



**COPPE/UFRJ**

INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DOS MECANISMOS DE REDUÇÃO DE  
ARRASTO POR FATORES MORFOMÉTRICOS

Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de Sousa

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Engenharia Mecânica.

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freira

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Rio de Janeiro  
Setembro de 2010

INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DOS MECANISMOS DE REDUÇÃO DE  
ARRASTO POR FATORES MORFOMÉTRICOS

Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de Sousa

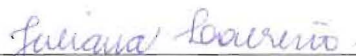
DISSERTAÇÃO SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO  
LUIZ COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA  
(COPPE) DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE  
DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE  
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA MECÂNICA.

Examinada por:



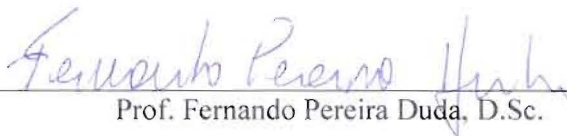
---

Prof. Atila Pantaleão Silva Freire, Ph.D.



---

Dra. Juliana Braga Rodrigues Loureiro, D.Sc.



---

Prof. Fernando Pereira Duda, D.Sc.



---

Prof. Luca Moriconi, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

SETEMBRO DE 2010

Sousa, Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de.

Investigação Experimental dos Mecanismos de Redução de Arrasto por Fatores Morfométricos/ Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de Sousa. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2010.

XI, 101 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Dissertação (mestrado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Mecânica, 2010.

Referencias Bibliográficas: p. 96-101.

1. Redução de arrasto. 2. Micro-estrias. 3. Camada limite turbulenta. I. Freire, Atila Pantaleão Silva et al. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Mecânica. III. Título.

A minha mãe

*“Embora ninguém possa voltar atrás e fazer um novo começo,  
qualquer um pode começar agora e fazer um novo fim”*  
(Chico Xavier)

*“O que eu faço, é uma gota no meio do oceano.  
Mas sem ela, o oceano será menor”*  
(Madre Teresa de Calcutá)

*“Quando uma criatura desperta para um grande sonho  
e sobre ele lança toda a força de sua alma,  
Todo o universo conspira a seu favor.”*  
(Goethe)

## AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar agradeço a Sagrada Humanidade, que sempre conspirando ao meu favor, me conduz aos melhores caminhos.

A minha Mãe, a quem eu devo toda a gratidão do mundo pelos ensinamentos, carinho, dedicação, companheirismo e seu imenso amor. É a pessoa que sempre esteve ao meu lado, me dando suporte em todos os momentos da minha vida. Sou presenteada todos os dias, por poder desfrutar da presença desse espírito maravilhoso. A ela devo tudo que eu sou. Tenho profundo respeito e admiração pelo ser humano que é, pelo profissional de primeira qualidade, pela mãe maravilhosa e pelo espírito que busca constantemente a evolução.

Ao meu irmão por todo amor e carinho, além de um maravilhoso irmão é um grande amigo, com quem eu sempre posso contar em todas as situações. Obrigada por todo amor e fidelidade.

A minha avó Iara Costa, sempre com quitutes deliciosos, muito carinho e histórias de vida, me apoiando e aconselhando com muita sabedoria.

Gostaria de manifestar o grande reconhecimento aos meus orientadores, Atila Pantaleão Silva Freire, que teve fundamental importância em todo o meu processo de amadurecimento e formação profissional, e Juliana Braga Rodrigues Loureiro, que com toda a paciência e muita competência me instruiu durante todos os experimentos realizados neste trabalho. Ambos profissionais muito capacitados que têm todo o meu respeito e admiração.

Em destaque, tenho que ressaltar a amizade e ajuda do Lorenzo, sempre muito dedicado e solícito, um grande amigo, que junto com o José Luis e toda a sua excelente equipe, da Holos Brasil, foram responsáveis pela construção dos modelos ensaiados nesta tese.

A todos os amigos do Laboratório de Mecânica da Turbulência pelo agradável convívio durante esses dois anos. Ao Daniel Rodrigues sempre disposto a ajudar, Johnny sempre

me divertindo e alegrando o meu dia, Zé Luiz Zotin com quem tenho proveitosas discussões técnicas, ao Vitor, companheiro de vários almoços no bandejão, e todos que de forma direta ou indireta contribuíram com o meu trabalho, Mario Guttemberg, Daniel Vieira, Rafael Lisboa, Bernardo Xavier, Soraya, Laert, Lucas, João Gabriel, Eric, e os demais.

