório de Colman e Mitchell (1991) e Kennedy et al. (1974). Outros empregam jactos de impacto confinados como é o caso de Miranda e Campos (2001), que estudaram a redução da polarização por intermédio de jactos de impacto confinados por uma parede cónica. Estes autores concluíram que o confinamento cónico não permite uma área de impacto suficientemente elevada e sugeriram o estudo de jactos de impacto rectangulares confinados por paredes planas inclinadas. É exactamente objectivo desta tese investigar em detalhe a hidrodinâmica de jactos de impacto rectangulares e confinados por paredes planas inclinadas com fluidos viscosos cujos escoamentos têm lugar essencialmente no regime laminar ou no regime turbulento. Uma vez que frequentemente os fluidos viscosos industriais apresentam características reológicas não lineares, este estudo aborda também a hidrodinâmica de alguns fluidos não newtonianos. Esta investigação concentra-se na hidrodinâmica deste escoamento e realizou-se por recurso a métodos experimentais e numéricos que deverão futuramente ser estendidos à transferência de calor e de massa.

1.2 Jactos de impacto

Nesta secção faz-se uma breve revisão dos conhecimentos actuais sobre jactos de impacto e fenómenos associados e apresentam-se as principais conclusões dos estudos realizados nesta área. Os jactos de impacto são criados por dispositivos como o representado na Figura 1.1. Estes dispositivos são constituídos por um ejector apontado a uma superfície sólida (parede de impacto). O ejector cria um escoamento de alta velocidade (jacto) que é lançado contra a superfície e, após o impacto, o fluido espalha-se na direcção paralela à parede sólida. Junto à parede de impacto, o gradiente de velocidade é muito elevado favorecendo o transporte/transferência de calor ou massa.

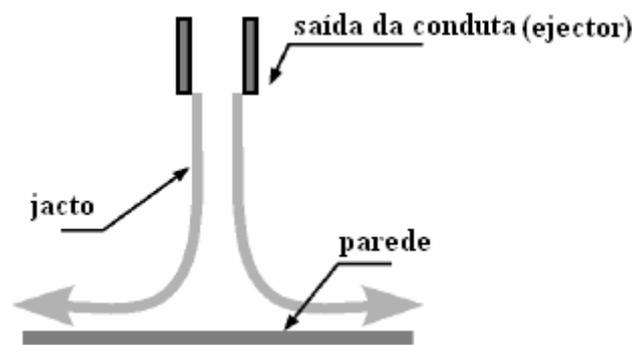


Figura 1.1: Jacto de impacto

As aplicações dos jactos de impacto podem dividir-se em três categorias distintas, conforme os fenómenos de transporte envolvidos, a saber:

- i) transferência de calor;
- ii) transferência simultânea de calor e de massa (secagem);
- iii) transferência de massa.

Cada uma destas categorias levou os investigadores a estudar as características/padrões de escoamento e o fenómeno de transporte envolvido. Como cada tipo de aplicação tem características próprias, nem sempre os interesses dos investigadores das diferentes áreas coincidem.

Os jactos de impacto podem ser classificados de acordo com as suas características mais relevantes. Um jacto pode ser constituído por uma única fase (jacto monofásico), a qual pode ser líquida ou gasosa, ou por mais que uma fase (jacto multifásico). Os jactos líquidos dizem-se livres quando imergem num meio gasoso. Um

jacto monofásico diz-se imerso quando imerge num meio formado pelo próprio fluido. Em jactos de impacto imersos, forma-se uma camada de corte na interface entre o jacto e o fluido circundante. Esta camada de corte é instável e gera turbulência. Em jactos livres, este tipo de instabilidade não é normalmente importante e os movimentos turbulentos gerados na camada de corte não tem um efeito significativo no escoamento. Os jactos imersos podem ainda ser distinguidos em jactos confinados e não confinados (ver Figura 1.2) sendo os primeiros os de aplicação mais comum na indústria. Em aplicações industriais, por vezes, um jacto simples não é suficiente para efectuar o arrefecimento. Nestes casos usa-se um conjunto de jactos, com um escoamento global bastante complexo (Patel e Roy (2002)).

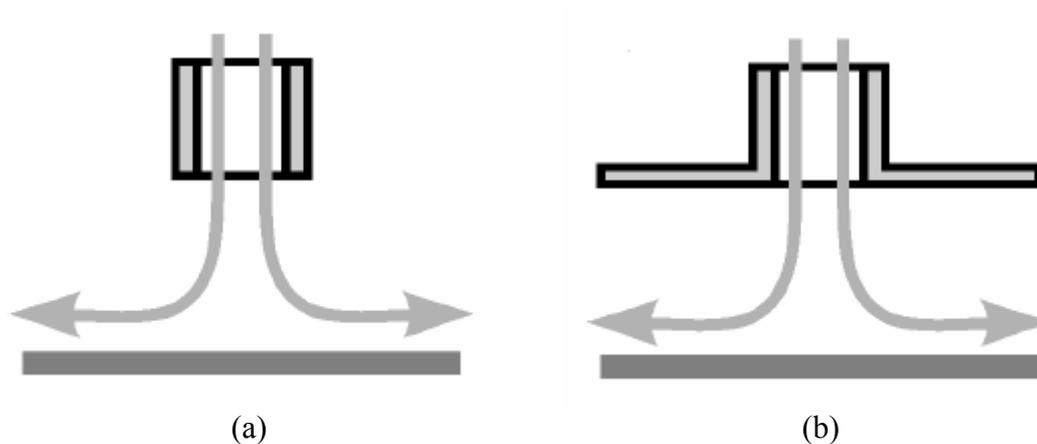


Figura 1.2: Representação esquemática de um jacto (a) não confinado; (b) confinado.

O ejetor de um jacto pode estar disposto oblíqua ou perpendicularmente à parede de impacto. Para produzir jactos de impacto são utilizados ejetores de vários tipos sendo mais comuns os de secção circular e os de secção rectangular. Os ejetores de secção circular geram jactos cilíndricos, assim designados por terem simetria cilíndrica. Os ejetores de secção rectangular, que apresentam uma secção de comprimento muito maior que a largura, designam-se por jactos planos¹.

Ao longo deste trabalho é apresentado um estudo de jactos de impacto planos. O jacto é monofásico, imerso, confinado e perpendicular à parede de impacto. Não foram encontrados estudos sobre jactos confinados por uma parede inclinada, mas são revistos de seguida vários estudos sobre jactos confinados por uma parede horizontal.

¹ Tradução do inglês “slot”

Padrão geral do escoamento

O padrão geral de escoamento depende da geometria do ejetor. Foram analisados trabalhos sobre dois tipos de jactos: jactos cilíndricos e jactos planos.

Jactos cilíndricos

A configuração típica do dispositivo utilizado para criar jactos cilíndricos está representada na Figura 1.3.

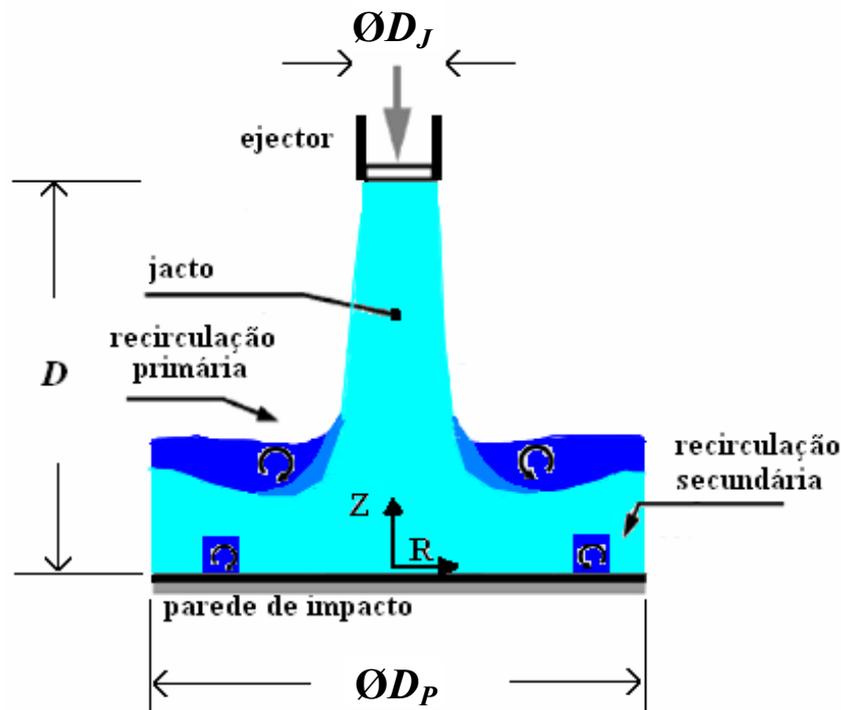


Figura 1.3: Escoamento num jacto cilíndrico não confinado, imerso.

Na Figura 1.3, estão assinalados o ejetor circular de diâmetro D_J e uma parede de impacto igualmente circular de diâmetro D_P . A distância entre o ejetor e a parede de impacto é D . O jacto cilíndrico forma-se à saída do ejetor e ao atingir a superfície de impacto espalha-se na direcção radial. O sistema de coordenadas cilíndricas é o mais adequado para representar este escoamento: coordenada axial, Z , radial, R , e azimutal, ϕ . Como o escoamento é axissimétrico, os campos de velocidade e de pressão não dependem da variável azimutal e a componente azimutal da velocidade, V_ϕ , é nula. O escoamento fica completamente caracterizado pelas componentes radial, V_R , e axial, V_Z , da velocidade e pela pressão, que dependem exclusivamente de R e de Z .

O fluido em escoamento designa-se por jacto enquanto que as duas zonas de recirculação, que se podem observar na Figura 1.3, são designadas por zona de recirculação principal e zona de recirculação secundária. O jacto pode dividir-se ainda em três zonas principais: zona de jacto livre, zona de estagnação ou impacto e zona de escoamento de parede (ou radial) (ver Figura 1.4).

A zona de jacto livre localiza-se abaixo da saída do ejector e caracteriza-se por ser uma zona em que o escoamento não é afectado pela parede de impacto. Nesta zona, o escoamento tem direcção axial e a componente axial da velocidade é negativa de acordo com os eixos coordenados escolhidos. É constituída por duas sub-zonas: o núcleo do jacto e a zona de mistura. O núcleo do jacto é a parte do jacto livre em que o escoamento não é afectado pela zona de recirculação principal.

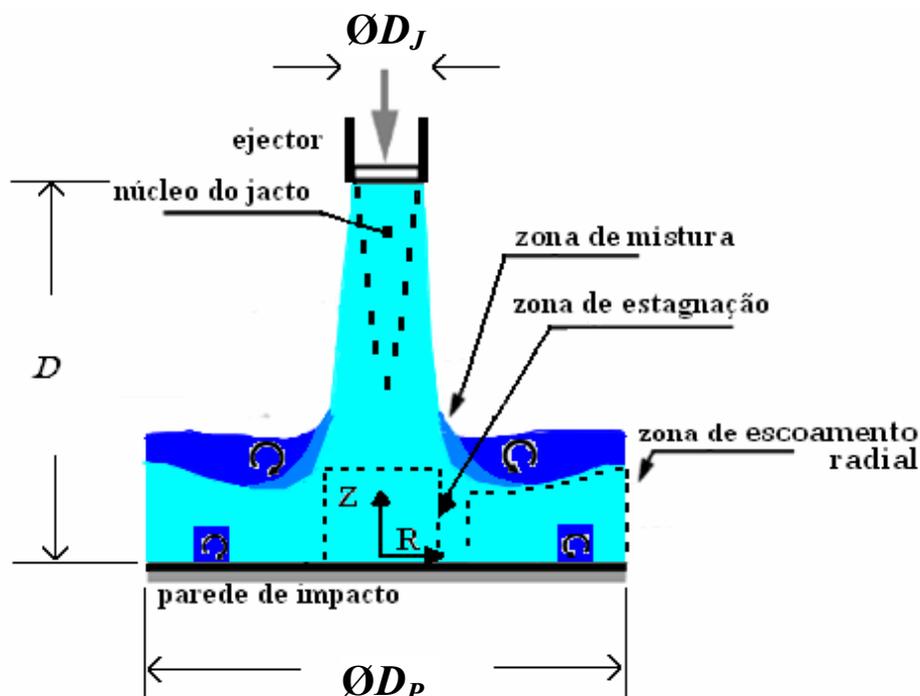


Figura 1.4: Jacto cilíndrico não confinado imerso; zonas do jacto.

A zona de estagnação ou de impacto é uma zona de desaceleração axial e de aceleração radial onde a pressão aumenta à medida que a coordenada Z diminui e diminui à medida que a coordenada R aumenta. O ponto de impacto, que coincide com a origem dos eixos coordenados, é o ponto de estagnação. Neste ponto, a velocidade é nula e a pressão é máxima. A zona de impacto estende-se na direcção radial até ao ponto em que a pressão deixa de diminuir. O ponto em que a zona de impacto termina depende da distância do ejector à parede de impacto.

A zona de escoamento radial localiza-se após a zona de impacto, entre a parede de impacto e a zona de recirculação principal. Ao longo desta zona, o escoamento é radial e a espessura do jacto cresce lentamente. No início, a zona de escoamento radial tem uma altura reduzida. Se existir uma parede confinante, a espessura do jacto cresce até o jacto ocupar todo o canal de escoamento. A zona inicial de escoamento radial designa-se por zona de parede.

A zona de recirculação principal está localizada na zona adjacente à de jacto livre e acima da zona de escoamento radial. Quando o jacto é confinado, ela está limitada acima pela parede confinante. O fluido desta zona encontra-se estagnado antes do sistema começar a funcionar e entra em recirculação por acção do jacto. Em jactos imersos, o jacto e a zona de recirculação principal são constituídos pelo mesmo fluido, mas em jactos livres, o jacto é líquido enquanto a zona de recirculação principal é gasosa. Esta zona é denominada por “zona de recirculação principal” para que possa ser distinguida de uma zona de recirculação mais pequena (zona de recirculação secundária) que se forma em alguns jactos e que se localiza na zona de escoamento radial.

Os indícios da existência da zona de recirculação secundária foram obtidos por Law e Masliyah (1984), para regime laminar e Obot et al. (1982) para regime turbulento e foram confirmados por Miranda e Campos (2000) numa célula de parede confinante cónica.

Nem todas as zonas referidas anteriormente estão presentes em todos os jactos de impacto. Quando o ejetor se encontra a menos de $1.2 D_j$ da parede de impacto, nem sequer existe zona de jacto livre, como é o caso do presente estudo.

Jactos planos

Uma configuração típica para jactos planos está representada na Figura 1.5. Esta representação não difere da de um jacto cilíndrico, já que as principais diferenças não são perceptíveis numa representação bidimensional. A saída do ejetor é rectangular, tem largura H e encontra-se a uma distância D da parede de impacto a qual tem uma largura L_p .

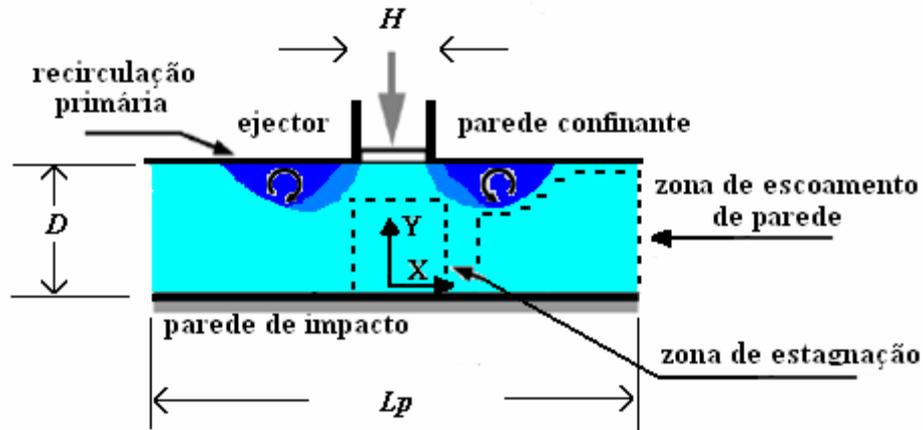


Figura 1.5: Jacto plano confinado.

Jacto de impacto plano confinado por uma parede inclinada

A célula que se pretende estudar tem um ejetor com uma secção recta rectangular, encontrando-se representada esquematicamente na Figura 1.6 metade da célula, pois esta é simétrica relativamente ao plano de simetria $x-y$. O sistema de coordenadas escolhido para representar este escoamento é o sistema de coordenadas cartesiano (x,y,z) , com origem no final da conduta rectangular a meia altura.

O ejetor tem uma altura H e uma largura $2W$. A parede confinante inclinada faz um ângulo de 12° relativamente ao plano vertical e o fluido sai da célula por duas condutas rectangulares de altura h .

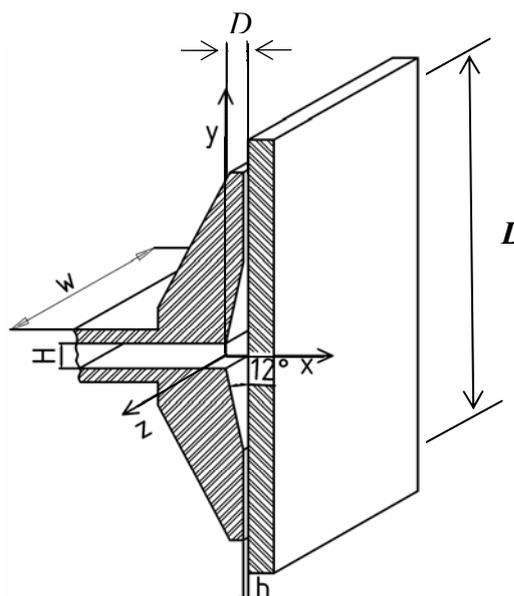


Figura 1.6: Representação esquemática da célula.

A parede de impacto é um prato rectangular de largura $2*W$ e altura L e está colocado a uma distância de D do ejetor. As distâncias D e h são bastante reduzidas. Fizeram-se estudos experimentais numa célula com $D/H = 0.8$ e $L/H = 6.6$, enquanto que as simulações numéricas foram efectuadas em células com $D/H = 0.7, 0.8$ e 0.9 e $L/H = 6.6$.

Nesta célula, o escoamento tem as características de um jacto de impacto rectangular imerso e confinado. O fluido sai da conduta rectangular (ejetor), atinge a parede de impacto e espalha-se saindo pelas condutas de altura h .

Para adimensionalizar os resultados de um estudo de um escoamento é necessário definir grandezas características, nomeadamente uma dimensão, uma velocidade e uma pressão de referência. A escolha é arbitrária e neste trabalho escolheu-se para dimensão característica D_H , o diâmetro hidráulico da conduta rectangular (ejetor), para velocidade característica U , a velocidade média na conduta rectangular de entrada e para pressão de referência P_0 , a pressão no ponto de intercepção entre o eixo da célula e a parede de impacto.

O padrão de escoamento na célula foi estudado para escoamento laminar newtoniano e não newtoniano e turbulento newtoniano.

1.3 Revisão bibliográfica

No âmbito desta revisão bibliográfica convém referir que o estudo de jactos de impacto está intimamente relacionado com o estudo de transferência de calor. Portanto, esta revisão bibliográfica aborda, não somente o estudo da hidrodinâmica dos jactos de impacto, como também a transferência de calor que lhe está normalmente associada.

Devido à grande quantidade de informação existente para jactos cilíndricos e planos tornou-se necessário a subdividir este capítulo em vários sub-capítulos consoante a geometria do ejetor e do fluido de trabalho. Apresenta-se de seguida a bibliografia referente aos jactos de ar cilíndricos.

Jactos de ar cilíndricos

O estudo de jactos cilíndricos em que o fluido de trabalho é o ar encontra-se bastante bem documentado. Donaldson e Snedeker (1971), Donaldson et al. (1971), Hoogendoorn (1977) e Lytle e Webb (1994) estudaram o campo de escoamento e a

transferência de calor em jactos axissimétricos. O artigo de revisão de Martin (1977) apresenta uma discussão geral das propriedades e taxas de transferência de calor para jactos livres cilíndricos. Aí também é feita uma análise da influência no escoamento da distância do ejetor ao prato de impacto. Yokobori (1979) estudou a turbulência na região de estagnação para jactos axissimétricos. As revisões de Hrycak (1981), Downs e James (1987), Jambunatham et al. (1992) e Webb e Ma (1995) tiveram como objectivo principal sistematizar dados sobre transferência de calor. Jambunatham et al. (1992) abordou com especial atenção a estrutura dos vórtices nos jactos para além da transferência de calor. A revisão de Webb e Ma (1995) tem igualmente resultados sobre o campo de velocidade dedicando-se quer a jactos imersos cilíndricos, quer a jactos livres cilíndricos. Na Tabela 1.1 são sumariados os trabalhos de revisão de literatura.

Tabela 1.1 – Artigos de revisão em jactos de impacto submersos

Autor	Quantidades medidas/calculadas
Becko (1976)	Revisão da literatura – transferência de calor, ênfase no arrefecimento de pás de turbinas
Martin (1977)	Revisão da literatura – transferência de calor
Hrycak (1981)	Revisão da literatura
Looney e Walsh (1984)	Revisão da literatura – campo de escoamento, estudo numérico
Downs e James (1987)	Revisão da literatura – transferência de calor
Polat (1993)	Revisão da literatura – aplicações de processo
Viskanta (1993)	Revisão da literatura

Hoogendoorn (1977) e Lytle e Webb (1994) estudaram a intensidade de turbulência de jactos circulares ($y/D_H < 0.5$) e verificaram que a distribuição do coeficiente de transferência de calor apresenta dois picos máximos. O primeiro fica próximo do ponto de estagnação e o segundo coincide com o local onde ocorre o máximo de flutuação da componente horizontal da velocidade (a $y/D_H = 0.05$ para $Re=7800$ e a $y/D_H = 0.025$ para $Re=13000$).

O facto do coeficiente de transferência de calor apresentar um máximo na zona de estagnação do jacto é normalmente um aspecto intrigante, já que nesta zona a magnitude da velocidade é aproximadamente zero. A razão para esta elevada taxa de transferência de calor está associada à elevada desaceleração do escoamento, o que provoca um elevado gradiente na camada térmica ($y=0$). O efeito deste elevado

gradiente é sustentado pela equação (1.1), em que T é a temperatura, y a posição vertical e k a condutibilidade térmica do ar, que define o coeficiente de transferência de calor (α). Quanto mais elevado o coeficiente de transferência maior é a taxa de calor transferida.

$$\alpha = \frac{k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0}}{T_{ar} - T_{prato}} \quad (1.1)$$

Há casos em que o coeficiente de transferência de calor não atinge o seu valor máximo na zona de estagnação. Por exemplo, quando o prato de impacto está muito próximo do ejector, isto é, quando o núcleo do jacto não se desenvolve completamente. Neste caso, o escoamento na região de estagnação é quase sempre laminar. O escoamento torna-se turbulento na zona de escoamento de parede resultando aí num pico do coeficiente de transferência de calor, aquando da transição. Estudos (Huber e Viskanta (1994), Lytle e Webb (1994)) para pequenas distâncias entre o ejector e o prato de impacto mostraram haver nestes casos um elevado potencial para arrefecimento de componentes na indústria electrónica.

À medida que o escoamento se desenvolve radialmente, a camada limite aumenta de espessura o que implica uma redução do coeficiente de transferência de calor

Da revisão bibliográfica, verifica-se que um jacto de impacto cilíndrico concentra o arrefecimento numa pequena extensão da zona de impacto (Zhou e Lee (2004; Zhou e Lee (2005))). Os jactos planos tem algumas vantagens significativas sobre os jactos cilíndricos, tais como maiores coeficientes de transferência de calor e de massa e uma maior uniformidade (Lin et al. (1997)).

O uso de múltiplos jactos cilíndricos permite uma maior uniformidade no arrefecimento através da criação de várias zonas de estagnação, i.e., zonas de transferência de calor máximas. No entanto, o uso de jactos múltiplos cria zonas de interacção dos vários escoamentos, o que complica a análise do escoamento após a zona de impacto. Estes problemas de interacção são críticos no arrefecimento de módulos de chips múltiplos, que requerem um arrefecimento uniforme. Para ultrapassar estes problemas, Wadsworth e Mudawar (1990) realizaram um estudo experimental de arrefecimento de um módulo de múltiplos componentes electrónicos através de um jacto plano confinado.

Verificaram que do uso de jactos planos resulta uma maior zona de impacto, garantindo igualmente uma maior uniformidade no arrefecimento dos componentes electrónicos. Sendo assim, torna-se bastante importante o estudo de jactos planos que se apresenta seguidamente.

Jactos de ar planos

Gardon e Akfirat (1965) e Korger e Krizek (1966) estudaram a intensidade de turbulência de jactos de ar planos na ausência de pratos de impacto, assim como as taxas de transferência locais de transferência de calor e de massa em jactos de impacto planos. Os seus resultados mostram um primeiro pico no coeficiente de transferência de calor/massa numa zona próxima da região de estagnação. Vários outros estudos salientam um comportamento não monotónico na distribuição do coeficiente de transferência de calor local em jactos planos quando a distância entre a saída do ejector e o prato de impacto é pequena ($y/D_H < 2.5$). Um desses estudos é o realizado por Gardon e Akfirat (1965) que observaram um segundo pico no coeficiente de transferência de calor a jusante do ponto de estagnação para distâncias ao centro do prato de impacto entre 1 e 3 diâmetros hidráulicos e atribuíram esse pico à transição da camada limite de laminar para turbulenta. Posteriormente Gardon e Akfirat (1966) fizeram um estudo experimental do coeficiente local e médio de transferência de calor entre um prato de impacto isotérmico e o jacto quer para um jacto simples quer para um conjunto de jactos múltiplos. Desse estudo experimental surgiram correlações para o número de Nusselt local no ponto de estagnação e para o número de Nusselt médio ao longo do prato de impacto.

Na sua revisão Martin (1977) aborda as propriedades dos jactos de uma forma global e apresenta correlações para prever as taxas de transferência de calor para jactos simples planos. É também realizada uma análise da influência no escoamento da distância do ejector ao prato de impacto.

Yokobori et al. (1978) estudaram o comportamento turbulento na região de estagnação para jactos planos. A revisão de Webb e Ma (1995), referida na secção anterior, também apresenta resultados sobre o campo de velocidade e sobre a taxa de transferência de calor em jactos imersos planos e jactos livres planos. Sakakibara et al.

(1997) realizaram um estudo experimental, usando PIV² e LIF³, e obtiveram perfis de velocidade e de temperatura em jactos de impacto planos, cuja distância ao prato de impacto é de 7 alturas da conduta. Ashforth-Frost et al. (1997) investigaram experimentalmente os campos de velocidade e de turbulência de um jacto plano confinado.

Vários estudos numéricos com previsões do escoamento de jactos de impacto planos têm sido realizados, quer em regime laminar, quer em regime turbulento. Miyazaki e Silberman (1972) estudaram as características do escoamento e da transferência de calor num jacto de impacto plano não confinado em regime laminar. Estes autores obtiveram o escoamento na região de escoamento potencial do jacto recorrendo à respectiva teoria e resolveram numericamente as equações da camada limite e da energia, por um método de diferenças finitas, para avaliar o escoamento e a transferência de calor na região próxima do prato de impacto.

Mujumdar et al. (1980) estudaram numericamente um jacto plano, confinado por uma parede plana, de ar húmido em regime laminar que embate numa superfície molhada isotérmica. Polat et al. (1989) fizeram uma revisão bibliográfica sobre simulação numérica de escoamentos e transferência de calor em jactos de impacto planos. Incluíram nesta revisão jactos confinados por uma parede plana e não confinados, nos regimes laminar e turbulento, e sumariaram as correspondentes técnicas numéricas. Os efeitos de parâmetros físicos e geométricos no padrão de escoamento e na taxa de transferência de calor foram também analisados. Jactos planos de impacto numa superfície isotérmica foram estudados numericamente por Chou e Hung (1994) para $100 \leq Re \leq 400$ e por Lin et al. (1997) para $190 \leq Re \leq 1537$.

Com o avanço nos modelos de turbulência e na tecnologia informática, outras inúmeras simulações numéricas de jactos de impacto planos foram realizadas recentemente. Como exemplos podem-se citar os trabalhos de Olsson e Fuchs (1998) recorrendo à simulação das grandes escalas (LES⁴) e o trabalho de Satake e Kunigi (1998) de simulação numérica directa (DNS⁵) de jactos de impacto. Park et al. (2003) estudaram numericamente o padrão de escoamento e a transferência de calor de jactos planos de impacto.

² Sigla de velocimetria por imagem de partículas, do inglês “Particule Image Velocimetry”

³ Sigla de fluorescência induzida por laser, do inglês “Laser Induced Fluorescence”

⁴ Sigla de simulação de grandes escalas, do inglês “Large Eddy simulation”

⁵ Sigla de simulação numérica directa, do inglês “Direct Numerical Simulation”

Quinn (1992) estudou a influência da razão de esbelteza (AR^6) em jactos livres turbulentos ($AR= 2, 5, e 10$). Os resultados indicam que à medida que a razão de esbelteza aumenta, a velocidade de mistura aumenta enquanto que o comprimento do núcleo do jacto diminui. Mais recentemente Zhou e Lee (2007) mediram o campo de velocidade e o coeficiente de transferência de calor num jacto com uma razão de esbelteza igual a 4, para números de Reynolds entre 2715 e 25000 e para distâncias do ejector ao prato de impacto entre 1 e 30 alturas da conduta rectangular. Constataram que o número de Reynolds, a distância do ejector ao prato de impacto e a intensidade de turbulência são de enorme importância na transferência de calor de jactos de impacto planos, particularmente na zona de estagnação.

Existem também estudos em que o prato de impacto não é uma superfície plana, mas sim uma superfície curva. Por exemplo, Yang et al. (1999) realizaram um estudo experimental de jactos planos de impacto utilizados no arrefecimento de superfícies semicilíndricas côncavas e concluíram que a taxa de transferência de calor era superior numa superfície curva do que numa plana devido aos efeitos da curvatura.

Na Tabela 1.2 são sumariados os trabalhos experimentais em jactos submersos que abordam, quer o padrão de escoamento, quer a transferência de calor entre o jacto e a parede de impacto para jactos planos.

A literatura é escassa em estudos de jactos confinados com fluidos não newtonianos. O que mais próximo se encontrou foram de jactos com fluidos líquidos, mas de características newtonianas, que se revêem de seguida.

⁶ Sigla de razão de esbelteza, do inglês “Aspect Ratio”

Tabela 1.2 – Estudos experimentais na área da mecânica dos fluidos e transferência de calor em jactos de impacto submersos planos

Autor	Geometria (AR)	Superfície de impacto	y/D_H	Reynolds	Quantidades medidas/calculadas	Técnicas usadas
Gardon e Akfirat (1965); Gardon e Akfirat (1966)	96; 48; 24	Plana, normal	0.25 - 30	450 – 50000	Transferência de calor	Sensor de fluxo de calor
Belatos e Rajaratnam (1973)	65	Plana, normal	14.0 – 67.5	450 – 50000	U, V, pressão no prato	Sonda de Preston
Gutmark et al. (1978)	38; 46	Plana, normal	50	30000	U, V, W, Reynolds stress, e tensões normais	Anemometria de fio quente
Yokobori et al. (1978)	10; 30	Plana, normal	1 – 7.5	2000 – 20000	Temperatura da superfície; visualização do escoamento	Termopar; Visualizações de bolhas de hidrogénio
Gau e Chung (1991)	7.5; 10; 15	Convexa e côncava, normal	1 - 8	6000 – 350000	Visualização do escoamento; transferência de calor	Visualização com fumo; Termopar
Gau (1992)	7.5; 12.5; 25; 43	Superfície com nervuras, normal	1 - 8	2500 – 11000	Visualização do escoamento; transferência de calor	Visualização com fumo; Termopar
Tu e Wood (1996)	61; 400	Plana, normal	1 – 20.6	3040 – 11000	Pressão no prato de impacto; tensão de corte	Sonda de Stanton; Sonda de Preston
Sakakibara et al. (1997)	10; 35	Plana, normal	4	4000	U, V- zona de estagnação	DPIV
McDaniel e Webb (2000)	8; 12; 24	Cilíndrica, normal	0.5 – 5.5	600 – 8000	Transferência de calor	Termopar

Autor	Geometria (AR)	Superfície de impacto	y/D_H	Reynolds	Quantidades medidas/calculadas	Técnicas usadas
Bietelmal et al. (2000)	9, 1	Plana, oblíqua	4 - 12	4000 - 12000	Transferência de calor	Termopar
Choi et al. (2000)	30	Côncava, normal	4; 6; 10	1780; 2960; 4740	U , $\langle uu \rangle$, transferência de calor	1-D LDA, Termopar,
Bietelmal et al. (2000)	9, 1	Plana, oblíqua	4 - 12	4000 - 12000	Transferência de calor	Termopar
Choi et al. (2000)	30	Côncava, normal	4; 6; 10	1780; 2960; 4740	U , $\langle uu \rangle$, transferência de calor	1-D LDA, Termopar,
Sakakibara et al. (2001)	10; 35	Plana, normal	4	4000	U, V	DPIV, LIF
Maurel e Solliec (2001)	17.5 - 70	Plana, normal	5 - 25	6700 - 110000	$U, V, \langle uu \rangle, \langle uv \rangle, \langle vv \rangle, P$, transferência de calor, visualização do escoamento	2-D LDA, PIV
Guo e Wood (2002)	5.8	Plana, normal	1; 2; 2.5	88000	Zona de estagnação, tensões normais, pressão média e flutuações, perfis de tensão de corte	Sonda de pressão de 4 furos de resposta rápida
Narayanan et al. (2004)	20	Plana, normal	0.5; 3; 5	23000	$U, V, \langle uu \rangle, \langle uv \rangle, \langle vv \rangle, P$, transferência de calor, visualização do escoamento	1-D LDA; Transdutor piezoresistivo; Termografia.

Jactos de líquido cilíndricos

Na literatura encontrou-se um estudo bastante completo sobre jactos de impacto cilíndricos confinados realizado por Miranda e Campos (2000), que estudaram uma geometria confinante cônica esquematizada na Figura 1.7 (inclinação de 12° da parede confinante) e em que o fluido de trabalho foi a água. Este estudo foi realizado em regime laminar com a distância entre o ejetor e o prato de impacto a variar entre $0.1 D_j$ e $0.3 D_j$.

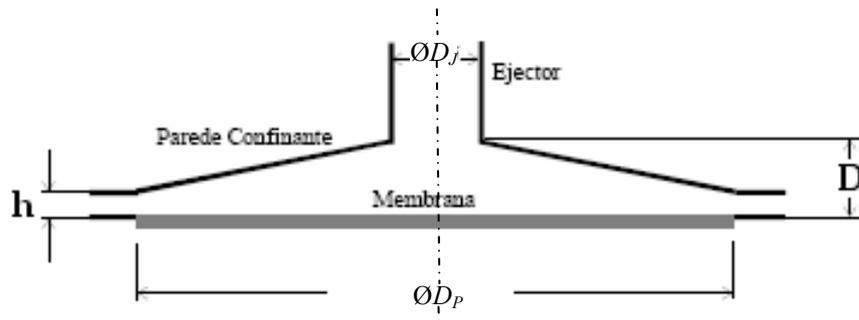


Figura 1.7: Jacto de impacto circular utilizado por Miranda e Campos (2000)

O trabalho de Miranda e Campos (2000) caracterizou o escoamento, o transporte de massa e a polarização na célula de separação cônica, permitindo compreender melhor a origem e validade da equação do filme. O estudo da célula cônica mostrou que o escoamento é semelhante ao observado para jactos de impacto cilíndricos confinados de paredes não inclinadas, podendo ser dividido em zona de impacto e zona de parede. Para baixos números de Reynolds, o fluido adquire velocidade radial e uma pequena zona de recirculação aparece junto à parede inclinada (zona de recirculação principal). Esta zona de recirculação aumenta de tamanho à medida que o número de Reynolds aumenta. Eles observaram ainda uma zona de recirculação secundária sobre a parede de impacto a qual influencia significativamente o escoamento na zona de saída. Os resultados de transferência de massa mostram que o transporte de massa é igualmente semelhante ao observado em jactos de impacto cilíndricos confinados. A zona de recirculação secundária e a parede cônica confinante influenciam também de forma significativa o transporte de massa. Mostrou-se aí ainda que o perfil de velocidades na entrada da célula tem uma grande influência em todo o escoamento, enquanto que a

distância, D , do ejetor ao prato de impacto, influência somente o escoamento perto da zona de recirculação secundária. Se o perfil de velocidade na entrada for não desenvolvido, em vez de parabólico, então não se forma a segunda zona de recirculação. Se a distância, D , aumentar, a segunda zona de recirculação aumenta de tamanho. O tamanho da zona de recirculação principal é tanto maior quanto menor for a inclinação da parede confinante.

Jactos de líquido planos

O trabalho de Inada et al. (1981) obteve a solução das equações da quantidade de movimento e da energia para um jacto de líquido plano laminar em que o prato de impacto é aquecido por um fluxo constante. Os autores deduziram uma equação aproximada para prever o gradiente de temperatura na parede de impacto e o coeficiente local de transferência de calor. Concluíram que à medida que a distância ao ponto de estagnação aumenta, o coeficiente de transferência de calor local diminui. Garg e Jayaraj (1988) analisaram numericamente o escoamento na camada limite laminar quando um jacto de líquido plano embate num prato de impacto com um dado ângulo. Usaram uma técnica de diferenças finitas e os resultados foram apresentados para ângulos entre 0° e 90° . A presença de um ponto de estagnação quando o prato de impacto não é paralelo ao escoamento afecta consideravelmente o número de Nusselt local.

Wolf et al. (1990) realizaram um estudo com jactos de impacto planos livres com água como fluido de trabalho e investigaram o efeito do perfil de velocidade à saída do ejetor não ser uniforme no coeficiente de transferência de calor local (prato aquecido com fluxo de calor constante). O coeficiente de transferência de calor foi medido para vários números de Reynolds e para vários fluxos de calor. Verificaram que o perfil de velocidade uniforme aumenta significativamente a transferência de calor. Contudo, este aumento foi atribuído inicialmente ao aumento da turbulência e somente depois ao perfil de velocidade.

Al-Sanea (1992) desenvolveu um modelo numérico de diferenças finitas para calcular o escoamento de um jacto líquido laminar e as características da transferência de calor

entre o jacto e um prato de impacto isotérmico. O estudo foi realizado para jactos livres, semi-confinados e semi-confinados com escoamento cruzado⁷.

Mais recentemente Narayanan et al. (2004) realizaram um estudo sobre padrões de escoamento e transferência de calor de um jacto líquido plano de impacto. Estudaram o efeito da distância do ejector ao prato de impacto na gama, de 3.5 a 5 diâmetros hidráulicos, medindo os campos de velocidade média, das flutuações de velocidade, de pressão e de flutuações de pressão. Determinaram ainda o fluxo de transferência de calor através da medição da temperatura da superfície do prato de impacto. Estes resultados mostram uma taxa de transferência de calor elevada na região de impacto, seguida de um mínimo local e de um máximo secundário que ocorre entre 1.5 e 3.2 diâmetros hidráulicos do centro do jacto. Existe uma correspondência entre a localização do segundo máximo da taxa de transferência de calor e a localização do valor máximo das flutuações de velocidade.

Em termos de estudos relativos a transferência de massa há que referir o trabalho de Sparrow e Wong (1975), que estudaram a taxa de transferência de massa de um jacto de líquido plano laminar ao embater numa superfície plana usando a técnica de sublimação da naftalina. Kendoush (1998) estudou em termos teóricos, para um escoamento laminar, a transferência de calor e de massa de um jacto plano de impacto através da teoria da camada limite para a região de estagnação. Chen e Modi (1999) estudaram a transferência de massa num jacto plano turbulento que embate perpendicularmente num prato de impacto.

Desta breve revisão não se identificaram na literatura nenhuma referências a estudos experimentais e numéricos sobre jactos de impacto planos confinados por uma parede inclinada e com fluidos não newtonianos. Da revisão bibliográfica, verifica-se que a maior parte dos estudos referem-se a pesquisas em que o fluido de trabalho é o ar ou a água. Como seria de esperar as características do escoamento para água e ar são idênticas quando existe semelhança geométrica e dinâmica. Contudo existem várias aplicações em que o fluido de trabalho apresenta características de fluido não newtoniano. Por exemplo, alguns óleos lubrificantes são não newtonianos e representam uma solução atractiva no arrefecimento de equipamentos aeronáuticos porque normalmente o sistema de arrefecimento encontra-se numa zona contígua ao gerador

⁷ Do inglês “crossflow”

eléctrico. Este é somente um exemplo da relevância do estudo hidrodinâmico de jactos de fluidos não newtonianos.

1.4 Objectivos e estrutura da tese

Desta revisão bibliográfica constata-se que existe já um conhecimento profundo do comportamento hidrodinâmico em jactos de impacto cilíndricos confinados e não confinados e de jactos planos confinados e não confinados envolvendo escoamentos de fluidos newtonianos. No entanto, o conhecimento é limitado em duas situações: por um lado em jactos confinados com paredes confinantes inclinadas especialmente no caso plano, e por outro, com fluidos apresentando características não newtonianas. Este trabalho visa colmatar algumas destas deficiências.

Esta tese é de carácter marcadamente experimental e pretende obter um primeiro conjunto de informações relativas ao comportamento hidrodinâmico de jactos de impacto planos com paredes confinantes inclinadas e fluidos de características reológicas newtonianas e não newtonianas. O escoamento de um jacto de impacto emergindo de uma conduta rectangular foi aqui estudado em três fases. Em primeiro lugar, foi efectuada uma revisão da literatura sobre o tema para identificação das lacunas mais relevantes. Em seguida foi projectada e construída de raiz uma instalação experimental que permite determinar em detalhe o campo de velocidades médio e turbulento na conduta de entrada e na célula de impacto. Realizou-se então um estudo experimental com diferentes fluidos newtonianos e não newtonianos para caracterizar a dinâmica dos respectivos escoamentos. De seguida esses resultados foram utilizados na validação de um conjunto de cálculos numéricos que precederam um estudo numérico paramétrico mais aprofundado que visou investigar os efeitos da inércia e da pseudoplasticidade de fluidos não newtonianos.

A dissertação desenvolve-se ao longo de cinco capítulos. Depois de uma breve introdução e da revisão bibliográfica deste primeiro capítulo, segue-se o segundo capítulo onde se descreve a instalação experimental construída, os procedimentos de ensaio, as técnicas de medida utilizadas na caracterização dos escoamentos e os processos de calibração dos equipamentos. Neste capítulo encontramos ainda uma análise da incerteza associada aos resultados experimentais. O capítulo 3 descreve os equipamentos utilizados na caracterização reológica dos fluidos e apresenta os resultados desse estudo da reologia das soluções não newtonianas. O capítulo 4

apresenta e discute os resultados experimentais obtidos e faz a caracterização dos escoamentos medidos. O capítulo 5 faz inicialmente uma breve apresentação do código numérico utilizado, compara-se em primeiro um conjunto de resultados numéricos com os resultados experimentais (validação) para posteriormente se proceder a um estudo paramétrico sobre os efeitos da inércia, da pseudoplasticidade dos fluidos e da distância do ejetor ao prato de impacto. O capítulo 6 fecha esta tese sumariando as conclusões e enquadrando-as no conhecimento actual, sugerindo-se também um conjunto de trabalhos que permitirão o alargamento e a continuidade deste estudo.

2 Instalação experimental, técnicas e equipamentos de medida

Neste capítulo é descrita a instalação experimental assim como as técnicas de medida e equipamentos utilizados. São igualmente analisadas as incertezas associadas à medição das grandezas físicas, nomeadamente, velocidades média e turbulenta e pressão, bem como as incertezas associadas aos grupos adimensionais utilizados na apresentação dos resultados experimentais.

2.1 Descrição da instalação experimental

Para a realização deste trabalho experimental foi projectada e construída de raiz uma instalação laboratorial. Na Figura 2.1 apresenta-se uma fotografia dessa instalação ainda antes da montagem dos sistemas de bombagem e dos diversos sistemas de medição. Na Figura 2.2 apresentam-se duas fotografias da instalação laboratorial com todos os sistemas de medida e de bombagem incluídos (LDA, transdutores de pressão, amortecedores de pulsações, monobomba, etc).



Figura 2.1: Fotografia da instalação laboratorial após montagem.



Figura 2.2: Fotografia da instalação laboratorial.

Na Figura 2.3 está representada esquematicamente a instalação experimental na sua globalidade. O fluido está inicialmente armazenado num tanque [1] em aço inox com capacidade de 175 l (o número nos parêntesis rectos refere-se aos componentes apresentados na Figura 2.3) e o escoamento surge por acção de uma monobomba da Dresser model CB081AC1A3/G [2]. Esta é uma bomba volumétrica que debita um caudal constante, independentemente da perda de carga na instalação. Tem como grande vantagem, quando comparada com uma bomba centrífuga, de minimizar a degradação mecânica de soluções poliméricas. A instalação dispõe ainda de dispositivos de segurança para evitar danos em caso de sobrepessão. Um amortecedor de pulsações [3]

encontra-se localizado imediatamente após a saída da monobomba, permitindo uma estabilização do escoamento antes do fluido entrar no reservatório de tranquilização [5]. No topo deste reservatório existe uma câmara de ar em sobrepressão que permite eliminar algum escoamento oscilatório residual. No topo deste reservatório um purgador de ar permite controlar a pressão de ar nesta câmara.

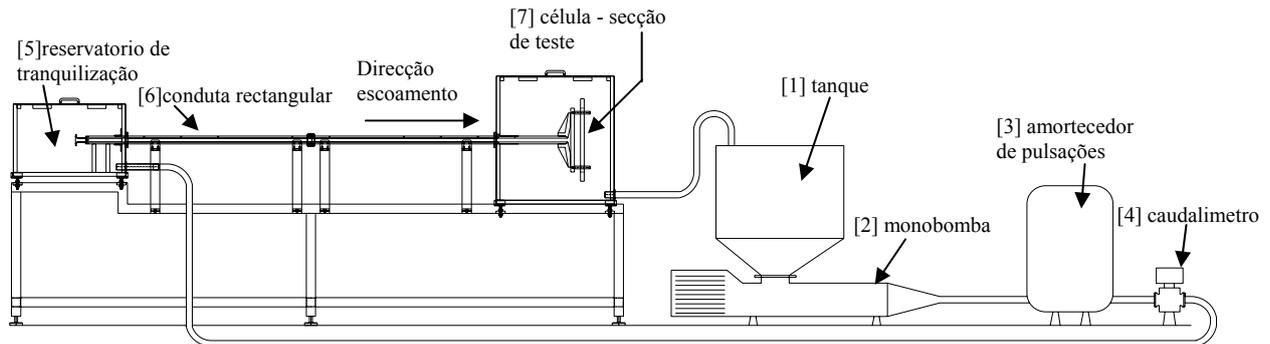


Figura 2.3: Representação esquemática da instalação laboratorial

A conduta rectangular [6] tem 2.6 m de comprimento e foi construída em 4 módulos. A secção da conduta tem uma altura $H=0.02$ m, largura $2W=0.26$ m, definindo uma razão de esbelteza (AR) de 13 e uma área de secção interna de 0.0052 m². Cada módulo foi construído em aço inox AISI 304, e maquinado para as dimensões pretendidas. A união entre os módulos é feita através de ligações aparafusadas e a vedação assegurada através de juntas de borracha entre as ligações, assim como através de um vedante. As uniões foram construídas de uma forma bastante cuidada para evitar ressaltos entre os vários módulos, condição necessária para não haver qualquer perturbação do escoamento no interior da conduta.

A secção de teste designada por célula encontra-se representada esquematicamente na Figura 2.4 (a) juntamente com o sistema de eixos considerado (x e y no plano do papel e z na direcção normal ao plano do papel); a sua origem é o ponto central da conduta rectangular. A Figura 2.4 (b) apresenta uma fotografia da secção de teste. Duas paredes inclinadas, cada uma fazendo um ângulo de 12° com a superfície plana (prato de impacto), confinam o escoamento do jacto dentro da célula.

No anexo A encontra-se o desenho de definição da célula (desenho n.º TG 5015.418.06.01.12) assim como os desenhos globais da instalação, da mesa de suporte, e os desenhos de definição das várias peças fabricadas.

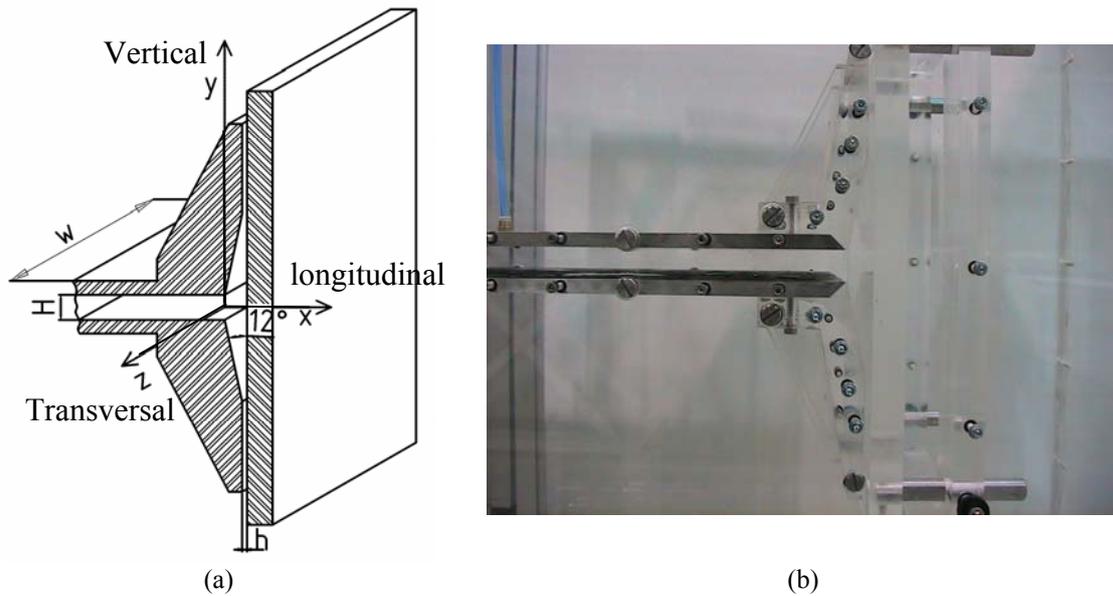


Figura 2.4: (a) Representação esquemática da célula, secção de trabalho; (b) fotografia da célula.

Na saída da célula, o fluido escoava através de duas condutas rectangulares de altura (h) variável, uma vez que o prato de impacto é amovível e a sua posição regulável. Este prato tem a mesma largura da conduta de entrada, ou seja $2W=0.26$ m sendo a razão de esbelteza das condutas de saída, $AR=65$. No âmbito desta tese, realizaram-se ensaios só a uma altura das condutas de saída, $h=0.004$ m. Para a montagem do prato, utilizaram-se veios calibrados de 4 mm e o sistema laser de forma a garantir para a distância h um erro inferior a $200 \mu\text{m}$. O tanque de saída [7] assim como a célula foram fabricados em acrílico para permitir a medição do campo de velocidade usando o sistema de anemometria laser Doppler (LDA). O tanque de tranquilização [5] foi também construído em acrílico, contudo neste tanque não se realizaram medições de velocidade. A Figura 2.5 (a) e a Figura 2.5 (b) mostram fotografias do tanque de tranquilização [5] e do tanque de saída [7] respectivamente.

Onze tomadas de pressão foram construídas ao longo do plano central x - y da conduta rectangular, com um espaçamento de 0.20 m. Estas tomadas permitiram estudar o desenvolvimento do escoamento ao longo da conduta, por intermédio da perda de pressão. As diferenças de pressão entre quaisquer duas tomas foram medidas num transdutor de pressão diferencial, modelo P305D da Valydine. O projecto e construção das tomas de pressão seguiram as recomendações de Shaw (1960) e Franklin e Wallace (1970).

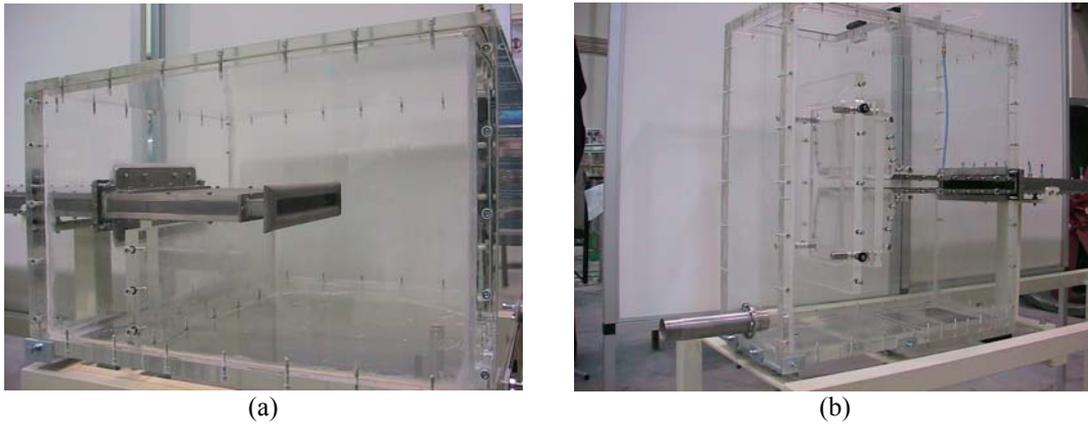


Figura 2.5: (a) Fotografia do tanque de tranquilização; (b) fotografia do tanque de saída.

Para medir o caudal volúmico, (\dot{Q}_{in}), na instalação utilizou-se um caudalímetro electromagnético do tipo MagMaster [4] da ABB Taylor, enquanto que para a caracterização dos campos de velocidade foi o anemómetro laser-Doppler (LDA) unidimensional da marca Dantec.

Todos os equipamentos de medida estavam ligados a um computador com um processador Intel 486 através de uma placa de interface Advantech PCLD-8115, o que permitiu um fácil tratamento estatístico dos valores da perda de pressão, caudal e temperatura, recorrendo a “software” adequado (*Labtech*). Este programa de aquisição permite a caracterizar os valores médios e os respectivos desvios padrões das leituras.

Para preparar as soluções poliméricas, foi necessário utilizar um tanque agitado mecanicamente e provido de quatro anteparos verticais, junto à parede e a toda altura do tanque, para evitar a rotação de corpo rígido do fluido. A velocidade do agitador, do tipo axial com quatro pás, era controlada por um variador de frequência. A trasfega do fluido do tanque para a instalação era feita com recurso a uma bomba de circulação que debitava um caudal próximo de 12 l/min.

A medição da temperatura do fluido foi realizada por intermédio de uma sonda colocada num caudalímetro de coriólis existente na instalação, o qual foi utilizado somente para a medição da temperatura. Veio a verificar-se que os caudais em circulação eram muito baixos, próximos do limite inferior do aparelho, pelo que as suas medições de caudal eram sobretudo indicativas dado a sua grande incerteza. A sonda foi calibrada por comparação com um termómetro padrão com uma incerteza de $\pm 0.1^\circ\text{C}$. Sendo a temperatura do fluido uma propriedade importante a controlar no decorrer das experiências, existia um permutador de calor constituído por duas serpentinas em cobre para evitar variações acentuadas nas sua propriedades: uma colocada no tanque de

alimentação do fluido à bomba e outra num reservatório lateral. Através de uma bomba fazia-se circular água da rede entre os dois reservatórios permitindo assim manter a temperatura do fluido constante ($\pm 0.5^\circ\text{C}$) no interior da instalação.

As medições foram antecedidas de um conjunto de calibrações e verificações: calibração de todos os sistemas de medida (calibração dos transdutores de caudal e de pressão), e nivelamento da instalação experimental de forma a garantir a sua horizontalidade. O nivelamento da secção de teste teve como particular objectivo garantir o paralelismo entre o plano dos raios laser e as paredes superior e inferior da conduta de entrada, condição necessária à medição correcta das várias componentes do vector velocidade.

2.2 Análise de incerteza

Nesta secção, descreve-se sucintamente o cálculo de incertezas. A medição de uma grandeza física é um acto experimental, pelo que o resultado obtido é sempre afectado, em maior ou menor grau, pela ocorrência de erros de diversa natureza.

Segundo Coleman e Steele (1999), uma análise de incerteza deverá começar pela identificação das fontes de erro elementares, seguindo-se a estimativa dos limites do erro fixo ou sistemático, Bx_i , e do erro aleatório também designado por limite de precisão, Px_i , para cada variável medida, X_i . Os erros sistemáticos são direccionais e podem ser constantes ou variáveis, enquanto o limite de precisão é de natureza aleatória, e pode ser calculado por tratamento estatístico. Para um resultado, r , função de diversas variáveis independentes, X_i , a propagação das incertezas individuais, δx_i , sobre a incerteza do resultado final é dada por:

$$\delta_r = \left[\left(\frac{\partial r}{\partial X_1} \delta_{x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial X_2} \delta_{x_2} \right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial r}{\partial X_j} \delta_{x_j} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

com $r = f(X_1, X_2, \dots, X_j)$. Deve-se ter em consideração que δ_r e δ_{x_i} deverão ser interpretados como B_r e Bx_i ou P_r e Px_i consoante o tipo de erro em análise.

Depois de determinados o limite de precisão, P_r , e o limite do erro fixo B_r , associados ao resultado experimental da variável, r , a incerteza global do resultado exprime-se pela combinação destas duas componentes da incerteza:

$$R_r = \sqrt{B_r^2 + P_r^2} \quad (2.2)$$

em que R_r é a incerteza global do resultado. A incerteza global é então composta por uma componente sistemática e uma componente aleatória ou estatística.

Erros sistemáticos e aleatórios

As fontes elementares de erro podem ser agrupadas nas seguintes categorias:

- erros de calibração
- erros na aquisição de dados
- erros na correlação das variáveis individuais, X_i

A calibração deverá ser feita com todo o sistema de medição (por exemplo, transdutores, placa de aquisição de dados e equipamento de registo) nas condições de ensaio ou o mais próximo delas. Assim, o limite do erro fixo ou sistemático associado à calibração do sistema de medida pode ser reduzido, mas nunca eliminado pois depende do erro do aparelho padrão ou de referência utilizado.

Uma questão importante na determinação da incerteza associada a uma correlação é que, em muitos casos, os valores de algumas das variáveis não são medidas durante a execução do trabalho. É frequente o uso de propriedades físicas dos fluidos por recurso a tabelas onde aquelas são dadas em função da temperatura e pressão. Ora os valores tabelados têm associados uma determinada incerteza que tem de ser considerada mesmo que se trate de tabelas disponibilizadas por grandes organismos de normalização. Elas poderão ter uma incerteza baixa, mas que nunca será nula. Trata-se de uma componente constante da incerteza e por isso uma das parcelas do limite de erro sistemático do resultado, B_r .

Após a determinação do limite do erro sistemático associado ao resultado da medição, há que estimar o limite do erro aleatório (ou limite de precisão), P_r , do mesmo resultado. O limite de precisão para a variável individual X_i determinada por um conjunto de valores $((X_i)_1, (X_i)_2, \dots, (X_i)_N)$, calculada pela equação (2.3) sendo igual ao produto do índice de precisão, também designado desvio padrão da amostra, Sx_i , pelo parâmetro t da distribuição de Student para um determinado nível de confiança,

frequentemente 95 % e um número de graus de liberdade igual a $N-1$, onde N é o tamanho da amostra.

$$P_{X_i} = tS_{X_i} = t \left\{ \frac{1}{N-1} \sum_{K=1}^N [(X_i)_K - \bar{X}_i]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.3)$$

O intervalo $\pm P_{X_i}$ centrado no valor médio da leitura de X_i contém o valor medido, com 95 % de confiança. Por outras palavras, uma nova leitura de X_i estará com 95% de confiança dentro do intervalo:

$$\bar{X}_i \pm P_{X_i} \quad (2.4)$$

sendo \bar{X}_i a média da amostra de N leituras de X_i . Se pelo contrário a leitura resulta da média de um conjunto de valores, então o limite de precisão da média da amostra X_i é quantificado pela equação (2.5) que depende do desvio padrão da média da amostra determinado pelo recurso à equação (2.6).

$$P_{\bar{X}_i} = tS_{\bar{X}_i} \quad (2.5)$$

$$S_{\bar{X}_i} = \frac{S_{X_i}}{\sqrt{N}} \quad (2.6)$$

Depois de determinado o limite de precisão do resultado, P_r , este é combinado com B_r , equação (2.2), para calcular a incerteza global, R_r , podendo-se então concluir que:

$$r \pm R_r \quad (2.7)$$

isto é, o verdadeiro valor do resultado final estará contido neste intervalo com um grau de confiança 95 %.

2.3 Sistema de medição da pressão

As diferenças de pressão entre quaisquer duas tomas foram medidas através dum transdutor de pressão diferencial, modelo P305D da Valydine, utilizando o diafragma 20, ao qual corresponde o valor de fim de escala de 88 mm H₂O.

Procedimento para a calibração do transdutor de pressão

A calibração do transdutor de pressão foi realizada num equipamento construído para o efeito e constituído basicamente por duas colunas de água independentes, que está representado esquematicamente na Figura 2.6. O transdutor de pressão mede a diferença de pressão associada à diferença de alturas entre as duas colunas, dando como resultado uma diferença de tensão no sinal eléctrico produzido pelo transdutor.

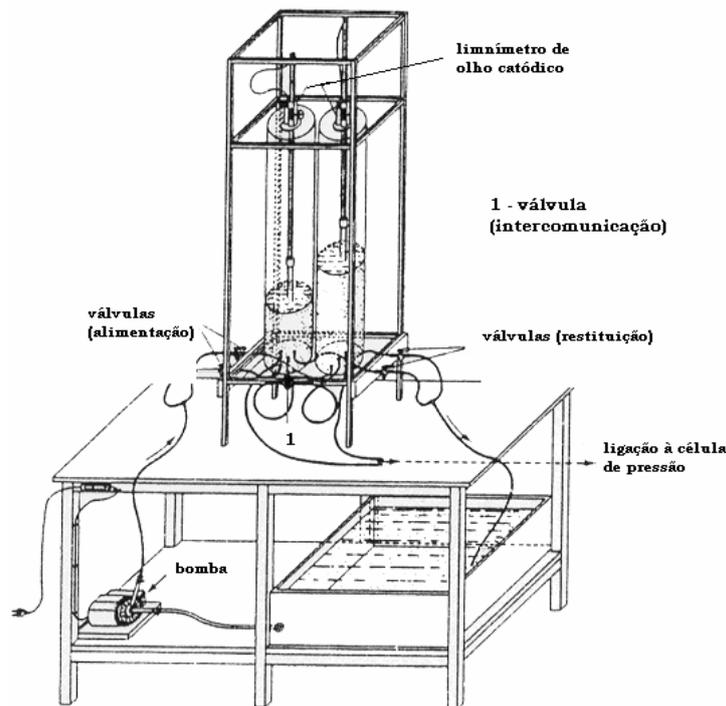


Figura 2.6: Dispositivo de calibração do transdutor de pressões

Para realizar a calibração dos transdutores seguiu-se sempre o mesmo procedimento que se descreve de seguida. A primeira operação consistia na ligação dos reservatórios do dispositivo de calibração ao transdutor. O reservatório usado como referência (nível constante) era ligado por meio de um tubo à entrada de referência do transdutor (referência L), e o segundo reservatório à outra entrada do transdutor, (referência H). De seguida procedia-se ao ajuste dos níveis nos reservatórios (ajuste do zero); abria-se a válvula que une os dois depósitos e após estabilização da água, fechava-se novamente a válvula (ver Figura 2.7). Após verificar a perpendicularidade entre os limnómetros e os níveis de água, registavam-se os valores da temperatura ambiente e da massa volúmica da água. Fazia-se de seguida subir gradualmente a água no reservatório

ligado à entrada H do transdutor, em intervalos previamente definidos. Esta operação era repetida no sentido descendente.

Para cada desnível, deixava-se a água atingir o seu ponto quiescente antes de se iniciar a aquisição do sinal correspondente à diferença de pressão. Registava-se o valor do desnível e o valor da tensão lido pelo computador.

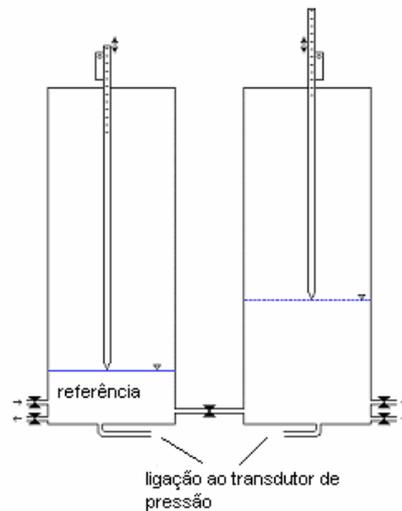


Figura 2.7: Esquema de funcionamento do dispositivo de calibração do medidor de pressão diferencial

Usando o método dos mínimos quadrados para ajuste dos valores medidos, calcularam-se os coeficientes da recta de ajuste que relaciona a diferença de tensão no transdutor com a diferença de pressão entre os reservatórios:

$$\Delta H = c_1.U + c_2 \quad (2.8)$$

onde ΔH é o desnível medido e U a diferença de tensão. A Figura 2.8 apresenta uma representação gráfica dos valores de uma das calibrações efectuadas assim como a recta de ajuste. De referir que se procedeu com alguma regularidade à calibração de todos os transdutores ao longo do decorrer deste trabalho.

Igualmente importante é o facto das calibrações terem sido realizadas com os transdutores colocados no local onde se realizaram as medições definitivas, evitando-se possíveis alterações das curvas de calibração.

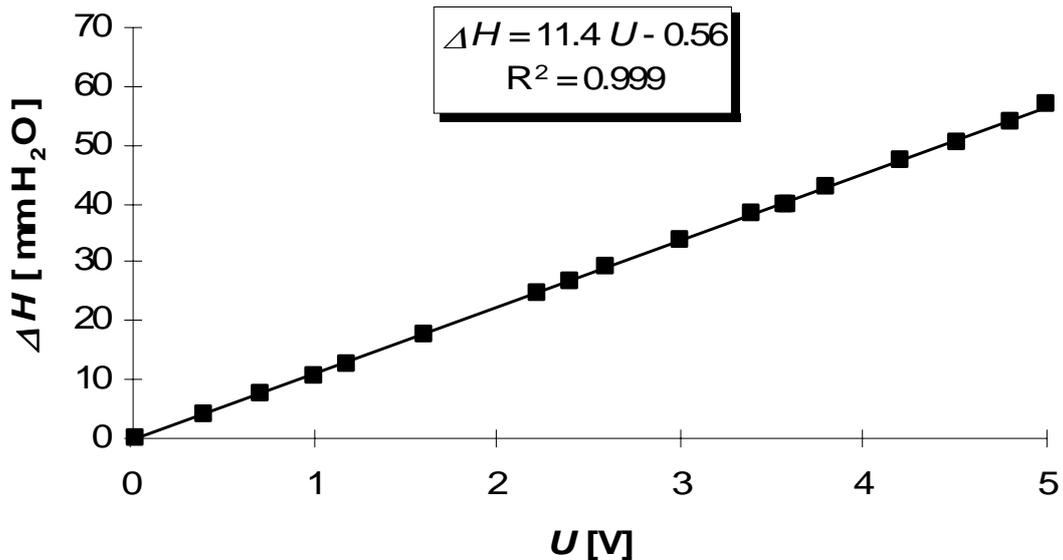


Figura 2.8: Curva de calibração de um transdutor de pressão com diafragma 20.

Incertezas associadas à calibração e as medições do transdutor de pressão

No cálculo do erro de medição de pressão é necessário considerar primeiro o erro de calibração que vai fossilizar como uma contribuição para o erro sistemático de medição de pressão. Assim durante a calibração estimou-se o erro associado ao limnómetro, B_{lim} , em ± 2.45 Pa (0.25 mmH₂O). O erro fixo inerente à conversão analógico-digital no computador é desprezável por comparação com as restantes fontes de erro. O erro fixo inerente à resolução do transdutor de pressão, B_{rt} , é, de acordo com o fabricante (Validyne), inferior a 0.25% da escala máxima, o que representa um erro sistemático médio de ± 2.2 Pa (0.22 mm de H₂O). No cálculo dos erros de precisão na calibração estimou-se o erro associado ao limnómetro, P_{lim} , em ± 4.9 Pa (0.5 mm H₂O), e a contribuição estatística determinada através da equação (2.6) para 3000 amostras, em ± 3.1 Pa. (0.31 mm de H₂O). Através da expressão (2.2) obteve-se um valor de incerteza global na calibração de $\pm 1.5\%$ para um valor de pressão 431 Pa (44 mm de H₂O).

O cálculo da incerteza associada à medição de diferenças de pressão por recurso à curva de calibração é bastante elaborado, segundo a metodologia descrita no capítulo 7 de Coleman e Steele (1999). Aqui utilizamos, ao invés, um valor aproximado determinado por um procedimento mais simples, a saber: as contribuições para o erro sistemático nas medições são o erro de calibração $B_{calib} = U_{calib} = \pm 1.5\%$ acrescido do

erro de resolução do transdutor $B_{rt} = \pm 2.2$ Pa. Quanto ao erro aleatório este agora só depende da contribuição estatística igual a ± 3.1 Pa por se ter utilizado amostras com a mesma dimensão. Através da expressão (2.2) obteve--se um valor de incerteza global de $\pm 1.8\%$ para um valor de pressão 431 Pa (44 mm de H₂O), valor que se situa na média dos valores obtidos neste trabalho.

2.4 Sistema de medição de caudais

Para medir o caudal volumétrico, \dot{Q} , na instalação utilizou-se um caudalímetro electromagnético modelo MagMaster da ABB Taylor, entre as gamas de 0-5 l/s com uma precisão de 0.2% em toda a gama. A regulação do caudal era feita por intermédio de um variador de frequência que controlava a velocidade de rotação da monobomba.

Procedimento para a calibração do caudalímetro

A instalação que permitiu a calibração do caudalímetro electromagnético está representada na Figura 8. O reservatório colocado antes da bomba era continuamente alimentado por água da rede mantendo-se o nível de água constante através de uma tubagem vertical (“trop plein”). Desta forma garantia-se um valor constante de pressão hidrostática à entrada da bomba. A bomba debitava água para um reservatório de elevada capacidade volumétrica (550 litros) sendo o caudal regulado através de uma válvula reguladora (ver Figura 2.10).

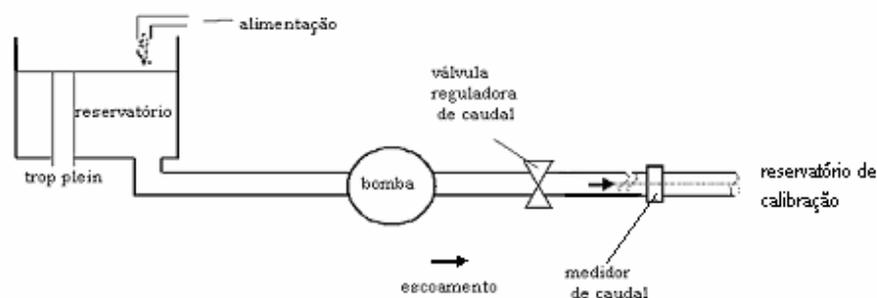


Figura 2.9: Esquema da instalação laboratorial usada para calibração do caudalímetro

Recolhendo, para cada posição da válvula, vários volumes de líquido no reservatório de calibração, e registando-se cada tempo de enchimento, calculou-se o

caudal (valor médio dos caudais registados). Este valor era associado ao sinal eléctrico do caudalímetro.

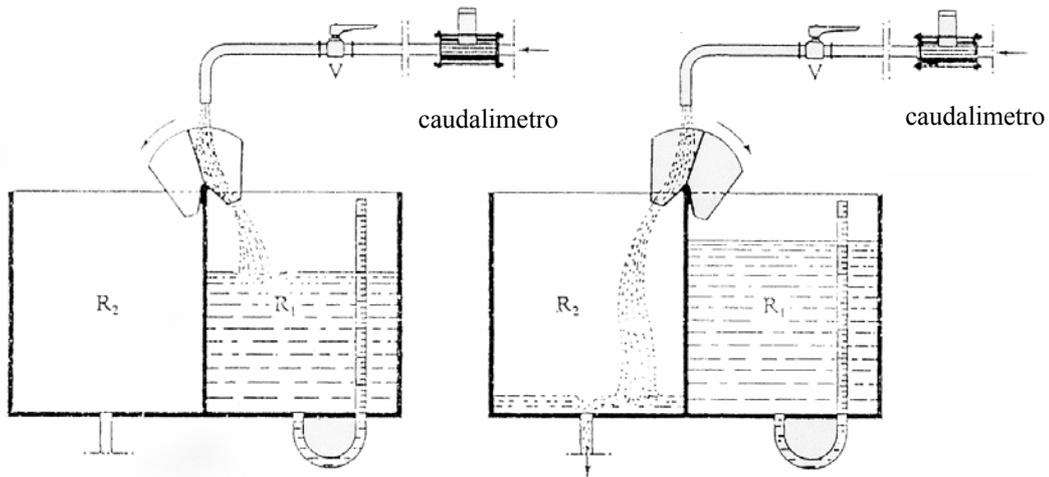


Figura 2.10: Esquema de funcionamento do reservatório de calibração para o transdutor de caudal.

Recorrendo ao método dos mínimos quadrados, determinou-se a melhor recta de ajuste:

$$\dot{Q} = c_1 \cdot U + c_2 \quad (2.9)$$

onde \dot{Q} é o caudal medido, U a tensão lida, e c_1 e c_2 representam os parâmetros de ajuste.

A Figura 2.11 apresenta os valores da calibração efectuada assim como a equação da recta de ajuste.

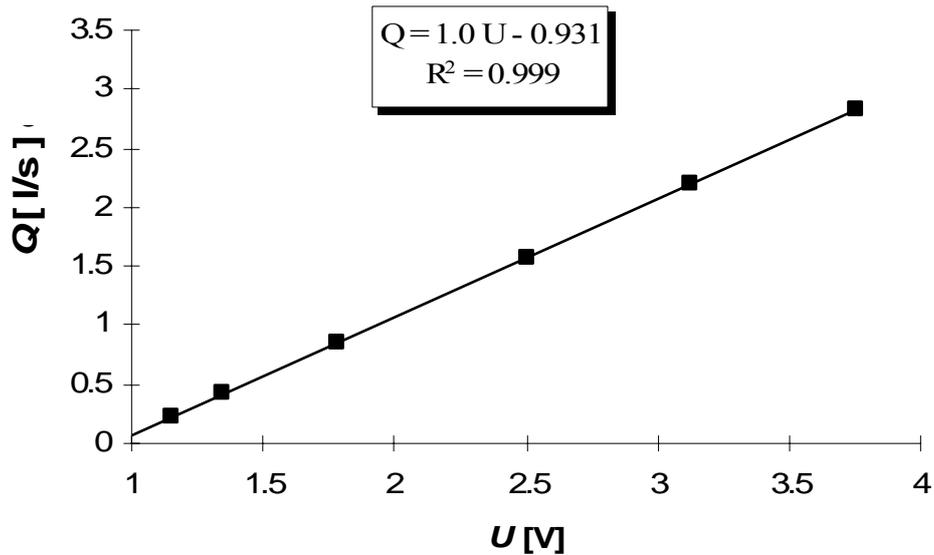


Figura 2.11: Curva de calibração obtida para o caudalímetro eletromagnético.

Incertezas associadas à calibração e às medições do caudal

Assim como ocorreu nas medições de pressão, na medição do caudal torna-se necessário inicialmente considerar primeiro o erro de calibração que vai ser contabilizado como erro sistemático na medição de caudal. Assim foram considerados erros fixos, o erro introduzido pelo reservatório de calibração, B_{calib} , que se estimou em $\pm 0.3\%$. O erro inerente à conversão analógico-digital foi considerado desprezável. O erro inerente à contribuição da resolução do caudalímetro para a incerteza total, B_{rc} , é, de acordo com o fabricante, $\pm 0.2\%$ em toda a gama. Para o cálculo dos erros de precisão, o erro associado à contribuição estatística foi calculado (equação (2.6)) a partir de 6 medições sucessivas de caudal e é $\pm 0.4\%$. Através da expressão (2.2) obteve-se um valor de incerteza global de $\pm 0.5\%$, para um valor de caudal de 0.574 l/s que corresponde a uma velocidade média de 0.11m/s. Em termos de medição dos caudais com fluidos não-newtonianos, Fyrippi et al. (2004) investigaram a eficiência de medição com caudalímetros eletromagnéticos e de Coriolis. Demonstraram que os caudalímetros que são sensíveis ao perfil de velocidade de escoamento têm problemas de precisão. Concluíram que os valores obtidos pelo caudalímetro de Coriolis não são afectados pela reologia enquanto que o caudalímetro eletromagnético apresenta uma incerteza de 0.4% nos regimes laminar e turbulento devido à sua dependência da reologia.

O cálculo da incerteza associada à medição de caudais recurso à curva de calibração é bastante elaborado, segundo a metodologia descrita no capítulo 7 de Coleman e Steele (1999). Aqui utilizamos, ao invés, um valor aproximado determinado por um procedimento mais simples, a saber: as contribuições para o erro sistemático nas medições são o erro de calibração $B_{\text{calib}} = U_{\text{calib}} = \pm 0.5 \%$ acrescido do erro de resolução do transdutor $B_{\text{rt}} = \pm 0.2 \%$. Quanto ao erro aleatório este agora só depende da contribuição estatística igual a $\pm 0.4\%$ por se ter utilizado amostras com a mesma dimensão. Através da expressão (2.2) obteve--se um valor de incerteza global de $\pm 0.7\%$ para fluidos newtonianos. No caso de fluidos não newtonianos o cálculo da incerteza global é acrescida de 0.4% devido ao facto de se ter utilizado um caudalímetro electromagnético obtendo-se assim um valor de incerteza global de $\pm 0.8\%$.

2.5 Caracterização do campo de velocidade

Os campos de velocidade média e turbulenta foram caracterizados através de um sistema de anemometria laser Doppler. De seguida é apresentada uma descrição muito sucinta deste sistema e dos princípios da anemometria laser (LDA), que é já hoje um equipamento “standard” em laboratórios de mecânica dos fluidos.

Sistema de anemometria laser

A anemometria laser-Doppler é uma técnica amplamente consolidada e difundida entre os investigadores da área da mecânica dos fluidos.

Algumas das suas principais vantagens são:

- Não-intrusividade - a velocidade do fluido é determinada no ponto de cruzamento dos raios laser, sem nenhuma perturbação externa. As únicas condições requeridas são um meio transparente com acesso óptico e um número apropriado de partículas traçadoras;
- Ausência da necessidade de calibração e resposta linear à velocidade do fluido;
- Sensibilidade direccional - a grandeza medida é a projecção do vector velocidade na direcção perpendicular às franjas de interferência. A introdução de um desvio de frequência num dos raios permite ainda resolver o sentido da componente da velocidade média;

- Boa resolução espacial e temporal - a combinação entre baixo tempo de resposta e pequena dimensão do volume de controlo fornece uma boa resolução tanto no domínio do tempo quanto no domínio da frequência. As limitações de resolução temporal associadas ao sistema laser Doppler estão normalmente associadas à baixa concentração de partículas traçadoras.

Na verdade, esta é uma técnica de medição indirecta pois a grandeza medida é a velocidade de partículas traçadoras suspensas no fluido.

Antes de descrever o equipamento é conveniente apresentar os princípios básicos em que se fundamenta a anemometria laser.

Princípio de funcionamento

Uma fonte de luz coerente é utilizada para gerar dois feixes de luz que se cruzam, dando origem a franjas de interferência (“fringe model” (Durst et al. (1981))). A coerência do laser garante que a localização das franjas de interferência é constante e a diferença de fase dos feixes é independente do tempo. Encontra-se nas Figura 2.12 e Figura 2.13 uma representação esquemática da região de intersecção de dois feixes laser, com a mesma intensidade e igual comprimento de onda, retirada de documentação técnica (Tropea (1993)). A zona de intersecção destes feixes é denominada de volume de controlo e corresponde à zona onde se efectuam as medições de velocidade.

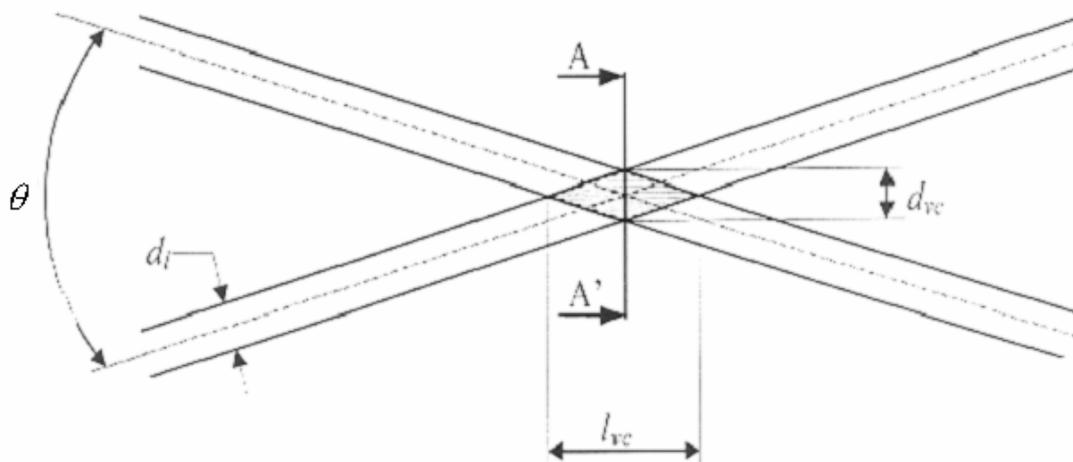


Figura 2.12: Região de intercepção de dois raios laser e respectivas grandezas características.

A luz difractada por uma partícula, que atravessa o volume de controlo, pode ser captada por um detector. A frequência do sinal resultante está relacionada com a velocidade das partículas do seguinte modo:

$$f = \frac{V}{d_f} \quad (2.10)$$

onde f , V_p e d_f são respectivamente a frequência da luz difractada pela partícula, a velocidade da partícula e a distância entre franjas. A frequência da luz difractada é pois directamente proporcional à velocidade da partícula na direcção perpendicular às franjas de interferência e daí a grandeza desejada poder ser calculada.

A distância entre duas franjas consecutivas d_f depende somente do comprimento de onda do feixe de radiação incidente, λ , e do ângulo que os dois feixes fazem entre si, θ , de acordo com a seguinte equação:

$$d_f = \frac{\lambda}{2\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.11)$$

Assim, para determinar a velocidade da partícula, é apenas necessário conhecer o comprimento de onda da radiação e o ângulo entre os feixes.

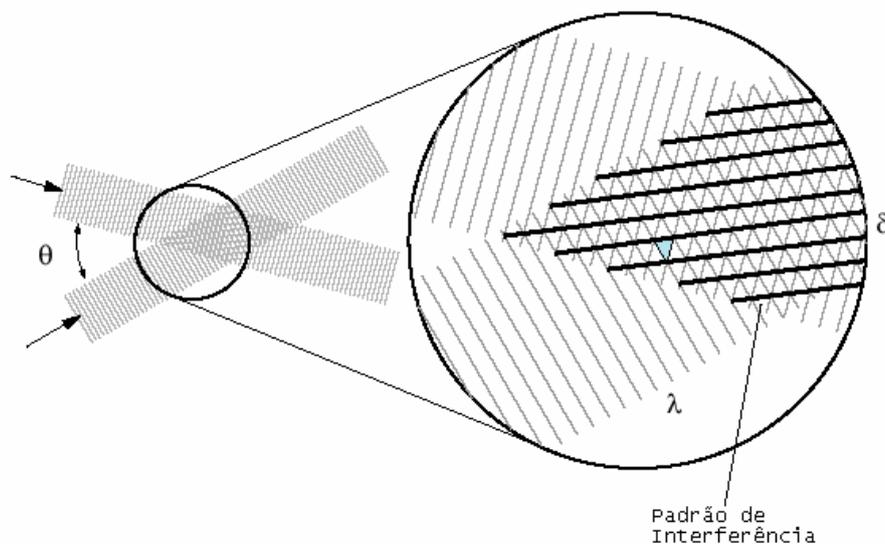


Figura 2.13: Pormenor da zona de interferência de dois feixes laser.

A intersecção dos feixes forma discos de interferência que dão origem a um volume de controlo elipsoidal. Em corte, os discos transformam-se em linhas (franjas de interferência). Quando o sistema está correctamente alinhado, o cruzamento dos feixes dá origem a planos alternados claros e escuros, como exemplificado na Figura 2.13 (padrão de interferência).

As dimensões do volume de controlo de forma elipsóide estão relacionadas com o diâmetro dos feixes na zona de intersecção, d_l , e com o ângulo entre ambos, θ (ver Figura 2.12) através das seguintes expressões:

$$l_{vc} = \frac{d_l}{\text{sen}\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.12)$$

$$d_{vc} = \frac{d_l}{\cos\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (2.13)$$

onde l_{vc} e d_{vc} são respectivamente o comprimento e o diâmetro do volume de controlo.

Com o diâmetro, d_{vc} , do volume de controlo e com a distância entre franjas, d_f , é possível estimar o número total de franjas na intersecção dos feixes:

$$N_f = \frac{d_{vc}}{d_f} \quad (2.14)$$

Resolução do sentido da velocidade

A configuração óptica discutida na secção anterior, e ilustrada na Figura 2.12, resolve a componente do vector velocidade na direcção normal às franjas de interferência. Entretanto, nenhuma informação sobre o sentido desta componente é dada pelo sinal adquirido. A frequência não depende do sentido de deslocamento da partícula traçadora, ou seja, duas partículas com igual velocidade mas sentidos opostos irão provocar iguais sinais de frequência Doppler. Para superar esta limitação, os sistemas laser-Doppler estão normalmente equipados com moduladores óptico-acústicos, designados por célula de Bragg, que permitem resolver o sentido do escoamento. O

propósito da célula de Bragg é introduzir um desvio de frequência, f_{sh} , num dos raios, e como consequência as franjas de interferência deixam de ser estacionárias e passam a mover-se a uma velocidade constante, V_{sh} , numa das direcções (consoante o sinal da alteração de frequência) e é dada pela expressão:

$$V_{sh} = f_{sh} d_f \quad (2.15)$$

A Figura 2.14 explica a introdução do desvio de frequência num dos feixes para permitir sensibilidade ao sentido do escoamento. Daqui resulta que a frequência do sinal de uma partícula vem aumentada ou diminuída da frequência de desvio, consoante a relação entre a direcção do escoamento e do movimento das franjas (equação (2.16)).

$$f_1 = f + f_{sh} \text{ ou } f_1 = f - f_{sh} \quad (2.16)$$

A alteração da frequência dos raios pode atingir várias dezenas de MHz, mas, quando comparada com a frequência dos feixes laser, esta variação não é significativa, da ordem de 0.07 %, pelo que o valor de λ na equação (2.11) permanece inalterado.

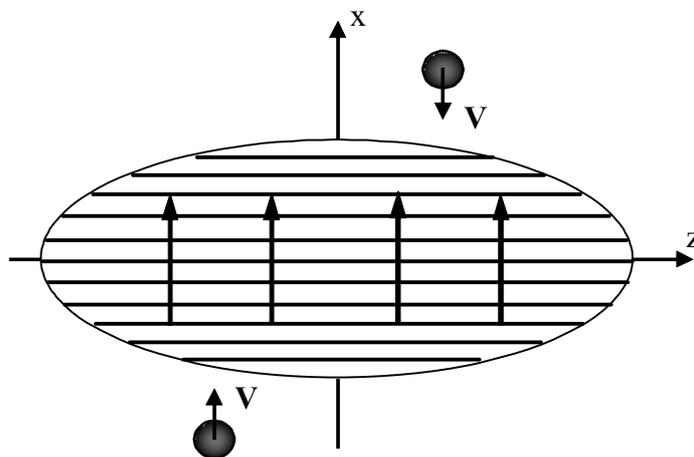


Figura 2.14: Princípio da sensibilidade ao sentido do escoamento do sistema laser; movimentação das franjas de interferência através da introdução de um desvio de frequência num dos feixes incidentes.

Para resumir as informações introduzidas nesta secção, é apresentado na Figura 2.15 um esquema sucinto de um anemómetro laser-Doppler de uma componente. O raio laser de 300 mW de potência nominal ($\lambda=514$ nm) emite um feixe de radiação que é

posteriormente dividido em dois feixes da mesma intensidade e polaridade através de um divisor de raios (“beam splitter”). A célula de Bragg dá o desvio de frequência necessário para permitir sensibilidade ao sentido do escoamento. Os feixes laser são conduzidos através das fibras ópticas até à sonda laser que está equipada com uma lente de 300 mm de distância focal.

O fotodetector capta a luz difractada pelas partículas em suspensão, quando estas atravessam as franjas do volume de controlo, converte este sinal em tensão e envia-o para o processador de sinal. A análise dos dados para o cálculo do campo de escoamento do fluido é feita num computador ligado ao processador de sinal.

Sistemas adicionais operando em diferentes comprimentos de onda podem ser integrados em arranjos ópticos unidimensionais, como o da Figura 2.15, para fornecer simultaneamente as diferentes componentes da velocidade do fluido, utilizando os mesmos princípios acima descritos.

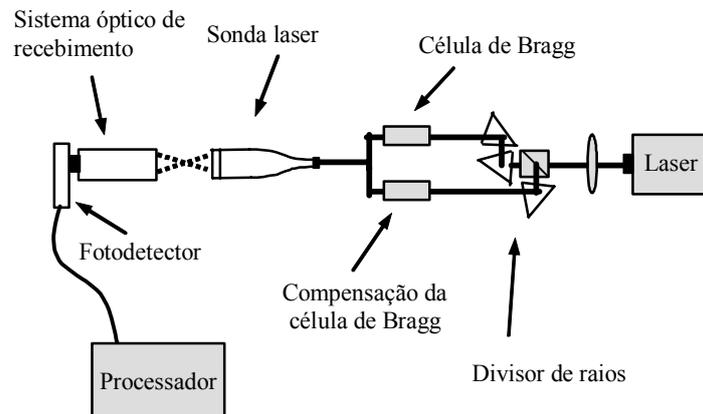


Figura 2.15: Esquema dos componentes de um sistema laser unidimensional.

Partículas traçadoras

As partículas em suspensão no fluido desempenham um papel crucial, pois, como já foi referido, a velocidade do fluido não é medida directamente. A grandeza avaliada é a velocidade das partículas em suspensão. As partículas devem ser suficientemente pequenas para seguirem o escoamento com eficácia e, idealmente, estar em equilíbrio estável com o fluido, i.e., terem a mesma massa volúmica que o fluido.

Para uma consulta detalhada sobre a utilização de partículas traçadoras em anemometria laser consultar Durst et al. (1981).

As partículas utilizadas foram maioritariamente partículas que estavam em suspensão na água e de óxido de ferro (Fe_2O_3), provenientes da oxidação de um dos elementos da instalação laboratorial. Através de métodos analíticos, Dring e Suo (1978) e Patrick (1985) observaram que estas partículas são suficientemente pequenas para “seguirem” o escoamento. Neuhart et al. (1994) verificaram que as partículas de óxido de ferro têm uma dimensão média de $13\ \mu\text{m}$.

Uma partícula difracta luz em todas as direcções, mas a sua intensidade não é uniformemente distribuída (Figura 2.16). A intensidade é maior no lado oposto ao da fonte emissora, ou seja, a maior parte da luz é difractada para trás da partícula. Por este motivo, a captação do sinal neste sentido sempre foi amplamente utilizada; diz-se que o fotodetector está montado na direcção directa, “forward scatter”.

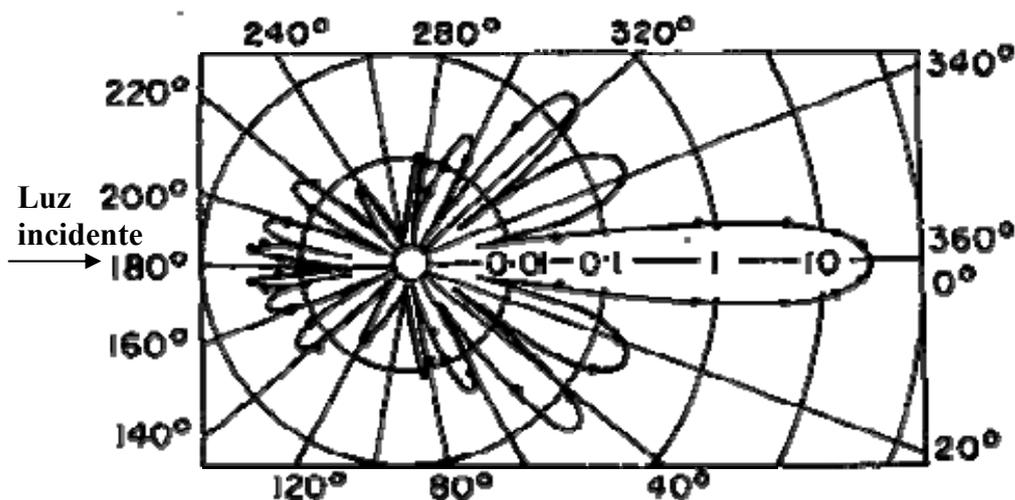


Figura 2.16: Variação da intensidade da luz difundida pelas partículas em função do ângulo relativo ao raio incidente (Durst et al. (1981)).

Neste modo de operação, o fotodetector é acoplado a um componente óptico de recepção (lente) o qual está posicionado em frente da sonda laser. Esta foi a configuração utilizada neste estudo, ver Figura 2.17 (a) e Figura 2.17 (b), esta última através de uma fotografia da instalação. Entre as vantagens deste arranjo experimental estão a obtenção de uma elevada razão sinal/ruído e uma boa qualidade de sinal captado, mesmo para lasers de baixa potência. Esta configuração exige que o sistema óptico de recepção tenha um movimento solidário com a sonda de transmissão de

feixes. O avanço na tecnologia de fibras ópticas possibilitou a ampliação e popularização da medição em modo indirecto, “back scatter”. O principal benefício deste arranjo é permitir a integração dos sistemas de recepção e transmissão, excluindo assim a necessidade de movimentação simultânea e alinhamento dos dois sistemas.

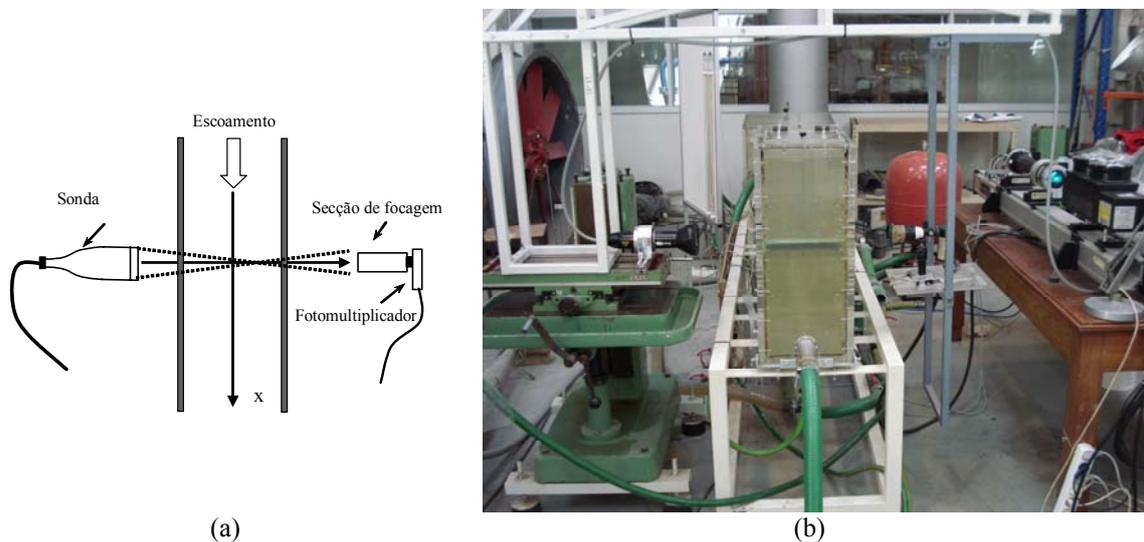


Figura 2.17: (a) Configuração de um sistema óptico em “forward scatter”; (b) fotografia da instalação.

Detecção e processamento de sinal

O fotodetector é o elemento responsável por converter o sinal óptico em sinal electrónico. O processador de sinal utilizado foi um contador digital modelo 1990C da TSI, cuja entrada está equipada com filtros passa baixo e passa alto, utilizados para eliminar o ruído e o pedestal do sinal, respectivamente. Este último é um sinal de baixa frequência, portador do sinal que contém a informação sobre a velocidade, que surge em virtude da intensidade de luz do raio laser ser maior no centro do volume de controlo e diminuir em direcção à sua periferia, reflectindo uma distribuição gaussiana de intensidade.

Após passagem pelos filtros, o sinal electrónico é do tipo sinusoidal com amplitude modulada, referido correntemente pela designação inglesa “burst” e está esquematizado na Figura 2.18. Este sinal é ainda sujeito a uma validação de frequência por intermédio de uma comparação entre ciclos, de forma a eliminar sinais com origem em ruído ou presença simultânea de múltiplas partículas no volume de controlo.

Esta validação processa-se através da verificação da reprodutibilidade do período de cada ciclo dentro do “burst”. O critério de validação adoptado, 1% de comparação, foi o mais restritivo possível. Antes desta validação em frequência, o sinal é ainda submetido a uma validação em amplitude tendo como objectivo assegurar que apenas são considerados sinais de grande amplitude, pois estes sinais têm uma maior razão sinal/ruído.