Ao Ricardo Balian, excelente técnico, com quem tive o prazer de discutir e aprender muito sobre técnicas de construção dos modelos, além dos inesquecíveis “coffee break”, momentos de agradável convívio com os amigos do laboratório.

Não posso deixar de expressar também o meu agradecimento especial a toda a equipe do Laboratório de Velocidades do Inmetro por me receber de maneira muito gentil e disponibilizar toda a infra-estrutura do laboratório para a realização dos meus ensaios. Agradeço ao Aibe, chefe do laboratório, a Juliana, minha orientadora e também responsável pelo laboratório, ao Fábio, o mais novo integrante da equipe do Inmetro, que já chegou somando e me ajudou muito na cansativa tarefa de construção das ranhuras dos modelos, e a todos os outros, que também estavam torcendo pelo meu sucesso.

Agradeço aos biólogos que me ajudaram com a pesquisa sobre as baleias, em especial o Lucas Baptista Hassel Mendes, que se interessou e emprestou alguns de seus livros raros sobre o assunto. Também sou muito grata ao Adilson, tecnólogo do Tanque Oceânico, que me ajudou muitíssimo com a usinagem do modelo. De uma maneira geral, muitíssimo obrigada a todos os meus amigos pelo apoio, incentivo e incansável torcida para que tudo desse certo.

*“Sem amigos ninguém escolheria viver, mesmo que tivesse todos os outros bens”.*  
(Aristóteles)

Agradeço a instituição COPPE/UFRJ que me proporcionou um curso de mestrado de excelente nível, ao Departamento de Engenharia Mecânica, e a CAPES pela bolsa de mestrado concedida durante todo o desenvolvimento da minha tese.

Fernanda Beatriz C C Sousa

Resumo da Dissertação apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Mestre em Ciências (M.Sc.)

INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DOS MECANISMOS DE REDUÇÃO DE  
ARRASTO POR FATORES MORFOMÉTRICOS

Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de Sousa

Setembro/2010

Orientadores: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Programa: Engenharia Mecânica

O presente trabalho se dedica ao estudo experimental do controle passivo de arrasto por inserção de micro-estrias longitudinais em superfícies convexas, com e sem regiões de escoamento separado. Um tipo de estria será abordado, com espaçamento entre picos de  $s^+ = 25$ . A distância adimensional  $s^+$  é baseada nas variáveis internas de similaridade  $u_\tau$  (velocidade de atrito) e  $\nu/u_\tau$  ( $\nu$  = viscosidade cinemática). São feitas medições locais e de campo completo de velocidade por velocimetria por imagem de partícula e anemometria laser Doppler. O coeficiente de arrasto é avaliado por perdas globais de pressão.



Abstract of Dissertation presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science (M.Sc.)

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF DRAG REDUCTION MECHANISMS  
THROUGH MORPHOLOGICAL SPECIALIZATION

Fernanda Beatriz de Carvalho Cerveira de Sousa

September/2010

Advisors: Atila Pantaleão Silva Freire

Juliana Braga Rodrigues Loureiro

Department: Mechanical Engineering

The present work studies the mechanisms of drag reduction by riblets (longitudinal grooves) on flat and curved surfaces. Two types of curved surfaces are investigated, a steep surface with separated flow and a smoothly declining surface with attached flow. The non-dimensional distance between grooves is  $s^+ = 25$ , where  $s^+ = s u_\tau / \nu$  ( $s$  = actual distance,  $u_\tau$  = friction velocity and  $\nu$  = kinematic viscosity). Local and global velocity field measurements are made through particle image velocimetry and laser Doppler anemometry. The drag coefficient is evaluated through the global pressure drop.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Desafios do projeto: Motivação para o presente trabalho</b>	<b>1</b>
1.1	Descrição do problema . . . . .	1
1.2	Contribuições oferecidas pelo trabalho . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Revisão Bibliográfica</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Metodologia experimental</b>	<b>15</b>
3.1	Comentários gerais sobre a geometria dos experimentos . . . . .	15
3.1.1	Origem e evolução das baleias azuis . . . . .	15
3.1.2	Hidrodinâmica das baleias . . . . .	17
3.1.3	Morfometria da baleia azul . . . . .	20
3.2	Aparato Experimental . . . . .	21
3.2.1	Túnel de vento e seus acessórios . . . . .	22
3.2.2	Características dos modelos . . . . .	22
3.2.3	A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula - VIP . . . . .	30
3.2.4	A Técnica de Anemometria Laser-Doppler - ALD . . . . .	50
3.2.5	Condições Experimentais . . . . .	65
3.2.6	Análise de Incertezas . . . . .	72
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>78</b>
4.1	Velocimetria por imagem de partículas . . . . .	79
4.2	Anemometria Laser Doppler . . . . .	81
4.2.1	Perfis de Velocidade . . . . .	81
4.2.2	Momentos de segunda ordem . . . . .	83

---

4.2.3	Momentos de terceira ordem . . . . .	85
4.2.4	Momento de quarta ordem . . . . .	88
4.3	Coeficiente de pressão . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Conclusão e sugestões para trabalhos futuros</b>	<b>95</b>

# Capítulo 1

## Desafios do projeto: Motivação para o presente trabalho

### 1.1 Descrição do problema

Projeto de embarcações é uma atividade multidisciplinar, dominada por duas matérias preponderantes: mecânica estrutural e mecânicas dos fluidos. A segunda dessas duas áreas do conhecimento, em particular, é dominada por fenômenos não-lineares, o que, no passado, resultou no estabelecimento de diversas práticas fortemente ancoradas em ensaios em escalas reais e laboratoriais, através do estabelecimento de relações de projeto baseadas em regressões e grupos adimensionais. Em tempos modernos, a predição do desempenho de embarcações alcançou um nível elevado de sofisticação, sendo alicerçada por dinâmica dos fluidos computacional (DFC). A validade de predições, entretanto, depende de uma precisa modelagem dos elementos, para a correta distinção das forças atuantes sobre corpos flutuantes. Por este motivo, a modelação matemática, a experimentação e a simulação numérica passaram a ser entidades indissociáveis.

Uma embarcação é um complexo sistema interconectado cujos detalhes de projetos influenciam simultaneamente as várias forças existentes. Por exemplo, uma mudança na forma do casco para diminuir o arrasto, afetará também sua estabilidade. Assim, determinar quando uma mudança pode trazer vantagens, ou não, pode ser uma tarefa muito difícil. Simulações destinadas a responder perguntas deste tipo necessitam de experimentos em escala real ou reduzida para sua validação.

A modelagem da resistência hidrodinâmica de navios freqüentemente decompõe este

---

termo em cinco contribuições, dentre as quais destacamos a resistência por atrito, a resistência provocada por apêndices e a resistência resultante das ondas. A contribuição dos efeitos viscosos - resistência por atrito - no arrasto total é de aproximadamente 50% em aviões comerciais, 90% em veículos aquáticos e quase 100% em tubulações industriais (Lee e Lee 2001). Embora a resistência por atrito seja a maior delas, ela é também a menos amena ao tratamento teórico/numérico. Nos últimos anos, vários pesquisadores vêm aplicando modelos turbulentos baseados nas equações promediadas de Navier-Stokes (RANS) na previsão da resistência viscosa de embarcações. Se considerarmos a tendência atual de expansão para os transportes públicos em todo o mundo e iniciativas para a diminuição da poluição no meio ambiente, os benefícios com a redução de arrasto viscoso e conseqüentemente economia de combustível são óbvios.

A questão de como o escoamento turbulento próximo a uma parede pode ser relativamente controlado, a um custo razoável, com o propósito de diminuir o arrasto viscoso, vem sendo investigada empregando técnicas diferentes de redução de arrasto, geralmente classificadas em ativas e passivas. Inúmeros mecanismos especiais de redução do arrasto incluindo (i) a injeção ou sucção normal de fluido na parede, (ii) a injeção tangencial de fluido por aberturas discretas na parede, (iii) a utilização de material rugoso para a prevenção de separação, (iv) a otimização de formas para o controle dos gradientes de pressão, (v) a adição de polímeros, entre outros, têm recebido um tratamento privilegiado nos últimos 40 anos.