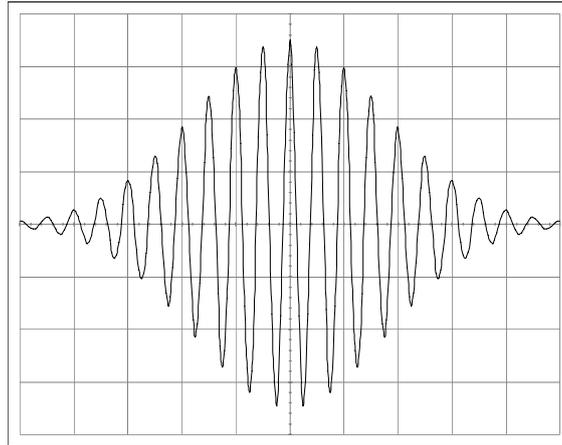


Figura 2.18: Sinal de entrada no processador após filtragem, “burst”.

Finalmente é determinada a frequência do “burst”, que está relacionada com a velocidade da partícula por intermédio da equação (2.10), mediante a medição do tempo, T , que demora a ser gerado um dado número de ciclos N no “burst” (N é número previamente seleccionado no contador).

Durante as medições realizou-se apenas uma única medição de velocidade por análise directa do “burst” e o número de ciclos necessário em cada realização, N , foi 2^4 . A escolha do número de ciclos a utilizar pelo processador de sinal foi feita de maneira a que fosse o maior possível, sem exceder contudo metade do número de franjas no volume de medição, valor dado pela equação (2.14). Este critério é apresentado como regra no manual do processador de sinal de forma a obter medições de velocidade com menor ruído e a otimizar o tempo de realização da experiência.

A expressão que relaciona a velocidade da partícula, V , com o número de ciclos analisados pelo processador de sinal, N , e com o deslocamento de frequência, f_{sh} , é a seguinte:

$$V = \frac{\lambda \cdot \left(\frac{N}{T} - f_{sh} \right)}{2 \cdot \text{sen} \left(\frac{\theta}{2} \right)} \quad (2.17)$$

Um osciloscópio, ligado ao processador de sinal, monitorizava permanentemente a forma dos "bursts" e a qualidade do sinal.

Para se obter uma elevada frequência de aquisição de dados durante os ensaios, era necessário verificar regularmente o alinhamento de todo o sistema laser de forma a manter elevada a potência luminosa à saída da sonda. A sensibilidade do anemómetro laser-Doppler a variações da temperatura ambiente é a principal responsável pela necessidade destes acertos.

Sistema laser utilizado

O equipamento utilizado na caracterização dos campos de velocidade médio e turbulento por anemometria laser-Doppler (LDA) foi um modelo unidimensional marca Dantec. O LDA foi usado no modo "forward scatter" e a fonte laser foi um laser Ar ion arrefecido a ar com uma potência nominal de 300mW. Os seus principais componentes encontram-se esquematizados na Figura 2.15. A sonda estava equipada com uma lente com uma distância focal de 300 mm.

O variador de frequência, constituído por dois módulos, modelo Dantec 55N11 e 55N12, permitiu um desvio de frequência de 0.6 MHz. A luz refractada era recolhida pelo fotomultiplicador, modelo Dantec 55X0341, que tinha um filtro de frequência de 514.5 nm. O sinal foi processado por um contador da TSI, com a designação TSI 1990C, operando com o critério de validação de 1% em que o número de ciclos considerado foi de 2^4 .

As informações digitalizadas sobre as frequências contidas nos "bursts", compiladas pelo processador de sinal, eram permanentemente actualizadas na porta de comunicação do contador, podendo ser lidas no computador através de uma placa de interface modelo 1400A da DOSTEK. No computador, equipado com um processador Intel 486, um conjunto mínimo de 8000 medições (por cada ponto do campo) era sujeito a tratamento estatístico de forma a se obterem a velocidade média e o respectivo desvio padrão.

Na Tabela 2.1 apresenta-se o resumo das principais características do anemómetro laser-Doppler.

Tabela 2.1 Principais características do anemómetro laser-Doppler.

Potência do laser	300 mW
Comprimento de onda	514.5 nm
Metade do ângulo entre os feixes no ar	3.65°
Dimensões do volume de controlo no ar	
Eixo maior (d_{vc})	2.53 mm
Eixo menor (l_{vc})	146 μ m
Espaçamento entre franjas (d_f)	4.041 μ m
Deslocamento de frequência (f_{sh})	0.6 MHz

Incerteza na medição da velocidade do escoamento

Neste trabalho realizou-se o estudo de dois regimes de escoamento, regime laminar e regime turbulento, optando-se por apresentar aqui a análise da incerteza das velocidades para regime turbulento.

A incerteza devido ao processamento do sinal Doppler pelo contador digital inerente ao relógio, cuja frequência de 250 MHz introduziu um erro de precisão de $\pm 0.025\%$. Este valor foi obtido do manual do equipamento. Este erro contribui para o erro sistemático total. Os efeitos da amplitude do sinal associado ao fotodetector e a sua relação com a velocidade das partículas introduzem um erro sistemático máximo de 1 % no cálculo da velocidade média, de acordo com Vafidis (1985).

Aplicando à equação (2.17), que relaciona a velocidade da partícula com a frequência da radiação refractada, a expressão da análise geral de incertezas, equação (2.1), é possível obter a incerteza relativa da velocidade da partícula, $\Delta V / V$, em função do valor da frequência medida e das características do laser (λ - comprimento de onda e θ - ângulo entre raios laser). As incertezas associadas às diversas variáveis envolvidas estão listadas na Tabela 2.2. Estas incertezas correspondem a valores estimados a partir de verificações em laboratório ou a partir da documentação técnica que acompanha o equipamento.

Tabela 2.2 – Fontes de incerteza consideradas no cálculo da velocidade do escoamento.

$\Delta\lambda$ (nm)	Δf (Hz)	$\Delta\theta$ (°)
± 0.5	± 0.5	± 0.005

Na Tabela 2.3 apresentam-se as incertezas relativas do valor da velocidade do escoamento. O ponto do campo de escoamento escolhido para esta avaliação tem coordenadas $x/H = -0.4$ e $y/H = 0$, correspondendo a um valor de velocidade máxima no eixo da conduta rectangular de entrada. Em todas as medidas foi utilizada uma frequência de aquisição aproximadamente constante e igual a 0.1 kHz.

Tabela 2.3 – Incerteza relativa (erro sistemático) - $\Delta V/V$

f (MHz)	V (m/s)	$dV/d\lambda$	dV/df	$dV/d\theta$	ΔV	$\Delta V/V(\%)$
0.7035	0.428	5525322	4.0E-6	22.28	0.0034	0.79

No caso de se pretender a incerteza do valor médio da velocidade, ΔV , de uma amostra com N leituras, a expressão a utilizar é:

$$\Delta V = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^N \Delta V_i^2}}{N} \quad (2.18)$$

sendo ΔV_i a incerteza de cada leitura, calculada de forma análoga à exposta no parágrafo anterior.

O número de amostras adquirido é um compromisso entre a incerteza, o tempo de aquisição e o espaço de armazenamento necessário para adquirir e tratar os dados não correlacionados. Foi feito um estudo da influência do número de amostras na incerteza associada às flutuações (turbulentas) da velocidade, e o resultado está na Tabela 2.4. A análise da tabela permite verificar que a partir de 6000 amostras a qualidade dos resultados é boa, já que para amostras superiores não há uma diminuição significativa do coeficiente de variação.

Com base nos resultados apresentados, pode afirmar-se com alguma segurança que a incerteza inerente à medição da velocidade média neste escoamento é de 0.8% e que o número de amostras deve ser 6000. Este estudo foi realizado no início das medições experimentais, contudo foi repetido por diversas vezes ao longo das experiências, particularmente nas zonas de elevadas flutuações de velocidade, confirmando os resultados apresentados.

Tabela 2.4 – Incerteza na escolha do número de amostras

N	V (m/s)	σ_V	Coef. Var (%)
2000	0.428	0.0199	4.65
4000	0.4276	0.0195	4.56
6000	0.4277	0.0191	4.46
8000	0.4273	0.0191	4.46
10000	0.4275	0.0189	4.42
15000	0.4273	0.0191	4.46

Sabendo que a velocidade média segue uma distribuição normal, a velocidade turbulenta segue uma distribuição do tipo qui-quadrado. Contudo, quando há um número elevado de amostras ($N > 50$), a distribuição qui-quadrado aproxima-se de uma distribuição normal. Portanto através de uma análise estatística apresentada por Yanta e Smith (1973) pode-se afirmar que a incerteza estatística associada à velocidade turbulenta é calculada pela seguinte expressão:

$$\frac{\Delta u'}{u'} = \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (2.19)$$

Com base no número de amostras considerado verifica-se que a incerteza estatística associada à velocidade turbulenta é de. Em termos de erros sistemáticos associados às pequenas escalas de turbulência, verifica-se que de acordo com Meeling (1975) estes podem atingir, perto da parede, 4% da velocidade turbulenta. Os efeitos da amplitude do sinal associado ao fotodetector e a sua relação com a velocidade das partículas introduzem um erro sistemático máximo de 2.5% no cálculo da velocidade turbulenta, de acordo com Vafidis (1985). Há outras contribuições para a incerteza das medições por anemometria laser-Doppler que são tratadas exhaustivamente por Durst et al. (1981) e Albrecht et al. (2003).

Incerteza associada ao posicionamento do volume de controlo

A incerteza global associada ao posicionamento relativo do volume de controlo, local onde se realizaram as medições de velocidade, está directamente relacionada com a posição do sistema laser e com a incerteza associada aos deslocamentos da mesa de deslocamento tridimensional que suportava a sonda laser. Esta incerteza é de $\pm 10 \mu\text{m}$ nas três direcções. Por seu lado, a incerteza sistemática inerente ao posicionamento absoluto do volume de controlo do laser foi estimada em $\pm 0.15 \text{ mm}$ para cada uma das

três direcções, sendo este valor estimado a partir das dimensões do volume de controlo. Este é pois no essencial o erro de posicionamento do volume de controlo. As coordenadas dos pontos a medir foram definidas tendo em consideração as correcções necessárias à compensação da refacção sofrida pelos feixes laser ao atravessarem as paredes da conduta bem como o seio do líquido em escoamento.

Método de medição das componentes longitudinal e vertical da velocidade

A componente da velocidade medida pelo anemómetro laser-Doppler pertence sempre ao plano definido pelos dois feixes de laser e tem direcção perpendicular às franjas de interferência. Promovendo-se uma variação da posição da sonda com respeito à geometria da experiência, é possível resolver as três componentes da velocidade separadamente. Assim quando o plano definido pelos dois feixes de laser é horizontal, a componente avaliada é a componente longitudinal da velocidade (U). Analogamente, para se avaliar a componente vertical basta rodar a sonda laser de 90° . É preciso ter em atenção o sentido de rotação da sonda para manter alinhados os sentidos dos eixos de coordenadas e do vector velocidade. Assim se o sentido positivo na direcção horizontal é definido como o sentido do fluido em escoamento da esquerda para a direita (ver Figura 2.4 (a)), é preciso imprimir à sonda uma rotação de $+90^\circ$ (sentido anti-horário) para que o sentido da componente vertical da velocidade seja positivo quando o fluido escoar de baixo para cima.

A medição de diferentes componentes do vector velocidade com um sistema uni-dimensional exige também um cuidado especial com o posicionamento da sonda e o alinhamento do volume de controlo. Com esse desiderato foi projectado e construído um sistema de fixação para a sonda. As Figura 2.19 (a) e (b) mostram imagens desse sistema de fixação.



Figura 2.19: Sistema de fixação da sonda

Neste trabalho foram medidas as componentes longitudinal e vertical da velocidade média e as respectivas flutuações, u' e v' . Apesar dos inúmeros esforços de medir a componente transversal de velocidade (W , segundo a direcção z , c.f. Figura 2.4(a)) não foi possível realizar esta medição. Embora a secção de medida (célula) seja feita de acrílico, a espessura da parede e o atravessamento pelos feixes laser de um conjunto de superfícies sólidas transparentes impossibilitaram esta medição, já que a potência do laser (300 mW) foi insuficiente para se obter um sinal de razoável qualidade em difracção directa (“forward scatter”) e indirecta (“back scatter”).

Medição da componente horizontal média e turbulenta de velocidade junto à parede inclinada

Na zona contígua à parede inclinada (ver figura Figura 2.20 (a)), parede com uma inclinação de 12° relativamente ao plano vertical, não foi possível medir o campo de velocidade de uma forma directa pois um dos feixes laser (feixe com a designação (1), ver Figura 2.20 (a)) colidia com uma das paredes. Nesta figura encontra-se representada a cinzento a zona onde não é possível medir a componente longitudinal de velocidade de uma forma directa. Esta componente da velocidade, \bar{U} , foi obtida por composição vectorial a partir de medições da componente vertical de velocidade e da medição de uma outra componente de velocidade desviada de 24° da direcção vertical, como se mostra na Figura 2.20 (b). O procedimento adoptado é apresentado seguidamente para o caso de dois ângulos genéricos.

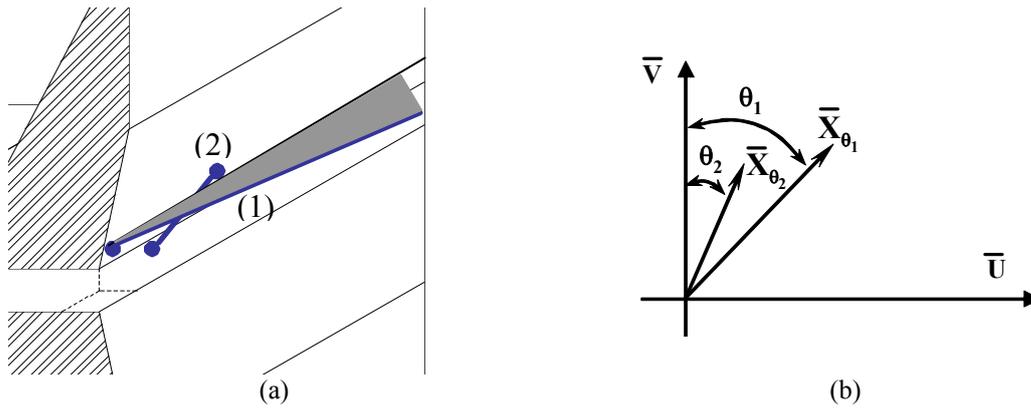


Figura 2.20: (a) Representação esquemática da medição da componente horizontal de velocidade; (b) decomposição do vector velocidade.

O método usado na obtenção das várias componentes da velocidade baseia-se na decomposição do vector velocidade (Figura 2.20 (b)):

$$\begin{cases} \bar{X}_{\theta_1} = \bar{U} \sin \theta_1 + \bar{V} \cos \theta_1 \\ \bar{X}_{\theta_2} = \bar{U} \sin \theta_2 + \bar{V} \cos \theta_2 \end{cases} \quad (2.20)$$

As componentes longitudinal \bar{U} e vertical \bar{V} da velocidade podem ser obtidas através das componentes segundo a direcção θ_1 e θ_2 através das expressões seguintes, que resultam da resolução do sistema de equações (2.20):

$$\bar{V} = \frac{\bar{X}_{\theta_1} \sin \theta_2 - \bar{X}_{\theta_2} \sin \theta_1}{-\sin \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_2 \cos \theta_1} \quad (2.21)$$

$$\bar{U} = \frac{-\bar{X}_{\theta_1} \cos \theta_2 + \bar{X}_{\theta_2} \cos \theta_1}{-\sin \theta_1 \cos \theta_2 + \sin \theta_2 \cos \theta_1} \quad (2.22)$$

Neste trabalho consideraram-se os ângulos de $\theta_1=0^\circ$ e $\theta_2=24^\circ$ para se determinar as componentes \bar{U} e \bar{V} recorrendo às equações (2.21) e (2.22). De facto, \bar{V} é medido directamente. Na zona próxima da parede inclinada ($\theta = 12^\circ$) mediu-se também a componente da velocidade paralela à parede, a uma distância da parede de $150 \mu\text{m}$ para se determinar com mais precisão o tamanho da zona de recirculação. Na zona próxima do prato de impacto, devido à impossibilidade de acesso óptico, realizou-se somente a medição da componente vertical de velocidade.

Em termos de quantidade turbulentas teremos que sabendo que as flutuações de velocidade são a diferença entre uma velocidade instantânea e uma velocidade média então terei que para dois ângulos específicos θ_1 e θ_2 as tensões serão iguais a:

$$\begin{cases} \overline{u_{\theta_1}^2} = \overline{(X_{\theta_1} - \bar{X}_{\theta_1})^2} = u^2 \cos^2 \theta_1 + \bar{v}^2 \sin^2 \theta_1 + 2\overline{uv} \cos \theta_1 \sin \theta_1 \\ \overline{u_{\theta_2}^2} = \overline{(X_{\theta_2} - \bar{X}_{\theta_2})^2} = u^2 \cos^2 \theta_2 + \bar{v}^2 \sin^2 \theta_2 + 2\overline{uv} \cos \theta_2 \sin \theta_2 \end{cases} \quad (2.23)$$

Resolvendo em ordem a tensão de Reynolds de corte \overline{uv} e a tensão de Reynolds normal $\overline{u^2}$ virá que:

$$\begin{cases} \overline{uv} = \frac{\sin^4 \theta_1}{4(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} + \frac{\sin^4 \theta_2}{4(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} + \dots \\ \overline{u^2} = \frac{\cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_1}{(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} + \frac{\cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_2}{(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} + \dots \end{cases} \quad (2.24)$$

$$\begin{cases} \overline{uv} = \dots + \frac{(-\cos^2 \theta_2 \sin^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2}{4(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} \\ \overline{u^2} = \dots + \frac{(\cos \theta_1 \cos^2 \theta_2 \sin \theta_1 - \cos^2 \theta_1 \cos \theta_2 \sin \theta_2)^2}{(-\cos \theta_2 \sin^2 \theta_1 \sin \theta_2 + \cos \theta_1 \sin \theta_1 \sin^2 \theta_2)^2} \end{cases} \quad (2.25)$$

Cálculo das incertezas na medição da componente longitudinal da velocidade

Aplicando a expressão de análise geral de incertezas às equações (2.21) e (2.22), e considerando a seguinte aproximação $\delta_{\bar{X}_{\theta_1}} \sim \delta_{\bar{X}_{\theta_2}} \sim \delta_{\bar{V}}$ obtém-se:

$$\delta_{\bar{U}} = \left[\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{X}_{\theta_1}} \delta_{\bar{X}_{\theta_1}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{X}_{\theta_2}} \delta_{\bar{X}_{\theta_2}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta_1} \delta_{\theta_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta_2} \delta_{\theta_2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.26)$$

Uma vez que

$$\left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta_1} \delta_{\theta_1} \right) \approx \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta_2} \delta_{\theta_2} \right) \leq \frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{X}_{\theta_1}} \delta_{\bar{X}_{\theta_1}} \quad (2.27)$$

é uma boa aproximação considerar desprezáveis os dois últimos termos da equação (2.26) (Tropea (1983)), de que resulta a aproximação:

$$\delta_{\bar{U}} = \left[A \left(\delta_{\bar{X}_{\theta_1}} \right)^2 + B \left(\delta_{\bar{X}_{\theta_2}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.28)$$

com

$$A = \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{X}_{\theta_1}} \right)^2 = - \frac{\cos^2 \theta_2}{(\text{sen} \theta_1 \cos \theta_2 - \text{sen} \theta_2 \cos \theta_1)^2} \quad (2.29)$$

e

$$B = \left(\frac{\partial \bar{U}}{\partial \bar{X}_{\theta_2}} \right)^2 = \frac{\cos^2 \theta_1}{(\text{sen} \theta_1 \cos \theta_2 - \text{sen} \theta_2 \cos \theta_1)^2} \quad (2.30)$$

Para quantificar as constantes A e B, considerou-se $\theta_1=0^\circ$ e θ_2 a variar entre 15° e 75° (Figura 2.21).

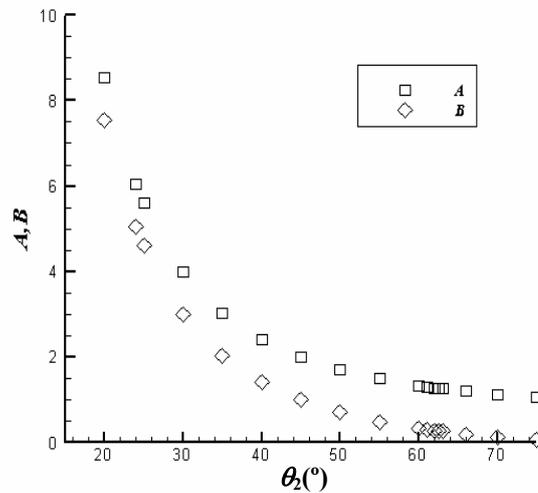


Figura 2.21: Constantes A e B (equações (2.29) e (2.30)) em função de θ_2 para $\theta_1=0$.

Analisando a figura anterior verifica-se que a incerteza diminui à medida que θ_2 aumenta (o que era previsível). Pelo facto de não ser possível medir componentes muito próximas da parede inclinada fizeram-se medições para $\theta_2=24^\circ$ e $\theta_1=0^\circ$. Para estes ângulos, consultando a Figura 2.21, obtém-se um valor de $A=6.0$ e $B=5.0$. Aplicando a equação (2.28), a contribuição para a incerteza total associada a incerteza na componente longitudinal da velocidade é $\delta_{\bar{v}} = 1.1\%$, valor superior ao determinado

para a medição de uma forma directa da velocidade que como vimos anteriormente é de 0.8%. Fazendo de forma equivalente para as quantidades turbulentas terí que virá que $\delta_{\sqrt{u^2}} = 5\%$

Técnica de visualização do escoamento

Foram feitas visualizações do escoamento com registo vídeo usando um fluido traçador (permanganato de potássio), e bolhas de ar aprisionadas no escoamento. A visualização mostrou a existência de um movimento secundário helicoidal do fluido que será apresentado no capítulo dos resultados. Apresenta-se esquematicamente na Figura 2.22 (a) a técnica utilizada para a captação vídeo do efeito tridimensional. A zona de separação de escoamento era iluminada através dos feixes laser e a câmara de vídeo captava as imagens resultantes. Na Figura 2.22 (b) apresenta-se uma fotografia das imagens captadas utilizando as bolhas de ar aprisionadas no escoamento para visualizar o efeito tridimensional. A câmara de filmar utilizada para a realização das filmagens foi uma Canon modelo MVX2i.

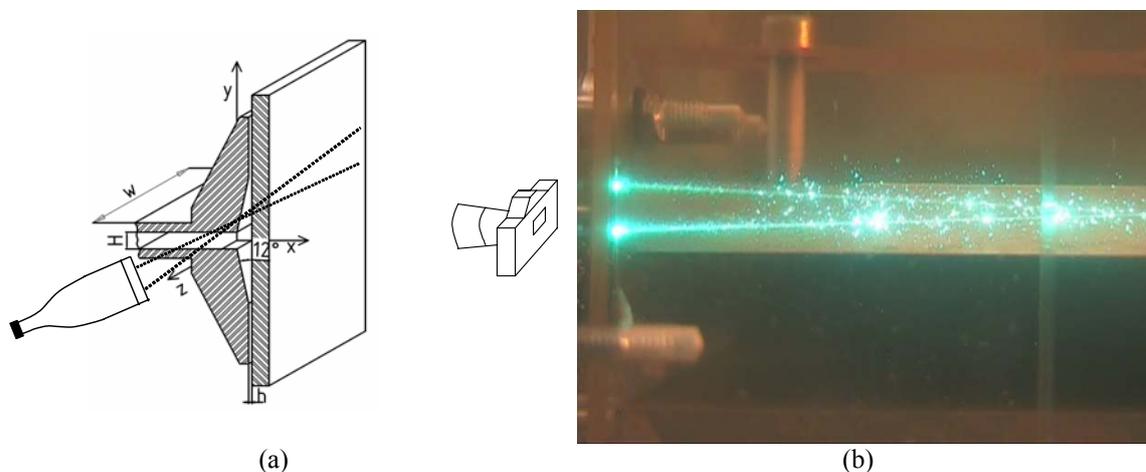


Figura 2.22: (a) Representação esquemática da técnica para análise do efeito tridimensional; (b) imagem captada pela câmara de vídeo.

Incerteza do número de Reynolds

Atendendo à definição do número de Reynolds:

$$\text{Re} = \frac{\rho U D_H}{\mu} \quad (2.31)$$

e com base na equação geral da análise da incerteza, os erros sistemático e aleatório são calculados respectivamente por:

$$\left(\frac{B_{Re}}{Re}\right)^2 = \left(\frac{B_{\rho}}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{B_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{B_{D_H}}{D_H}\right)^2 + \left(\frac{B_{\mu}}{\mu}\right)^2 \quad (2.32)$$

e

$$\left(\frac{P_{Re}}{Re}\right)^2 = \left(\frac{P_{\rho}}{\rho}\right)^2 + \left(\frac{P_U}{U}\right)^2 + \left(\frac{P_{D_H}}{D_H}\right)^2 + \left(\frac{P_{\mu}}{\mu}\right)^2 \quad (2.33)$$

A massa volúmica da solução determinou-se com um picnómetro. Pesou-se o picnómetro vazio, seguidamente adicionou-se a solução até perfazer a sua capacidade, e por último pesou-se o picnómetro com a solução. A diferença de massa entre as duas pesagens permitiu calcular a massa volúmica da solução. Tendo-se usado na pesagem uma balança com precisão até à décima da milésima do grama, o erro sistemático associado à pesagem, e por conseguinte à determinação da massa volúmica, é inferior a $\pm 0,1\%$.

As tolerâncias de maquinagem dos vários componentes que constituem o módulo da conduta rectangular são inferiores a $\pm 10 \mu\text{m}$. Contudo, após a montagem constatou-se que a altura da conduta (H) assim como a profundidade da conduta (W) têm uma incerteza de $\pm 0.1 \text{ mm}$, implicando uma incerteza na medição do diâmetro hidráulico de 1.3% .

Para a incerteza na medição da viscosidade utilizaram-se os valores apresentados por Pinho (1999). A incerteza da velocidade média do escoamento foi calculada anteriormente. São apresentadas na Tabela 2.5 e na Tabela 2.6 as contribuições para os erros sistemáticos e aleatórios da incerteza total do número de Reynolds.

Tabela 2.5 – Erros sistemáticos no cálculo do número de Reynolds

B_{ρ} / ρ	B_U / U	B_{D_H} / D_H	B_{μ} / μ	B_{Re} / Re
0.002	0.0025	0.013	0.04	0.042

Tabela 2.6 – Erros aleatórios no cálculo do número de Reynolds

P_{ρ} / ρ	P_U / U	P_{D_H} / D_H	P_{μ} / μ	P_{Re} / Re
0	0.008	0	0	0.008

Depois de determinados os limites de precisão, P_{Re} e os limites do erro fixo B_{Re} associados ao número de Reynolds, a incerteza global média é:

$$\frac{R_{Re}}{Re} = 4.3\% \quad (2.34)$$

2.6 Conclusões

Neste capítulo fez-se uma descrição da instalação laboratorial e de todos os equipamentos de medida utilizados. Descreveu-se sucintamente a metodologia de medição do sistema laser e calcularam-se as incertezas associadas às variáveis medidas, nomeadamente pressão, caudal e velocidades média e turbulenta. As técnicas utilizadas para a calibração dos vários sistemas de medida foram também descritas, bem como as técnicas experimentais utilizadas para a visualização do escoamento.

3 Reologia

3.1 Introdução

Embora os princípios fundamentais da física clássica tenham aplicação em qualquer tipo de material independentemente do seu estado físico, o estudo do comportamento mecânico dos corpos sólidos e das substâncias fluidas é realizado em dois ramos distintos da mecânica, designados por mecânica dos sólidos e mecânica dos fluidos, respectivamente. Esta distinção justifica-se, sobretudo, pelas diferenças fundamentais existentes no comportamento destes materiais quando sujeitos a um determinado estado de tensão.

No âmbito da mecânica dos sólidos, Robert Hooke formulou os princípios básicos da moderna Teoria da Elasticidade que relaciona o estado de tensão e de deformação nos corpos sólidos sujeitos a deformações elásticas. Nestas condições, se o corpo sólido for homogéneo, isotrópico e estiver em equilíbrio sob a acção de um sistema de forças exteriores, as componentes do estado de deformação elástica, produzido pela aplicação no corpo de forças exteriores, são funções lineares das componentes do estado de tensão a que o corpo está submetido. O factor de proporcionalidade entre as tensões e as deformações, nos casos em que existe elasticidade plana, designa-se por módulo de elasticidade ou módulo de Young do material, sendo válida a conhecida expressão da lei de Hooke:

$$\tau = E\varepsilon \tag{3.1}$$

Numa primeira fase do processo de deformação, quando as solicitações aplicadas são bastante reduzidas, os corpos sólidos apresentam, em geral, características elásticas que podem ser traduzidas pelos princípios anteriormente mencionados. No entanto, aumentando progressivamente a intensidade das solicitações, atinge-se um limite a partir do qual as deformações no corpo sólido passam a ser irreversíveis, cessando, assim, o campo de aplicação da teoria da elasticidade formulada por Hooke. Esta fase, designada por fase de deformação plástica do corpo sólido, caracteriza-se por um rápido aumento das deformações, para variações reduzidas das tensões aplicadas, até se atingir o limite de resistência do material.

Por sua vez, o estudo clássico do comportamento mecânico das substâncias fluidas, onde se incluem os líquidos e os gases, baseia-se em princípios totalmente distintos. Com efeito, as substâncias fluidas, ao contrário das sólidas, experimentam estados de deformação que aumentam indefinidamente, quando sujeitas a um estado de tensão de corte. Isto acontece porque as substâncias fluidas não apresentam uma estrutura posicional e as suas unidades constitutivas, as moléculas, têm uma grande liberdade de movimentação.

O termo reologia foi inventado pelo professor Bingham para definir o “estudo do escoamento ou deformação da matéria”. Esta definição foi aceite quando a American Society of Rheology foi fundada em 1929. A reologia é a ciência que estuda o comportamento mecânico das substâncias fluidas, classificando-as em função de parâmetros específicos apropriados à previsão das características do seu escoamento em condições reais. Isto acontece porque as substâncias fluidas não apresentam uma estrutura posicional e as suas unidades constitutivas, as moléculas, têm uma grande liberdade de movimentação.

Isaac Newton foi dos primeiros físicos a perceber a existência do conceito de viscosidade, tentando uma formulação que no entanto se revelou incorrecta. Foi de facto necessário esperar pelos meados do século XIX para que Navier e Stokes chegassem à formulação correcta da resistência de um fluido ao escoamento, como sendo proporcional ao gradiente de velocidade (Rouse et al. (1971)). Na realidade, quando se analisa o comportamento mecânico de substâncias fluidas comuns, não faz sentido utilizar o conceito de deformação, pois não há uma relação biunívoca entre esta e o estado de tensão, devendo antes, relacionar-se o estado de tensão com o estado da velocidade de deformação. Passaram a designar-se por newtonianos, os fluidos que

apresentam uma relação linear entre a tensão aplicada e a consequente variação espacial da velocidade de deformação, como é o caso, por exemplo, da água, do ar, da glicerina, e em geral de todos os fluidos que tenham um baixo peso molecular e uma estrutura química simples.

O século XX assistiu a um grande desenvolvimento industrial em todas as vertentes, e em especial no que concerne à indústria dos processos químicos onde se manipulam inúmeros fluidos sintéticos, a grande maioria dos quais apresenta comportamentos mecânicos que não são correctamente descritos pela relação linear anterior. Encontram-se nestas condições um grande número de fluidos, onde se incluem: polímeros, geis, emulsões, tintas, hidrocarbonetos, lamas das estações de tratamento de águas residuais, produtos alimentares e farmacêuticos. Inicialmente todos estes fluidos foram agrupados num mesmo grupo, que tomou a designação genérica de fluidos não newtonianos. Posteriormente, o rápido desenvolvimento observado nas técnicas de análise e de caracterização do comportamento reológico dos fluidos, permitiu distingui-los com mais detalhe e estabelecer uma classificação mais objectiva e exacta consoante as especificidades dos seus comportamentos. Estes progressos conduziram ao desenvolvimento de conceitos que, em alguns casos, avançaram no sentido de eliminar a separação anteriormente existente entre os domínios clássicos da mecânica dos sólidos e da mecânica dos fluidos de tal forma que, actualmente, conhecem-se substâncias líquidas que possuem algumas propriedades normalmente atribuídas a corpos sólidos e vice-versa. Estas substâncias, quando sujeitas a um determinado estado de tensão, apresentam simultaneamente características elásticas e viscosas, daí serem designadas por viscoelásticas. Assim, no estado de conhecimento actual, não existe uma linha de demarcação bem definida entre as matérias sólida e a fluida.

3.2 Características gerais dos fluidos

Como referido, um fluido diz-se newtoniano quando apresenta uma relação linear entre todos os componentes do tensor das tensões, $\boldsymbol{\tau}$, e os respectivos componentes do tensor velocidade de deformação, \boldsymbol{D} . Esta relação é apresentada na equação (3.2), em que o factor de proporcionalidade desta relação linear é designado por viscosidade viscométrica, η . Na mecânica de fluidos clássica esta propriedade designa-se por viscosidade dinâmica, mas no contexto da reologia a viscosidade dinâmica é o cociente entre uma tensão aplicada num escoamento de Couette oscilatório

e a conseqüente velocidade de deformação oscilatória, que não estará necessariamente em fase. A viscosidade dinâmica em reologia é pois uma outra propriedade.

$$\tau = 2\eta D \quad (3.2)$$

Devido à grande diversidade de características reológicas exibidas pelos fluidos não newtonianos, considera-se conveniente subdividir o seu estudo em dois grupos distintos designados, respectivamente, por:

- Fluidos não newtonianos puramente viscosos ou inelásticos;
- Fluidos não newtonianos viscoelásticos.

O primeiro tipo pode, por sua vez, ser ainda subdividido em dois subgrupos, a saber:

- Fluidos com características viscosas independentes do tempo;
- Fluidos com características viscosas dependentes do tempo.

Consideram-se fluidos não newtonianos puramente viscosos os fluidos que são incapazes de armazenar energia elástica e que por isso respondem instantaneamente em tensão a variações súbitas da velocidade de deformação, ou vice-versa, não sendo capazes de relaxar tensões quando se relaxam as velocidades de deformação sendo por isso as suas tensões de origem puramente viscosa. Os fluidos puramente viscosos com características independentes do tempo, são aqueles que, quando em movimento, apresentam uma taxa de deformação que só depende do valor da tensão aplicada nesse instante.

Contrariamente a esses, nos fluidos não newtonianos puramente viscosos com características viscosas dependentes do tempo, a velocidade de deformação num escoamento de Couette em que a tensão aplicada é constante, depende não só da tensão aplicada, mas também, do tempo durante o qual essa tensão é aplicada. Contudo esta variação é totalmente dissipativa, isto é, o fluido é incapaz de armazenar energia de deformação internamente, cedendo-a quando a tensão aplicada é removida. A diferença entre estes fluidos e os fluidos elásticos é pois aparentemente ténue com os primeiros a serem incapazes de armazenar energia de deformação internamente.

A tixotropia e reopexia são as duas formas de dependência do tempo que as propriedades viscosas podem ter. Nos fluidos tixotrópicos a tensão de corte diminui com o tempo para uma dada velocidade de deformação e temperatura constante num escoamento de Couette. O fenómeno não é permanente e ao fim de algum tempo atinge-se um valor constante. Após remoção do esforço de corte, as características do fluido voltam gradualmente à situação inicial, i.e., o comportamento é reversível para grandes intervalos de tempo, mas não há cedência de energia ao escoamento por parte do fluido. O fenómeno da tixotropia está associado à orientação das partículas e à configuração estrutural dos fluidos. Estes fluidos, além de serem sensíveis ao campo de tensões aplicado, apresentam um rearranjo estrutural lento quando comparado com o que ocorre nos fluidos ditos independentes do tempo, os quais se adaptam quase instantaneamente ao campo de tensão. Exemplos de fluidos com este tipo de comportamento são o “ketchup” e o iogurte.

O termo reopexia indica o comportamento inverso ao tixotrópico, i.e., fluidos cuja tensão de corte aumenta com o tempo para uma velocidade de deformação constante, até se atingir um valor limite. Na prática estes fluidos são raros e os poucos que se conhecem são normalmente suspensões de partículas de geometria irregular.

Já os fluidos viscoelásticos apresentam uma recuperação parcial da deformação quando cessa a aplicação da tensão a que estão submetidos. Estes materiais possuem, por isso, características mistas entre os fluidos e os sólidos. No que diz respeito à sua componente viscosa, os fluidos viscoelásticos podem também ser classificados da mesma maneira que os fluidos puramente viscosos, i.e., fluidos não newtonianos com características viscosas independentes do tempo e fluidos não newtonianos com características viscosas dependentes do tempo embora este último caso seja muito difícil de distinguir na prática a variabilidade da tensão com origem na elasticidade e na tixotropia/reopexia.

Algumas das soluções utilizadas nesta dissertação encontram-se no grupo dos fluidos não newtonianos viscoelásticos, e no que diz respeito à sua componente viscosa têm características independentes do tempo, pelo que se irá efectuar uma breve apresentação destes fluidos na próxima secção.

3.3 Fluidos não newtonianos com comportamento viscoso independente do tempo

Os fluidos não newtonianos com viscosidade independente do tempo apresentam um conjunto de comportamentos que podem ser tipificados da seguinte forma:

- Fluidos espessantes regressivos ou reofluidificantes (pseudoplásticos);
- Fluidos espessantes progressivos ou reoespessantes (dilatantes);
- Fluidos pseudoplásticos com tensão de cedência;
- Fluidos dilatantes com tensão de cedência;
- Fluidos plásticos de Bingham;

Na Figura 3.1 apresenta-se o diagrama reológico típico dos fluidos newtonianos e dos fluidos não newtonianos com comportamento viscoso independente do tempo.

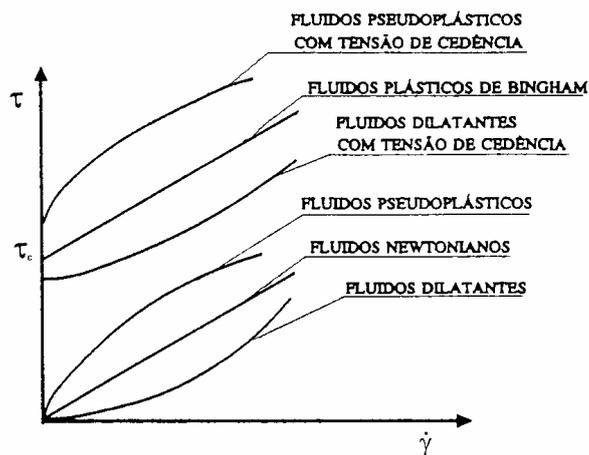


Figura 3.1: Diagrama reológico típico dos fluidos com comportamento viscoso independente do tempo.

A existência de tensão de cedência num fluido implica que só haja deformação quando a tensão excede um determinado valor finito de tensão. Abaixo deste valor limite o material comporta-se de facto como um sólido elástico e é pois confuso considerar este fenómeno como uma propriedade independente do fenómeno da viscoelasticidade, até considerar o material como um fluido é um tema algo controverso (Barnes e Walters (1985)). Perante tensões superiores à de cedência, a deformação associada à tensão de cedência não é armazenada, i.e., não é devolvida após a cessação da aplicação da tensão pelo que o fluido se comporta como puramente viscoso. Este tipo

de fluido não possui pois mecanismos de absorção elástica de energia após a rotura da estrutura, i.e., após ultrapassar-se o valor da cedência. A tensão de cedência não é na realidade uma característica viscosa, mas sim uma “fronteira” de comportamento da substância. Quando $\tau < \tau_c$, a substância comporta-se como um sólido, quando $\tau > \tau_c$, ela comporta-se como um fluido. Exemplos são a pasta dentífrica, a maionese, o sangue ou ainda algumas suspensões de partículas, sobretudo se os solventes possuírem moléculas de elevado peso molecular. No entanto nós aqui não utilizamos qualquer fluido deste tipo. Tipicamente os fluidos não newtonianos mais comuns apresentam um comportamento reofluidificante, ou seja, a viscosidade de corte diminui com o aumento da taxa de deformação. Apesar da maioria dos fluidos não newtonianos apresentar comportamento reofluidificante, existem algumas raras exceções: em certas suspensões de partículas irregulares é possível observar um comportamento reoessante, isto é, a viscosidade de corte aumenta com a taxa de deformação.

3.4 Conceitos básicos de reometria

Nesta secção são apresentados os conceitos básicos associados à medição das características reológicas dos fluidos. Apresenta-se inicialmente o princípio de funcionamento dos reómetros de corte, assim como as propriedades passíveis de medir com este equipamento, tais como a viscosidade viscométrica e tensões normais em escoamento de corte e oscilatório. Depois são apresentados os princípios de funcionamento do reómetro extensional e as propriedades passíveis de medir com o mesmo.

3.4.1 Reometria de Corte

A viscosidade viscométrica ou de corte é uma das mais importantes propriedades de um escoamento, representando a resistência ao escoamento segundo a direcção de corte. Considere-se o escoamento de corte plano entre duas placas no regime laminar, denominado escoamento de Couette, que está ilustrado na Figura 3.2. O fluido está confinado entre duas placas paralelas, uma das quais se encontra fixa, e a outra desloca-se horizontalmente a velocidade constante, U , devido à aplicação de uma força tangencial F sobre a placa móvel. Pode-se definir a viscosidade de corte como a

razão entre a tensão de corte imposta (força, F , dividida pela área, A) e a velocidade de deformação constante dada pelo cociente entre a velocidade, U , e a altura, h .

$$\eta = \frac{F/A}{U/h} = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (3.3)$$

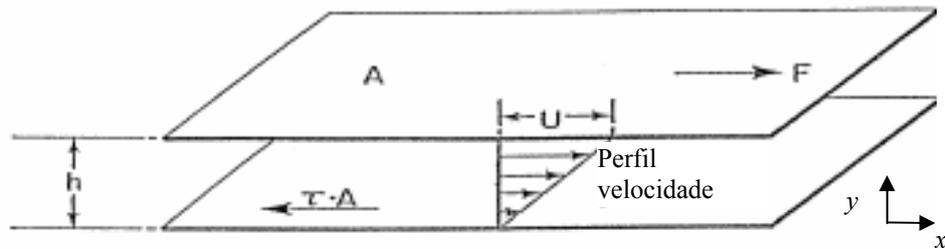


Figura 3.2: Representação esquemática do escoamento de Couette plano entre duas placas paralelas

No escoamento de Couette plano, o perfil de velocidades é linear e só depende da coordenada transversal y ($u = \frac{y}{h}U$), pelo que a taxa de deformação é constante em todo o domínio ($\dot{\gamma} \equiv \frac{du}{dy} = \frac{U}{h}$), independentemente do tipo de fluido. Dizemos que estamos perante um escoamento totalmente controlável

Os reómetros de corte são equipamentos que, baseando-se no princípio de um escoamento de Couette, permitem medir e determinar funções materiais, nomeadamente a viscosidade de corte, a primeira e segunda diferenças das tensões normais e os módulos de conservação e de perdas, entre outras.

Embora existam reómetros de placas paralelas, o seu uso não é prático, uma vez que apenas é possível promover uma deformação limitada da amostra. Ao invés, utilizam-se reómetros rotativos que promovem o escoamento da amostra entre dois cilindros concêntricos, ou entre discos paralelos, ou ainda entre um cone e um prato (para uma descrição pormenorizada dos diversos tipos de reómetros de corte, e respectivas vantagens e limitações, recomenda-se a leitura de Gomes de Castro et al. (2001)). Estes escoamentos já só são totalmente controláveis, mas se o espaço entre as duas superfícies for pequeno em comparação com o tamanho da superfície, é possível considerar o escoamento controlável, i.e., a sua cinemática é independente das propriedades do fluido.

A caracterização reológica dos fluidos utilizados no presente estudo efectuou-se num reómetro da marca Physica modelo MCR301, que se apresenta na Figura 3.3, e recorrendo à geometria cone-prato que se encontra representada na Figura 3.4. Esta geometria consiste, essencialmente, num cone invertido cujo vértice está truncado, e que está à distância de 50 μm do prato fixo.



Figura 3.3: Reómetro Physica MCR301 onde se realizaram os ensaios reológicos

Quando o cone em rotação, o binário de torção permite quantificar a tensão de corte sobre a amostra de fluido existente no espaço livre entre o cone e o prato. No sistema cone-prato a gama de velocidades de deformação angular varia entre 10^{-6} a 10^3 s^{-1} desde que seja possível medir a tensão (se o fluido for muito viscoso a tensão máxima do aparelho pode ser excedida para valores de $\dot{\gamma} < 10^3 \text{ s}^{-1}$ e se o fluido for de baixa viscosidade a tensão pode não ser mensurável quando $\dot{\gamma} \rightarrow 10^{-6} \text{ s}^{-1}$). Nesta geometria toda a amostra está sujeita à mesma taxa de deformação, $\dot{\gamma} \cong \Omega/\alpha$, desde que o ângulo α seja pequeno (idealmente igual ou inferior a 4°), tendo aqui sido utilizado um cone com raio $R = 20 \text{ mm}$ e ângulo $\alpha = 2^\circ$.

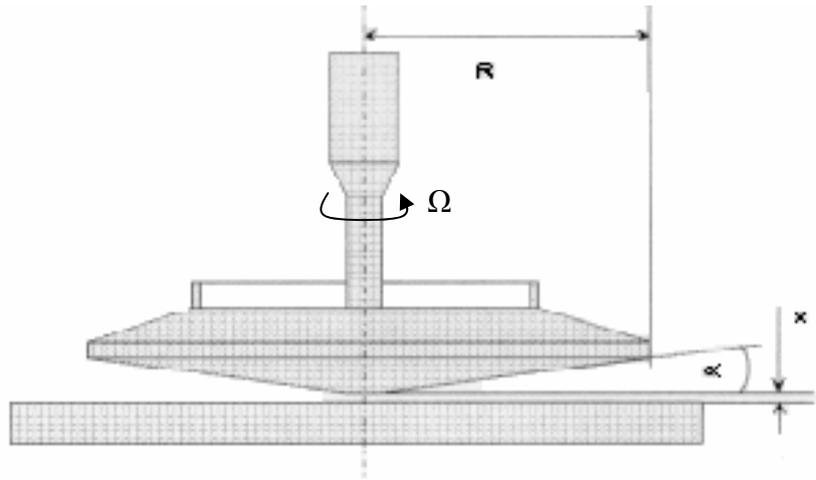


Figura 3.4: Ilustração da geometria de cone e prato usada na caracterização reológica das soluções

3.4.1.1 Funções materiais em escoamento de corte estacionário

Num escoamento de corte simples em estado estacionário, como o ilustrado na Figura 3.2, é possível determinar três funções materiais independentes: a viscosidade de corte, η , o coeficiente da primeira diferença de tensões normais, Ψ_1 , e o coeficiente da segunda diferença de tensões normais, Ψ_2 . Estas três funções materiais caracterizam o comportamento reológico do fluido, estando as duas últimas intimamente ligadas ao comportamento elástico do fluido. No entanto, só falaremos das duas primeiras pois o nosso equipamento actualmente não permite a medição de Ψ_2 .

Viscosidade de corte

A viscosidade de corte (também conhecida por viscosidade viscométrica de cisalhamento, ou simplesmente, viscosidade) define-se como a razão entre a tensão de corte e a respectiva taxa de deformação,

$$\eta(\dot{\gamma}) \equiv \frac{\tau_{xy}}{du/dy} = \frac{\tau_{xy}}{\dot{\gamma}} \quad (3.4)$$

Tensões normais

Em fluidos viscoelásticos observa-se experimentalmente que, num escoamento de corte simples, surge uma força normal que tende a afastar as placas paralelas (Figura

3.2). Essa força normal resulta de uma deformação da estrutura interna do fluido que dá origem a um coeficiente da primeira diferença de tensões normais, Ψ_1 , não nulo. Esta propriedade material define-se pela razão entre a primeira diferença de tensões normais, N_1 , e o quadrado da velocidade de deformação de corte,

$$\psi_1(\dot{\gamma}) \equiv \frac{N_1}{\dot{\gamma}^2} = \frac{\tau_{xx} - \tau_{yy}}{\dot{\gamma}^2} \quad (3.5)$$

A primeira diferença de tensão normal N_1 é a diferença entre a tensão normal na direcção do escoamento (τ_{xx}) e a tensão na direcção perpendicular (τ_{yy}) ao longo da qual se dá a variação de velocidade. A generalidade dos fluidos viscoelásticos apresenta um comportamento reofluidificante em relação a Ψ_1 , partindo de um patamar constante a baixas taxas de deformação. Embora Ψ_1 seja positivo para a generalidade dos líquidos poliméricos, tem-se constatado experimentalmente que Ψ_1 poderá ser negativo como no caso particular dos cristais líquidos. N_1 é responsável pelo chamado efeito de Weissenberg que está representado na Figura 3.5. A subida do fluido deve-se ao aparecimento de um gradiente radial das tensões normais tangenciais que forçam o escoamento de fluido em direcção ao veio. Para fluidos newtonianos $N_1=0$ e o que normalmente se observa é uma descida do fluido quando o número de Reynolds é elevado, i.e., por acção das forças centrífugas.

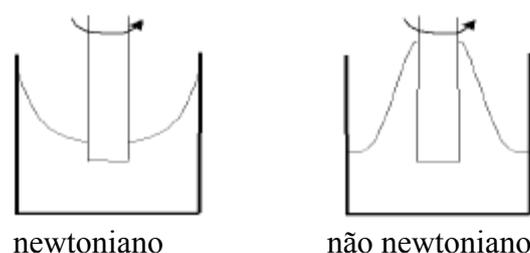


Figura 3.5: Efeito de Weissenberg

3.4.1.2 Funções materiais em escoamento dinâmico de corte

Os fluidos elásticos têm a capacidade de absorver energia num tempo finito e por isso esta característica do fluido é mais facilmente quantificada em escoamentos

dependentes do tempo, de que são exemplos os ensaios de fluência, de relaxação de tensão ou os ensaios oscilatórios.

No ensaio oscilatório de corte ou escoamento de Couette oscilatório impõe-se uma deformação periódica sinusoidal de baixa amplitude (γ_a), com frequência ω

$$\gamma(t) = \gamma_a \text{sen}(\omega t) \quad (3.6)$$

e observa-se a conseqüente resposta em tensão,

$$\tau(t) = \tau_a \text{sen}(\omega t + \delta) \quad (3.7)$$

Nos fluidos viscoelásticos esta resposta encontra-se desfasada relativamente à deformação induzida e o parâmetro δ (denominado ângulo de perdas) mede este desfasamento. Tendo em conta as componentes da tensão desfasada a 90° e da tensão em fase, relativamente à deformação imposta, definem-se duas quantidades proporcionais à viscosidade e à elasticidade dos fluidos. O módulo de conservação (G')

$$G'(w) = \frac{\tau_a}{\gamma_a} \cos(\delta) \quad (3.8)$$

que mede a energia de deformação armazenada reversivelmente, e o módulo de dissipação (G'')

$$G''(w) = \frac{\tau_a}{\gamma_a} \text{sen}(\delta) \quad (3.9)$$

que mede a energia cedida irreversivelmente pelo fluido ao exterior.

O factor de perda $\tan\delta$ é o quociente dos dois módulos anteriores. Para um material perfeitamente elástico a resposta da tensão encontra-se em fase com a deformação, i.e. $\delta=0$, pelo que $G'(w) = \tau_a / \gamma_a$ e $G''(w) = 0$. Por outro lado, para um fluido puramente viscoso (inelástico) $\delta=\pi/2$, ou seja $G'(w) = 0$ e $G''(w) = \tau_a / \gamma_a$.

O ensaio oscilatório só apresenta características independentes da sua cinemática se realizado em condições de baixa deformação, onde só o comportamento linear dos

fluidos é estimulado. Nesta zona, os resultados do ensaio são independentes da amplitude das solicitações aplicadas.

3.4.2 Reometria extensional

Uma propriedade muito importante para muitos escoamentos de fluidos viscoelásticos é a viscosidade extensional (ou elongacional), definida como a resistência que o fluido oferece ao seu estiramento. Enquanto que é difícil imaginar o estiramento de um fluido de baixa viscosidade como a água, para soluções poliméricas concentradas ou polímero fundido isso não é problema dado a sua grande consistência.

Há cerca de 100 anos, Trouton mediu a resistência ao corte e ao estiramento de vários fluidos e descobriu que a razão entre a viscosidade extensional uniaxial e a viscosidade de corte à taxa de deformação nula é para muitos fluidos igual a 3, valor que caracteriza de facto os fluidos newtonianos. Esta relação adimensional é denominada como a razão de Trouton e é hoje descrita por:

$$\text{Tr} = \frac{\eta_E}{\eta} \quad (3.10)$$

Sendo necessário comparar estas duas propriedades a velocidades de deformação bem definidas. Assim η_E é determinado para uma velocidade de deformação normal igual a $\dot{\epsilon}$ enquanto que a viscosidade de corte deve ser a que corresponde a uma velocidade de deformação de corte $\dot{\gamma} = \sqrt{3}\dot{\epsilon}$ (Barnes et al. (1989)). Em suma, todos os fluidos possuem uma viscosidade extensional não nula. No caso dos fluidos viscoelásticos a viscosidade extensional varia fortemente com a taxa de extensão podendo a razão de Trouton exceder largamente o valor 3. A medição da viscosidade extensional é consideravelmente mais difícil que a viscosidade de corte e depende quer da taxa de extensão, $\dot{\epsilon}$, quer do tempo da solicitação na fase inicial do ensaio antes de se atingir o regime permanente. O modo mais simples de provocar uma deformação extensional consiste em prender uma amostra pelas extremidades e puxá-la numa determinada direcção, Se isto é fácil de fazer para fluidos muito consistentes como o caso de polímeros fundidos ou as soluções concentradas de polímero, já para soluções diluídas há grandes dificuldades práticas. Entretanto, no final dos anos 1990 desenvolveu-se uma técnica adequada a soluções diluídas, que consiste em subitamente estirar uma amostra

e posteriormente deixar evoluir o filamento capilar por acção da tensão superficial contra as tensões elásticas internas. Esta técnica designa-se por ruptura de um filamento capilar⁸, e está esquematicamente representada na Figura 3.6. Após a extensão inicial Figura 3.6 (b) o diâmetro do filamento (D_{MID}) evolui no tempo por acção da tensão superficial e tensão extensional sendo essa evolução monitorizada usando um micrómetro laser. A dinâmica da evolução do filamento de fluido e a sua ruptura são governadas pela tensão superficial e pelas propriedades elásticas do fluido.

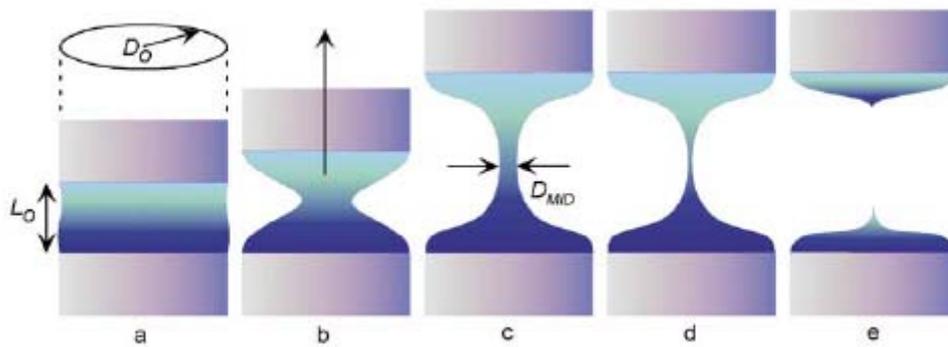


Figura 3.6: Representação esquemática do princípio de funcionamento do reómetro extensional (imagem retirada do Manual do reómetro Caber)

O campo de velocidade no filamento, durante a fase de relaxação, pode ser expresso por:

$$u_x = \dot{\epsilon}x \quad (3.11)$$

$$u_y = -\frac{1}{2}\dot{\epsilon}y \quad (3.12)$$

$$u_z = -\frac{1}{2}\dot{\epsilon}z \quad (3.13)$$

em que o valor de $\dot{\epsilon}$ é assumido como constante. O filamento de líquido tem geralmente forma cilíndrica, sendo por isso recomendável o uso de coordenadas cilíndricas. Assim, em alternativa às equações (3.12) e (3.13), é preferível usar uma componente radial da velocidade definida por:

$$u_r = -\sqrt{u_y^2 + u_z^2} = -\frac{1}{2}\dot{\epsilon}r \quad (3.14)$$

⁸ Em inglês usa-se a sigla CaBer que vem do “Capillary break-up”

Considerando um filamento cilíndrico de comprimento L e diâmetro D (ambos função do tempo), exprime-se a taxa de extensão por,

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial t} \quad (3.15)$$

Por integração, para $\dot{\varepsilon}$ constante, conclui-se que o comprimento do filamento aumenta exponencialmente com o tempo:

$$\frac{L}{L_0} = \exp(\dot{\varepsilon}t) \quad (3.16)$$

O diâmetro do filamento diminui igualmente de forma exponencial para conservar o volume total do filamento. Vários investigadores, entre os quais Bazilevski et al. (1997), Entov e J. (1997) e McKinley e Tripathi (2000) desenvolveram soluções para a evolução do diâmetro do filamento ao longo do tempo. Para um fluido viscoelástico, a evolução no tempo do diâmetro do filamento segue a seguinte expressão:

$$D(t) = D_0 (GD_0 / \sigma)^{1/3} \exp(-t/3\lambda_c) e^{(-t/3\lambda_c)} \quad (3.17)$$

em que λ_c representa o tempo de relaxação do fluido, σ a tensão superficial, D_0 o diâmetro inicial do filamento e G o módulo de elasticidade do filamento. Através da expressão anterior é possível determinar o tempo de relaxação do fluido. A caracterização reológica extensional dos fluidos utilizados no presente trabalho efectuou-se num reómetro da marca “Thermo Electron Corporation”, designado por HAAKE Caber, que se apresenta na Figura 3.7.

Existem outras variantes da viscosidade extensional, obtidas por exemplo em ensaios de extensão biaxial ou plana. Para uma descrição destes tipos de extensão multiaxial, e dos métodos usados experimentalmente na sua determinação, sugere-se a consulta de Bird et al. (1987a) e de Gomes de Castro et al. (2001), não sendo no entanto possível aplica-las a soluções diluídas por forma a obter soluções precisas.



Figura 3.7 : Reómetro HAAKE CaBer1 da “Thermo Electron Corporation” onde se realizaram os ensaios reológicos elongacionais

3.5 Modelos reológicos

As características reológicas dos fluidos são descritas matematicamente pela equação constitutiva ou reológica do fluido conforme foi referido na secção 3.2. Uma equação constitutiva relaciona o campo de tensões com o campo da velocidade de deformação a que o fluido está sujeito, determinando-se as constantes do modelo por ajuste de valores experimentais. Existem diversos modelos reológicos na literatura, apropriados em determinadas condições mas inadequados noutras. A escolha de um modelo constitutivo adequado é crucial para uma correcta representação do comportamento reológico do fluido, no entanto esta escolha nem sempre é fácil, dada a complexidade do comportamento de alguns fluidos e também as previsíveis complexidades do escoamento.

3.5.1 Modelos constitutivos para fluidos inelásticos

Os modelos reológicos mais simples são válidos para fluidos puramente viscosos, que não possuem qualquer tipo de memória e não apresentam qualquer tipo de dependência do tempo ou de estados de tensão anteriores. A sua viscosidade de corte pode ser constante ou variável, sendo o respectivo modelo classificado de newtoniano ou de newtoniano generalizado, respectivamente.

Os fluidos newtonianos possuem uma equação constitutiva simples, a lei de Newton da viscosidade, com uma única constante que é a viscosidade de corte do fluido, η . Os modelos reológicos generalizados, aplicáveis aos fluidos não newtonianos puramente viscosos, possuem uma viscosidade de corte dependente da taxa/velocidade de deformação. Neste caso, a Eq. (3.2) toma a seguinte forma:

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\gamma})\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \eta(\dot{\gamma})\left[\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T\right] \quad (3.18)$$

em que o invariante $\dot{\gamma}$ denomina-se taxa de deformação e traduz a magnitude do tensor taxa de deformação definido por (Bird et al. (1987a):

$$\dot{\gamma} = |\dot{\boldsymbol{\gamma}}| = \sqrt{\frac{1}{2}II(\dot{\boldsymbol{\gamma}})} = \sqrt{\frac{1}{2}(\dot{\boldsymbol{\gamma}}:\dot{\boldsymbol{\gamma}}^T)} \quad (3.19)$$

com $II(\dot{\boldsymbol{\gamma}})$ a representar o segundo invariante do tensor $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$.

Um dos modelos não newtonianos generalizados mais comuns é o modelo de lei de potência. Este modelo é válido para a região em que ocorre fluidificação, tipicamente a taxas de deformação intermédias e elevadas, e traduz-se na forma:

$$\eta(\dot{\gamma}) = K(\dot{\gamma})^{n-1} \quad (3.20)$$

em que K e n representam os índices de consistência e de lei de potência, respectivamente. O índice de consistência determina o nível de viscosidade a uma determinada taxa de deformação, ao passo que o índice de lei de potência regula o grau de fluidificação ($n < 1$). Embora pouco frequente, o modelo de lei de potência também traduz a viscosidade de corte de um fluido reoespessante, sendo neste caso $n > 1$. O modelo de lei de potência é de fácil utilização, e é usado com relativa frequência dado permitir a obtenção de soluções analíticas em inúmeras situações de relevância prática. Contudo, apresenta algumas limitações, nomeadamente o facto da viscosidade aumentar indefinidamente com a diminuição da taxa de deformação ao mesmo tempo que a viscosidade decresce continuamente para altas taxas de deformação.

Genericamente um fluido reofluidificante, no qual se incluem os fluidos estudados, pode apresentar uma viscosidade constante para taxas de deformação muito baixas e

muito elevadas, e uma viscosidade que varia segundo uma lei de potência numa gama intermédia de taxas de deformação, como ilustrado na Figura 3.8. As duas regiões de viscosidade constante são chamadas de primeira ($\eta = \eta_0$) e segunda ($\eta = \eta_\infty$) região newtoniana, respectivamente.

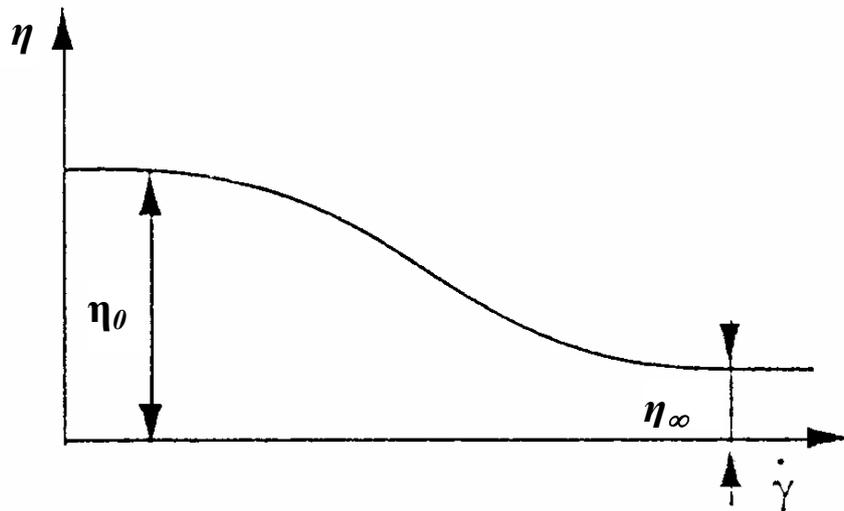


Figura 3.8: Curva típica de um fluido reofluidificante

O modelo de Carreau-Yasuda é uma generalização do modelo de lei de potência que elimina as limitações apresentadas anteriormente e que contempla o primeiro e segundo patamar newtoniano, tomando a seguinte forma genérica (Yasuda et al. (1981)):

$$\eta(\dot{\gamma}) = \eta_\infty + (\eta_0 - \eta_\infty) \left[1 + \left(\lambda \dot{\gamma} \right)^a \right]^{\frac{n-1}{a}} \quad (3.21)$$

onde o parâmetro λ traduz um tempo característico do fluido, que determina o valor da taxa de deformação a partir da qual a fluidificação se estabelece. O parâmetro a permite ajustar a rapidez da transição do primeiro patamar de viscosidade constante (a baixas taxas de deformação) para a zona de comportamento de lei de potência. O caso particular do modelo de Carreau-Yasuda com $a=2$ denomina-se modelo de Carreau (1972). Existem na literatura muitas variantes de modelos generalizados. Para uma consulta mais aprofundada destes, e de outros modelos generalizados, sugere-se a leitura de Gomes de Castro et al. (2001).

Como foi referido, estes modelos não conseguem prever as características elásticas dos fluidos, contudo, em muitas aplicações práticas, os efeitos de corte são dominantes, e devido à sua simplicidade, a sua aplicação é bastante atractiva.

3.5.2 Modelos constitutivos para fluidos viscoelásticos

Os fluidos viscoelásticos são capazes de armazenar energia sob a forma elástica durante fenómenos cineticamente transientes, posteriormente cedendo ao escoamento a energia armazenada. A modelação do comportamento de fluidos viscoelásticos sempre foi um assunto controverso, mas as equações constitutivas mesmo quando apresentam deficiências contribuem para a compreensão de vários mecanismos de deformação e escoamento. Ao contrário da mecânica de fluidos clássica as previsões dependem do modelo usado, pois não existe uma equação constitutiva exacta que seja aplicável a todos os fluidos e a todos os escoamentos. Alguns escoamentos viscoelásticos podem ser modelados com sucesso utilizando uma dada equação constitutiva, mas outra equação pode ser necessária noutro escoamento. O desenvolvimento de equações constitutivas para fluidos viscoelásticos é ainda uma área de investigação, mas hoje já virada para formulações com base na teoria cinética molecular e não para a mecânica dos meios contínuos. No entanto, para se perceber melhor o tipo de modelos existentes convém começar por modelos constitutivos simples. A forma mais elementar de desenvolver uma equação constitutiva viscoelástica é combinando um modelo para um sólido elástico, com um modelo para um fluido newtoniano equação que se designa por modelo de Maxwell.

Modelo de Maxwell

O modelo de Maxwell resulta da combinação de dois modelos, um para um sólido elástico,

$$\tau = G\gamma_e \quad (3.22)$$

com outro para um fluido newtoniano.

$$\tau = \eta\dot{\gamma}_v \quad (3.23)$$

Após a diferenciação da equação (3.22) e adicionando as duas taxas de deformação, $\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_e + \dot{\gamma}_v$ obtém-se

$$\frac{\dot{\tau}}{G} + \frac{\tau}{\eta} = \dot{\gamma} \quad (3.24)$$

ficando

$$\tau + \frac{\eta}{G} \dot{\tau} = \eta \dot{\gamma} \quad (3.25)$$

em que o termo $\frac{\eta}{G} = \lambda$ tem as dimensões de tempo, e designa-se por tempo de relaxação de Maxwell. Assim:

$$\tau + \lambda \dot{\tau} = \eta \dot{\gamma} \quad (3.26)$$

A expressão anterior traduz o modelo mais simples capaz de descrever um fluido que é simultaneamente viscoso e elástico, e foi proposta por Maxwell (1867) para investigar o possível carácter viscoelástico de gases.

É possível usar um modelo mecânico para representar este modelo, por combinação em série de uma mola ideal e de um amortecedor, como se ilustra na Figura 3.9. O comportamento elástico é representado pela mola e o viscoso pelo amortecedor. Pode-se combinar uma série de molas e amortecedores de diferentes formas, originando vários modelos para simular os comportamentos de diversos fluidos viscoelásticos.

O modelo de Maxwell traduz a idealização de um fluido relativamente simples: para deformações lentas comporta-se como um fluido newtoniano de viscosidade η e para deformações rápidas comporta-se como um sólido elástico linear, com módulo de distorção G .

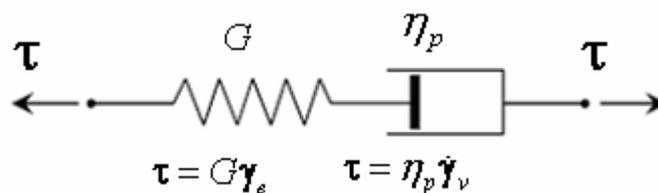


Figura 3.9 : Modelo mecânico análogo de um fluido de Maxwell.

Embora o modelo de Maxwell seja simples do ponto de vista reológico, é um modelo numericamente problemático devido à sua tendência para tensões normais ilimitadas quando a taxa de deformação tende para $1/(2\lambda)$, o que invariavelmente origina a divergência dos métodos de cálculo. O modelo escrito na forma da equação (3.26) não é contudo independente dos sistemas de coordenadas ou de movimento de corpo rígido. Para que os princípios de formulação de equações constitutivas sejam cabalmente respeitados (c.f. Tanner e Jin (1991)) é necessário utilizar formas especiais de derivação conhecidas por derivadas convectivas. De entre as várias possibilidades destaca-se a derivada convectiva superior, que se prova ter também origem na cinética molecular, e que se define como

$$\overset{\nabla}{\mathbf{A}}_p \equiv \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}^T \cdot \mathbf{A} \quad (3.27)$$

Da utilização desta derivada para a tensão resulta o modelo de Maxwell convectivo superior dada pela equação

$$\boldsymbol{\tau} + \lambda \overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}}_p = 2\eta_p \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (3.28)$$

Que se caracteriza por ter uma viscosidade de corte constante e uma primeira diferença de tensões normais não nulas.

Modelo de Phan-Thien–Tanner

O modelo viscoelástico de Phan-Thien e Tanner (1977), usualmente denominado por PTT, foi o modelo considerado nesta tese para ajustar aos dados reológicos dos fluidos viscoelásticos estudados, pelo que é apresentado em seguida.

Os modelos convectivos superiores de Maxwell (UCM) e de Oldroyd-B são bastante utilizados na simulação de escoamentos de fluidos viscoelásticos, contudo são muito restritivos pois são apenas aplicáveis a fluidos com viscosidade viscométrica (η) e coeficiente da primeira diferença de tensões normais (Ψ_1) constantes. Porém, uma grande parte dos fluidos poliméricos possui características reofluidificantes nestas duas funções materiais, como é o caso dos fluidos estudados no âmbito desta tese. Surge

assim a necessidade de apresentar equações constitutivas não lineares, mais complexas e com melhores capacidades preditivas.

No modelo PTT original não considera a existência de solvente, pois foi desenvolvido para polímero fundido, aqui considera-se que a tensão total é a soma das contribuições de origem polimérica, $\boldsymbol{\tau}_p$ e de origem puramente viscosa, $\boldsymbol{\tau}_s$ (exercida pelo solvente onde o polímero se encontra diluído):

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_s + \boldsymbol{\tau}_p \quad (3.29)$$

com

$$\boldsymbol{\tau}_s = \eta_s (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \quad (3.30)$$

A equação constitutiva do modelo PTT é apresentada seguidamente, onde se inclui o primeiro invariante do tensor das tensões (o traço do tensor):

$$Y(tr\boldsymbol{\tau}_p)\boldsymbol{\tau}_p + \lambda \overset{\nabla}{\boldsymbol{\tau}}_p + \frac{\xi}{2} \lambda \{ \dot{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \boldsymbol{\tau}_p + \boldsymbol{\tau}_p \cdot \dot{\boldsymbol{\gamma}} \} = \eta_p \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (3.31)$$

em que $Y(tr\boldsymbol{\tau}_p)$ representa uma função do primeiro invariante de $\boldsymbol{\tau}_p$ ($I(\boldsymbol{\tau}_p) = tr\boldsymbol{\tau}_p = \tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}$) a qual determina a forma do modelo PTT :

$$1\text{- forma linear: } Y(tr\boldsymbol{\tau}_p) = 1 + \frac{\lambda \varepsilon}{\eta_p} tr\boldsymbol{\tau}_p \quad (3.32)$$

$$2\text{- forma exponencial: } Y(tr\boldsymbol{\tau}_p) = \exp\left(\frac{\lambda \varepsilon}{\eta_p} tr\boldsymbol{\tau}_p\right) \quad (3.33)$$

A forma linear foi a proposta na versão original do modelo PTT (Phan-Thien e Tanner (1977)) e um ano mais tarde, Phan-Thien (1978) propôs a utilização de uma função exponencial. As versões exponenciais e lineares do modelo PTT diferem principalmente na curva da viscosidade extensional. Na versão exponencial, a viscosidade extensional parte do valor newtoniano, $\eta_E = 3(\eta_p + \eta_s)$, a baixos valores da taxa de extensão, passa por um máximo (inversamente proporcional ao parâmetro ε), tendendo para um

segundo patamar newtoniano inferior, $\eta_E = 3\eta_s$, para valores elevados da taxa de extensão. Por outro lado, a versão linear do modelo PTT prevê uma viscosidade extensional que também parte do valor newtoniano, $\eta_E = 3(\eta_p + \eta_s)$, aumentando seguidamente até atingir um patamar constante (inversamente proporcional ao parâmetro ε , para $\varepsilon \leq 0.5$) a valores elevados da taxa de extensão. O primeiro tipo de comportamento é típico de polímeros fundidos e o segundo é mais frequente em soluções poliméricas. Na equação (3.31) aparece a derivada convectiva superior, $\overset{\nabla}{\tau}_p$, (Bird et al. (1987a)) e que é definida através da equação (3.27).

O modelo PTT também tem uma forte base teórica, sendo deduzido com base em modelos de redes moleculares (Bird et al. (1987b)). Os cinco parâmetros que caracterizam o modelo PTT são o tempo de relaxação, λ , a viscosidade polimérica à taxa de deformação nula, η_p , a viscosidade do solvente, η_s , e dois parâmetros adimensionais, ε e ζ , que definem o carácter não linear do modelo. O parâmetro ε serve para eliminar a singularidade na viscosidade extensional, limitando o seu valor máximo (o qual é inversamente proporcional a ε). O parâmetro de deslizamento, ζ , contabiliza o grau de deslizamento da rede molecular relativamente ao meio contínuo, tendo uma influência mais significativa no grau de fluidificação da viscosidade de corte e no primeiro coeficiente de tensões normais (a gama admissível é $0 \leq \zeta < 2$). Para $\zeta = 0$ obtêm-se o modelo SPTT (modelo PTT simplificado), o qual prevê um coeficiente da segunda diferença de tensões normais nulo. Para valores não nulos de ζ , o modelo PTT prevê valores negativos do coeficiente da segunda diferença de tensões normais, o que está de acordo com as medições experimentais obtidas para a generalidade das soluções poliméricas. Contudo, o recurso a $\zeta \neq 0$ sem solvente u com um solvente de baixa viscosidade pode conduzir a uma curva não monotónica da tensão que é irrealista, originando o que se designa por instabilidade de Hadamard.

O modelo PTT degenera no modelo Oldroyd-B para $\varepsilon = \zeta = 0$, e no modelo UCM se $\eta_s = \varepsilon = \zeta = 0$.

Modelo multimodo

Algumas das incapacidades preditivas dos modelos viscoelásticos descritos anteriormente podem resolver-se pela adopção de uma variante multimodo de um dado modelo constitutivo, desde que o modelo seja capaz de prever qualitativamente a

variação desejada da propriedade. Por exemplo, um modelo multimodo baseado na equação do modelo PTT é capaz de prever correctamente o comportamento reofluidificante de um fluido, já que o modelo PTT prevê um determinado nível de reofluidificação e por combinação de outras contribuições é possível ter um resultado final com um nível de reofluidificação diferente. Contudo, um modelo multimodo baseado na equação do modelo UCM não é capaz de prever uma viscosidade variável, pois à partida cada um dos seus modos prevê uma viscosidade de corte constante.

Um modelo multimodo é um somatório de modos τ_k de acordo com a equação:

$$\tau = \sum_k \tau_k \quad (3.34)$$

onde a tensão de cada modo τ_k obedece a uma determinada equação constitutiva, por exemplo Maxwell convectivo, Oldroyd-B, PTT ou outro. Um modelo multimodo é assim um somatório de várias equações do mesmo tipo, onde a diferença entre os modos resulta dos diferentes valores numéricos para os diversos parâmetros, por exemplo λ , η , ε ou ξ a menos de algumas restrições. Como exemplo de restrição, o parâmetro ξ está relacionado com o deslizamento do conjunto das moléculas relativamente ao meio contínuo e por isso deve tomar sempre o mesmo valor numérico num modelo multimodo PTT.

Na próxima secção, são apresentados os vários fluidos seleccionados e descritos os testes reológicos efectuados. Seguir-se-á a análise dos resultados e a sua discussão.

3.6 Determinação do tempo de relaxação

Para determinar o tempo de relaxação característico de fluidos utilizaram-se três diferentes técnicas reológicas, a saber: os resultados das medições dos módulos de conservação (G') e dissipação (G'') em escoamento oscilatório de corte, seguindo a metodologia de Bird et al. (1996), os resultados das medições da primeira diferença de tensões normais no ensaio de corte e regime permanente e ainda os resultados do ensaio da rotura capilar. Os três valores obtidos são diferentes pois resultam de estados de deformação significativamente diferentes, mas permitem averiguar da maior ou menor elasticidade dos fluidos em diferentes situações.

A determinação do tempo de relaxação a partir dos resultados de G' e G'' segue a metodologia aplicada em Bird et al. (1996). Neste método o tempo de relaxação é dado pela expressão:

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\eta''/\omega}{\eta'} \quad (3.35)$$

sendo para isso necessário ajustar previamente o modelo de Maxwell aos dados experimentais de G' e de G'' para então se determinar o referido limite quando $\omega \rightarrow 0$.

De notar que por definição $G' = \eta' \cdot \omega$ e $G'' = \eta'' \cdot \omega$.

De acordo com Bird et al. (1996), selecciona-se um espectro de intervalos de tempos de relaxação, λ_e , limitado superiormente por λ_{emax} e inferiormente por λ_{emin} , calculados respectivamente através das condições, $\lambda_{emax}\omega_{min} > 1$ e $\lambda_{emin}\omega_{max} < 1$, em que ω_{min} e ω_{max} , são respectivamente a menor e a maior frequência angular para as quais existem dados disponíveis. É então efectuado o ajuste das viscosidades (η_j) para cada tempo de relaxação arbitrado, utilizando o programa *Solver* da folha de cálculo *Excel*. Usou-se como critério a minimização do quadrado da diferença entre os valores dos módulos de conservação e de dissipação, calculados, $G'(\omega_j)$ e $G''(\omega_j)$, e experimentais $G'(j)$ e $G''(j)$, seguindo a expressão (Bird et al. (1996)):

$$\sum_{j=1}^N \left\{ \left[\frac{G'(\omega_j)}{G'(j)} - 1 \right]^2 + \left[\frac{G''(\omega_j)}{G''(j)} - 1 \right]^2 \right\} \quad (3.36)$$

em que os módulos calculados são obtidos através do modelo de Maxwell

$$G'(\omega_j) = \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k \lambda_k \omega_j^2}{1 + (\lambda_k \omega_j)^2} \quad (3.37)$$

e de

$$G''(\omega_j) = \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k \omega_j}{1 + (\lambda_k \omega_j)^2} \quad (3.38)$$

Por fim, determinam-se os tempos de relaxação característicos de cada solução ensaiada, por aplicação da equação (3.35) que simplificada será igual a:

$$\lambda = \sum_{k=1}^N \frac{\eta_k \lambda_k}{\eta_k} \quad (3.39)$$

Determinou-se também o tempo de relaxação recorrendo aos resultados das medições das tensões normais. Recorrendo novamente ao modelo de Maxwell temos que

$$\tau_{xx} = \lambda 2 \dot{\gamma} \tau_{xy} \quad (3.40)$$

$$\tau_{xy} = \eta \dot{\gamma} + \lambda \dot{\gamma} \tau_{yy} \quad (3.41)$$

$$\tau_{yy} = 0 \quad (3.42)$$

Sabendo que

$$\psi_1 = \frac{N_1}{\dot{\gamma}^2} = \frac{\tau_{xx} - \tau_{yy}}{\dot{\gamma}^2} \quad (3.43)$$

virá portanto que o tempo de relaxação é obtido através de

$$\lambda = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \frac{\psi_1}{2\eta(\dot{\gamma})} \quad (3.44)$$

3.7 Caracterização reológica das soluções estudadas

Neste estudo caracterizou-se o comportamento reológico das soluções de dois polímeros de diferente peso molecular: a poliacrilamida, sigla PAA, e a goma xantano, sigla XG, nomeadamente

- Solução aquosa de 0.125% em massa de PAA – polímero de elevado peso molecular (15×10^6 kg/kmol; poliacrilamida referência Separan AN-934 SH) à concentração mássica de 0.125%.

- Solução aquosa de 0.2% em massa de XG – polímero de elevado peso molecular (2×10^6 kg/kmol; goma de xantano referência Keltrol TF da Kelco) à concentração mássica de 0.2%.

As soluções aquosas destes aditivos poliméricos incluem-se no grupo dos fluidos não newtonianos com características reológicas independentes do tempo e sem tensão de cedência. Apresentam comportamento espessante regressivo (pseudoplástico), com este comportamento a ser mais acentuado nas soluções mais concentradas.

Estes fluidos foram seleccionados pelas seguintes razões:

- Possuírem diferentes graus de elasticidade, e viscosidade não muito elevada;
- Permitirem o escoamento em regime laminar;
- Serem transparentes permitindo o recurso a meios ópticos de diagnóstico, onde se inclui a medição da velocidade do escoamento nas secções de teste através da anemometria laser-Doppler.
- Terem já sido utilizados anteriormente noutros estudos, por consequência estes resultados virem a constituir parte da mesma base de dados.

A poliacrilamida, referência Separan AP30 produzida pela empresa SNF Floerger, é um polímero aniónico que tem como possíveis aplicações a copolimerização para a produção de geis, no tratamento primário de águas residuais actuando como agente floculante dos sólidos suspensos, assim como na indústria do papel, indústria mineira, etc. As soluções aquosas de PAA são inodoras, incolores e não tóxicas. As moléculas de poliacrilamida são muito flexíveis e por consequência, altamente elásticas (elevado peso molecular) e longas, apresentando um diâmetro relativamente pequeno quando em repouso. Como podem ficar muito alongadas durante um escoamento são muito susceptíveis de degradarem mecanicamente. A gama do peso molecular médio da poliacrilamida comercial é de 2×10^3 até 15×10^6 kg/kgmol. No estado sólido, a poliacrilamida é uma substância higroscópica. Na área da Mecânica de Fluidos, particularmente em regime de escoamento turbulento, as soluções de poliacrilamida são usadas como agente de redução da força de arrasto, devido à sua flexibilidade e à sua longa cadeia molecular. Esta redução da força de arrasto é definida como a diminuição da perda de carga no escoamento da solução polimérica em torno de um objecto, relativamente ao escoamento do solvente nas mesmas condições. Embora a

sua eficiência seja elevada, neste desiderato a sua fragilidade às solicitações mecânicas faz com que perca rapidamente essas características.

A goma de xantano é uma polisacarida, ou goma, de elevado peso molecular que permite a produção de geis ou a actuação como lubrificante. As polisacaridas são originárias de recursos botânicos e microbianos. A goma de xantano é obtida de uma bactéria denominada por *Xanthomonas Campestris*, que é sujeita a um processo de fermentação, e tem uma composição e estrutura idêntica à polisacarida que se encontra em plantas pertencentes à família das couves (do inglês cabbage), onde ocorre naturalmente. Devido à sua conformação helicoidal rígida, a goma xantano é relativamente insensível às diferenças de pH. A molécula da XG tem uma estrutura semi-rígida e elástica, contudo bastante menos elástica que a molécula de PAA quando as deformações são elevadas.

As soluções de moléculas orgânicas, como as soluções de goma de xantano e de poliácridamida utilizadas neste trabalho, são biodegradáveis, propiciando o desenvolvimento de bactérias, cuja acção altera as características reológicas e dinâmicas dos fluidos. Shaver e Merrill (1959) foram os primeiros a sugerir a adição de um ácido biológico para minimizar esse efeito. No presente estudo adicionou-se Kathon LXE 1.5% da Rohm e Haas (0.02% em peso), o que, de acordo com Walters (1980), implica que a caracterização reológica tenha de ser realizada com o aditivo.

As soluções eram preparadas num tanque agitado mecanicamente com capacidade para 400 kg, dissolvendo-se o polímero em água da rede de abastecimento do Porto, à qual foi adicionado o ácido biológico. Durante a primeira fase de dissolução as soluções eram agitadas mecanicamente durante aproximadamente 120 minutos. Depois repousavam cerca de 24 horas para completa hidratação das moléculas e no final eram agitadas novamente durante 30 minutos para homogeneização, antes de se realizar a trasfega para a instalação laboratorial. Ao longo dos ensaios eram retiradas amostras de fluido para posterior caracterização reológica. Mediram-se as características reológicas num reómetro rotacional e num reómetro extensional, ambos com sistemas termostáticos para controlo de temperatura. Os dois reómetros utilizados foram:

- reómetro PHYSICA MCR 301
- reómetro HAAKE CaBer1

O primeiro aparelho permitiu determinar a viscosidade viscométrica assim como os módulos de conservação e de dissipação e o segundo usado na determinação

complementar de características elásticas da poliacrilamida. Os ensaios realizados no reómetro rotacional utilizaram sempre a geometria de cone e prato.

3.7.1 Solução aquosa de goma de xantano

3.7.1.1 Determinação da viscosidade viscométrica

Os resultados dos ensaios realizados por forma a determinar a lei de variação da viscosidade, para uma temperatura de 20°, encontram-se representados na Figura 3.10. Esta foi a temperatura a que decorreram todos os ensaios hidrodinâmicos na instalação experimental descrita anteriormente.

Fizeram-se ajustes aos resultados experimentais com base nos modelos reológicos de Carreau-Yasuda e de Ostwald-de Waele (lei de potência), descritos respectivamente pelas eqs.(3.20) e (3.21), os quais também são apresentados na Figura 3.10.

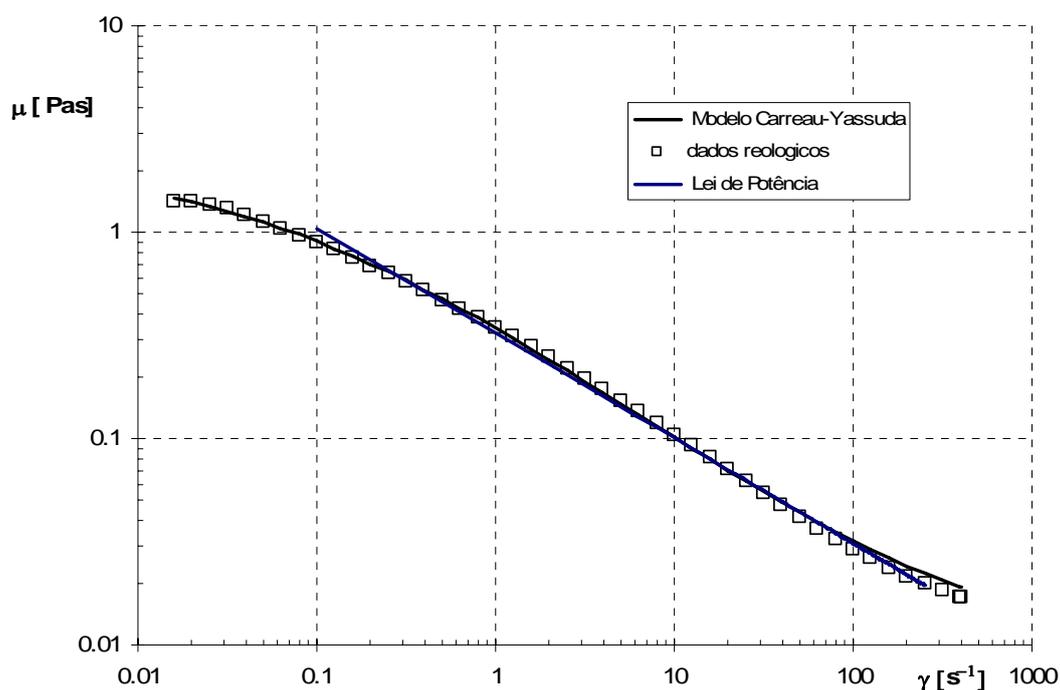


Figura 3.10 : Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de XG e respectivas curvas de ajuste (lei de potência, modelo Carreau-Yasuda) ($T=20^{\circ}C$).

Os parâmetros do modelo de Carreau-Yassuda e da lei de potência obtidos por ajuste minimizando o erro quadrático médio, segundo o método dos mínimos quadrados, apresentam-se na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 -Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda e lei de potência ($T=20^{\circ}\text{C}$)

Fluido	ρ [kg/m ³]	μ_0 [Pa.s]	μ_{∞} [Pa.s]	λ [s]	a	n	K [Pa.s ⁿ]
0.2% XG	1000	2.3242	0.00996	11.6875	0.50339	0.3454	-----
0.2% XG	1000	-----	-----	-----	-----	0.491	0.324

Não obstante a existência de um permutador de calor na instalação hidrodinâmica, para manter a temperatura do fluido durante os ensaios nos 20°C, realizou-se um estudo da influência da temperatura na viscosidade da goma de xantano, o qual é apresentado na Figura 3.11.

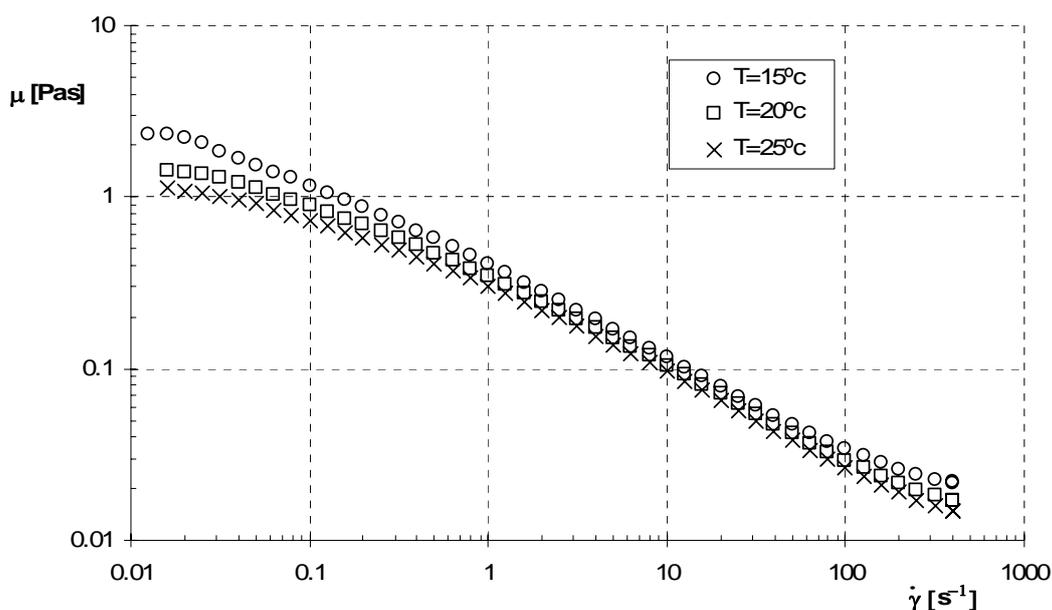


Figura 3.11: Influência da temperatura na viscosidade de corte da solução aquosa de goma de xantano

É possível constatar da Figura 3.10 e da Figura 3.11 que a solução de goma de xantano tem um comportamento marcadamente reofluidificante, com a viscosidade a diminuir cerca de duas décadas com o incremento da taxa de deformação. Uma possível interpretação física para este comportamento marcadamente pseudoplástico, na gama

intermédia de taxas de deformação, baseia-se na progressiva desagregação do entrelaçamento das moléculas do fluido quando sujeitas a tensões tangenciais de intensidade crescente. Essas tensões conduzem a um progressivo ordenamento dessas moléculas segundo direcções paralelas às do escoamento, reduzindo assim a sua interacção e, conseqüentemente, a resistência do fluido ao escoamento, ou seja, a sua viscosidade instantânea. A convergência da viscosidade para um valor mínimo para elevadas taxas de deformação traduz o estado de ordenamento “completo” das moléculas segundo a direcção do escoamento. Note-se ainda que no limite das elevadas velocidades de deformação, a viscosidade nunca poderá ser inferior à do próprio solvente.

Para a temperatura de 25°C obtiveram-se valores de viscosidade inferiores aos obtidos para as temperaturas de 20°C e 15°C em toda a gama de taxas de deformação, sendo a diferença mais significativa para as baixas taxas de deformação. Contudo, as diferenças a baixas taxas de deformação são mais significativas não so devido ao efeito da temperatura, mas também devido ao facto de estarmos a medir valores de tensões muito baixos e conseqüentemente a incerteza na medição é superior.

3.7.1.2 Elasticidade das soluções diluídas

Na Figura 3.12, estão representados os resultados dos módulos de dissipação e de conservação obtidos para a solução de 0.2% XG, obtidos com varrimentos em frequência a uma amplitude de deformação igual a 0.2. Esta amplitude de deformação foi determinada através de um ensaio com varrimentos de em amplitude efectuados à frequência de 10 Hz e em que se verificou que para uma amplitude de deformação de 0.2 que somente o comportamento linear do fluido é estimulado.

Por análise da Figura 3.12, verifica-se que a solução 0.2% XG apresenta, para baixas amplitudes de deformação, um módulo de dissipação superior ao módulo de conservação, enquanto que para maiores amplitudes de deformação os dois módulos são semelhantes o que é sinónimo de uma elasticidade moderada. Para menores amplitudes de deformação, o quociente G''/G' apresenta um valor de 1.5 a 2, valores idênticos aos obtidos por Pereira e Pinho (1999) para a solução de goma de xantano à mesma concentração.

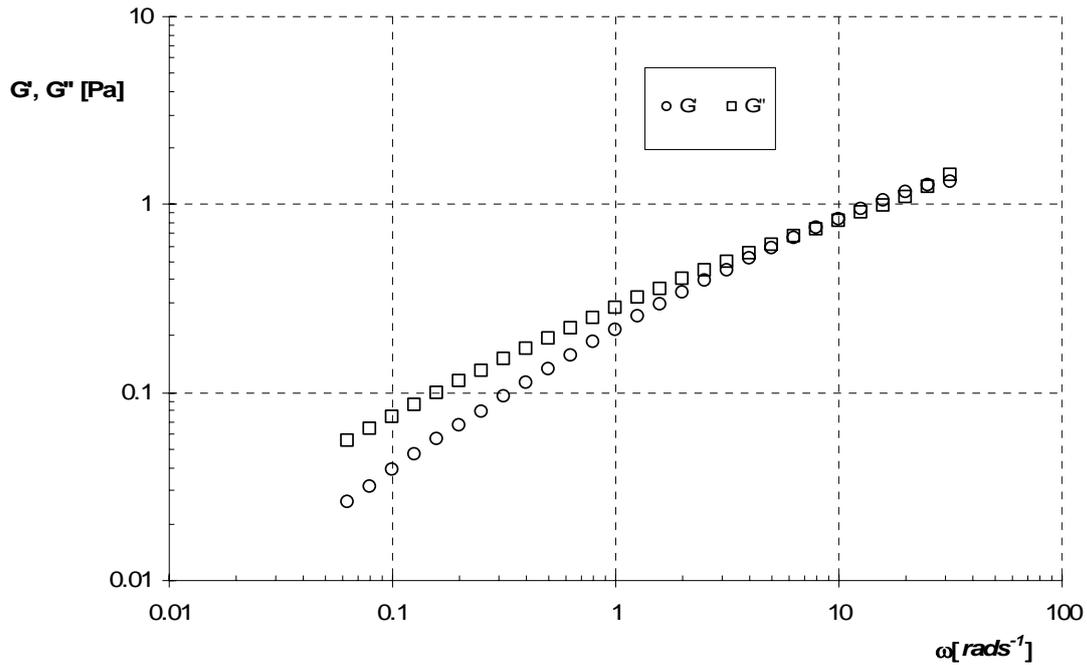


Figura 3.12: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.2% XG, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.

A elasticidade de soluções não newtonianas diluídas foi estudada também por Coelho e Pinho (1998) para as soluções de 0.4% CMC⁹, 0.3% CMC, 0.2% CMC, 0.4% Tylose e 0.6% Tylose através dos ensaios oscilatórios. Estes autores concluíram que as soluções de Tylose apresentam um comportamento fundamentalmente viscoso, enquanto que as soluções de CMC apresentam elasticidade, embora não muito intensa. Neste estudo verificaram que a Tylose apresenta um módulo de conservação cerca de 3 a 5 vezes inferior ao módulo de dissipação, resultado indicativo de uma baixa elasticidade, enquanto que as soluções de CMC apresentam, embora para menores amplitudes de deformação, um quociente G''/G' de 1.5 a 2, resultado indicativo de uma elasticidade moderada. Do estudo realizado por Pereira e Pinho (1999), sobre escoamento turbulento de soluções poliméricas em tubos, verifica-se que as soluções não newtonianas de goma de xantano com uma concentração mássica de 0.2% e 0.25% apresentam um nível de elasticidade similar às soluções de 0.3% CMC e 0.4% CMC.

O estudo da influência da temperatura em termos dos módulos de dissipação e de conservação é apresentada na Figura 3.13. Verifica-se que o efeito da temperatura é mais significativo para baixas taxas de deformação. Pois verifica-se que à medida que a temperatura aumenta o módulo de dissipação, G'' , e de conservação, G' , diminui.