Mais recentemente, três tópicos têm recebido importância crescente em aplicações navais: a redução do arrasto pela (i) inserção de ranhuras longitudinais na superfície molhada, (ii) pela inserção de micro-bolhas e (iii) pela utilização de tintas (material polimérico) especiais. O domínio desses assuntos será crucial para aumentar o grau de competitividade na indústria naval brasileira bem como seu índice de nacionalização. A indústria coreana do sul, por exemplo, vem dedicando largos recursos à investigação desses tópicos de pesquisa. Esses, por sua vez, são especializados e complexos.

O presente trabalho se dedicará ao estudo experimental de controle passivo de arrasto por inserção de micro-ranhuras longitudinais, alinhadas com a direção do escoamento principal com pequenos espaçamentos transversais. Esse é um método popular de cont-

---

role passivo, usado para escoamentos turbulentos próximos a uma parede. Sabe-se que certos padrões bi-dimensionais de ranhuras são capazes de reduzir o arrasto viscoso em percentuais superiores a 8% para camada limite turbulenta colada (Frohnapfel 2007).

## 1.2 Contribuições oferecidas pelo trabalho

Como veremos, a grande massa de trabalhos existentes para o estudo de redução do arrasto por estrias (ou ranhuras) longitudinais (RAEL) se dá em escoamentos internos. O presente trabalho se concentra na análise de escoamentos externos sem ou com separação. Em particular, um estudo sobre os efeitos das estrias no posicionamento do ponto de separação em superfícies convexas será realizado.

Como aspecto motivacional, dois tipos de superfícies curvadas serão consideradas. Uma superfície com encosta jusante suave, o que resultará em um escoamento inteiramente colado; e outra superfície simétrica e abrupta que resultará em um escoamento separado. A superfície suave toma como inspiração para a sua definição a forma geométrica das baleias azuis. Esses cetáceos são extremamente otimizados do ponto de vista energético, com uma forma hidrodinâmica reconhecidamente eficiente.

A superfície abrupta é definida a partir da geometria a montante do ápice da curva que define o contorno da baleia azul. A partir deste ponto a curva montante é rebatida, resultando em uma nova geometria simétrica. Medições de campo de pressão e de perfis de velocidade por velocimetria por imagem de partículas revelam a existência de regiões de escoamento separado.

As duas geometrias consideradas – simétrica e assimétrica – são ensaiadas com e sem estrias longitudinais, para a obtenção de campos globais (coeficiente de atrito) e locais (determinação do ponto de separação na superfície) de pressão. Os campos de velocidade são obtidos por anemometria laser Doppler e velocimetria por imagem de partículas.

Uma caracterização tão detalhada do escoamento sobre superfícies estriadas curvas não pode hoje ser encontrado na literatura. Este trabalho é muito original neste sentido.

Os resultados obtidos revelam que para números de Reynolds inferiores a 20000 ( $R = UH/\nu$ ,  $H =$  altura máxima da elevação), as superfícies estriadas apresentam um coefi-

---

ciente de arrasto menor, com uma diferença máxima de 10.7% para  $R = 8000$ . A partir de  $R = 8000$ , os resultados se invertem. Para os maiores números de Reynolds testados,  $R = 67000$ , a superfície com melhor desempenho aerodinâmico é a assimétrica lisa,  $C_a = 0.063$ .

## Capítulo 2

# Revisão Bibliográfica

Como resultado da identificação de estruturas coerentes em camadas limite turbulentas (Kline et al. 1967, Brown e Roshko 1974), começou na década de 70, a surgir um grande número de estudos preocupados com a descrição de escoamentos turbulentos na região de parede. O conceito de usar uma superfície estriada, ou seja, com micro-cavidades ou rebites longitudinais, para obter uma redução no arrasto por atrito através de modificações induzidas na estrutura coerente de uma camada limite turbulenta foi, por exemplo, explorado no artigo de Kwing-So Choi (1989).