⁹ vem do inglês carboxymethylcellulose que em português significa celulose carboximetilica

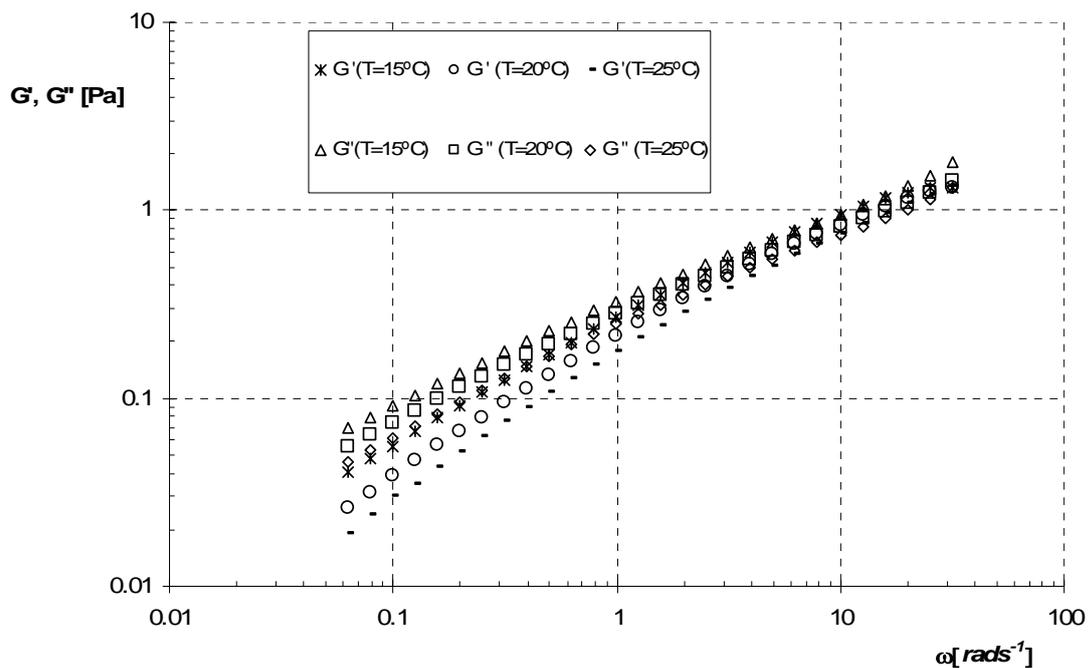


Figura 3.13: Influência da temperatura nos módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.2% XG, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.

3.7.1.3 Forças normais

A primeira diferença de tensões normais foi medida para a solução de XG e os resultados são apresentados na Figura 3.14 sob a forma de uma relação entre N_1 e a tensão de corte medida.

Os valores das medições realizadas são bem ajustados (método dos mínimos quadrados) pela seguinte curva:

$$N_1 = 0.309\tau^{3.24} \quad (3.45)$$

De acordo com Barnes et al. (1989), a elasticidade é elevada quando $N_1/2\tau > 0.5$. Analisando os resultados deste trabalho, a solução tem uma elasticidade moderada para tensões de corte superiores a 1.7 Pa.

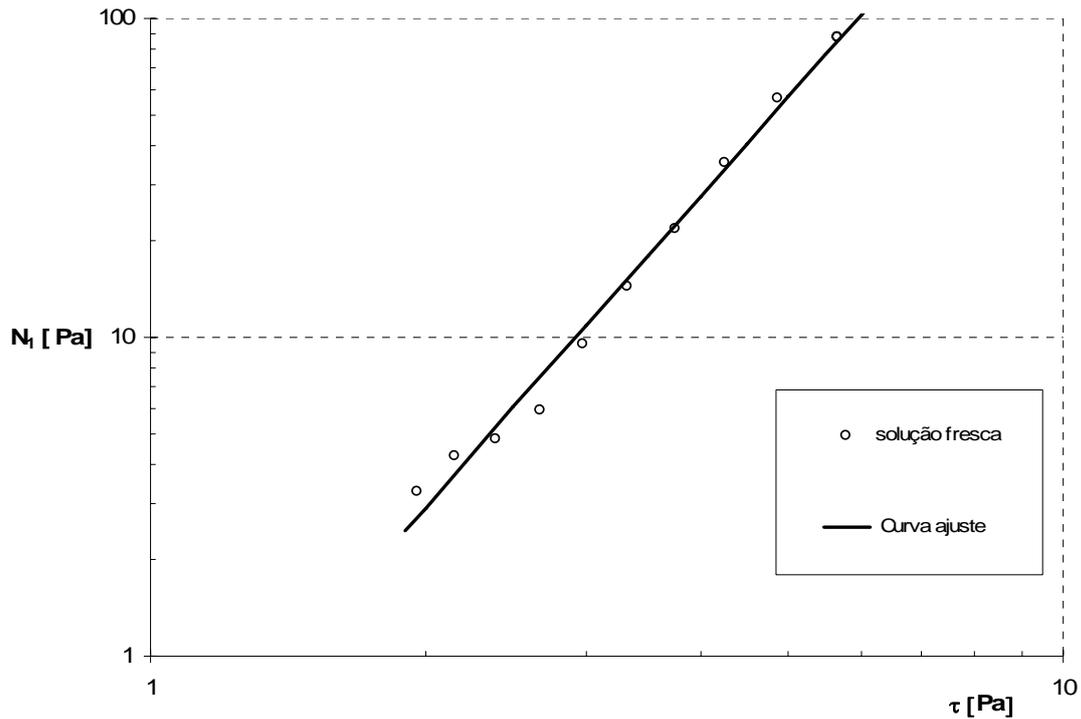


Figura 3.14: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução de goma de xantano e respectiva curva de ajuste ($T=20^\circ\text{C}$).

Degradação do polímero por deformação de origem mecânica

Como foi descrito em trabalhos anteriormente realizados, Coelho e Pinho (1998) entre outros, ocorre degradação dos fluidos quando estes estão sujeitos a uma acção prolongada de deformação mecânica. Esta degradação origina a rotura das moléculas e consequente alteração das suas propriedades (Pinho e Whitelaw (1991)). Uma vez que essa degradação depende da intensidade e duração das tensões aplicadas, efectuaram-se estudos que visaram avaliar o possível efeito do movimento cinemático nas bombagens do fluido e da circulação na conduta na reologia dos fluidos. Para tal, durante a fase de caracterização reológica dos fluidos reproduziram-se todos os ensaios realizados na instalação laboratorial retirando-se amostras de fluido ao longo do tempo, a saber:

- Extração de amostra após agitação mecânica e respectiva estabilização (amostra fresca);
- Extração de amostra após transferência da solução para a instalação (após trasfega);
- Extração de amostra hora a hora durante a circulação contínua de fluido num espaço de 3 dias consecutivos de bombagem no caso da solução de XG e de 16 horas consecutivas no caso da solução de PAA.

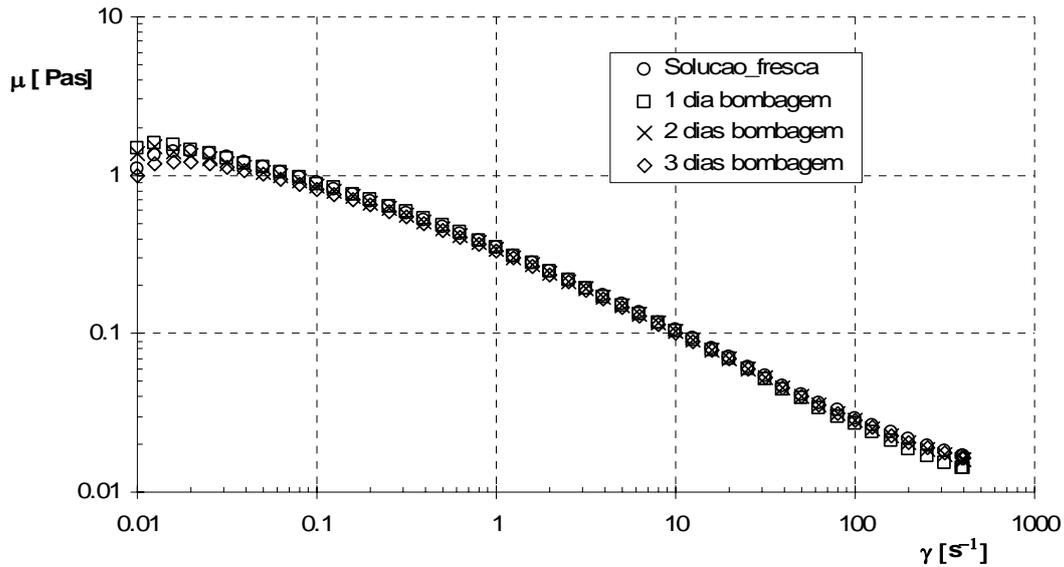


Figura 3.15: Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.2% XG ao longo de 3 dias de bombagem ($T=20^{\circ}\text{C}$)

Foi então determinada a curva de viscosidade viscométrica, η , e da primeira diferença de tensões normais, N_1 , em função da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, assim como os resultados referentes ao ensaio oscilatório, com varrimentos de frequência para uma amplitude constante de 0.2, para cada amostra extraída ($T=20^{\circ}\text{C}$). No caso da goma de xantano, estes resultados encontram-se na Figura 3.15 e na Figura 3.16 para η , G' e G'' e N_1 respectivamente.

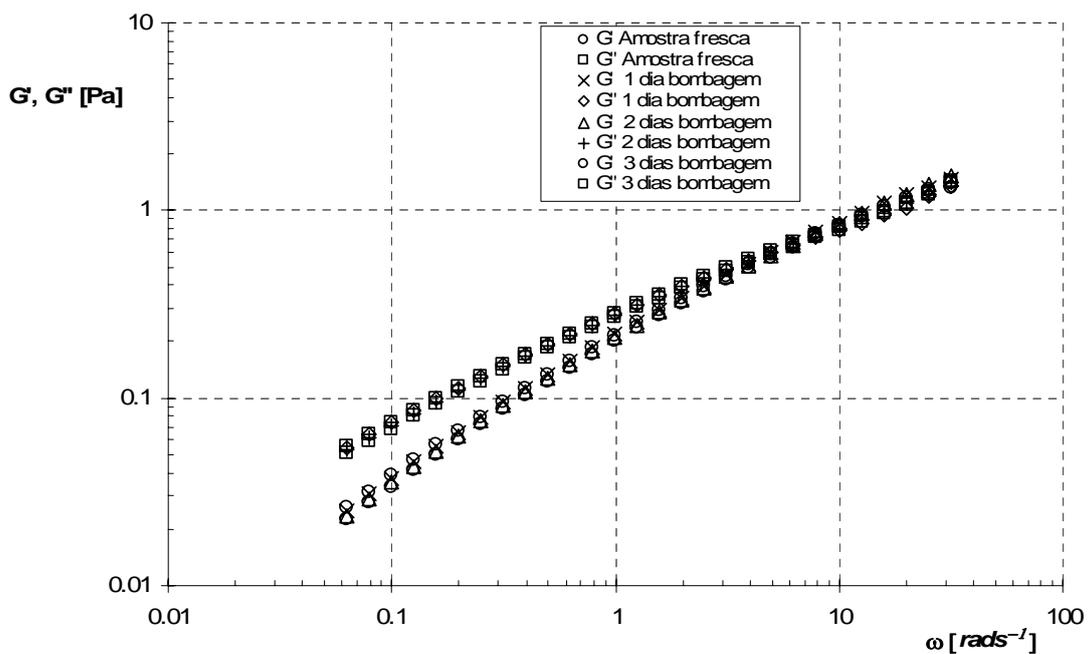


Figura 3.16: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.2% XG ao longo de 3 dias de bombagem; para uma amplitude de deformação constante de 0.2 ($T=20^{\circ}\text{C}$).

Em termos da primeira diferença de tensões normais apresentam-se os resultados na Figura 3.17.

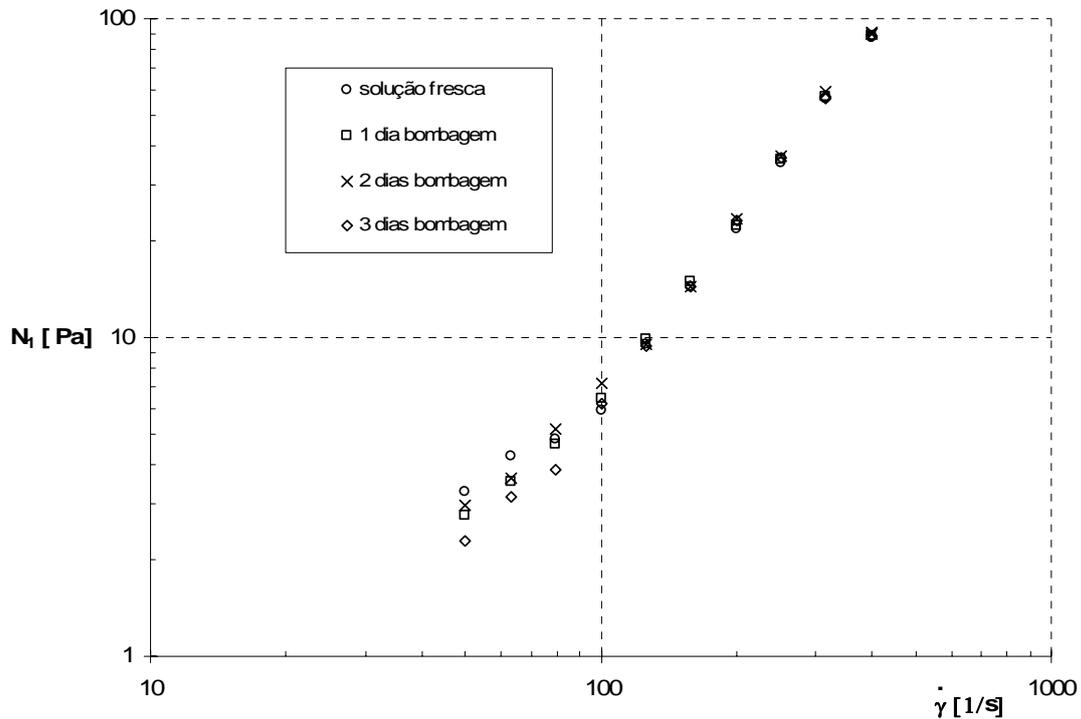


Figura 3.17: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da taxa de deformação, para a solução de goma de xantano (0.2%) ao longo de 3 dias de bombagem ($T=20^\circ\text{C}$).

Analisando da Figura 3.15 à Figura 3.17 verifica-se que as funções materiais do fluido não sofrem uma considerável variação ao longo dos três dias de bombagem; existe uma variação inferior a 5% em qualquer das funções materiais. Pode-se portanto concluir que a degradação mecânica é pequena ao fim de três dias de bombagem, o que permitiu realizar ensaios experimentais com a mesma solução durante 3 dias. Nas três figuras é óbvia uma ligeira diminuição de todas as propriedades ao longo do tempo que é genericamente inferior a 5% ao fim de 3 dias, excepto para o N_1 mostrando que a goma de xantano é apesar de tudo um fluido bastante resistente à degradação mecânica. Como quisemos limitar a degradação a este valor, as soluções usadas eram descartadas ao fim de 3 dias de utilização. A maior dispersão de N_1 para baixos valores de $\dot{\gamma}$ não é necessariamente um indicador de uma maior degradação, embora se espere que esta afecte mais as grandezas elásticas do que as viscosas, mas resulta também de mais incerteza inerente à medição de N_1 , especialmente quando esta tensão tem valores baixos como é o caso.

Tempo de relaxação

Os resultados das medições dos módulos de conservação (G') e dissipação (G'') em escoamento oscilatório de corte, seguindo a metodologia de Bird et al. (1996) apresentada anteriormente permitiu determinar um tempo de relaxação igual a 9.3 s. Compara-se na Figura 3.18 o ajuste aos resultados experimentais para a solução de 0.2% de goma de xantano.

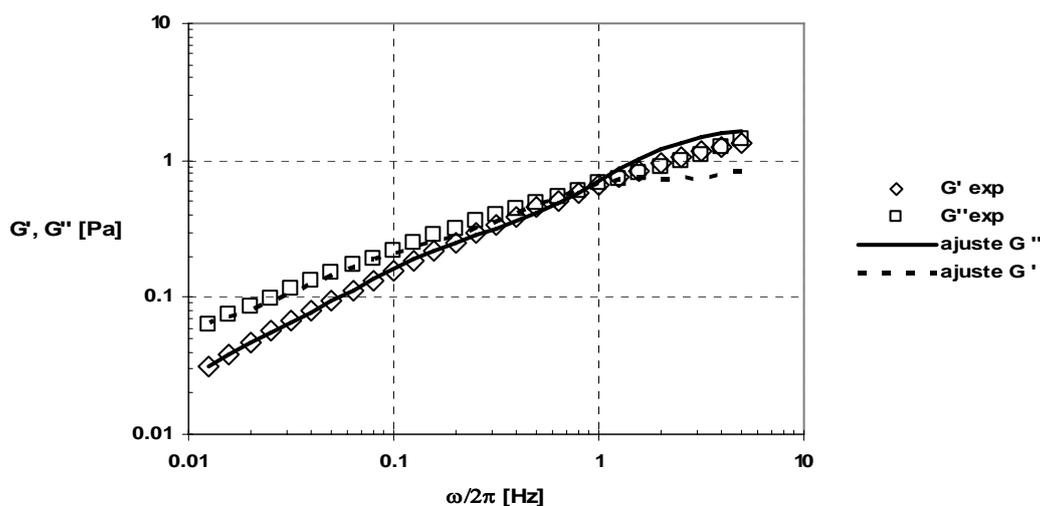


Figura 3.18: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.2% XG ($T=20^\circ\text{C}$). Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell (linhas).

O tempo de relaxação obtido através do ensaio oscilatório e ajustado através do modelo de Maxwell apresenta um valor elevado, tendo em consideração que estamos perante um polímero que é constituído por moléculas semi-rígidas e por conseguinte pouco elásticas. Verificando-se assim que este método de determinação do tempo de relaxação não é o mais adequado, facto que foi corroborado por Walters (1992).

Os resultados das medições da primeira diferença de tensões normais no ensaio de corte e regime permanente e recorrendo a equação (3.44) permitiram obter a evolução de λ em função de $\dot{\gamma}$ (ver Figura 3.19). Apesar dos esforços não foi possível medir, valores da primeira diferença de tensão normal, para taxas de deformação inferiores a 100 s^{-1} , não permitindo assim determinar o limite quando $\dot{\gamma} \rightarrow 0$. Contudo pela análise da Figura 3.19 pode-se verificar que para as taxas de deformação medidas a ordem de grandeza do tempo de relaxação é próximo de 0.01 s, valor que irá ser

considerado posteriormente para o cálculo do número de Débora, De , que representa o quociente entre as forças elásticas e as forças viscosas.

Os ensaios de rotura capilar com a solução de goma de xantano não permitiram determinar o tempo de relaxação.

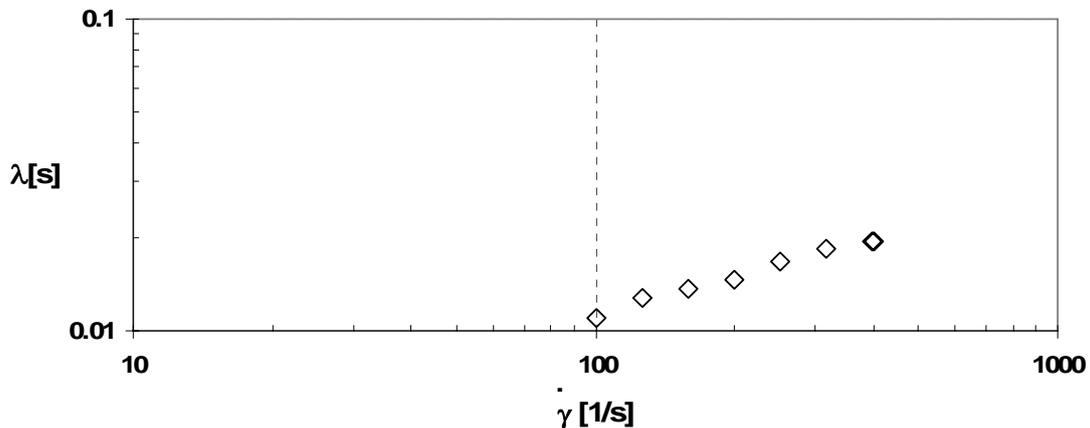


Figura 3.19: Evolução de λ em função da taxa de deformação $\dot{\gamma}$.

3.7.2 Solução aquosa de Poliacrilamida

Degradação do polímero por deformação de origem mecânica

Para a solução de poliacrilamida começa-se por apresentar o estudo de degradação da solução pois esta apresenta algumas especificidades que a goma de xantano não apresenta.

Determinou-se a curva de viscosidade viscométrica, μ , em função da taxa de deformação, $\dot{\gamma}$, assim como os resultados referentes ao ensaio oscilatório, para cada amostra extraída ($T=25^{\circ}\text{C}$); valores apresentados na Figura 3.20 e na Figura 3.21, respectivamente. Os valores da primeira diferença de tensões normais apresentam-se na Figura 3.22.

Analisando a Figura 3.20, verifica-se que a viscosidade sofre, para baixas taxas de deformação, uma considerável variação ao longo do tempo de bombagem mesmo ao fim de pouco tempo o que indica uma forte degradação. Contudo para valores intermédios e elevados das taxas de deformação, a variação da viscosidade ao longo do tempo de bombagem já não é tão significativa.

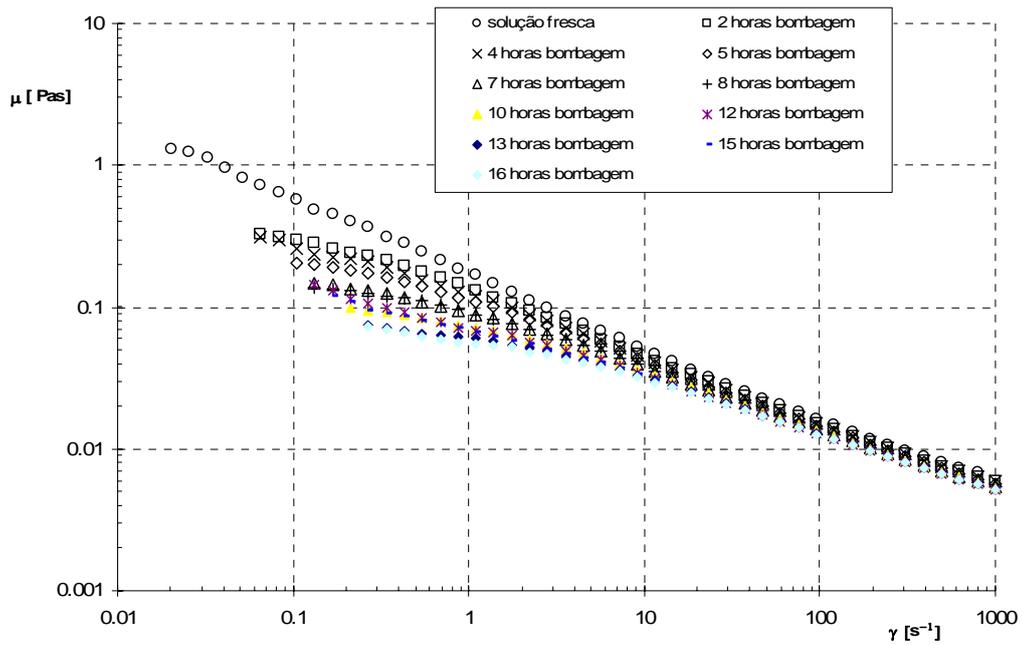


Figura 3.20 : Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.125% PAA ao longo de 2 dias de bombagem ($T=25^{\circ}\text{C}$).

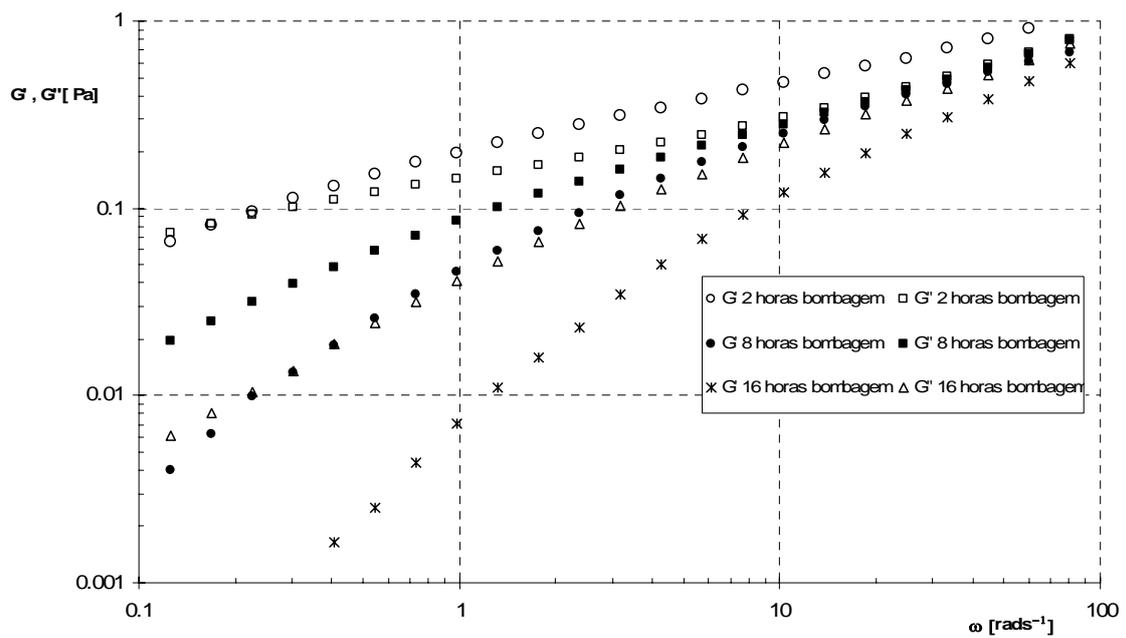


Figura 3.21: Módulos de dissipação, G'' , e de conservação, G' , para a solução de PAA ao longo de 2 dias de bombagem; para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.

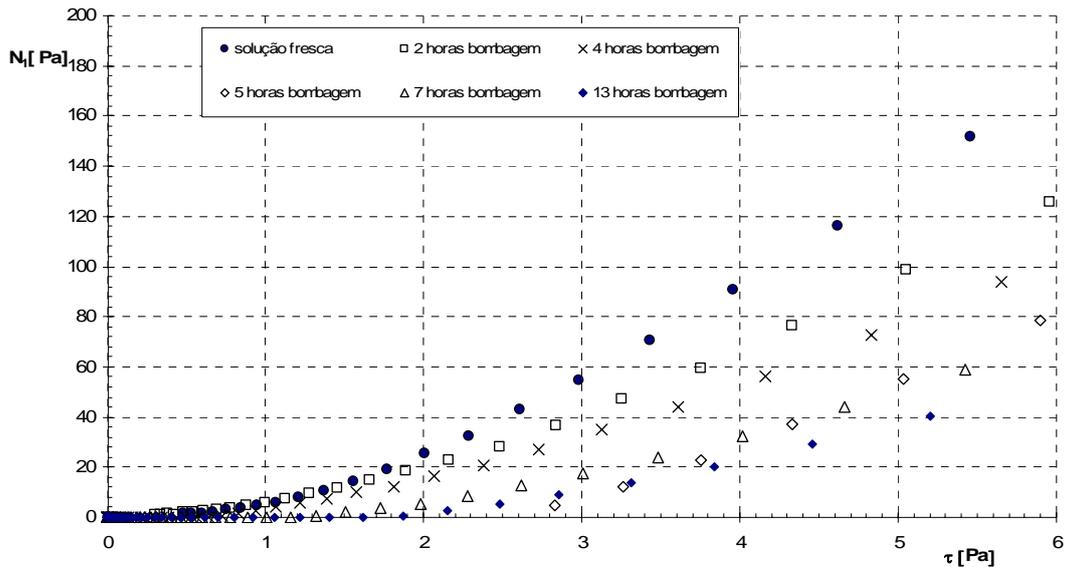


Figura 3.22: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução de poliacrilamida (0.125%) ao longo de 2 dias de bombagem, ($T=25^\circ\text{C}$).

Estas variações de viscosidade são acompanhadas de quedas ainda mais significativas nas propriedades elásticas como se mostra na Figura 3.21 e na Figura 3.22. Note-se, por exemplo, a maior queda em G' do que em G'' ou de N_1 por comparação com a viscosidade apesar do gráfico da Figura 3.22 tender a reduzir essa variação ao representar o N_1 em função de τ que também diminui. Após este estudo de degradação podemos constatar que a solução sofre uma variação em termos de viscosidade de aproximadamente 20% para elevadas taxas de deformação (para $\dot{\gamma}$ entre 10 e 1000), sendo esta variação superior para baixos valores de taxas de deformação. Em termos de módulo de dissipação, G'' , a variação é de aproximadamente 30% para elevados valores de frequência e de aproximadamente 40% em termos de módulo de conservação, G' . Em termos de tensão normal, N_1 , essa variação é de aproximadamente 40%.

Entretanto, e no que respeita aos ensaios experimentais da hidrodinâmica do escoamento é importante perceber que todo o processo de verificação do bom funcionamento dos equipamentos de medida, bem como do aquecimento ou arrefecimento do fluido no permutador até à temperatura de trabalho, isto é, até ao início das medições propriamente ditas demorava aproximadamente duas horas de bombagem pelo que a comparação da reologia do fluido com a de uma solução fresca não tem de facto significado. A caracterização reológica de referência que interessa considerar é a que corresponde à do início das medições que corresponde aos dados aqui apresentados como possuindo duas horas de bombagem. Mesmo em relação a esta referência a

degradação é elevada apesar da instalação estar equipada com uma monobomba em vez de uma bomba centrífuga, ainda mais penalizadora. A razão de tal degradação deve-se às elevadas velocidades de deformação no interior da instalação. A solução deste problema obrigaria ou à concepção de uma instalação com uma única passagem de fluido, envolvendo por isso grandes reservatórios e elevados volumes de fluido a descartar ou então teria de se viver com este problema limitando o uso de fluido a um menor número de horas. Optou-se por esta segunda solução na consciência plena que isso implica uma menor latitude na interpretação dos resultados das medições quando está em jogo a solução de PAA. Uma outra alternativa seria a consideração de um outro tipo de aditivo como a tylose ou o CMC. A tylose dá origem a soluções pouco elásticas e por isso os seus resultados não seriam tão interessantes nem como os da goma de xantano, enquanto que o CMC resulta em soluções com níveis de elasticidade que não diferem muito dos da goma de xantano e daí que não tenhamos utilizado pois o objectivo era o de realmente estudar soluções de uma molécula muito flexível e elástica, mas que por outro lado era muito sensível à degradação.

No final optou-se por mesmo assim efectuar medições com esta solução, limitando o seu uso a dois dias de bombagem, após o que a solução era descartada.

3.7.2.1 Determinação da viscosidade viscométrica

Os resultados dos ensaios realizados para a determinar a lei de variação da viscosidade de uma nova amostra, para uma temperatura de 25°C, encontram-se representados na Figura 3.23 e correspondem então a fluidos no início dos ensaios experimentais, isto é, ao fim de duas horas de bombagem.

Efectuaram-se ajustes aos dados experimentais com base nos modelos reológicos de Carreau-Yasuda e de Ostwald-de Waele (lei de potência), descritos, respectivamente, pelas equações (3.20) e (3.21), os quais são também apresentados na Figura 3.23.

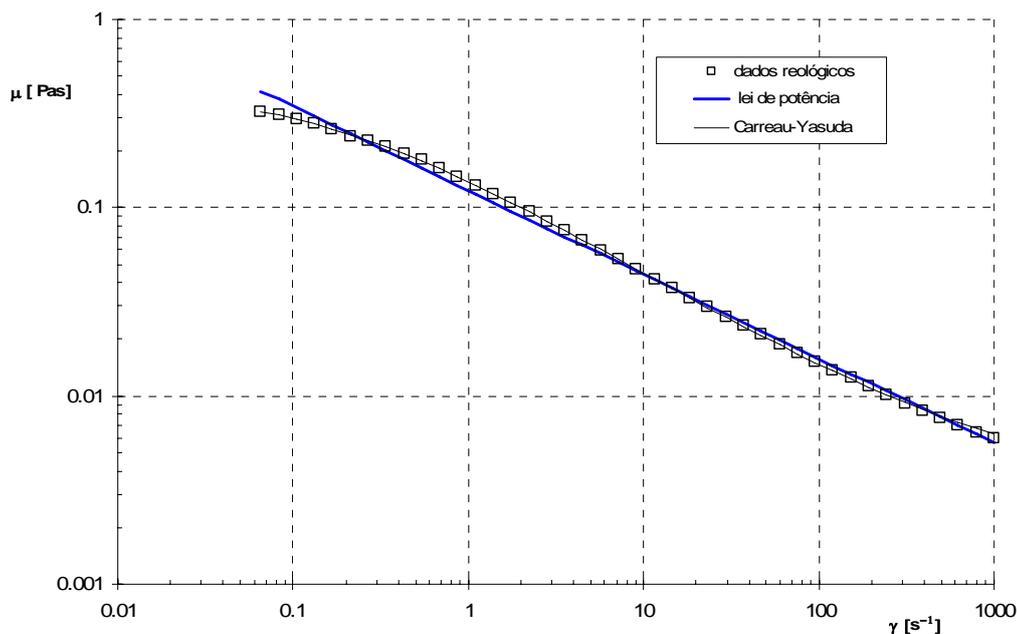


Figura 3.23: Variação da viscosidade de corte com a taxa de deformação para a solução de 0.125% PAA e respectivas curvas de ajuste (lei de potência, modelo Carreau-Yasuda) ($T=25^{\circ}\text{C}$).

Os parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda e da lei de potência, ajustados para minimizar o erro quadrático médio, segundo o método dos mínimos quadrados, apresentam-se na Tabela 3.2.

Tabela 3.2 - Parâmetros do modelo de Carreau-Yasuda e lei de potência ($T= 25^{\circ}\text{C}$)

Fluido	ρ [kg/m ³]	μ_0 [Pa.s]	μ_{∞} [Pa.s]	λ [s]	a	n	k [Pa.s ⁿ]
0.125% PAA	1000	0.4378	0.00314	5.6179	0.7422	0.4285	-----
0.125% PAA	1000	-----	-----	-----	-----	0.5534	0.1234

Na Figura 3.23 constata-se que a solução de poliacrilamida tem um comportamento marcadamente pseudoplástico, pois a viscosidade diminui com o incremento da taxa de deformação. Este comportamento é idêntico ao da solução de goma de xantano, e a interpretação para este comportamento é explicado na secção 3.7.1.1 mas agora as viscosidades são cerca de 10 vezes inferiores às da solução de goma de xantano.

A Figura 3.23 mostra ainda o aparecimento da primeira região newtoniana a baixas taxas de deformação de forma mais marcada que para a goma de xantano, existindo também uma ténue tendência para a viscosidade de corte estabilizar a elevadas taxas de deformação.

Com a solução de poliacrilamida não se efectuou o estudo da influência da temperatura nas características reológicas, contudo todas as experiências foram realizadas com um rigoroso controlo da temperatura de trabalho.

3.7.2.2 Elasticidade das soluções diluídas

A Figura 3.24 mostra os resultados de elasticidade obtidos com a solução de 0.125% em PAA, com varrimentos em frequência à amplitude de deformação igual a 0.2. Esta amplitude de deformação foi determinada através de um ensaio com varrimentos em amplitude efectuados às frequências de 10 Hz e em que se verificou que para uma amplitude de deformação de 0.2 que somente o comportamento linear do fluido é estimulado.

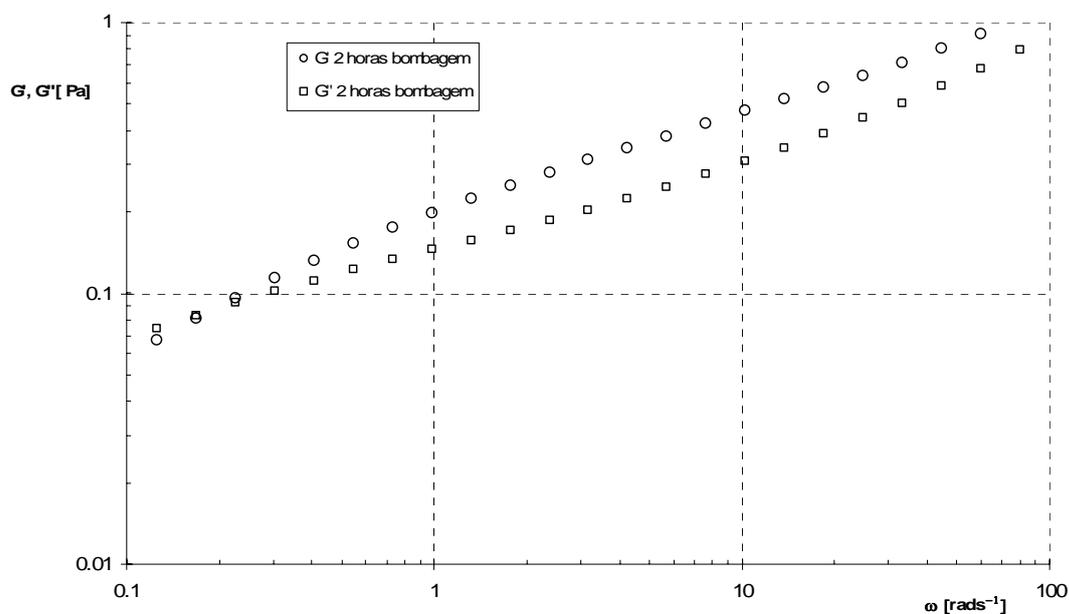


Figura 3.24: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' , para a solução 0.125% PAA, para uma amplitude de deformação constante e igual a 0.2.

Por análise desta figura verifica-se que, para esta solução, o módulo de conservação é maior que o módulo de dissipação, factor indicativo de uma elasticidade superior à da solução de goma de xantano.

3.7.2.3 Forças normais

A primeira diferença de tensões normais foi determinada para a solução de poliacrilamida e os resultados estão apresentados na Figura 3.25.

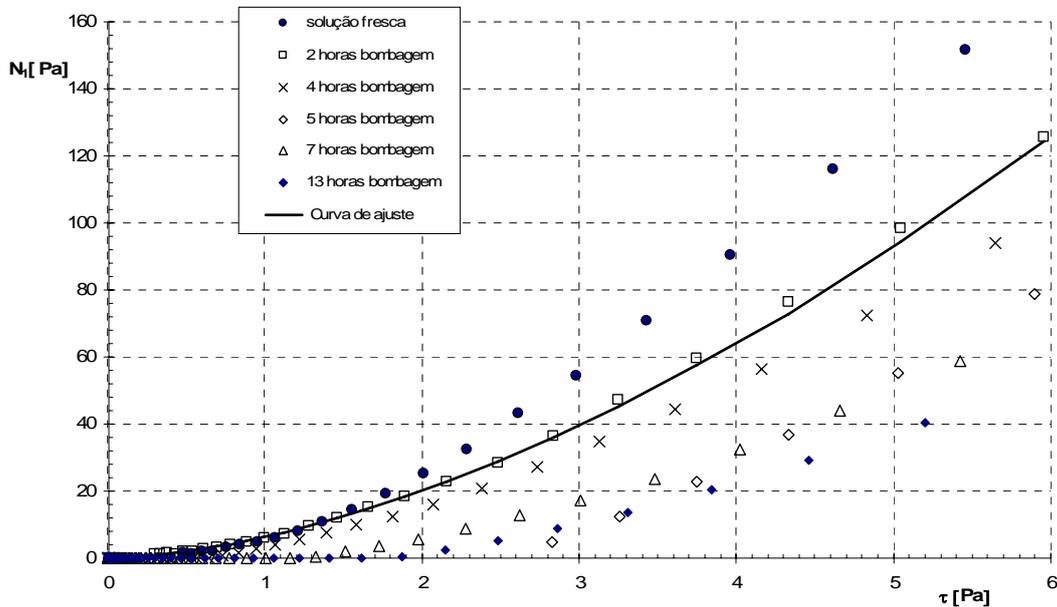


Figura 3.25: Primeira diferença de tensões normais, N_1 , função da tensão de corte, τ , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste ($T=25^\circ\text{C}$).

As medições realizadas neste estudo permitiram obter os resultados apresentados na Figura 3.25 e a respectiva curva de ajuste:

$$N_1 = 6.32\tau^{1.67} \quad (3.46)$$

De acordo com Barnes et al. (1989), a solução em estudo, para tensões de corte superiores a 0.06 Pa, apresenta um estado de elevada elasticidade ($N_1 / 2\tau > 0.5$).

3.7.2.4 Determinação do tempo de relaxação

Aqui tal como para a solução de goma de xantano usou-se o mesmo procedimento para a determinação dos tempos de relaxação obtidos pelos dois métodos apresentados anteriormente, pelo método do ajuste do G' e do G'' e pelo método do ajuste à tensão

normal. Apresenta-se na Figura 3.26 os resultados experimentais assim como o resultado do ajuste.

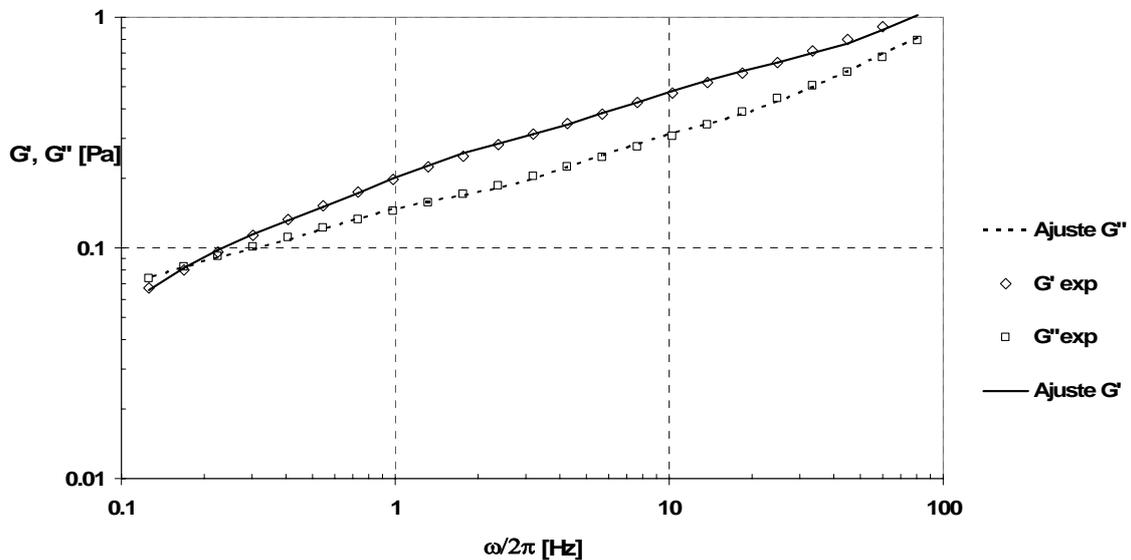


Figura 3.26: Módulos de dissipação, G'' e de conservação, G' para a solução de 0.125% PAA ($T=25^\circ\text{C}$). Comparação com as curvas de ajuste do modelo de Maxwell (linhas).

O tempo de relaxação obtido através deste ajuste foi de $\lambda=2.6$ s.

Determinou-se também o tempo de relaxação recorrendo aos resultados das medições das tensões normais. Fazendo os cálculos obtém-se a seguinte variação de λ em função de $\dot{\gamma}$:

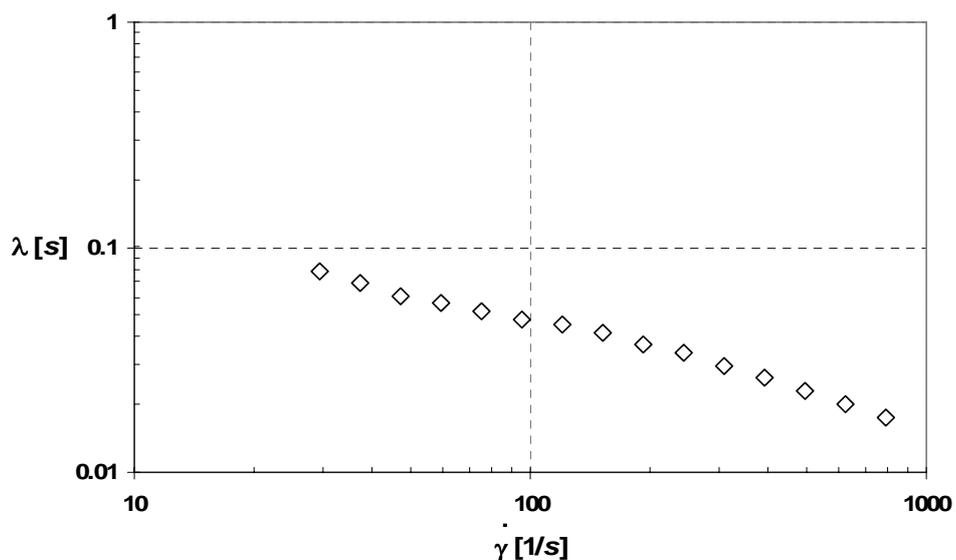


Figura 3.27: Variação de λ em função da taxa de deformação $\dot{\gamma}$.

Apesar dos esforços não foi possível medir para taxas de deformação inferiores a 30 s^{-1} , não permitindo assim determinar o limite quando $\dot{\gamma} \rightarrow 0$. Contudo pela análise da Figura 3.19 pode-se verificar que para as taxas de deformação medidas a ordem de grandeza do tempo de relaxação é próximo de 0.1 s, valor que irá ser considerado posteriormente para o cálculo do número de Débora.

3.7.2.5 Modelo viscoelástico

Para a solução de PAA, ajustou-se o modelo constitutivo reológico PTT aos resultados experimentais de reologia para duas horas de bombagem. O modelo tinha 4 modos, estando listados na Tabela 3.3 todos os seus parâmetros.

Tabela 3.3 – Parâmetros do modelo PTT com 4 modos para o fluido 0.125% PAA ($T= 25^\circ\text{C}$).

Modo nº	μ_k [Pa.s]	λ_k [s]	ε	ξ
1	0.05	0.5	0.6	0.1
2	0.2	1.6	0.6	0.1
3	0.04	0.11	0.6	0.1
4	0.007	0.009	0.6	0.1

Da Figura 3.28 à Figura 3.31 apresentam-se as comparações das previsões do modelo PTT com os resultados experimentais de viscosidade viscométrica, módulo de dissipação, módulo de conservação e coeficiente da primeira diferença de tensão normal, respectivamente.

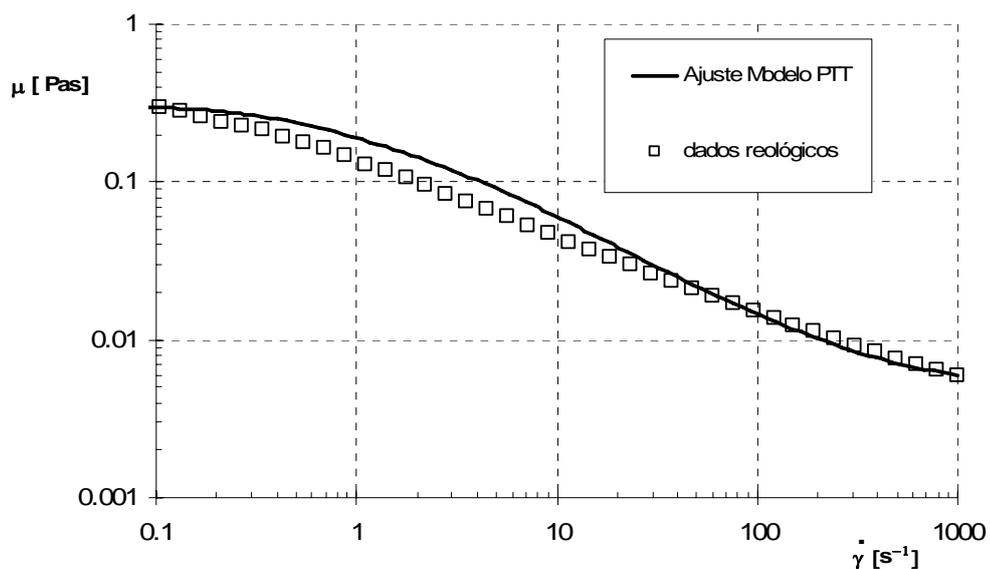


Figura 3.28 : Dados experimentais da viscosidade viscométrica para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^\circ\text{C}$).

Através dos valores apresentados na Tabela 3.3 é possível definir um tempo de relaxação característico do fluido, através da expressão (3.39), obtendo-se assim um tempo de relaxação de 1.2 s.

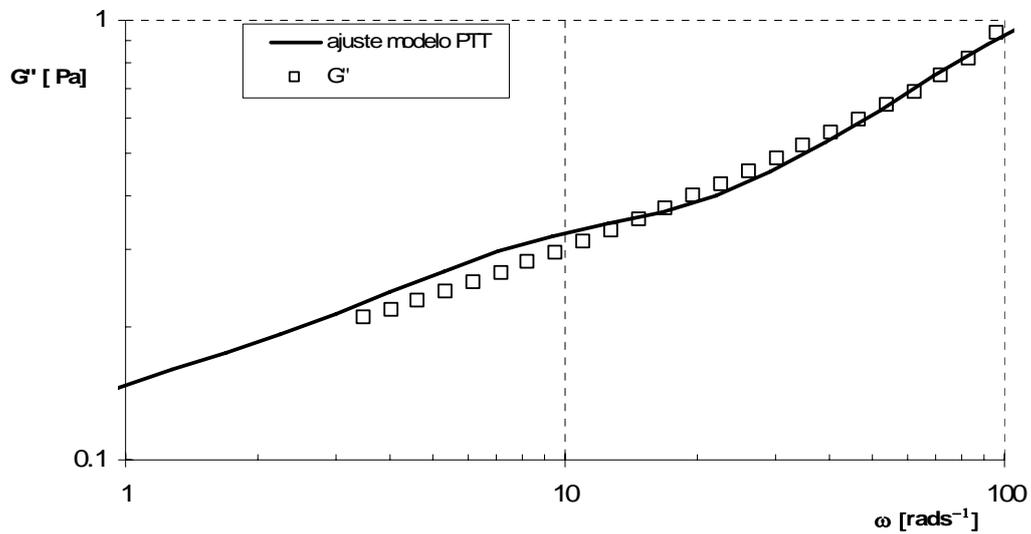


Figura 3.29 : Módulo de dissipação, G'' , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$).

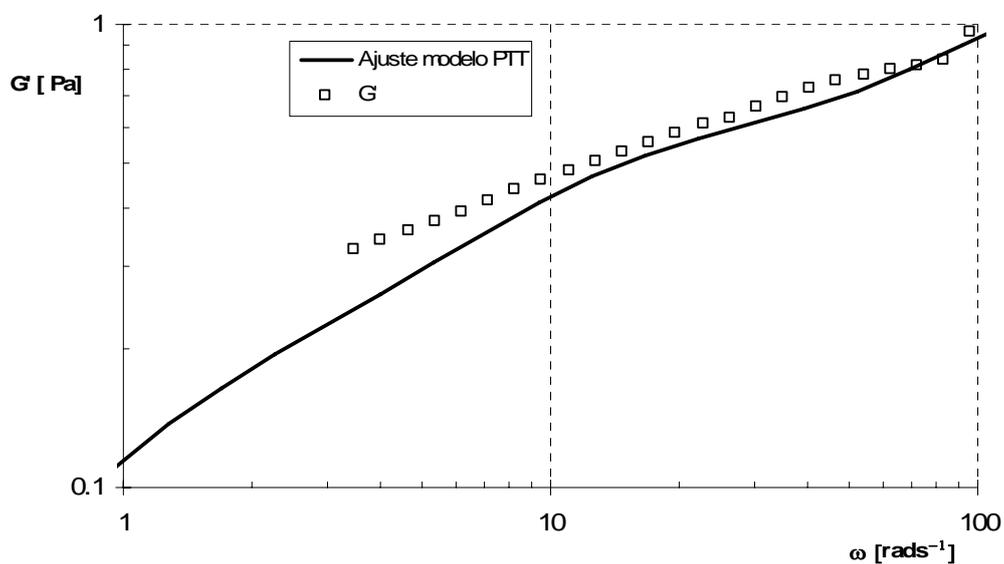


Figura 3.30 : Módulo de conservação, G' , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^{\circ}\text{C}$).

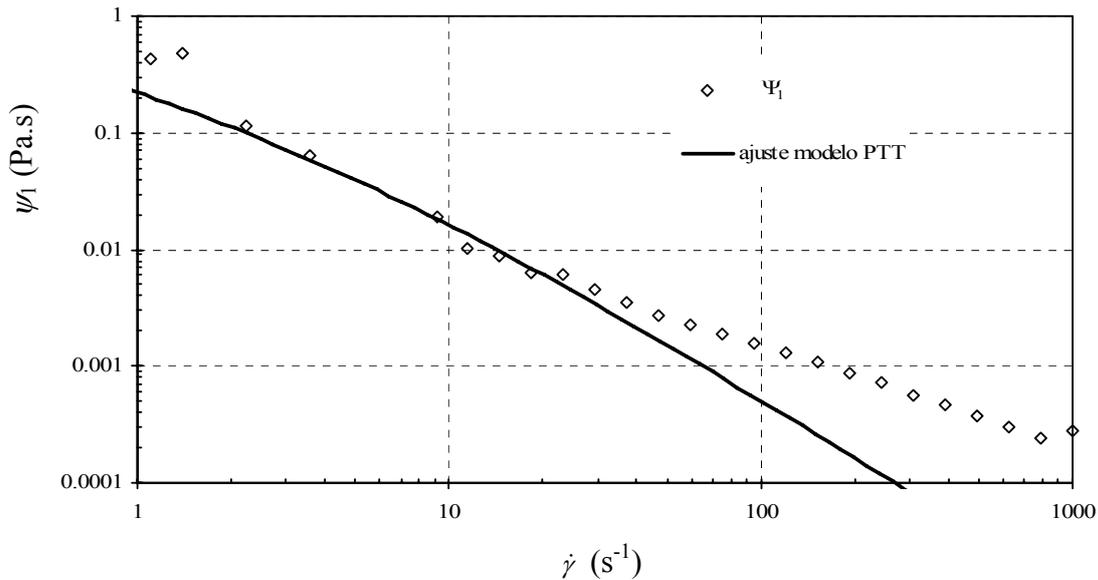


Figura 3.31: Coeficiente da primeira diferença de tensão normal, ψ_1 , para a solução 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste do modelo PTT multimodo ($T= 25^\circ\text{C}$)

Através destas figuras verifica-se que a qualidade do ajuste é boa, existindo uma sobreposição do modelo com os resultados experimentais, quer em termos de viscosidade viscométrica, quer em termos de módulo de dissipação e módulo de conservação. No que concerne ao coeficiente da primeira diferença de tensão normal verifica-se que existe uma sobreposição dos resultados para baixas taxas de deformação, havendo diferenças para elevados valores de $\dot{\gamma}$.

Não são apresentados os resultados das simulações com estes modelos pois não foi possível obter resultados a tempo de apresentar neste documento.

3.7.2.6 Resultados do reómetro Caber

O ensaio realizado no reómetro Caber de a variação do diâmetro do filamento ao longo do tempo, para uma temperatura de 25°C , permite quantificar algumas quantidades elásticas. A evolução do diâmetro do filamento ao longo do tempo assim como o respectivo ajuste da equação (3.17) encontram-se representados na Figura 3.32.

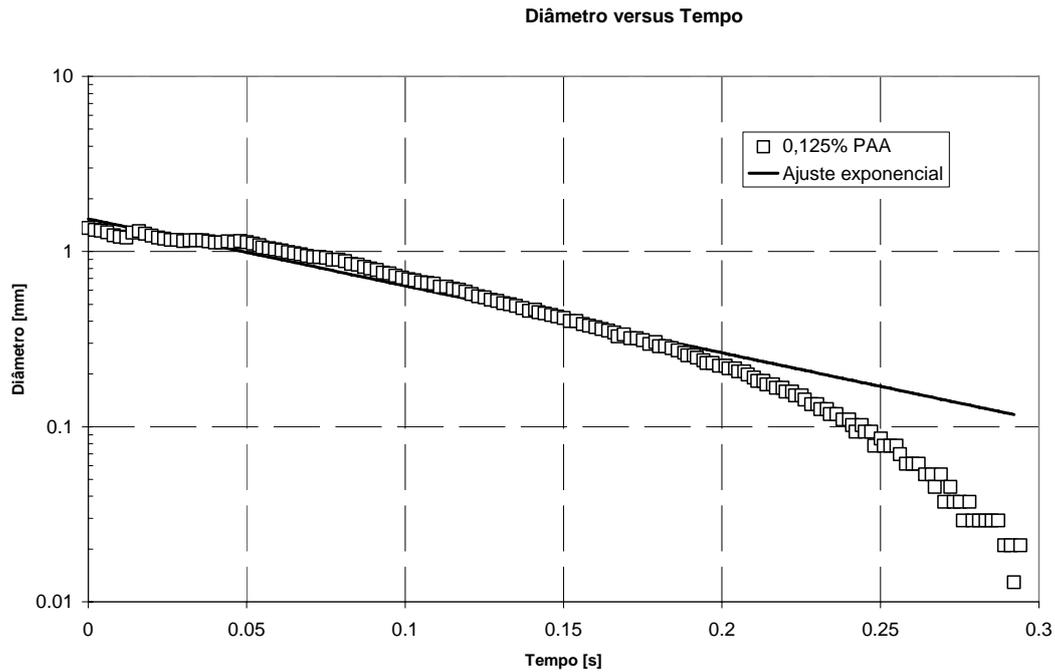


Figura 3.32: Diâmetro do filamento em função do tempo para 0.125% PAA e respectiva curva de ajuste ($T= 25^{\circ}\text{C}$).

A partir deste ajuste determinou-se algumas propriedades do fluido que se apresentam na tabela seguinte:

Tabela 3.4 – Resultados obtidos do ajuste exponencial para a solução de 0.125% PAA

Fluido	0.125% PAA
Tempo de relaxação (s)	0.04
Diâmetro inicial (mm)	1.36
Tempo de rotura experimental (s)	0.3

Verifica-se que a qualidade do ajuste é boa e que se obtêm um tempo de relaxação, λ_c , de 0.04 s.

Tempo de relaxação

Os tempos de relaxação para o PAA obtidos com os diferentes métodos são apresentados na tabela seguinte:

Tabela 3.5 – Tempos de relaxação para a solução de 0.125% PAA, $Re^*=200$

Fluido	λ [s]
Ajuste modelo de Maxwell (Ensaio oscilatório)	2.6
Ajuste modelo de Maxwell (Primeira diferença de tensão normal)	0.1
Ajuste modelo PTT	1.2
Ensaio rotura capilar	0.04

Assim pode-se verificar que de acordo com o tipo de ajuste obtêm-se tempos de relaxação distintos, pois está-se a ajustar modelos a propriedades distintas do fluido. O modelo PTT é o modelo mais completo que ajusta a um maior número de propriedades. Contudo durante a apresentação dos resultados experimentais serão apresentados os números de Débora correspondentes a cada um dos modelos ajustados.

3.8 Conclusões

Este estudo permitiu verificar que a solução de goma de xantano, com uma concentração mássica de 0.2%, apresenta um comportamento marcadamente pseudoplástico pois a viscosidade diminui com o incremento da taxa de deformação, consequência do elevado peso molecular do polímero. Este comportamento baseia-se na progressiva desagregação do entrelaçamento das moléculas do fluido quando sujeitas a forças tangenciais de intensidade crescente. Essas forças conduzem a um progressivo alinhamento dessas moléculas segundo direcções paralelas às do escoamento, reduzindo assim, a sua interacção e, conseqüentemente, a resistência do fluido ao escoamento. Em termos de viscosidade viscométrica o efeito da temperatura não é muito significativo excepto para baixas taxas de deformação.

A solução de goma de xantano apresenta para baixas frequência de amplitude de deformação um módulo de dissipação superior ao módulo de conservação, enquanto que nas frequências mais elevadas apresenta um módulo de dissipação idêntico ao módulo de conservação, comportamento que é sinónimo de uma elasticidade moderada. A elasticidade moderada foi observada para tensões de corte superiores a 1.7Pa. Verificou-se que as funções materiais do fluido não sofrem uma considerável variação ao longo de três dias de bombagem, existindo uma variação inferior a 5% em qualquer das funções materiais.

A solução de poliacrilamida, com uma concentração mássica de 0.125%, apresenta, tal como a solução de goma de xantano, um comportamento pseudoplástico, apresentando um módulo de conservação superior ao módulo de dissipação, factor

indicativo de uma elasticidade moderada e superior à elasticidade da solução de goma de xantano. O estado de elevada elasticidade foi observado para tensões de corte superiores a 0.06 Pa.

Contudo o principal problema desta solução é a grande fragilidade das moléculas que se reflectem em acentuadas diminuições das propriedades em particular elásticas, durante o escoamento.

Para a solução de poliacrilamida verificou-se que a viscosidade sofre, para baixas taxas de deformação, uma considerável variação ao longo do tempo de bombagem. A caracterização reológica foi feita após duas horas de bombagem da solução, embora cada experiência tivesse um período de duração equivalente a dois dias de bombagem. O ensaio com o reómetro extensional que foi realizado com a solução de poliacrilamida permitiu também determinar um tempo de relaxação de 0.04 s. Realizou-se também um ajuste dos resultados da solução de poliacrilamida através do modelo viscoelástico PTT. Este ajuste apresenta bons resultados.

4 Estudo experimental

Este estudo teve como objectivo caracterizar a hidrodinâmica na célula em vários regimes de escoamento utilizando diversos fluidos. Realizaram-se medições com água em regime turbulento e com uma mistura viscosa de água e glicerina em regime laminar. Caracterizou-se igualmente o padrão de escoamento de fluidos não newtonianos, tendo-se utilizado uma solução de goma de xantano e uma solução de poliacrilamida (PAA).

Na secção seguinte começamos por apresentar os resultados obtidos para o caso dos fluidos newtonianos. A sequência dos resultados é a seguinte: em primeiro lugar apresentam-se os resultados newtonianos em regime turbulento seguido do caso laminar. Depois estudam-se os escoamentos de fluidos não newtonianos, começando-se pela solução de goma de xantano e depois pela solução de poliacrilamida.

4.1 Fluidos newtonianos

O número de Reynolds que utilizamos para caracterizar o escoamento refere-se à conduta rectangular de entrada (ver Figura 4.1) e é dado por:

$$\text{Re} = \frac{\rho U D_H}{\mu} \quad (4.1)$$

onde U é a velocidade média do escoamento e D_H é o diâmetro hidráulico da conduta calculado por:

$$D_H = \frac{4A_{molhada}}{P_{molhada}} = \frac{4(2WH)}{2W + 2H} = 0.037m \quad (4.2)$$

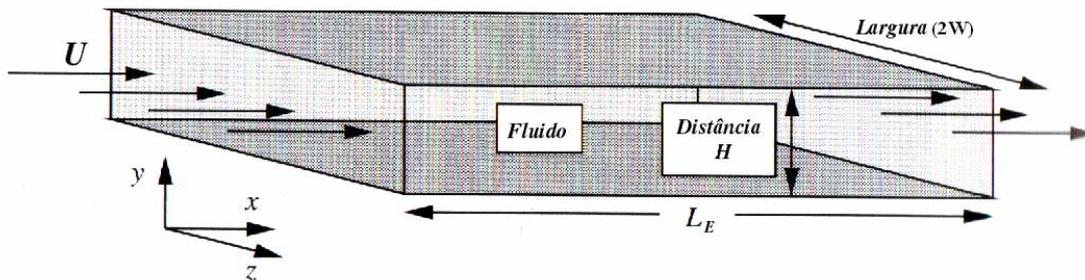


Figura 4.1: Representação esquemática da conduta a montante da célula.

Baseados nestas definições, os números de Reynolds estudados, assim como a velocidade média do escoamento, U , a massa volúmica, ρ , a viscosidade dinâmica, μ , e a temperatura do fluido, T , são apresentadas na Tabela 4.1. Apesar de nesta secção não ser utilizada a definição do número de Reynolds de Kozicki (Re^*), este é apresentado na Tabela 4.1 pois será necessário na análise de escoamentos não newtonianos e que permitirá realizar comparações entre os fluidos newtonianos e não newtonianos. A definição do número de Reynolds de Kozicki é apresentada na secção 4.2.

Tabela 4.1 – Características dos escoamentos estudados

Re	Re*	U (m/s)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa.s)	T (°C)
13750	10116	0.37	1000	0.001	20
136	100	0.11	1184	0.0359	22
275	200	0.26	1184	0.0425	20

Neste estudo analisa-se o desenvolvimento do escoamento na conduta de entrada, verifica-se a simetria do escoamento relativamente aos planos centrais $z=0$ e $y=0$ e caracteriza-se o escoamento na célula incluindo o estudo do efeito do prato de impacto.

Os resultados são apresentados na forma adimensional usando-se como velocidade característica a velocidade média na conduta rectangular e como dimensões

características a altura da conduta rectangular (H) ou metade da sua largura (W), consoante a conveniência.

4.1.1 Regime turbulento

A Tabela 4.2 apresenta as principais características do escoamento turbulento estudado, nomeadamente o número de Reynolds, velocidade média do escoamento, o comprimento de recirculação da região de separação do escoamento na célula, X_R/H , e o coeficiente de fricção na conduta rectangular, f .

Tabela 4.2 – Características do escoamento turbulento estudado;

Re	U (m/s)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa/s)	T (°C)	X_R/H	f
13750	0.37	1000	0.001	20	0.9	0.030

4.1.1.1 Escoamento na conduta de entrada

Simetria relativamente ao plano $z=0$ na conduta de entrada

Na Figura 4.2 apresentam-se os perfis de velocidade média longitudinal medidos nas secções $x/H=0$ e $x/H=-6.125$, de acordo com o sistema de eixos definido na Figura 2.4.

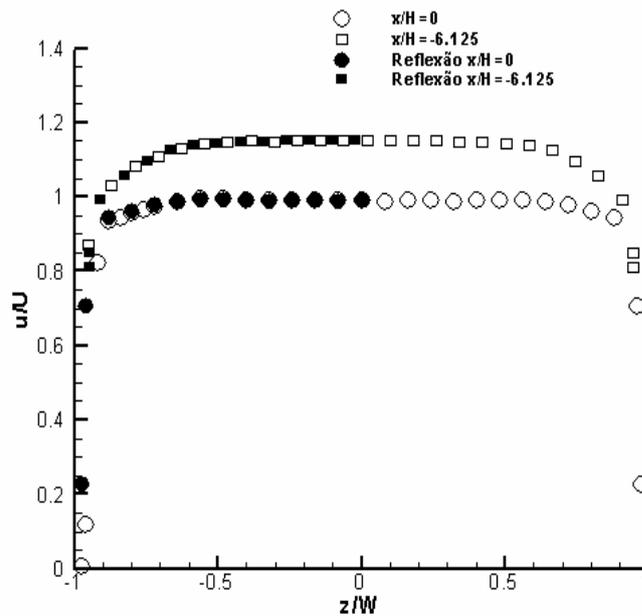


Figura 4.2: Perfis de velocidade longitudinal segundo a direcção z na posição $x/H=0$ e $x/H=-6.125$.

O perfil na saída da conduta, $x/H=0$, é afectado pelo impacto do jacto no prato, enquanto que em $x/H=-6.125$ o perfil é perfeitamente desenvolvido como se verá de seguida. Em qualquer dos casos o escoamento é simétrico em relação ao plano de simetria $z=0$, como se vê na comparação entre os perfis medidos e as suas reflexões a negro. Nota-se também que a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta, ou seja entre $z/W = \pm 0.6$.

No que respeita à intensidade de turbulência, os resultados são apresentados na Figura 4.3. Verifica-se igualmente que o escoamento é simétrico e que a presença das paredes laterais não é sentida na região central da conduta ou seja entre $z/W = \pm 0.6$

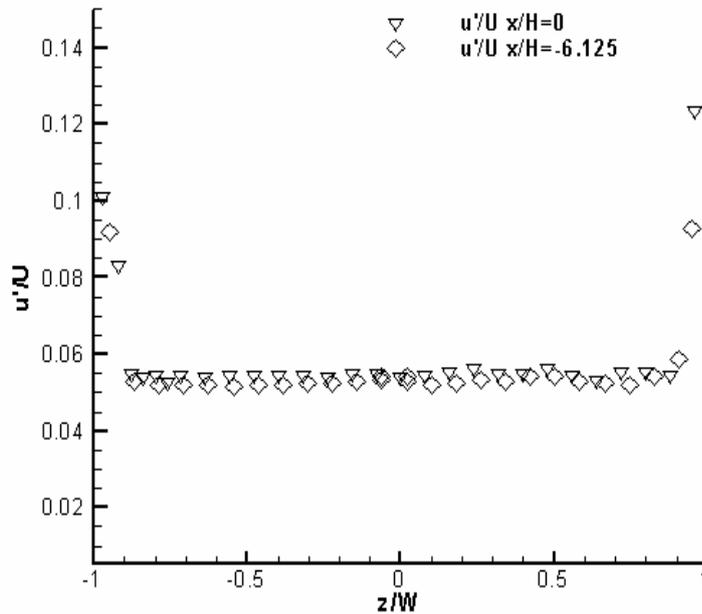


Figura 4.3: Perfis de flutuações de velocidade segundo a direção z na posição $x/H=0$ e $x/H= -6.125$.

Escoamento desenvolvido na conduta de entrada

O estudo de um escoamento em regime turbulento implica uma análise distinta para o interior da conduta e para a camada limite junto à parede, a qual é caracterizada de seguida com leis próprias e num intervalo de validade específico.

Definindo a tensão tangencial na parede por $\tau_w = \rho u_*^2$, sendo u_* a velocidade de atrito, e fazendo um balanço integral de quantidade de movimento para escoamento desenvolvido, resulta:

$$u_*^2 = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} \frac{H}{2} \quad (4.3)$$

A tensão tangencial na parede pode então ser determinada a partir das dimensões da conduta (H – altura da conduta) e do gradiente de pressão (dP/dx).

Considerando um escoamento entre placas paralelas com paredes lisas, após adimensionalização com coordenadas de parede (x^+ ; y^+), é habitual definir-se uma lei logarítmica para o perfil de velocidades, do tipo:

$$u^+ = A \log y^+ + B \quad (4.4)$$

com $u^+ = U/u_*$ e $y^+ = yu_*/\nu$

Os valores das constantes A e B foram determinadas em diversos estudos experimentais referenciados na literatura, podendo referir-se como valores médios: A=2.5 e B=5.0. Neste trabalho utilizou-se o método dos mínimos quadrados para ajustar aos valores e obteve-se um valor de A= 2.6 e B= 5.0.

Na Figura 4.4 (a), o perfil de velocidade medido é comparado com o obtido pela equação de Spalding (White (1994)) (equação (4.5), com $k=0.4$ e $B=5.5$) em coordenadas de parede, o qual cobre todas as regiões de parede.

$$y^+ = u^+ + e^{-kB} \left[e^{ku^+} - 1 - ku^+ - \frac{(ku^+)^2}{2} - \frac{(ku^+)^3}{6} \right] \quad (4.5)$$

A comparação é excelente e as medições de velocidade puderam ser realizadas na sub-camada viscosa até $y^+ \approx 1$. As flutuações de velocidade normalizadas pela velocidade de fricção comparam bem com os resultados de simulação numérica directa de Kim et al. (1987) para escoamento em canal conforme se constata na Figura 4.4 (b). As flutuações de velocidade, u'/u^* , crescem com as variáveis internas a partir da parede até ao ponto de intensidade máxima ($u'/u^* = 2.7$) localizado a $y^+ \approx 15$.

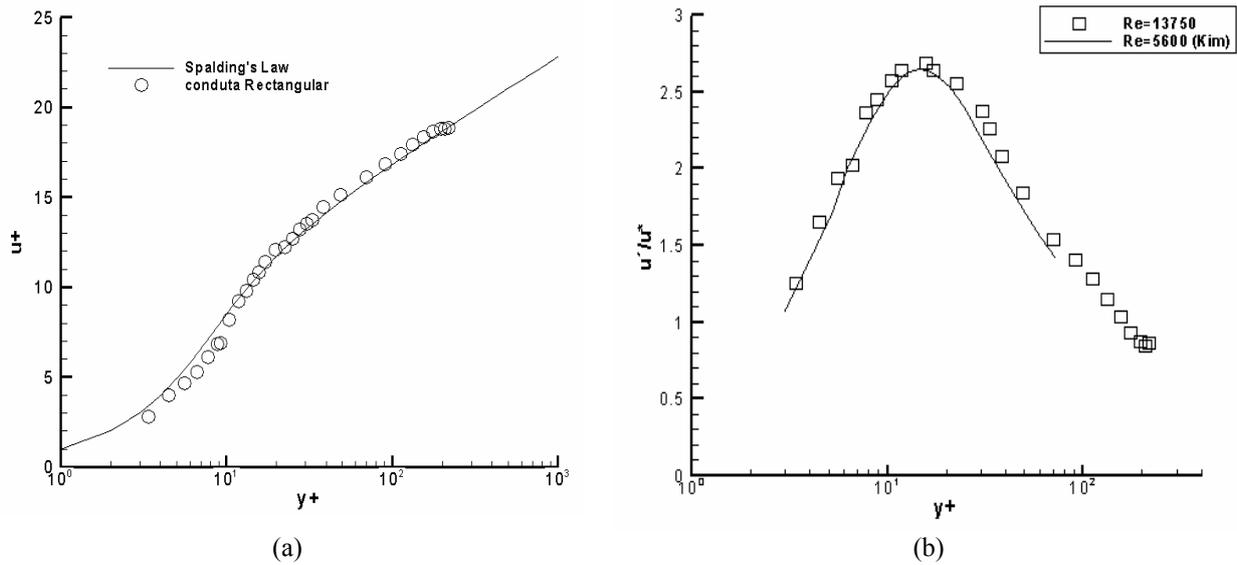


Figura 4.4: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e os resultados de Kim et al. (1987) (linhas) em coordenadas de parede na posição $x/H=5.7$, $z/W=0$ e $Re=13750$ (a) velocidade média (b) perfil de velocidade do *rms*

A velocidade de atrito foi também obtida de uma forma independente através das medições de pressão e da expressão (4.3). Destas medições resultou um valor para o factor de fricção de 0.030 para um número de Reynolds de 13750, em concordância com o valor de 0.031 obtido por Dean (1978) para escoamento turbulento a $Re=13750$. Convém referir que o escoamento turbulento em condutas não circulares apresentam um escoamento secundário, contudo como a razão de esbelteza (AR) da conduta estudada é elevada, sugere que o escoamento secundário seja fraco e consequentemente o impacto nos perfis de velocidade sejam pequenos, pelo menos na região central do escoamento, daí que seja possível efectuar as comparações no plano central $z/W=0$ com os dados de DNS e com as equações da lei logarítmica.

Influência do prato de impacto no escoamento à saída da conduta

O escoamento de aproximação ao prato de impacto é descrito de seguida. A Figura 4.5 mostra a evolução do perfil de velocidade medido no plano de simetria $z/W=0$, sendo o correspondente desvio padrão da componente flutuante da velocidade representado na Figura 4.6. O perfil de velocidade em $x/H=-7.2$ é o de escoamento perfeitamente desenvolvido e para $x/H=-0.4$ o efeito do prato de impacto é relativamente fraco com os valores da velocidade a diferirem dos de escoamento perfeitamente desenvolvido menos

de 2.5%. De qualquer forma já é notória a desaceleração do escoamento na zona central do perfil de velocidade e a sua aceleração junto às paredes, que se acentuam à medida que o fluido se aproxima do final da conduta. O perfil de velocidade toma então a forma de um perfil quase uniforme. Em $x/H=0$ aparecem picos locais de velocidade junto às paredes superior e inferior da conduta devido ao eminente redireccionamento do escoamento.

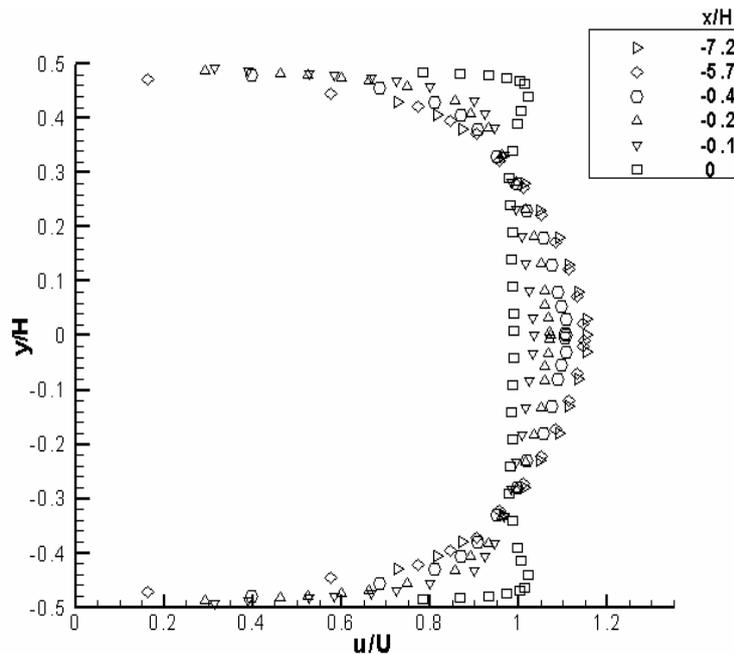


Figura 4.5: Perfis transversais da componente horizontal (u) da velocidade na conduta rectangular para $Re=13750$ e $z/W=0$.

Os perfis da intensidade de turbulência correspondentes, apresentados na Figura 4.6, também reflectem estes efeitos. Dentro da conduta rectangular, os elevados gradientes de velocidade junto à parede geram turbulência e o valor do desvio padrão das flutuações (ou de u') são elevados, enquanto no centro da conduta a turbulência mantém-se a um nível reduzido. À medida que o escoamento se aproxima do final da conduta rectangular, a turbulência junto às paredes diminui sobretudo devido à redução da produção local de turbulência por acção de corte (τ_{yy} e $\partial U/\partial y$) mas havendo também um possível efeito do aumento da velocidade média (a aceleração local recebe alguma energia necessária do escoamento turbulento). Como no centro da conduta a desaceleração do escoamento médio é lenta, não se verifica um aumento significativo da turbulência local, como irá se observar mais adiante próximo ao prato de impacto. Ao

chegar a $x/H=0$, o escoamento altamente turbulento passa a ser redireccionado para a célula por aumento da componente vertical da velocidade.

A Figura 4.5 e a Figura 4.6 mostram também a existência de simetria do escoamento relativamente ao plano central $y=0$ quer em termos de velocidade média quer em termos de nível de turbulência, respectivamente.

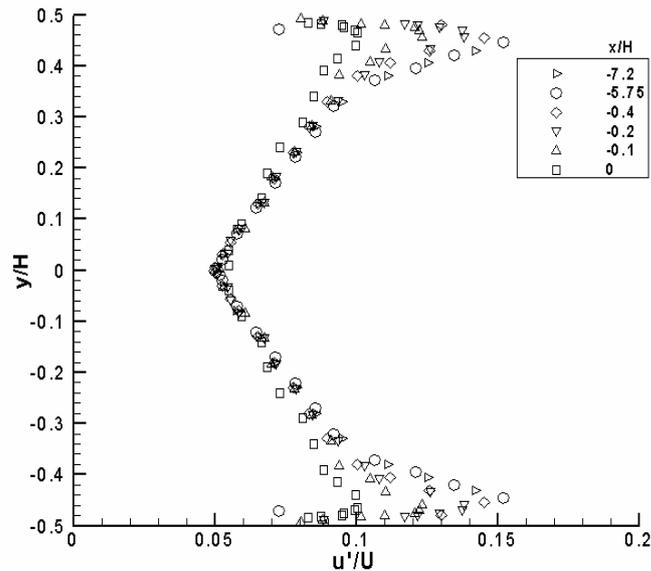


Figura 4.6: Perfis transversais de flutuações da componente longitudinal de velocidade no final da conduta rectangular para $Re=13750$ e $z/W=0$.

4.1.2 Escoamento não interior da célula

Na Figura 4.7 e na Figura 4.8 apresentam-se duas sequências de imagens permitindo visualizar a evolução do escoamento no plano central $z/W=0$. Na Figura 4.7 (a) verifica-se a aproximação do escoamento ao prato de impacto. Nas imagens subsequentes, Figura 4.7 (b) (c) (d) observa-se uma separação simétrica do escoamento pelos dois canais de saída e a existência das zonas de recirculação junto as duas paredes inclinadas. As fotos da Figura 4.8 referem-se ao mesmo escoamento, mas a tinta injectada está noutra posição e também continua a existir simetria do escoamento.



(a)



(b)

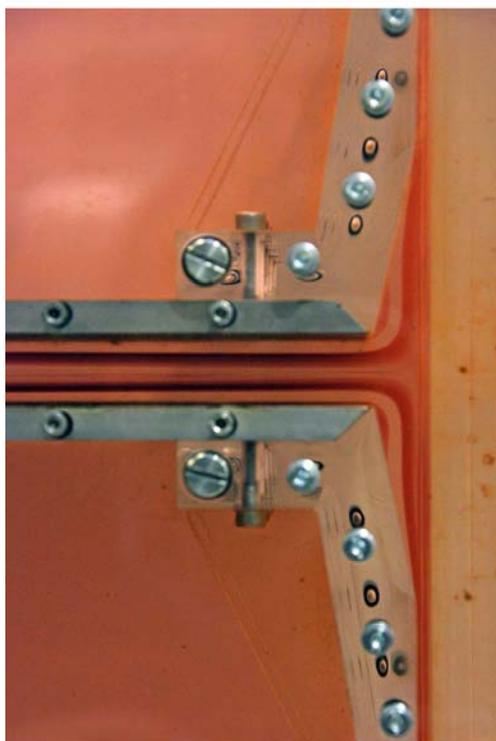


(c)



(d)

Figura 4.7: Sequências de fotografias captadas em escoamento turbulento, $Re=10000$.



(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4.8: Sequência de fotografias captadas em escoamento turbulento, $Re=10000$.

A análise destas figuras identifica bem as três zonas de escoamento: a zona de impacto, a zona de recirculação e a zona de escoamento vertical. Na zona de impacto, localizada entre a saída da conduta rectangular e a parede de impacto, o fluido muda de direcção. A região de recirculação está localizada entre o prato de impacto e a parede inclinada e tem um comprimento designado por X_R que é medido ao longo da parede inclinada, a partir do vértice, como se mostra na Figura 4.9. Entre a zona de impacto e a saída localiza-se a zona de escoamento vertical onde o fluido se desloca paralelamente ao prato de impacto. Perto da saída da célula, não há qualquer registo de escoamento separado, como também não há registo de uma segunda região de separação no prato a jusante do ponto de estagnação.

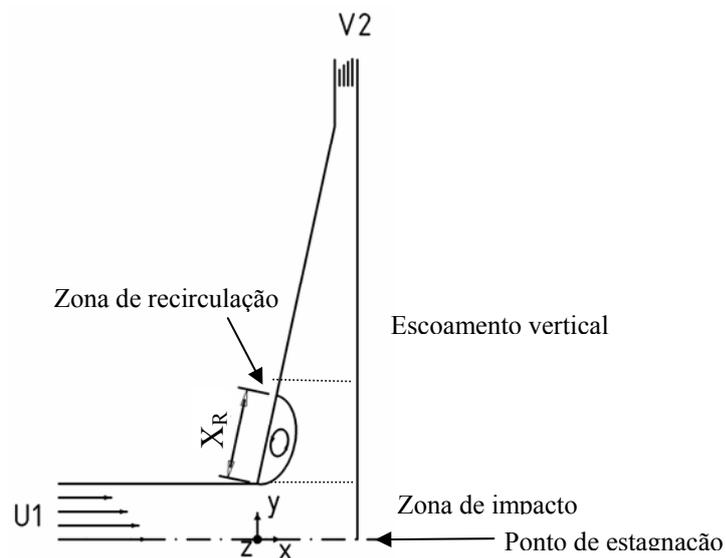


Figura 4.9: Representação esquemática das zonas de escoamento.

Escoamento na zona de impacto

A evolução do escoamento na zona de impacto da célula é descrita de seguida. A Figura 4.10 mostra a evolução dos perfis da componente horizontal (u) da velocidade medidos no plano de simetria $z/W=0$, sendo os correspondentes desvios padrão de velocidade flutuante representados na Figura 4.13.

Na zona do jacto verifica-se um forte decréscimo da velocidade média local à medida que o fluido se aproxima do prato de impacto, especialmente depois do fluido sair da conduta rectangular onde a condição de não deslizamento deixa de se verificar devido ao término da parede superior e inferior da conduta.

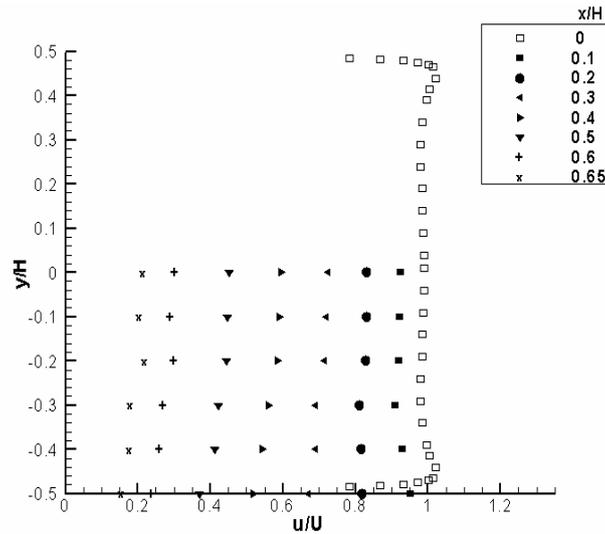


Figura 4.10: Perfis transversais da componente longitudinal (u) da velocidade (valores médios) na zona de impacto para $Re=13750$ e $z/W=0$.

A Figura 4.11 mostra a evolução da componente longitudinal (u) da velocidade, adimensionalizada pela velocidade no eixo (U_0) na posição $x/H=-0.4$, no plano de simetria ($z/W=0$) ao longo da direcção x ($-0.4 \leq x/H \leq 0.8$). Constata-se que existe uma forte redução da velocidade junto do prato de impacto ($0.2 \leq x/H \leq 0.8$). Calculou-se também a variação da componente longitudinal da velocidade (u) adimensionalizada,

$$\frac{\partial u}{\partial x} \frac{D_H}{U} \quad (4.6)$$

assim como a aceleração longitudinal adimensionalizada,

$$a^* = u \frac{\partial u}{\partial x} \frac{D_H}{U_0^2} \quad (4.7)$$

quantidades que se encontram representadas na Figura 4.12 (a) e (b). Estas figuras mostram que a região de maior desaceleração está compreendida entre $0 \leq x/H \leq 0.5$, (a desaceleração máxima ocorre para $x/H=0.3$) tendendo depois para zero quando o prato de impacto se aproxima. Já o gradiente de velocidade apresenta uma forma diferente pois o seu máximo não está em $x/H=0.3$ mas quase junto ao prato $x/H=0.7$.

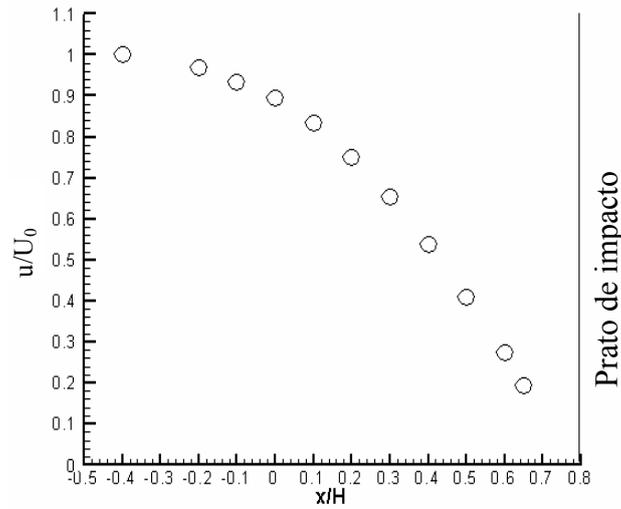


Figura 4.11: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=13750$.

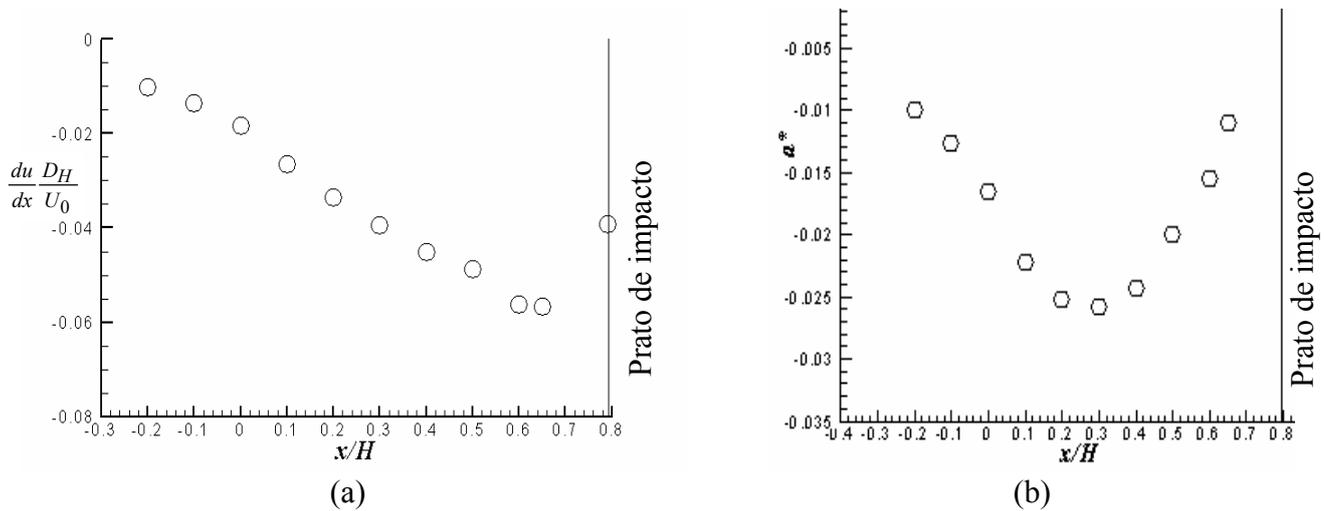


Figura 4.12: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u) (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=13750$.

A forte desaceleração na zona de impacto produz turbulência na região central do escoamento devido à interação entre $\bar{u}^{\prime 2}$ e $\partial U/\partial x$, traduzida por um aumento do nível de turbulência como se pode observar na Figura 4.13.

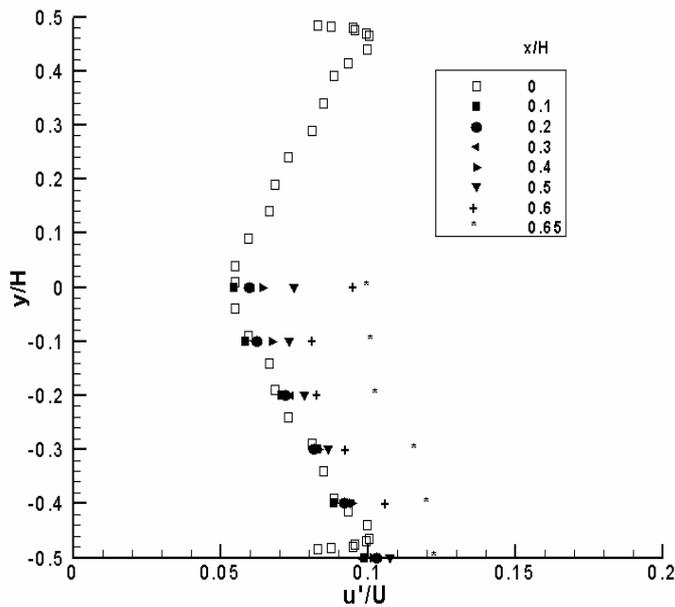


Figura 4.13: Perfis transversais de flutuações da componente longitudinal da velocidade na zona de impacto para $Re=13750$ e $z/W=0$.

A Figura 4.14 representa o escoamento médio na zona de impacto por intermédio do campo vectorial de velocidade. À entrada da célula o fluido deixa subitamente de estar confinado pelas paredes da conduta rectangular, e há logo ali uma mudança de direcção do escoamento. O fluido desacelera também na direcção perpendicular ao prato (componente u) e acelera na direcção paralela a este (componente v). A excepção é a linha de simetria onde só há desaceleração e por consequência o fluido aí ganha pressão à medida que se aproxima da parede de impacto, atingindo-se a pressão máxima no ponto de estagnação ($y/H=0$).

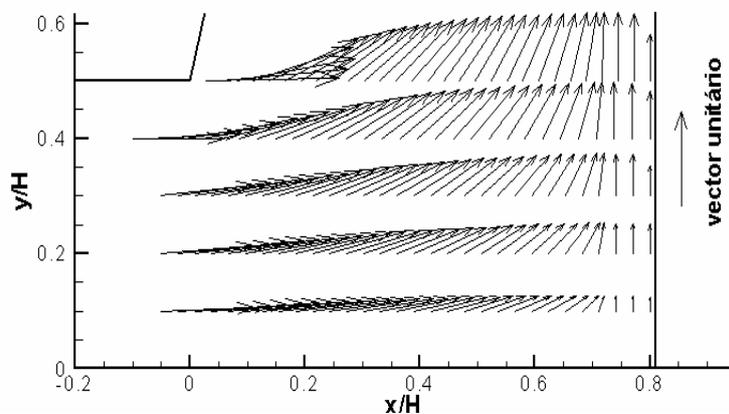


Figura 4.14: Campo vectorial de velocidade na zona de impacto para $Re= 13750$ na posição $z/W=0.45$.

Simetria relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ na célula

A simetria relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ foi estudada através da medição de perfis de velocidade em zonas simétricas relativamente a estes planos. O escoamento é efectivamente simétrico relativamente a ambos os planos, como pode ser constatado através das Figura 4.15 e Figura 4.16. A variação do perfil da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção z , no interior da célula e nomeadamente na posição $y/H=0.6$ e $x/H=0.4$ está representado na Figura 4.15 (a). Os símbolos preenchidos representam a reflexão do perfil de velocidade da metade positiva para a negativa. Na Figura 4.15 (b) é apresentada a variação com z da componente vertical (v) da velocidade medida na posição $y/H=-0.6$ e $x/H=0.075$, local que fica imediatamente após a saída da conduta rectangular e próximo da parede inclinada. A componente vertical da velocidade toma valores negativos porque a medição foi feita no interior da região de separação de escoamento e quando o sentido de velocidade é invertido. Junto às paredes laterais a velocidade tem valores máximos como se constata pelos picos do perfil, e que se devem a um efeito tridimensional que se apresentará posteriormente.

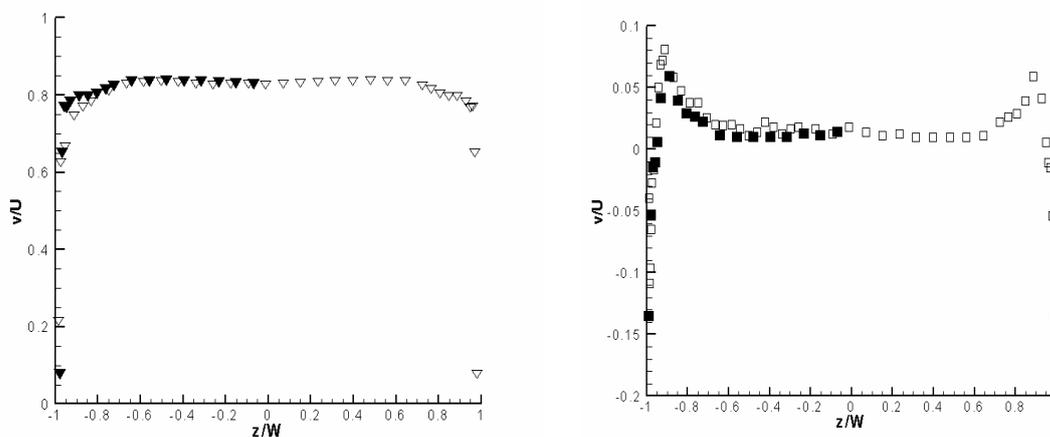


Figura 4.15: Perfis da componente vertical (v) de velocidade na célula para $Re=13750$; (a) na posição $y/H=0.6$, $x/H=0.4$; (b) na posição $y/H=-0.6$, $x/H=0.075$.

Na Figura 4.16 apresenta os correspondentes perfis de v'/U (aqui v' representa $\sqrt{u'^2}$ que se designa por rms¹⁰ da componente vertical das flutuações de velocidade) que confirmam a simetria de escoamento em relação ao plano central $z=0$. Pode-se também

¹⁰ Do inglês “Root Mean Square”

afirmar que em termos da componente vertical da velocidade e da respectiva intensidade de turbulência no interior da célula os efeitos de parede são reduzidos entre os planos $z/W=-0.6$ $z/W=0.6$, e o escoamento comporta-se aí como se fosse bidimensional.

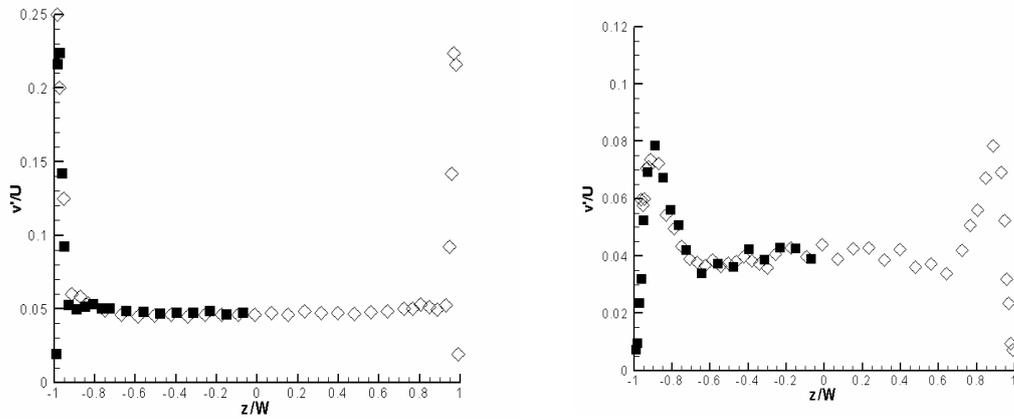


Figura 4.16: Perfis de $\sqrt{u'^2}$ (rms da componente vertical das flutuações de velocidade) na célula para $Re= 13750$ (a) na posição $y/H=0.6$, $x/H=0.4$; (b) na posição $y/H=-0.6$, $x/H=0.075$.

Na Figura 4.17, são comparadas as variações com x dos perfis da componente vertical (v) da velocidade no interior do canal de saída da célula de 4 mm (h) de espessura, estando representado os perfis medidos nas duas posições simétricas ($y/H= \pm 4.25$, os valores em $y/H= - 4.25$ são negativos pelo que estão multiplicados por -1). Verifica-se uma sobreposição dos dois perfis de velocidade, sinónimo de que existe simetria relativamente ao plano $y=0$.

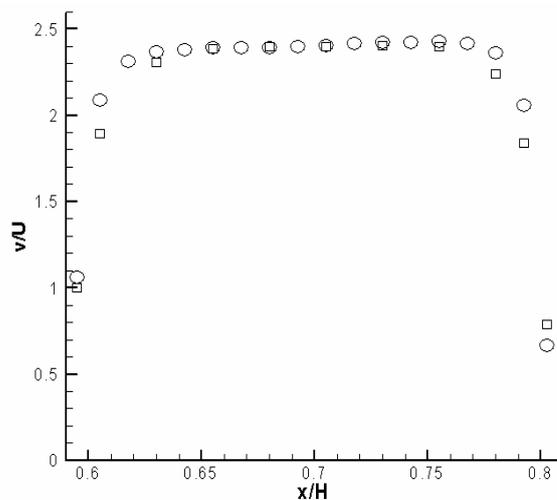


Figura 4.17: Perfis da componente vertical de velocidade na célula para $Re= 13750$ nas posições (O) $y/H=4.25$ e $z/W=0.45$ (□) $y/H=-4.25$ e $z/W=0.45$.

A Figura 4.18 mostra a simetria em termos de intensidade de turbulência v'/U . A comparação é menos favorável nas zonas próximas das paredes laterais, já que na parte central existe uma perfeita sobreposição dos perfis. De notar que estes perfis se encontram normalizados pela velocidade média de entrada, e que esta conduta de saída sendo muito estreita (4 mm), os resultados são muito sensíveis a pequenas diferenças de dimensão (a incerteza de h foi quantificada na secção 2 em $\pm 200 \mu\text{m}$) e em particular os da turbulência devido aos elevadíssimos gradientes de velocidade junto às paredes.

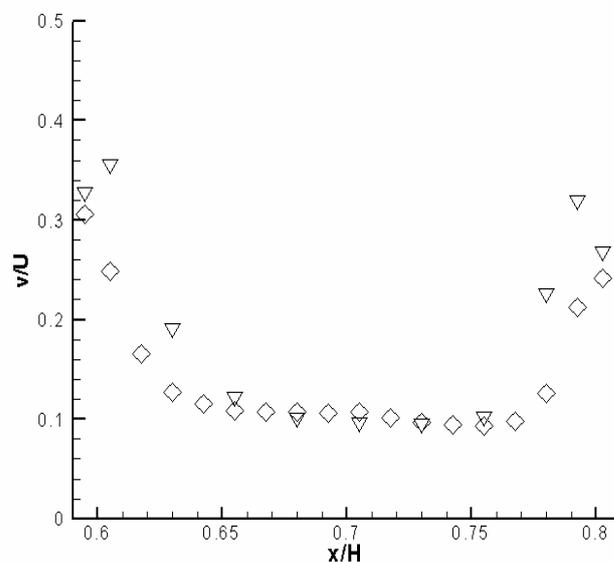


Figura 4.18: Perfis de intensidade de turbulência na célula para $Re=13750$ nas posições (O) $y/H=4.25$ e $z/W=0.45$ (∇) $y/H=-4.25$ e $z/W=0.45$.

O estudo de simetria de escoamento em relação ao plano $z=0$ com alguma extensão deve-se às limitações de acesso óptico que impedem medições de algumas componentes de velocidade no plano central da célula. A existência de uma grande extensão de escoamento bidimensional em torno do plano de simetria $z=0$ vem permitir que se meçam aí as características do escoamento no plano central, por não haver variações com z , pois medir mais próximo das paredes laterais reduz os problemas de acesso óptico.

Escoamento entre paredes confinantes

Na célula realizaram-se medições das componentes vertical e horizontal da velocidade, mas não foi possível medir a componente transversal (z) por insuficiente potência do sistema laser (seria necessário proceder a medições na configuração inversa) e às baixas velocidades envolvidas. Além disso, por impossibilidade de acesso óptico, as medições de algumas componentes de velocidade na célula não foram efectuadas no plano central, ($z/W=0$), mas sim no plano $z/W=0.45$, mais próximo da parede lateral, permitindo assim medir numa maior zona de escoamento de forma directa e conseqüentemente com uma menor incerteza conforme discutido acima e no capítulo 2 e apresentado mais especificamente na Figura 2.20 a). Escolheu-se o plano $z/W=0.45$, onde o escoamento ainda apresenta características semelhantes ao do escoamento no plano central e os efeitos de parede são reduzidos como se constatou na secção anterior. Por outro lado, devido à simetria do escoamento em relação ao plano $y=0$ só se estudou a metade superior da célula. Estes resultados constam da Figura 4.19 à Figura 4.22.

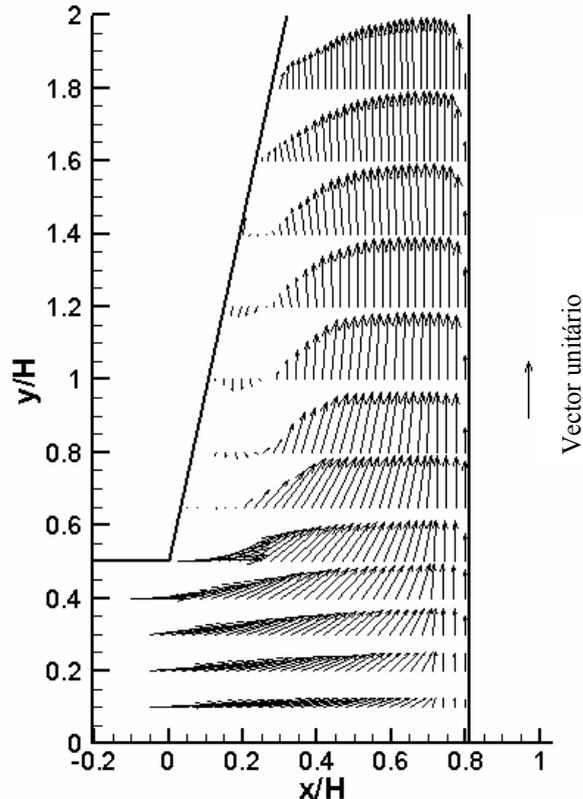


Figura 4.19: Campo de vectores velocidade na célula para $Re=13\ 750$ na posição $z/W=0.45$.

A Figura 4.19 apresenta a imagem do escoamento na região bidimensional sob a forma de um campo de vectores velocidade enquanto que a Figura 4.20 o representa sob a forma de linhas de corrente. O escoamento dentro da célula acelera ao longo do prato de impacto, primeiro devido à presença da zona de separação que reduz a área de secção transversal deste jacto de parede e depois devido ao estreitamento do canal por efeito da parede inclinada. O comprimento normalizado da região de separação é igual a $X_R/H=0.9$ (medido ao longo da parede inclinada). Convém referir que as linhas de corrente da Figura 4.20 não são fechadas porque as medições na célula não foram realizadas no plano central ($z/W=0$), mas sim no plano $z/W=0.45$. Neste plano existe um movimento tridimensional helicoidal na região de recirculação, pelo que ao assumir-se que o escoamento é bidimensional, por forma a utilizar as linhas de corrente, estas não podem ser fechadas na região de recirculação. Este movimento tridimensional helicoidal será descrito mais adiante, mas a imagem da Figura 4.20 já transmite correctamente a forma da região de recirculação.

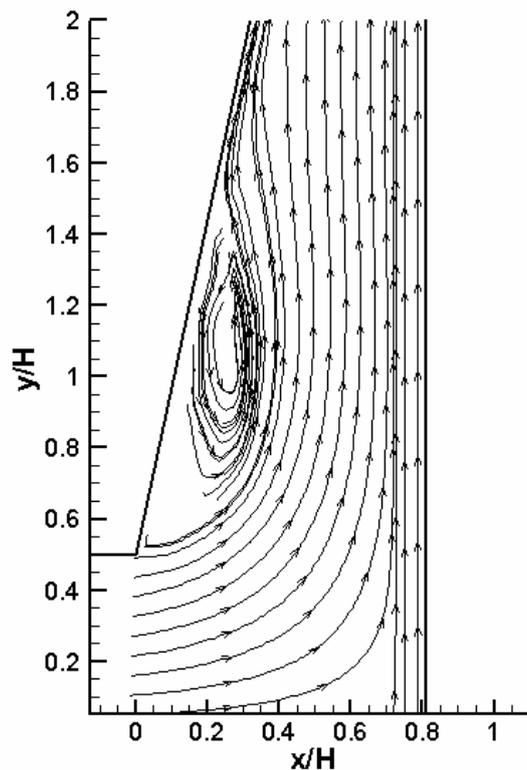


Figura 4.20: Linhas de corrente na da célula para $Re= 13750$ e $z/W=0.45$.

Perfis da componente vertical (v) da velocidade na célula apresentam-se na Figura 4.21 (a) e os correspondentes perfis normalizados de flutuações de velocidade estão representados na Figura 4.21 (b).

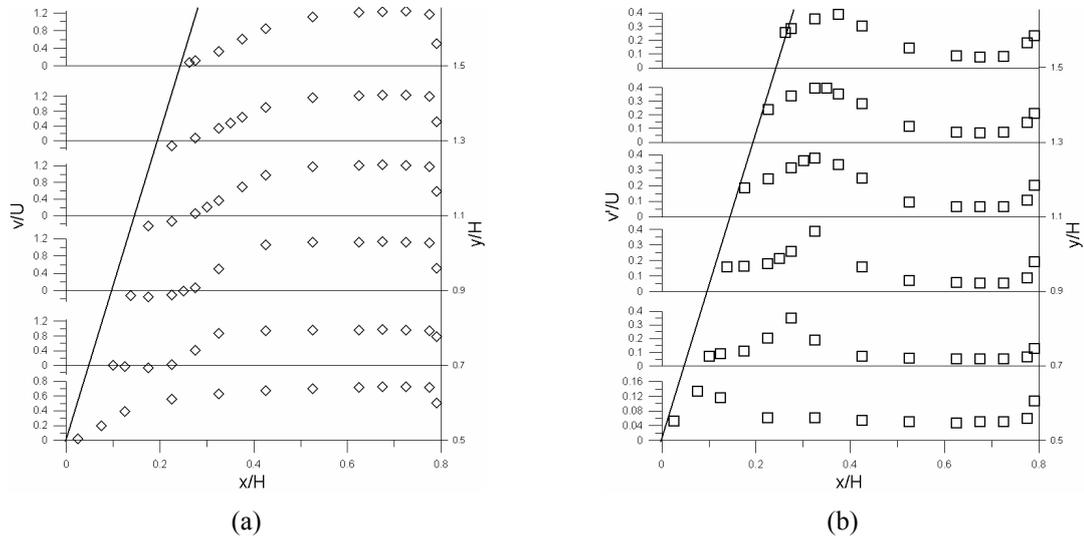


Figura 4.21: Perfis da componente vertical da velocidade (a) médias (b) flutuações na célula na posição $z/W=0.45$ para $Re=13750$.

Na secção anterior tinha-se observado uma região de elevada turbulência na zona de impacto, quando o jacto rectangular embate no prato, e que se devia à forte desaceleração (ver Figura 4.13) do escoamento nessa região. No entanto, essa não é a região de máxima turbulência no interior da célula. Os perfis de velocidade da Figura 4.21 (b) mostram duas regiões de turbulência elevada na célula, e que coincidem com as zonas onde a produção ocorre essencialmente por acção da tensão de corte: a primeira região é ao longo da camada limite do prato de impacto enquanto que a segunda é na camada de corte existente entre a zona de separação e o jacto central, como também se confirma nos contornos de turbulência da Figura 4.22. Aliás, constata-se até que a intensidade de turbulência máxima local na zona do ponto de estagnação é baixa comparativamente com os valores obtidos quer na camada de corte entre a zona de separação e o jacto principal quer no jacto de parede plana. De facto, a jusante da zona de separação, na zona próxima do prato de impacto, a turbulência é elevada devido às crescentes taxas de corte associadas à pouca espessura desta região. É que embora a aceleração contribua para uma redução da geração de turbulência, a produção por acção de corte na parede, que vem aumentada também pelo facto da redução de área da secção

ao aumentar o $\frac{\partial u}{\partial y}$, sobrepõem-se à redução de turbulência por acção da tensão normal τ_{yy} .

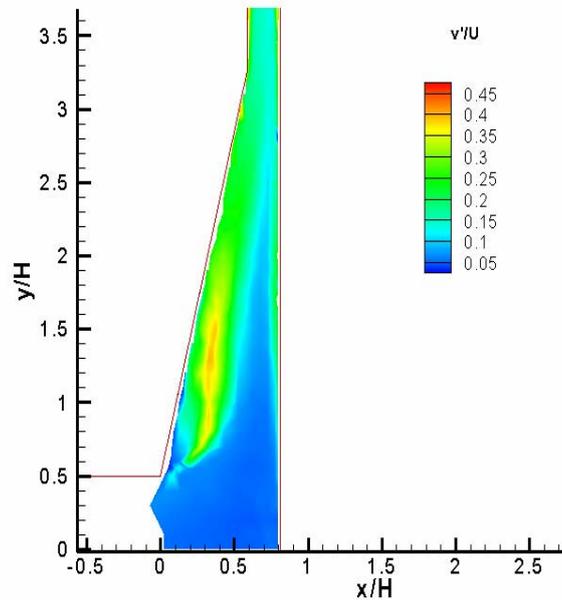


Figura 4.22: Contornos da intensidade de turbulência na da célula para $Re=13750$ na posição $z/W=0.45$.

A complexidade do escoamento, o desequilíbrio das tensões de Reynolds e o efeito das paredes planas laterais, originam um fenómeno tridimensional helicoidal que tende a eliminar a região de separação. Este escoamento tridimensional foi visualizado e é discutido na secção seguinte.

4.1.2.1 Escoamento tridimensional na zona de separação

Efectuaram-se visualizações do escoamento com registo vídeo usando um fluido traçador (permanganato de potássio) e bolhas de ar aprisionadas no escoamento. A visualização mostrou a existência de um movimento secundário helicoidal do fluido como se representa esquematicamente na Figura 4.23. Este movimento helicoidal provém do centro ($z=0$) e as partículas de fluido deslocam-se em direcção às paredes laterais. Em consequência, na região próxima das paredes laterais, o fluido em movimento helicoidal que sai da zona de separação e mistura-se com o fluido proveniente do escoamento principal criando um jacto vertical de parede.

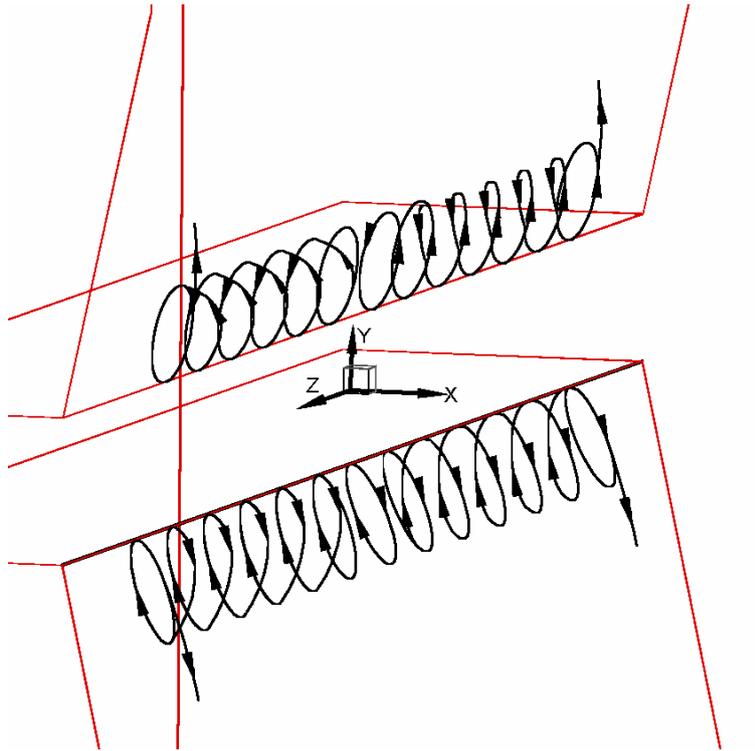


Figura 4.23: Representação esquemática do escoamento tridimensional e efeito da proximidade das paredes laterais.

Os jactos de parede aparecem nos perfis da Figura 4.24 como picos da componente vertical de velocidade (na posição $z/W \approx 0.85$ para $y/H = -1.75$ e $x/H = 0.525$ e na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = -1.75$ e $x/H = 0.3$) a jusante da região de separação. Ao longo do canal convergente, o jacto diminui de intensidade e as velocidades elevam-se devido à conservação de massa, mas mesmo assim ainda se observam perturbações no perfil de velocidade na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = -3.1$, $x/H = 0.575$. Note-se que o perfil da Figura 4.24 diz respeito à metade inferior da célula, logo as velocidades são negativas e o pico caracteriza-se pelo valor de velocidade mais negativa.

Este estudo dos jactos de parede a jusante da separação do escoamento, foram complementados com a medição das componentes u e v da velocidade na zona próxima da parede lateral, $x/H > 2.4$ e $x/H < 0.8$ para $z/W = 0.8$ e $z/W = 1$ e um valor de $y/H = -1.75$. Estas medições encontram-se representadas na Figura 4.25 para a componente v e na Figura 4.27 para a componente u .

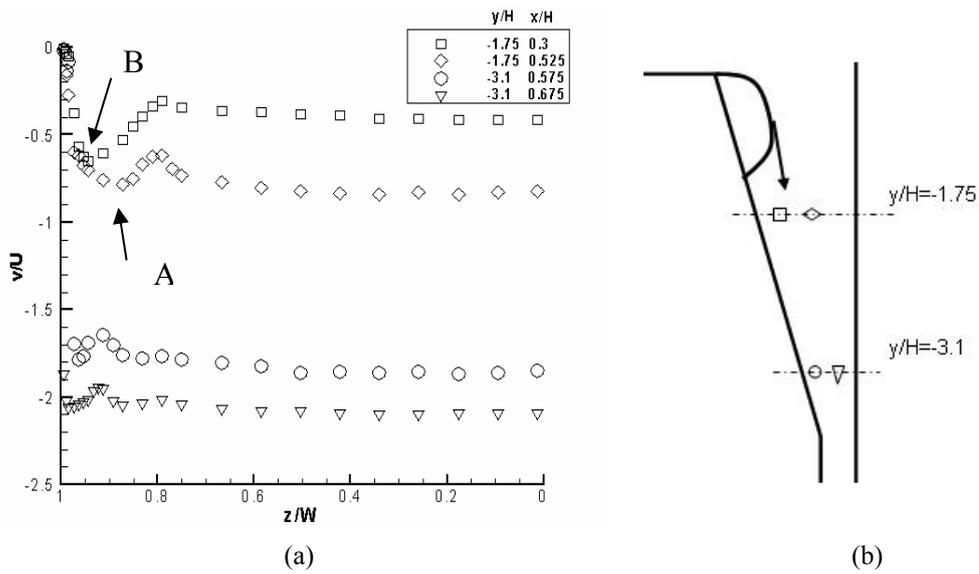


Figura 4.24: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$; (a) perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção transversal (z); (b) representação esquemática das posições de medida.

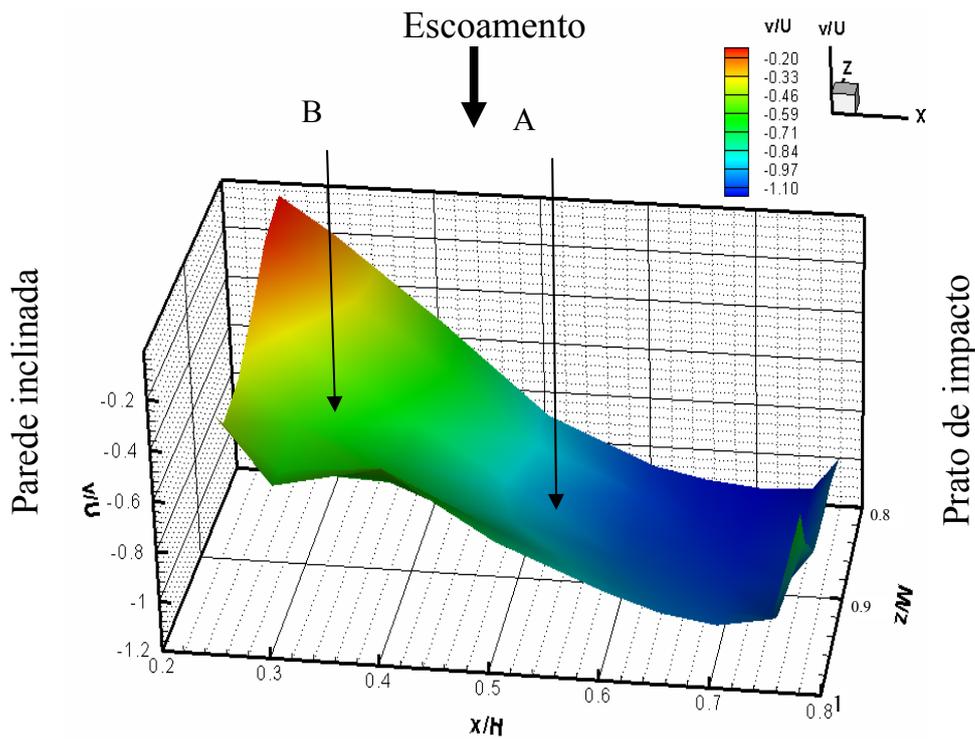


Figura 4.25: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$. Diagrama de contorno¹¹ da componente vertical da velocidade segundo as direcções z e x para $y/H=-1.75$. (metade inferior)

¹¹ Obtido através da criação de uma superfície de elementos finitos (elementos do tipo triângulo) no Tecplot

A Figura 4.25 mostra que o jacto de parede é bastante intenso junto à parede inclinada, existindo elevadas diferenças da componente vertical da velocidade entre $x/H=0.24$ e 0.4 . A velocidade máxima do jacto de parede inclinada é atingida numa zona próxima da parede lateral ($z/W \approx 1$), como aliás se constata na Figura 4.24 onde este valor máximo em $x/H=0.3$ ocorre para $z/W=0.95$ (assinalado com a letra B). À medida que o escoamento se aproxima do prato de impacto ($x/H=0.8$) o jacto diminui de intensidade e a zona onde ocorre o máximo da sua componente vertical fica mais distante da parede lateral. Na Figura 4.24, para $x/H=0.525$, o valor máximo da componente vertical ocorre para $z/W=0.9$ (assinalado com a letra A).

Para melhor elucidar a localização e comportamento deste jacto de parede lateral (próximo de facto da parede inclinada e da parede lateral) apresenta-se na Figura 4.26 um conjunto de perfis de velocidade medidos em vários planos z/W (entre $z/W=0.79$ e $z/W=0.97$) e ao longo da direcção x . Para x/H entre 0.6 e 0.8 a componente vertical da velocidade diminui em módulo à medida que o escoamento se aproxima da parede lateral ($z/W=1$) enquanto que para valores de x/H entre 0.24 e 0.5 esse comportamento já não se verifica. Assim, para $x/H=0.4$ a componente vertical tem um valor $v/U = -0.47$ para $z/W=0.79$, seguidamente v/U aumenta em módulo até atingir um máximo para $z/W=0.9$, correspondente ao pico do jacto de parede inclinada, e posteriormente diminui para zero na parede lateral em $z/W=1$.

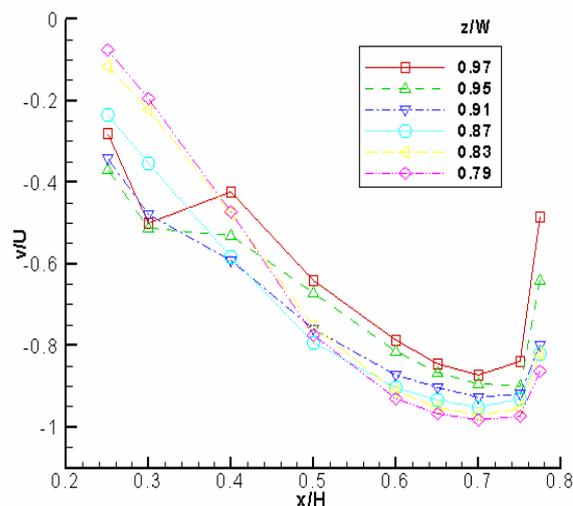


Figura 4.26: Perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção x para $Re=13750$ e $y/H=-1.75$.

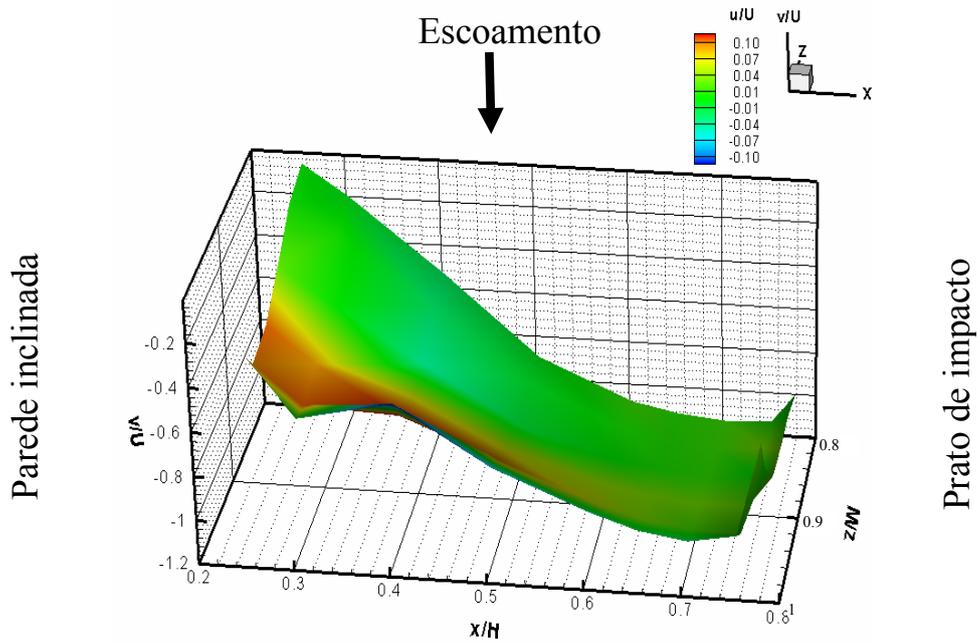


Figura 4.27: Escoamento tridimensional e efeito das paredes laterais para $Re=13750$. Diagrama de contorno da componente longitudinal da velocidade segundo as direcções z e x para $y/H=-1.75$ (metade inferior).

Em termos da componente u de velocidade representada na Figura 4.27, verifica-se que esta também atinge um valor máximo na mesma zona em que a componente vertical é máxima mas atingindo aqui um valor da ordem de $u/U=0.1$.

4.1.3 Regime Laminar

Quando o número de Reynolds é significativamente mais baixo, o escoamento dá-se no regime laminar, sendo também laminar na célula. Nesta secção, são apresentados os resultados referentes a estes casos, i.e., escoamento laminar com fluidos newtonianos, para números de Reynolds de 136 e 275, valores calculados pela equação (4.1) e que correspondem a velocidades médias de $U=0.11$ m/s e $U=0.26$ m/s, respectivamente. Na Tabela 4.3 apresentam-se as características do escoamento estudado assim como alguns resultados das medições efectuadas, nomeadamente o comprimento de recirculação da região de escoamento separado, X_R/H , e o coeficiente de fricção na conduta rectangular, f para escoamento desenvolvido.

Tabela 4.3 – Características dos escoamentos newtonianos em regime laminar

Re	U (m/s)	ρ (kg/m ³)	μ (Pa.s)	T (°C)	X_R/H	f
136	0.11	1184	0.0359	22	0	0.68
275	0.26	1184	0.0425	20	0.25	0.68

4.1.3.1 Escoamento na conduta de entrada

Simetria relativamente ao plano $z=0$

A simetria do escoamento na conduta de entrada em relação ao plano central $z=0$ foi estudada por medição do perfil da componente longitudinal da velocidade medido em função da coordenada z para a posição $x/H=-5.7$, e que é apresentado na Figura 4.28 para o escoamento a $Re=136$. Os símbolos a cheio representam o perfil reflectido de metade da conduta para a outra metade. O escoamento é simétrico e a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta, ou seja entre $z/W= \pm 0.7$. Neste caso, e ao contrário do que acontece em regime turbulento, não existe escoamento secundário no plano z - y dada a ausência de desequilíbrio de tensões normais que são sempre nulas.

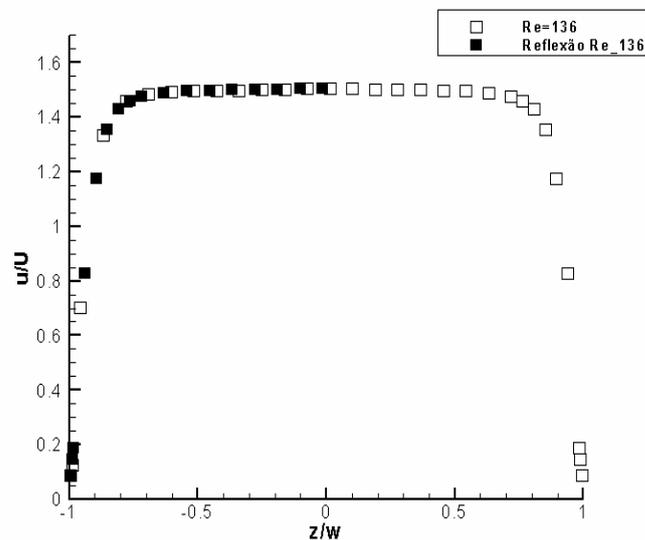


Figura 4.28: Perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção z na posição $y/H=0$ e $x/H=-5.7$ para $Re=136$.

Escoamento desenvolvido na conduta de entrada

A variação segundo y dos perfis da componente longitudinal da velocidade foi medida ao longo da conduta rectangular e comparada com as expressões teóricas para escoamento perfeitamente desenvolvido. É o que se mostra na Figura 4.29 para os números de Reynolds de 136 e 275 medidos em $x/H=5.7$. Os valores experimentais são comparados com as expressões teóricas para escoamento em conduta rectangular ($AR=13$) apresentadas em White (1991) e para escoamento entre placas paralelas ($AR=\infty$). Os dados experimentais adimensionais encontram-se entre as duas curvas teóricas que diferem somente entre si de 2%. Pode-se por isso afirmar que o escoamento se encontra completamente desenvolvido em $x/H=5.7$ para estes números de Reynolds estudados, tanto mais que os resultados das medições de pressão confirmam esta condição.

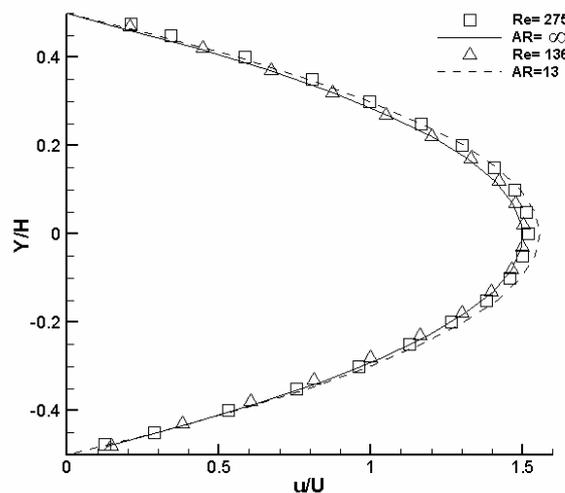


Figura 4.29: Comparação entre valores experimentais (símbolos) e expressões teóricas (linhas) do perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na posição $x/H=5.7$.

Numa conduta com comprimento suficiente para desenvolver o escoamento, os perfis de velocidade tornam-se independentes da posição longitudinal x e o gradiente longitudinal de pressão (dP/dx), torna-se constante. Das medições de pressão resultou um factor de atrito 0.68 para $Re=136$, em concordância com o valor teórico 0.65 dado por White (1991). A discordância é de 5%, valor que está de acordo com a incerteza experimental das medições. Vale a pena também recordar que para regime laminar teremos um comprimento de desenvolvimento da ordem de $L/D_H \approx 0.0067Re_{D_H}$ que resulta em

$L/D_H=9.1$ e 18.4 para Re_{D_H} de 136 e 275 , respectivamente. Ora a posição $x/H=5.7$ corresponde a uma distância de 64.3 medida desde o início da conduta rectangular, valor claramente superior ao necessário.

Influência do prato de impacto no escoamento à saída da conduta

Estudou-se igualmente a influência do prato de impacto no escoamento a montante da célula, através da evolução do perfil da componente longitudinal da velocidade, apresentada na Figura 4.32 ao longo do plano central $z=0$. Apesar de o regime de escoamento ser laminar, a influência do prato de impacto é idêntica ao caso de regime turbulento, com um pequeno efeito de desaceleração na posição $x/H=-0.4$ já que aí os valores da velocidade só diferem dos valores para escoamento desenvolvido em cerca de 2.5% . Tal como no caso do regime turbulento, há um decréscimo de velocidade na zona central do perfil e uma aceleração junto às paredes à medida que o fluido se aproxima do fim da conduta. Contudo para $x/H=0$, o perfil de velocidade mantém ainda uma forma próxima da parabólica o que não ocorre no regime turbulento em que o perfil de velocidade já é uniforme. A Figura 4.32 mostra também que continua a haver simetria relativamente ao plano central $y=0$.

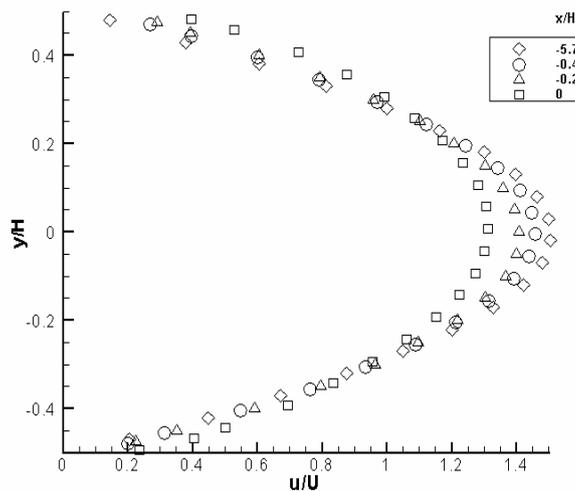


Figura 4.30: Perfil da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na posição $z/W=0$ para $Re=136$.

4.1.3.2 Escoamento na célula

Escoamento na zona de impacto

Para $z=0$ a evolução dos perfis da componente longitudinal da velocidade na região de impacto apresenta-se na Figura 4.31 e na Figura 4.33 sob a forma de um campo vectorial. Após o término da conduta rectangular a velocidade decai fortemente e os perfis adquirem uma forma cada vez mais uniforme à medida que o escoamento se aproxima do prato de impacto. Para $x/H=0.65$ o perfil é quase uniforme e a intensidade da componente longitudinal de velocidade é reduzida. Este comportamento é característico de uma mudança de direcção do escoamento. A ausência de turbulência faz com que os perfis não sejam contudo tão uniformes como no regime turbulento (c.f. Figura 4.10).

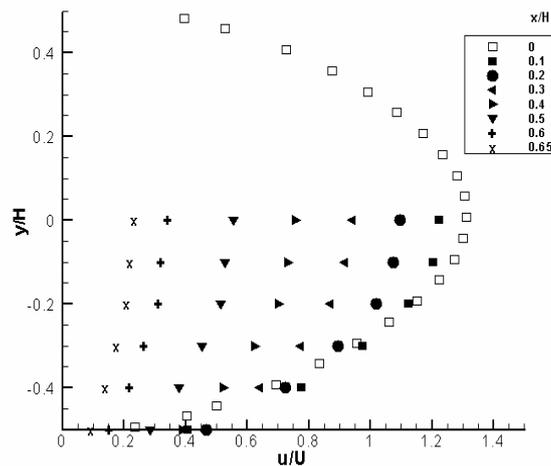


Figura 4.31: Perfis da componente longitudinal da velocidade segundo a direcção vertical na região do prato de impacto para $Re=136$ e $z/W=0$.

O campo vectorial da Figura 4.32 é qualitativamente semelhante ao da Figura 4.14 para regime turbulento mas nota-se aqui que a variação de velocidade com a distância à parede é menos súbita devido à menor difusão em regime laminar do que em regime turbulento.

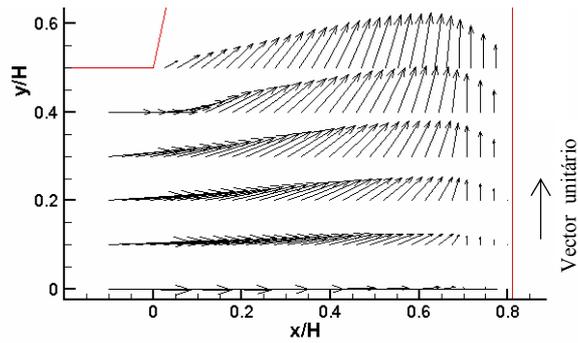


Figura 4.32: Campo vectorial na zona de impacto para $Re=136$ e $z/W=0$.

A Figura 4.33 mostra a evolução da componente longitudinal (u) da velocidade adimensionalizada pela velocidade no eixo (U_0) na posição $x/H=-0.4$, no plano de simetria ($z/W=0$) ao longo da direcção x ($-0.4 \leq x/H \leq 0.8$) e a respectiva comparação com os resultados para regime turbulento ($Re=13750$). Verifica-se que o comportamento é semelhante para os dois números de Reynolds estudados, embora no regime laminar a redução de velocidade junto ao prato de impacto seja superior à obtida para o caso turbulento.

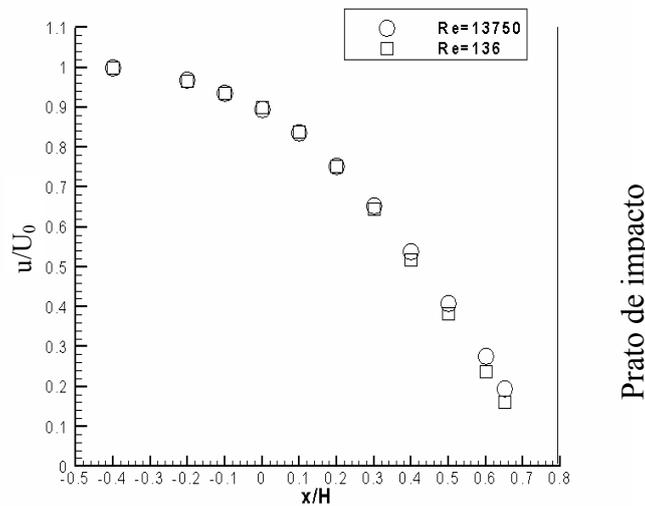


Figura 4.33: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re=136$ e 13750 .

A variação da componente longitudinal de velocidade adimensionalizada (ver equação (4.6)), assim como a aceleração longitudinal adimensional (ver equação (4.7)), encontram-se representadas respectivamente na Figura 4.34 (a) e (b), para $Re=136$ e $Re=13750$. Aqui verifica-se que a variação da componente longitudinal da velocidade junto ao prato de impacto $x/H > 0.6$ é superior no caso turbulento. A variação

longitudinal da desaceleração é qualitativamente semelhante à observada para regime turbulento, com o máximo a ter lugar para $x/H=0.3$ mas agora o valor da desaceleração normalizada é ligeiramente pouco superior.

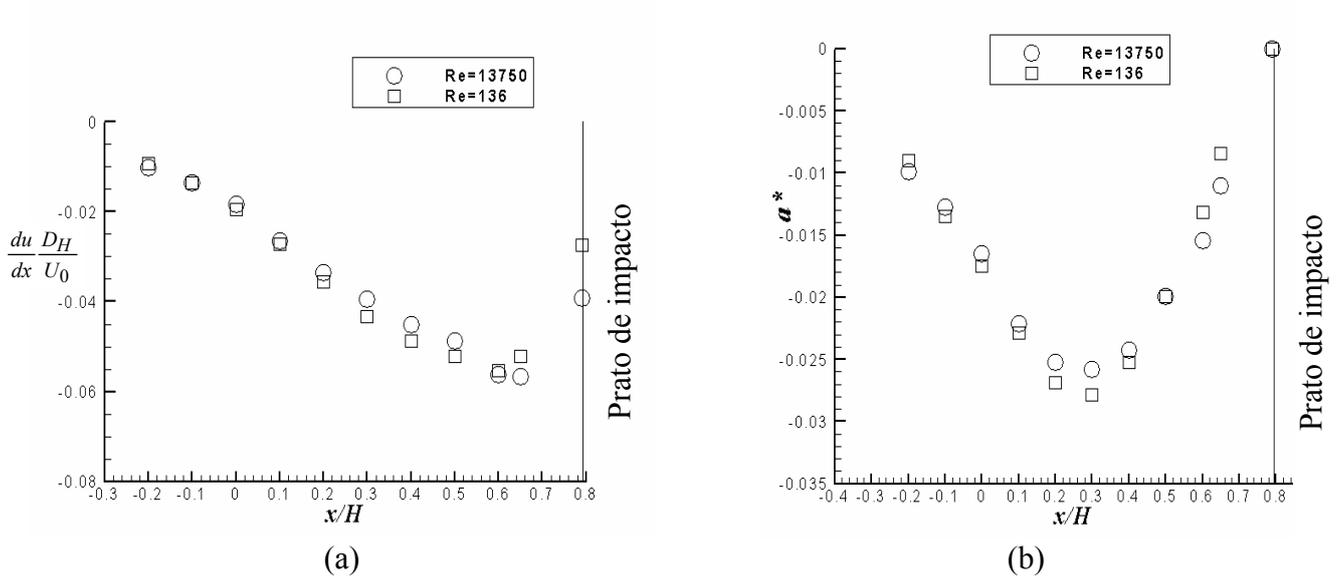


Figura 4.34: (a) Perfil da variação longitudinal da componente longitudinal da velocidade adimensional (u) (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re=136$ e 13750 .

Simetria relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ na célula

Na Figura 4.35 é avaliada a simetria do escoamento dentro da célula em relação ao plano $z=0$ e $y=0$. A variação com z dos perfis da componente vertical da velocidade medidos nas posições $y/H=-1.65$, $x/H=0.525$ e $y/H=-0.6$, $x/H=0.4$ estão representados na Figura 4.35 (a) para $Re=136$ e mostram haver simetria relativamente ao plano central $z=0$; os símbolos a cheio representam a reflexão do perfil de velocidade de um lado da célula para o outro lado. Na Figura 4.35 (b), são comparados os perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção x na saída da célula para uma altura da conduta rectangular de saída (h) de 4mm, e medidos em duas posições simétricas ($y/H = \pm 4.9$, $z/W=0$; a componente da velocidade para $y/H = -4.9$ é negativa e portanto os valores estão multiplicados por -1). As diferenças entre os dois perfis de velocidade não excede 4%, valor pequeno considerando a incerteza associada ao posicionamento da altura do canal de saída que é de ± 0.2 mm. A figura inclui o perfil teórico numa conduta rectangular para escoamento laminar totalmente desenvolvido, $Re=68$ e $AR=65$. A diferença entre esses perfis normalizados com a respectiva velocidade média, deve-se ao

facto do escoamento nessa pequena conduta de saída não estar desenvolvido. De facto o comprimento necessário a desenvolver o escoamento nessa pequena conduta ser de $L/D_H = 4.5$ após o termino da parede inclinada e a medição é efectuada $y/H=4.9$ que corresponde a uma distância de $L/D_H=1.7$.

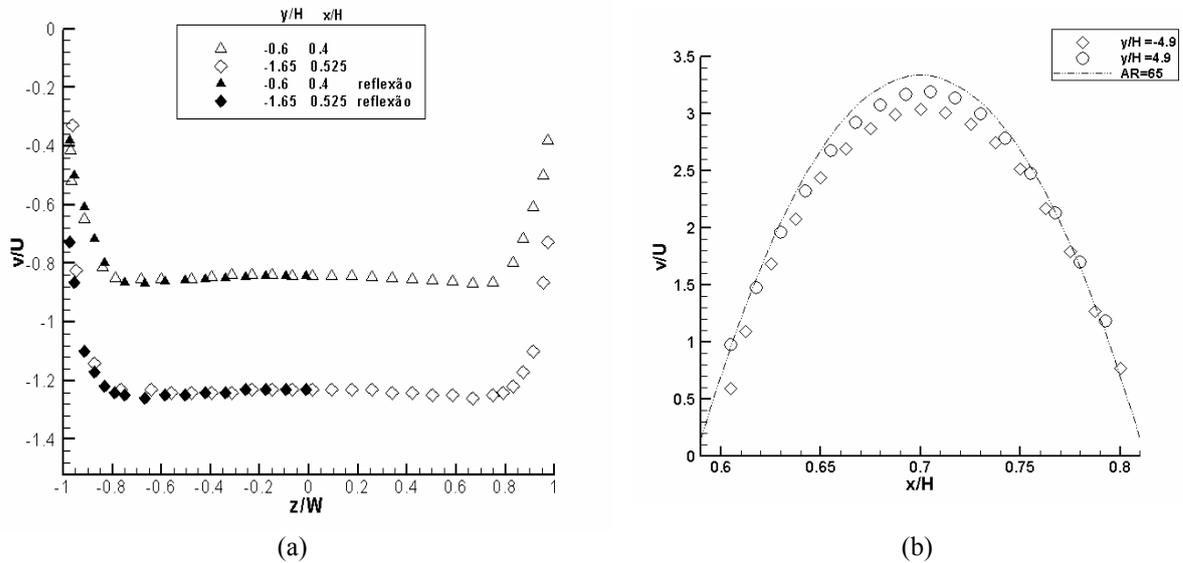


Figura 4.35: (a) Perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção z na célula; (b) Perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção x na saída da célula.

Escoamento entre paredes confinantes

Dentro da célula, o escoamento separa-se simetricamente, como se verifica pelo campo vectorial da Figura 4.36 para $Re=136$. Para este número de Reynolds, e em contraste com o caso turbulento e com a solução a $Re=275$ não se observa separação de escoamento provavelmente devido ao gradiente de pressão favorável imposto pela forma inclinada da célula ou então a separação que ocorre no vértice é tão pequena que não foi detectado. Esta situação é confirmada pelo diagrama de linhas de corrente da Figura 4.37.

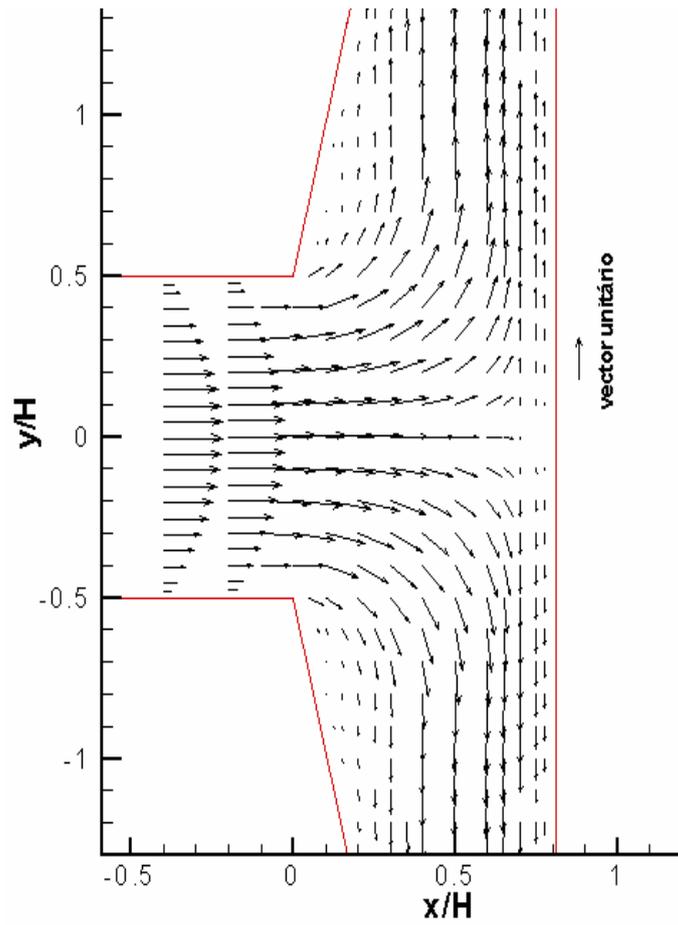


Figura 4.36: Campo vectorial na posição $z/W=0.45$ para $Re=136$.

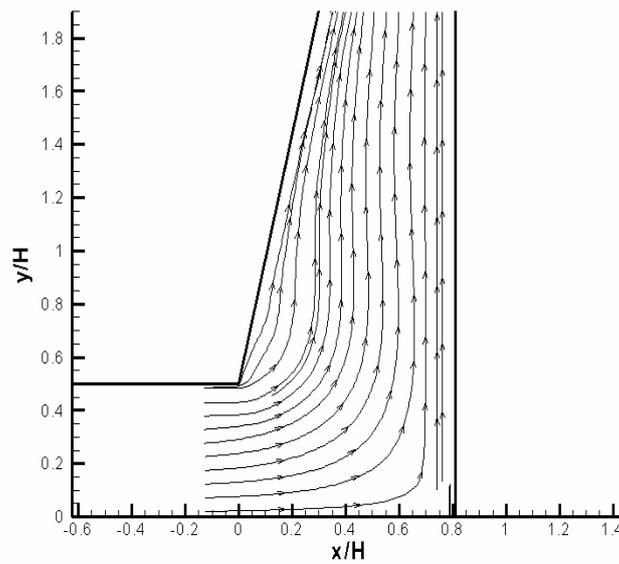


Figura 4.37: Escoamento na célula, linhas de corrente na posição $z/w=0.45$ para $Re=136$.

Entretanto, os estudos de visualização do escoamento mostraram que a partir de $Re=208$ começa a ser visível uma separação do escoamento no plano central. Por isso, o mapa de linhas de corrente da Figura 4.38 que corresponde ao escoamento para $Re=275$, mostra já a existência de uma região de recirculação. Pelas razões de bloqueamento óptico já expostas anteriormente, as medições de velocidade que conduziram ao mapa desta figura foram efectuadas no plano $z/W=0.45$ onde se mediu um $X_R/H=0.35$. Convém também referir que nesta zona da célula temos já um escoamento tridimensional enquanto que no caso do regime turbulento o escoamento era de facto tridimensional em todo o domínio, i.e., na conduta e na célula devido ao desequilíbrio das tensões de Reynolds. No regime laminar não existe escoamento secundário na conduta, mas existe um escoamento secundário característico de um escoamento tridimensional na célula, como também se verificou para escoamento turbulento e que tem origem em efeitos de parede transversal em combinação com a recirculação e a súbita mudança de direcção imposta pelo prato de impacto.

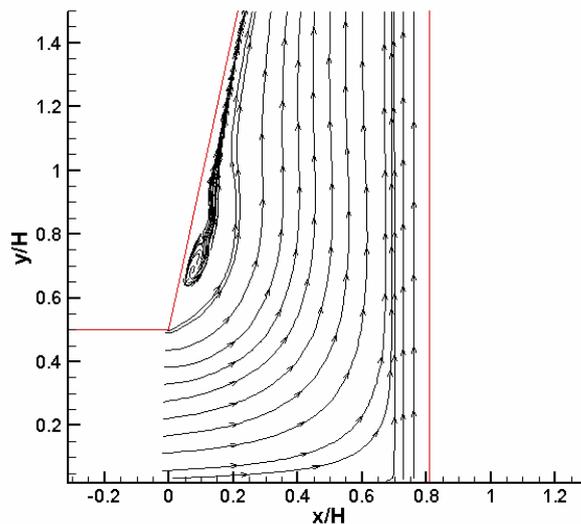


Figura 4.38:Escoamento na célula, linhas de corrente no plano $z/W=0.45$ para $Re=275$.

Na Figura 4.39 apresentam-se os perfis normalizados da componente vertical de velocidade no interior da célula para os dois números de Reynolds. Para $Re=275$ os valores da componente vertical perto da parede inclinada são inferiores às de $Re=136$, facto que se justifica pelo aparecimento da zona de separação do escoamento. Na região central da célula, os perfis são semelhantes e junto ao prato de impacto os valores da

componente vertical normalizada são superiores para $Re=275$ de forma a compensar o défice de caudal junto à parede inclinada.

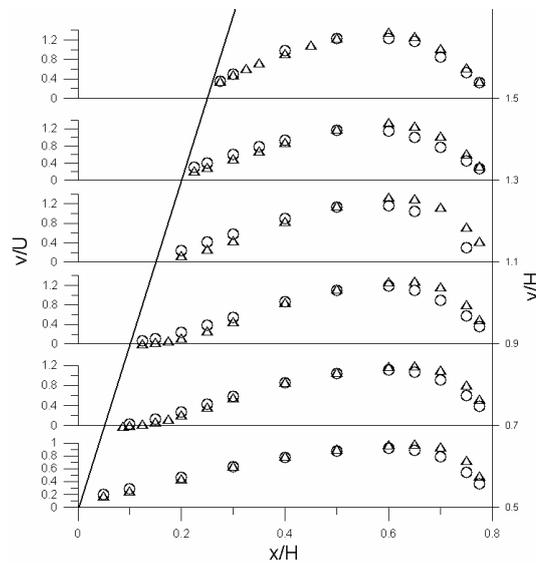
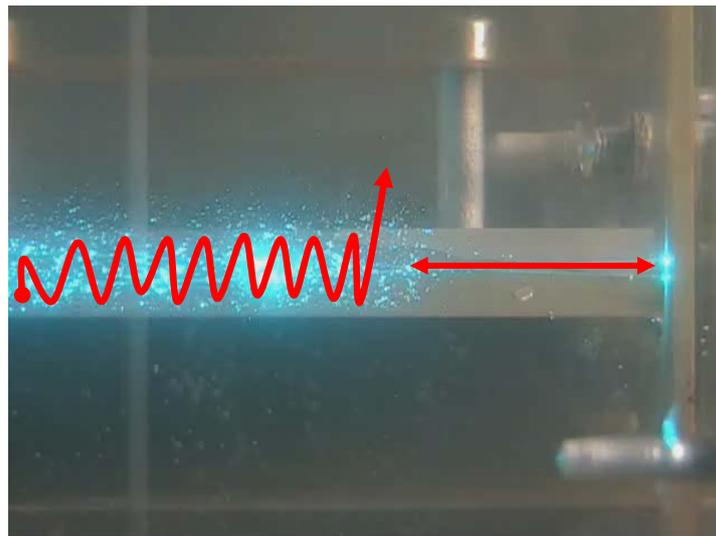


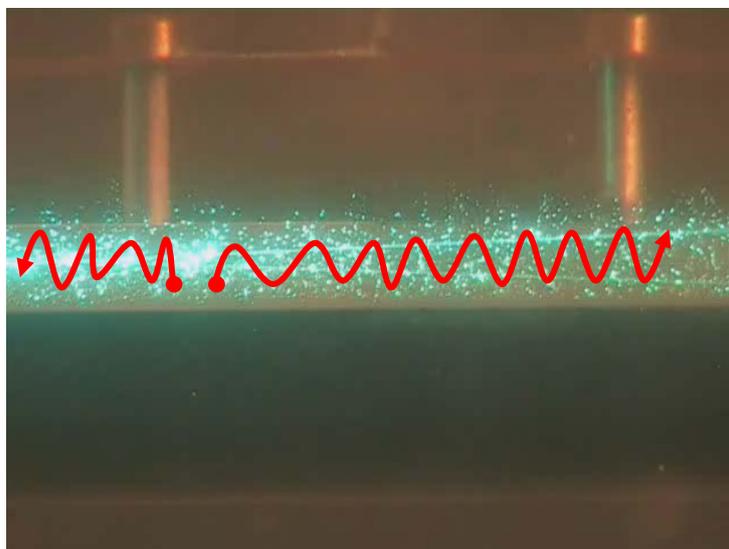
Figura 4.39: Escoamento na célula para (O) $Re=136$ e (Δ) $Re=275$. Perfis da componente vertical da velocidade no plano $z/W=0.45$.

4.1.3.3 Escoamento tridimensional na zona de separação

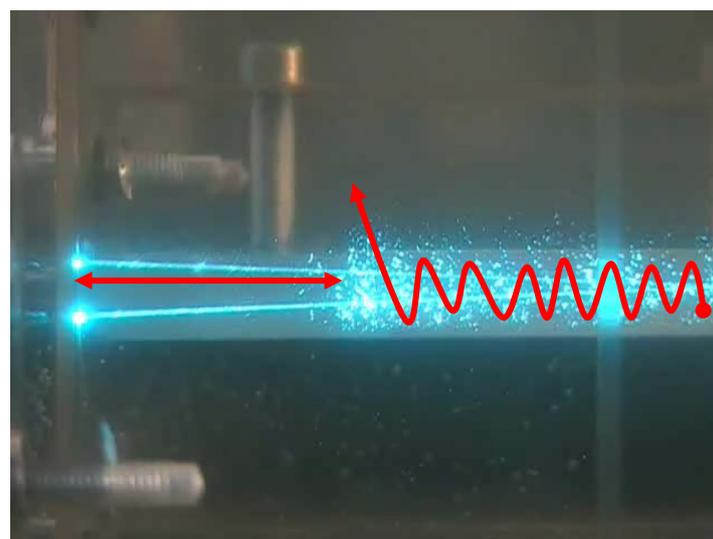
O movimento tridimensional na região de separação do escoamento também existe em regime laminar, mas agora com uma intensidade bastante inferior à observada para regime turbulento. Durante as medições experimentais em regime laminar a primeira tarefa foi a extracção das bolhas de ar que ficavam aprisionadas na mistura viscosa de glicerina-água, processo que era bastante demoroso, mas que se tornou uma vantagem para perceber a dinâmica do escoamento por intermédio de visualização. Estas podem ser vistas em: http://paginas.fe.up.pt/~ceft/movies_photos_frame.html e ilustram bem as características do escoamento tridimensional na região de separação. À semelhança do que foi anteriormente observado para regime turbulento existe um movimento helicoidal como está representado esquematicamente na Figura 4.40 (a) e na Figura 4.40 (c). A linha representa esquematicamente a trajectória de uma bolha de ar na zona de recirculação próxima das paredes laterais ($z/W=1$ e $z/W=-1$) enquanto na Figura 4.40 (b) se mostram os acontecimentos na zona central ($z/W=0$) da região de recirculação.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.40: Representação esquemática do escoamento tridimensional na zona de separação, $Re=275$.

Para os dois números de Reynolds, foram também medidos os perfis da velocidade vertical (v) ao longo da direcção transversal (z) e estes encontram-se representados na Figura 4.41 e na Figura 4.42 para $Re=136$ e $Re=275$, respectivamente. Para $Re=136$ não se verifica a existência de nenhum jacto de parede inclinada, pois não há zona de recirculação. Já para $Re=275$ observa-se um pequeno jacto de parede no perfil medido na posição $y/H= -1.65$ $x/H= 0.525$ para $z/W \approx 0.95$, embora com uma intensidade bastante inferior à do jacto turbulento, e não se observa mais nenhuma perturbação noutras posições como acontecia no escoamento turbulento.

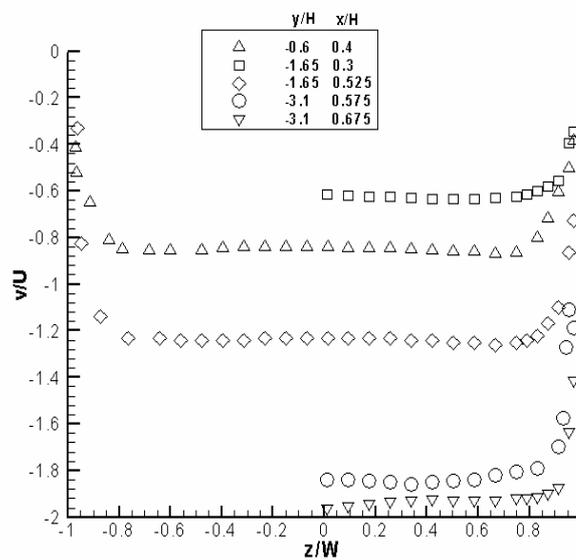


Figura 4.41: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re=136$.

Mostra-se assim que o aparecimento de jacto junto as paredes laterais está associado à existência de um escoamento tridimensional e sobretudo na separação do escoamento na parede inclinada.

Um estudo paramétrico aprofundado do efeito do número de Reynolds sobre o comprimento de recirculação ao longo da parede inclinada foi realizado mas recorrendo a ferramentas numéricas, estudo esse que será apresentado no próximo capítulo.

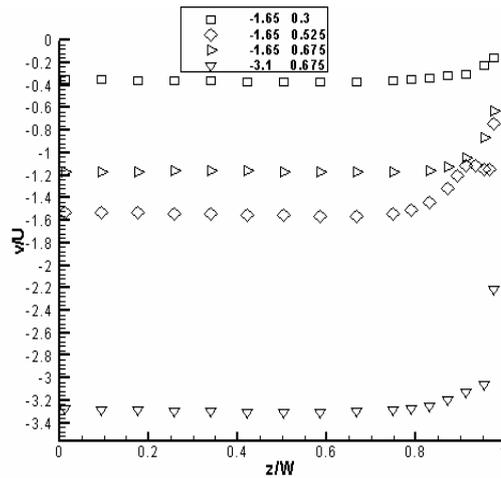


Figura 4.42: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re=275$.

4.2 Escoamento de fluidos não newtonianos

Viscosidade característica do escoamento

Como um fluido não newtoniano tem viscosidade variável não é evidente qual o valor da viscosidade característica a utilizar no número de Reynolds. Esta dificuldade é tanto mais importante, já que só uma definição adequada permite comparações entre o comportamento de fluidos newtonianos e não newtonianos.

Os escoamentos laminares de baixo número de Reynolds¹² são dominados por efeitos viscosos e são independentes dos efeitos inerciais, mas podem sofrer a influência da elasticidade. Por razões geométricas, alguns escoamentos laminares, como é o caso de escoamento desenvolvido numa conduta é essencialmente ou até unicamente controlado por efeitos viscosos, sendo mínima ou nulo o efeito da elasticidade. Por isso, sendo as características do escoamento essencialmente de origem viscosa o comportamento é qualitativamente semelhante ao newtoniano, embora quantitativamente diferente. Esta diferença quantitativa exige uma solução para a definição da viscosidade característica.

Para escoamentos em condutas de secção arbitrária, a definição de viscosidade aparente ou efectiva foi estabelecida por Kozicki et al. (1966). Por forma a fazer coincidir o factor de fricção, f , do escoamento desenvolvido de fluidos não newtonianos com o factor de fricção de fluidos newtonianos, em idênticas condições de escoamento.

¹² Está-se aqui a referir a valores inferiores a 1

Em suma, a viscosidade aparente é tida como igual à viscosidade do fluido newtoniano que tem o mesmo factor de fricção que o fluido não newtoniano. Para o caso concreto de fluidos de lei de potência (ver equação (3.20)) a expressão final obtida para o número de Reynolds de Kozicki ou número de Reynolds generalizado, é a seguinte:

$$\text{Re}^* = \frac{\rho(U)^{2-n} D_H^n}{8^{n-1} k \left(b + \frac{a}{n}\right)^n} \quad (4.8)$$

Os parâmetros geométricos a e b são função da forma da secção da conduta e foram obtidos das soluções analíticas para as velocidades média e máxima. No caso de condutas rectangulares, Lundgren et al. (1964) apresentam as seguintes expressões que permitem a determinação dos parâmetros a e b :

$$a + b = \frac{3}{2(1 + E)^2 \left[1 - \frac{192}{\pi^5} E \sum_0^\infty \frac{1}{(2n+1)^5} \tanh \frac{(2n+1)\pi}{2E} \right]} \quad (4.9)$$

$$a = \frac{1}{2(1 + E)^2 \left[1 + 4 \sum_0^\infty \frac{(-1)^{n+1}}{\left(\frac{2n+1}{2}\pi\right)^3} \frac{1}{\cosh \frac{(2n+1)\pi}{2E}} \right]} \quad (4.10)$$

com

$$E = \frac{H/2}{W} \quad (4.11)$$

Após a resolução das equações anteriores para o caso vertente obtém-se: $a=0.4311$ e $b=0.9281$ para uma razão de esbelteza (AR) de 13 e $a=0.485$ e $b=0.972$ para uma razão de esbelteza (AR) de 65. Os números de Reynolds de Kozicki correspondentes aos dois escoamentos viscosos estudados foram: $\text{Re}^*=100$ e $\text{Re}^*=200$.

No estudo de fluidos não newtonianos define-se também um outro grupo adimensional designado por número de Débora e que é calculado da seguinte forma:

$$De = \frac{\lambda U}{D_H} \quad (4.12)$$

representando o quociente entre as forças elásticas e as forças viscosas, onde λ é o tempo de relaxação do fluido, U , é a velocidade média do escoamento e D_H o diâmetro hidráulico da conduta rectangular.

4.2.1 Fluido viscoso não newtoniano - goma de xantano

O número de Reynolds de Kozicki para a goma de xantano é 200, valor calculado com a equação (4.8), correspondente a uma velocidade média $U=0.31$ m/s e aos parâmetros da lei de potência da Tabela 3.1 ($k=0.324$ Pa.s^{0.491} e $n=0.491$). Na Tabela 4.4 apresentam-se as características do escoamento estudado assim como alguns resultados das medições efectuadas, nomeadamente: o comprimento da região de separação do escoamento, X_R/H , o coeficiente de atrito na conduta rectangular, f , e os parâmetros do ajuste da lei de potência transportado da Tabela 3.1. Na Tabela 4.5 apresenta-se o número de Débora estudado com base no ajuste realizado pelo modelo de Maxwell as tensões normais medidas.

Tabela 4.4 – Características do escoamento da solução de goma de xantano (0.2%)

Re*	U (m/s)	ρ (kg/m ³)	κ (Pa.s ⁿ)	n	T (°C)	X_R/H	f
200	0.34	1000	0.324	0.491	20	0.35	0.66

Tabela 4.5 – Cálculo do número de Débora estudado.

Fluido	λ [s]	De
Ajuste modelo de Maxwell (Ensaio oscilatório)	9.6	88.2
Ajuste modelo de Maxwell (primeira diferença de tensão Normal)	0.01	0.092

Conforme se verificou anteriormente no capítulo 3 o tempo de relaxação obtido através do ensaio oscilatório e ajustado através do modelo de Maxwell apresenta um valor elevado, tendo em consideração que estamos perante um polímero que é constituído por moléculas semi-rígidas e por conseguinte pouco elásticas. Assim o número de Débora a ser considerado será o calculado com base no obtido com o ajuste do modelo de Maxwell a primeira diferença de tensão normal e que é $De=0.092$.

4.2.1.1 Escoamento na conduta de entrada

Simetria relativamente ao plano $z=0$ na conduta de entrada

O perfil da componente horizontal da velocidade (u) ao longo da direcção transversal (z) foi medido na posição $y/H=0$ e $x/H=-0.4$ (Figura 4.43) de forma a estudar a simetria do escoamento relativamente ao plano central $z=0$. Os símbolos a cheio representam o perfil reflectido de metade da conduta para a outra metade. O escoamento é simétrico e a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta, ou seja na região entre $z/W = \pm 0.6$.

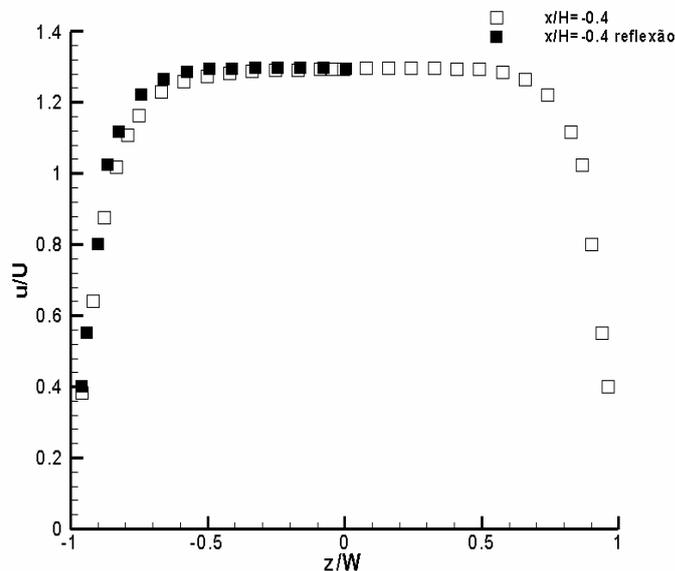


Figura 4.43: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção transversal (z), na posição $y/H=0$ e $x/H=-0.4$ para $Re^*=200$.

Escoamento desenvolvido na conduta de entrada

Foi medido o perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y), na posição $x/H=-5.7$ e comparado com o perfil teórico para escoamento completamente desenvolvido em canal ($AR=\infty$). A expressão teórica para escoamento desenvolvido de um fluido de lei de potência é a seguinte:

$$u(y) = \frac{2n+1}{n+1} U \left[1 - \left(\frac{y}{H} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \quad (4.13)$$

Na Figura 4.44 verifica-se que existe quase uma sobreposição destes perfis (diferem aproximadamente de 2%). A diferença máxima, de aproximadamente 5%, ocorre para $y/H=0.25$. Não existe solução analítica para condutas rectangulares mas posteriormente no capítulo numérico apresentar-se-á o perfil calculado por simulação numérica exactamente para este caso e na posição $z/W=0$. Comparativamente com o perfil de velocidade medido em regime laminar newtoniano constata-se que o perfil do fluido de lei de potência é mais uniforme na zona central do escoamento, o que se deve ao facto da viscosidade não ser constante, mas depender do gradiente de velocidade sendo por isso mais elevado no centro do que na parede já que a goma de xantano sim função da taxa de deformação do escoamento ($\dot{\gamma}$). A goma de xantano é um fluido reofluidificante, em que ocorre fluidificação à medida que aumentam as taxas de deformação. A forma mais uniforme do perfil de velocidade no centro da conduta decorre então das taxas de deformação serem mínimas (máxima viscosidade) no centro da conduta.

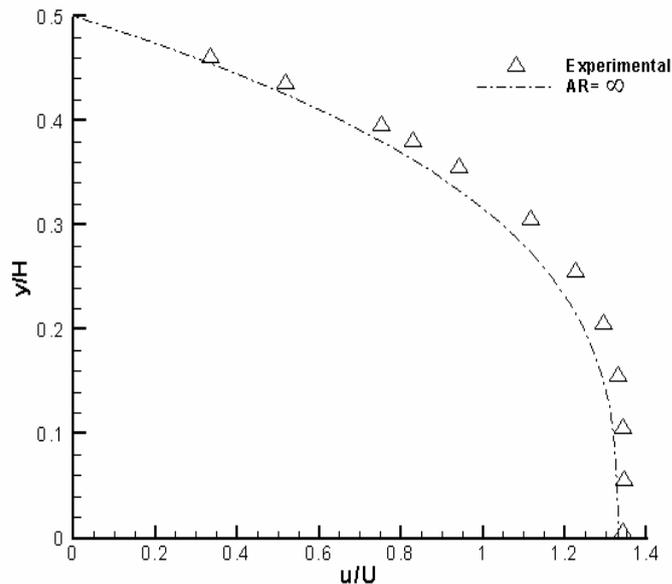


Figura 4.44: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) na posição $x/H=-5.7$. Comparação entre dados experimentais (símbolos) e expressão teórica (linha).

Os valores medidos encontram-se muito próximos dos teóricos e os respectivos perfis têm a mesma forma. O escoamento encontra-se completamente desenvolvido no plano $x/H=-5.7$ para o número de Reynolds estudado.

Através de medições de pressão, verificou-se igualmente que o escoamento está perfeitamente desenvolvido no plano $x/H=-5.7$. Das medições de pressão obteve-se um factor de atrito de 0.66 para $Re^*=200$.

Influência do prato de impacto no escoamento à saída da conduta

Também aqui se estudou a influência do prato de impacto sobre o escoamento a montante da célula realizando medições dos perfis da componente longitudinal de velocidade (u) ao longo do plano central $z=0$ na zona de saída do jacto, representados na Figura 4.45.

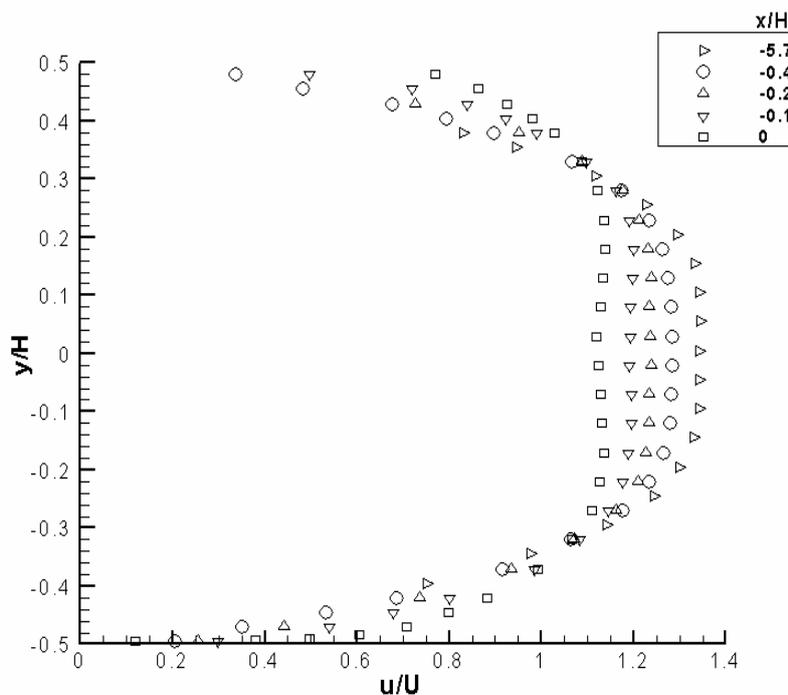


Figura 4.45: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo do plano $z/W=0$ na saída da conduta para $Re^*=200$.

O perfil de escoamento desenvolvido na conduta, plano $x/H=-5.7$, está igualmente representado nesta figura. Os valores de velocidade na posição $x/H=-0.4$ diferem de aproximadamente 5% dos valores do perfil de velocidade de escoamento desenvolvido, diferença que é um pouco superior à obtida no caso do regime laminar newtoniano, sugerindo uma maior influência do prato sobre o escoamento de aproximação à célula.

Tal como no caso laminar newtoniano há um decréscimo da velocidade na zona central dos perfis e uma aceleração do escoamento junto as paredes pois o fluido sabe que a resistência nessa zona está na eminência de ser reduzida.

A Figura 4.45 mostra também que existe simetria relativamente ao plano central $y=0$.

4.2.1.2 Escoamento na célula

Escoamento na zona de impacto

A evolução do campo de velocidades na zona de impacto no plano central $z=0$ é apresentada nas Figura 4.46 e na Figura 4.47, sob a forma de perfis transversais de u e do campo vectorial no plano, respectivamente. Logo após a saída da conduta rectangular, o perfil de velocidade já é uniforme na zona central, isto é consequência do carácter reofluidificante do fluido. A velocidade longitudinal vai diminuindo à medida que o fluido se aproxima do prato de impacto, e consequentemente existe um aumento da componente vertical da velocidade conforme se pode observar na Figura 4.47.

A Figura 4.46 mostra também que existe simetria relativamente ao plano central $y=0$.

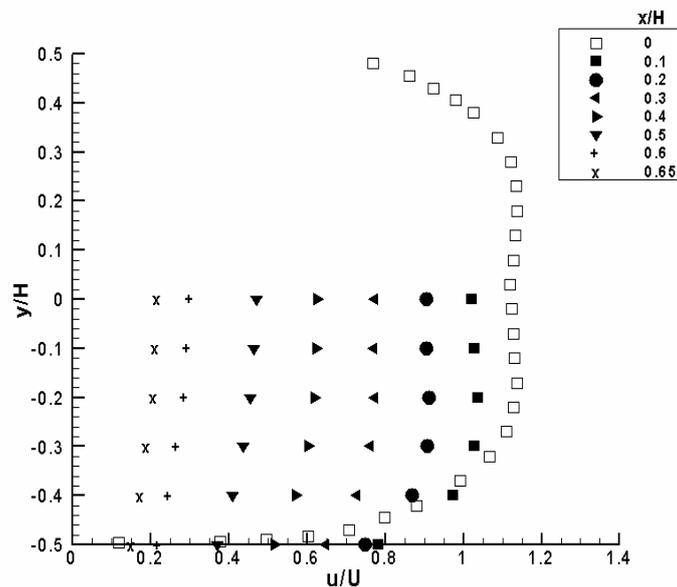


Figura 4.46: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo do $z/W=0$ na zona do prato de impacto para $Re^*=200$.

A Figura 4.48 mostra a evolução da componente longitudinal (u) da velocidade adimensionalizada pela velocidade no eixo (U_0) na posição $x/H=-0.4$, no plano de

simetria ($z/W=0$) ao longo da direcção x ($-0.4 \leq x/H \leq 0.8$) e a respectiva comparação com os resultados para regime laminar newtoniano ($Re^*=200$). Verificando-se que como nos casos anteriores existe uma forte redução da velocidade principalmente perto do prato de impacto existindo quase uma completa sobreposição dos resultados newtonianos e dos resultados com a solução de goma de xantano.

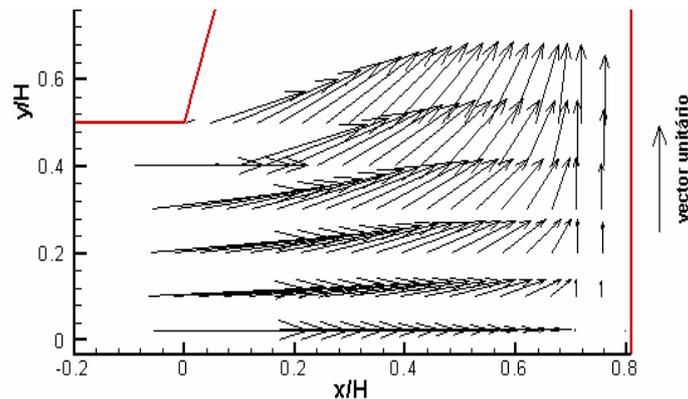


Figura 4.47: Campo vectorial de escoamento na zona de impacto para $Re^*=200$ no plano $z/W=0$.

A variação da componente longitudinal de velocidade adimensionalizada (ver equação (4.6)), assim como a aceleração longitudinal adimensional (ver equação (4.7)), encontram-se representadas, respectivamente na Figura 4.49 (a) e (b), para $Re^*=200$ XG e $Re^*=200$ newtoniano. A variação de velocidade longitudinal é ligeiramente superior para a solução de goma de xantano para $-0.2 < x/H < 0.2$ sendo posteriormente inferior à variação de velocidade equivalente newtoniana. Isto traduz-se em alteração na posição relativa das desacelerações. Assim para a solução de XG a máxima desaceleração ocorre para $x/H=0.2$ e o seu valor é inferior ao máximo newtoniano que ocorre para $x/H=0.3$. Este fenómeno prender-se-á com o carácter reofluidificante da solução de XG.

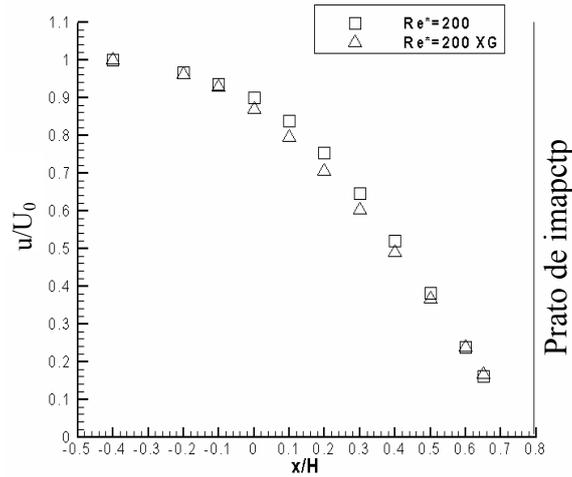


Figura 4.48: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re^*=100$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG.

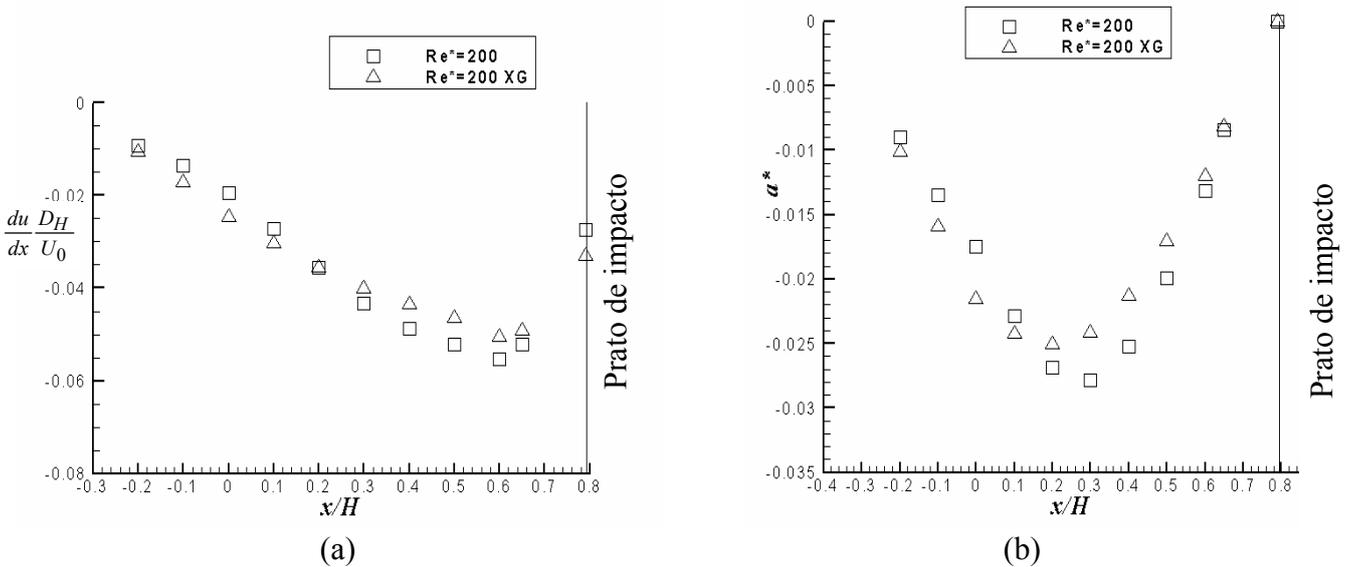


Figura 4.49: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u); (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re^*=200$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG.

Simetria relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ na célula

Na Figura 4.50 e na Figura 4.51 estuda-se a simetria do escoamento no interior da célula. Os perfis da componente vertical da velocidade (v), segundo a direcção transversal (z) da célula e medidos nas posições $y/H= -0.6$ $x/H= 0.4$, $y/H= -1.65$ $x/H= 0.525$ e $y/H= -3.1$ $x/H= 0.675$ estão representados na Figura 4.50 onde os símbolos preenchidos representam a reflexão do perfil de velocidade de uma metade para a outra. Come se vê estes perfis de velocidade são simétricos em relação ao plano central $z=0$.

Na Figura 4.51 estão representados os perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção x , para uma altura do canal de saída de 4mm (h), medidos nas seguintes posições $y/H = \pm 4.9$ (as velocidades a $y/H = -4.9$ são negativas e portanto foram multiplicados por -1). Existem algumas diferenças entre os dois perfis de velocidade que mostram existir boa simetria em relação ao plano central $y=0$ e dentro do que é expectável tendo em conta a incerteza no posicionamento do prato que, como já foi mencionado é de $\pm 200 \mu\text{m}$. Em relação à largura de 4 mm representa $\pm 5\%$ em termos do posicionamento das paredes laterais. De notar que estes perfis de velocidade se encontram normalizados pela velocidade média na conduta rectangular de entrada.

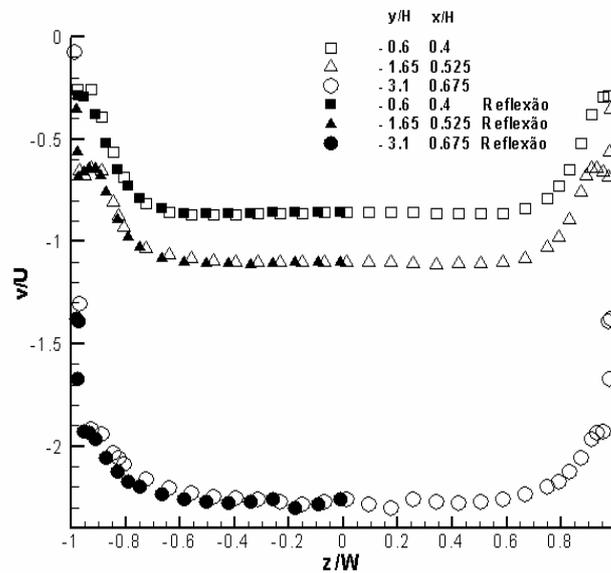


Figura 4.50: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z) para $Re^*=200$.

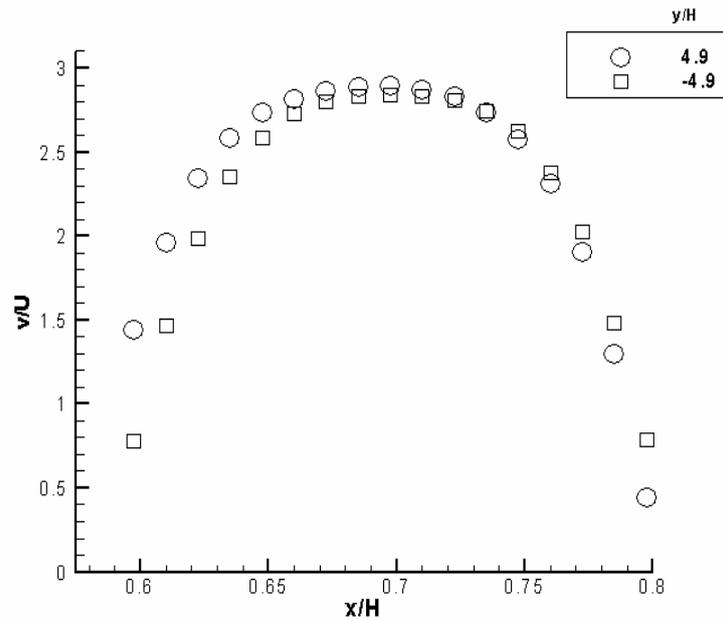


Figura 4.51: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção longitudinal (x) para $Re^*=200$ na posição (O) $y/H=4.9$ (□) $y/H=-4.9$ e $z/W=0.45$.

Escoamento entre paredes confinantes

O campo de velocidades no interior da célula para $Re^*=200$, e na posição $z/W=0.45$, encontra-se representado na Figura 4.52. O padrão de escoamento obtido é qualitativamente idêntico ao do caso newtoniano em regime laminar, observando-se uma zona de separação de escoamento. O diagrama de vectores da Figura 4.52 mostra que o escoamento entra dentro da célula com a maioria do escoamento a fluir ao longo do prato de impacto devido à existência de uma região de recirculação, ou pelo menos de escoamento quase estagnado.

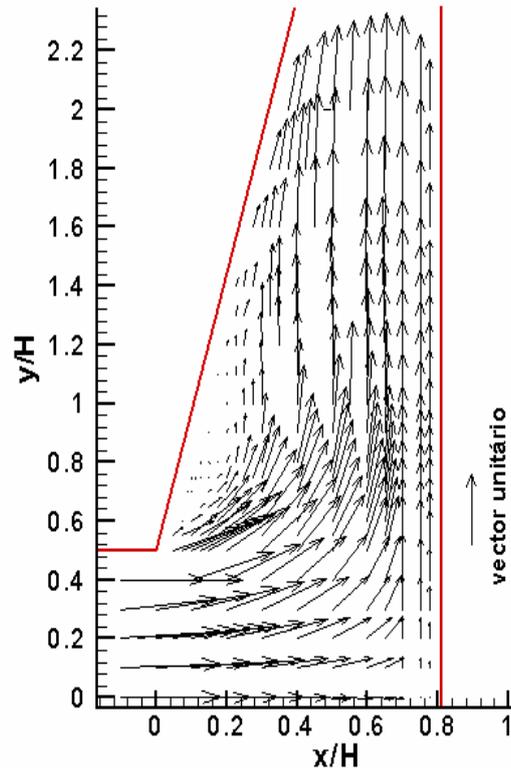


Figura 4.52: Campo vectorial de velocidade na célula para $Re^*=200$ na posição $z/W=0.45$.

Apesar da solução de goma de xantano ser menos transparente que a solução glicerina-água, as visualizações do escoamento com traçadores mostraram uma região de separação, percorrida também por fluido em movimento helicoidal ao longo da direcção transversal (z), mas com uma intensidade bem menor que no caso newtoniano. Por isso este movimento não foi suficientemente perceptível, em termos das técnicas de vídeo usadas, para permitir confirmar a que número de Reynolds se dá o aparecimento da região de separação do escoamento com a solução de 0.2% XG.

A zona de recirculação é visível na Figura 4.53 onde é apresentado um diagrama com as linhas de corrente. O comprimento da recirculação no plano $z/W=0.45$, foi medido ao longo da parede inclinada e é igual a $X_R/H=0.35$.

Em resumo, na secção anterior tinha-se visto que para fluidos newtonianos no regime laminar, para $Re=275$, a zona de recirculação era igual a $X_R/H=0.25$ enquanto que para a solução de goma de xantano a zona de recirculação é superior.

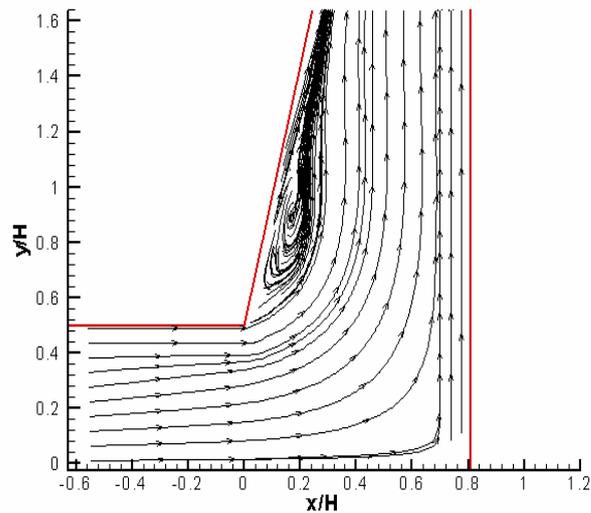


Figura 4.53:Escoamento dentro da célula, linhas de corrente no plano $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.

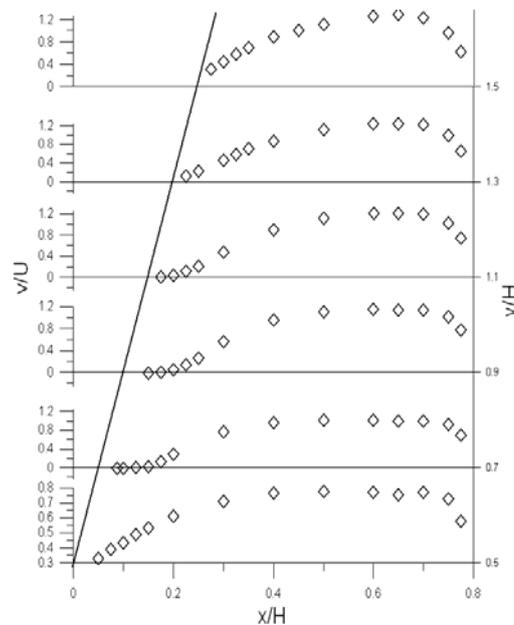


Figura 4.54: Perfis da componente vertical (v) da velocidade em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.

Na Figura 4.54 apresentam-se os perfis da componente vertical da velocidade (v) em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W=0.45$. Para $y/H=0.5$ os valores da componente da velocidade são positivos, indicando que ainda não existe zona de separação, mas para $y/H=0.7$, já se observam valores negativos pelo que a zona de separação do escoamento já se formou. Para $y/H=1.1$ os valores de v tornam a ser positivos o que significa o fim da zona de recirculação.

Tal como acontece na conduta de entrada, os perfis da componente vertical da velocidade apresentam uma zona mais uniforme na parte central do perfil de velocidade comparativamente com os valores obtidos para o regime laminar newtoniano. Este comportamento está devidamente explicado na secção 4.2.1.1.

4.2.1.3 Escoamento tridimensional na zona de separação

Com a solução de goma de xantano observou-se igualmente a existência do movimento helicoidal tridimensional no interior da região de escoamento separado. Antes de atingir as paredes laterais, o fluido em movimento helicoidal sai da zona de separação e mistura-se com o escoamento principal criando um jacto vertical de parede, como acontece também com os fluidos newtonianos.

O jacto de parede é visível nos perfis da componente vertical da velocidade representados na Figura 4.55.

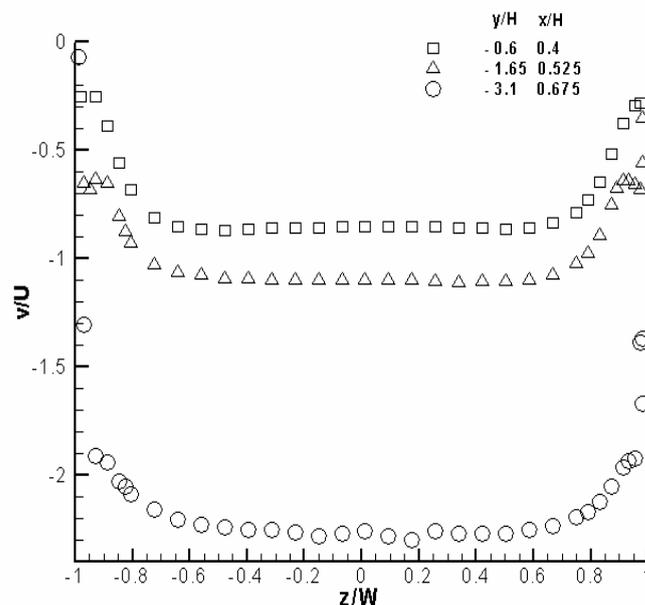


Figura 4.55: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direcção transversal (z).

O jacto caracteriza-se por um pico local junto às paredes laterais na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = -1.65$ e $x/H = 0.525$, a jusante da região de separação. Ele é de fraca intensidade, conforme já se tinha verificado para o caso do regime laminar newtoniano e aqui por maioria de razão uma vez que a intensidade do escoamento helicoidal é mais

fraca do que nos outros escoamentos estudados anteriormente. Além disso observa-se uma perturbação muito ligeira no perfil de velocidade na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = 3.1$, $x/H = 0.575$.

4.2.2 Fluido viscoselástico não newtoniano - Poliacrilamida (PAA)

Para a solução aquosa de 0.125% PAA o número de Reynolds de Kozicki foi também de 200, obtido através da equação (4.8), e correspondendo a uma velocidade média de $U = 0.20$ m/s. Os parâmetros da lei de potência utilizados são os apresentados na Tabela 3.2 nomeadamente $k = 0.123$ Pa.s^{0.553} e $n = 0.553$. A completa caracterização reológica deste fluido foi apresentada no capítulo de reologia.

Na Tabela 4.6 apresentam-se as características do escoamento assim como alguns resultados das medições efectuadas, nomeadamente o comprimento de recirculação da zona de separação do escoamento, X_R/H , e os parâmetros do ajuste da lei de potência. Não foi possível determinar o coeficiente de atrito na conduta rectangular devido a obstruções das tomadas de pressão. O que provavelmente ocorre aqui é a entrada de solução para o interior das tubagens onde o carácter altamente reofluidificante das soluções aumenta excessivamente a viscosidade e impede a leitura correcta das pressões. Não nos foi possível resolver este problema em tempo útil que provavelmente requer uma solução diferente ao nível do tipo de transdutores de pressão a instalar no sistema (transdutores montados directamente nas paredes). Na Tabela 3.5 apresenta-se o número de Débora estudado com base nos vários ajustes realizados no capítulo 3.