A investigação de métodos passivos de redução de arrasto pela modificação de superfícies foi iniciada por Walsh e seus colaboradores (Walsh e Weinstein 1978; Walsh 1980, 1982; Walsh e Lindeman 1984) no Centro de Pesquisas Langley da NASA. Esses autores estudaram diversos tipos de superfícies com ranhuras parametrizadas, concluindo que, para um ganho real na redução do arrasto, a dimensão das ranhuras deve ser basicamente da ordem da espessura da subcamada viscosa. Seus estudos obtiveram uma redução de 8% no arrasto através de uma superfície com rugosidades triangular. Choi, Pearcey e Savill (1987) realizaram ensaios em um tanque de reboque e em um túnel de vento. Corpos tridimensionais demonstraram com sucesso a eficácia de ranhuras na redução de arrasto em uma superfície com dupla curvatura e gradiente de pressão diferente de zero. Efeitos de compressibilidade e do número de Reynolds nas ranhuras foram investigados em escala real em aviões (McLean, George-Falvy e Sullivan 1987) e em um túnel de vento de altas velocidades (Squire e Savill 1987). Ambos estudos confirmaram eficiência na redução de arrasto. Esforços também foram feitos por vários outros pesquisadores (Johansen e Smith



---

1983, Hooshmand, Young e Wallace 1983, Gallagher e Thomas 1984, Bacher e Smith 1985, Bechert, Hoppe e Reif 1985, Bechert et al. 1986, Choi 1985, 1986b, 1987a,b, Dinkelacker, Nitschke-Kowsky e Reif 1987, Coustols e Cousteix 1986, 1988, Nieuwstadt et al. 1986, Pulles 1988, Reidy 1987, Reidy e Anderson 1988, Djenidi et al. 1988), os quais estudaram a diferença entre a estrutura de uma camada limite turbulenta sobre uma superfície com ranhuras e de uma superfície lisa.

Anderson et al (1997) divulgou um estudo sobre redução de arrasto observando as micro-ranhuras que existem nas conchas. A casca de diversas espécies de conchas apresentam micro-ranhuras dispostas radialmente, e conseqüentemente paralelas ao escoamento durante a locomoção, Fig. (2.1). Em algumas conchas a dimensão destas estrias diminui para – em sua velocidade de locomoção – se adequar às necessidades de redução do arrasto. Além disso, o espaçamento real das estrias migra gradativamente para a região com espaçamento teoricamente ideal com o aumento do comprimento da concha a valores superiores a 40 milímetros, Fig. (2.2).

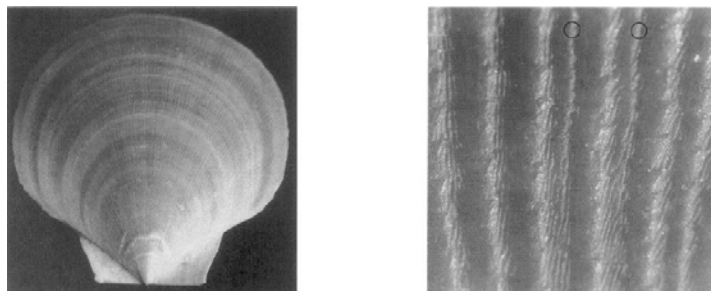


Figura 2.1: Fotografias das estrias de uma concha *Placopecten magellanicus*. (Fonte: E. J. Anderson *et al*, (1997))

Espécies de *Placopecten magellanicus* com 40 a 80 milímetros de comprimento demonstram grande habilidade na locomoção. Os dados disponíveis sugerem que as ranhuras longitudinais possam ser um fator de contribuição ao sucesso na mobilidade de conchas com esta faixa de dimensões. As conchas utilizam um sistema de jato propulsor para sua locomoção. Água é recolhida quando as cascas abrem, e, como em uma válvula, uma membrana prende um volume de água entre as cascas, o qual é expelido em dois jatos adjacentes à articulação. A velocidade de deslocamento comum às conchas com 65 mm de comprimento ventral-dorsal é de aproximadamente 0,55m/s. Sua habilidade de desloca-

mento, permite às conchas escapar de predadores tais como estrela do mar. Como alguns autores sugerem, elas também usam esta habilidade para migrar ao longo das estações. Certamente, se o último comportamento pode ser visto como uma parte significativa do ciclo de vida de uma concha, o desenvolvimento de características estruturais de redução do arrasto não seriam surpreendentes.