Tabela 4.6 – Características do escoamento/fluido para a solução de poliacrilamida (0.125% em massa)

Re*	U (m/s)	ρ (kg/m ³)	k (Pa.s ⁿ)	n	T (°C)	X_R/H
200	0.20	1000	0.12	0.5	25	0.30

Tabela 4.7 – Cálculo do número de Débora estudado com base nos vários ajustes realizados para Re*=200

Fluido	λ [s]	De
Ajuste modelo de Maxwell (Ensaio oscilatório)	2.6	23.90
Ajuste modelo de Maxwell (Primeira diferença de tensão normal)	0.1	0.92
Ajuste modelo PTT	1.2	11.03
Ensaio rotura capilar	0.04	0.37

Como verificamos anteriormente no capítulo 3, o tempo de relaxação é dependente do tipo de ensaio realizado. O tempo de relaxação obtido através do modelo PTT é o modelo mais completo pois é o que ajusta a um maior número de propriedades a que corresponde um número de $De=11.03$.

4.2.2.1 Escoamento na conduta de entrada

Simetria relativamente ao plano $z=0$ na conduta de entrada

A simetria do escoamento relativamente ao plano central $z=0$ esta bem patente no perfil da componente longitudinal da velocidade (u) medido em $x/H=-0.5$ e $y/H=0$ da Figura 4.56. Os símbolos a cheio correspondem ao perfil reflectido de uma metade da conduta para a outra metade. Verifica-se que a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta, ou seja entre $z/W = \pm 0.5$.

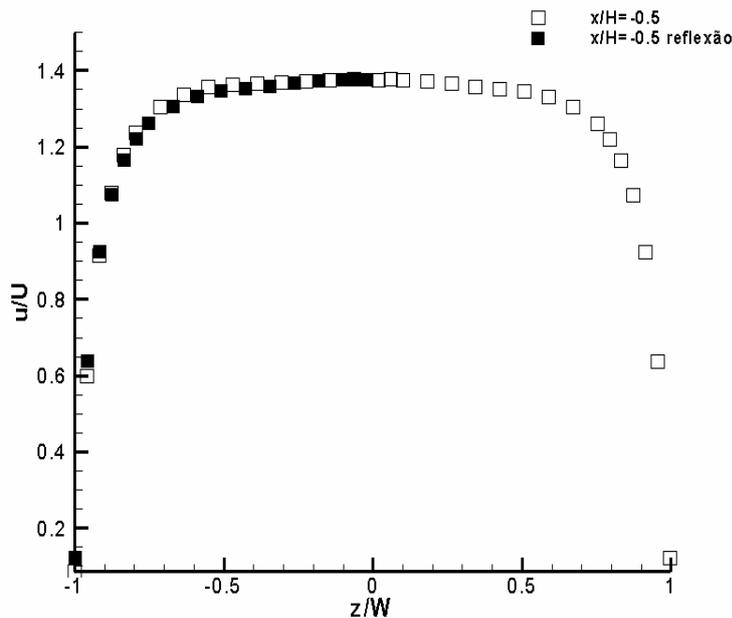


Figura 4.56: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção z na posição $x/H=-0.5$ e $y/H=0$ para $Re^*=200$.

Escoamento desenvolvido na conduta de entrada

Os perfis da componente longitudinal da velocidade (u) medidos para $z/W=0$ e ao longo da direcção vertical (y), ao longo da conduta rectangular, comparam favoravelmente

com as expressões teóricas para escoamento completamente desenvolvido entre placas planas $AR=\infty$, (equação (4.13)), como se vê no perfil representado na Figura 4.57 para $x/H=-5.7$. Comparativamente com o perfil de velocidade medido em regime laminar no fluido newtoniano constata-se que este é mais uniforme na zona central do escoamento (justificação dada na secção 4.2.1.1), e é idêntico ao comportamento obtido com a solução 0.2% XG.

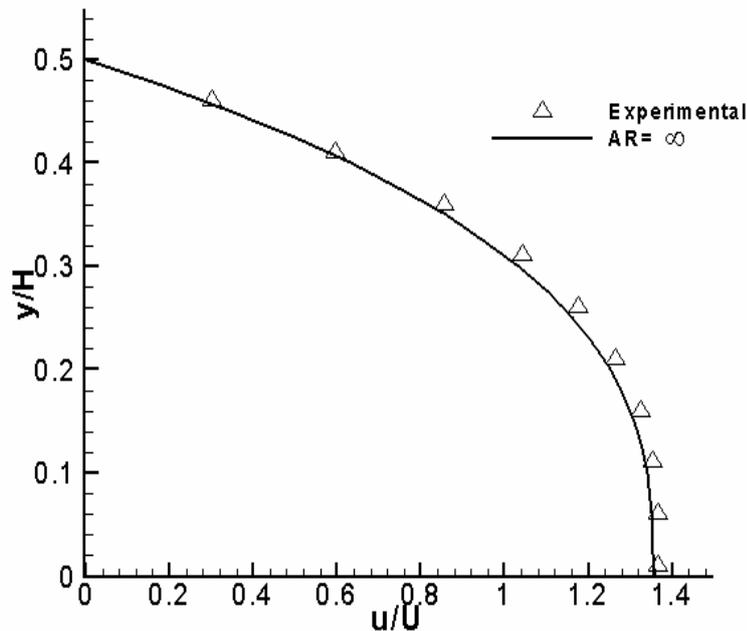


Figura 4.57: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e teóricos (linha). Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) para $z/W=0$ e $x/H=-5.7$.

Influência do prato de impacto no escoamento à saída da conduta

A influência do prato de impacto no escoamento a montante da célula foi estudada através da sua interferência nos perfis longitudinais de velocidade (u) na zona de saída do fluido da conduta para $z/W=0$. Esses resultados apresentam-se na Figura 4.58 e mostram que a influência do prato de impacto se faz sentir de forma mais acentuada à obtida para a solução de goma de xantano, pois a diferença entre os perfis de velocidade na posição $x/H=-5.7$ (escoamento perfeitamente desenvolvido) e na posição $x/H=-0.4$ é superior à obtida para goma de xantano. Esta diferença com a solução de PAA é agora da ordem de 10% na parte central da conduta rectangular. Este comportamento fica

certamente a dever-se ao facto de a poliacrilamida ser um fluido de características mais elásticas do que a goma de xantano. Para este fluido, tal como para os anteriores, há um decréscimo da velocidade na zona central acompanhado de uma aceleração do escoamento junto às paredes, e a Figura 4.58 também mostra que existe simetria relativamente ao plano central $y=0$.

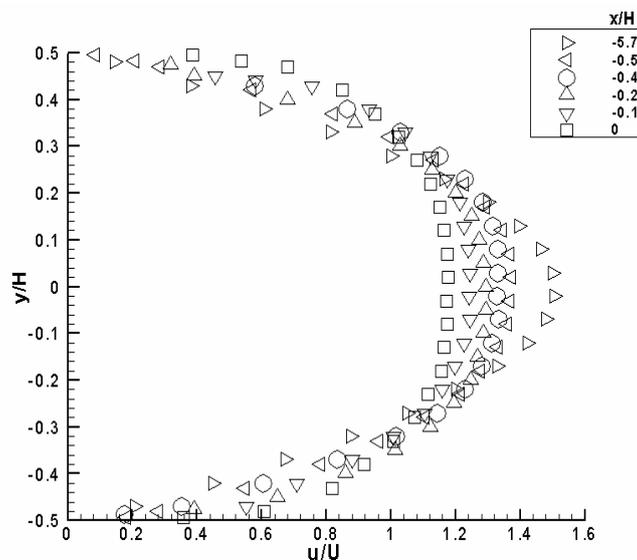


Figura 4.58: Perfis da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direção vertical (y) na posição $z/W=0$ para $Re^*=200$.

4.2.2.2 Escoamento na célula

Escoamento na zona de impacto

A evolução com a direção longitudinal (x) do perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direção vertical (y) para $z/W=0$ é apresentada na Figura 4.59 e na Figura 4.60 para a zona de impacto no prato.

Após a saída do fluido da conduta rectangular, os perfis de velocidade tomam uma forma cada vez mais uniforme à medida que o escoamento se aproxima do prato de impacto e como se verificou já com os outros fluidos. Para $x/H=0.65$ o perfil é quase uniforme e a componente longitudinal de velocidade é bastante reduzida, sinónimo que o escoamento já mudou de direção. Este comportamento pode ser constatado no campo vectorial de velocidade (Figura 4.60), no qual se observa que para $x/H=0.65$ a

componente vertical da velocidade já é bastante superior à horizontal. A Figura 4.59 mostra também que existe simetria relativamente ao plano central $y=0$.

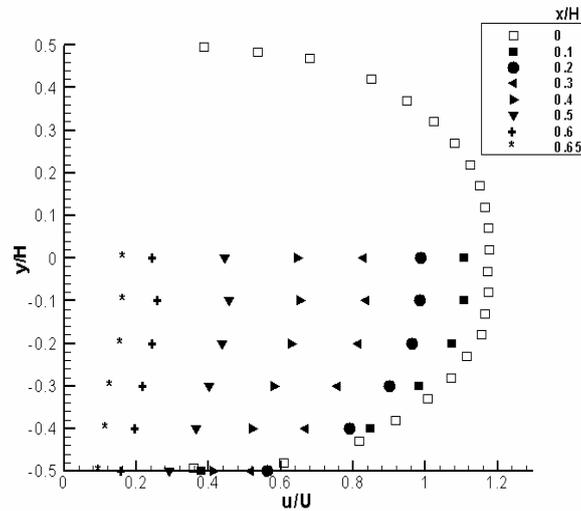


Figura 4.59: Evolução ao longo da direcção longitudinal (x) do perfil da componente longitudinal da velocidade (u) ao longo da direcção vertical (y) para $z/W=0$ na zona de impacto para $Re^*=200$.

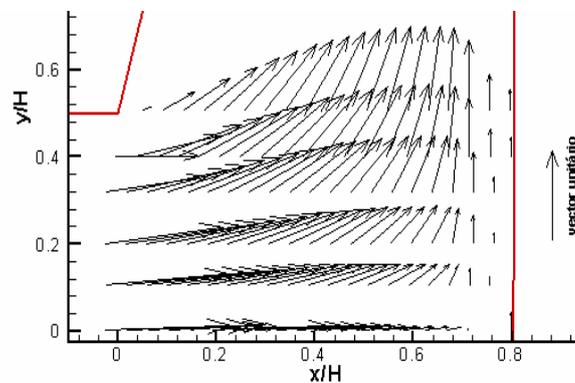


Figura 4.60: Campo vectorial de velocidade na zona de impacto para $Re^*=200$ e $z/W=0$.

A Figura 4.61 mostra a evolução da componente longitudinal da velocidade (u) adimensionalizada pela velocidade no eixo (U_0) na posição $x/H=-0.4$, no plano de simetria ($z/W=0$) ao longo da direcção x ($-0.4 \leq x/H \leq 0.8$) e a respectiva comparação com os resultados para regime laminar newtoniano ($Re^*=200$) e para a solução de goma de xantano ($Re^*=200$ XG). Verifica-se que aqui a redução de velocidade é ligeiramente

superior na zona próxima do prato de impacto ($x/H > 0.4$) comparativamente com a solução newtoniana e de XG.

A variação da componente longitudinal de velocidade adimensionalizada (ver equação (4.6)), assim como a aceleração longitudinal adimensionalizada (ver equação (4.7)), encontram-se representadas na Figura 4.62 (a) e (b), respectivamente para $Re^*=200$ PAA $Re^*=200$ XG e $Re^*=200$ newtoniano. A variação de velocidade longitudinal é agora superior para a solução de PAA do que para as soluções de XG e newtoniana para $0.2 \leq x/H \leq 0.5$, verificando-se aqui que o valor máximo ocorre para $x/H=0.5$, enquanto que para as outras soluções ocorre para $x/H=0.6$. Há pois uma antecipação da máxima variação de velocidade longitudinal. A máxima desaceleração ocorre, como no caso newtoniano, para $x/H=0.3$ e o seu valor é agora superior aos newtoniano e da solução de goma de xantano. Contudo à medida que nos aproximamos do prato de impacto a desaceleração da solução de PAA é menos intensa que a observada com o fluido newtoniano. Este comportamento é consistente com a observação anterior de um maior efeito de elasticidade sobre a desaceleração ainda no interior da conduta. A elasticidade antecipa assim os efeitos, razão pela qual a desaceleração junto ao prato de impacto não é tão intensa.

O facto de a máxima desaceleração ocorrer para a solução de PAA prender-se-á com o facto de a solução de poliacrilamida ser constituída por moléculas flexíveis enquanto que a solução de goma de xantano é constituída por moléculas semirígidas.

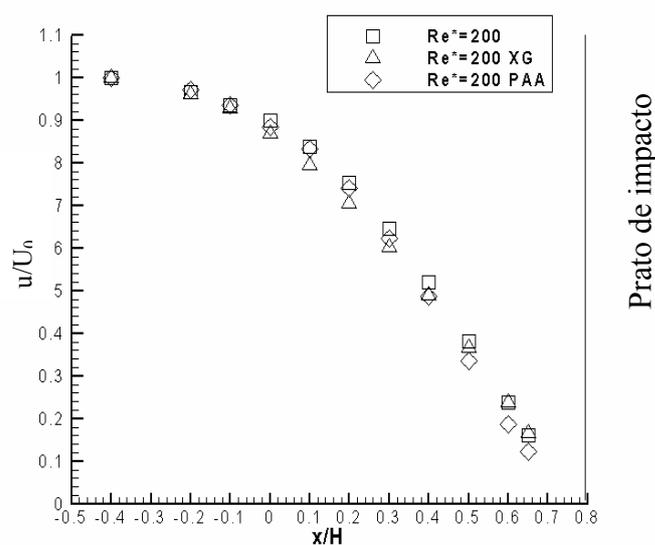


Figura 4.61: Perfil da componente longitudinal da velocidade (u) adimensional no plano de simetria ($z/W=0$ e $y/H=0$) ao longo da direcção x para $Re^*=200$ Newtoniano, e $Re^*=200$ XG e PAA.

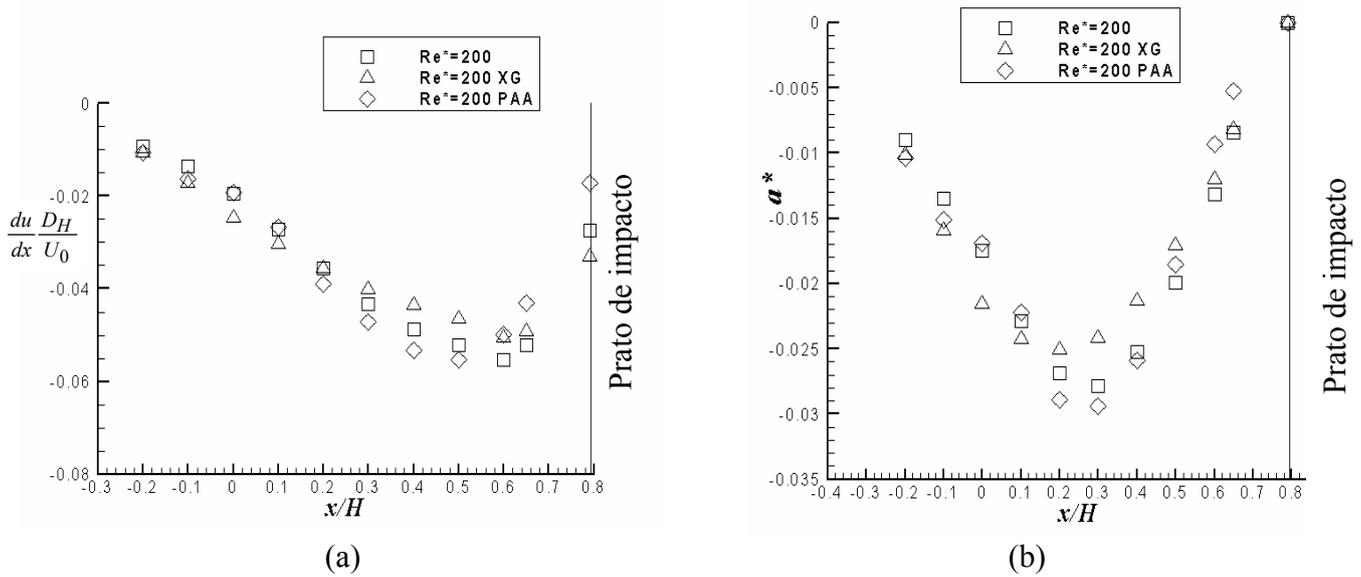


Figura 4.62: (a) Perfil da variação longitudinal da componente horizontal da velocidade adimensional (u); (b) Perfil da aceleração longitudinal adimensional; no plano de simetria $z/W=0$ para $Re^*=200$ newtoniano, e $Re^*=200$ XG e PAA.

Simetria do escoamento no interior da célula

Os dados experimentais para estudo da simetria do escoamento na célula estão representados na Figura 4.63 e na Figura 4.64. Os perfis de velocidade vertical medidos no interior da célula na direcção z , medidos nas posições $y/H= -0.6$ e $x/H= 0.4$, $y/H= -1.65$ e $x/H= 0.525$, $y/H= -3.1$ e $x/H= 0.675$ estão representados na Figura 4.63 onde os símbolos preenchidos representam a reflexão do perfil de velocidade de um lado da célula para o outro lado. A simetria relativamente ao plano central $z=0$ é evidente. Na Figura 4.64 são comparados os perfis da componente vertical da velocidade (v), segundo a direcção x medidos no interior do canal de saída (altura do canal de saída de 4mm (h)), nas posições $y/H= \pm 4.9$ (as velocidades a $y/H= -4.9$ são negativas e portanto estão multiplicados por -1). As diferenças entre os dois perfis de velocidade são de aproximadamente 3%, valor pequeno atendendo à incerteza associada ao posicionamento da altura do canal de saída que é de ± 0.2 mm. Verifica-se assim que existe simetria relativamente ao plano central $y=0$.

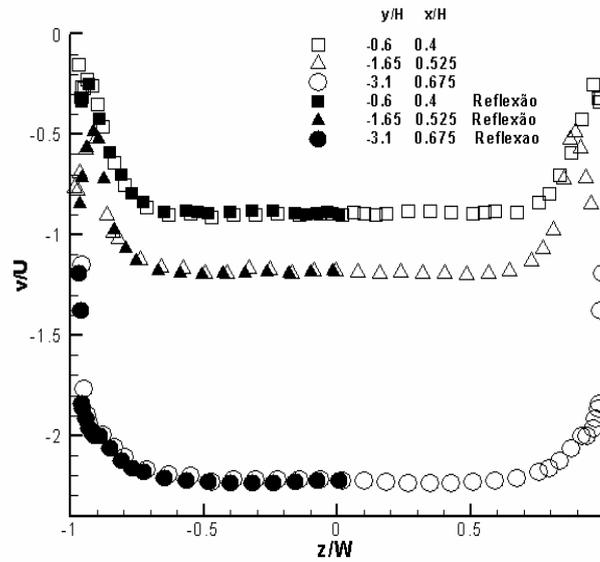


Figura 4.63: Perfis da componente vertical da velocidade (v) segundo a direção transversal (z).

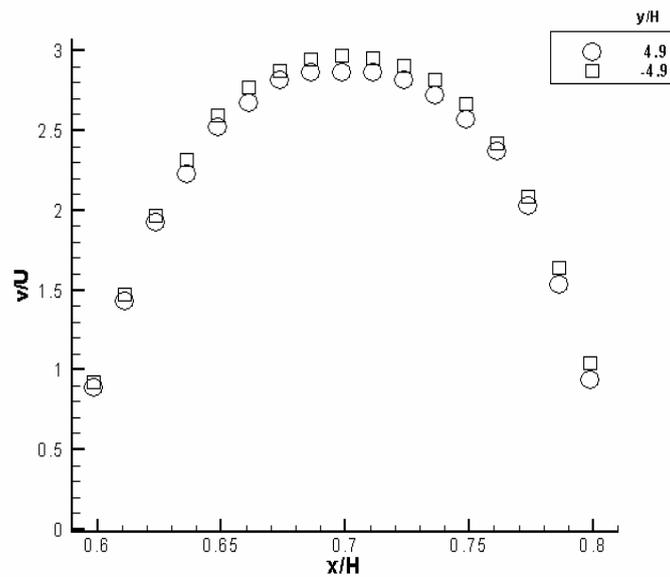


Figura 4.64: Perfis da componente vertical da velocidade (v), segundo a direção x nas posições (O) $y/H=4.9$, (□) $y/H=-4.9$ e $z/W=0.45$ para $Re^*=200$

Escoamento entre paredes confinantes

O campo vectorial representado na Figura 4.65 para $Re^*=200$, na posição $z/W=0.45$, é qualitativamente semelhante ao obtido para a solução de goma de xantano, mostrando a existência de uma zona de recirculação mas de comprimento inferior ao da

solução 0.2%XG. Aqui, tal como no regime laminar newtoniano, a maioria do escoamento flui ao longo do prato de impacto.

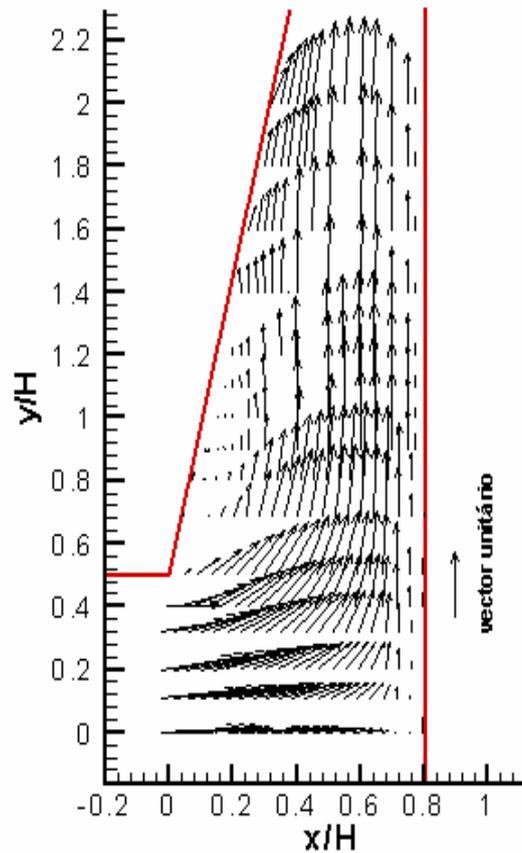


Figura 4.65: Campo vectorial na célula para $Re^*=200$ na posição $z/W=0.45$.

Apesar da solução de poliacrilamida ser mais opaca que a solução de goma de xantano, neste caso foi possível visualizar o escoamento com traçador que mostra a existência de uma região de separação percorrida por fluido em escoamento helicoidal ao longo da direcção transversal (z). Contudo, a visualização não permitiu determinar o número de Reynolds a que se dá o aparecimento da região de separação do escoamento. A zona de recirculação é visível na Figura 4.66 onde é apresentado um diagrama com as linhas de corrente. O comprimento da recirculação no plano $z/W=0.45$ foi medido ao longo da parede inclinada e é igual a $X_R/H=0.3$. Verificando-se que este comprimento é ligeiramente superior ao obtido para o caso newtoniano, $X_R/H=0.25$ para o mesmo número de Reynolds, e inferior ao obtido para a solução de 0.2% XG para o mesmo número de Reynolds, $X_R/H=0.35$. A comparação entre os resultados de 0.125% PAA e 0.2% XG, ao mesmo número de Reynolds sugere que a elasticidade possa de facto

reduzir a intensidade da recirculação, a qual é aumentada devido ao carácter reofluidificante do fluido. Este efeito de reofluidificação aliás será posteriormente confirmado de forma mais clara através dos resultados das simulações numéricas.

Como as medições na célula não foram realizadas no plano central ($z/W=0$), mas sim no plano $z/W=0.45$, existe um movimento tridimensional helicoidal na zona de recirculação, consequentemente as linhas de corrente nesta zona não são fechadas.

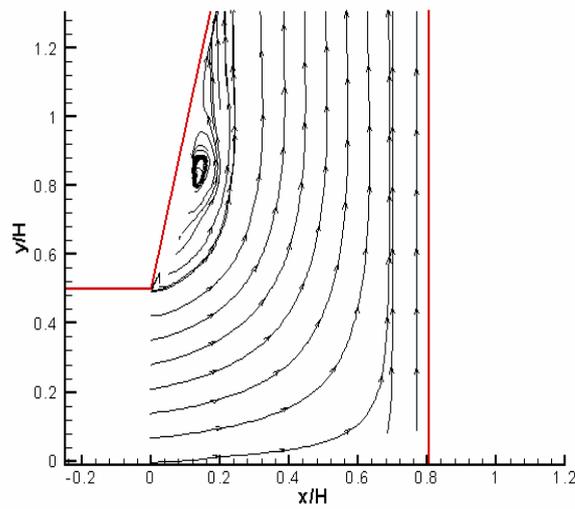


Figura 4.66:Escoamento na célula, linhas de corrente na posição $z/W=0.45$ para $Re^*=200$.

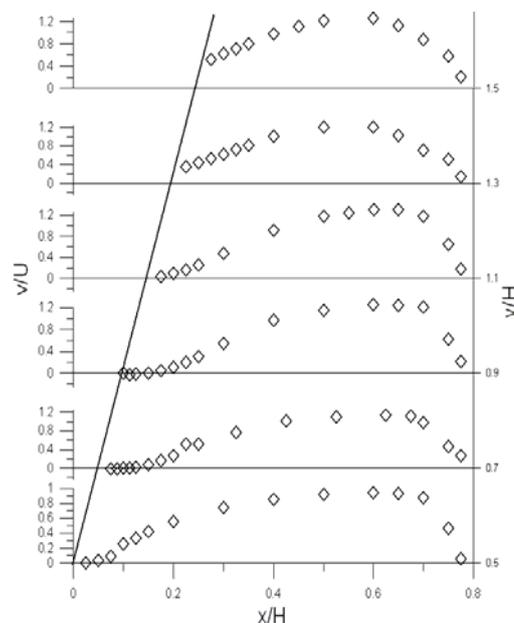


Figura 4.67: Perfis da componente vertical (v) da velocidade em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W=0.45$ e para $Re^*=200$.

Na Figura 4.67 apresentam-se os perfis da componente vertical da velocidade (v) medidos em diversos planos ao longo da direcção y para $z/W= 0.45$. Para $y/H= 0.5$ os valores da componente da velocidade são positivos, indicando que ainda não existe zona de separação. Contudo, para $y/H= 0.7$ já se observam valores negativos pelo que a zona de separação do escoamento já se formou. Para $y/H= 1.1$ os valores de v tornam a ser positivos o que significa o fim da zona de recirculação.

Verifica-se que tal como acontece na conduta de entrada, os perfis da componente vertical da velocidade apresentam uma zona mais uniforme na parte central comparativamente com os obtidos para o regime laminar newtoniano. Este comportamento está devidamente explicado na secção 4.2.1.1 e é idêntico ao obtido com a solução de 0.2% XG.

4.2.2.3 Escoamento tridimensional na zona de separação

Com a solução de PAA verificou-se também a existência do movimento tridimensional na região de separação do escoamento.

Os perfis da componente vertical da velocidade (v) ao longo da direcção transversal (z) foram medidos para verificar a existência do jacto de parede e encontram-se representados na Figura 4.68. Através da análise desta figura verifica-se que existe um jacto de parede, tal como no caso da solução de goma de xantano, na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = -1.65$ e $x/H = 0.525$, a jusante da região de separação. A intensidade do jacto é contudo muito superior à observada com a goma de xantano. A intensidade do jacto observada para a solução de XG é superior à observada no caso newtonianos. Podendo assim concluir-se que o comportamento não newtoniano reforça o escoamento helicoidal e consequentemente o jacto de parede inclinada.

Apesar da intensidade do jacto de parede ser elevada, a sua dissipação é muito rápida, pois na posição $z/W \approx 0.95$ para $y/H = -3.1$ e $x/H = 0.575$, a perturbação do perfil de velocidade é idêntica à observada para a solução de goma de xantano.

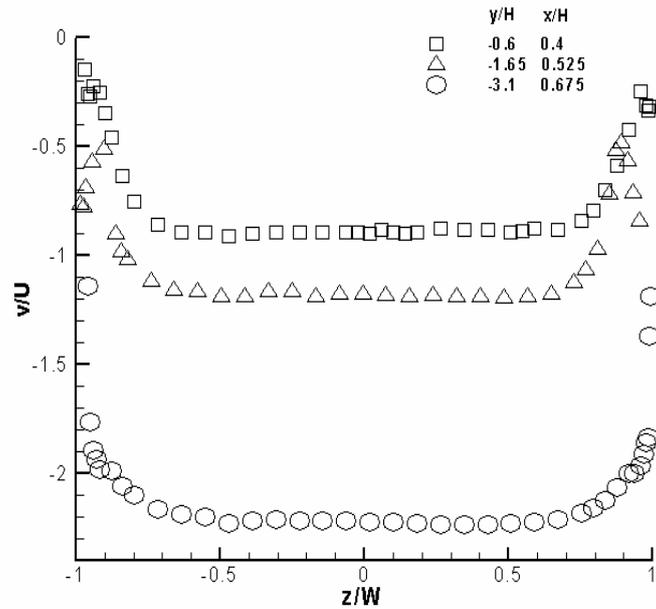


Figura 4.68: Perfis da componente vertical (v) da velocidade ao longo da direcção transversal (z).

4.3 Conclusões

O estudo experimental teve como objectivo caracterizar a dinâmica do escoamento no interior da célula para vários regimes de escoamento e utilizando diversos fluidos. Realizaram-se estudos experimentais com água em regime turbulento e com uma mistura viscosa de água e glicerina em regime laminar. Caracterizou-se igualmente o padrão de escoamento de fluidos não newtonianos, tendo-se utilizado uma solução de goma de xantano e uma solução de poliácridamida (PAA).

O estudo hidrodinâmico consistiu na análise do desenvolvimento do escoamento na conduta de entrada, na verificação da simetria do escoamento relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ e na caracterização do escoamento na célula, incluindo o estudo do efeito do prato de impacto sobre a desaceleração.

Verificou-se que para todos os fluidos e para os vários regimes de escoamento que existe simetria relativamente aos dois planos centrais de simetria geométrica $z=0$ e $y=0$, quer na conduta de entrada, quer na célula e que na conduta rectangular de entrada a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta.

Para o regime turbulento newtoniano ($Re=13750$), a comparação dos dados experimentais com os da expressão de Spalding e White (1994) (equação (4.5)) e com os dados de Kim et al. (1987) é excelente. Na posição $x/H=-0.4$, perto do ejector, o

efeito do prato de impacto é relativamente fraco, com os valores da velocidade a diferirem dos de escoamento perfeitamente desenvolvido menos de 2.5%.

Na célula verificou-se a existência de uma zona de separação do escoamento junto à parede inclinada, com um comprimento normalizado de $X_R/H=0.9$. Na zona de impacto observou-se uma forte desaceleração da componente longitudinal da velocidade. Uma região de elevada turbulência foi observada na camada de corte entre a zona de separação e o jacto. As visualizações do escoamento mostraram um movimento secundário helicoidal do fluido na zona de separação. Antes de atingir as paredes laterais, o fluido em movimento helicoidal sai da zona de separação e mistura-se com o fluido proveniente do escoamento principal criando um jacto vertical de parede.

Para o regime laminar newtoniano ($Re=136$ e $Re=275$), verificou-se que a influência do prato de impacto é idêntica à observada em regime turbulento: o efeito do prato no escoamento de entrada na célula ($x/H=-0.4$) é relativamente fraco, com valores da velocidade a diferirem dos de escoamento desenvolvido de menos de 2.5%. Visualizações do escoamento mostraram que, embora a $Re=136$ não exista nenhuma zona de separação do escoamento, dentro da célula esta zona é visível no plano central para $Re>208$. Tal como em regime turbulento, as visualizações ($Re=275$) mostraram a existência de uma zona de recirculação, com um comprimento normalizado de $X_R/H=0.25$ assim como mostraram o movimento secundário helicoidal do fluido. O jacto de parede em regime laminar é de menor intensidade que em regime turbulento.

As soluções não newtonianas estudadas foram uma solução de goma de xantano de elevado peso molecular, concentração mássica de 0.2%, e uma solução de poliácridamida com concentração mássica 0.125%. Para a solução de goma de xantano em regime laminar ($Re^*=200$) verificou-se que os valores de velocidade na entrada da célula ($x/H=-0.4$) diferem de aproximadamente 5% dos valores de escoamento desenvolvido, diferença superior à obtida para regime laminar newtoniano. Para a solução de poliácridamida, esta diferença é de 10% na parte central da conduta rectangular. Estas diferenças estão de acordo com os cálculos da desaceleração do escoamento na zona de impacto, pois verificou-se que a desaceleração não é tão intensa junto ao prato de impacto para a solução de PAA, contudo verificou-se que a elasticidade antecipa essa desaceleração ainda no interior da conduta.

Em ambas as soluções não newtonianas observou-se a existência da zona de separação de escoamento com um comprimento normalizado de $X_R/H=0.35$ e de $X_R/H=0.3$, para as soluções de XG e de PAA respectivamente, assim como a existência

do movimento helicoidal tridimensional e que a intensidade deste e do jacto de parede inclinada é superior nas soluções não newtonianas. Dentro das soluções não newtonianas o jacto de parede inclinada é superior na solução de 0.125% PAA.

5 Estudo numérico

5.1 Introdução

Neste capítulo apresentam-se os resultados dos estudos paramétricos da dinâmica do escoamento na célula de índole numérica, que foram efectuados. Começa-se por apresentar as equações de transporte e a sua discretização utilizando a formulação de volumes finitos. De seguida faz-se uma muito breve descrição do método numérico de resolução na sua forma geral e dos respectivos esquemas de interpolação utilizados. Iniciando a apresentação dos resultados referimos primeiro o domínio de cálculo, as condições fronteira, e quantificam-se as incertezas associadas ao método numérico. Só então se apresentam os resultados das simulações.

A brevidade da descrição do método releva do facto deste não ser o objectivo do trabalho, mas sim a caracterização do escoamento.

5.2 Equações de Transporte

Nesta secção são apresentadas, de uma forma genérica mas sumária, as equações de conservação que descrevem o escoamento isotérmico de fluidos não newtonianos puramente viscosos.

O cálculo numérico do escoamento de fluidos passa pela resolução das equações de conservação de massa e quantidade de movimento e de uma equação constitutiva reológica adequada. Se o problema envolver transferência de calor é necessário

adicionar a equação de conservação da energia. Finalmente, tratando-se de um escoamento em regime turbulento, é necessário considerar ainda as equações de conservação de parâmetros relacionados com o modelo de turbulência adoptado, tais como a energia cinética de turbulência, a sua taxa de dissipação, as tensões de Reynolds ou outras julgadas convenientes. Nesta tese a equação de conservação de energia não foi considerada pois o estudo restringe-se a cálculos isotérmicos. Nas situações de relevância para o presente estudo, os fluidos encontram-se no estado líquido e podem ser considerados incompressíveis. Assim, a equação de conservação da massa pode ser escrita na forma:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (5.1)$$

em que \mathbf{u} representa o vector velocidade com componentes u_x , u_y , u_z segundo as coordenadas Cartesianas x , y e z , respectivamente.

A equação de conservação da quantidade de movimento linear pode ser escrita na sua forma vectorial (Bird et al. (2002)):

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u} \right) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau} \quad (5.2)$$

em que ρ , p , t e $\boldsymbol{\tau}$ representam, respectivamente, a massa volúmica do fluido, a pressão, o tempo e o tensor das tensões que é um tensor simétrico (Bird e Wiest (1995)):

$$\boldsymbol{\tau} \equiv \begin{bmatrix} \tau_{xx} & \tau_{xy} & \tau_{xz} \\ \tau_{xy} & \tau_{yy} & \tau_{yz} \\ \tau_{xz} & \tau_{yz} & \tau_{zz} \end{bmatrix} \quad (5.3)$$

De forma a resolver as equações anteriores tem que se descrever o tensor das tensões, $\boldsymbol{\tau}$, por uma equação constitutiva reológica que traduza adequadamente as propriedades reológicas do fluido.

No caso vertente efectuaram-se simulações com fluidos newtonianos e não newtonianos puramente viscosos que podem ser representados genericamente por uma equação explicita no tensor velocidade de deformação \mathbf{D} ,

$$\boldsymbol{\tau} = \eta(\dot{\gamma})\mathbf{D} = \eta(\dot{\gamma})\left[\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T\right] \quad (5.4)$$

onde $\dot{\gamma}$ é um seu invariante. A correspondente equação de conservação da quantidade de movimento apresenta a seguinte forma simplificada conhecida equação de Navier-Stokes (Bird et al. (2002)):

$$\rho\left(\frac{\partial\mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u}\cdot\nabla\mathbf{u}\right) = -\nabla p + 2\nabla\left[\eta(\dot{\gamma})\frac{(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T)}{2}\right] \quad (5.5)$$

em que η representa a viscosidade do fluido que depende do invariante $\dot{\gamma}$. A análise do escoamento, em regime laminar, de um fluido não newtoniano generalizado, isotérmico e incompressível traduz-se pois na resolução de um sistema de 4 equações às derivadas parciais, cujas variáveis dependentes são a pressão e as três componentes do vector velocidade.

5.3 Método numérico

Frequentemente, as fronteiras que delimitam o domínio de cálculo são superfícies curvas. Nessas circunstâncias, a utilização de uma malha computacional que segue as coordenadas cartesianas revela-se inadequada, pelo que a discretização das equações numa malha que se adapta à curvatura imposta pelas fronteiras é mais eficiente. A metodologia adoptada no programa de cálculo utilizado baseia-se na utilização de um sistema de coordenadas generalizadas não ortogonais para a malha computacional, embora se calculem as velocidades e tensões cartesianas mantendo assim o carácter conservativo das equações de transporte.

Discretização das equações

O método usado é o dos volumes finitos desenvolvido por Oliveira et al. (1998a), fazendo-se aqui apenas uma breve descrição do algoritmo de cálculo, já que este se encontra detalhado em Oliveira et al. (1998a) e em Oliveira e Pinho (1999).

O domínio de cálculo é subdividido em células contíguas com forma cúbica, designadas por volumes de controlo elementares (ver Figura 5.1), onde as equações

diferenciais em coordenadas não ortogonais são integradas em volume e simplificadas por aplicação do teorema de Gauss, garantindo-se assim a conservação das grandezas (Patankar (1980)). De acordo com o teorema de divergência de Gauss (Apostol (1967)), o integral de volume do vector divergente é igual a um integral de superfície de fluxos.

$$\int_V \text{div} \vec{f} \cdot dV = \int_A \vec{f} \cdot \vec{n} \cdot dA \quad (5.6)$$

onde A é a superfície em torno do volume V e \vec{n} é o versor da normal a essa superfície, que tem um valor positivo se orientado para fora do volume de controlo.

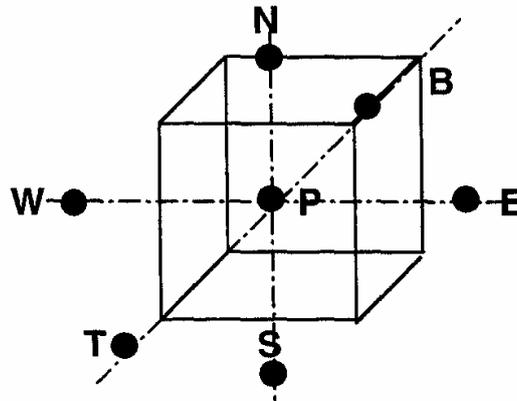


Figura 5.1: Representação esquemática de um volume de controlo elementar.

Considerando a Figura 5.1, cada célula tem seis faces, correspondentes às orientações: este (e), oeste (w de “west”), norte (n), sul (s), cima ou topo (t) e baixo (b). Estas faces são designadas a partir de agora com a letra minúscula correspondente ou pelo índice f numa formulação mais genérica. Para além destas faces, e nas direcções correspondentes, os centros das células vizinhas são designados pelas respectivas letras maiúsculas: E, W, N, S, T e B. Nas faces dos volumes de controlo, as variáveis dependentes são estimadas a partir dos valores nodais, usando esquemas de interpolação adequados.

As malhas designam-se por malhas colocadas quando todas as variáveis são calculadas no nó do volume de controlo elementar (nó P). Designam-se por malhas desfasadas quando a pressão tem de ser calculado numa segunda malha desfasada da primeira para garantir o acoplamento entre os campos de pressão e velocidade. Neste

código utilizam-se malhas colocadas, que têm como vantagem a facilidade do tratamento de geometrias complexas, com uma inerente economia de recursos de memória e simplificação do algoritmo de cálculo. Para assegurar o acoplamento entre os campos de pressão e de velocidade, os cálculos dos caudais mássicos que atravessam as faces dos volumes de controlo envolve uma interpolação especial, que no fundo equivale à metodologia das malhas desfasadas. Esse esquema especial para o cálculo dos fluxos de massa nas faces das células é conhecido por método de Rhie e Chow (1983).

No algoritmo de cálculo é utilizado um método numérico iterativo e sequencial de resolução das equações, a partir de uma distribuição inicial arbitrária dos valores das variáveis dependentes. O processo de cálculo é interrompido quando é atingido a nível de convergência pretendido, no caso vertente quando a norma L_2 dos resíduos das equações atinge o valor de 1×10^{-4} .

Esquemas de interpolação

Os esquemas de discretização e interpolação utilizados neste código, para discretização de derivadas e para expressar os valores das variáveis nas faces em função dos valores nodais, foram basicamente um esquema de diferenças centrais (CDS) para os termos de difusão e um método de elevada resolução, método CUBISTA (Convergent Universally Bounded Interpolation Scheme for the Treatment of Advection) para os termos convectivos. Este é um método que combina o esquema QUICK de terceira ordem com outros esquemas de forma a garantir os princípios convectivos, restritivo e transportativo Ferziger e Péric (2002) e esta descrito em Alves et al. (2003).

De acordo com o esquema das diferenças centradas (CDS), as variáveis são estimadas por interpolação linear usando os valores conhecidos no centro das células a montante e a jusante. Na discretização dos termos convectivos não se utilizou o método de diferenças centradas, uma vez que a sua utilização poderá ser problemática, principalmente em escoamentos fortemente convectivos (Patankar (1980); Ferziger e Peric (1996)).

De acordo com o esquema de discretização CUBISTA, as variáveis são estimadas por interpolação de uma função de ordem superior a um, usando os valores

conhecidos no centro das células a montante e a jusante. Este método necessita que os valores das variáveis sejam definidos em dois nós vizinhos.

5.4 Algoritmo de cálculo

As equações constitutivas e de conservação da quantidade de movimento na forma discreta são resolvidas de forma sequencial, usando o algoritmo de cálculo SIMPLEC (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations-Consistent) proposto por Van Doormal e Raithby (1984). Este método é usado para efectuar a ligação dos campos de pressão e velocidade de forma a verificar a equação da continuidade. O algoritmo SIMPLEC foi desenvolvido para métodos de cálculo iterativo de escoamentos em regime permanente, tendo sido modificado posteriormente por Issa e Oliveira (1994) para utilização em algoritmos de cálculo de estado não estacionário com malhas deslocadas.

As equações de quantidade de movimento na forma discreta são resolvidas de forma implícita para cada uma das componentes da velocidade. Resumidamente, pode dizer-se que os cálculos iniciam-se a partir das estimativas iniciais, aplicando correcções e manipulando a equação inicial, o que dá origem a novos valores que são considerados valores iniciais na iteração seguinte. Este processo repete-se até que se atinja o critério de convergência ou se atinja o número máximo de iterações definidas num ficheiro de dados de entrada. O critério de convergência adoptado foi o do valor da norma L_2 dos resíduos nas diversas células, devidamente normalizado, ser inferior a um valor ζ previamente definido (para todas as variáveis a calcular). Tipicamente usou-se $|L_2| = 10^{-4}$ como critério de paragem, confirmando-se a sua adequação para as diversas variáveis por comparação com os valores da solução obtida para valores de $|L_2|$, na gama de 10^{-3} a 10^{-5} .

5.5 Condições de fronteira

A discretização das equações não fica completa antes de serem especificadas as condições de fronteira adequadas, que não são mais do que a imposição de valores específicos das grandezas, ou dos seus gradientes, na fronteira do domínio de cálculo. As componentes da velocidade devem ser especificadas nas diversas fronteiras que delimitam o domínio de cálculo. Para fluidos incompressíveis, como os analisados neste

trabalho, o valor absoluto da pressão é irrelevante, apenas interessando a sua variação no domínio de cálculo. É prática corrente especificar-se o valor da pressão absoluta num determinado ponto do domínio de cálculo (e.g., num ponto da fronteira de entrada) e iniciar o processo iterativo com um campo de pressões nulo, o qual é actualizado ao longo do processo de cálculo, por imposição das equações de conservação, usando o algoritmo SIMPLEC.

Os vários tipos de fronteira são tipicamente planos de simetria, paredes, entradas e saídas. Existem nós fronteiros que são colocados nos centros das faces das fronteiras nas quais se imaginam volumes de controlo de espessura nula. Os valores das variáveis dependentes nas fronteiras são então atribuídos a esses nós e estabelecem-se as relações entre as grandezas na fronteira e no nó subjacente. A forma de atribuir esses valores depende do tipo de fronteira.

As condições fronteira implementadas para a situação em estudo foram as seguintes:

- Entrada: na fronteira em que o fluido entra no domínio de cálculo devem ser especificados os valores das componentes do vector velocidade. Consoante o problema em estudo, foram usados perfis teóricos para as componentes da velocidade ou perfis medidos experimentalmente. Na face das células da secção de entrada da conduta rectangular impôs-se que apenas a componente longitudinal da velocidade era diferente de zero e uniforme, com valor igual à velocidade média do escoamento estudado experimentalmente, sendo nulas as restantes componentes.
- Saída: os valores das variáveis dependentes nas fronteiras de saída do domínio de cálculo são, normalmente, desconhecidas. Se a fronteira de saída for colocada longe da região de interesse do problema, os perfis das diversas variáveis consideram-se perfeitamente desenvolvidos. Nestas condições é legítimo especificar na fronteira de saída um gradiente nulo para as componentes do vector velocidade, consistindo este procedimento em igualar os valores na fronteira aos correspondentes valores no centro da célula imediatamente a montante. A secção de saída foi considerada suficientemente afastada da secção de estudo de forma a assegurar que os gradientes de todas as componentes de velocidade, e em especial da componente longitudinal, são, com rigor, nulos. No caso vertente a conduta de saída não é muito comprida mas para o nº de

Reynolds testado não se verificou haver influência da conduta de saída sobre a dinâmica do escoamento na célula de impacto.

- Paredes: a condição fronteira para a velocidade nas paredes é a condição de não deslizamento. Consiste em igualar a velocidade do fluido adjacente à parede à velocidade da parede, isto é, no caso vertente, como as paredes estão imóveis, a velocidade na face da célula que confronta com a parede é nula;
- Planos de simetria: por definição, os fluxos convectivos e difusivos são nulos nestes planos, o que se aplica a todas as variáveis, embora as tensões normais não sejam nulas. Foi considerada simetria em relação aos planos $z=0$ e $y=0$. Uma vez que os resultados dos ensaios experimentais mostram existir essa simetria.

Há que referir ainda a existência de uma condição inicial neste método de cálculo dependente do tempo. Embora o objectivo seja a obtenção de resultados em regime permanente o método de cálculo marcha para a solução final como uma evolução no tempo em alternativa ao uso de subrelaxação para se ter um método de cálculo convergente. O valor da condição inicial não é por isso importante tendo neste caso sido impostos valores nulos iniciais para todas as grandezas a calcular.

5.6 Domínio de cálculo

Considerando as condições fronteira apresentadas anteriormente, o domínio de cálculo numérico adoptado é somente “um quarto” do domínio físico. Desta forma reduzem-se, em aproximadamente 75%, os requisitos computacionais em memória e tempo de CPU. Só desta forma foram exequíveis as simulações numéricas tridimensionais. Convém referir que o código principal até agora mencionado foi precedido de um gerador de malha e um adequado pós-processador. A filosofia do gerador de malha é dividir o domínio de cálculo em vários blocos. Foram usados quatro blocos contíguos, um para a conduta rectangular de entrada, dois para a zona da célula e um para a conduta rectangular de saída como se ilustra na Figura 5.2 (b).

Na Figura 5.2 (a) é apresentado esquematicamente o domínio de cálculo, com o sistema de eixos utilizado e as variáveis relevantes para o escoamento em estudo. Embora a Figura 5.2 possa sugerir que a geometria é bidimensional, de facto o estudo do escoamento foi tridimensional.

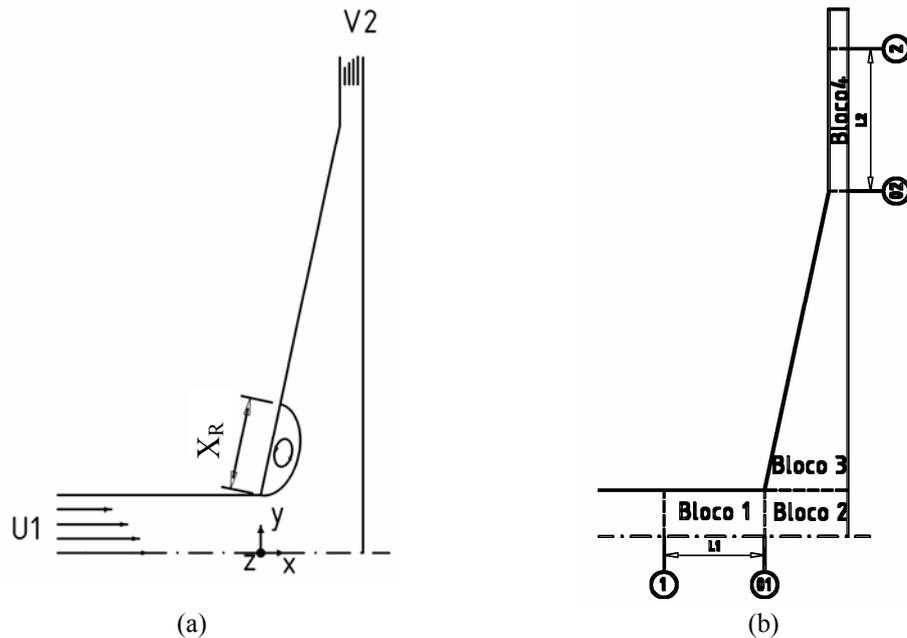


Figura 5.2: Domínio de cálculo considerado; (a) representação esquemática; (b) blocos usados na simulação numérica.

Convém referir que na Geometria computacional foi colocada uma conduta rectangular de saída um pouco mais comprida que a existente na célula experimental e teve como objectivo facilitar a imposição de condição de saída desenvolvida, mas isso não afectou os resultados no interior da célula dados os elevados números de Reynolds.

5.7 Estudo de malha

A malha usada nas simulações é ortogonal e não uniforme, e foi construída de forma a que na vizinhança do canto próximo da parede inclinada, no final da conduta rectangular e ao longo da parede inclinada, fosse mais refinada, i.e., as células computacionais tivessem menores dimensões.

A dimensão de células consecutivas, segundo uma determinada direcção, varia de acordo com uma progressão geométrica de razão constante, definida por $f_x \equiv \delta x_{i+1} / \delta x_i$ em que δx_i representa a dimensão segundo a direcção x da célula i . De forma semelhante, para a direcção y e z , definem-se as razões de progressão geométrica $f_y \equiv \delta y_{i+1} / \delta y_i$ e $f_z \equiv \delta z_{i+1} / \delta z_i$ respectivamente. Para garantir uma transição suave nas dimensões das células, e dessa forma evitar uma deterioração na precisão dos esquemas de discretização, as razões f_x , f_y , f_z devem ser escolhidas criteriosamente e tenderem para valores unitários nas malhas mais refinadas.

Detalhes da malha são dados na Tabela 5.1, onde estão listados o número de células internas nas três direcções (N_x, N_y, N_z) e o correspondente factor de expansão (ou contracção) da malha (f_x, f_y, f_z). Os factores de expansão foram cuidadosamente escolhidos de forma a garantir uma variação suave em todo o domínio, em particular nas interfaces entre células e entre blocos de células contíguos.

Diversos testes com diferentes malhas foram inicialmente realizados para avaliar a adequada dimensão do domínio computacional bem como o grau de refinamento da malha requerido. Nestes estudos de refinamento da malha, o número de células em cada direcção é duplicado, e as razões de progressão geométrica tomam o valor da raiz quadrada das razões da progressão geométrica da malha precedente, procedimento que permite efectuar um refinamento de malha de forma consistente, obtendo-se uma malha mais refinada com o quádruplo do número de células, e em que as respectivas dimensões são metade das da malha precedente.

Tabela 5.1 – Características geométricas das malhas estudadas.

Malha	Bloco 1			Bloco 2			Nº total células
	Nx/fx	Ny/fy	Nz/fz	Nx/fx	Ny/fy	Nz/fz	
M15	50/0.89258	15/1	15/1.04941	20/1	15/1	15/1.04941	
M20	67/0.91831	20/1	20/1.036833	26/1	20/1	20/1.036833	
M20 a)	67/0.91831	20/1	120/1.00605	26/1	20/1	120/1.00605	
M30	100/0.9448	30/1	30/1.02441	39/1	30/1	30/1.02441	
M30 a)	100/0.9448	30/1	60/1.012130	39/1	30/1	60/1.012130	
M30 b)	100/0.9448	30/1	70/1.01039	39/1	30/1	70/1.01039	
M40	133/0.9583	40/1	40/1.01825	52/1	40/1	40/1.01825	
M60	200/0.97199	60/1	60/1.01213	78/1	60/1	60/1.01213	
Malha	Bloco 3			Bloco 4			Nº total células
	Nx/fx	Ny/fy	Nz/fz	Nx/fx	Ny/fy	Nz/fz	
M15	20/1	88/1.00054	15/1.04941	20/1	38/1.07356	15/1.04941	53550
M20	26/1	117/1.00041	20/1.036833	26/1	50/1.05468	20/1.036833	124040
M20 a)	26/1	117/1.00041	120/1.00605	26/1	50/1.05468	120/1.00605	744240
M30	39/1	175/1.00027	30/1.02441	39/1	75/1.00027	30/1.02441	417600
M30 a)	39/1	175/1.00027	60/1.112130	39/1	75/1.00027	60/1.012130	835200
M30 b)	39/1	175/1.00027	70/1.01039	39/1	75/1.00027	70/1.01039	974400
M40	52/1	233/1.00020	40/1.01825	52/1	100/1.01825	40/1.01825	988640
M60	78/1	350/1.00013	60/1.01213	78/1	150/1.00013	60/1.01213	3340800

Nos estudos de malha analisou-se o comprimento da zona de recirculação, (X_R/H), ao longo da parede inclinada (ver Figura 5.2 (a)), entre outros. A Figura 5.3 representa a variação deste ao longo da coordenada z para diferentes malhas. A malha M60 é a mais refinada, com cerca de três milhões de graus de liberdade, o que corresponde a um custo computacional muito elevado. Consequentemente, as simulações subsequentes, foram realizadas usando a malha M30a). Há uma diferença de 5% no comprimento de recirculação no plano de simetria $z/W=0$, em relação ao valor previsto pela malha M60

que aceitamos como compromisso para tempos computacionais mais realistas. Esta escolha também resulta de uma boa concordância com os dados experimentais é boa, facto a mostrar posteriormente. Por outro lado, de notar que a malha M30a) é a mais refinada segundo a direcção z pelo que resolve melhor as variações segundo esta direcção. Os dados da Figura 5.3 referem-se ao caso de um fluido newtoniano para um número de Reynolds na conduta rectangular de entrada igual a 200.

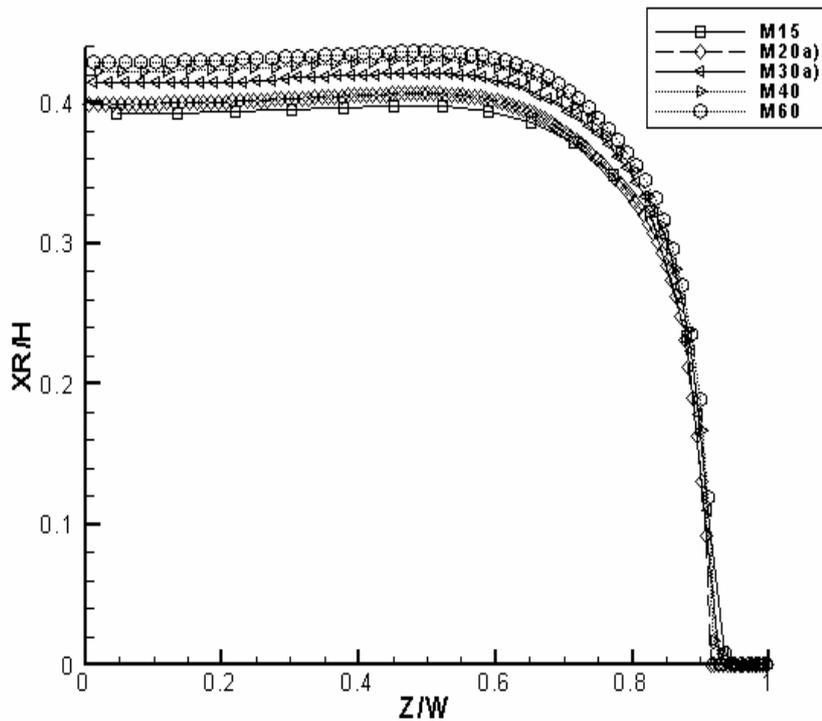


Figura 5.3: Comprimento de recirculação para $Re^*=200$ ao longo da dimensão z para várias malhas.

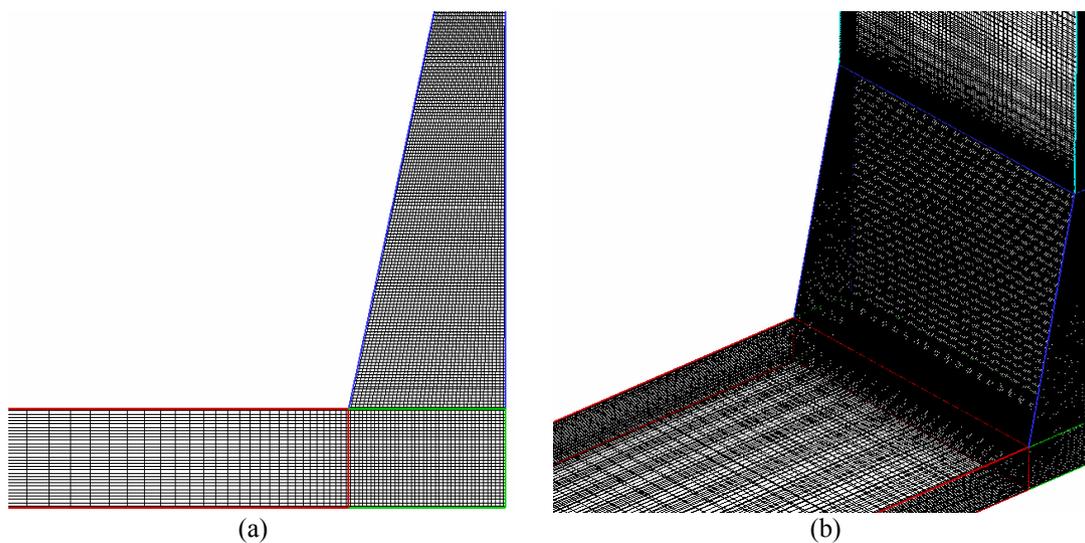


Figura 5.4: Representação da malha M30a) ; (a) vista no plano $z=0$; (b) vista tridimensional.

Na Figura 5.4 (a) apresenta-se um corte da malha M30a) do plano $z=0$. Como se vê na conduta rectangular de entrada a malha comprime em direcção à entrada da célula de impacto, o que indica a existência de um factor de contracção segundo a direcção x . Na Figura 5.4 (b) apresenta-se uma vista tridimensional da mesma malha.

5.8 Incerteza numérica

A base para o procedimento de cálculo da estimativa da incerteza, R , da solução para uma dada malha é o índice de convergência da malha proposto por Roache (1998):

$$R = F_s |\kappa| \quad (5.7)$$

em que F_s é um factor de segurança e κ o erro estimado através da extrapolação de Richardson, equação (5.8). As fontes de incerteza têm origem em aspectos de convergência, de discretização e de modelação, todas elas intervenientes no método numérico de cálculo. Em termos de erro estimado foi considerado somente o erro de discretização, pois os restantes foram considerados desprezáveis. Os erros de discretização correspondem à diferença entre a solução exacta da equação diferencial e a solução exacta da equação discretizada. A expressão de cálculo para a obtenção da solução exacta estimada é a seguinte:

$$\kappa = \frac{\phi_i - \phi_0}{\phi_0} = \frac{\alpha h_i^p}{\phi_0} \quad (5.8)$$

onde ϕ_i é a solução numérica de qualquer quantidade escalar local ou integral para uma dada malha i , ϕ_0 é a solução exacta estimada, α é uma constante, h_i é o parâmetro representativo da dimensão da malha e p é a ordem de convergência do método numérico. A ordem de convergência do método numérico pode ser estimada pela equação (5.8) apenas quando a convergência com o refinamento da malha é monotónica, o que só acontece com malhas suficientemente refinadas. Quando as soluções são obtidas em malhas grosseiras, a dependência do erro numérico da dimensão da malha é irregular e a utilização da extrapolação de Richardson não é adequada (Ferziger e Peric (1996)).

Neste trabalho são usadas malhas com elevado grau de refinamento o que pode ser verificado na Tabela 5.1 e na Figura 5.4.

Os valores de ϕ_0 , α e p , são obtidos através do método dos mínimos quadrados que minimiza a função:

$$S(\phi_0, \alpha, p) = \sqrt{\sum_{i=1}^{n_m} (\phi_i - (\phi_0 + \alpha h_i^p))^2} \quad (5.9)$$

onde n_m é o número de malhas disponíveis. Neste estudo, a quantidade escalar considerada foi o comprimento normalizado da região de recirculação, X_R/H , e o parâmetro representativo da dimensão da malha foi Δy_{min} , que representa o espaçamento mínimo entre duas células junto ao canto da parede inclinada ($x/H=0$, $y/H=0.5$, $z/H=0$). Neste local é onde a malha é mais refinada, para uma melhor definição da zona de recirculação junto à parede inclinada. Assim, a equação (5.8) toma a seguinte forma:

$$\left(\frac{X_R}{H}\right)_i = \left(\frac{X_R}{H}\right)_0 + \alpha \left(\frac{\Delta y_{min}}{H}\right)_i^p \quad (5.10)$$

Aplicando este estudo às várias malhas, Tabela 5.1, a equação (5.10), após a utilização do método dos mínimos quadrados, vem igual a:

$$\frac{X_R}{H} = 0.433 - 78.315 \left(\frac{\Delta y_{min}}{H}\right)^2 \quad (5.11)$$

A representação gráfica da equação anterior assim como a referência às malhas que permitiram obter a curva apresentam-se na Figura 5.5.

Através da equação (5.11) verifica-se que a ordem de convergência do método numérico é de segunda ordem e que a solução exacta estimada do comprimento de recirculação adimensionalizado é 0.433. Após a determinação da solução numérica exacta, determinou-se o erro através da equação (5.7) considerando um valor de factor de segurança $F_S=1.25$, proposto por Roache (1998). O valor do erro é igual a 5%.

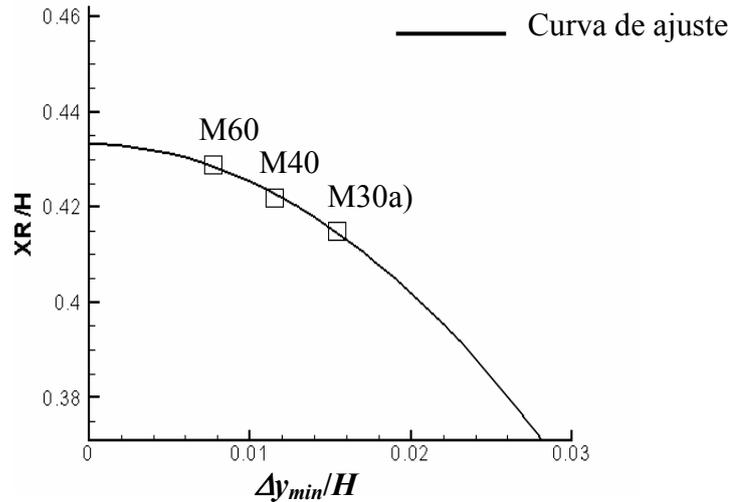


Figura 5.5: Representação gráfica de X_R/H em função da dimensão característica, $\Delta y_{min}/H$ nas várias malhas computacionais e curva de ajuste para $z/H=0$.

5.9 Validação por comparação entre resultados numéricos e experimentais/analíticos

Nesta secção são comparadas as previsões numéricas com os dados experimentais para o caso de fluidos newtonianos e não newtonianos. Para o caso dos fluidos newtonianos, os números de Reynolds estudados foram $Re^*=100$ e $Re^*=200$ e para o caso de fluidos não newtonianos foi $Re^*=200$. De notar que para o caso newtoniano estamos agora a usar o Reynolds de Kozicki, onde $Re^*=100$ e 200 correspondem às medições de $Re=136$ e $Re=275$.

A validação das previsões numéricas foi realizada em três zonas distintas:

- Perfis da componente longitudinal (x) da velocidade na conduta rectangular a montante da entrada na célula, os quais são comparados, quer com soluções analíticas para escoamento desenvolvido, quer com dados experimentais;
- Perfis da componente vertical de velocidade dentro da célula medidos segundo a direcção longitudinal (x);
- Perfis da componente vertical da velocidade dentro da célula medidos segundo a direcção transversal (z).

Todos os perfis de velocidade foram normalizados pela velocidade média na conduta rectangular de entrada.

Na Figura 5.6 são comparados os perfis da componente longitudinal (u) da velocidade segundo a direção vertical (y) na região de escoamento desenvolvido na conduta, $x/H=-5.7$ para fluidos newtonianos. A figura inclui as soluções analíticas para $AR=13$ e para canal ($AR=\infty$) de acordo com White (1994). As simulações numéricas obtidas com a malha M30a) estão de acordo com a solução teórica para a conduta rectangular e diferem somente em 5%, na zona de velocidade máxima, dos dados experimentais.

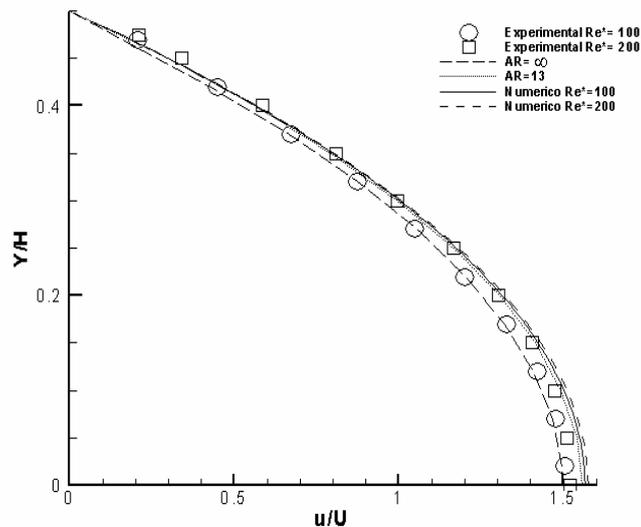


Figura 5.6: Comparação entre dados experimentais (símbolos), expressões teóricas e resultados das simulações numéricas para fluidos newtonianos na conduta rectangular, $Re^*=100$ e $Re^*=200$ em $x/H=-5.7$ e $z/W=0$.

Na Figura 5.7 são apresentados os perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direção x no interior da célula de impacto. Os dados foram obtidos na posição $y/H=0.8$ e $z/W=0.45$ (fluido newtoniano). Na célula, o escoamento não está completamente desenvolvido e não existe solução analítica. Como se pode verificar existe uma boa concordância entre os dados numéricos e experimentais.

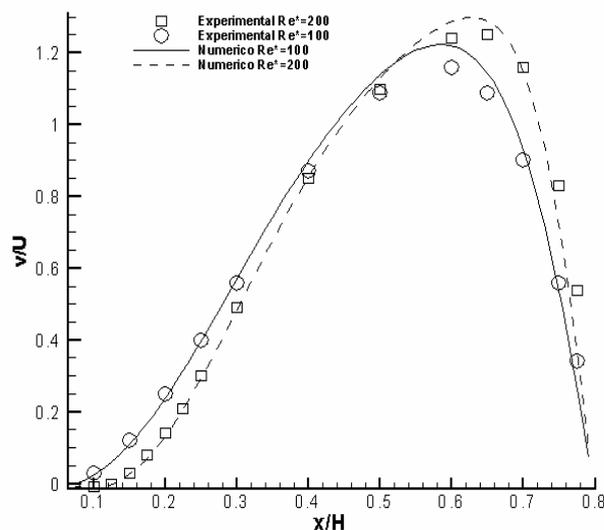


Figura 5.7: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para fluidos newtonianos na célula, $Re^*=100$ e $Re^*=200$ em $y/H=0.8$, $z/W=0.45$.

Dentro da célula, foram medidos na posição $y/H=1.65$ e $x/H=0.525$ (ver Figura 5.8 (b) para localização) os perfis da componente vertical (v) da velocidade segundo a direcção transversal (z) que estão representados na Figura 5.8 (a) juntamente com os resultados numéricos. Há uma boa concordância entre os resultados numéricos e os dados experimentais para ambos os números de Reynolds, sendo a máxima diferença novamente de cerca de 5%, com os perfis numéricos a ter a mesma forma dos perfis experimentais. Junto às paredes laterais ($z/W=1$ e $z/W=-1$) há um ligeiro aumento da componente vertical da velocidade; como também já tinha sido medido.

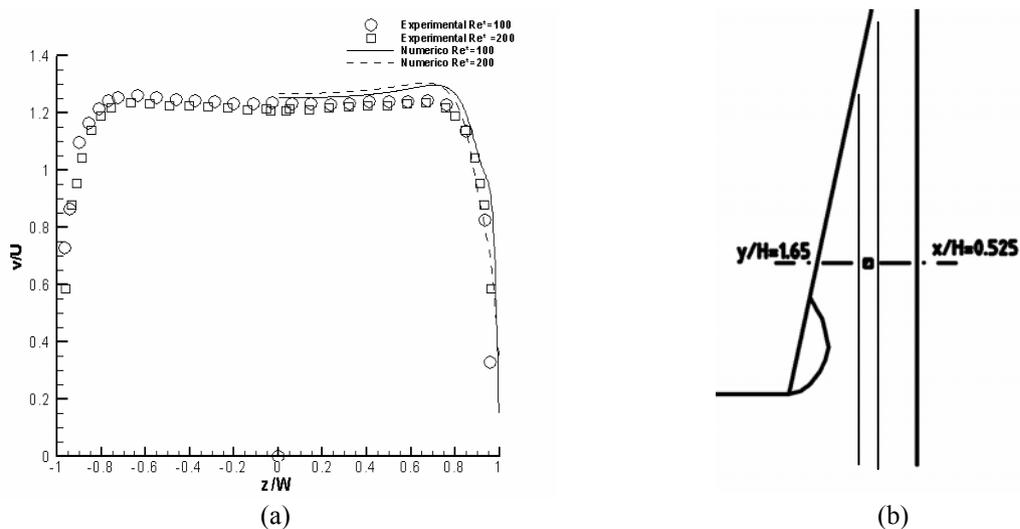


Figura 5.8: Perfis da componente vertical da velocidade segundo a direcção z na posição $y/H=1.65$, $x/H=0.525$ para $Re^*=100$ e $Re^*=200$ (fluidos newtonianos)

Na Figura 5.9 e na Figura 5.10, apresentam-se resultados numéricos e respectivas comparações como os dados experimentais para a solução não newtoniana de goma de xantano. Na Figura 5.9 os perfis experimentais representados foram obtidos na conduta rectangular na região de escoamento desenvolvido e a solução analítica é para um fluido que segue a lei de potência (ver equação (3.20)) e para uma geometria com uma razão de esbelteza $AR=\infty$. Se a tendência for a observada na Figura 5.6 para um fluido newtoniano, o perfil de velocidade, para uma razão de esbelteza $AR=13$, apresentará velocidades mais elevadas no eixo da conduta, quando comparado com o perfil para escoamento entre placas paralelas ($AR=\infty$), aproximando-se assim do perfil de velocidade calculado numericamente.

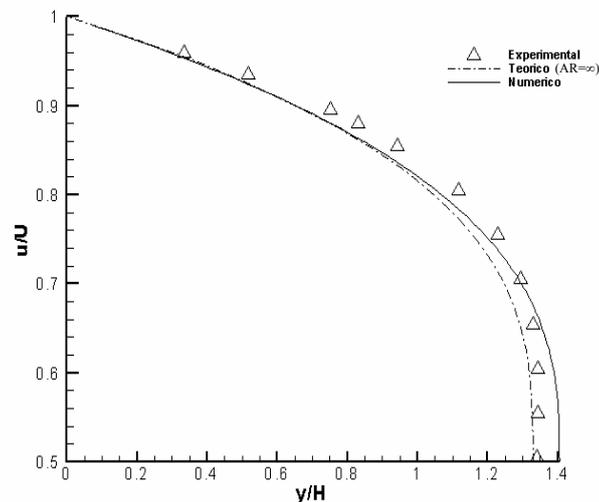


Figura 5.9: Comparação entre dados experimentais (símbolos), expressões teóricas e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na conduta rectangular, para $Re^*=200$ em $x/H=-5.7$, $z/W=0$.

Na Figura 5.10 comparam-se os perfis calculados e medidos da componente vertical da velocidade na célula segundo a direcção x na posição $y/H=0.8$ e $z/W=0.45$ para $Re^*=200$. Aqui o escoamento não está completamente desenvolvido e não existe solução analítica. A concordância entre os dois conjuntos de resultados não é tão boa como no caso newtoniano, e a diferença máxima chega aos 10%. Os perfis da componente vertical da velocidade na posição $y/H=1.65$ e $x/H=0.525$ (ver Figura 5.8 (b) para localização) encontram-se representados na Figura 5.11. Novamente, os perfis numérico e experimental têm a mesma forma, mas existe uma diferença máxima de

10%. É interessante salientar que os cálculos capturam a pequena oscilação do perfil junto à parede, que é idêntica à verificada nos dados experimentais.

As diferenças entre as previsões e os dados experimentais para fluidos não newtonianos são superiores às obtidas para fluidos newtonianos, mas convém referir que as soluções de goma de xantano são viscoelásticas (Escudier et al. (2001)), enquanto neste estudo somente o comportamento viscoso é previsto pela equação constitutiva. A elasticidade do fluido gera um desequilíbrio das forças normais, o qual cria um escoamento secundário no escoamento desenvolvido (conduta rectangular), gerando alterações na velocidade do escoamento principal. O escoamento secundário é fraco e não foi possível medi-lo com o sistema laser, apesar das várias tentativas realizadas (mesmo através da filmagem não foi possível visualizar o escoamento secundário). No futuro será necessário realizar outras simulações numéricas com base numa equação constitutiva que modele as características elásticas desta solução. Apesar desta limitação, os efeitos de inércia e de pseudoplasticidade na perda de carga do escoamento e no comprimento de recirculação serão aqui investigados.

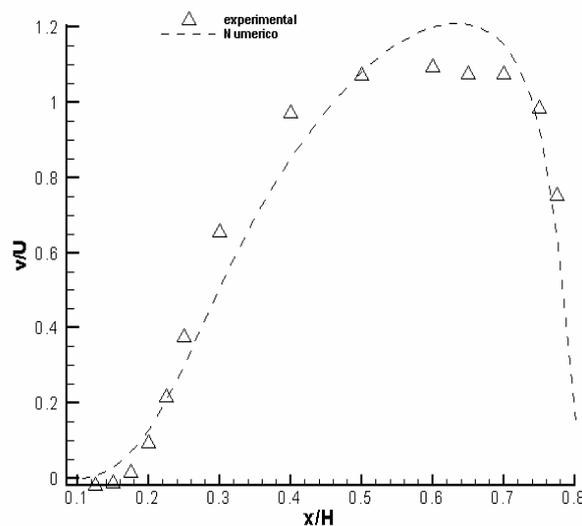


Figura 5.10: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na célula, para $Re^*=200$ em $y/H=0.8$, $z/W=0.45$.

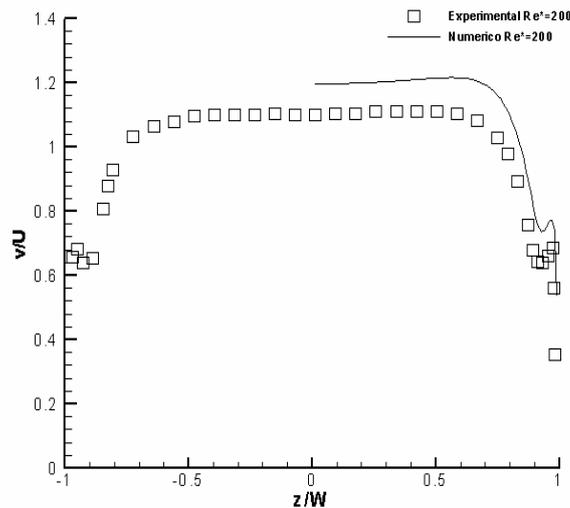


Figura 5.11: Comparação entre dados experimentais (símbolos) e resultados das simulações numéricas para a solução de goma de xantano na célula, para $Re^*=200$ em $y/H=1.65$, $x/H=0.525$.

5.10 Caracterização do padrão de escoamento na célula com base em simulações numéricas

Caracterização do escoamento no plano $z/W=0$

Após a validação do programa de simulação, realizou-se um estudo aprofundado da hidrodinâmica no interior da célula para melhor compreensão do padrão de escoamento. Esse estudo foi realizado para um fluido newtoniano em escoamento a um número de Reynolds de Kozicki de 200.

A zona de recirculação está representada na Figura 5.12 (a), para $Re^*=200$, através das linhas de corrente do escoamento. O comprimento de recirculação no plano $z/H=0$ foi medido ao longo da parede inclinada e é igual a $X_R/H=0.28$, valor próximo do experimental ($X_R/H=0.25$). Um possível factor de discrepância é o facto do espaçamento entre pontos consecutivos da malha ser superior nas medições com anemometria laser do que na solução numérica. Na Figura 5.12 (b) apresenta-se um diagrama de contornos da componente longitudinal (u/U) da velocidade na zona de aproximação à célula e na própria célula de impacto. Tal como observado experimentalmente, verifica-se que a influência do prato de impacto repercute-se até $x/H=-0.4$ e a componente longitudinal de velocidade sofre uma redução de aproximadamente 70%, entre as posições $x/H=-0.4$ e $x/H=0.5$ devido à mudança de direcção do escoamento. Na zona do escoamento entre a

parede inclinada e o prato de impacto a componente longitudinal de velocidade é bastante baixa e não existe uma variação significativa do seu valor entre as posições $y/H=0.5$ e $y/H=1.8$.

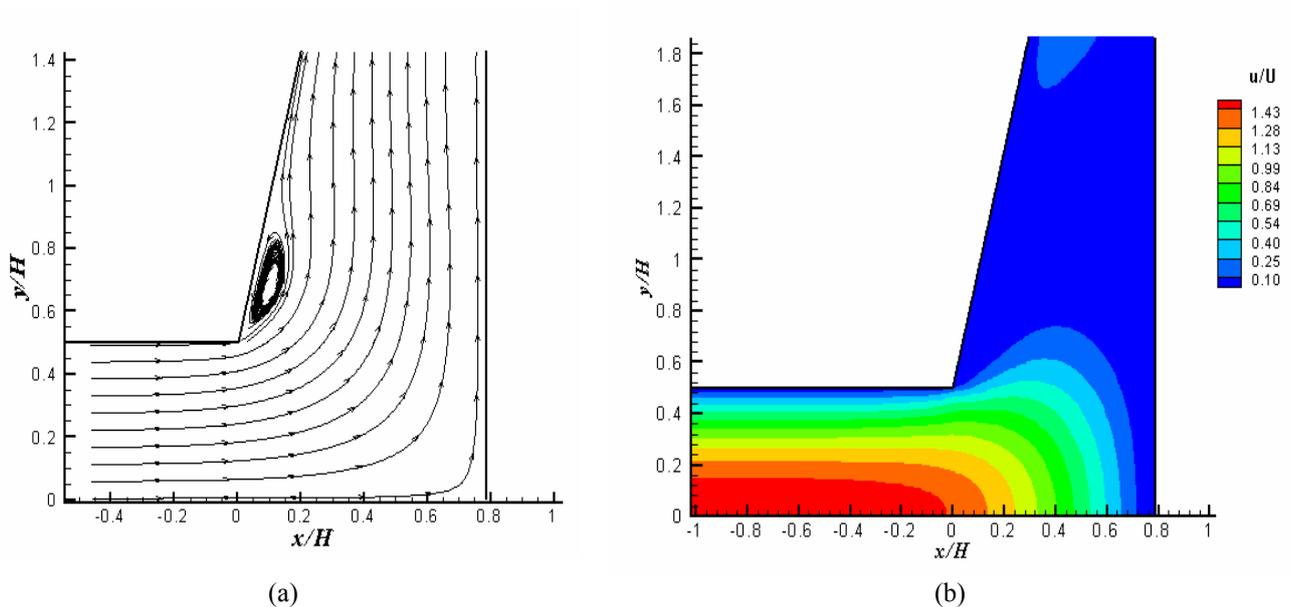


Figura 5.12: Caracterização do escoamento na célula para $Re^*=200$; (a) linhas de corrente no plano $z/H=0$; (b) contorno da componente longitudinal (u/U) de velocidade.

Nas Figura 5.13 (a) e (b) apresentam-se os diagramas de contorno da componente vertical (v/U) e transversal (w/U) da velocidade no plano $z/H=0$, respectivamente. A componente vertical de velocidade é aproximadamente nula na conduta rectangular, confirmando que o escoamento puramente viscoso na conduta rectangular é unidireccional. Para $x/H=0$ a componente vertical da velocidade começa a aumentar ligeiramente devido à mudança repentina de direcção e observa-se o aparecimento, junto à parede inclinada, de uma região de separação do escoamento onde a componente vertical é negativa. Após a zona de recirculação existe uma aceleração do escoamento por forma a manter a conservação de massa, já que existe uma constrição da área de escoamento. Em termos da componente transversal de velocidade verifica-se que o seu valor no interior da célula é bastante baixo, embora não nulo, sendo de aproximadamente 0.01% do valor da componente vertical. Esta componente atinge o seu valor máximo negativo na região entre $y/H=1$ e $y/H=3$.

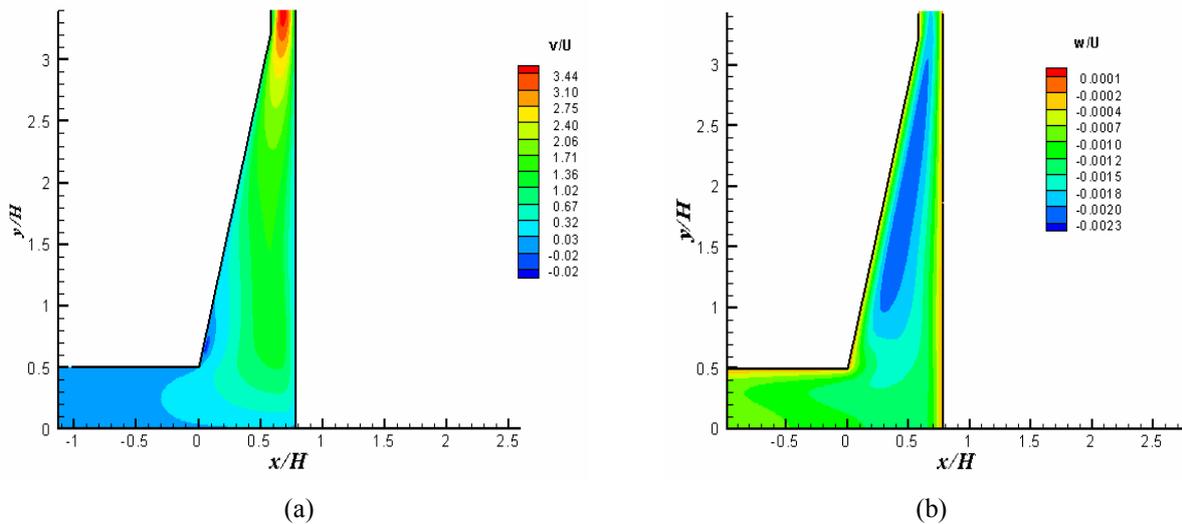


Figura 5.13: Contorno de velocidade para $Re^*=200$ no plano $z/H=0$ (a) componente vertical (v/U) da velocidade (b) componente transversal (w/U) da velocidade.

Caracterização do escoamento em vários planos horizontais

Na Figura 5.14 (a) e (b) apresentam-se os diagramas de contorno das componentes longitudinal (u/U) e vertical (v/U) da velocidade nos planos $y/H=0.5$, $y/H=0.6$, $y/H=1.25$ e $y/H=1.75$.

Na Figura 5.14 (a) verifica-se que a componente longitudinal é máxima no plano $y/H=0.5$ na região próxima da parede inclinada ($x/H=0$). Junto à parede lateral de topo ($z/H=6.5$), existe uma zona confinada entre $z/H=6.25$ e $z/H=6.5$ onde a componente longitudinal da velocidade é negativa. No plano $y/H=0.6$, muito próximo do anterior, já ocorre uma redução rápida da componente longitudinal de velocidade ($\sim 50\%$). No plano seguinte, $y/H=1.25$, a componente longitudinal da velocidade é muito próxima de zero em quase todo o plano, com exceção da referida zona, junto da parede lateral, onde apresenta valores negativos muito baixos. Por fim, no plano $y/H=1.75$ verifica-se que a componente longitudinal sofre um ligeiríssimo aumento, mas sempre com valores muito próximo de zero, e a zona localizada de velocidade negativa encontra-se quase completamente dissipada.

A Figura 5.14 (b) mostra que no plano $y/H=0.5$ a componente vertical da velocidade é máxima próximo do prato de impacto ($x/H=0.8$) e mínima junto à parede inclinada ($x/H=0$). No plano $y/H=0.6$ junto à parede inclinada, há um aumento da extensão da zona de velocidade reduzida, coincidente com a zona de separação do escoamento conforme se pode confirmar através da Figura 5.12. Perto do prato de impacto observa-se

um aumento da velocidade máxima. Nos planos seguintes, $y/H=1.25$ e $y/H=1.75$, o escoamento continua a acelerar, com um aumento crescente da componente vertical da velocidade e com a tendência a se tornar simétrico relativamente ao plano $x=0$.

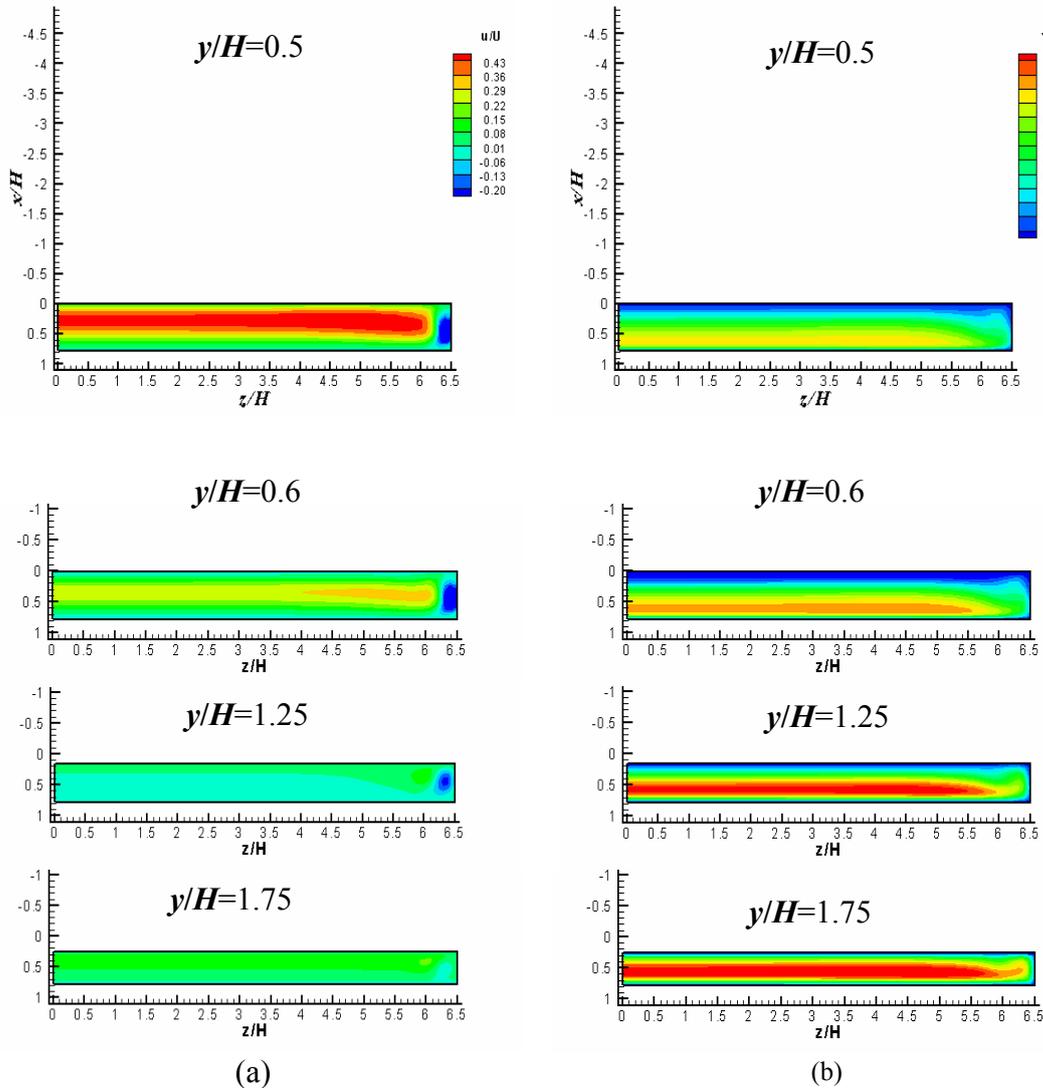


Figura 5.14: Contorno de velocidade nos planos $y/H = 0.5$, $y/H = 0.6$, $y/H = 1.25$ e $y/H = 1.75$: (a) componente longitudinal (u/U); (b) componente vertical (v/U).

Na Figura 5.15 apresentam-se diagramas de contorno da componente transversal da velocidade, (w/U), nos planos $y/H=0.5$, $y/H=0.6$, $y/H=1.25$ e $y/H=1.75$. No plano $y/H=0.5$ a componente transversal, apresenta duas regiões localizadas de valores absolutos máximos, sendo a de valores negativos cerca de 2.5 vezes superior em módulo comparativamente com a de valores positivos. Estas regiões vão-se esbatendo ao longo dos planos consecutivos, embora no último ($y/H=1.75$) ainda não estejam completamente dissipadas. Estas regiões, junto às paredes laterais, têm origem no

movimento tridimensional helicoidal que aparece na região de separação do escoamento, o qual é descrito na secção seguinte.

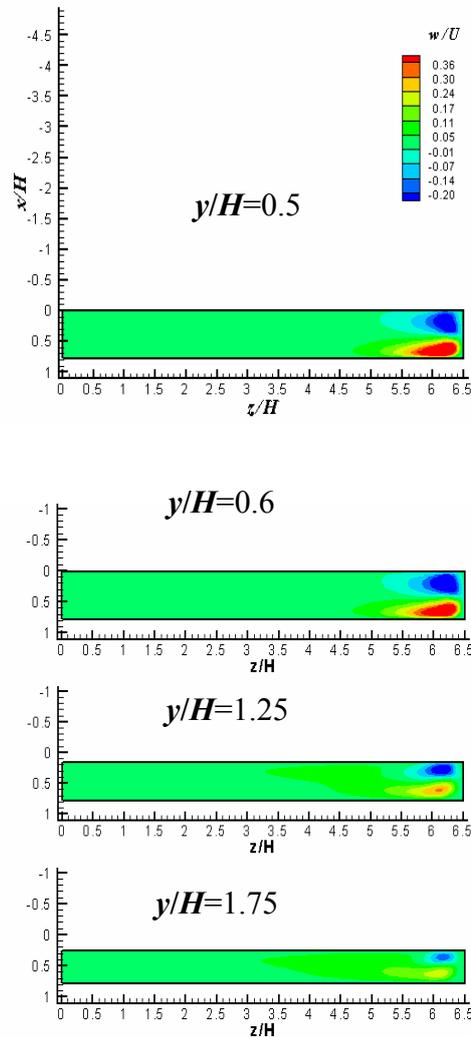


Figura 5.15: Contorno da componente transversal (w/U) da velocidade nos planos $y/H = 0.5$, $y/H = 0.6$, $y/H = 1.25$ e $y/H = 1.75$.

Efeitos tridimensionais

As visualizações do escoamento usando um traçador, do capítulo 4, permitiram observar a região de separação do escoamento onde o fluido segue um movimento helicoidal. Este movimento foi também identificado nas simulações numéricas realizadas e encontra-se representado através das linhas de traço na Figura 5.16. Na Figura 5.16 (a) verifica-se que este movimento helicoidal tem início no plano central ($z/W=0$), com um passo bastante pequeno, o qual, devido a uma aceleração do

escoamento, aumenta à medida que o fluido se aproxima da parede lateral da célula. Antes de atingir as paredes laterais, o fluido sai da zona de separação, que desaparece, e “mergulha” no escoamento principal criando um jacto vertical junto da parede. Esse jacto vertical de parede é visualizado numa dimensão adequada na Figura 5.16 (b).

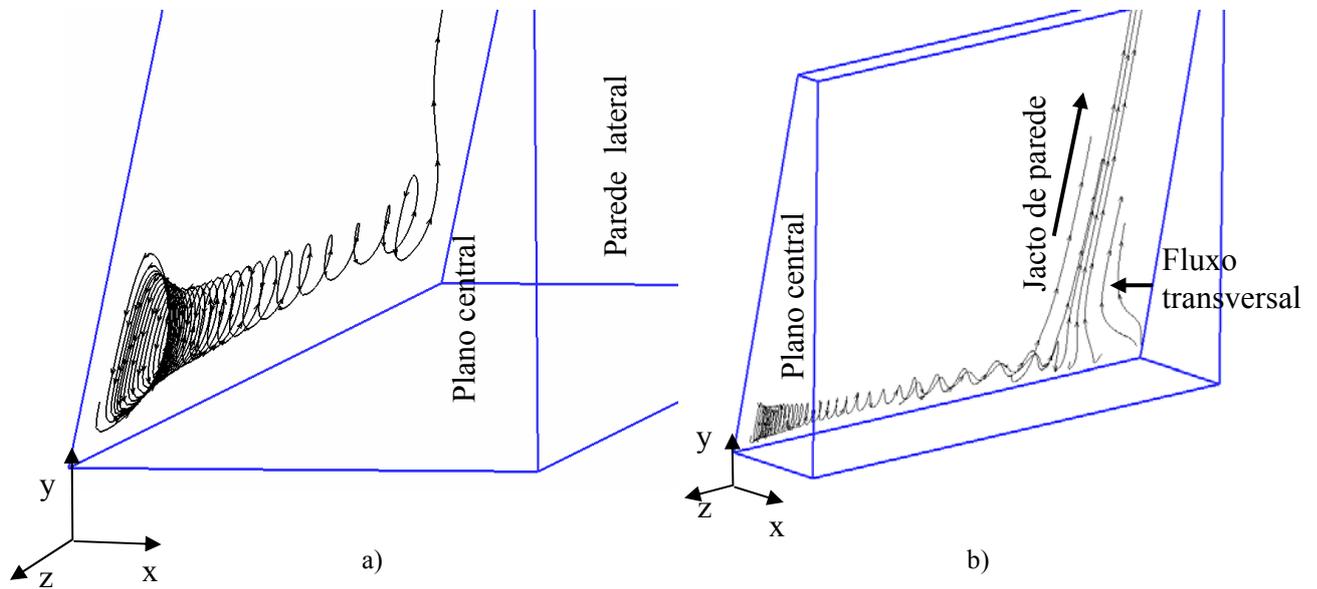


Figura 5.16: Linhas de corrente na zona de recirculação para $Re^*=200$.

Na Figura 5.16 (b) as linhas de traço permitem constatar que, na região de separação do escoamento, a componente da velocidade segundo a direcção z (w/U) é no sentido negativo enquanto que junto à parede lateral é no sentido positivo do eixo. Este fluxo no sentido positivo do eixo será doravante designado por fluxo transversal de parede (ver Figura 5.16).

Tensões no prato de impacto e parede inclinada

Outra característica importante do escoamento que este estudo numérico permitiu efectuar foi a análise das várias componentes das tensões de corte no prato de impacto e na parede inclinada, assim como a variação da pressão ao longo destas superfícies. A tensão de corte nestas paredes é de enorme relevância pois a transferência de calor e de massa na célula dependem do seu valor.

As tensões de corte, que irão ser apresentadas, foram adimensionalizadas pela expressão

$\mu U/H$, em que $H=0.02\text{m}$, $\mu=0.0425\text{Pa}\cdot\text{s}$ e $U=0.266\text{ m/s}$, enquanto que a pressão foi adimensionalizada pelo seu valor máximo que ocorre no ponto de estagnação (P_0).

Na Figura 5.17 apresentam-se diagramas de contornos das componentes $\tau_{xy}/\left(\mu \frac{U}{H}\right)$ e $\tau_{yy}/\left(\mu \frac{U}{H}\right)$ da tensão de corte em todo o prato de impacto. A componente τ_{xy} adimensionalizada representada na Figura 5.17 (a) apresenta um valor mínimo (em módulo) na zona de estagnação, aumentando progressivamente até $y/H=0.8$, região onde a zona de recirculação junto à parede confinante termina. O aparecimento da região de recirculação tem como consequência uma diminuição de área de passagem do escoamento principal e, por conservação de massa, uma aceleração do escoamento. Esta aceleração do escoamento provoca um aumento do gradiente de velocidade e consequentemente da tensão τ_{xy} . Quando a recirculação termina, existe um aumento local da área de passagem do escoamento e consequentemente uma diminuição local da tensão de corte. De seguida, a progressiva diminuição de área de escoamento, provocada pela inclinação da parede confinante, implica uma nova aceleração do escoamento e um novo aumento da tensão de corte. Quando o escoamento atinge a conduta rectangular de saída, no interior da qual o perfil de velocidade fica novamente desenvolvido, o valor da tensão de corte permanece constante.

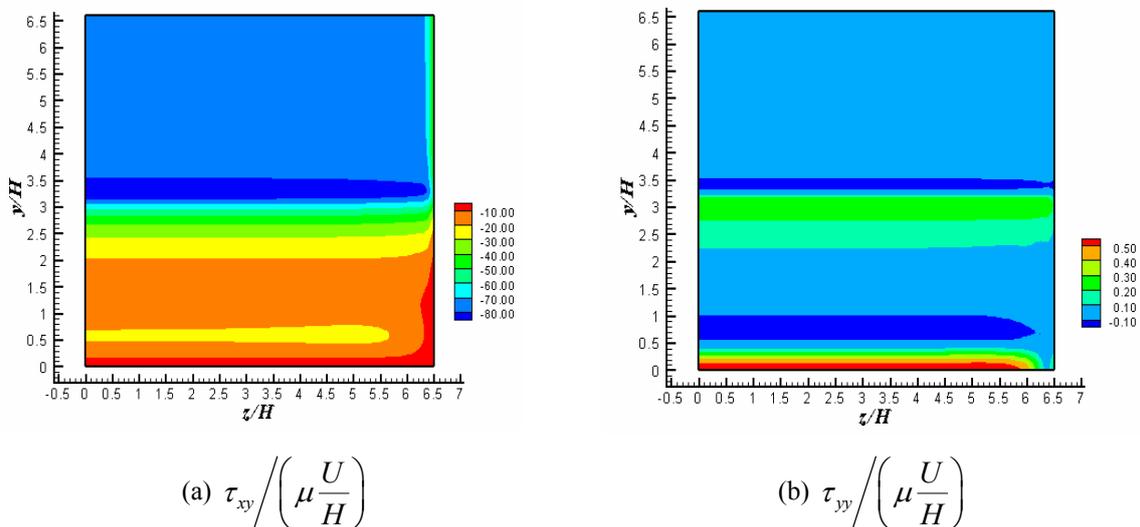


Figura 5.17: Contorno de tensões no prato de impacto ($x/H=0.8$) para $Re^*=200$

A componente τ_{yy} adimensionalizada está representada na Figura 5.17 (b) e apresenta um valor máximo na zona de estagnação, diminuindo progressivamente até

$y/H=0.8$, região onde se encontra a zona de recirculação. Quando a recirculação termina, existe um novo aumento da tensão devido ao aumento da área de passagem.

As zonas de elevado valor de tensão correspondem a zonas de elevados gradientes de velocidade e conseqüentemente elevados coeficientes de transferência de calor e/ou de massa conforme a aplicação em causa.

Na Figura 5.18 apresenta-se o diagrama de contorno de pressão normalizada, assim como um perfil de pressão normalizada ao longo do prato de impacto para $z/H=0$ e $x/H=0.8$. O valor máximo de pressão ocorre no ponto de estagnação ($z/H=0$, $x/H=0.8$ e $y/H=0$) e a variação de pressão entre $y/H=0.5$ e $y/H=2.5$ não é significativa, já que varia entre 1 e 0.93. A pressão diminui continuamente desde o ponto de estagnação até à saída e para $y/H > 3.5$ o seu gradiente é essencialmente constante. Esta posição corresponde ao canal de saída e é característico de um escoamento completamente desenvolvido.

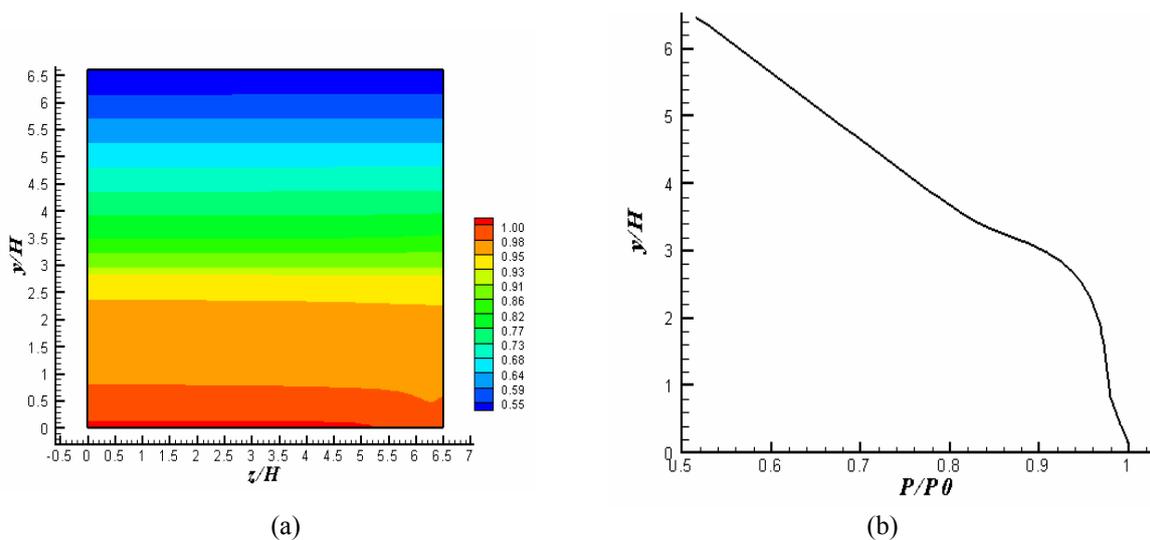


Figura 5.18: Variação da pressão normalizada ao longo do prato de impacto para $Re^*=200$ (a) contorno da pressão; (b) pressão para $z/H=0$ e $x/H=0.8$.

Tensões na parede inclinada

As tensões de corte na parede inclinada também foram determinadas, mas num sistema de eixos rodado de um ângulo de $\theta = -12^\circ$, i.e, no plano $x'y'$ coincidente com a parede inclinada. Este sistema de eixos $x'-y'$ está esquematizado na Figura 5.19.

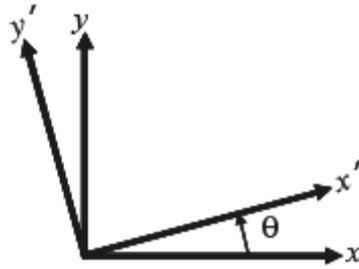


Figura 5.19: Sistema de eixos $x'y'$ para análise das tensões de corte na parede inclinada.

Na Figura 5.20 apresenta-se um esquema das componentes da tensão de corte segundo os sistemas de eixos $x-y$ e $x'-y'$.

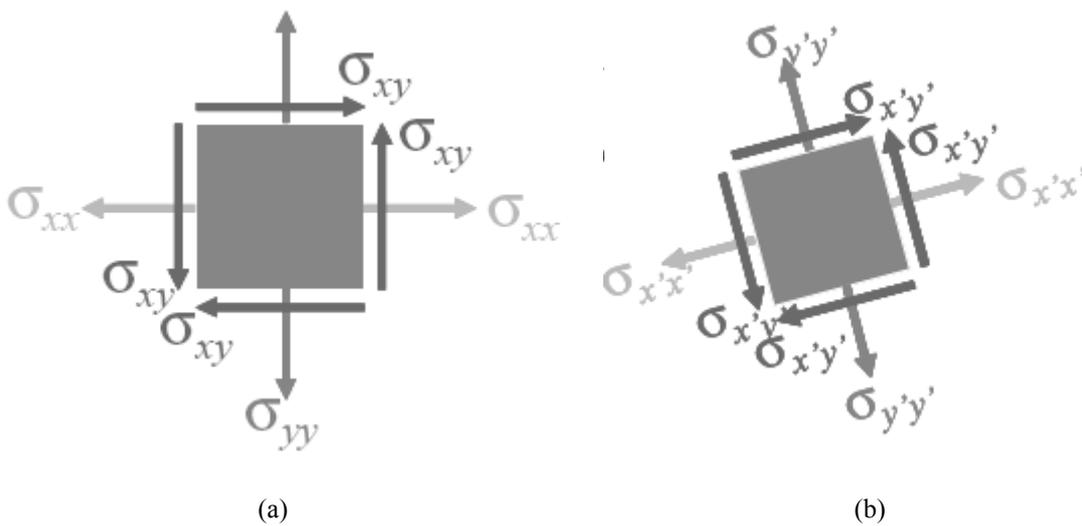


Figura 5.20: Componentes da tensão nos dois sistemas de eixos considerados.

As expressões matemáticas seguintes permitem a transformação das tensões ente o sistema $x-y$, usado nos cálculos, e o sistema $x'-y'$ usado na apresentação dos resultados nesta secção.

$$\sigma_{y'y'} = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{2} - \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2} \cos 2\theta - \sigma_{xy} \sin 2\theta \tag{5.12}$$

$$\sigma_{x'y'} = \frac{\sigma_{xx} - \sigma_{yy}}{2} \sin 2\theta - \sigma_{xy} \cos 2\theta \tag{5.13}$$

Na Figura 5.21 apresentam-se os diagramas de contornos das componentes $\tau_{x'y'}/\left(\mu\frac{U}{H}\right)$ e $\tau_{y'y'}/\left(\mu\frac{U}{H}\right)$ das tensões de corte. A componente $\tau_{x'y'}$, adimensionalizada representada na Figura 5.21 (a) apresenta o seu valor mínimo na região de separação do escoamento ($y'/H=0.5$) e aumenta progressivamente até ao final da parede inclinada $y'/H=3.25$. Para $z'/H=5.75$ e $y'/H=1.5$ aparece no diagrama de contorno um pico correspondente ao jacto vertical de parede que se forma devido à mistura do fluido em movimento helicoidal que sai da região de separação do escoamento e “mergulha” no escoamento principal conforme foi referido e explicado anteriormente. Este efeito vai-se desvanecendo à medida que o fluido se aproxima do final da parede inclinada ($y'/H=3.25$). Para $y'/H=2.7$ o efeito na tensão de corte do jacto de parede inclinada é bastante ténue. O comportamento da componente $\tau_{y'y'}$, (ver Figura 5.21 (b)) adimensionalizada é idêntico ao da componente $\tau_{x'y'}$, denotando-se também aqui o efeito do jacto de parede inclinada.

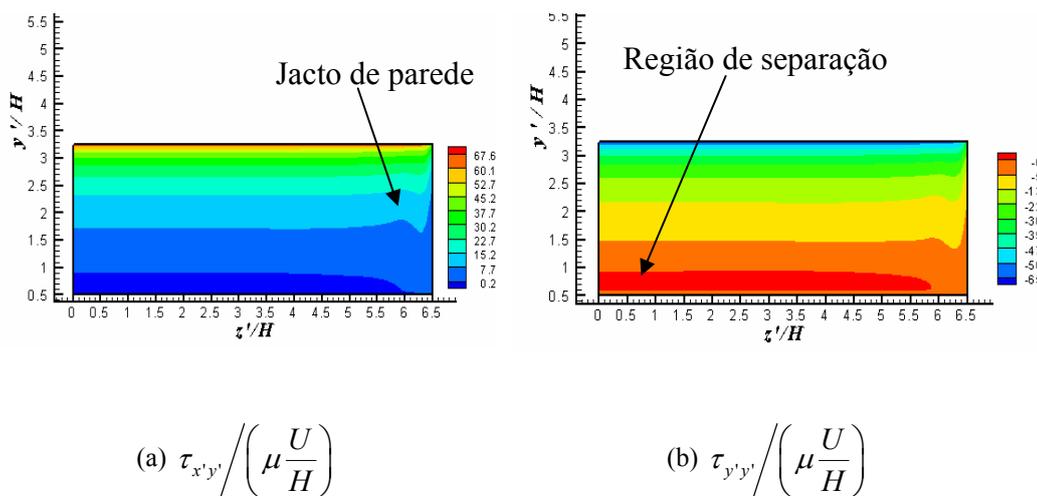


Figura 5.21: Contorno das tensões de corte na parede inclinada ($x/H=0$) para $Re^*=200$

Na Figura 5.22 apresenta-se o diagrama de contorno de pressão assim como um perfil de pressão ao longo da parede inclinada para $z'/H=0$ e $x'/H=0.8$. O valor máximo de pressão ocorre no início da parede inclinada, sendo contudo inferior ao do ponto de estagnação. Aqui, tal como no prato de impacto, a variação de pressão entre $y'/H=0.5$ e $y'/H=2.0$ não é significativa. Para valores superiores de y'/H , a pressão diminui com o aumento de y'/H .

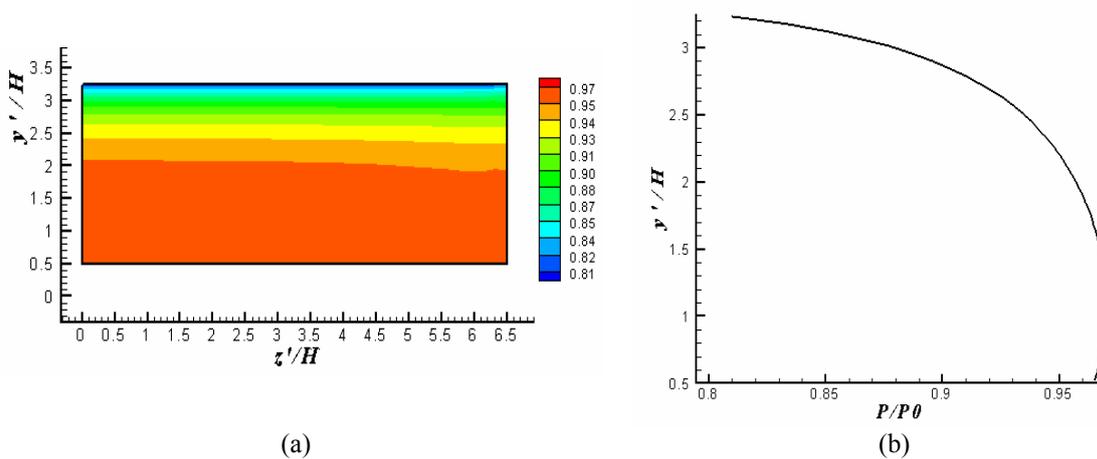


Figura 5.22: Variação da pressão normalizada ao longo da parede inclinada para $Re^*=200$ (a) contorno da pressão; (b) pressão para $z/H=0$ e $x/H=0$ segundo a direcção da parede inclinada.

5.11 Teoria simplificada para o cálculo da perda de carga na célula

Um dos objectivos deste estudo numérico consistiu na determinação do coeficiente de perda de carga, C_f . Para além disso apresenta-se uma teoria simplificada de cariz unidimensional para previsão dessas perdas de carga e neste capítulo quantificar-se-ão as suas diferentes componentes. Para o efeito torna-se necessário efectuar um desenvolvimento teórico em torno das equações de balanço de forma a relacionar todas as grandezas relevantes. Esta derivação teórica da teoria simplificada baseia-se na geometria da Figura 5.2 e inspira-se na teoria unidimensional de Oliveira e Pinho (1997), deduzida para expansões súbitas. A determinação do coeficiente de perda de carga foi realizada para vários números de Reynolds e para fluidos que seguem uma lei de potência; para vários índices desta lei de potência (n).

Os cálculos numéricos permitiram não só determinar a perda de carga total na célula, mas também analisar as suas diversas contribuições para esta perda de carga, tais como: a perda devido ao atrito nas paredes, a perda devido à ineficiente desaceleração do escoamento e a perda devido à não uniformidade da pressão.

Teoria unidimensional simplificada para o cálculo do coeficiente de perda de carga (C_{IC})

No cálculo das perdas de carga, é prática corrente, não só considerar o escoamento completamente desenvolvido em condutas longas e rectas, mas também outros efeitos, tais como, distorções no perfil de escoamento devido a curvas, expansões, válvulas e outros elementos, os quais são contabilizados através das respectivas perdas localizadas.

Devido à perturbação no escoamento que é introduzida pela célula, a condição de escoamento desenvolvido não pode ser aplicada entre as secções imediatamente anterior e posterior à expansão (secções 01 e 02, respectivamente da Figura 5.2 (b)). Em vez disso, consideram-se duas secções com escoamento completamente desenvolvido, uma a montante da célula e outra a jusante (secções 1 e 2, respectivamente da Figura 5.2 (b)). Foi por esta razão que o domínio de cálculo na saída da célula teve de ficar mais longo que a geometria construída.

Na geometria em estudo determinou-se a perda de carga entre as secções 1 e 2 da célula a qual tem diversas contribuições:

- Aumento irreversível da pressão devido ao decréscimo da velocidade entre a entrada e saída da célula (Δp_R - efeito de Bernoulli);
- Perda de carga irreversível (Δp_{IC}) entre as secções 1 e 2, que inclui a perda por ineficiente dissipação da energia cinética na célula, a perda associada à região de recirculação e a perda devido ao atrito nas paredes da célula.
- Perda de carga irreversível na entrada (entre secções 1 e 01) e na saída (entre secções 02 e 2) (Δp_F) onde o escoamento não se encontra desenvolvido.

Considerando estas várias contribuições, a perda de carga entre as secções 1 e 2 virá:

$$\Delta p_T = p_2 - p_1 = \Delta p_R - \Delta p_{IC} - \Delta p_F \quad (5.14)$$

Após normalização com a pressão dinâmica a montante ($1/2\rho\bar{u}_1^2$) a equação anterior vem:

$$C_T = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} = C_R - C_F - C_{IC} \quad (5.15)$$

ou

$$C_{IC} = C_R - C_T - C_F \quad (5.16)$$

onde C representa o correspondente coeficiente de atrito.

Assumindo escoamento completamente desenvolvido nos planos 1 e 2, a equação de conservação da quantidade de movimento aplicada ao volume de controlo entre as secções 1 e 01, e entre as secções 02 e 2 (ver Figura 5.2 (b)) virá:

$$\text{direcção } x: \quad p_1 A_1 + \rho A_1 \beta_1 \overline{u_1^2} = \overline{p_{01}} A_1 + \rho A_{01} \beta_{01} \overline{u_{01}^2} + \int \tau_{01-1} \cdot dS_1 \quad (5.17)$$

$$\text{direcção } y: \quad \overline{p_{02}} A_2 + \rho A_2 \beta_2 \overline{v_{02}^2} = p_2 A_2 + \rho A_2 \beta_2 \overline{v_2^2} + \int \tau_{02-2} \cdot dS_2 \quad (5.18)$$

em que :

- $\beta \equiv u^2 / \overline{u^2}$ é o factor de forma da quantidade de movimento (White (1994));
- τ_{01-1} , τ_{02-2} são as tensões de corte na parede entre as secções 1 e 01 e entre 02 e 2 respectivamente;
- A_1 e A_2 representam as áreas das secções rectas 1 e 2

Os integrais podem ser simplificados usando os valores médios conforme se apresenta em seguida:

$$\int \tau_{01-1} \cdot dS_1 = \overline{\tau_{01-1}} \cdot S_1 = \Delta p'_{F1} \cdot A_1 \quad (5.19)$$

$$\int \tau_{02-2} \cdot dS_2 = \overline{\tau_{02-2}} \cdot S_2 = \Delta p'_{F2} \cdot A_2 \quad (5.20)$$

onde S_1 e S_2 são as áreas de parede onde actuam as tensões médias de parede $\overline{\tau_{01-1}}$ e $\overline{\tau_{02-2}}$ respectivamente, $\Delta p'_F$ é a variação de pressão por efeito do atrito, ou seja, a integração da tensão de corte na parede, que após simplificação é igual a:

$$\Delta p'_F = 4 \frac{L}{D_H} \overline{\tau_w} \quad (5.21)$$

Definindo a razão de áreas $\sigma \equiv A_1/A_2$ e recorrendo à equação de conservação de massa, $A_1 \overline{u_1} = A_2 \overline{v_2}$, da combinação dos balanços de quantidade de movimento (eq.(5.17) + σ eq.(5.18)), após dividir por A_1 e pela energia cinética a montante, $1/2 \rho \overline{u_1^2}$, resulta:

$$C_T = \frac{p_2 - p_1}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} = 2(\beta_1 - \beta_{01}) - 2\sigma^2(\beta_2 - \beta_{02}) - \frac{\Delta p'_{F2} + \Delta p'_{F1} + (\overline{p_{01}} - \overline{p_{02}})}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} \quad (5.22)$$

Os coeficientes de atrito na parede, C'_{F1} e C'_{F2} , e os coeficientes médios de pressão por efeito do atrito, $\overline{C_{p01}}$ e $\overline{C_{p02}}$, são definidos por:

$$C'_{F1} = \frac{\Delta p'_{F1}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} = \frac{4L_1}{D_{H1}} \frac{\bar{\tau}_{w1}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} \quad C'_{F2} = \frac{\Delta p'_{F2}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} = \frac{4L_2}{D_{h2}} \frac{\bar{\tau}_{w2}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} \quad (5.23)$$

$$\overline{C_{p01}} = \frac{\overline{p_{01}}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} \quad \overline{C_{p02}} = \frac{\overline{p_{02}}}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}_1^2} \quad (5.24)$$

Substituindo estas relações na equação (5.22), o coeficiente de atrito total é dado por:

$$C_T = 2(\beta_1 - \beta_{01}) - 2\sigma^2(\beta_2 - \beta_{02}) - (C'_{F2} + C'_{F1} + \overline{C_{p01}} - \overline{C_{p02}}) \quad (5.25)$$

O coeficiente de pressão reversível é obtido por aplicação da equação de Bernoulli:

$$C_R = \alpha_1 - \alpha_2\sigma^2 \quad (5.26)$$

onde $\alpha \equiv u^3 / \bar{u}^3$ é o factor de forma da energia, White (1994). Este factor é calculado por integração dos perfis de velocidade nas respectivas secções; perfis obtidos nas simulações numéricas.

O coeficiente de atrito irreversível é obtido da combinação das equações (5.15), (5.22), (5.23) e (5.24).

$$C_{IC} = \alpha_1 - \alpha_2\sigma^2 - C_F - 2(\beta_1 - \beta_{01}) + 2\sigma^2(\beta_2 - \beta_{02}) + C'_{F2} + C'_{F1} + \overline{C_{p01}} - \overline{C_{p02}} \quad (5.27)$$

Esta expressão pode ser reescrita na forma de soma de coeficientes:

$$C_{IC} = C_R - (\Delta C_F + \Delta C_\beta - \Delta C_{p0}) \quad (5.28)$$

Na equação (5.28), ΔC_β representa o efeito da distorção do perfil de velocidade na entrada (entre 1 e 01), mais o efeito na saída (entre 02 e 2) ($\Delta C_\beta = \Delta C_{\beta1} + \Delta C_{\beta2}$). O

termo ΔC_{p0} quantifica os efeitos da não uniformidade da pressão nas secções de entrada e de saída da célula ($\Delta C_{p0} = (\overline{C_{p01}} - \overline{C_{p02}})$). O termo ΔC_F traduz o efeito do atrito nas paredes pois existe uma diferença entre os efeitos viscosos reais e os efeitos viscosos característicos de um escoamento totalmente desenvolvido na entrada e saída. Assim, para o cálculo de ΔC_F é necessário conhecer os valores dos coeficientes para escoamento desenvolvido, C_F e de fricção real nas paredes, C'_F :

$$\Delta C_F = \Delta C_{F1} + \Delta C_{F2} \quad (5.29)$$

com

$$\Delta C_{F1} = C_{F1} - C'_{F1} \quad \Delta C_{F2} = C_{F2} - C'_{F2} \quad (5.30)$$

De notar que os coeficientes de fricção para escoamento completamente desenvolvido são definidos por:

$$C_{F1} = \frac{\Delta p_{F1}}{\frac{1}{2} \rho \bar{u}_1^2} = \frac{f_1 \frac{L_1}{D_{h1}} \frac{\bar{u}_1^2}{2} \rho}{\frac{1}{2} \rho \bar{u}_1^2} = f_1 \frac{L_1}{D_{h1}} \quad C_{F2} = \frac{\Delta p_{F2}}{\frac{1}{2} \rho \bar{u}_1^2} = \frac{f_2 \frac{L_2}{D_{h2}} \frac{\bar{v}_2^2}{2} \rho}{\frac{1}{2} \rho \bar{u}_1^2} = \sigma^2 f_2 \frac{L_2}{D_{h2}} \quad (5.31)$$

Os factores de correcção β_{0i} e $\overline{C_{p0i}}$ são calculados por integração numérica dos perfis de velocidade e de pressão; obtidos nas simulações numéricas para as secções i ($i=1,2$). Os valores dos factores de forma de energia, α , e de quantidade de movimento, β , usados nas equações acima apresentadas (secções 1 e 2) são apresentados na tabela seguinte:

Tabela 5.2 – Valores dos factores de forma de energia e quantidade de movimento nas secções 1 e 2 para diferentes valores do índice de pseudoplasticidade.

n	α_1	α_2	β_1	β_2
1	1.63	1.55	1.22	0.48
0.8	1.58	1.49	1.21	0.47
0.6	1.51	1.43	1.19	0.46
0.4	1.44	1.34	1.16	0.45
0.2	1.32	1.23	1.12	0.43

Os valores do coeficiente de atrito, C_{IC} , estão representados na Figura 5.23 em função do número de Reynolds de Kozicki (Re^*) e do índice de pseudoplasticidade (n). Este

coeficiente de atrito obtido através da teoria unidimensional, C_{IC} , é resultado da equação (5.27), com as várias contribuições quantificadas após o processamento dos dados das simulações numéricas com a malha M30(a). Analisando a Figura 5.23, verifica-se que existe uma relação inversamente proporcional entre C_{IC} e o número de Reynolds para cada valor de n . Também se constata uma redução de C_{IC} com o aumento da pseudoplasticidade (diminuição do índice).

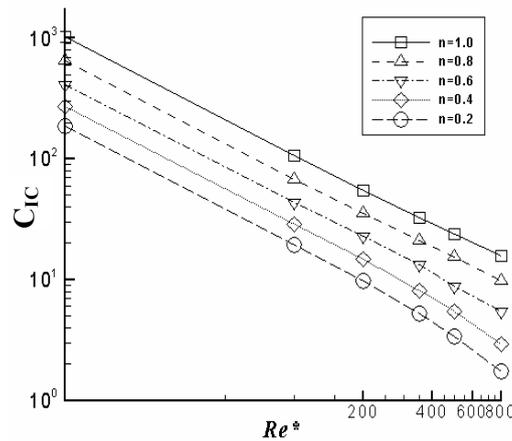


Figura 5.23: C_{IC} (valores da teoria unidimensional) função do número de Reynolds para diferentes valores de n .

Coeficiente de perda de carga obtido directamente por simulação numérica (C_I)

Obtenção directa do coeficiente de perda de carga através dos valores de simulação. O valor do coeficiente de perda de carga obtido por simulação numérica (C_I) é determinado através da variação de pressão obtida na solução numérica das equações de Navier-Stokes. Da equação de energia entre as secções 1 e 2, áreas de escoamento completamente desenvolvido (ver Figura 5.2), vem:

$$p_1 + \frac{1}{2} \rho \alpha_1 \bar{u}_1^2 + \rho g z_1 = p_2 + \frac{1}{2} \rho \alpha_2 \bar{v}_2^2 + \rho g z_2 + \Delta p_{F1} + \Delta p_{F2} + \frac{1}{2} \rho C_I \bar{u}_1^2 \quad (5.32)$$

Após simplificação obtêm-se as seguintes pressões extrapoladas para as secções 01 e 02, resultado das variações de pressão ao longo das regiões de escoamento completamente desenvolvido a montante e a jusante da parede inclinada:

$$\overline{p_{01}} \equiv p_1 - f_1 \frac{L_1}{D_{h1}} \rho \frac{\overline{u_1}^2}{2} \quad \overline{p_{02}} \equiv p_2 - f_2 \frac{L_2}{D_{h2}} \rho \frac{\overline{v_2}^2}{2} \quad (5.33)$$

Portanto, C_f é calculado usando a seguinte equação:

$$C_f = \frac{\overline{p_{01}} - \overline{p_{02}}}{\frac{1}{2} \rho \overline{u_1}^2} + \alpha_1 - \alpha_2 \sigma^2 = \left(\overline{C_{p01}} - \overline{C_{p02}} \right) + \alpha_1 - \alpha_2 \sigma^2 \quad (5.34)$$

em que $\overline{C_{p01}}$ e $\overline{C_{p02}}$ representam os coeficientes de pressão imediatamente a montante e a jusante da célula, respectivamente. Na Tabela 5.3, estão listados todos os valores dos coeficientes C_f e C_{fC} calculados em função de Re^* e a comparação entre ambos é apresentada graficamente na Figura 5.24, a qual constitui um dos objectivos deste estudo.

Tabela 5.3 – Valores dos coeficientes de atrito; C_{fC} modelo unidimensional e C_f simulação numérica.

n=1.0						
Re*	10	100	200	350	500	800
C_{fC}	1031.8	105.7	54.8	32.9	24.0	15.9
C_f	1393.9	139.9	70.4	40.6	28.7	18.4
$(C_f - C_{fC})/C_{fC}$	26%	24.5%	22.1%	18.9%	16.4%	13.9%
n=0.8						
Re*	10	100	200	350	500	800
C_{fC}	649.4	67.5	35.3	21.2	15.3	9.7
C_f	852.1	85.7	43.2	25.1	17.9	11.6
$(C_f - C_{fC})/C_{fC}$	23.8%	21.2%	18.3%	15.6%	14.4%	16.7%
n=0.6						
Re*	10	100	200	350	500	800
C_{fC}	415.9	43.8	23.0	13.3	8.4	5.4
C_f	523.6	52.8	27.0	15.6	10.2	6.9
$(C_f - C_{fC})/C_{fC}$	20.6%	17.1%	14.6%	14.7%	14.2%	21.1%
n=0.4						
Re*	10	100	200	350	500	800
C_{fC}	273.9	28.9	14.7	8.0	5.4	2.9
C_f	324.7	32.9	16.7	9.8	7.1	4.5
$(C_f - C_{fC})/C_{fC}$	15.6%	12.2%	12.0%	18.6%	23.1%	34.6%
n=0.2						
Re*	10	100	200	350	500	800
C_{fC}	189.1	19.5	9.7	5.2	3.4	1.7
C_f	205.6	20.8	10.6	6.2	4.1	2.3
$(C_f - C_{fC})/C_{fC}$	8.0%	6.4%	8.6%	15.2%	17.2%	22.8%

Para quase todos os números de Reynolds existe uma diferença de aproximadamente 18% entre os valores do coeficiente de atrito obtido com base no modelo unidimensional e por simulação numérica. Esta diferença é devida ao facto de o escoamento ser tridimensional. De facto, a teoria unidimensional difere dos valores

numericamente em cerca de 3% quando se trata de um escoamento significativamente menos tridimensional, como é o caso numa expansão súbita e como demonstrado por Oliveira e Pinho (1997), Oliveira et al. (1998b) e por Pinho et al. (2003) para fluidos não newtonianos puramente viscosos. De qualquer forma a diferença não invalida uma análise das várias contribuições para o C_{IC}

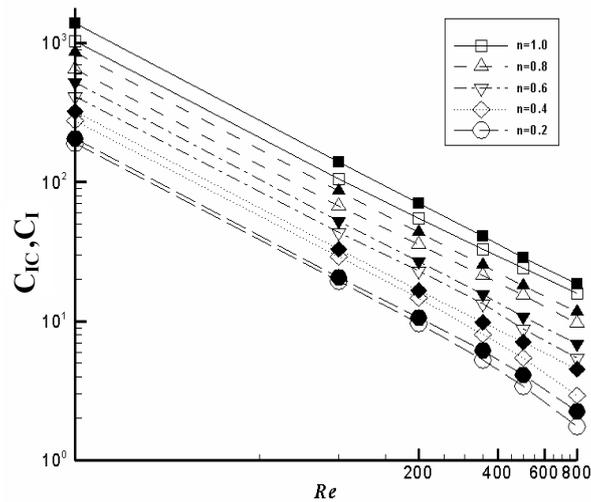


Figura 5.24: C_{IC} e C_I função do número de Reynolds para diferentes valores de n . Símbolos a cheio correspondem a valores do coeficiente de atrito obtidos por simulação numérica (C_I), símbolos abertos a valores do coeficiente de atrito obtidos com o modelo unidimensional (C_{IC}).

Contribuições para o cálculo do coeficiente de perda de carga (C_{IC})

Usando os resultados das simulações numéricas, cada termo da equação (5.28) ($\Delta C_F, \Delta C_\beta, \Delta C_R$ e ΔC_p) pode ser quantificado, numa tentativa de explicar as várias contribuições para o valor de C_{IC} .

As contribuições devidas ao escoamento não desenvolvido na entrada (ΔC_{F1}) e na saída da célula (ΔC_{F2}) encontram-se representadas na Figura 5.25 (a) para o caso de $n=1$ (fluido newtoniano). O escoamento é dominado por efeitos de inércia, portanto a contribuição de ΔC_{F1} é pequena a baixos números de Reynolds e diminui para valores negligenciáveis à medida que o número de Reynolds aumenta. A principal contribuição para o factor de correcção de fricção total é devida a ΔC_{F2} , em particular a baixos números de Reynolds. Este comportamento deve-se ao facto do escoamento na parte

inicial da conduta rectangular de saída não estar desenvolvido. Portanto ΔC_{F2} nunca pode ser considerado negligenciável, e como é mostrado na secção seguinte, este termo é o mais significativo na equação (5.28).

A correcção devido à não uniformidade na distribuição da pressão nas secções de entrada e de saída da célula, ΔC_{p0} , são apresentadas na Figura 5.25 (b), onde se verifica que este termo é relevante somente a baixos números de Reynolds. As contribuições para ΔC_{p0} das secções de entrada e de saída são similares.

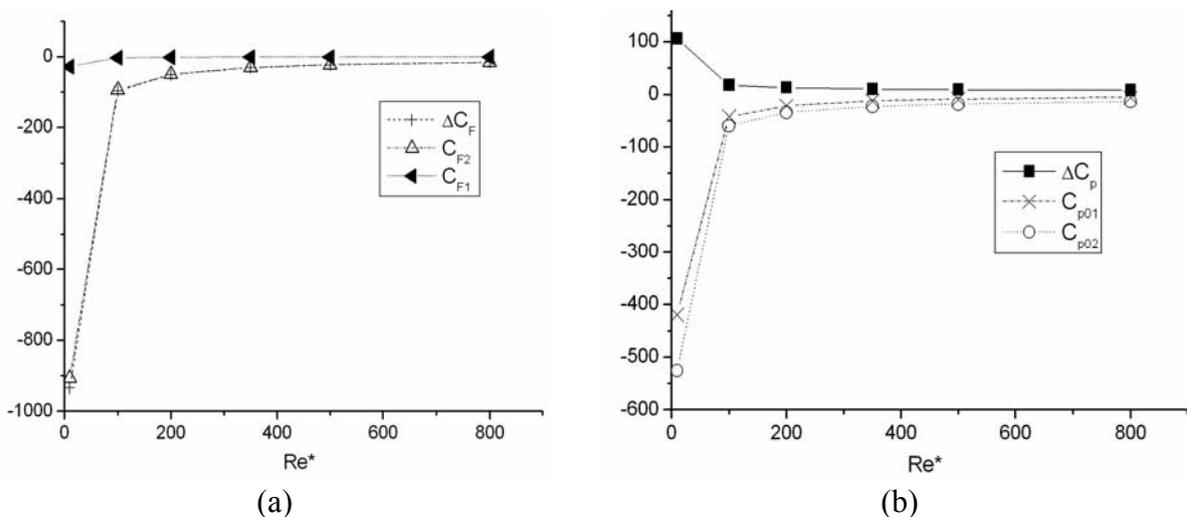


Figura 5.25: (a) valores de ΔC_F , ΔC_{F1} , e ΔC_{F2} versus número de Reynolds ($n=1$); (b) valores ΔC_p , ΔC_{p01} e ΔC_{p02} versus número de Reynolds ($n=1$).

Na Figura 5.26 (a) estão representadas todas as contribuições para o coeficiente de atrito e na Figura 5.26 (b) é feito um zoom da Figura 5.26 (a). Para todos os números de Reynolds, a contribuição mais importante é a de ΔC_F enquanto que a contribuição de ΔC_β é claramente negligenciável. Finalmente, o termo reversível C_R é constante e pode ser considerado desprezável a baixos Reynolds, mas torna-se importante à medida que todos os termos correctivos diminuem com o número de Reynolds.

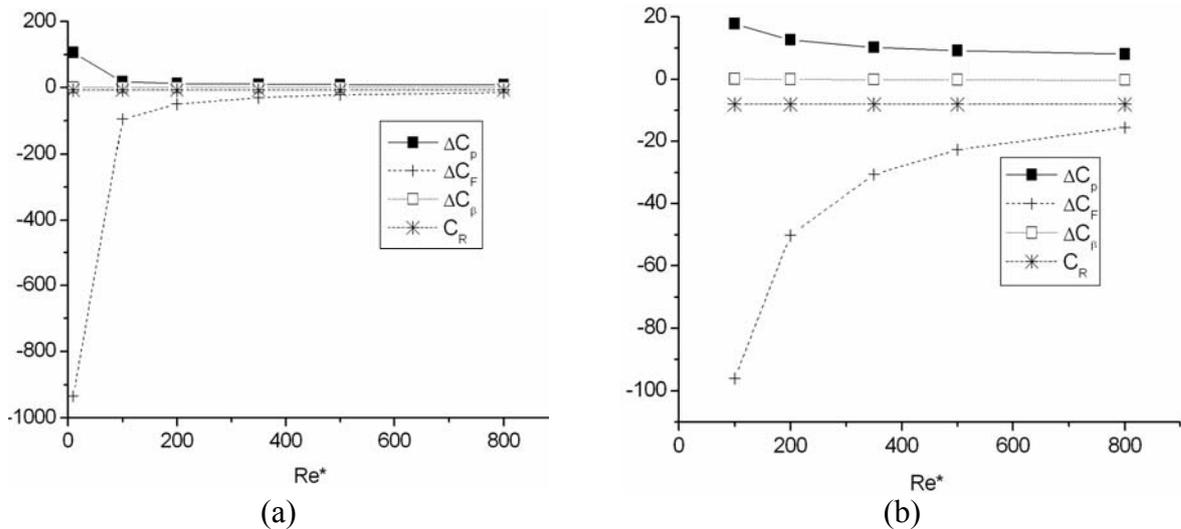


Figura 5.26: (a) ΔC_F , ΔC_p , ΔC_β e C_R versus número de Reynolds ($n=1$); (b) zoom de ΔC_F , ΔC_p , ΔC_β e C_R versus número de Reynolds ($n=1$)

5.12 Estudo paramétrico do comprimento de recirculação tridimensional

Nesta secção é apresentada a variação do comprimento de recirculação com o número de Reynolds e com o índice de reofluidificação (n), pretendendo-se igualmente avaliar os efeitos do escoamento tridimensional nesta zona. Todos os resultados a seguir apresentados são de simulações numéricas realizadas com a malha M30a) referida anteriormente.

Na Figura 5.27 (a) apresenta-se o comprimento de recirculação (X_R/H) ao longo da direcção z para fluidos newtonianos em função do número de Reynolds. O comprimento de recirculação é quase sempre constante ao longo da direcção z , e o desaparecimento da zona de separação do escoamento é devida aos efeitos da parede lateral. O comprimento transversal desta região vai diminuindo com o aumento do número de Reynolds sugerindo assim que os efeitos tridimensionais estão intimamente relacionados com a inércia. Para $Re^*=100$ a região central ocupa 70% do comprimento transversal (z) da célula, decrescendo para 50% para $Re^*=800$. É interessante notar que o valor mais elevado de X_R/H não se encontra no plano central mas sim na região próxima do final da região de separação. Este efeito é pequeno, mas é notório principalmente a elevados números de Reynolds.

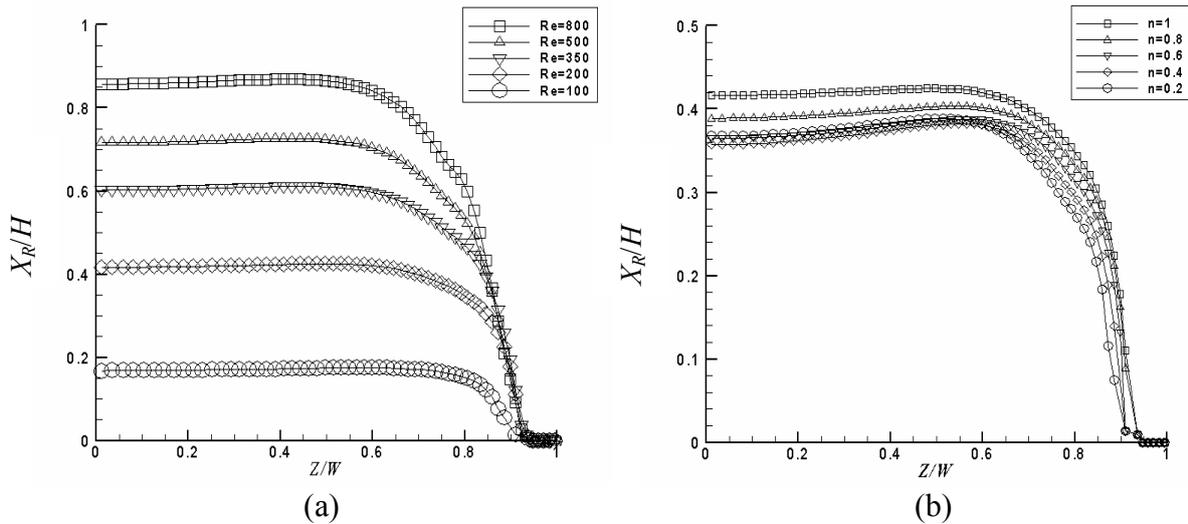


Figura 5.27: Comprimento de recirculação (X_R) ao longo da direcção z ; (a) fluidos newtonianos ($n=1$); (b) $Re^*=200$ versus n .

Para os fluidos não newtonianos o comportamento torna-se bastante mais complicado devido aos efeitos combinados da inércia, paredes laterais e reofluidificação. Para um número de Reynolds constante de 200, a Figura 5.27 (b) apresenta a variação de X_R para diferentes valores de n . Na zona central da conduta ($z/W=0$ a $z/W=0.6$) a pseudoplasticidade reduz o comprimento de recirculação excepto para valores muito baixos em que volta a aumentar (veja-se a variação entre $n=0.4$ e $n=0.2$). A variação relativa junto às paredes laterais é sempre mais elevada do que na parte central da célula. Note-se também que a reofluidificação provoca o aparecimento de um ligeiro aumento dos valores de X_R a $z/W \approx 0.6$, reduzindo a largura da região central de valores constantes de X_R . Este comportamento complexo é mais simples para valores elevados de Reynolds. A variação do comprimento de recirculação no plano central ($z/W=0$) está representado na Figura 5.28 em função de Reynolds e da pseudoplasticidade. Para $Re^*=800$, o comportamento é essencialmente o oposto ao descrito para $Re^*=200$: a zona de separação é menor para fluido newtoniano ($n=1$) e maior para o fluido mais pseudoplastico ($n=0.2$). Em conclusão, o comprimento de recirculação aumenta sempre com o número de Reynolds independentemente da intensidade de pseudoplasticidade. Em consequência, para elevados números de Reynolds a reofluidificação tem um efeito mais intenso, mas o efeito é não linear, do que a baixos números de Reynolds e a zona de recirculação atinge o máximo comprimento.

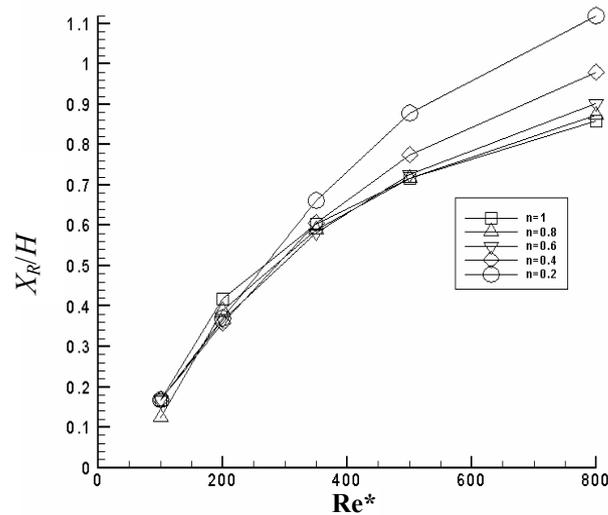


Figura 5.28: Comprimento de recirculação função de Re^* para diversos valores de n e $z/W=0$

5.13 Estudo da influência da altura da conduta rectangular de saída

Realizou-se também um estudo da influência da altura do canal de saída, h , sobre o comprimento de recirculação.

Na Figura 5.29 (a) e (b) apresenta-se a variação do comprimento de recirculação (X_R/H) ao longo da direcção z para fluidos newtonianos e em função do número de Reynolds, mas agora para um canal de saída com altura de $h=2\text{mm}$ ($D/H=0.686$) e $h=6\text{mm}$ ($D/H=0.886$), respectivamente (D representa a distancia da saída da conduta rectangular ao prato de impacto). Para uma altura de canal $h=2\text{mm}$ (Figura 5.29 (a)) e para um número de Reynolds de Kozicki de 100 não existe região de separação do escoamento. Para este valor de h observa-se uma região em que X_R/H assume valores constantes ao longo da direcção z , para além de um máximo local a sensivelmente $z/W=0.6$. A extensão desta região central diminui com o aumento do número de Reynolds, contudo, independentemente do número de Reynolds, a extensão desta zona é menor do que para $h=4\text{ mm}$ (ver Figura 5.27 (a)). Para $Re^*=200$ a região central ocupa entre 40% a 60% da direcção da largura W da célula, decrescendo para 20% a 40% a $Re^*=800$. Consta-se de igual forma do que para $h=4\text{ mm}$, o valor mais elevado de X_R/H não se encontra no plano central ($z/W=0$) mas sim na região onde os efeitos tridimensionais são detectados. Ora, este efeito é agora bastante mais intenso do que o observado para $h=4\text{ mm}$, significando que os efeitos tridimensionais são mais intensos quanto menor a altura

da saída. Em termos de grandeza, os valores de comprimento de recirculação são inferiores aos obtidos para $h=4$ mm.

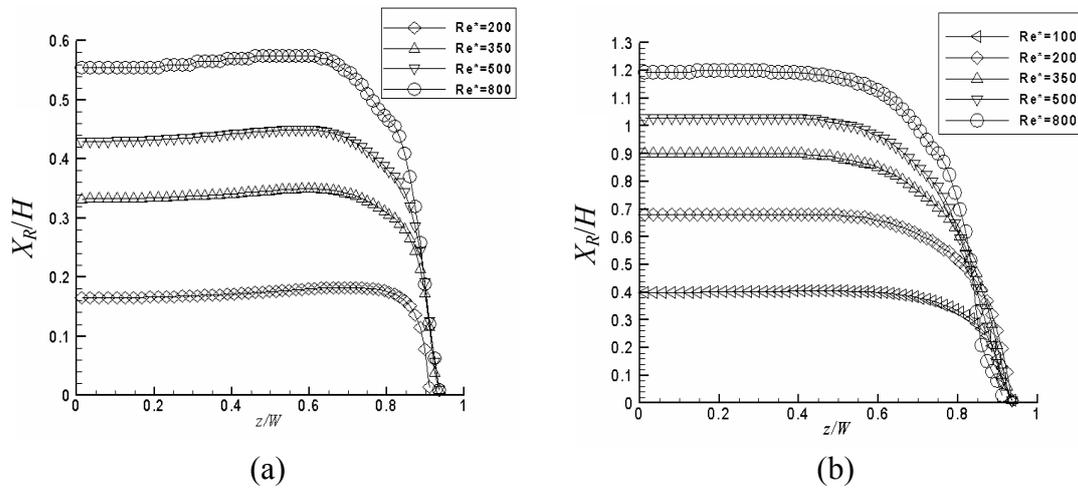


Figura 5.29: Comprimento de recirculação (X_R/H) função de Re^* ao longo da direcção z , $n=1$; (a) $h=2$ mm; (b) $h=6$ mm.

Para uma altura de canal $h=6$ mm (Figura 5.29 (b)) já se observa para $Re^*=100$ uma região de separação do escoamento. A extensão da região em que X_R/H assume valores constantes diminui com o aumento do número de Reynolds (para $Re^*=100$ a região central ocupa 50% a 60% da direcção z do canal, decrescendo para 30% a 40% para $Re^*=800$) e é menor do que a observada para $h=4$ mm.

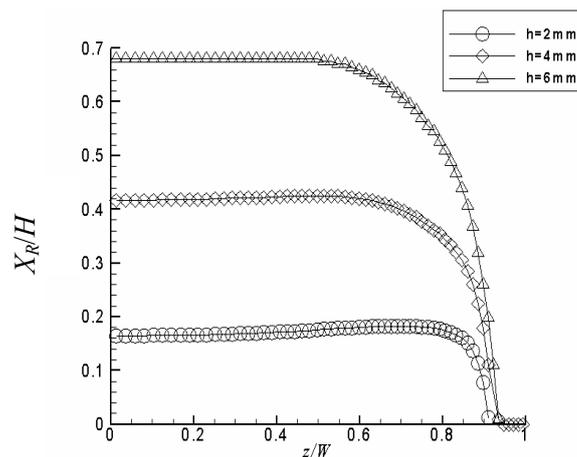


Figura 5.30: Comprimento de recirculação (X_R/H) ao longo da direcção z para $h=2$ mm, $h=4$ mm e $h=6$ mm; $n=1$ $Re^*=200$.

Para $h=6$ mm já não se vê o pico de X_R/H junto à parede, o que está de acordo com a tendência que se observou em que esse pico diminui com o aumento de h . Isto é mais

notório na Figura 5.30 que compara directamente resultados para o mesmo número de Reynolds ($Re^*=200$) e diferentes alturas do canal de saída.

Em termos de grandeza, os valores de comprimento de recirculação para $h=6$ mm são superiores aos obtidos para as outras duas alturas de canal estudadas $h=2$ mm $h=4$ mm. É interessante realçar que o fim da zona de separação ($X_R/H=0$) é independente do número de Reynolds e da altura do canal de saída, ocorrendo para $z/W \approx 0.95$. Não é de todo surpreendente que assim seja pois a diminuição de h conduz a um aumento das acelerações e da energia cinética na célula gerando assim um gradiente de pressão ainda mais favorável e por consequência uma recirculação mais curta. Quando h é elevado a aceleração e o aumento de energia cinética são menos intensos gerando gradientes de pressão menos favoráveis e mais propícios a uma separação.

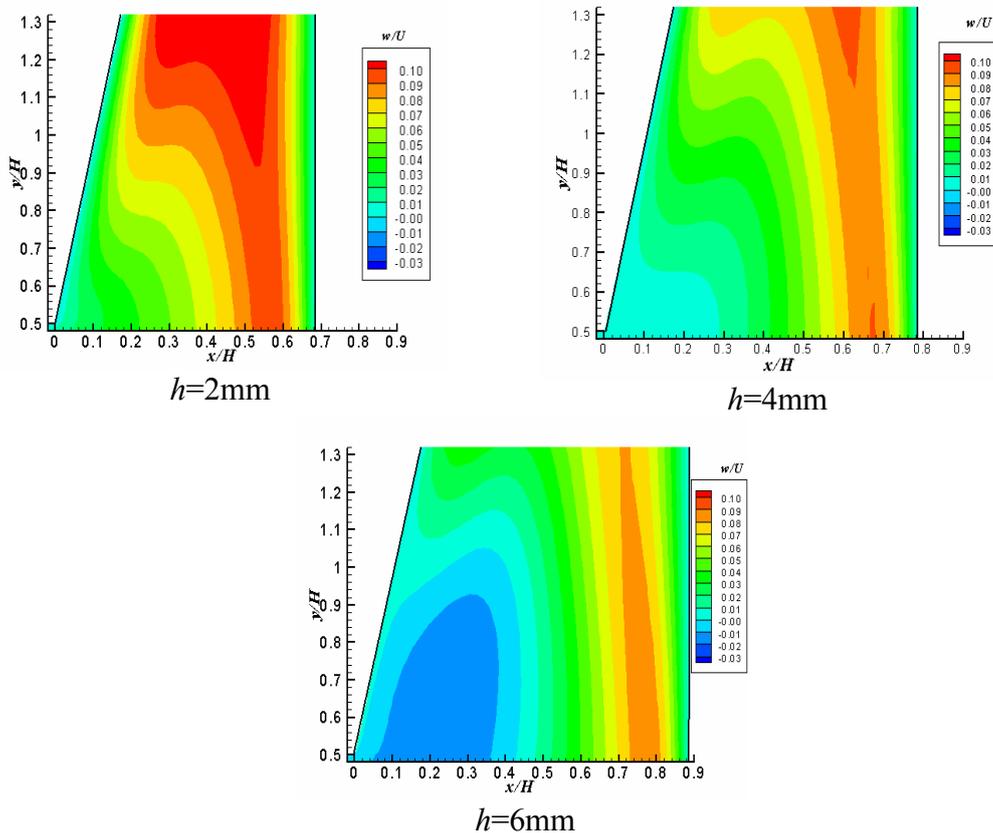


Figura 5.31: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0.77$ para três alturas do canal de saída: $h=2$ mm, $h=4$ mm, $h=6$ mm.

Com o intuito de compreender melhor a ocorrência do valor mais elevado do comprimento de recirculação no final da zona de separação do escoamento, para valores mais baixos de altura do canal de saída, determinaram-se os diagramas de contorno da

componente transversal de velocidade (w/U) em vários planos z/W para as três alturas da conduta rectangular de saída estudadas. Esse estudo é apresentado na Figura 5.31 à Figura 5.33 para os planos $z/W=0.77$, $z/W=0.46$ e $z/W=0$, respectivamente.

Na Figura 5.31 ($z/W=0.77$) constata-se que a componente transversal de velocidade, na região de separação do escoamento, aumenta de intensidade à medida que se diminui a altura do canal de saída. A evolução é idêntica no plano $z/W=0.46$ (ver Figura 5.32). Este comportamento ocorre não só na região de separação do escoamento, como em toda a célula.

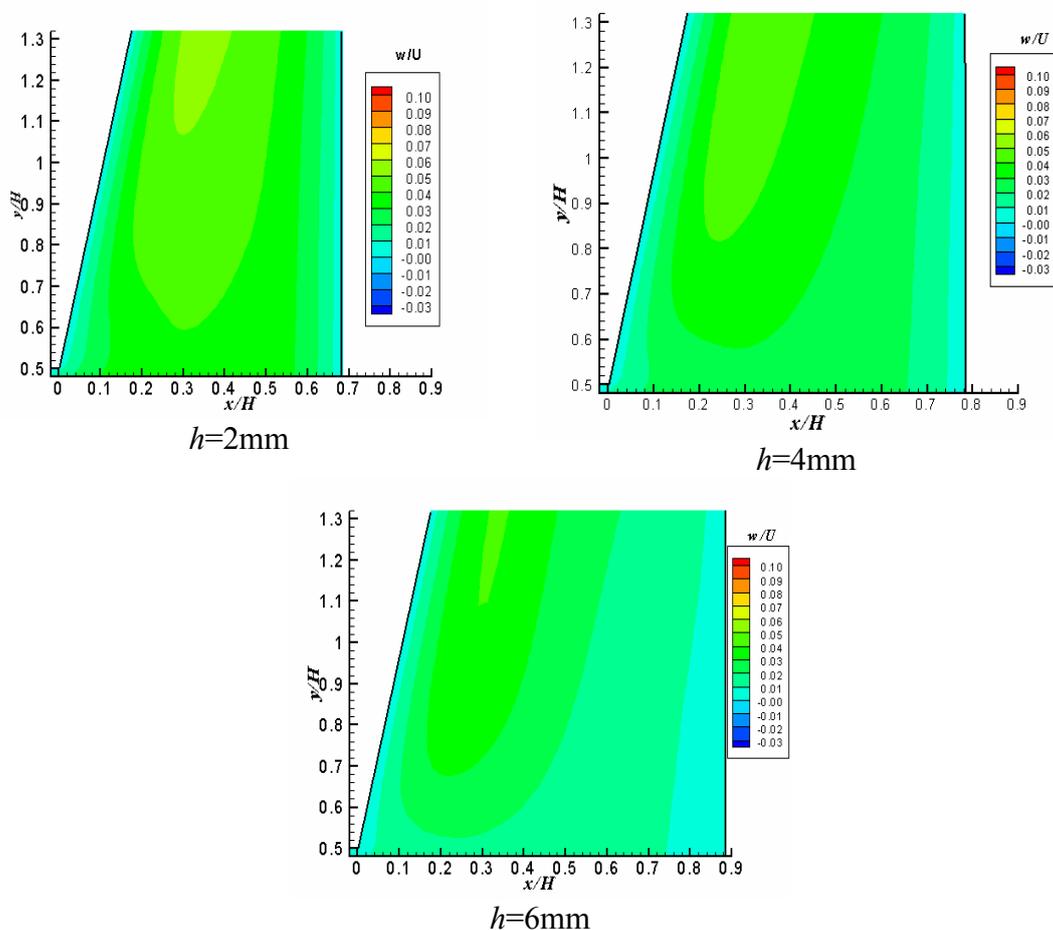


Figura 5.32: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0.46$ para três alturas do canal de saída: $h=2\text{ mm}$, $h=4\text{mm}$, $h=6\text{mm}$.

A consequência imediata da diminuição da componente transversal de velocidade é a diminuição do passo do movimento helicoidal na região de separação do escoamento. Verifica-se ainda que o fluxo transversal de parede é intensificado à medida que se aumenta a altura do canal de saída, i.e., os efeitos da parede lateral

repercutem-se a uma distância superior. No plano central ($z/W=0.0$) a componente transversal de velocidade é zero para todas as alturas do canal de saída como seria de esperar, portanto na Figura 5.33 é apresentado somente uma representação para $h=2\text{mm}$.

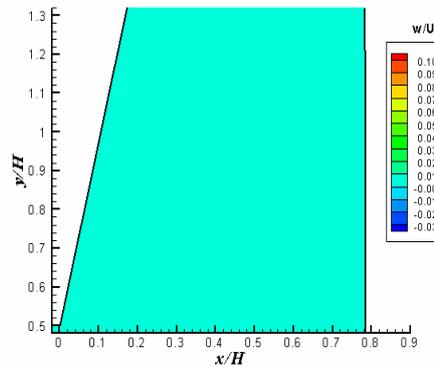


Figura 5.33: Contorno da componente transversal da velocidade (w/U) no plano $z/W=0$ para uma altura do canal de saída de $h=2$ mm.

Desta análise pode-se concluir que o comprimento de recirculação (X_R/H) aumenta com o aumento da altura do canal de saída e que a componente transversal de velocidade diminui com o aumento da altura do canal de saída. Verificando-se que para a maior altura de canal de saída observa-se uma menor intensidade da componente transversal da velocidade (w/U). A diminuição da região em que o comprimento de recirculação é constante fica a dever-se ao facto do fluxo transversal, vindo da parede lateral, aumentar de intensidade e quanto à diminuição de w/U com o aumento de h esta poderá estar ligada a uma diminuição acentuada da relação entre a área de atrito e o volume de fluido existente na zona de topo. Quando h é pequeno os topos terão provavelmente um efeito de atrito mais intenso nessa região do fluido que geram gradientes mais intensos de pressão segundo z .

5.14 Conclusões

Este estudo numérico que utilizou a formulação de volumes finitos e uma malha com uma incerteza numérica de 5% permitiu realizar uma série de cálculos e de estudos paramétricos.

A validação com os resultados experimentais e analíticos mostrou que para escoamento de fluidos newtonianos existe uma boa concordância entre eles sendo a máxima diferença em termos dos perfis de velocidade da ordem de 5%. Para fluidos não

newtonianos Para fluidos não newtonianos viscosos os perfis numérico e experimentais apresentaram uma diferença máxima de 10%.

O cálculo da perda de carga mostrou que C_I diminui com o número de Reynolds e com a reofluidificação. O recurso a uma teoria unidimensional inspirada em Oliveira e Pinho (1997) mostrou que das várias contribuições para o coeficiente de atrito a mais importante é a que está associada directamente ao atrito viscoso na parede (ΔC_F) enquanto que a contribuição de distorção dos perfis de velocidade (ΔC_β) é claramente negligenciável. Verificou-se também que existe uma diferença de aproximadamente 18% entre os valores do coeficiente de atrito obtido com base no modelo unidimensional C_{IC} e valores mais correctos obtidos por simulação numérica.

Este estudo numérico permitiu também caracterizar em mais profundidade o padrão de escoamento na célula em regime laminar, verificando a existência da zona de separação do escoamento, assim como um fluxo transversal de parede. As tensões τ_{xy} e τ_{yy} máximas ocorrem na zona de estagnação do prato de impacto e a pressão também é máxima no ponto de estagnação. Na parede inclinada a pressão é máxima no bordo de ataque.

Realizou-se um estudo da variação do comprimento de recirculação com a pseudoplasticidade do fluido, com a altura do canal de saída e com o número de Reynolds. Para baixos números de Reynolds ($Re^*=200$) a pseudoplasticidade reduz o comprimento de recirculação na zona entre $z/W=0$ e $z/W=0.6$ excepto no caso do valor mais baixo de n ($n=0.2$). A pseudoplasticidade provoca igualmente o aparecimento de um ligeiro aumento dos valores de X_R a $z/W \approx 0.6$, reduzindo a largura da região central de valores constantes de X_R . Para elevados números de Reynolds ($Re^*=800$) o comportamento já é o inverso, verificando-se que a pseudoplasticidade aumenta o comprimento de recirculação. Esta inversão resulta de facto do diferente grau de não-linearidade de comprimento X_R/H versus Re^* para diferentes valores de n . Note-se que as simulações efectuadas, embora em regime laminar, consideram escoamentos onde a inércia é significativa ($10 \leq Re^* \leq 800$).

Do estudo com diferentes alturas do canal de saída conclui-se que o comprimento de recirculação (X_R/H) aumenta com o aumento da altura do canal de saída, mas a componente transversal de velocidade diminui. Isto afecta os níveis de variação de energia cinética que modificam as intensidades dos gradientes longitudinais de pressão. Quando o estrangulamento na saída é maior, a energia cinética aumenta

mais e o gradiente de pressão fica mais favorável reduzindo-se o comprimento de recirculação e vice-versa. Verificando-se que para a maior altura de canal de saída observa-se uma menor intensidade da componente transversal da velocidade (w/U). A diminuição da componente transversal de velocidade fica a dever-se ao facto do fluxo transversal vindo da parede lateral aumentar de intensidade diminuindo assim a região em que o comprimento de recirculação é constante.

6 Fecho da tese

6.1 Conclusões

Como já se teve oportunidade de referir, os jactos de impacto são importantes em variadíssimas aplicações industriais, pois providenciam elevadas taxas de transferência de calor e de massa. Em particular, os jactos de impacto planos resultam numa maior zona de impacto e garantem uma maior uniformidade, como no caso de arrefecimento de componentes electrónicos. Algumas aplicações industriais dos jactos de impacto são por exemplo: o arrefecimento das pás de turbinas, o arrefecimento de metais na indústria siderúrgica, a tempera de vidro, vários processos de arrefecimento na indústria do papel, na indústria têxtil, na indústria alimentar e na indústria de componentes electrónicos, entre outras.

Esta dissertação que é de carácter marcadamente experimental, teve como grande objectivo iniciar a investigação de escoamentos newtonianos e não newtonianos com jactos de impacto planos com paredes inclinadas e abordou somente aspectos do comportamento global dos escoamentos complementado com um estudo numérico para fluidos newtonianos generalizados. Para tal foi projectada e implementada uma instalação experimental que permitiu determinar o campo de velocidade e a intensidade de turbulência na célula de impacto. Os métodos numéricos e experimentais mostraram-se adequados à concretização dos objectivos propostos. As principais conclusões passam a ser enunciadas e conclui-se esta tese com um conjunto de sugestões para trabalhos futuros.

Análise experimental

Do ponto de vista experimental, utilizou-se água e uma mistura de glicerina-água no sistema com fluidos com características reológicas newtonianas, de forma a alcançar o regime de escoamento turbulento e laminar, respectivamente. Os fluidos viscoelásticos foram soluções aquosas de goma de xantano e poliacrilamida.

O estudo de caracterização reológica permitiu constatar que as soluções não newtonianas apresentam um comportamento marcadamente pseudoplástico, consequência do elevado peso molecular dos aditivos. Ambas as soluções apresentam uma elasticidade moderada, sendo a solução de poliacrilamida mais elástica que a solução de goma de xantano. Para a goma de xantano a elasticidade moderada foi observada para tensões de corte superiores a 1.7Pa. Para a poliacrilamida o estado de elasticidade moderada foi observado para tensões de corte superiores a 0.06 Pa. Verificou-se que as funções materiais da solução de goma de xantano não sofrem uma considerável variação ao longo de três dias de bombagem, existindo uma variação inferior a 5% em qualquer das funções materiais. Já a solução de poliacrilamida é fortemente sensível à degradação mecânica com as propriedades a sofrerem reduções significativas durante os ensaios, o que limitou o seu uso a experiências curtas.

O estudo hidrodinâmico consistiu na análise do desenvolvimento do escoamento na conduta de entrada, verificação da simetria relativamente aos planos $z=0$ e $y=0$ e na caracterização do escoamento na célula incluindo o estudo do efeito do prato de impacto, assim como o estudo da desaceleração do escoamento na célula e na conduta de entrada. Verificou-se que para todos os fluidos e para os vários regimes de escoamento estudados e em termos de velocidades médias e turbulentas, que existe simetria relativamente aos dois planos centrais de simetria geométrica $z=0$ e $y=0$, quer na conduta de entrada, quer na célula e que na conduta rectangular de entrada a presença das paredes laterais não é sentida na parte central da conduta.

Para o regime turbulento newtoniano ($Re=13750$), observou-se e quantificou-se a existência de uma zona de separação do escoamento junto à parede inclinada e assim o escoamento ficou aqui dividido em duas zonas: a zona de impacto ou de estagnação e a zona de escoamento vertical, onde existe uma região de separação do escoamento. Na zona de impacto existe uma forte desaceleração da componente longitudinal da velocidade. Na camada de corte existente entre a zona de separação e o jacto central há

uma região de elevada turbulência. As visualizações do escoamento usando um fluido traçador e pequenas bolhas de ar mostraram a existência de um movimento secundário helicoidal do fluido, originário no plano central da célula ($z/W=0$) e com término numa região próxima da parede lateral. Antes de atingir as paredes laterais, o fluido em movimento helicoidal sai da zona de separação, e mistura-se com o fluido proveniente do escoamento principal criando um jacto vertical de parede.

Para o regime laminar newtoniano ($Re=136$ e $Re=275$), a influência do prato de impacto é idêntica ao caso de regime turbulento, verificando-se que o efeito do prato na posição $x/H=-0.4$ é relativamente fraco, com valores da velocidade a diferirem dos de escoamento desenvolvido em menos de 2.5%. Visualizações do escoamento mostraram que embora a $Re=136$ não exista nenhuma zona de separação do escoamento dentro da célula, esta é visível no plano central para $Re>208$. Tal como em regime turbulento as visualizações ($Re=275$) mostraram a existência de um movimento secundário helicoidal do fluido. O jacto de parede inclinada em regime laminar é de menor intensidade que o regime turbulento. Para os fluidos newtonianos observou-se que a diminuição da inércia conduz a uma diminuição da dimensão da recirculação para o escoamento na célula.

Em termos de soluções não newtonianas ($Re^*=200$), observou-se em ambas as soluções igualmente a existência do movimento helicoidal tridimensional na região de separação do escoamento, assim como se constatou a existência da zona de separação de escoamento com um comprimento normalizado de $X_R/H=0.35$ e de $X_R/H=0.3$, para as soluções de XG e de PAA respectivamente. Este aumento do comprimento de recirculação poderá ter como consequência o aumento da transferência junto ao prato de impacto.

O estudo da influência do prato de impacto nos perfis de velocidade na conduta de entrada permitiu constatar que com fluidos newtonianos a inércia do escoamento não tem um efeito significativo em termos da influência do prato de impacto pois a diferença do perfil de velocidades relativamente a escoamento desenvolvido é idêntica em regime laminar e em regime turbulento. Para as soluções não newtonianas verifica-se que o efeito do prato de impacto se faz sentir a uma distância superior, constatando-se assim que quanto mais elástico for fluido, o efeito do prato de impacto faz-se sentir a uma distância superior. Para a solução de goma de xantano em regime laminar ($Re^*=200$) verifica-se que os valores de velocidade na posição $x/H=-0.4$ diferem de aproximadamente 5% relativamente dos valores do perfil de velocidade de escoamento desenvolvido, diferença que é superior à obtida no caso do regime laminar newtoniano.

Para a solução de poliacrilamida constatou-se que a influência do prato de impacto faz-se sentir a uma distância superior à obtida para a solução de goma de xantano, pois a diferença entre os perfis de velocidade escoamento perfeitamente desenvolvido e na posição $x/H=-0.4$ é superior à obtida para goma de xantano. Esta diferença é agora à volta de 10% na parte central da conduta rectangular.

Em termos de cálculos de desaceleração do escoamento verificou-se que a desaceleração não é tão intensa junto ao prato de impacto para a solução de PAA, contudo verificou-se que a elasticidade antecipa essa desaceleração ainda no interior da conduta.

Análise numérica

Este estudo numérico que utilizou a formulação de volumes finitos e uma malha com uma incerteza numérica de 5% permitiu realizar uma série de cálculos. Primeiramente efectuou-se a validação do código numérico por comparação dos perfis de velocidade obtidos numericamente e experimentalmente em várias secções da geometria. Esta comparação foi muito boa, pois verificou-se que a diferença de velocidade máxima para os sistemas newtoniano e não newtoniano em regime laminar foi no máximo de 5% e 10% respectivamente. Permitindo assim concluir que o programa de cálculo numérico prevê razoavelmente os resultados obtidos experimentalmente. Seguidamente o estudo numérico assentou num estudo paramétrico do comprimento de recirculação da região de separação do escoamento e da perda de carga introduzida pela célula. Esse estudo numérico estudou a influência da inércia do escoamento, da pseudoplasticidade do fluido assim como da altura da conduta rectangular de saída. Seguidamente o estudo numérico analisou a influência da inércia do escoamento, da pseudoplasticidade do fluido assim como da altura da conduta rectangular de saída em termos do comprimento de recirculação da região de separação do escoamento e da perda de carga introduzida pela célula.

Através da teoria unidimensional desenvolvida por Oliveira e Pinho (1997) determinou-se as várias contribuições para o coeficiente de atrito verificando-se para todos os números de Reynolds que a contribuição mais importante é a de ΔC_F enquanto que a contribuição de ΔC_β é claramente negligenciável. Verificou-se também que

existe uma diferença de aproximadamente 18% entre os valores do coeficiente de atrito obtido com base no modelo unidimensional e por simulação numérica.

Este estudo numérico permitiu também efectuar a caracterização do padrão de escoamento na célula, verificando-se a existência da zona de separação do escoamento, assim como um fluxo transversal de parede. Observou-se ainda que as tensões τ_{xy} e τ_{yy} máximas no prato de impacto ocorrem na zona de estagnação e a pressão máxima no ponto de estagnação. Na parede inclinada o valor máximo de pressão ocorre no início, logo a seguir ao ejector.

Verificou-se que existe um aumento da dimensão da recirculação com o aumento da inércia. Para elevados números de Reynolds, a importância da pseudoplasticidade no comprimento de recirculação é mais acentuada e o efeito do número de Reynolds é fortalecido com a pseudoplasticidade do fluido. Verificou-se que a pseudoplasticidade, para baixos números de Reynolds ($Re^*=200$), reduz o comprimento de recirculação em toda a parte, excepto na zona entre $z/W=0$ e $z/W=0.6$ para o valor mais baixo de n ($n=0.2$). A pseudoplasticidade provoca igualmente o aparecimento de um ligeiro aumento dos valores de X_R a $z/W \approx 0.6$, reduzindo a largura da região central de valores constantes de X_R . Para elevados números de Reynolds ($Re^*=800$) o comportamento já é o inverso, verificando-se que a pseudoplasticidade aumenta o comprimento de recirculação. Do estudo com diferentes alturas do canal de saída conclui-se que o comprimento de recirculação (X_R/H) aumenta com o aumento da altura do canal de saída e que a componente transversal de velocidade diminui com o aumento da altura do canal de saída. Verificando-se que para a maior altura de canal de saída observa-se uma menor intensidade da componente transversal da velocidade (w/U). A diminuição da componente transversal de velocidade fica a dever-se ao facto do fluxo transversal vindo da parede lateral aumentar de intensidade diminuindo assim a região em que o comprimento de recirculação é constante.

Realizou-se também um ajuste dos resultados da solução de poliacrilamida através do modelo viscoelástico PTT. Este ajuste apresenta bons resultados, tornando-se no futuro realizar as simulações com este modelo, para verificar a sua validade.

Concluído que se encontra este trabalho vislumbra-se uma série infindável de trabalhos posteriores de bastante interesse quer em termos de estudo da mecânica de fluidos fundamental quer em termos de mecânica de fluidos aplicada. Essas sugestões de trabalhos futuros encontram-se apresentadas na secção seguinte.

6.2 Sugestões para trabalhos futuros

Após o presente estudo surgem, naturalmente, novas perspectivas de trabalhos que permitem dar continuidade aos estudos agora realizados. Apresentam-se de seguida, algumas sugestões nesse sentido. Na sequência imediata deste trabalho salientam-se as seguintes possibilidades:

O estudo do jacto de impacto da célula em regime turbulento não newtoniano deve ser desenvolvido, quer em termos de estudos experimentais quer em termos numéricos. Em termos experimentais na continuação do trabalho realizado deve-se estudar uma solução aquosa de goma de xantano em regime turbulento, assim como estudar em regime laminar e turbulento um outro fluido elástico mas mais resistente à degradação mecânica que o PAA, tais como o CMC.

O estudo da componente transversal (w) de velocidade torna-se necessário de forma a caracterizar completamente o movimento helicoidal existente na região de separação do escoamento, visualizado em termos experimentais e confirmado em termos numéricos. Para tal torna-se necessário a utilização de meios experimentais mais sofisticados que os utilizados neste trabalho, nomeadamente a utilização de um sistema de anemometria laser Doppler de maior potência. Utilização de outros sistemas de medição do campo de velocidade, nomeadamente o sistema PIV (“particle image velocimetry”) permitindo assim uma caracterização da hidrodinâmica do escoamento de uma forma mais célere e eliminando também as limitações físicas verificadas com sistema LDA principalmente na região próxima da parede inclinada, assim como na região do prato de impacto.

O estudo das características de fluidos newtonianos e não newtonianos em regime laminar e turbulento deve agora avançar para medições de grandezas de processo, nomeadamente, transferência de calor e massa, quer em termos experimentais quer em termos numéricos permitindo assim complementar o estudo hidrodinâmico aqui realizado. Neste âmbito, o passo seguinte será substituir o prato de impacto isotérmico existente por um outro aquecido, permitindo assim contabilizar a transferência de calor. O prato de impacto poderá também ser substituído por um prato de impacto permeável permitindo assim o estudo de transferência de massa. Esta facilidade de implementação de novos acessórios para novas linhas de investigação deve-se ao carácter modular que se adoptou no projecto desta instalação laboratorial.

Permitindo através de pequenas substituições de componentes abraçar novas linhas de investigação, de uma forma bastante simples.

Em termos numéricos seria uma excelente oportunidade o desenvolvimento de modelos numéricos de turbulência que previssem este escoamento. Devido a limitações de tempo não foi possível efectuar o estudo numérico dos modelos viscoelásticos ajustados e comparação com os resultados experimentais, sugerindo-se este estudo para trabalho futuro com vista a verificar se o modelo reológico prevê os resultados experimentais obtidos.

Numa perspectiva de longo prazo poder-se-á pensar no desenvolvimento de novas configurações de jactos de impacto. Mais precisamente a utilização de vários módulos de jactos de impacto planos, garantindo assim uma maior uniformidade da transferência de calor.

7 Referências

- Albrecht, H. E., N. Damaschke, M. Borys e C. Tropea (2003). Laser doppler and phase doppler measurement techniques, Springer.
- Al-Sanea, S. (1992). "A numerical study of the flow and heat transfer characteristics of an impinging laminar slot jet including crossflow effects." International Journal for Heat and Mass Transfer, **35**,(10): 2501-2513.
- Alves, M. A., P. J. Oliveira e F. T. Pinho (2003). "A convergent and universally bounded interpolation scheme for the treatment of advection." International Journal for Numerical Methods in Fluids, **41**: 665-679.
- Apostol, T. M. (1967). Calculus, John Wiley & Sons.
- Ashforth-Frost, S., K. Jambunatham e C. F. Whitney (1997). "Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet." Experimental Thermal and Fluid Science, **14**: 60-67.
- Barnes, H. A., J. F. Hutton e K. Walters (1989). An introduction to rheology, ELSEVIER.
- Barnes, H. A. e K. Walters (1985). "The yield stress myth?" Rheol. Acta, **24**: 323-326.
- Bazilevski, A. V., V. M. Entov, M. M. Lerner e A. N. Rozhkov (1997). "Failure of polymer solution filaments." Polym. Sci., **39**: 316-324.
- Becko, Y. (1976). Impingement cooling - A review. Brussels, Belgium.
- Belatos, S. e N. Rajaratnam (1973). "Plane turbulent impinging jets." J. Hydraul. Res., **11**: 29-59.
- Bemberis, I. e K. Neely (1986). "Ultrafiltration as a competitive unit process." Chem. Eng. Process.: 29-35.
- Biegelsen, D., A. Berlin, P. Cheung, M. Fromherz, D. Goldberg, W. Jackson, B. Preas, J. Reich e L. Swartz (2000). Airjet paper mover. SPIE Int. Symposium on Micromachining and Microfabrication.
- Bietelmal, A. H., M. A. Saad e A. Patel (2000). "The effect of inclination on the heat transfer between a flat surface and an impinging two-dimensional air jet." International Journal for Heat and Fluid flow, **21**: 156-163.
- Bird, R. B., R. C. Armstrong e O. Hassager (1987a). Dynamics of Polymeric Liquids Vol. 1 - Fluid Mechanics 2nd Ed. New York, John Wiley & Sons.
- Bird, R. B., R. C. Armstrong e O. Hassager (1996). Dynamics Of Polymeric Liquids - Volume 1, John Wiley & Sons.

- Bird, R. B., C. F. Curtiss, R. C. Armstrong e O. Hassager (1987b). Dynamics of polymeric liquids vol. 2- Kinetic Theory 2nd Ed. New York, John Wiley & Sons.
- Bird, R. B., W. E. Stewart e E. N. Lightfoot (2002). Transport Phenomena. New York.
- Bird, R. B. e J. M. Wiest (1995). "Constitutive equations for polymeric liquids." Annu. Rev. Fluid Mech., **27**: 169-193.
- Carreau, P. J. (1972). "Rheological equations from molecular network theories." Trans. Soc. Rheol., **16**: 99-127.
- Chen, Q. e V. Modi (1999). "Mass transfer in turbulent impinging slot jets." International Journal for Heat and Mass Transfer, **42**,(5): 873-887.
- Choi, M., H. S. Yoo, G. Yang, J. S. Lee e D. K. Sohn (2000). "Measurements of impinging flow and heat transfer on a semi-circular concave surface." International Journal for Heat and Mass Transfer, **43**: 1811-1822.
- Chou, Y. J. e Y. H. Hung (1994). "Impingement cooling of an isothermally heated surface with a confined slot jet." J. Heat Transfer, **116**: 479-482.
- Coelho, P. M. e F. T. Pinho (1998). "Comportamento reológico de algumas soluções aquosas diluídas de polímeros." Mecânica experimental, **13**: 51-60.
- Coleman, H. W. e W. G. Steele (1999). Experimentation and uncertainty analysis for engineers, John Wiley and Sons.
- Colman, D. A. e W. S. Mitchell (1991). "Enhanced mass transfer for membrane processes." Trans IChemE, **69**: 91-96.
- Dean, R. B. (1978). "Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow." J. Fluid Eng., **100**,(215).
- Donaldson, C. D. e R. S. Snedeker (1971). "A study of free jet impingement. Part 1. Mean properties of free and impinging jets." J. Fluid Mech., **45**,(2): 281-319.
- Donaldson, C. D., R. S. Snedeker e D. P. Margolis (1971). "A study of free jet impingement. Part 2. Free jet turbulent structure and impingement heat transfer." J. Fluid Mech., **45**,(3): 477-512.
- Downs, S. J. e E. H. James (1987). Jet impingement heat transfer- a literature survey. National Heat conference, Pittsburgh, Pennsylvania.
- Dring, R. P. e M. Suo (1978). "Particle trajectories in swirling flows." J. Energy, **2**,(4): 232-237.
- Durst, F., A. Melling e J. H. Whitelaw (1981). Principles and Practice of laser-Doppler Anemometry.
- Entov, V. M. e H. E. J. (1997). "Effect of a spectrum of relaxation times on the capillary thinning of a filament of elastic liquid." J. Non-Newtonian Fluid Mech., **72**: 31-53.
- Escudier, M. P., I. W. Gouldson, A. S. Pereira, F. T. Pinho e R. J. Poole (2001). "On the reproducibility of the rheology of shear-thinning liquids." Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, **97**,(2-3): 99-124.
- Ferziger, J. H. e M. Peric (1996). Computational methods for fluid dynamics. Berlin, Springer - Verlag.
- Ferziger, J. H. e M. Péric (2002). Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer.
- Franklin, R. E. e J. M. Wallace (1970). "Absolute measurements of static hole error using flush transducers." J. Fluid Mech., **42**: 33-48.
- Fyrippi, I., I. Owen e M. P. Escudier (2004). "Flowmetering of non-Newtonian liquids." Flow measurement and instrumentation, **15**: 131-138.

- Gardon, R. e J. C. Akfirat (1965). "The role of turbulence in determining the heat transfer characteristics of impinging jets." International Journal for Heat and Mass Transfer, **8**: 1261-1272.
- Gardon, R. e J. C. Akfirat (1966). "Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets." J. Heat Transfer, **88**: 101-108.
- Garg, V. K. e S. Jayaraj (1988). "Boundary layer analysis for two-dimensional slot jet impingement on inclined surfaces." J. Heat Transfer, **110**: 577-582.
- Gau, C. e C. M. Chung (1991). "Surface curvature effect on slot-air-jet impingement cooling flow and heat transfer process." J. Heat Transfer, **113**: 858-864.
- Gau, C., Lee, C.C. (1992). "Impingement cooling flow structure and heat transfer along rib-roughened walls." International Journal for Heat and Mass Transfer, **35**,(11): 3009-3018.
- Gomes de Castro, A., J. A. Covas e A. c. Diogo (2001). Reologia e suas aplicações industriais. Lisboa, Ciência e Técnica. Instituto Piaget.
- Guo, Y. e D. H. Wood (2002). "Measurements in the vicinity of a stagnation point." Experimental Thermal and Fluid Science, **25**: 605-614.
- Gutmark, E., M. Wolfshtein e I. Wagnanski (1978). "The turbulent impinging jet." J. Fluid Mech., **88**,(4): 737-756.
- Hoogendoorn, C. J. (1977). "The effect of turbulence on heat transfer at a stagnation point." Int. J. Heat Mass Transfer, **20**: 1333-1338.
- Hrycak (1981). "Heat transfer from impinging jets, a literature review, report AFWAL-TR-81, Air Force wright aeronautical laboratories, Wright-Patterson Air-Force Base, Ohio."
- Huber, A. M. e R. Viskanta (1994). "Heat transfer to a confined impinging array of jets with spent air exits." J. Heat Transfer, **116**: 570-576.
- Inada, S., Y. Miyasaka e R. Izumi (1981). "A study on the laminar flow between a two-dimensional water jet and a flat surface with constant heat flux." Bulletin of the JSME, **24**,(196): 1803-1810.
- Issa, R. I. e P. J. Oliveira (1994). "Numerical predictions of phase separation in two-phase flow through T-junctions." Comput. Fluids., **23**: 347-372.
- Jambunatham, K., E. Lai, M. A. Moss e B. L. Button (1992). "A review of heat transfer data for single circular jet impingement." Int. J. Numer. Meth. Heat Fluid Flow, **13**,(2): 106-115.
- Kendoush, A. A. (1998). "Theory of stagnation region heat and mass transfer to fluid jets impinging normally on solid surface." Chem. Eng. Process., **37**: 223-228.
- Kennedy, T. J., R. L. Merson e B. J. McCoy (1974). "Improving permeation flux by pulsed reverse osmosis." Chemical Engineering Science, **29**: 1927-1931.
- Kercher, D. S., J. B. Lee, B. O., M. G. Allen e A. Glezer (2003). "Microjet cooling devices for thermal management of electronics." IEEE Trans. Compon. Packag. Technol., **26**,(2): 359-366.
- Kim, J., P. Moin e R. Moser (1987). "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds numbers." J. Fluid Mech., **177**: 133-166.
- Korger, M. e F. Krizek (1966). "Mass-transfer coefficient in impinging flow from slotted nozzles." International Journal for Heat and Mass Transfer, **9**,(337-344).
- Kozicki, W., C. H. Chou e C. Tiu (1966). "Non-Newtonian flow in ducts of arbitrary cross-sectional shape." Chemical Engineering Science, **21**: 665-679.
- Law, H. S. e J. H. Masliyah (1984). "Mass transfer due to a confined laminar impinging two-dimensional jet." Int. J. Heat Mass Transfer, **27**: 529-539.

- Lin, Z. H., Y. I. Chou e Y. H. Hung (1997). "Heat transfer behaviours of a confined slot jet impingement." International Journal for Heat and Mass Transfer, **40**,(5): 1095-1107.
- Looney, M. K. e J. J. Walsh (1984). "Mean-flow and turbulent characteristics of free and impinging jet flows." J. Fluid Mech., **147**: 397-429.
- Lundgren, T. S., E. M. Sparrow e J. B. Starr (1964). "Pressure drop due to entrance region in ducts of arbitrary cross section." Journal of basic Engineering transactions of the ASME, **86**: 620-626.
- Lytle, D. e B. W. Webb (1994). "Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacing." Int. J. Heat Mass Transfer, **37**,(12): 1687-1697.
- Martin, H. (1977). "Heat and mass transfer between impinging gas jets and solid surfaces." Adv. Heat transfer, **13**,(1).
- Maurel, S. e C. Sollicie (2001). "A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate." Exp. fluids, **31**,(6): 686-696.
- Maxwell, J. C. (1867). "On the dynamical theory of gases." Phil. Trans. R. Soc. Lond. **A157** : 49-88.
- McDaniel, C. S. e B. W. Webb (2000). "Slot jet impingement heat transfer from circular cylinders." International Journal for Heat and Mass Transfer, **43**: 1975-1985.
- McKinley, G. H. e A. Tripathi (2000). "How to extract the newtonian viscosity from capillary breakup measurements in filament rheometer." Journal of Rheology, **44**.
- Meeling, A. (1975). "Investigation of flows non-circular ducts and other configurations by laser-Doppler anemometer", Tese de Doutorado. Place, Published, Universidade de Londres.
- Miranda, J. M. e J. B. L. M. Campos (2000). "Impinging jets confined by a conical wall: Laminar flow predictions." Fluid Mechanics and Transport Phenomena, **45**,(11): 2273-2285.
- Miranda, J. M. e J. B. L. M. Campos (2001). "Concentration polarization in a membrane placed under an impinging jet confined by a conical wall - a numerical approach." Journal of Membrane Science, **182**: 257-270.
- Miyazaki, H. e E. Silberman (1972). "Flow and heat transfer on a flat plate normal to a two-dimensional laminar jet issuing from a nozzle of finite height." Int. J. Heat Mass Transfer, **15**: 2097.
- Mujumdar, A. S., Y. K. Li e W. J. M. Douglas (1980). "Evaporation under an impinging jet: A numerical model." Canadian Journal of Chemical Engineering, **58**: 448.
- Narayanan, V., J. Seyed-Yagoobi e R. H. Page (2004). "An experimental study of fluid mechanics and heat transfer in an impinging slot jet flow." International Journal for Heat and Mass Transfer, **47**: 1827-1845.
- Neuhart, D. H., D. J. Wing e J. U. C. Henderson (1994). Simultaneous three-dimensional velocity and mixing measurements by use of laser doppler velocimetry and fluorescence probes in water tunnel. Place, Published, National Aeronautics and Space Administration technical paper 3454.
- Obot, N. T., W. J. M. Douglas e A. S. Mujumdar (1982). Effect of semi-confinement in impingement heat transfer. Seventh International heat transfer conference.
- Oliveira, P. J. e F. T. Pinho (1997). "Pressure drop coefficient of laminar Newtonian flow in axisymmetric sudden expansions." International Journal of Heat and Fluid Flow, **18**,(5): 518-529.
- Oliveira, P. J. e F. T. Pinho (1999). "Plane contraction flows of upper convected Maxwell and Phan-Thien-Tanner fluids as predicted by a finite-volume method." Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, **88**,(1-2): 63-88.

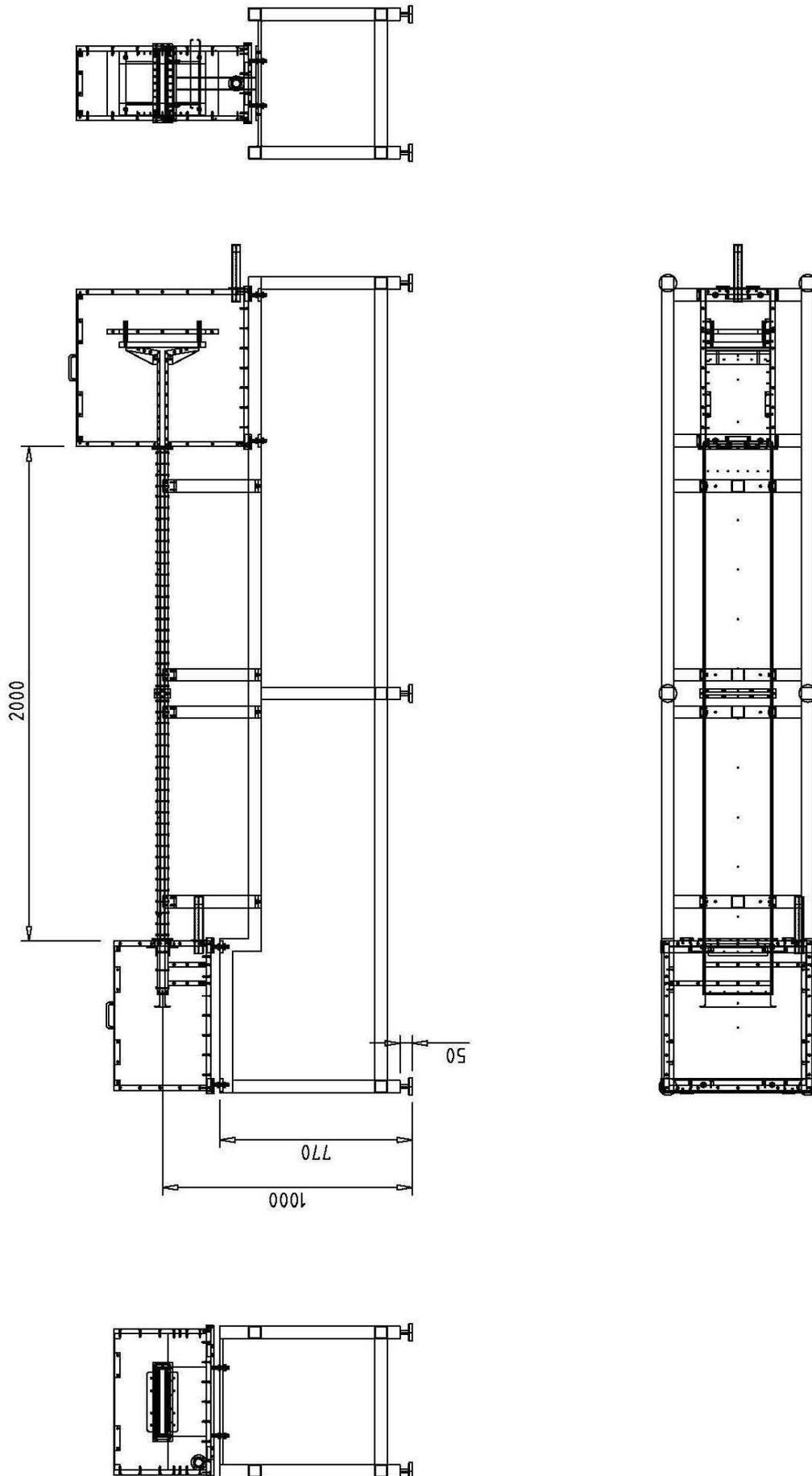
- Oliveira, P. J., F. T. Pinho e G. A. Pinto (1998a). "Numerical simulation of non-linear elastic flows with a general collocated finite-volume method." Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics, **79**,(1): 1-43.
- Oliveira, P. J., F. T. Pinho e A. Schulte (1998b). "A general correlation for the local loss coefficient in Newtonian axisymmetric sudden expansion." International Journal for Heat and Fluid flow, **19**: 655-660.
- Olsson, M. e L. Fuchs (1998). "Large eddy simulations of a forced semiconfined circular impinging jet." Phys. Fluids, **10**,(2): 476-486.
- Park, T. H., H. G. Choi, J. Y. Yoo e S. J. Kim (2003). "Streamline upwind numerical simulation of two-dimensional confined impinging slot jets." Int. J. Heat Mass Transfer, **46**,(3): 251-262.
- Patankar, S. V. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow. Washington, Hemisphere publishing company.
- Patel, P. e S. Roy (2002). Heat transfer for a pair of rectangular jets impinging upon an inclined surface. 40th Aerospace sciences meeting and exhibit, reno, Nevada.
- Patrick, W. P. (1985). Error analysis for benchmark fluid dynamic experiments, Part I: Error analysis methodology and the quantification of laser velocimeter error. Place, Published, National Aeronautics and Space Administration.
- Pereira, A. S. e F. T. Pinho (1999). "Bulk characteristics of some variable viscosity polymer solutions in turbulent pipe flow." COBEM 99 - 15° Congresso brasileiro de Engenharia Mecânica do Brasil, Águas de Lindóia, 22 a 26 de Novembro.
- Phan-Thien, N. (1978). "A nonlinear network viscoelastic model." J. Rheol., **22**: 259-263.
- Phan-Thien, N. e R. I. Tanner (1977). "A new constitutive equation derived from network theory." J. Non-Newtonian Fluid Mech., **2**: 353-365.
- Pinho, F. T. (1999). "The advantage of double-gap cylinders to minimise the uncertainty of viscosity measurements." Relatório interno do CEFT, FEUP.
- Pinho, F. T., P. J. Oliveira e J. P. Miranda (2003). "Pressure losses in laminar flow of shear-thinning power-law fluids across a sudden axisymmetric expansion." International Journal for Heat and Fluid flow, **24**: 747-761.
- Pinho, F. T. e J. H. Whitelaw (1991). "Flow of Non-Newtonian Fluids over a Confined Baffle." Journal of Fluid Mechanics, **226**: 475-496.
- Polat, S. (1993). "Heat and mass transfer in impingement drying." Dry. Technol., **11**,(6): 1146-1176.
- Polat, S., B. Huang, A. S. Mujundar e W. J. M. Douglas (1989). "Numerical flow and heat transfer under impinging jets: A review." Ann. Rev. Numer. Fluid Mech. Heat Transfer, **2**: 157.
- Poyen, S., F. Quemeneur, B. Baroiu e M. Desille (1987). "Improvement of the flux of permeate in ultrafiltration by turbulence promoters." International Chemical Engineering, **27**: 441-447.
- Quinn, W. R. (1992). "Turbulent free jet flows issuing from sharp-edged rectangular slots: the influence of slot aspect ratio." Exp. Therm. Fluid Sci., **5**: 203-215.
- Rhie, C. M. e W. L. Chow (1983). "Numerical study of the the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation." AIAA J., **21**: 1525-1532.
- Roache, P. J. (1998). Verification and validation in computational science and engineering. Albuquerque, Hermosa Publishers.
- Rouse, H. e Ince e Simon (1971). History of hydraulics. New York, Dover Publications Inc.
- Sakakibara, J., K. Hishida e M. Maeda (1997). "vortex structure and heat transfer in the stagnation region of an impinging plane jet (Simultaneous measurements of

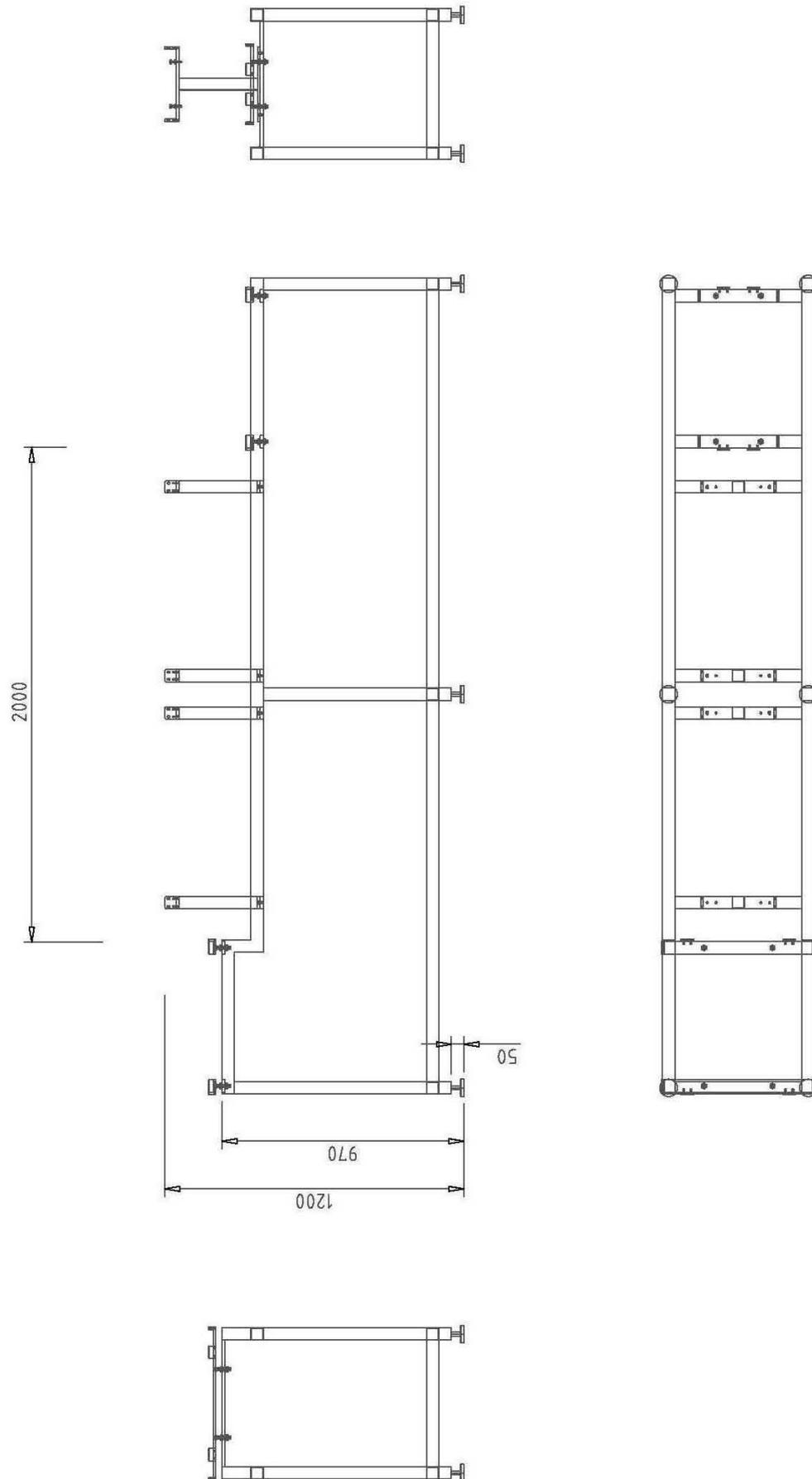
- velocity and temperature fields by digital particle image velocimetry and laser-induced fluorescence." International Journal for Heat and Mass Transfer, **40**,(13): 3163-3176.
- Sakakibara, J., K. Hishida e W. R. C. Philips (2001). "on the vortical structure in a plane impinging jet." J. Fluid Mech., **434**: 273-300.
- Sarkar, A., N. Nitin, M. V. Karwe e R. P. Singh (2004). "Fluid flow and heat transfer in air jet impingement in food processing." Journal of Food Science, **69**: 113-122.
- Satake, S. e T. Kunigi (1998). "Direct numerical simulation of an impinging jet into parallel disks." Int. J. Numer. Meth. Heat Fluid Flow, **8**,(7): 768-780.
- Shaver, R. G. e E. W. Merrill (1959). "Turbulent flow of pseudoplastic polymer solutions in straight cylindrical tubes." AIChE journal, **5**: 181-188.
- Shaw, R. (1960). "The influence of hole dimensions on static pressure measurements." J. Fluid Mech., **7**: 550-564.
- Sparrow, E. M. e T. C. Wong (1975). "Impingement transfer coefficients due to initially laminar slot jets." Int. J. Heat Mass Transfer, **18**,(4): 597-605.
- Tanner, R. I. e H. Jin (1991). "A study of some numerical viscoelastic schemes." J. Non-Newtonian Fluid Mech., **41**: 171-196.
- Tropea, C. (1983). "A note concerning the use of one component LDA to measure shear stress term." Experiments in Fluids, **11**: 209-210.
- Tropea, C. (1993). Manual técnico do DFLDA, Invent GmbH.
- Tu, C. V. e D. H. Wood (1996). "Wall pressure and shear stress measurements beneath an impinging jet." Experimental Thermal and Fluid Science, **13**: 364-373.
- Vafidis, C. (1985). "Aerodynamics of reciprocating engines", Tese de Doutorado. Place, Published, Universidade de Londres.
- Van Doormal, J. P. e G. D. Raithby (1984). "Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows." Numerical Heat Transfer, **7**: 147-163.
- Viskanta, R. (1993). "Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets." Experimental Thermal and Fluid Science, **6**,(111-134).
- Wadsworth, D. C. e I. Mudawar (1990). "Cooling of multiple electronic module by means of confined two-dimensional jets of liquid." ASME J. Heat transfer, **112**: 891-898.
- Walters, K. (1980). Rheometry : Industrial Applications, Research Studies Press.
- Walters, K. (1992). "Recent developments in rheometry." Theoretical and applied rheology, **1**: 16-23.
- Webb, B. W. e C. F. Ma (1995). Single-phase liquid jet impingement heat transfer. New York, Academic Press.
- White, F. M. (1991). Viscous fluid flow, 2nded. McGraw-Hill.
- White, F. M. (1994). Fluid Mechanics. New York, McGraw-Hill.
- Wolf, D. H., R. Viskanta e F. P. Incropera (1990). "Local convective heat transfer from a heated surface to a planar jet of water with nonuniform velocity profile." J. Heat Transfer, **112**: 899-905.
- Yang, G., M. Choi e J. S. Lee (1999). "An experimental study of slot jet impingement cooling on concave surface: Effects of nozzle configuration and curvature." International Journal for Heat and Mass Transfer, **42**,(12): 2199-2209.
- Yanta, W. J. e R. A. Smith (1973). "Measurements of turbulence-transport properties with a laser doppler velocimeter." AIAA J.,(73): 169-179.
- Yasuda, K., R. C. Armstrong e R. E. Cohen (1981). "Shear-Flow properties of concentrated solutions of linear and star branched polystyrenes." Rheol. Acta, **20**: 163-178.

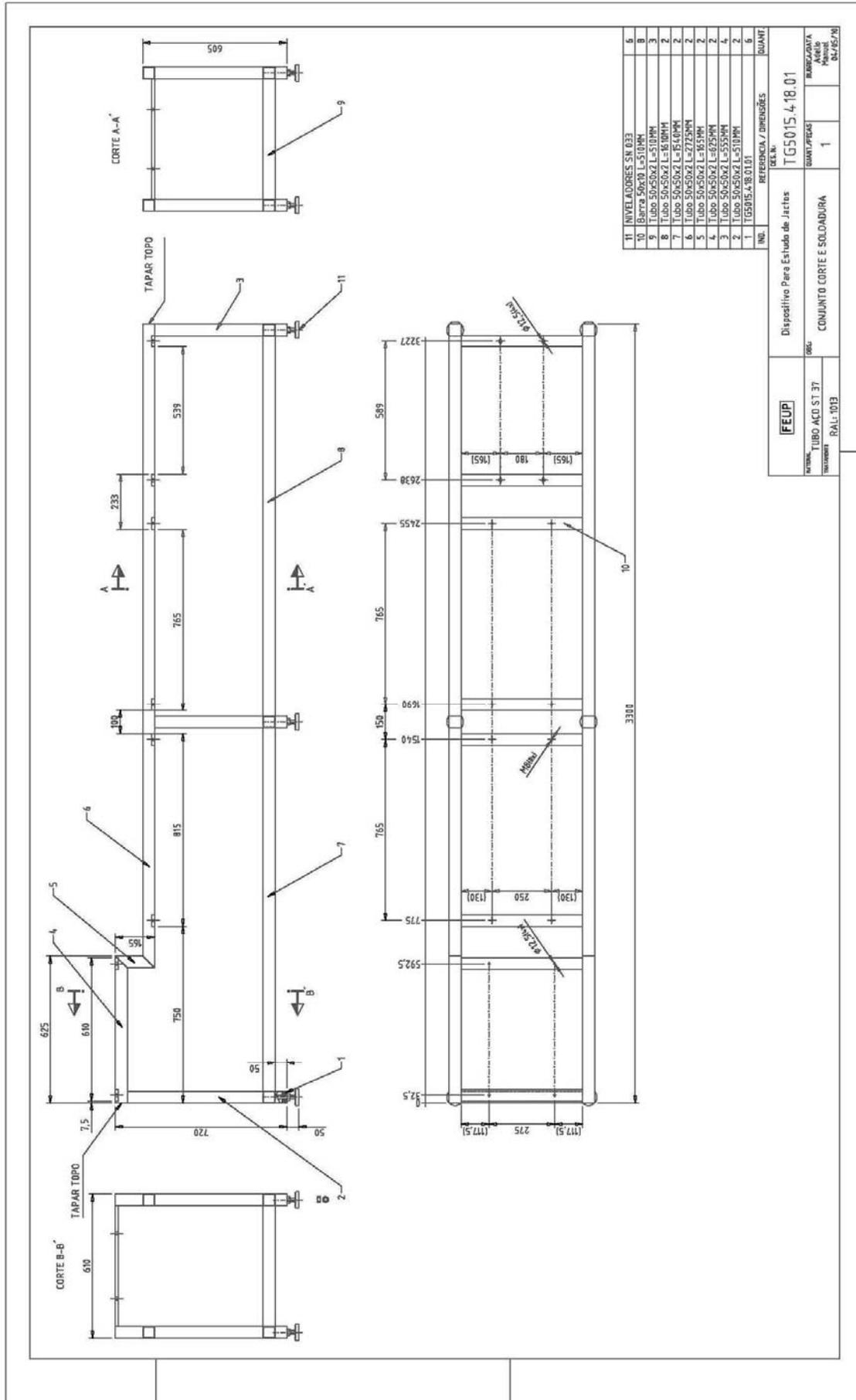
-
- Yokobori, S., N. Kasagi, M. Hirata e N. Nishiwaki (1978). Role of large-scale eddy structure on enhancement of heat transfer in stagnation region of two-dimensional, submerged, impinging jet. Sixth International Heat Transfer conference, Toronto, Canada.
- Yokobori, S., Kasagi, N., Hirata, M., Nakamura, M., Haramura, H. (1979). Characteristic behaviour of turbulence and transport phenomena at the stagnation region of an axi-symmetrical impinging jet. 2nd Symposium on turbulent shear flows, Imperial college, London.
- Zhou, D. W. e S. J. Lee (2004). "Heat transfer enhancement of impinging jets using mesh screens." Int. J. Heat Mass Transfer, **47**: 2097-2108.
- Zhou, D. W. e S. J. Lee (2005). "Effect of mesh screen on heat transfer enhancement of impinging jet." J. Enhanced Heat Transfer, **12**,(1): 101-119.
- Zhou, D. W. e S.-J. Lee (2007). "Forced convective heat transfer with impinging rectangular jets." Int. J. Heat Mass Transfer, **50**: 1916-1926.

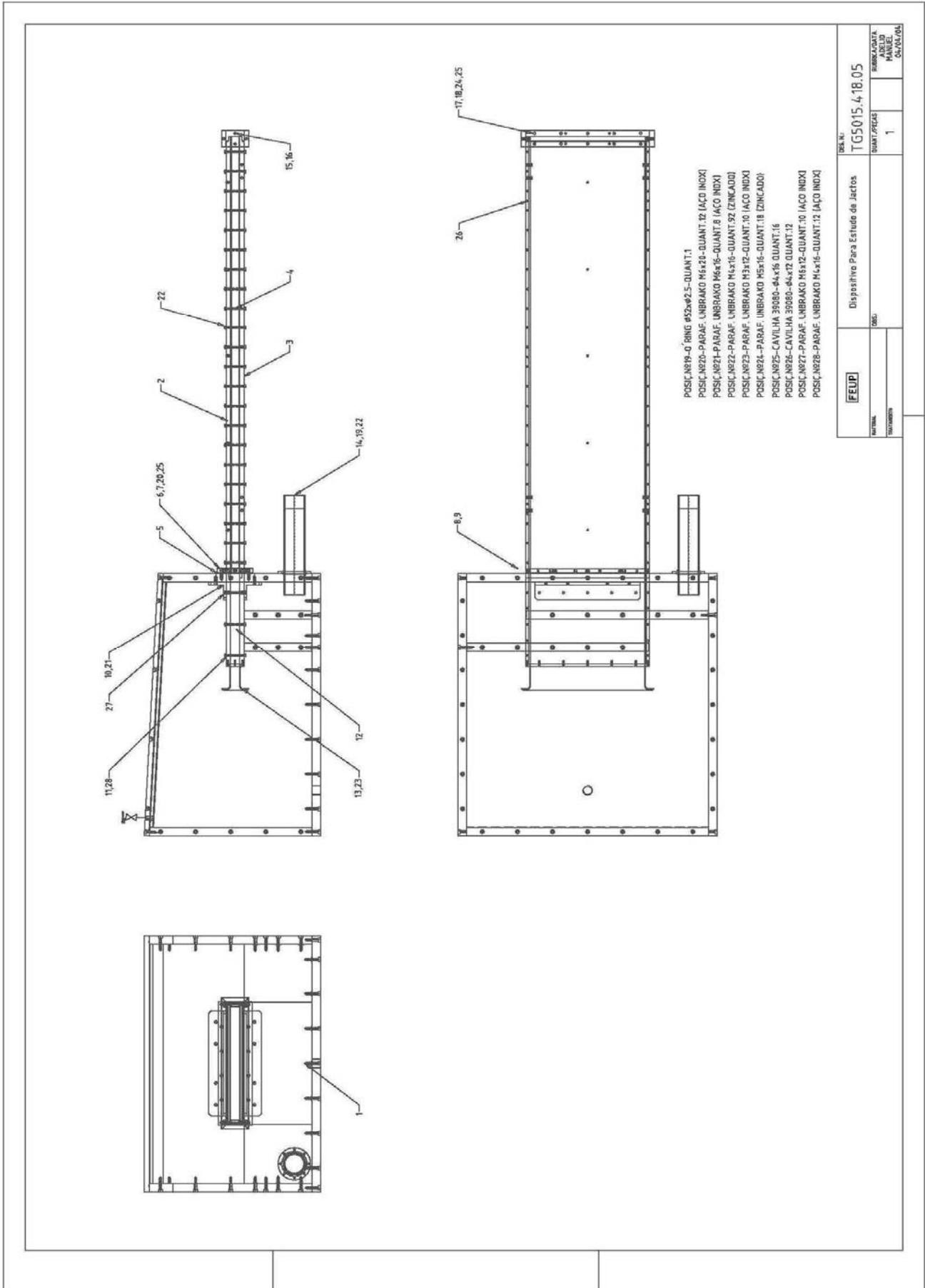
ANEXO A

Desenhos da instalação laboratorial

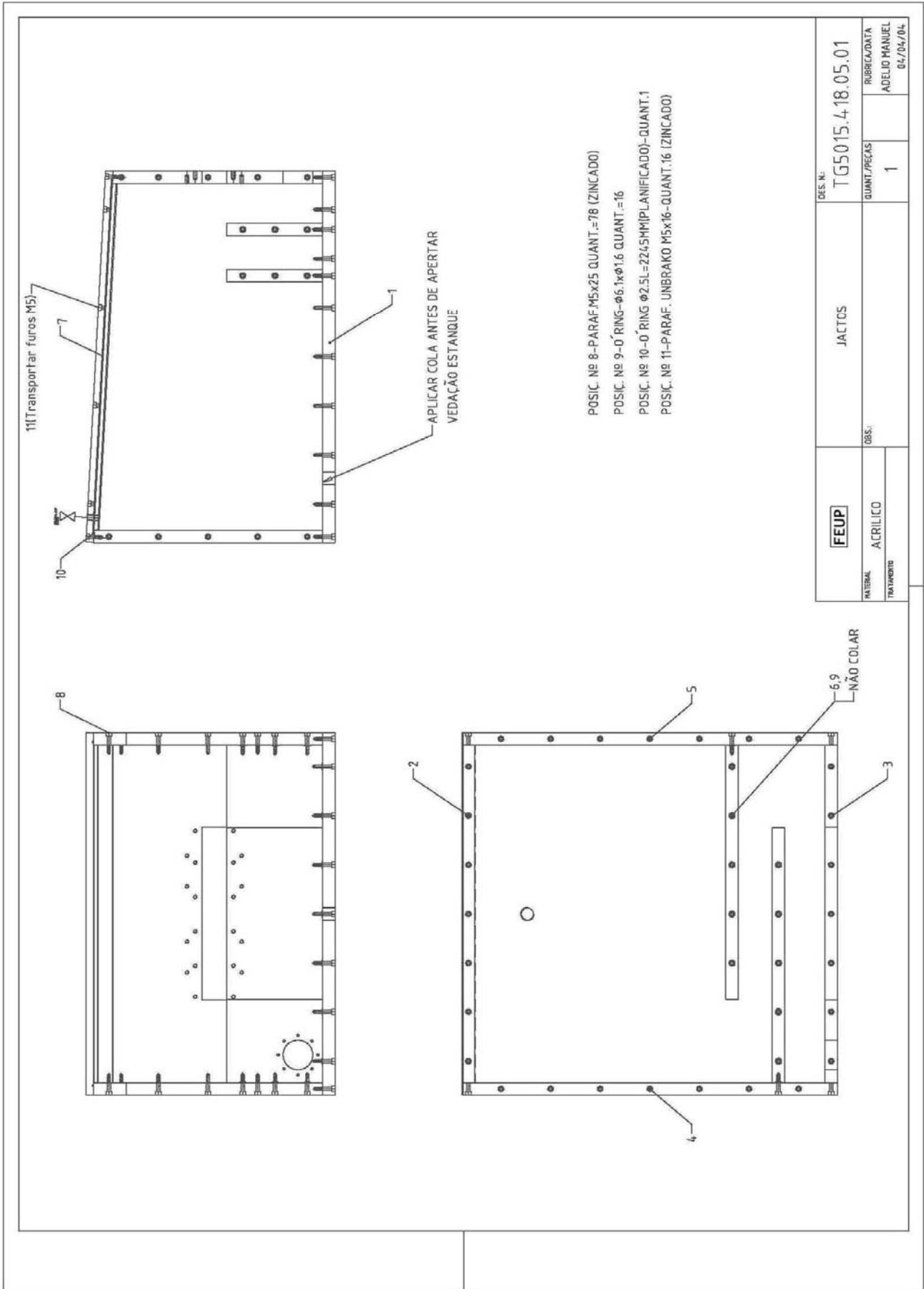


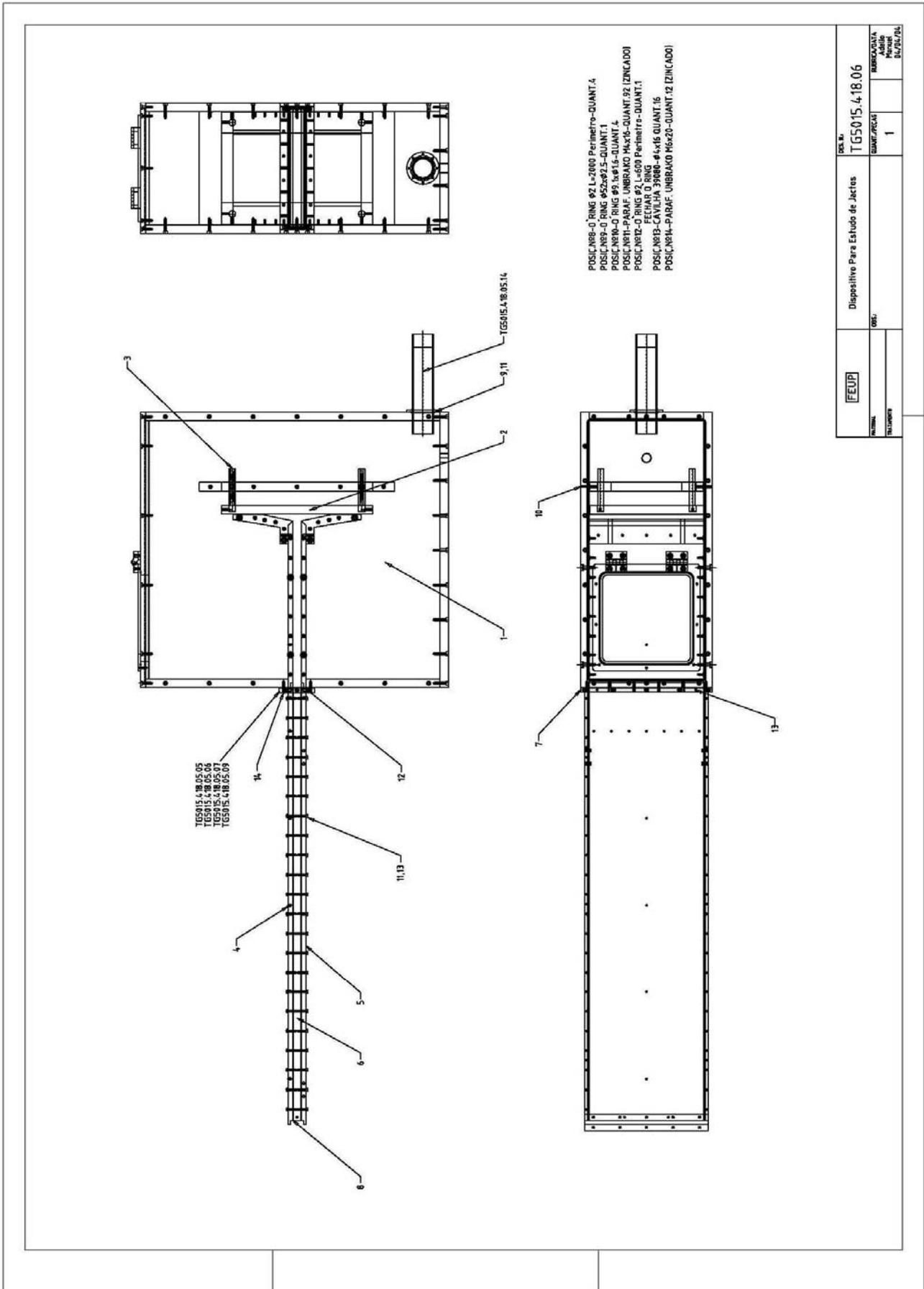


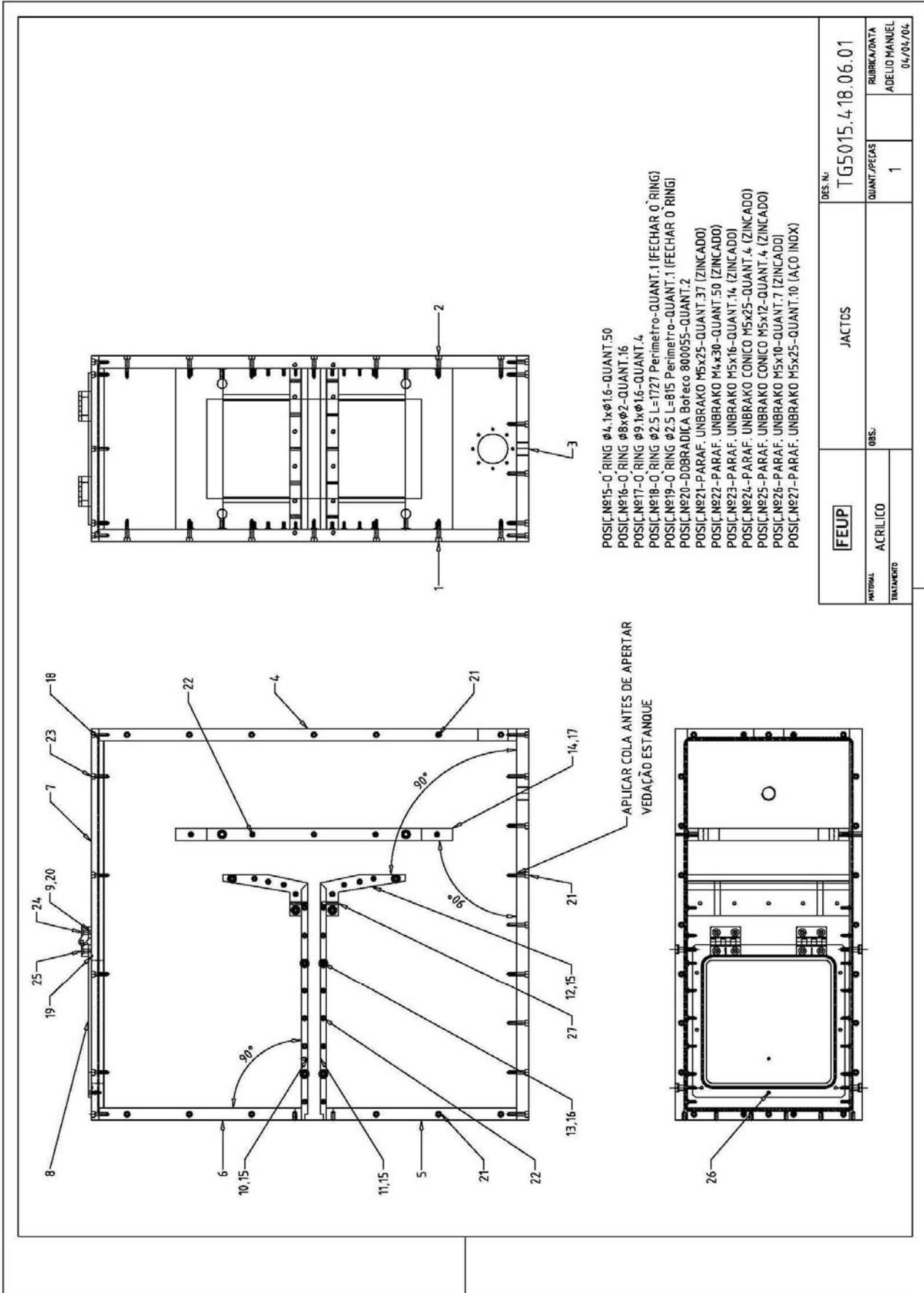


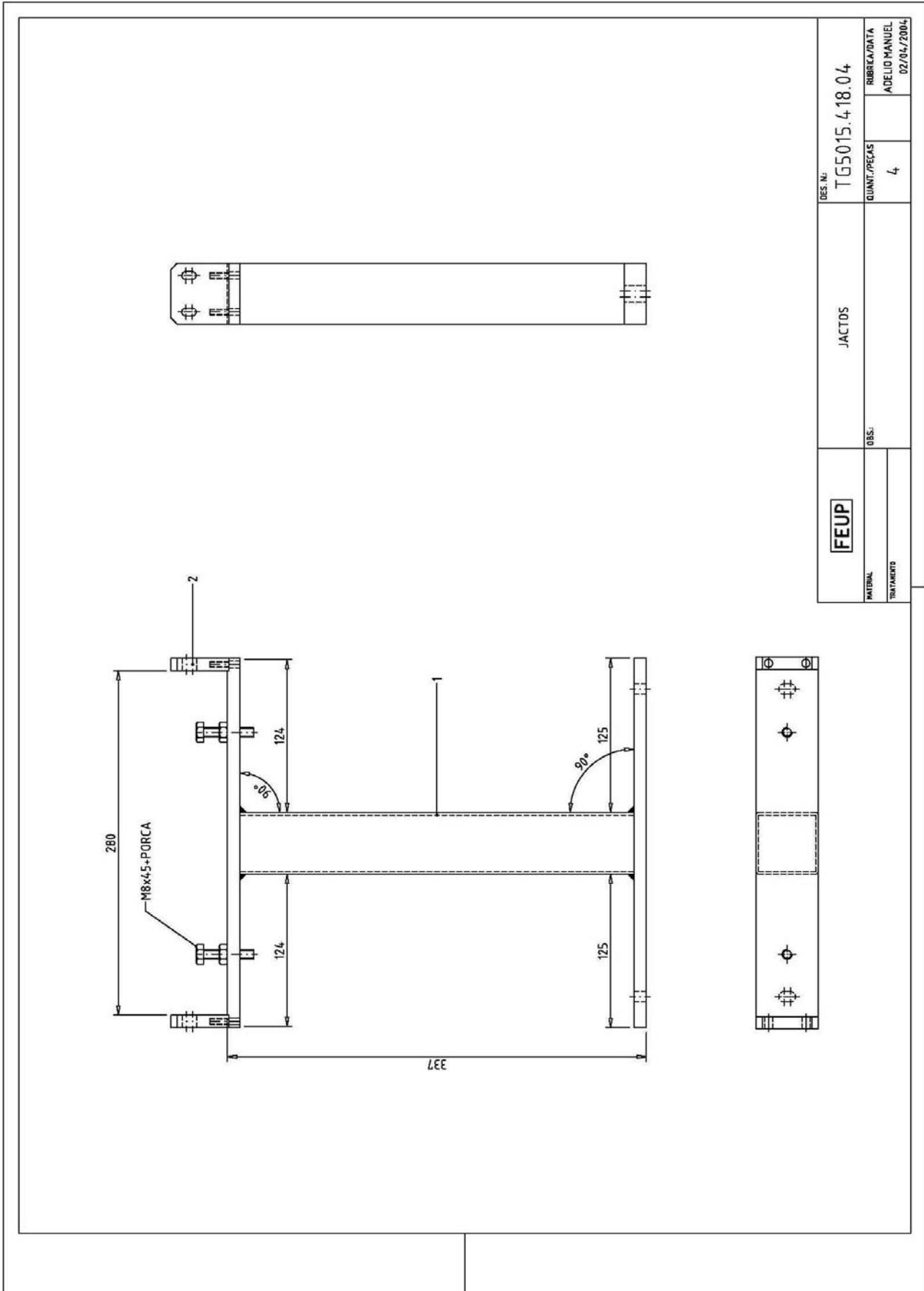


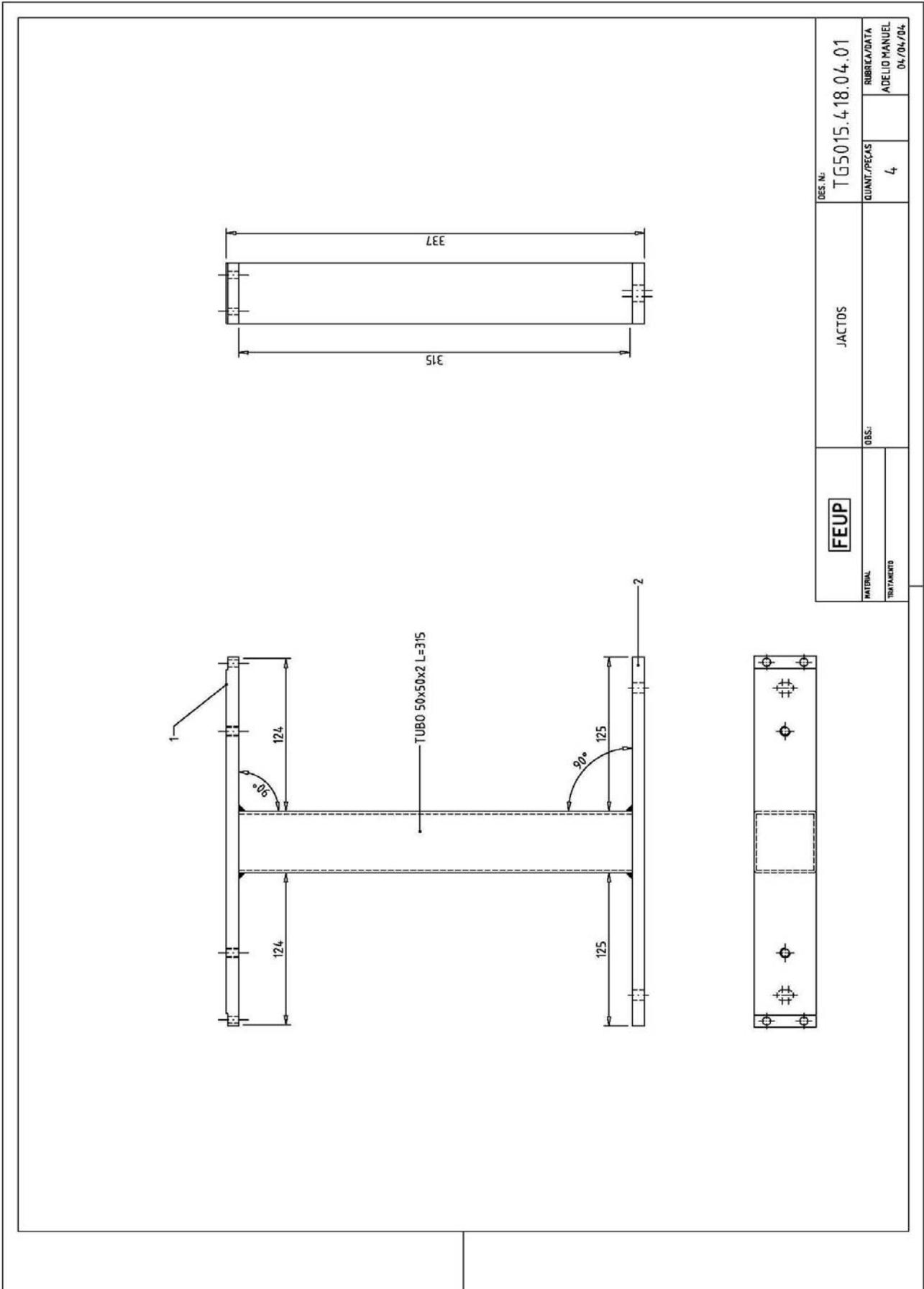
FEUP		Dispositivo Para Estudo de Jactos		DESENHO: T65015_4_18.05	
NOME:	DESENHO:	QUANT./FOLHAS:	1	REVISÃO:	
ELABORADO:	APROVADO:				

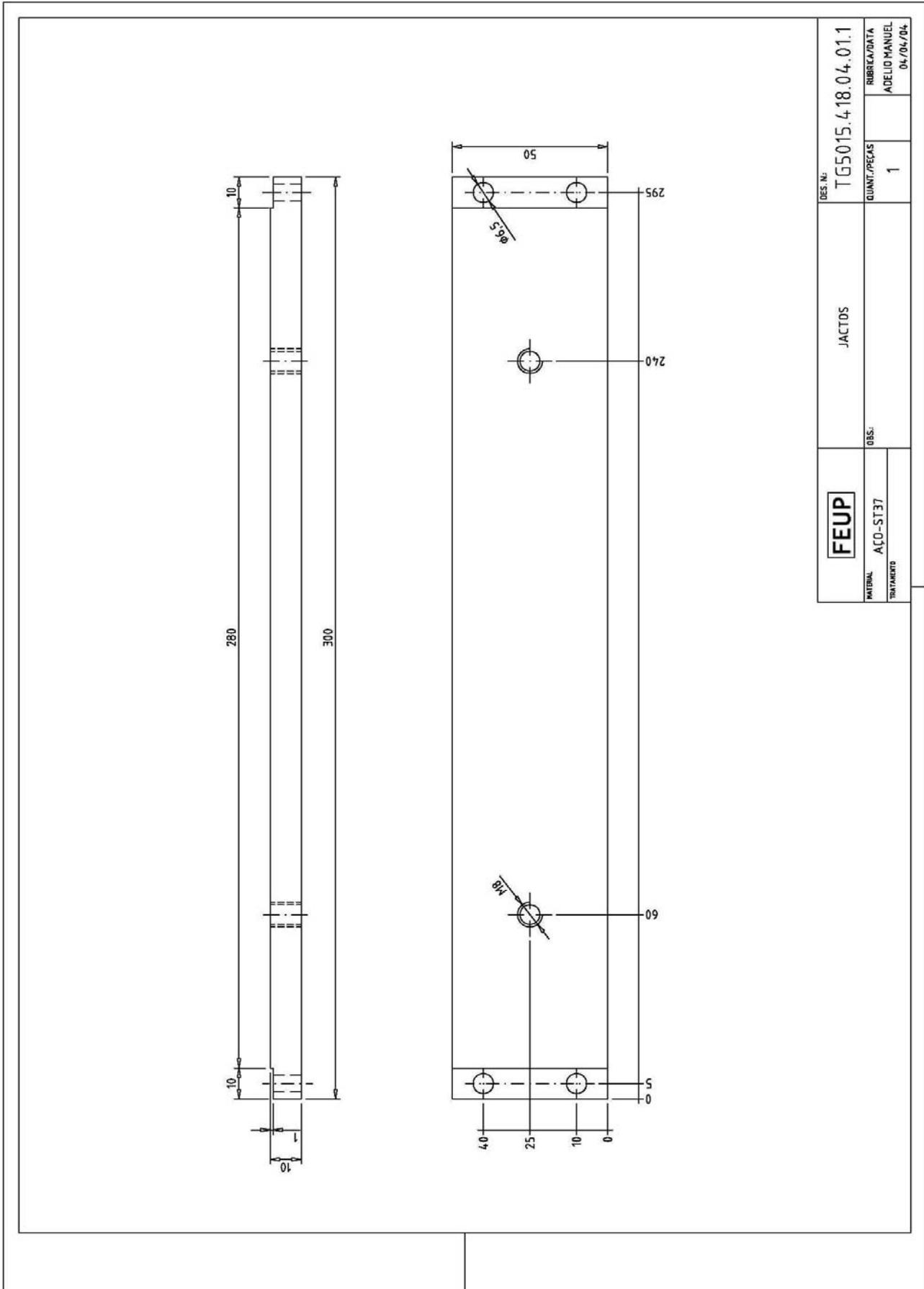




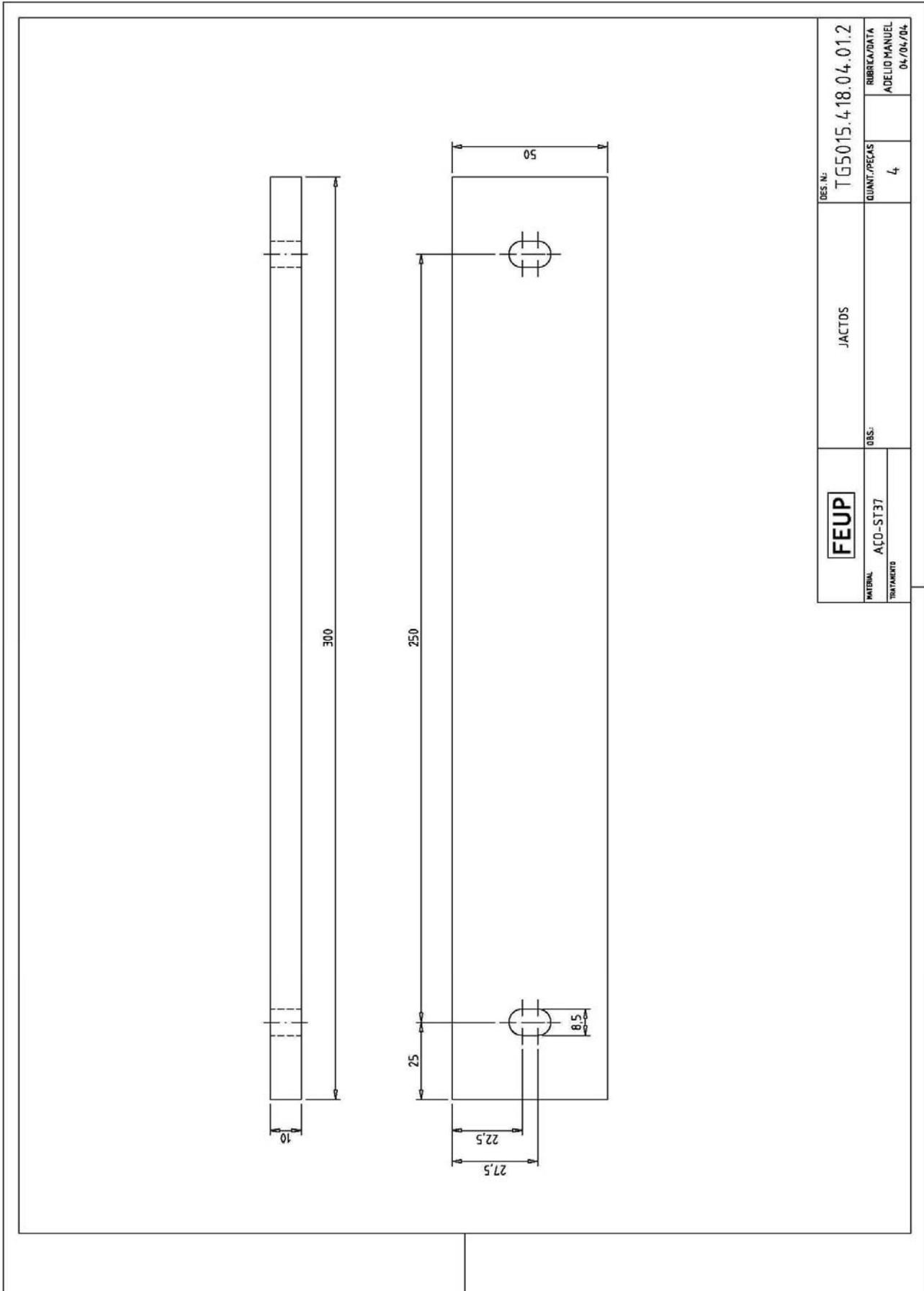


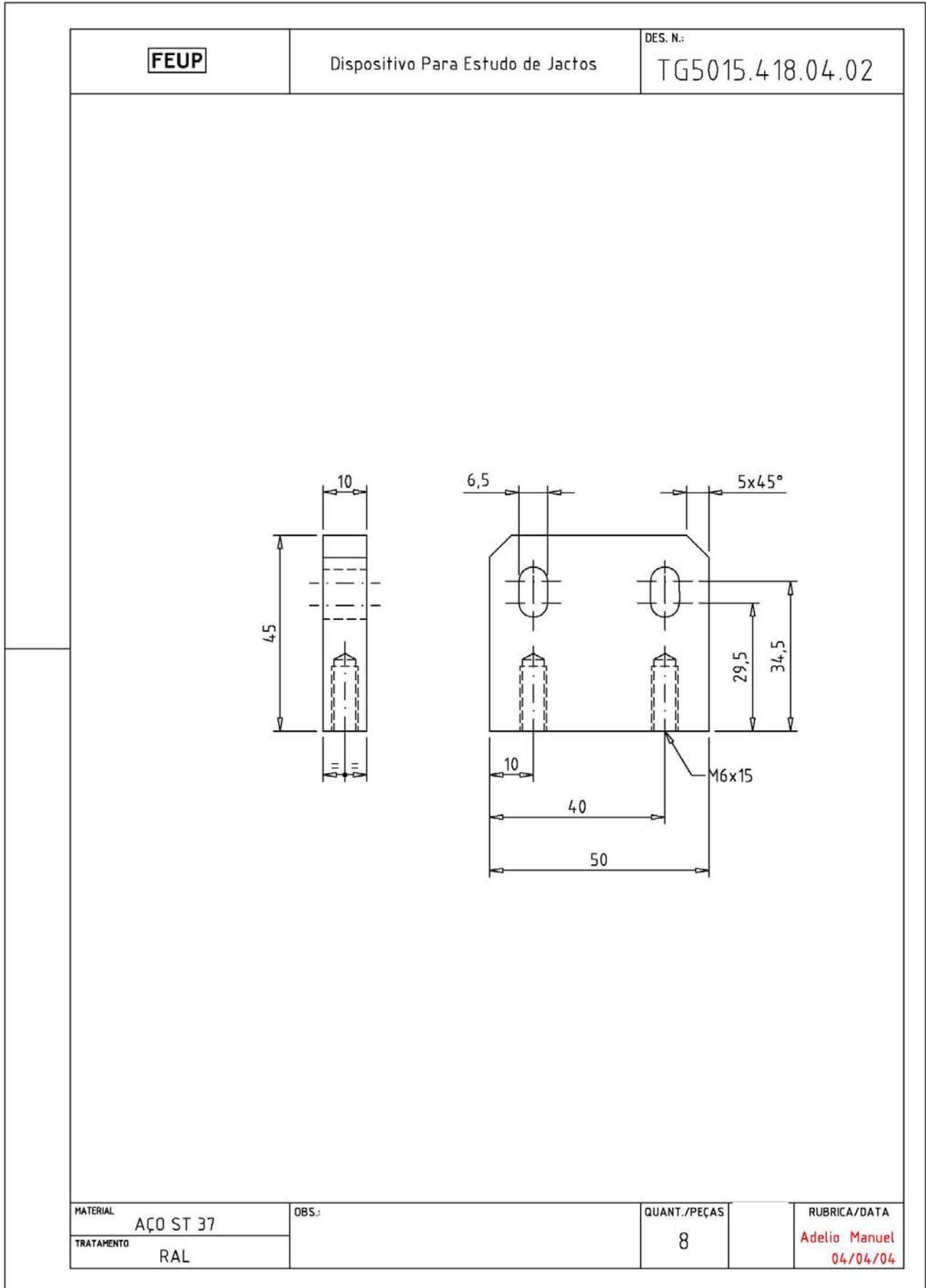


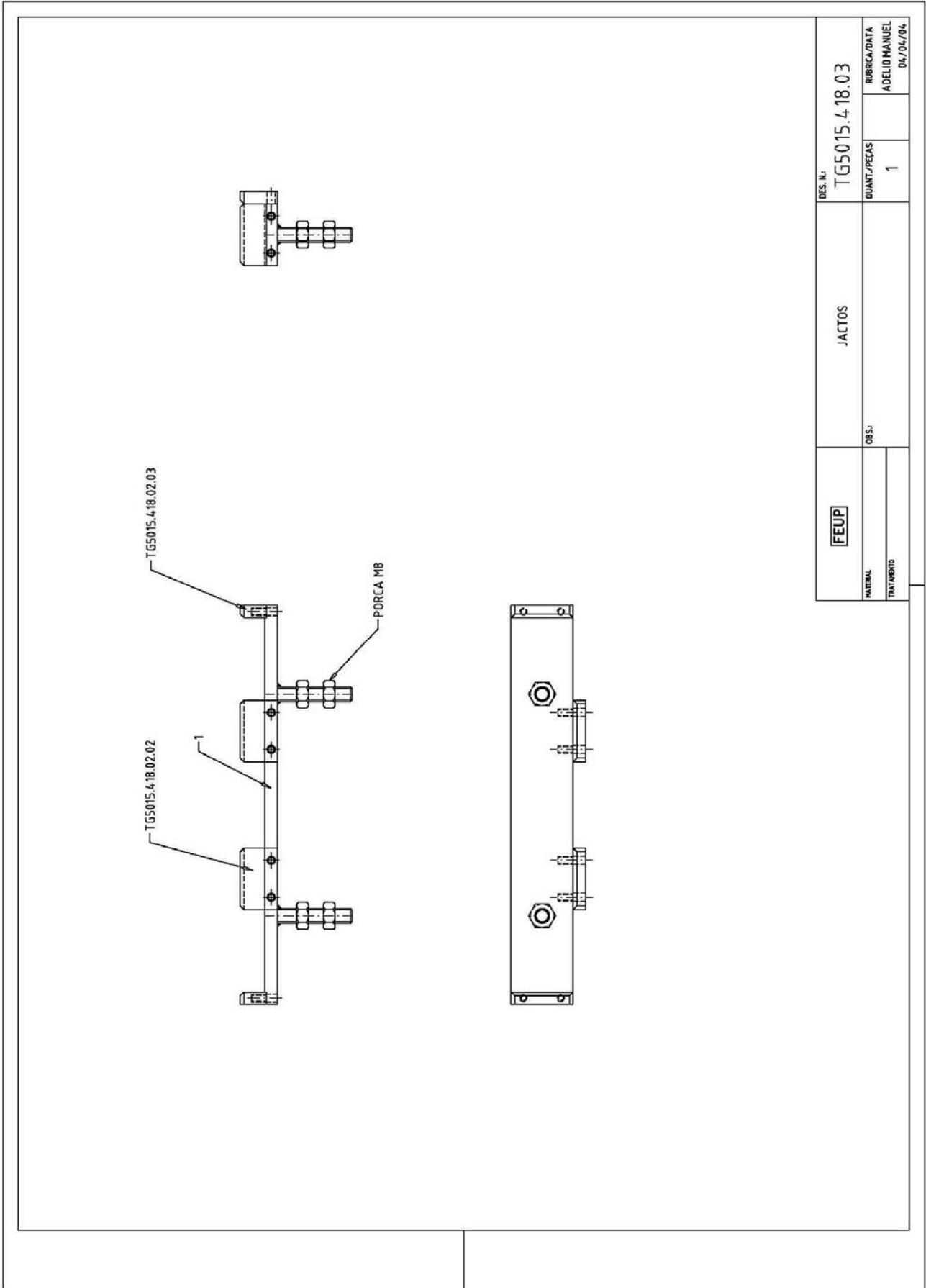


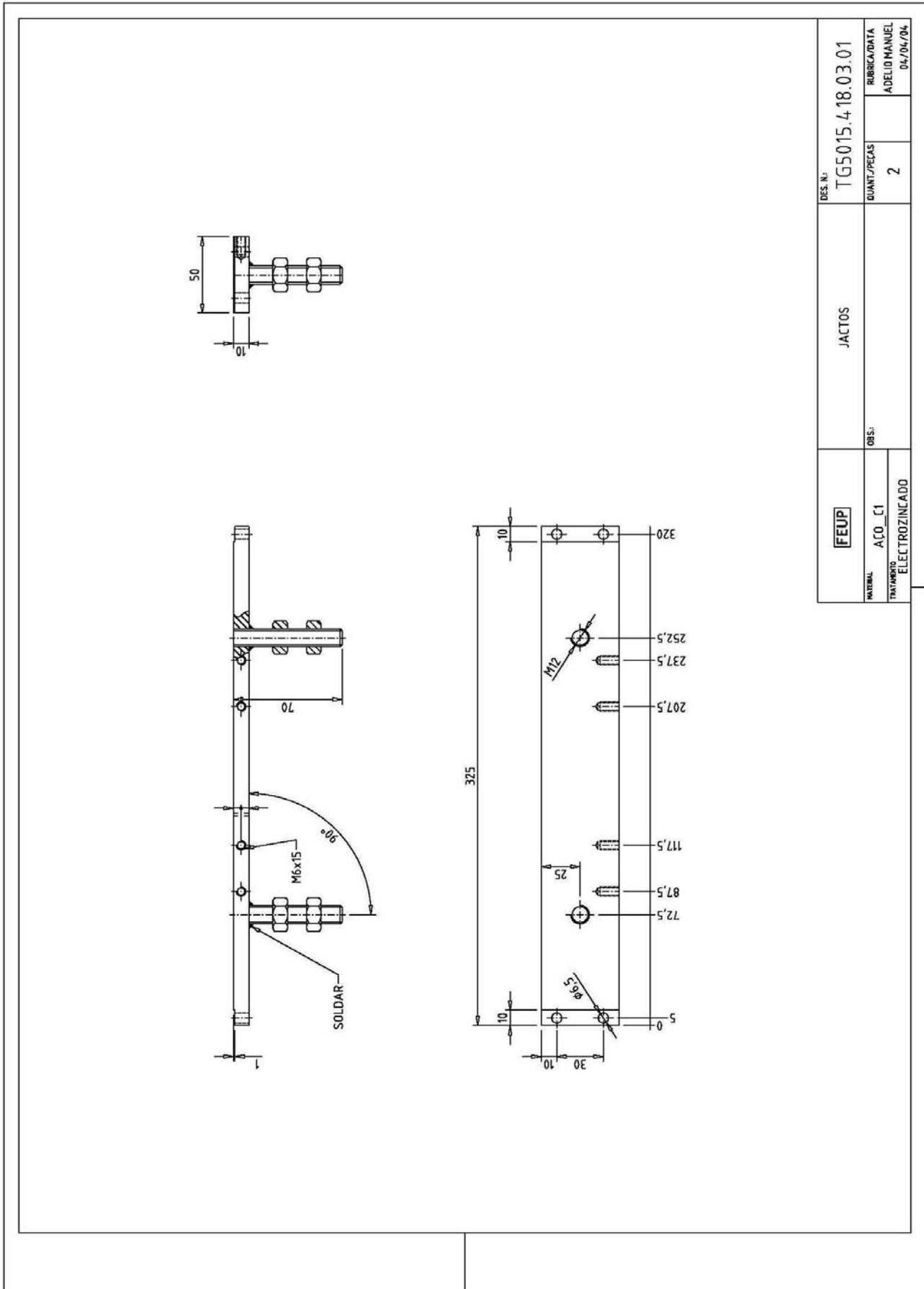


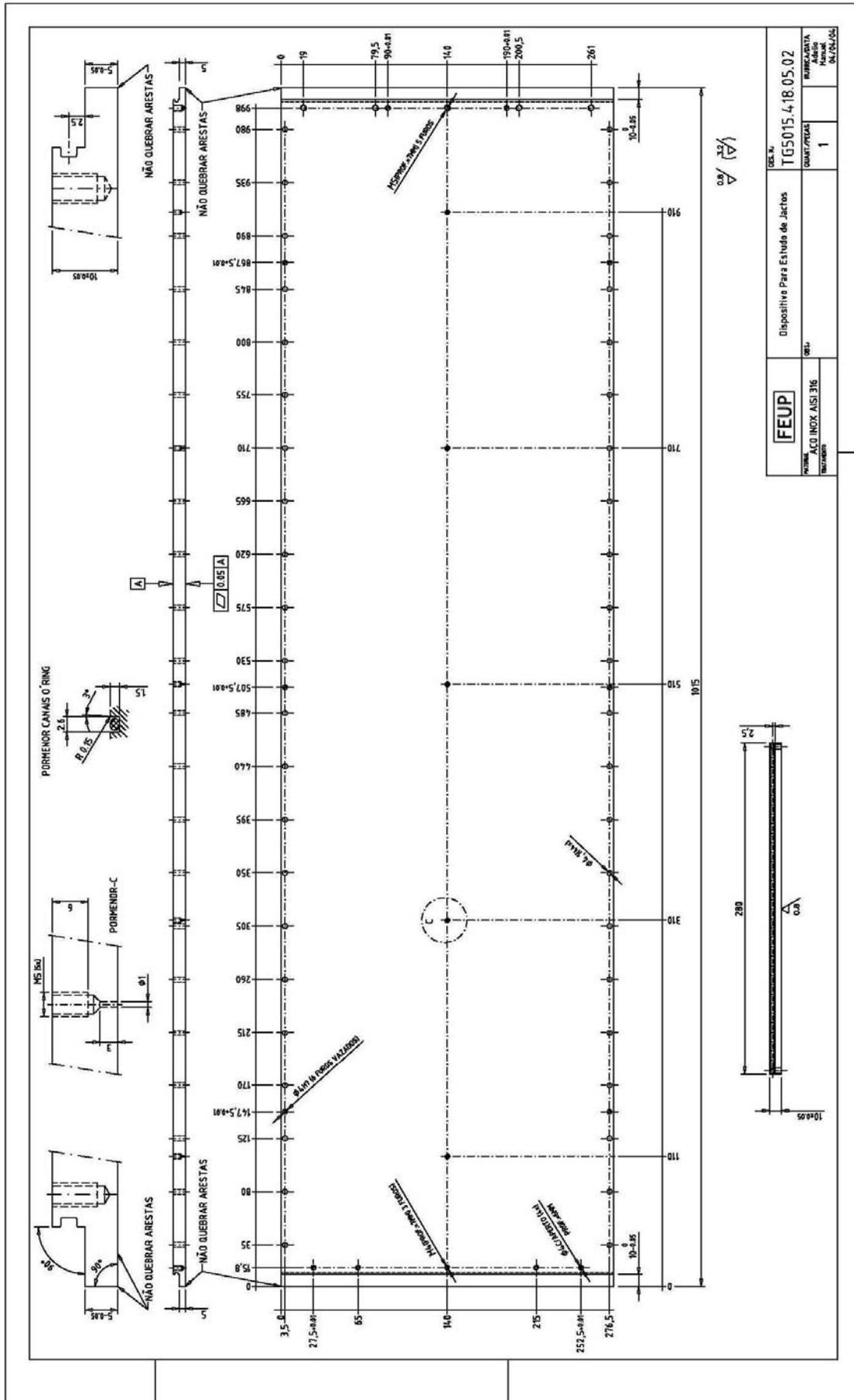
FEUP		JACTDS	DES. N.º	TG5015.4.18.04.01.1
MATERIAL	AÇO-ST37	OBS.	QUANT./PEÇAS	1
TRINFORMAÇÃO			RUBRICA/DATA	ADELIO MANUEL 04/04/04

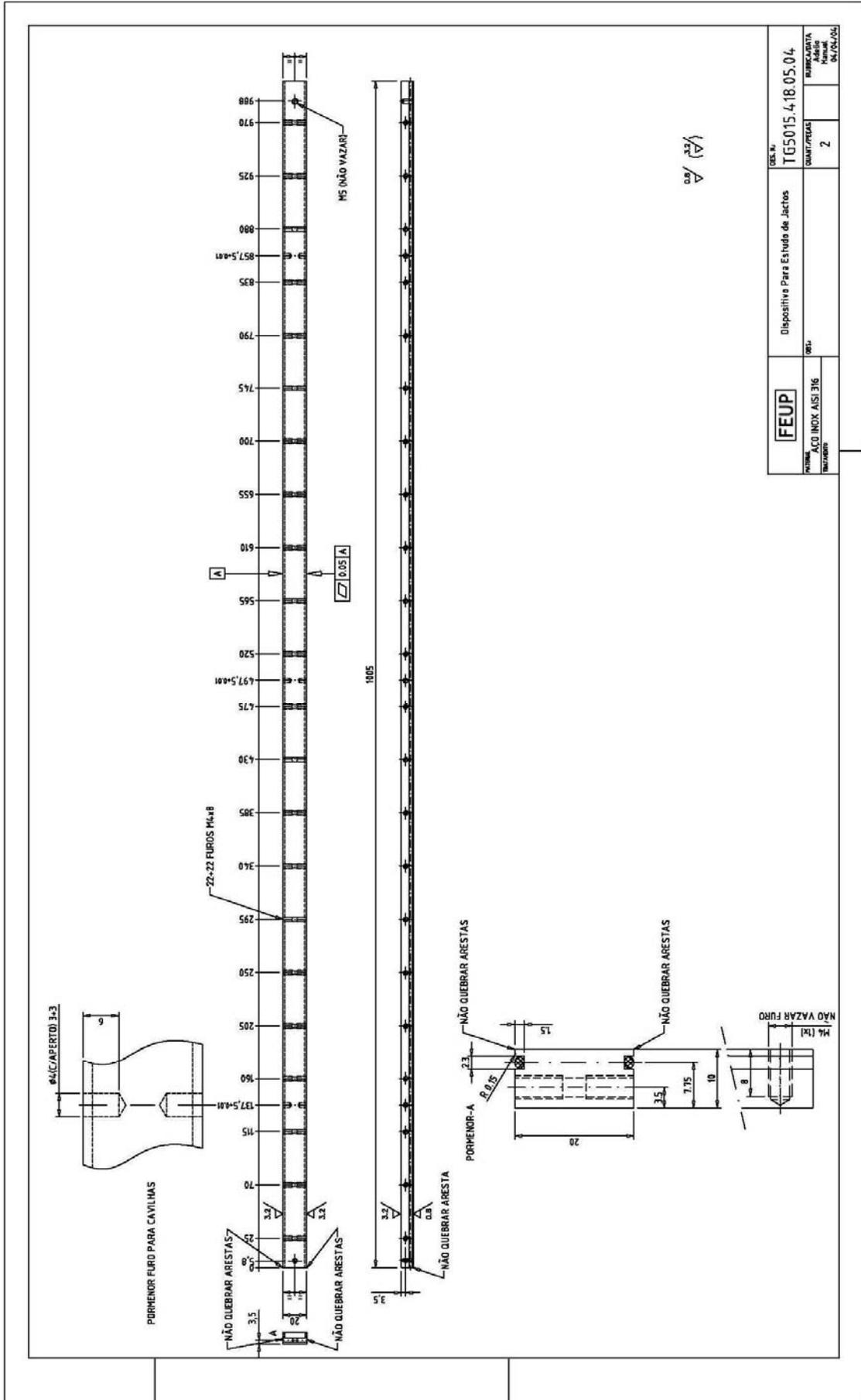


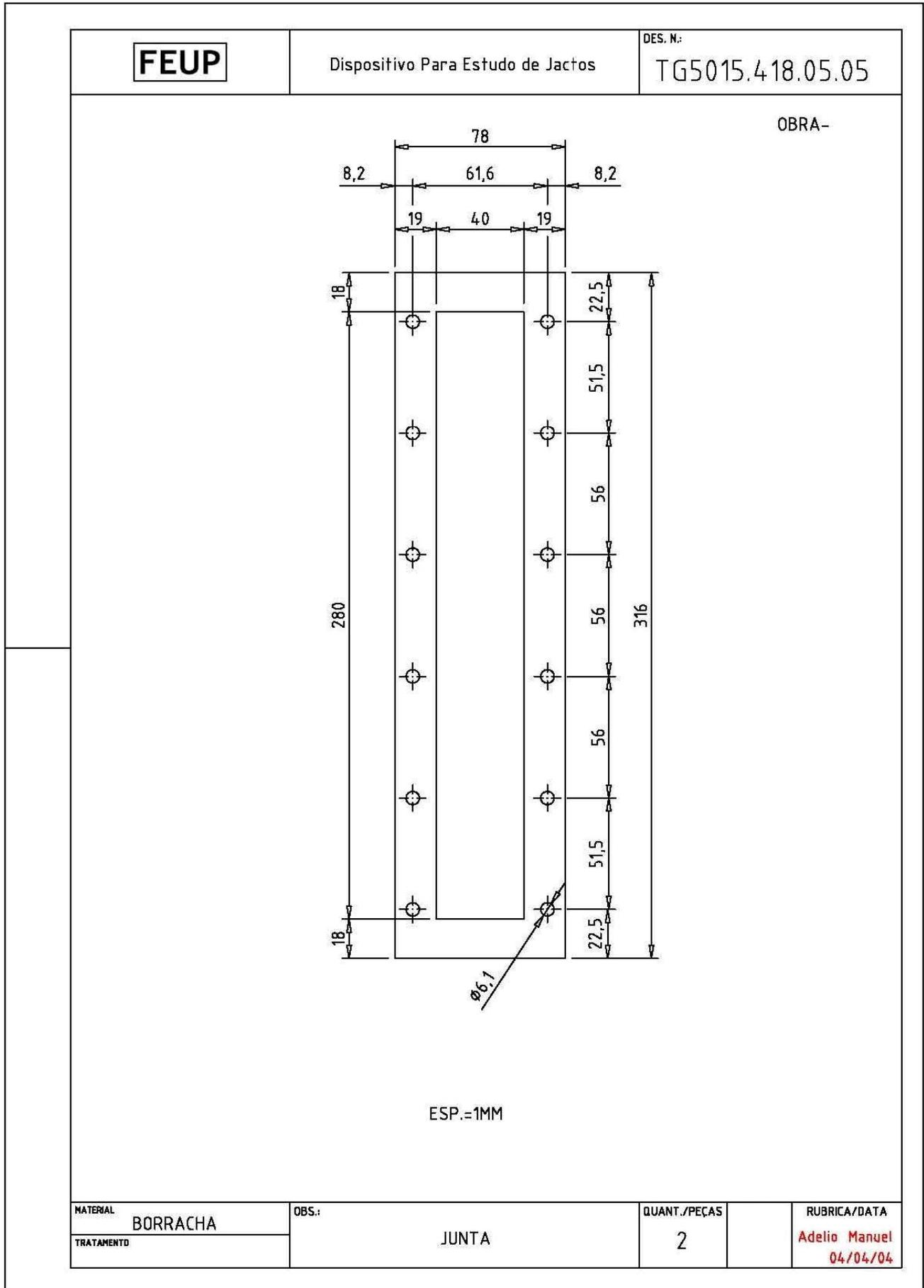


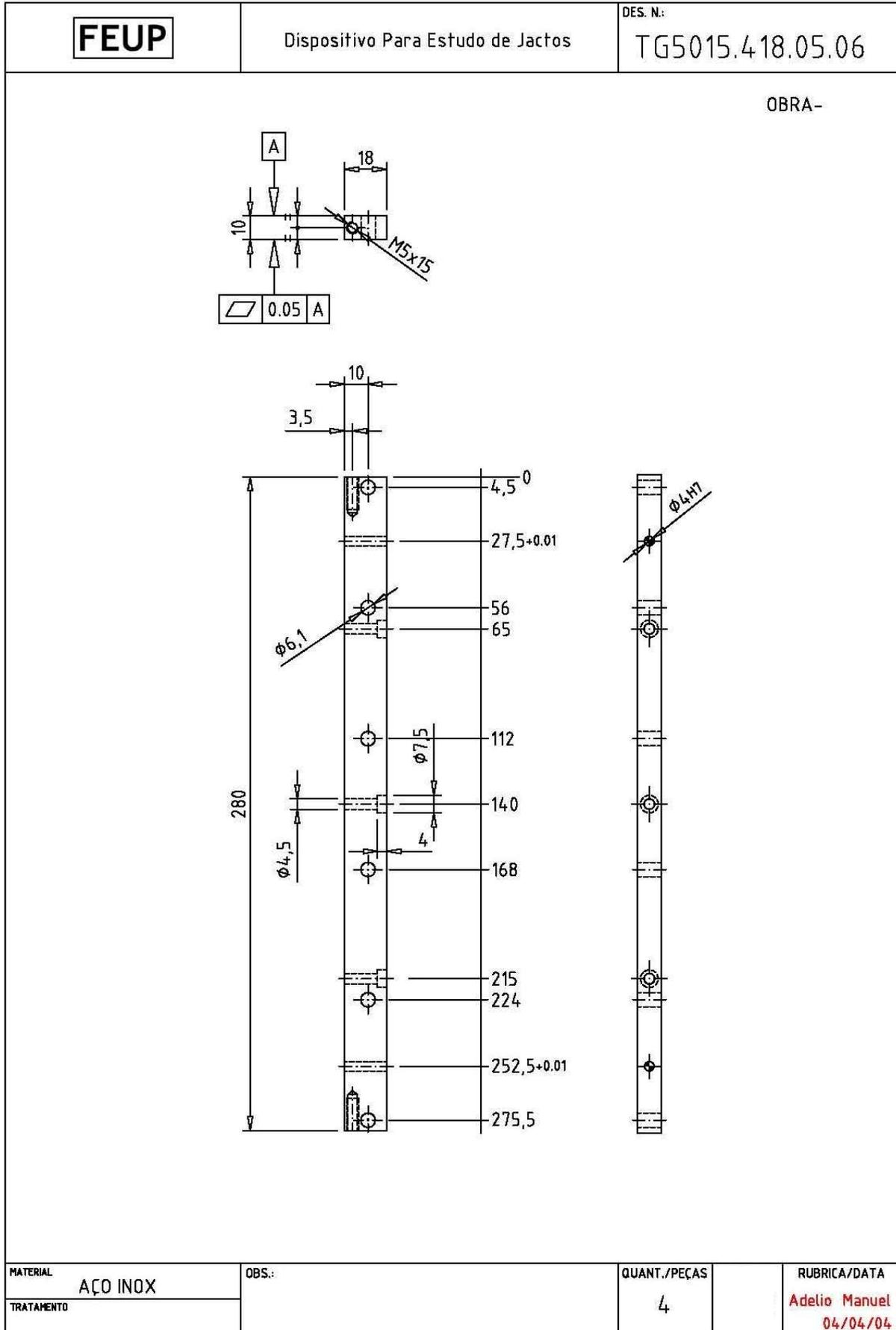


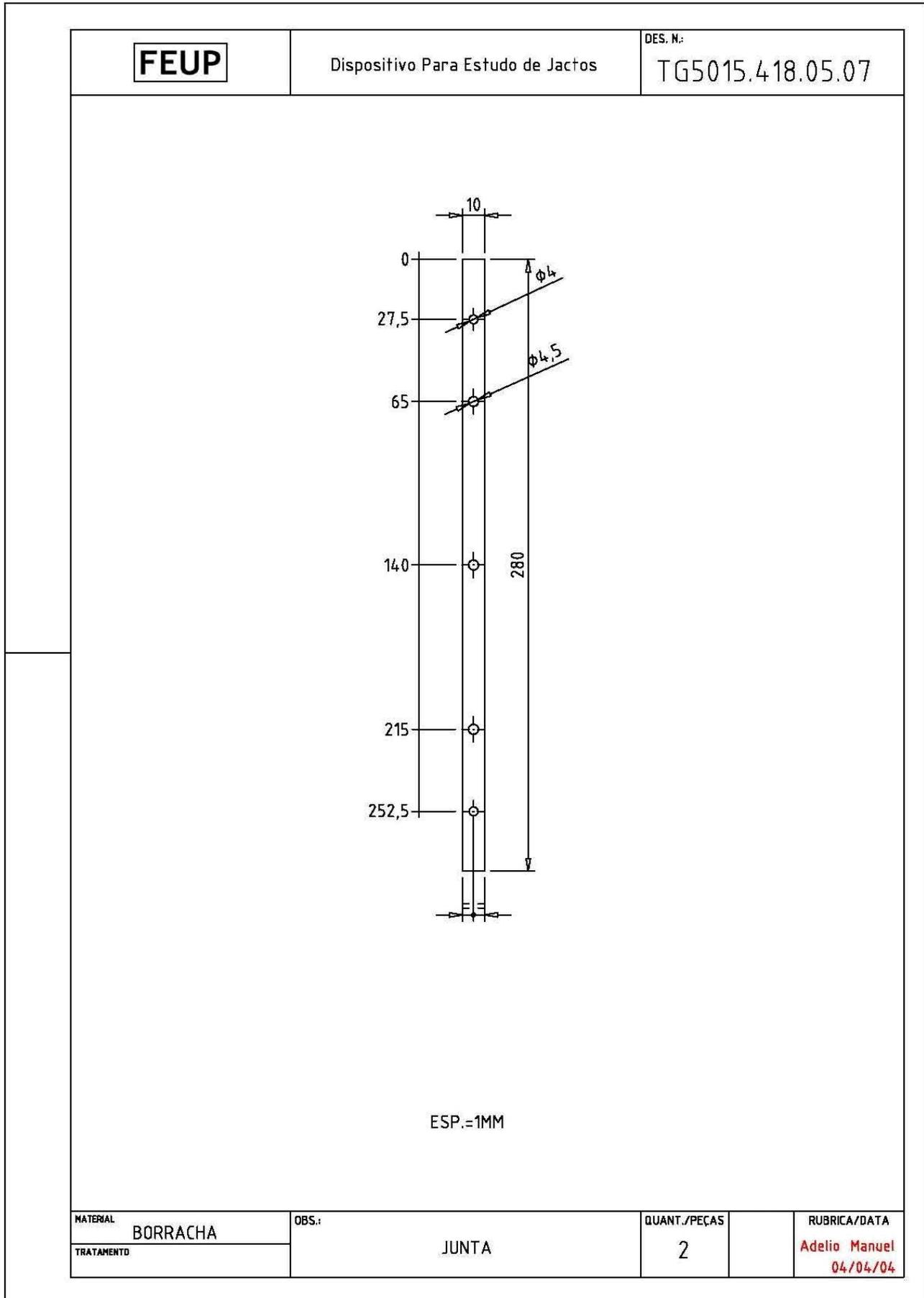


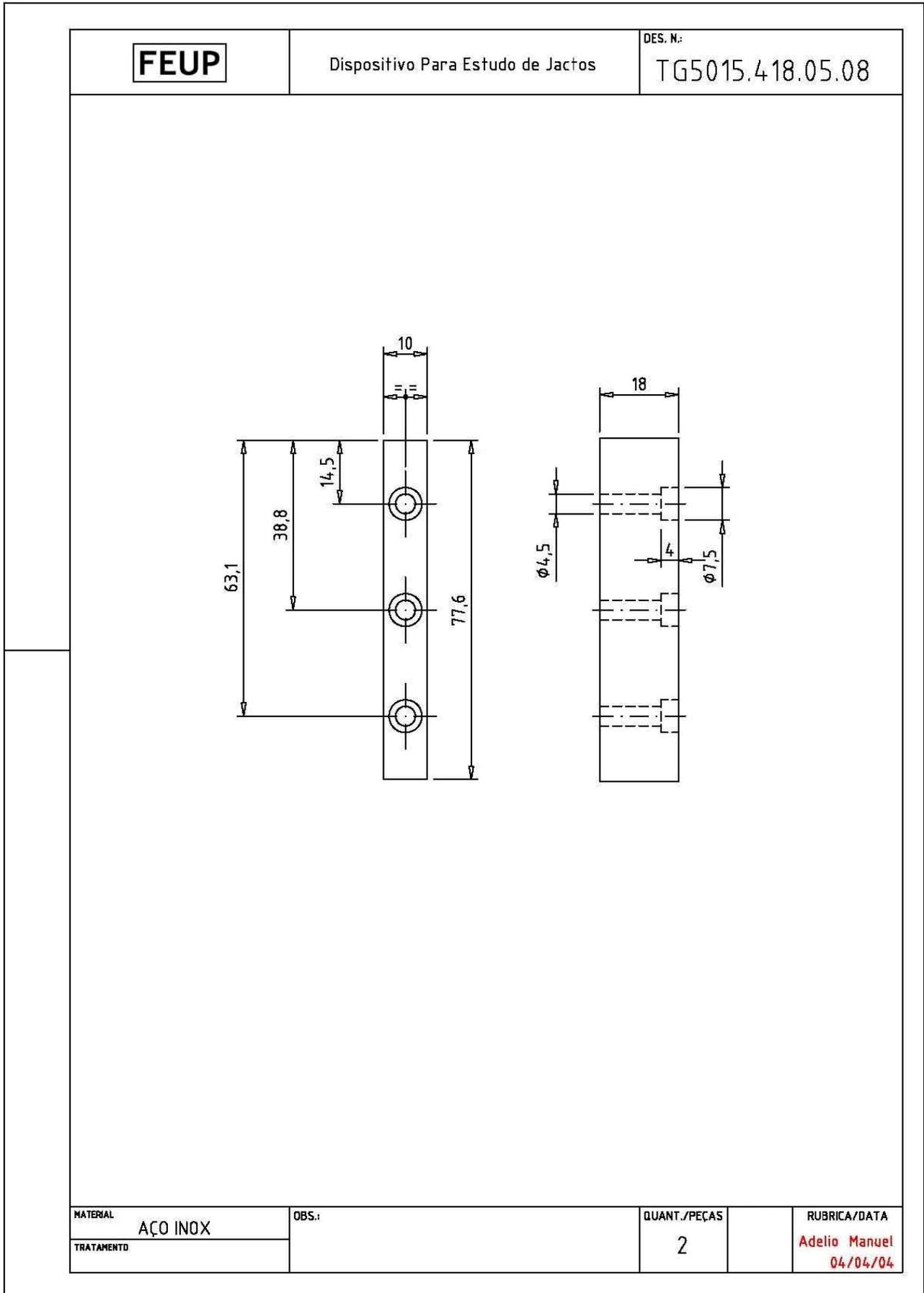


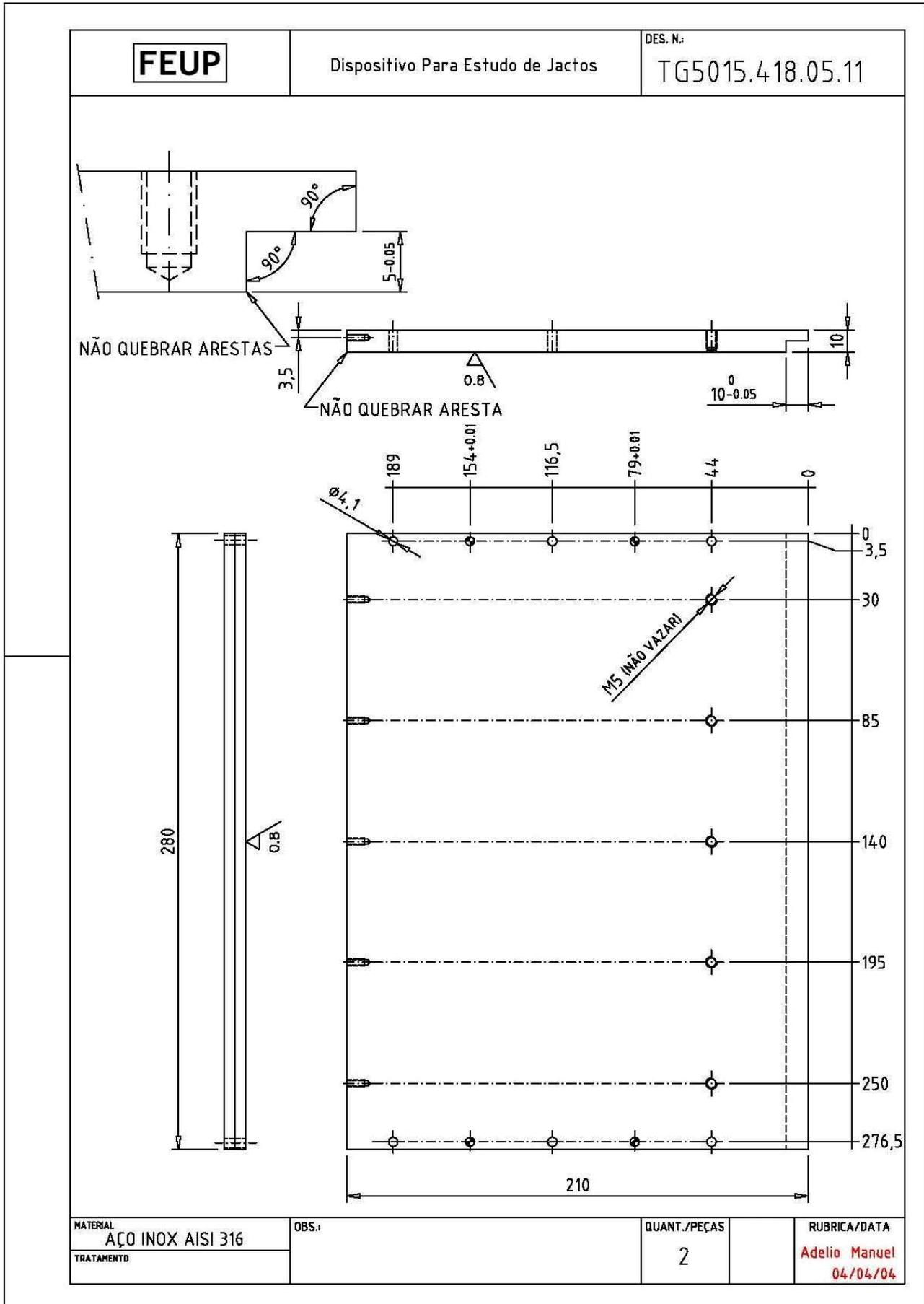


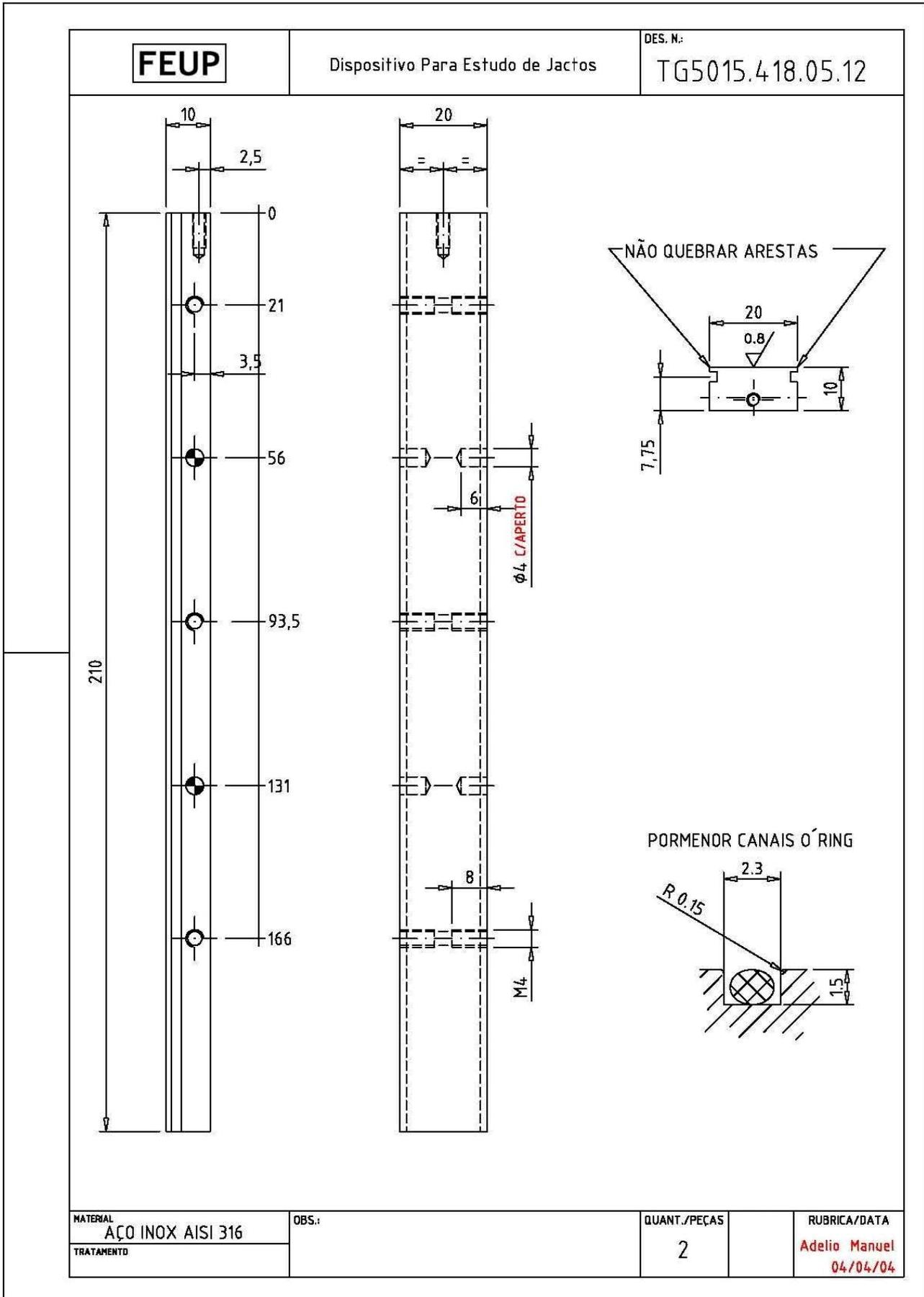


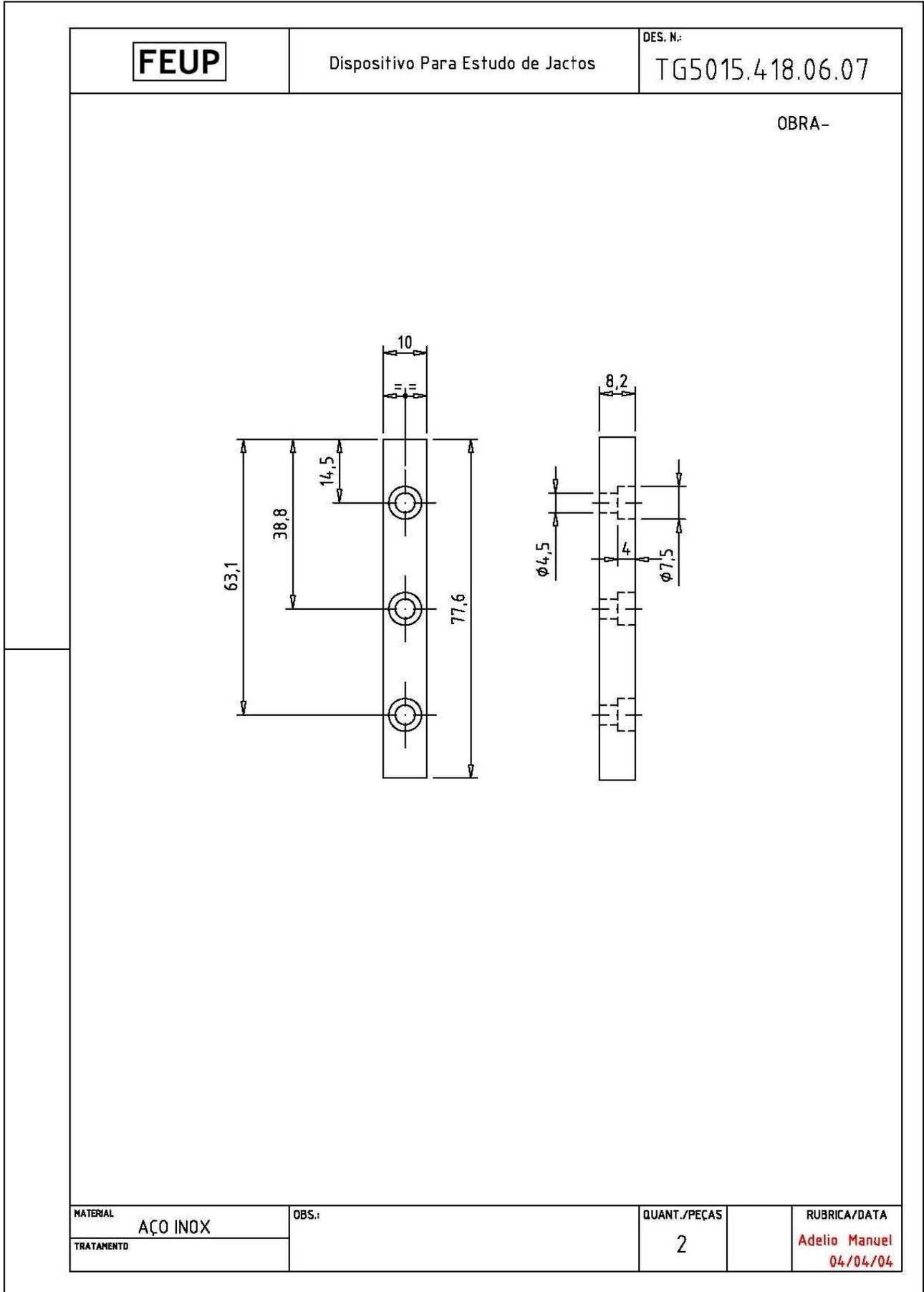


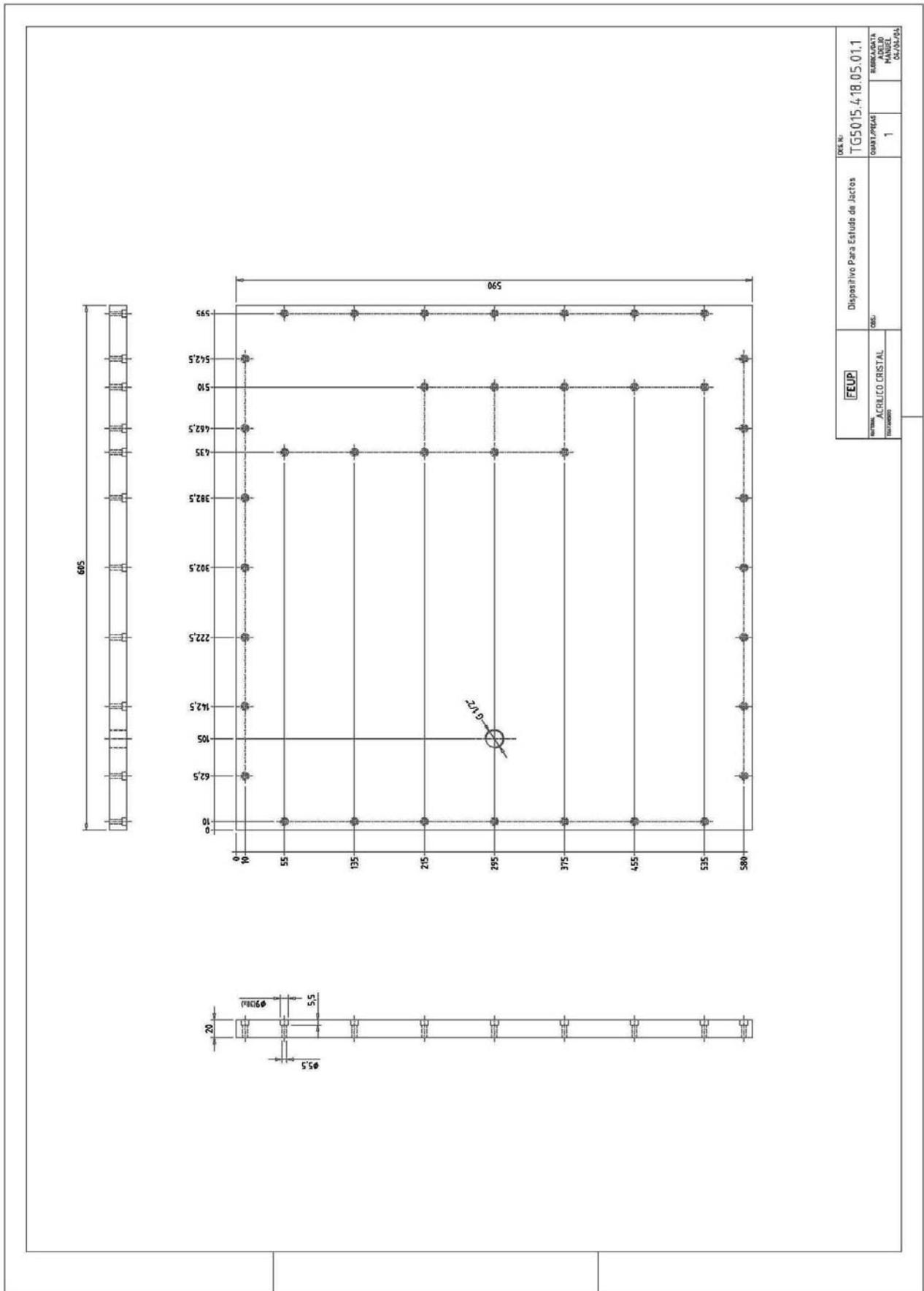


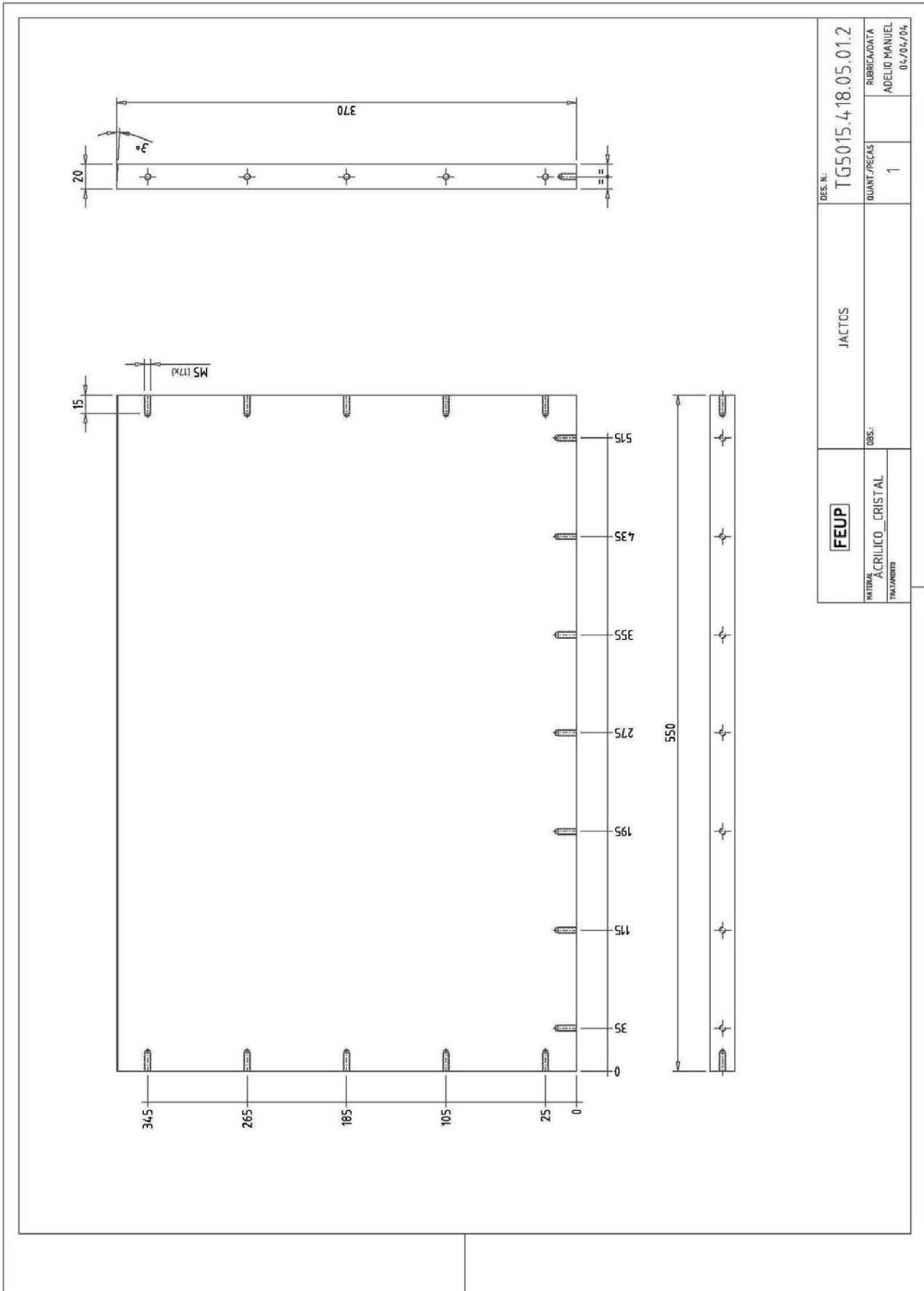


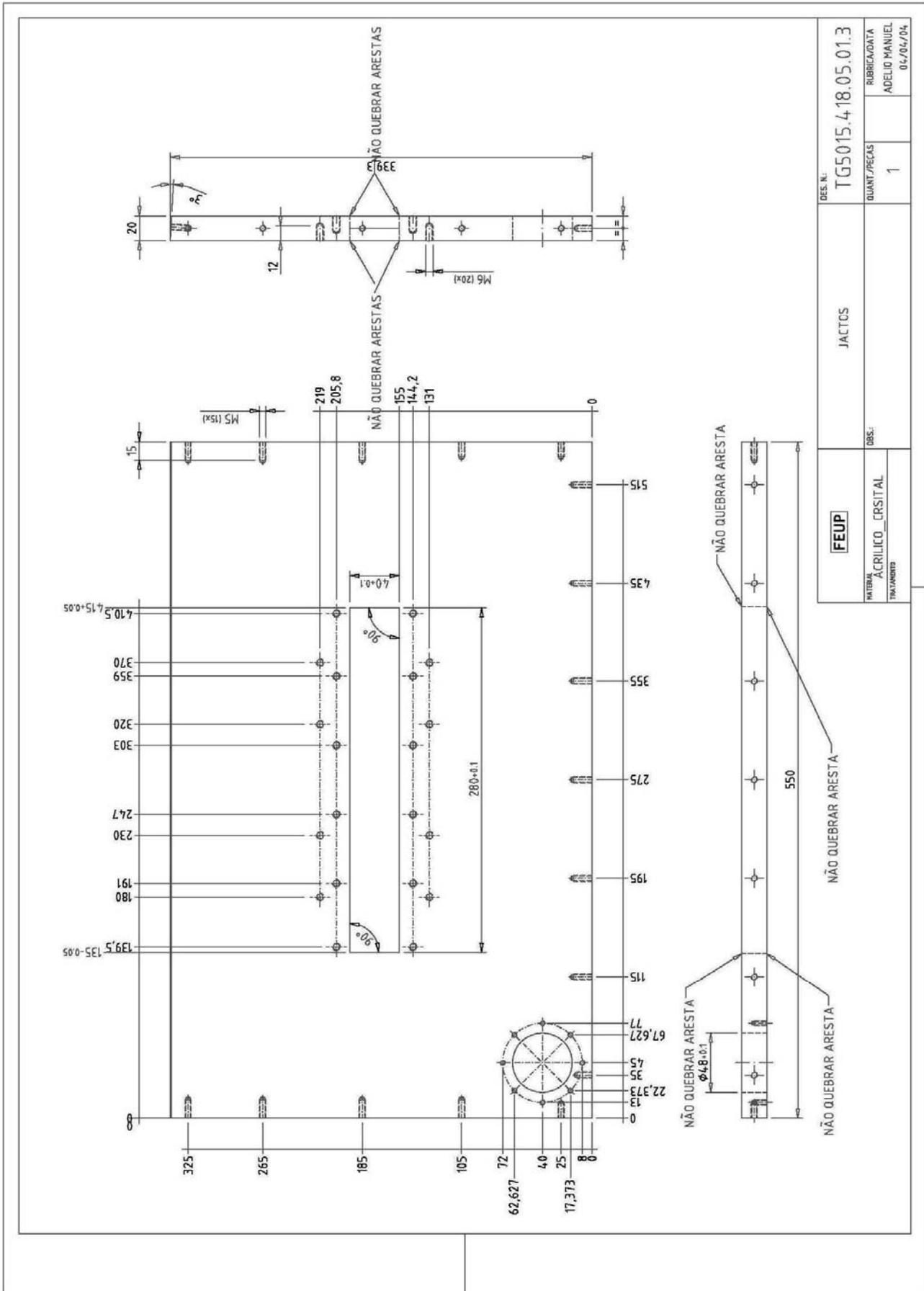


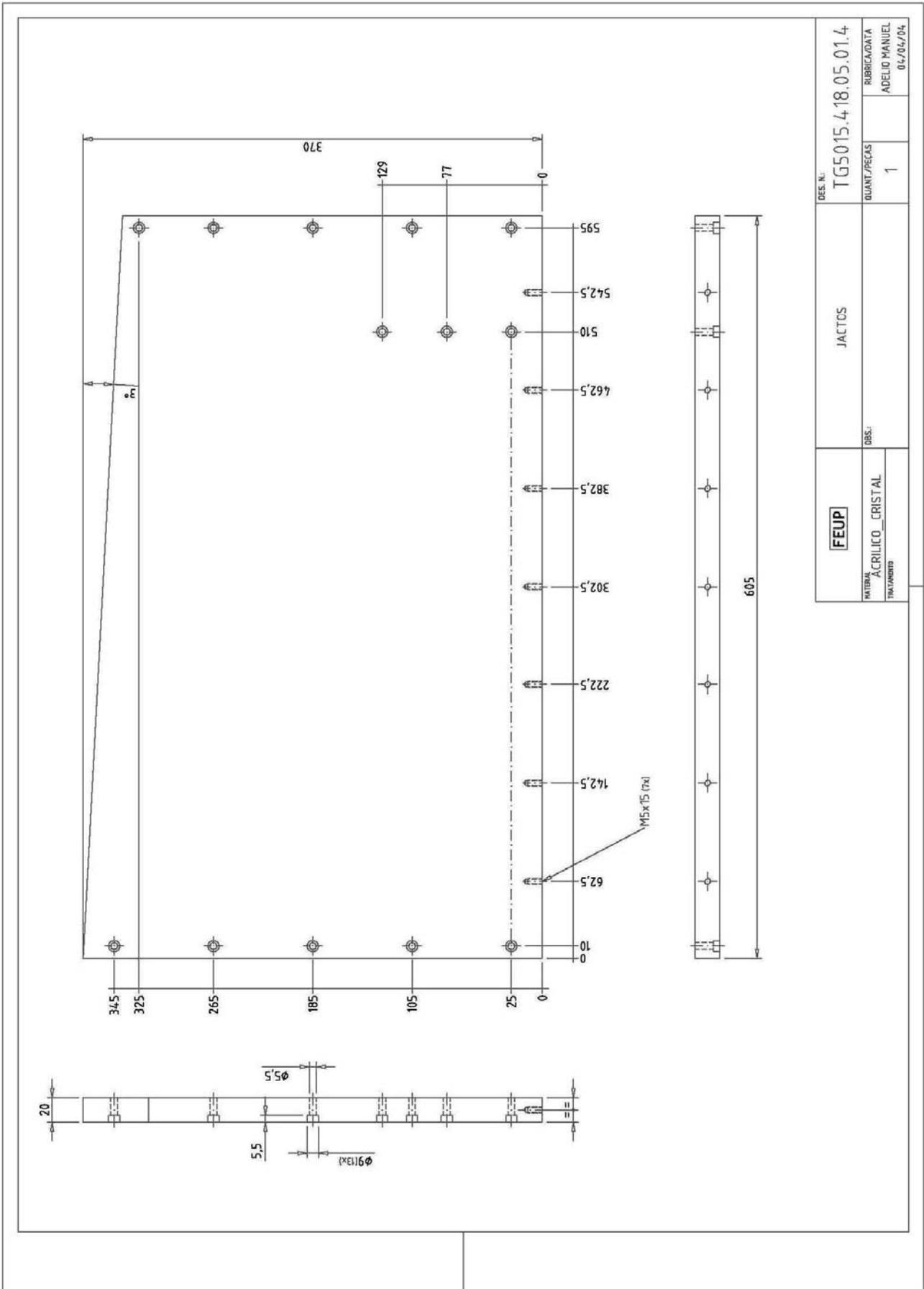


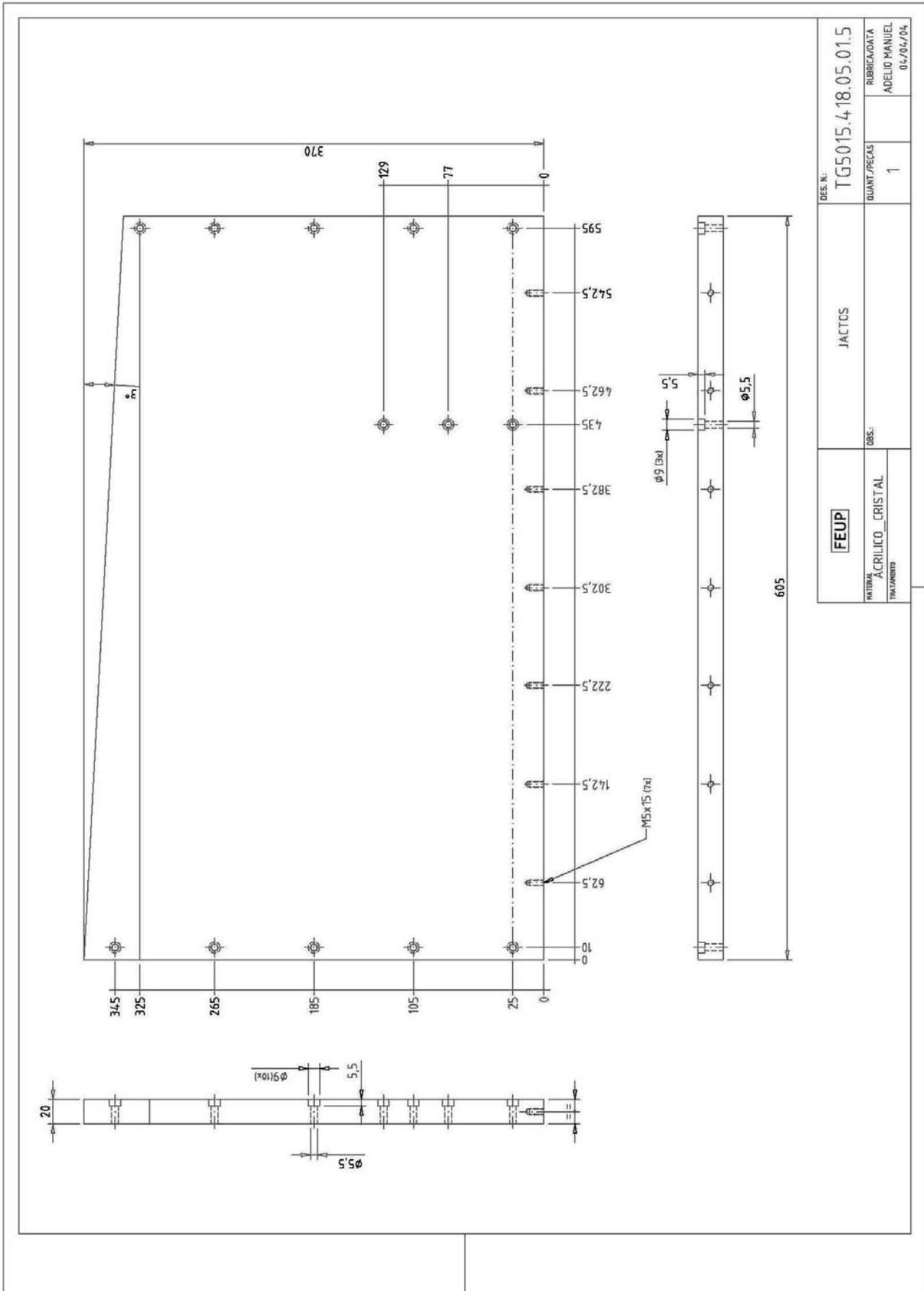




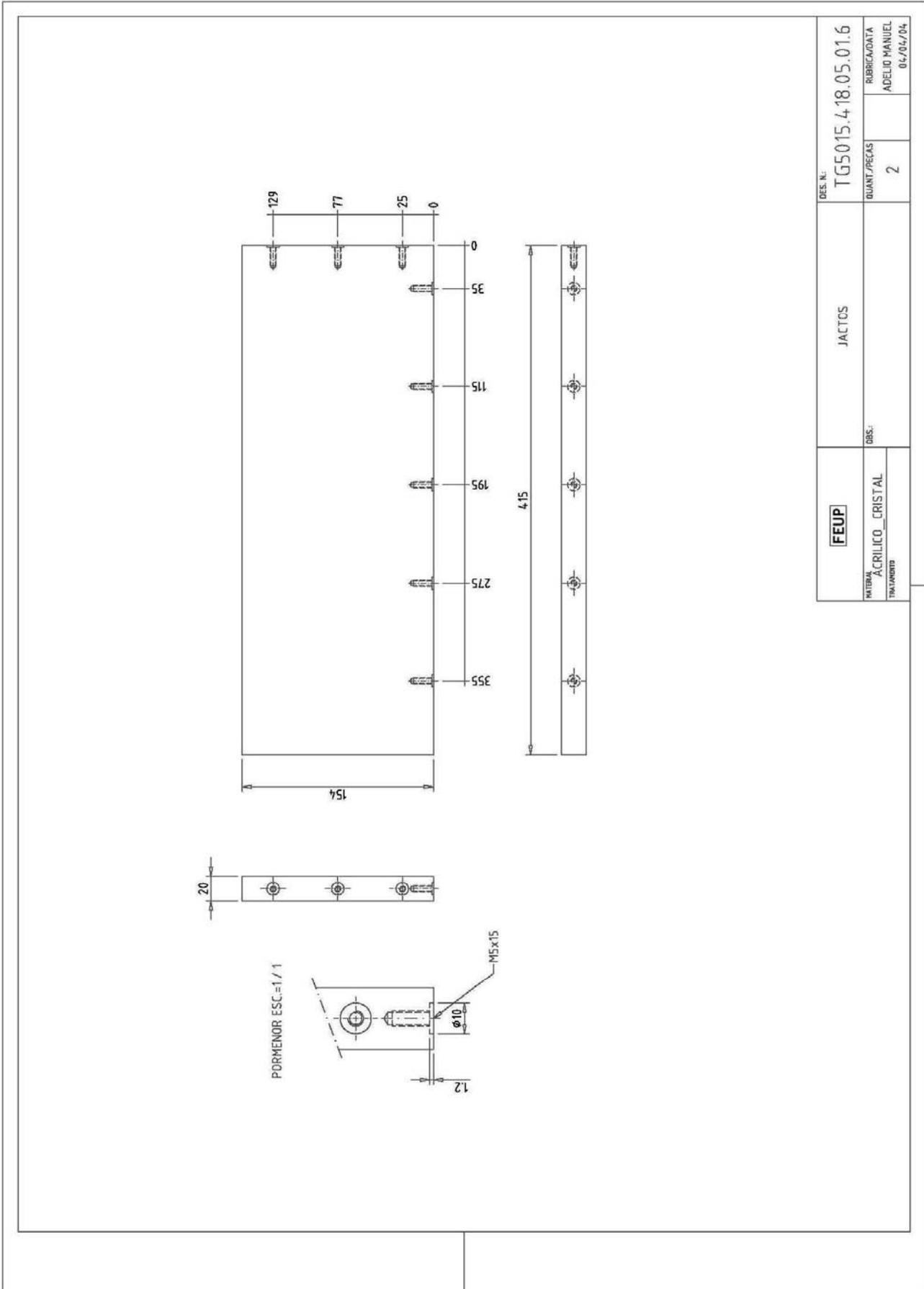


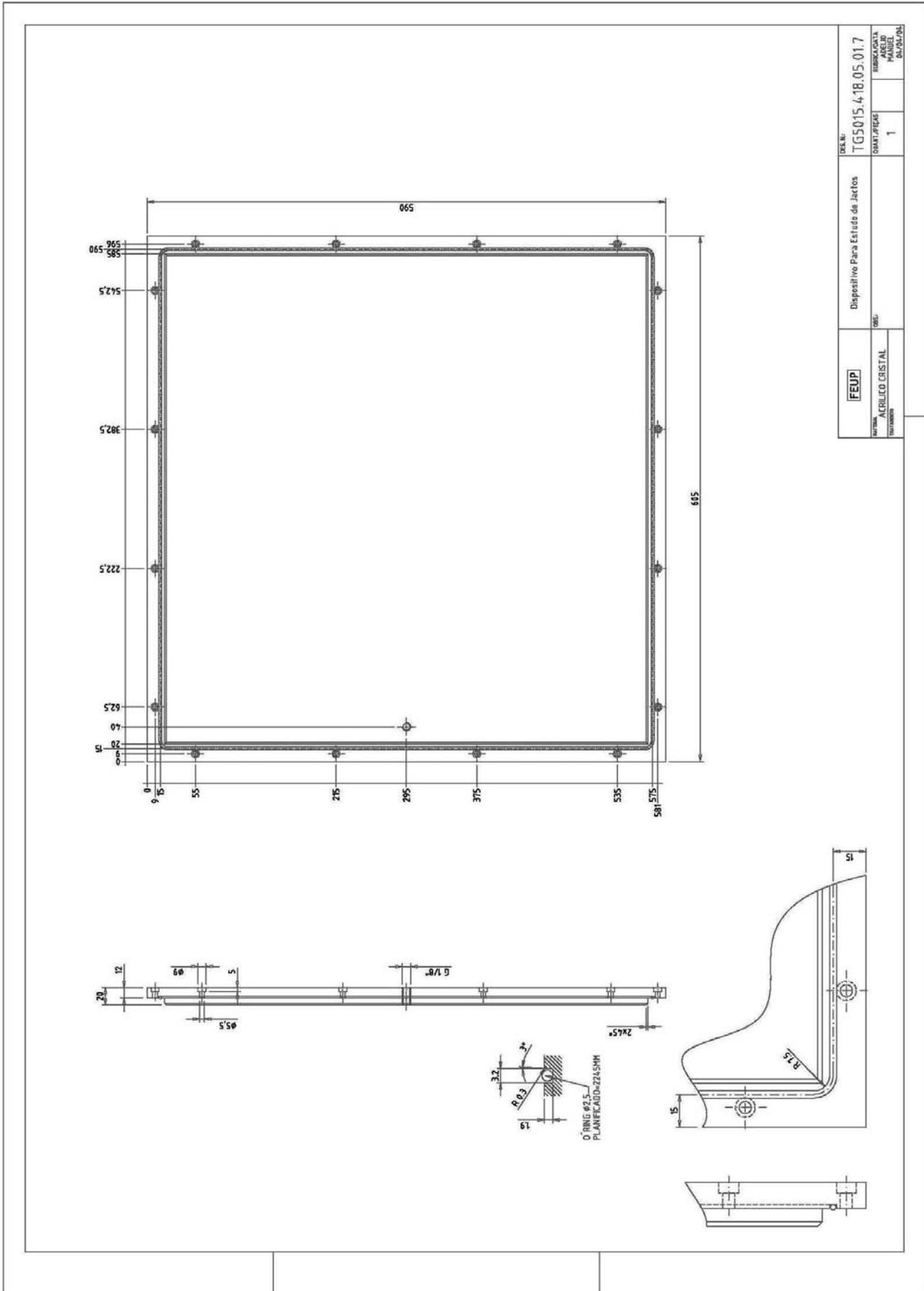


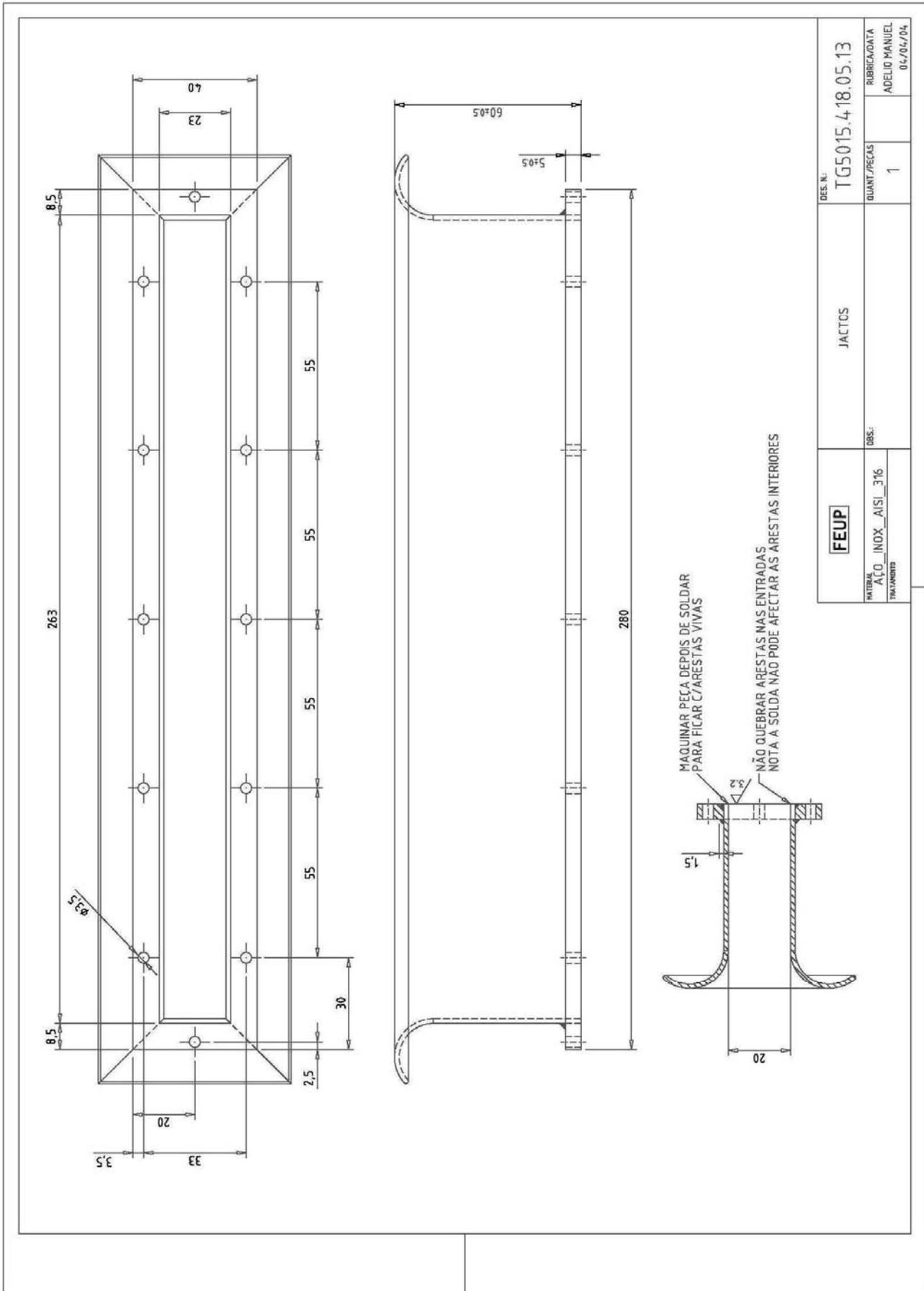




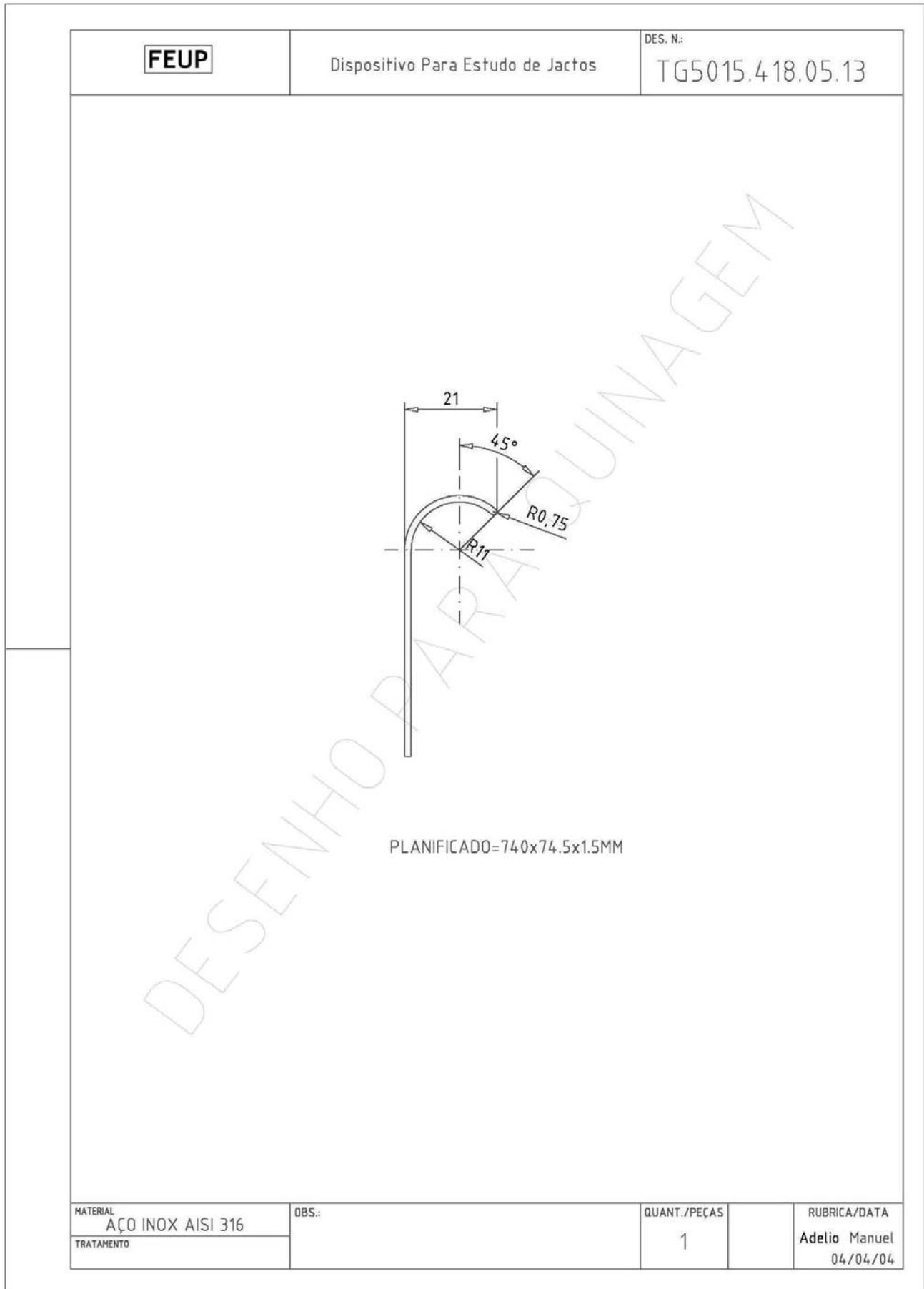
DEB. N.º		TG5015.418.05.01.5	
RUBRICADORA		ADELID MANUEL	
04/04/04			
QUANT./PEÇAS		1	
JACTOS		DBS:	
FEUP		MATERIAL ACRILICO_CRYSTAL	
		TRATAMENTO	

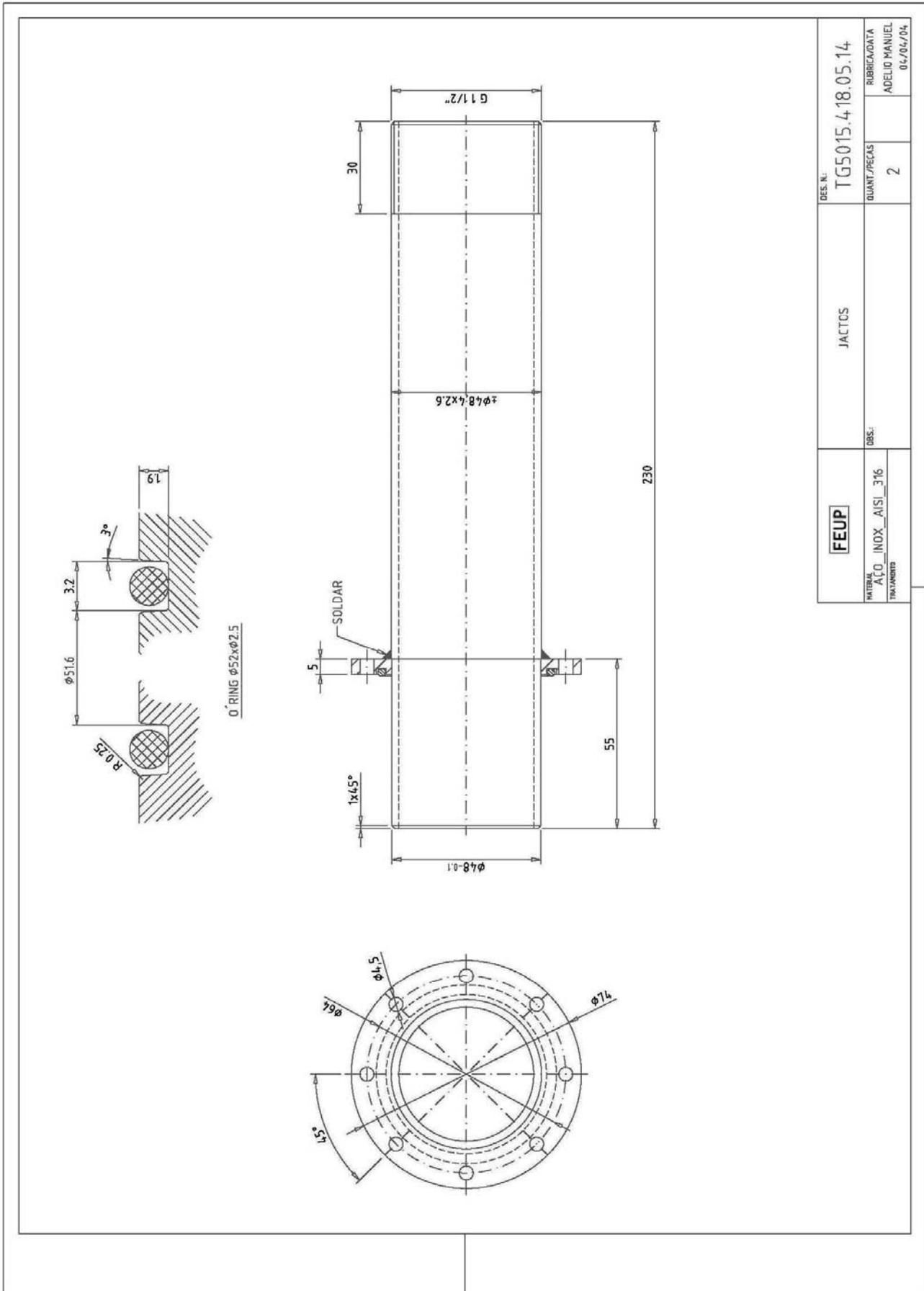




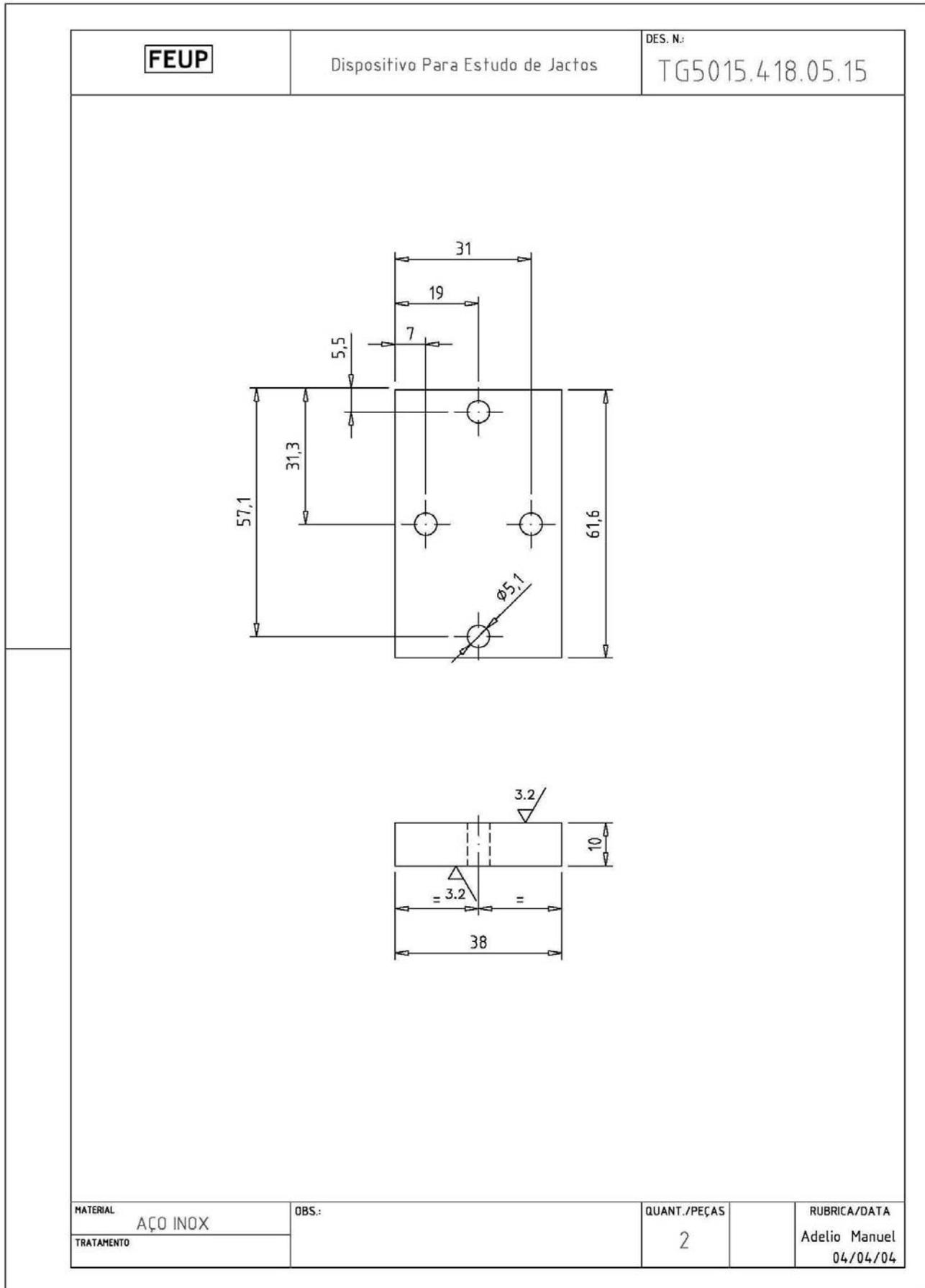


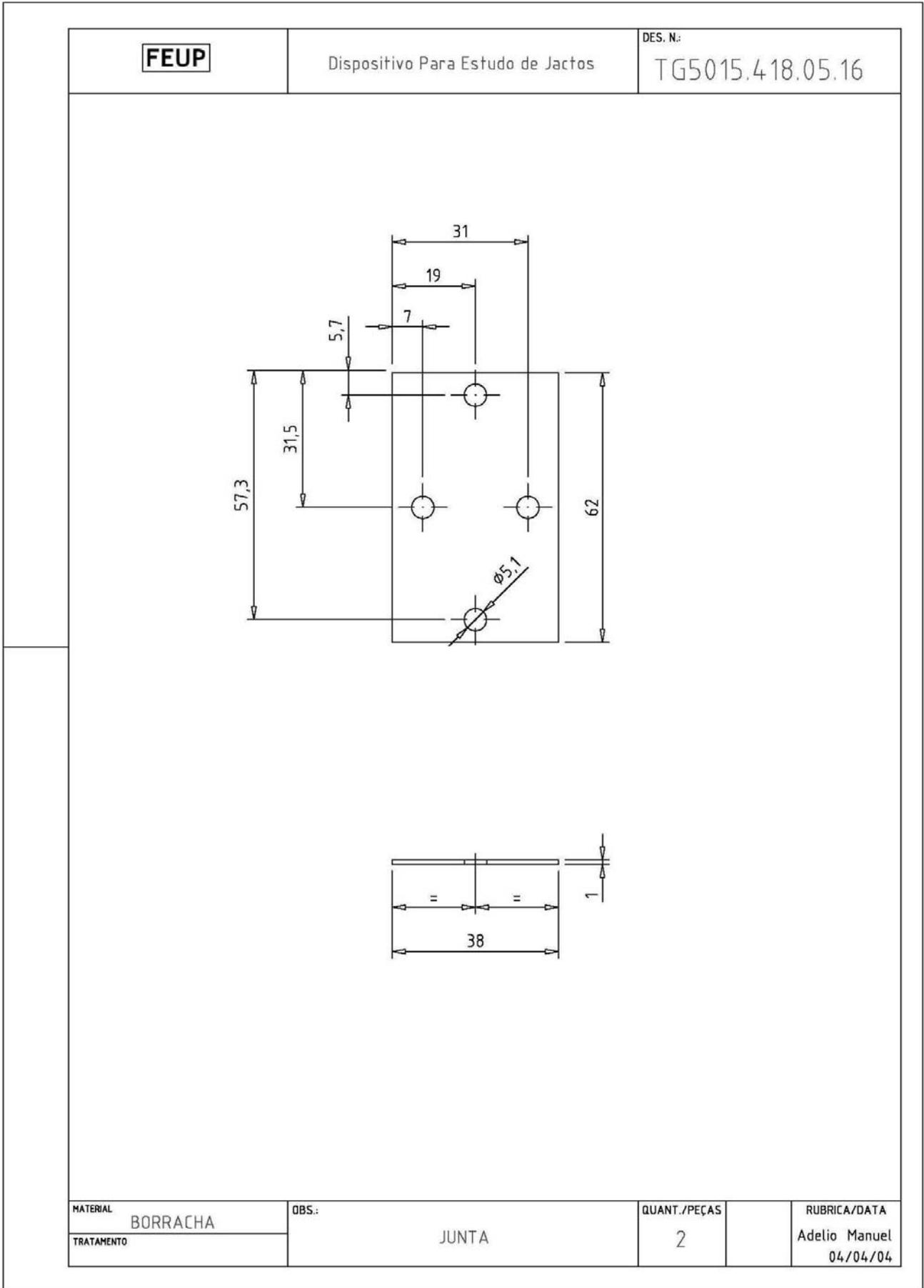
DEE. N.:		TG5015.4.18.05.13	
RUBRICADA/DA:		ADELID MANUEL	
QUANT./PEÇAS:		1	
MATERIAL:		AÇO_INOX_AISI_316	
TRATAMENTO:			
FEUP		JACTOS	
OBS.:			

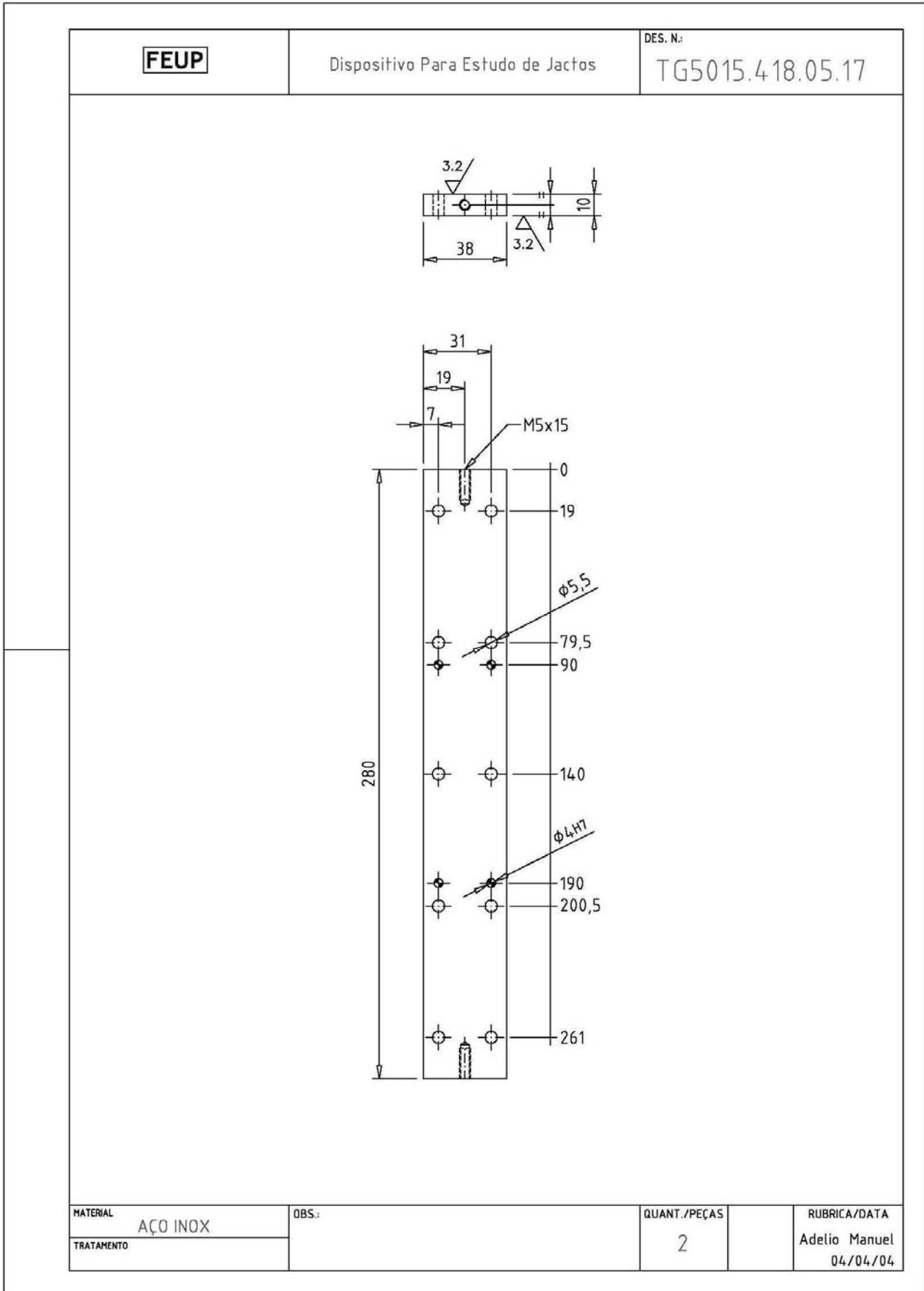


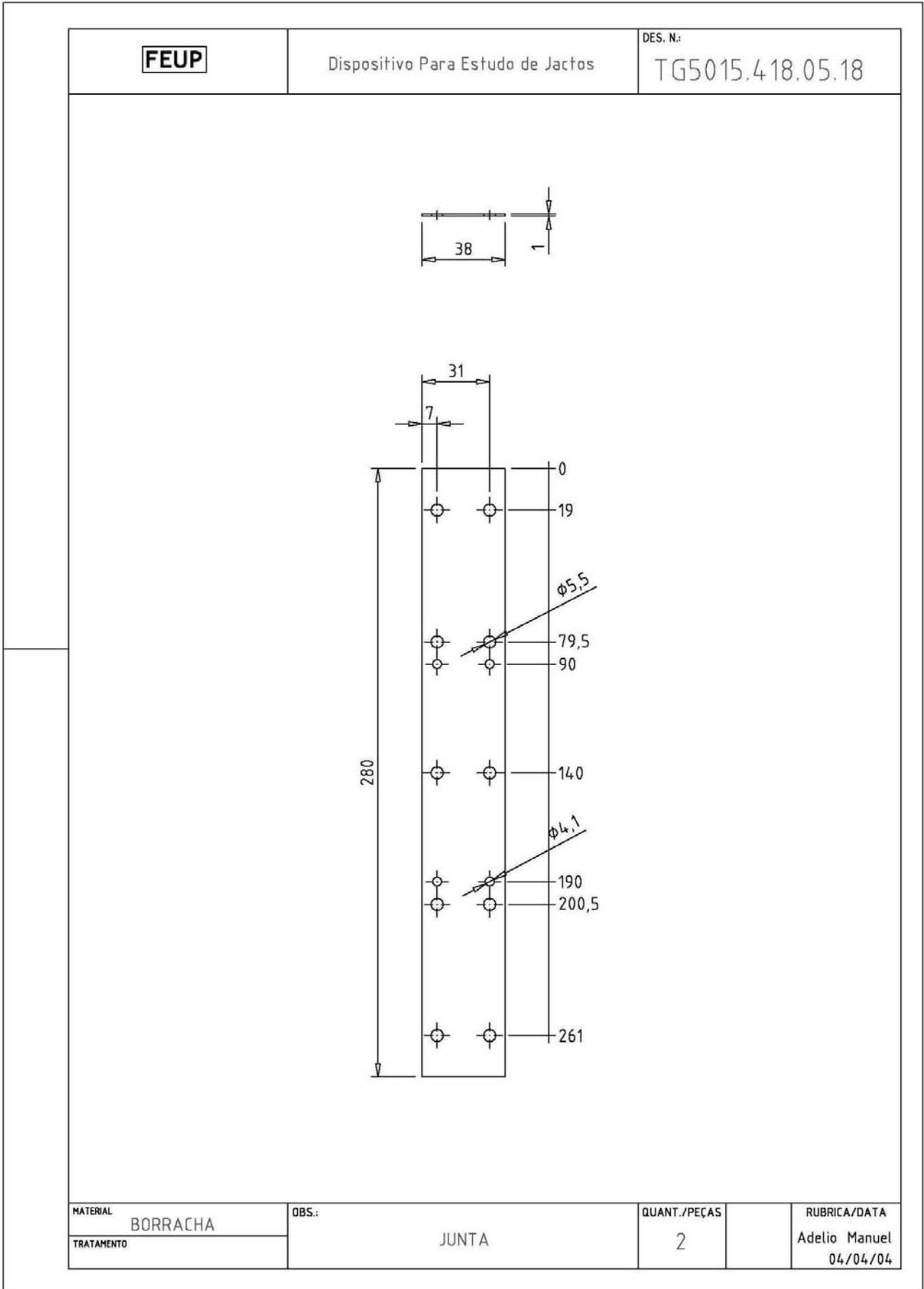


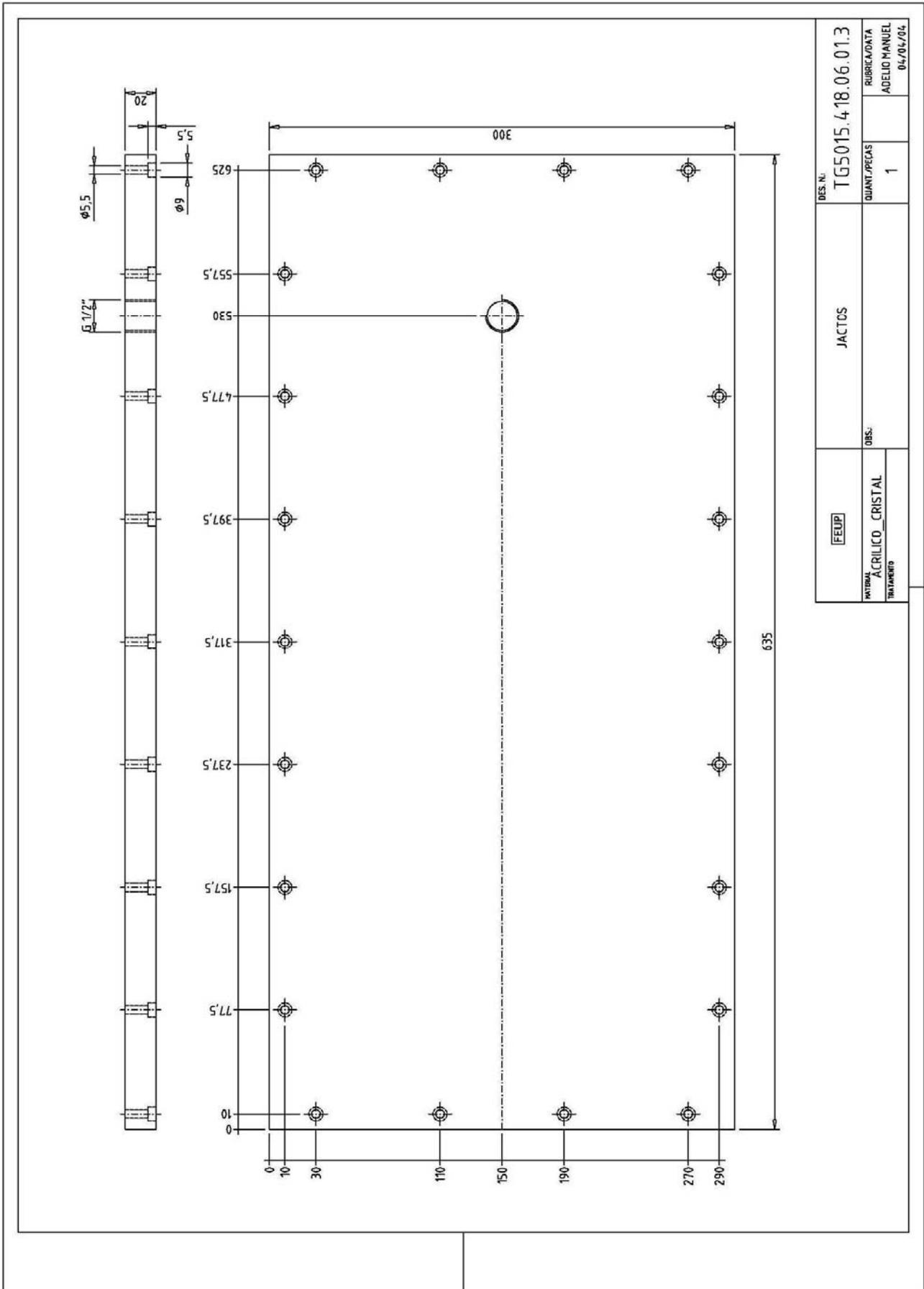
FEUP	JACTOS	DES. N.º	TG5015.418.05.14
		QUANT./PEÇAS	2
MATERIAL AÇO INOX AISI 316		DBS.º	RUBRICADORA ADELID MANUEL
TRATAMENTO			04/04/04

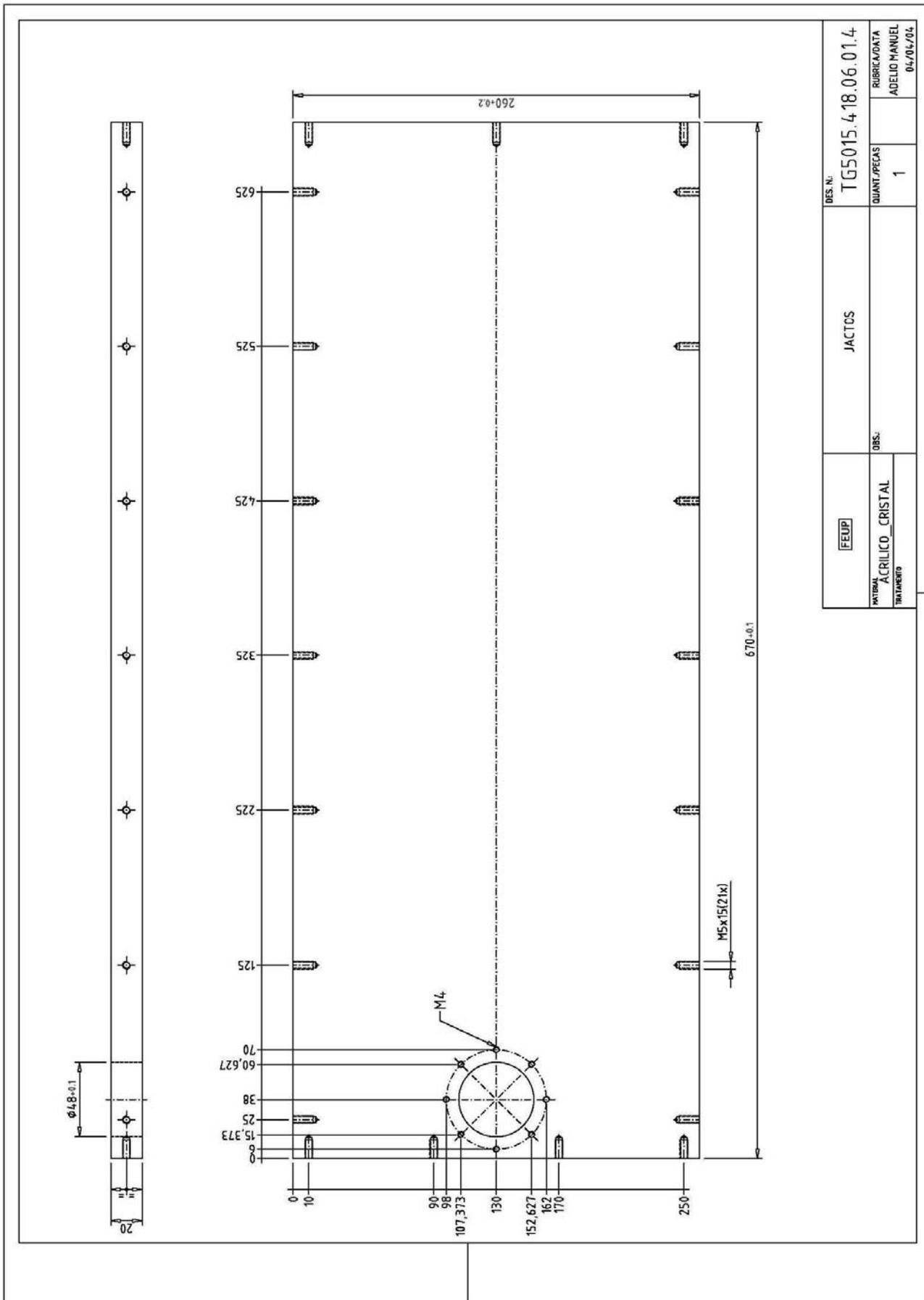


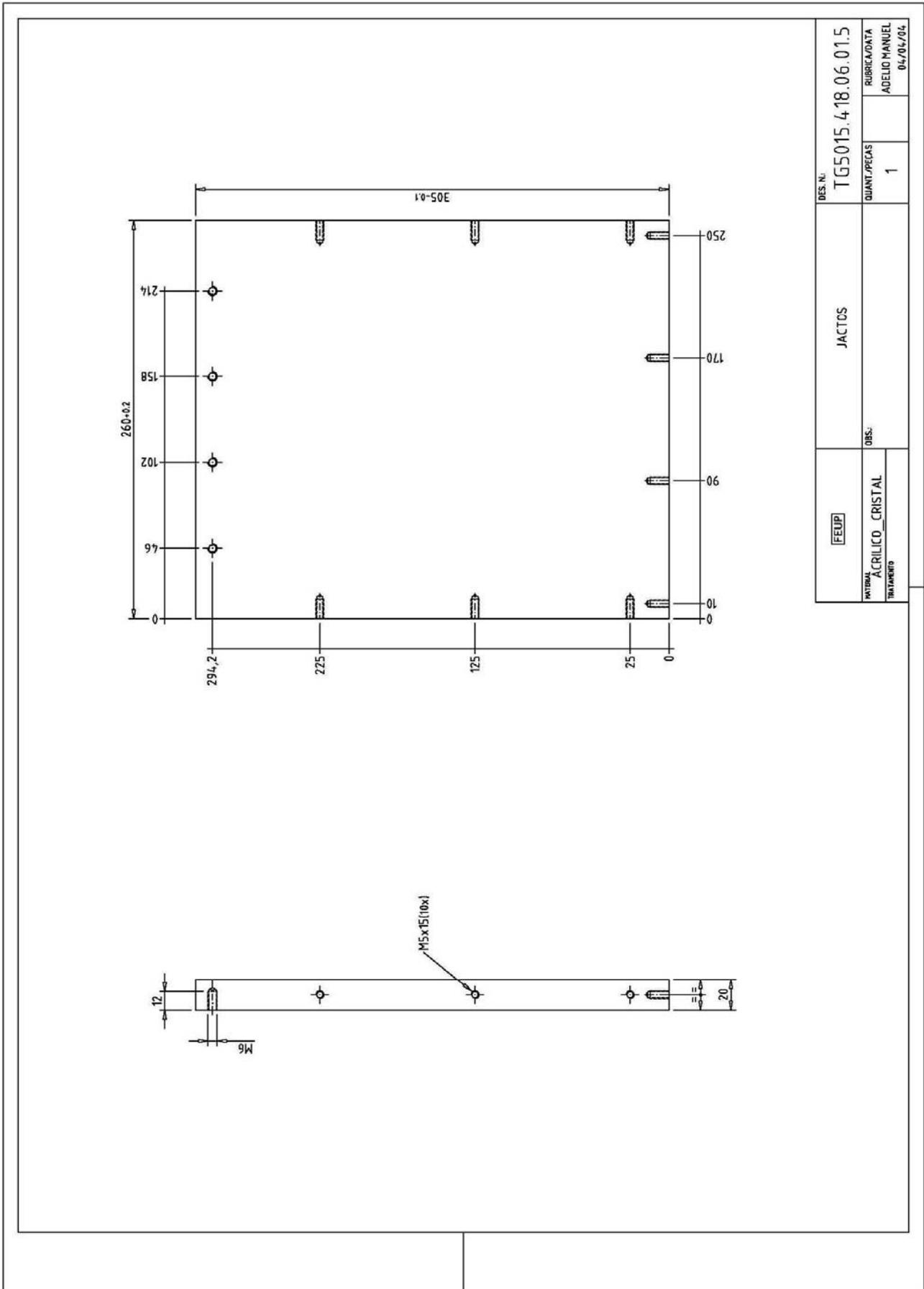




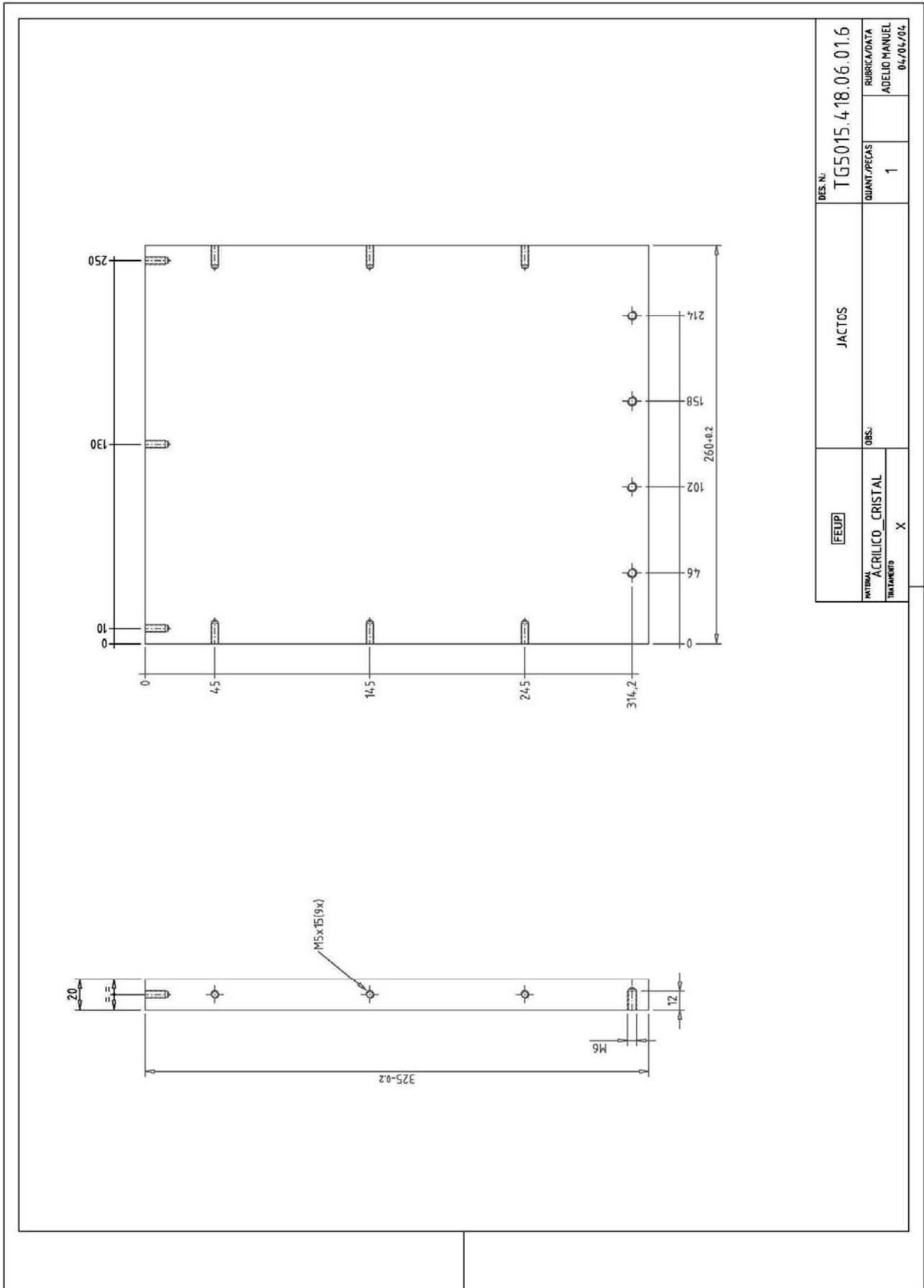


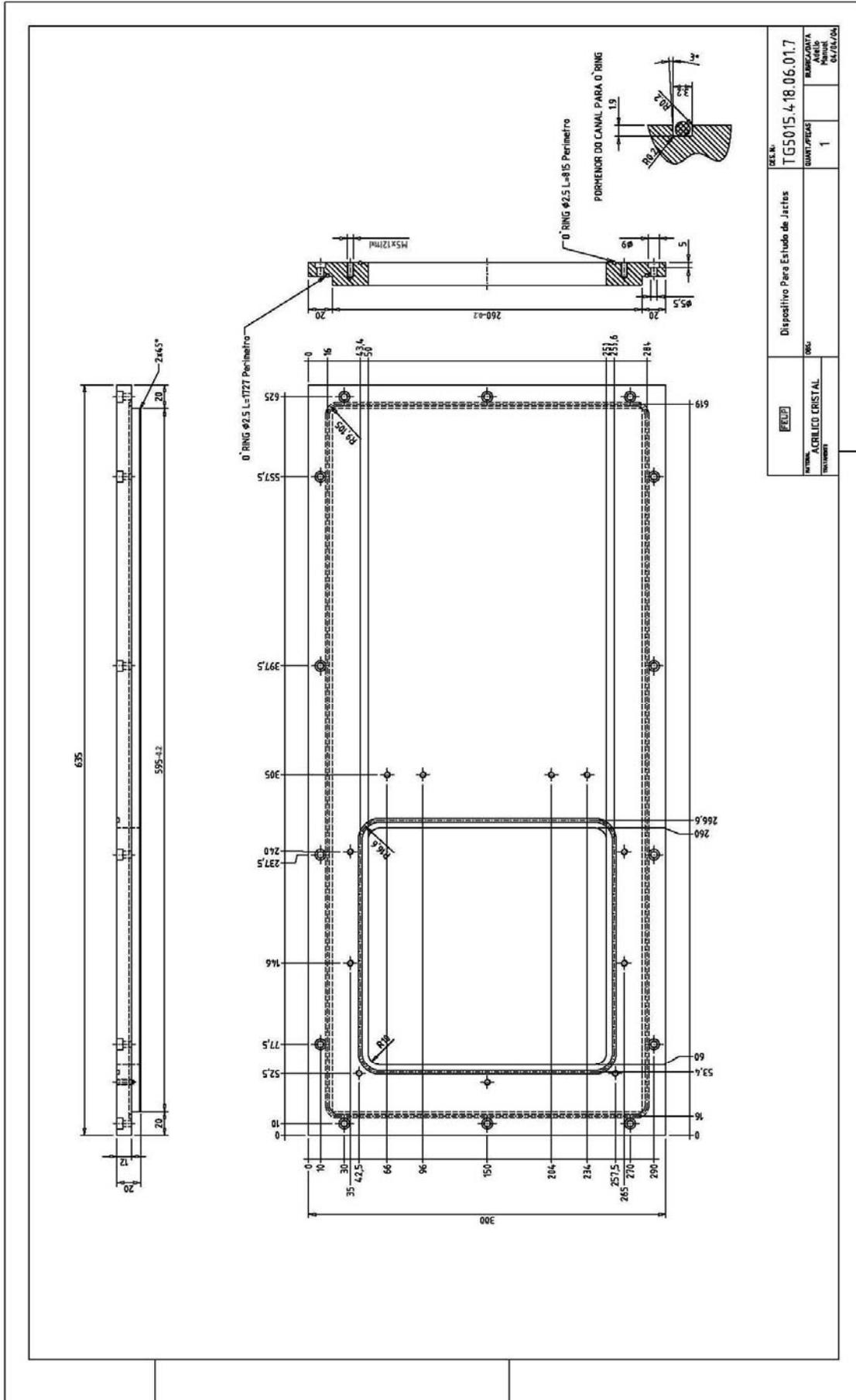


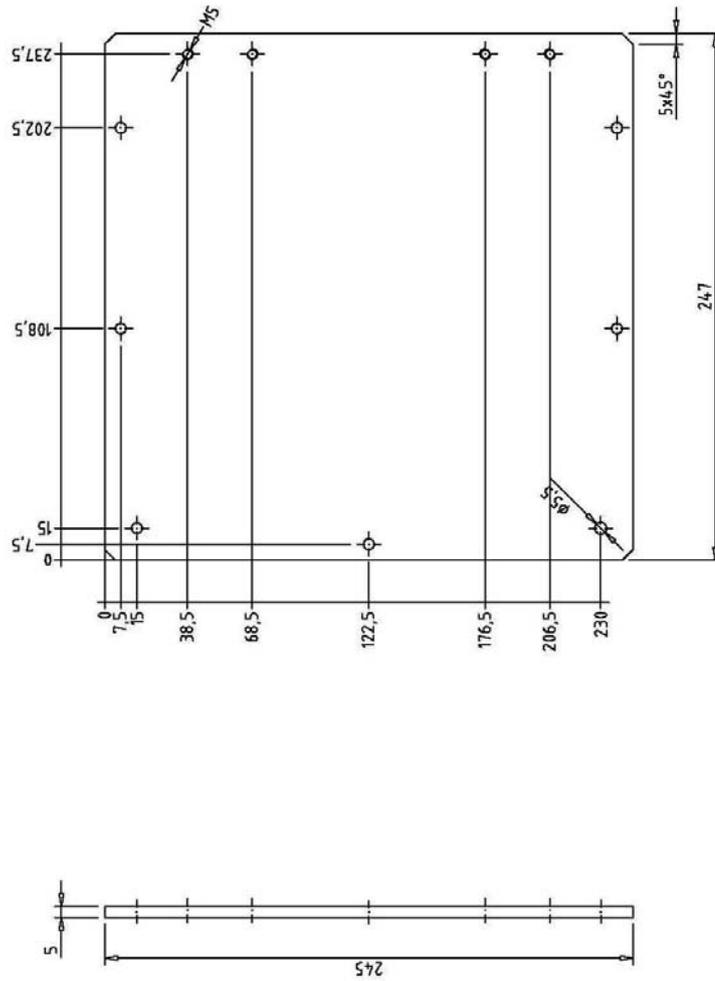




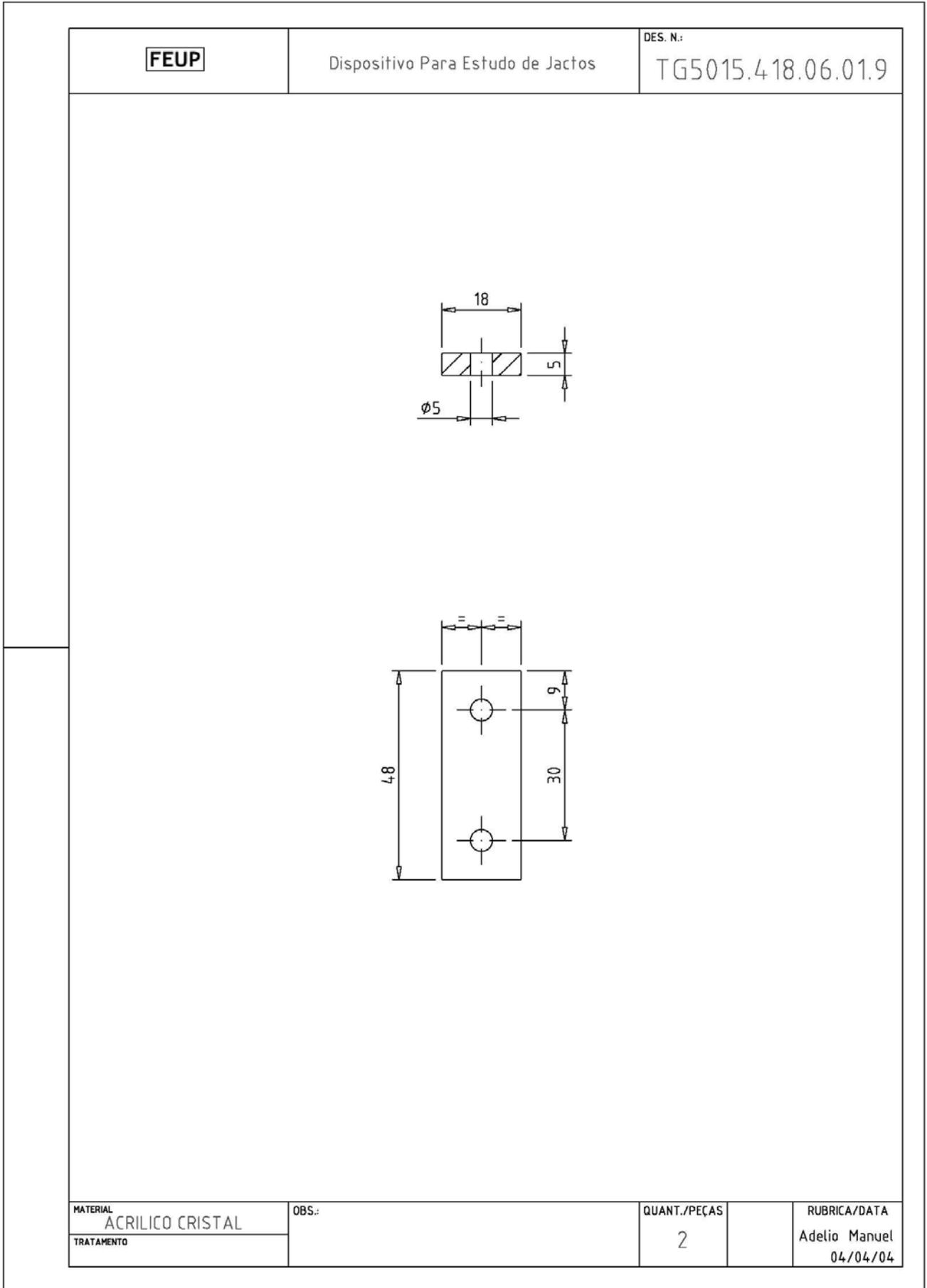
FEUP	JACTOS	DES. N.	TG5015.418.06.01.5
		QUANT./PEÇAS	1
MATERIAL ACRILICO CRISTAL		RUBRICA/DATA	ADELIO MANUEL 04/04/2006
TREATMENTO		OBS.	

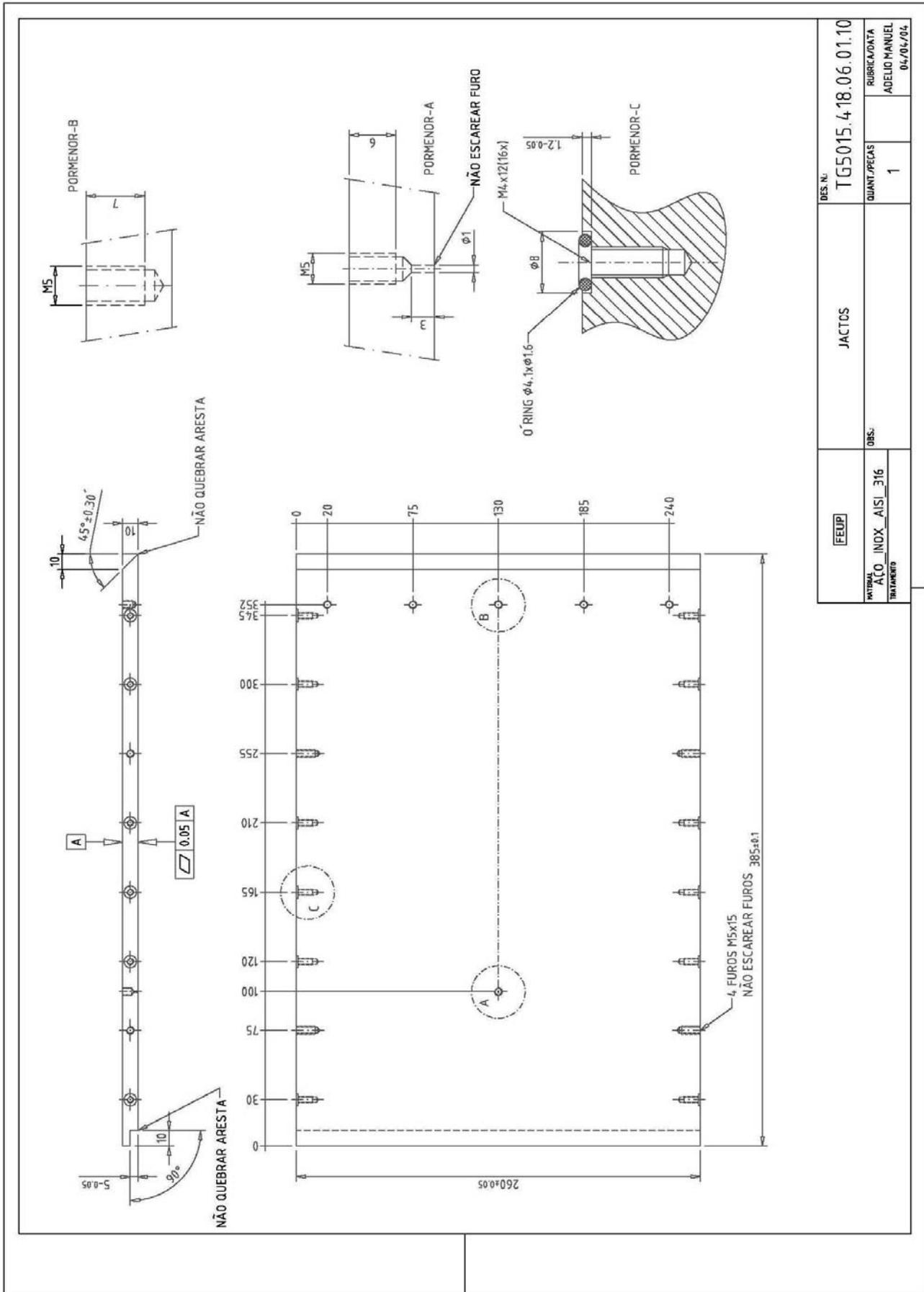




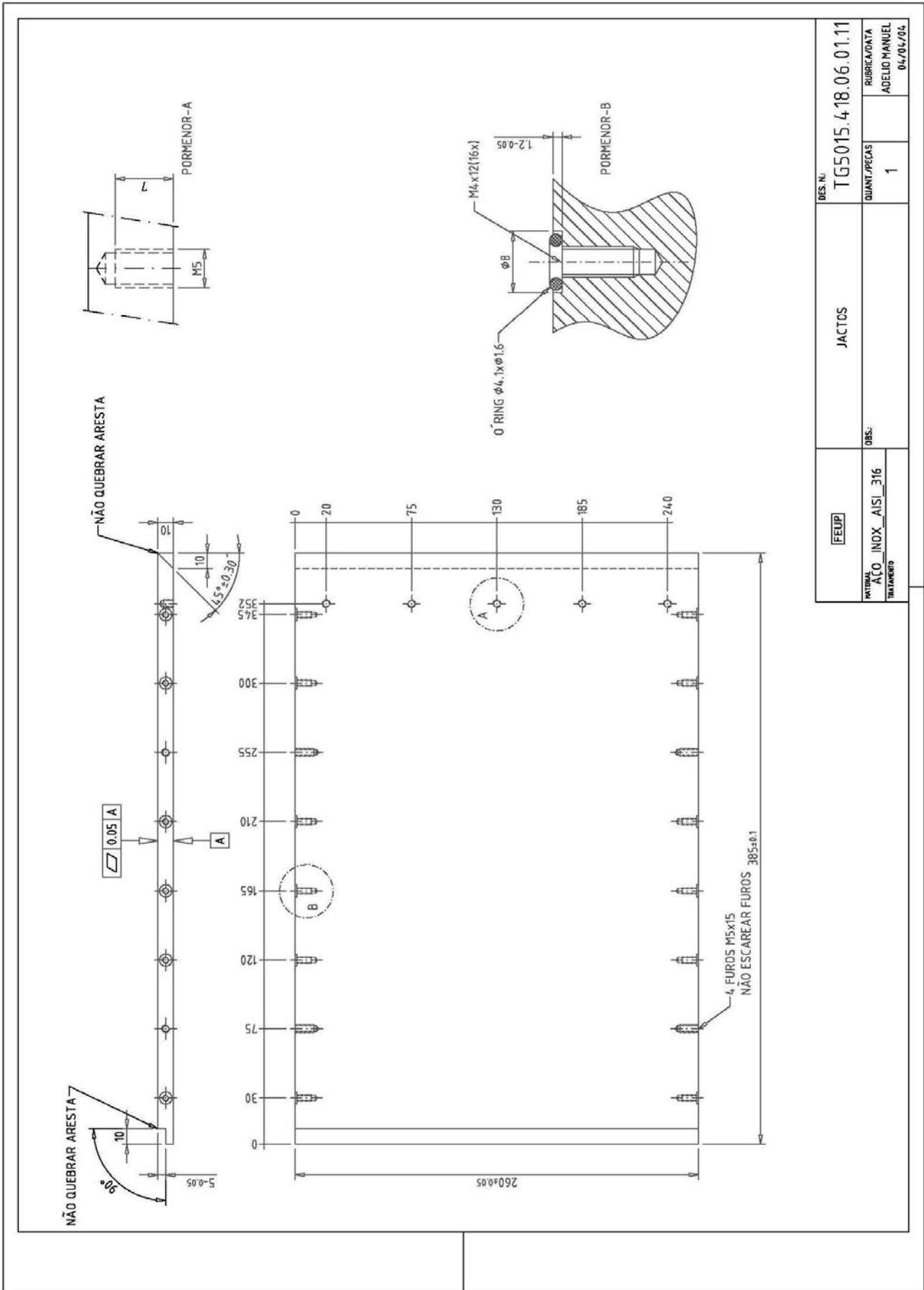


FEUP	JACTOS	DES. N.	TG5015.418.06.01.8
		QUANT./PEÇAS	1
MATERIAL ACRILICO_CRYSTAL TRATAMENTO		OBS.	RUBRICA/DATA ADELIO MANUEL 04/04/06

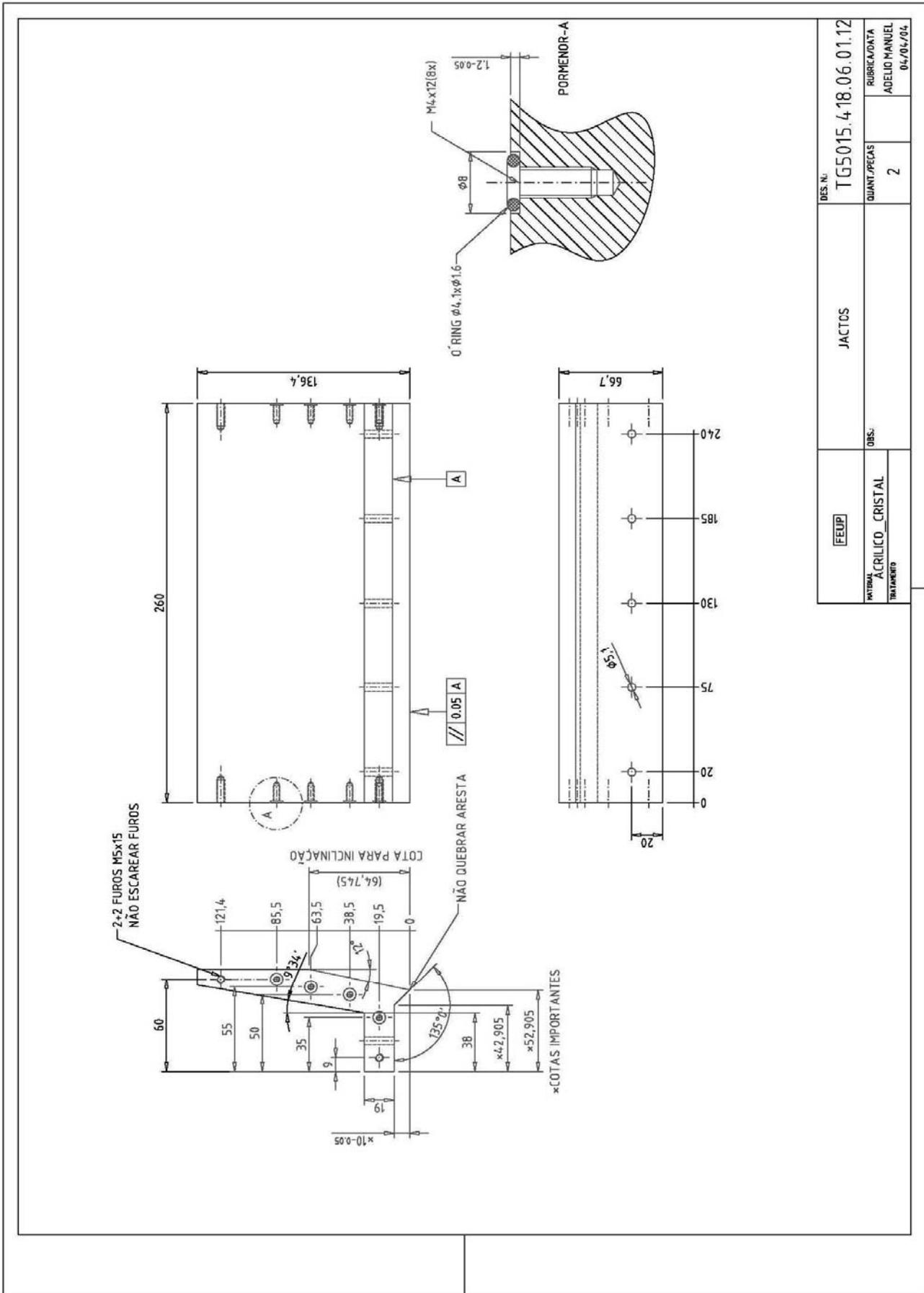




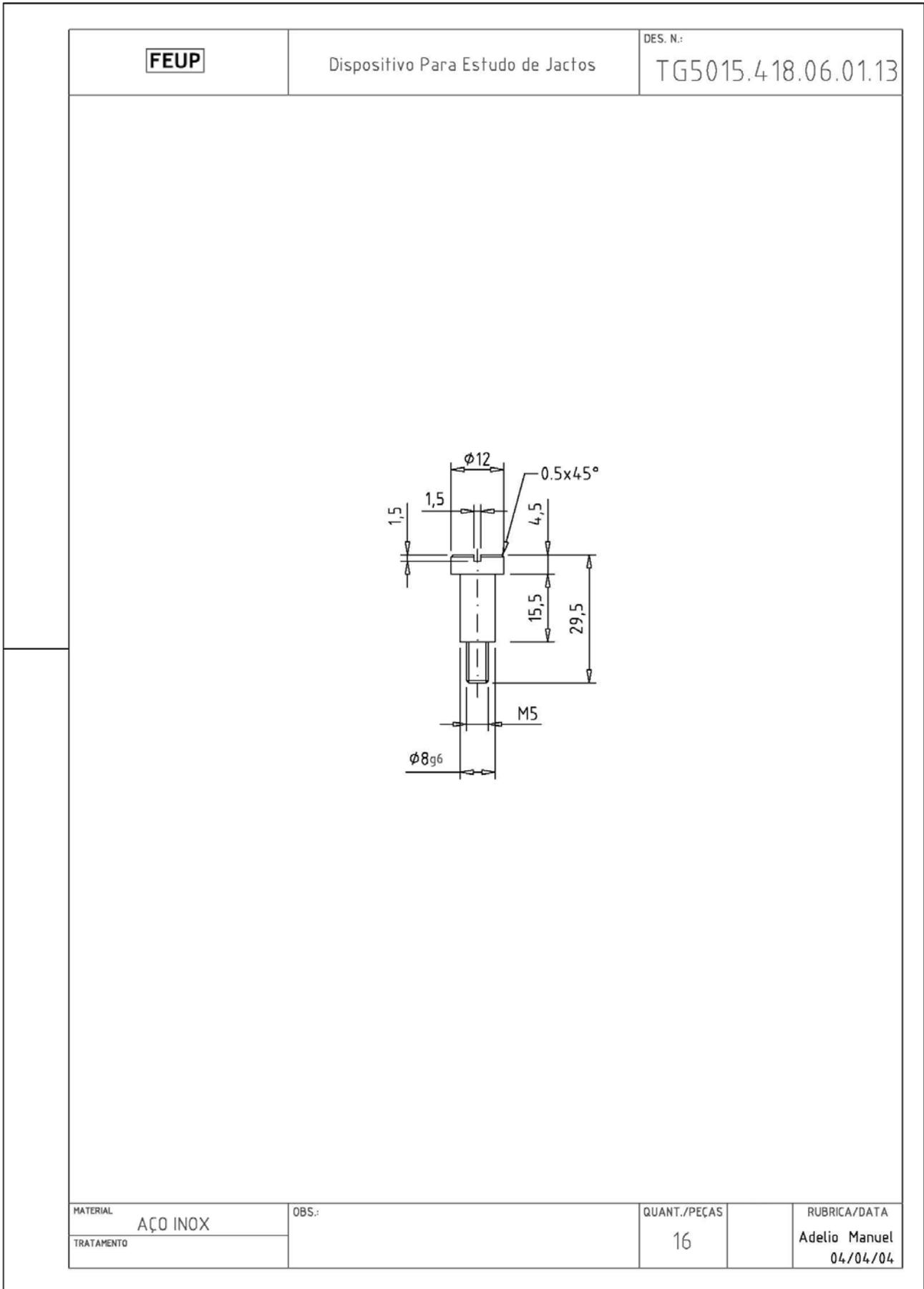
FEUP	JACTOS	DES. N.	TG5015.418.06.01.10
		QUANT./PEÇAS	1
MATERIAL AÇO INOX AISI 316		RUBRICA/DATA ADELIO MANUEL 04/04/06	
TRATAMENTO		OBS.	

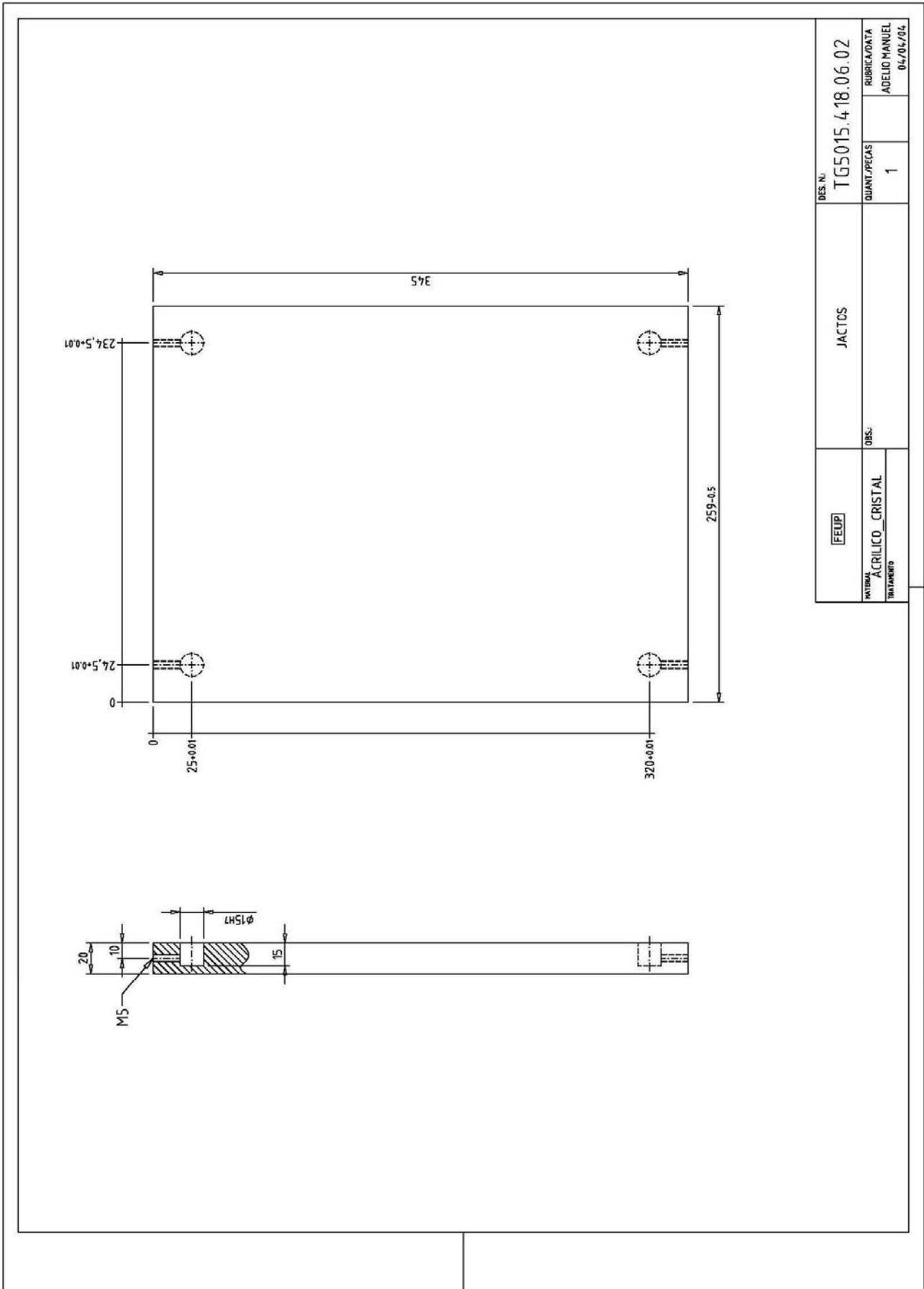


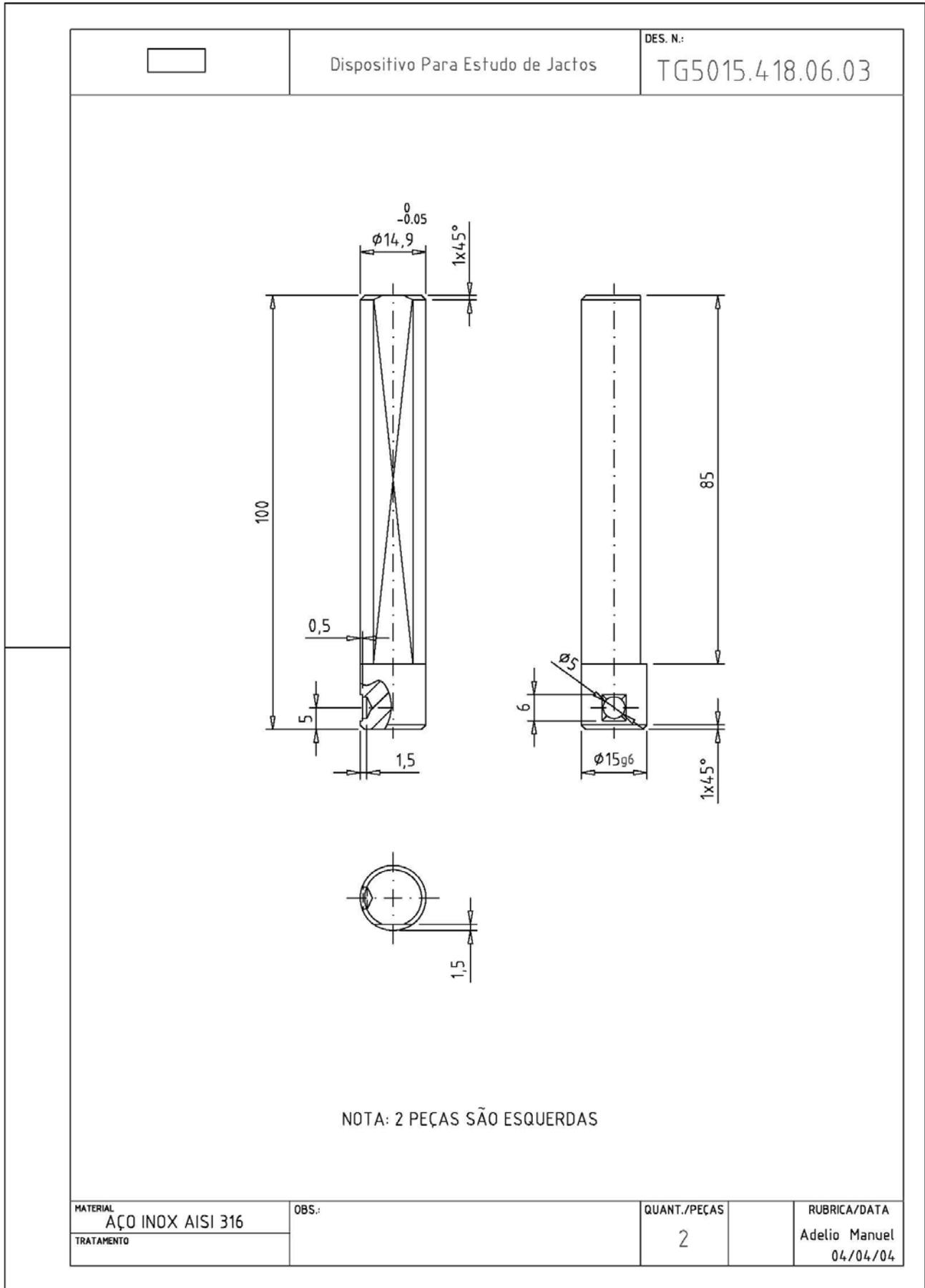
FEUP	JACTOS	DIS. N.	TG5015.418.06.01.11
		QUANT./PEÇAS	1
MATERIAL AÇO INOX AISI 316	OBS.	RUBRICA/DATA	ADELIO MANUEL 04/04/2016
TREATAMENTO			

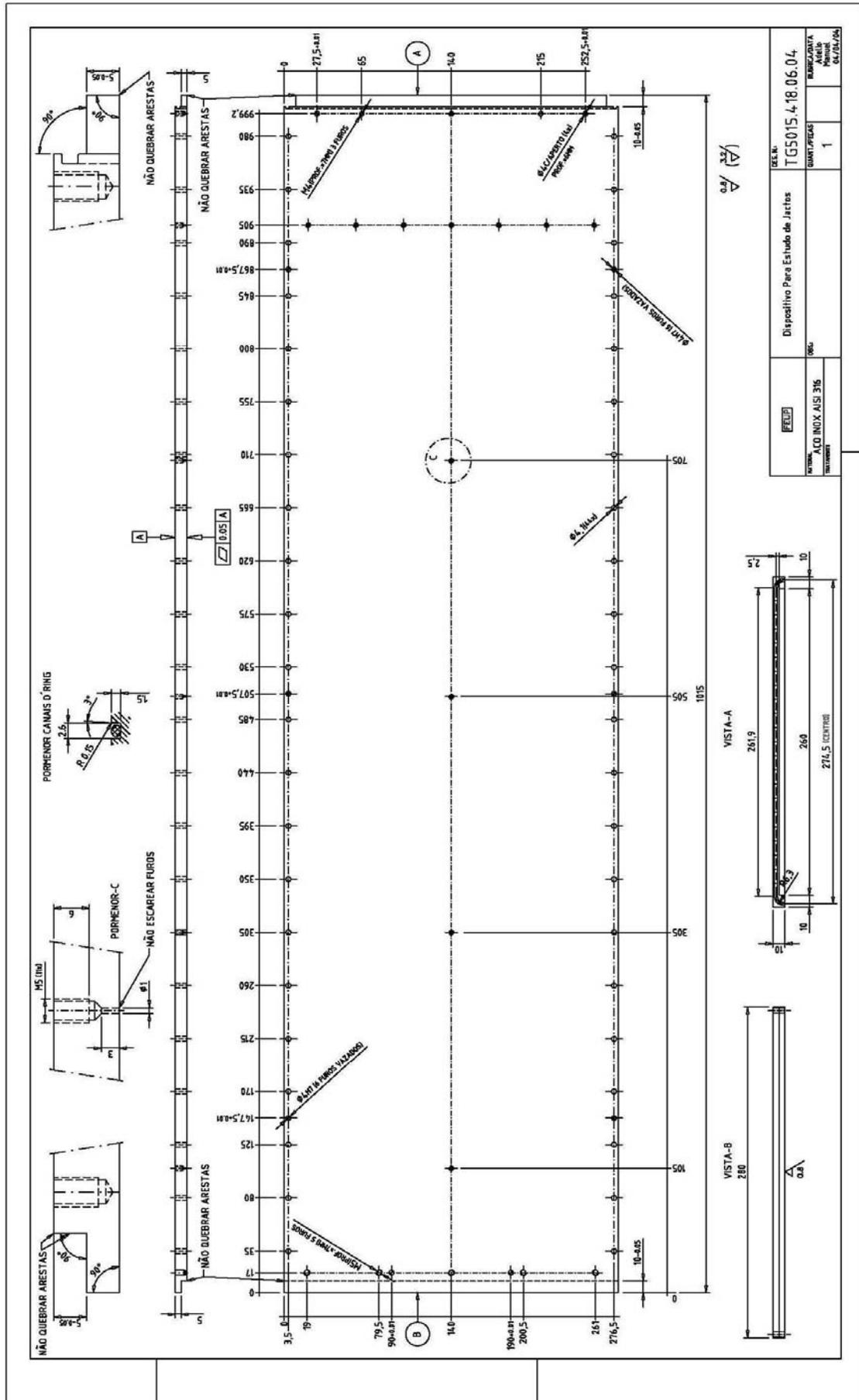


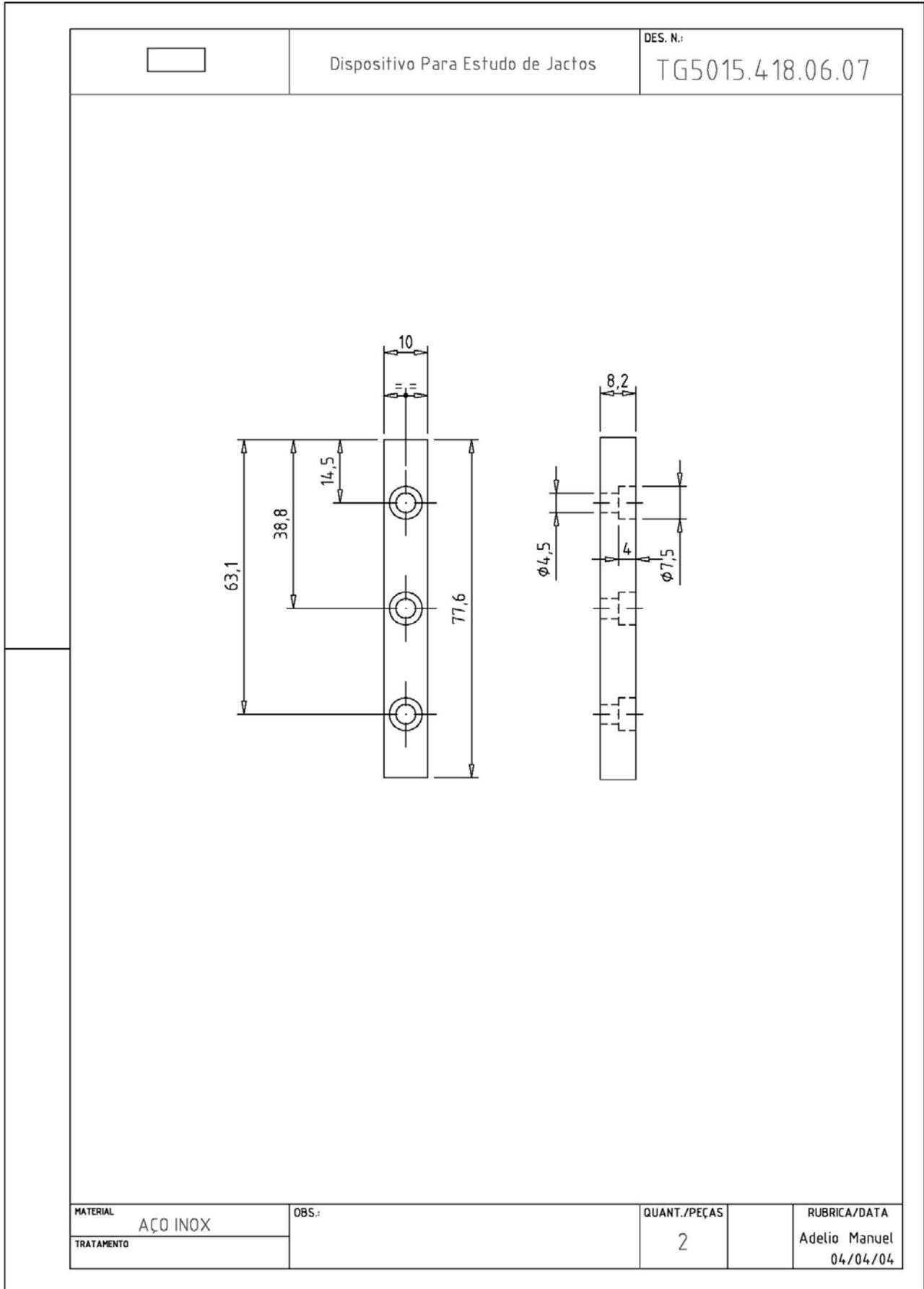
FEUP	JACTCS	DIS. N.	TG5015.418.06.01.12
		QUANT./PEÇAS	2
MATERIAL ACRILICO CRISTAL	OBS.	RUBRICA/DATA	ADELIO MANUEL 04/04/06
TREATMENTO			











<p>FEUP</p>	<p>Dispositivo Para Estudo de Jactos</p>	<p>DES. N.: TG5015.418.07</p>	
<p>G 1/2" (φ21.3x2.6)</p> <p>20</p> <p>150</p> <p>20</p>			
<p>MATERIAL AÇO INOX AISI 316</p> <p>TRATAMENTO</p>	<p>OBS.:</p>	<p>QUANT./PEÇAS 2</p>	<p>RUBRICA/DATA Adelio Manuel 04/04/04</p>