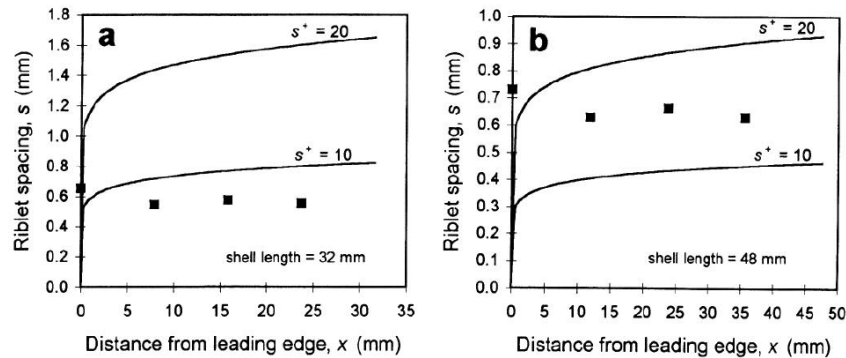


Figura 2.2: Os espaçamentos reais das estrias, nas posições  $x = 0, 0,25L, 0,5L$ , e  $0,75L$ , impressos contra a distância da borda da concha, para duas conchas representativas: (a)  $L = 32mm$ ; (b)  $L = 48mm$ . As linhas contínuas representam os limites para a região ótima dos espaçamentos das estrias baseado na redução de arrasto, a qual é específica para cada concha, baseada no comprimento e na velocidade de deslocamento. (Fonte: E. J. Anderson *et al*, 1997).

Os últimos anos tem testemunhado a aplicação de ranhuras longitudinais, ou estrias, em aeronaves e cascos de barcos de alto desempenho com o objetivo precípua de redução do arrasto. Assim, uma maior velocidade de transporte com uma redução nos gastos de energia pode ser obtida. O mecanismo físico identificado com o uso de estrias envolve uma redução na tensão de cisalhamento superficial decorrente de modificações na subcamada viscosa. Sulcos (estrias, ranhuras) similares em organismos aquáticos podem oferecer a mesma vantagem. Anderson examinou cerca de 440 espécies de bivalves (moluscos revestido por conchas de duas valvas laterais - ostras e mexilhões) de 60 famílias que representam mais de 160 gêneros e concluiu que estrias radiais de dimensões semelhantes às de *P. magellanicus* ocorrem quase exclusivamente para o deslocamento dos bivalves.

O trabalho teórico e experimental de pesquisadores especializados em Mecânica dos Fluidos tem elucidado a função e a eficácia de estrias, com uma redução de arrasto de 3% a 8% em vários sistemas, incluindo placas planas, cascos de barcos de alto desempenho,

---

superfície de aeronaves e pele de tubarões. Embora o papel das estrias (rugosidade) ainda não seja totalmente compreendido, pesquisadores tem formulado uma teoria baseada na organização de vórtices de superfície para explicar o mecanismo de redução de arrasto. Segundo esta linha de pensamento, há uma redução na componente do arrasto devido à ocorrência de alto cisalhamento gerada pela ação dos tubos de vórtice ditos de tipo grampo. Em camadas limites turbulentas, tubos de vórtice com formato de grampo de cabelo ocorrem próximos à superfície, orientados de modo que a curva do grampo está à jusante, e as duas hastes do grampo estão apontando em direção à montante e aproximadamente paralelas à direção do escoamento. Conforme a curva do grampo é arrastada a jusante pelo escoamento, os tubos de vórtice remanescentes se deslocam em direção um ao outro na direção perpendicular ao escoamento e paralela à superfície, o que resulta na projeção de fluido em direção à superfície, dando origem a um fenômeno conhecido como “explosão”, algo como “rajada próxima à parede”. As estrias podem ser capazes de bloquear a translação de tubos de vórtice, organizando-os na superfície em corredores alinhados com o escoamento. Isso pode inibir a interação entre os tubos de vórtice e suprimir a formação de rajadas.

De acordo com o artigo do Anderson *et al.* (1997), o espaçamento das estrias para uma ótima redução de arrasto pode ser determinada em função de escalas internas do escoamento,

$$s^+ = \frac{su_\tau}{\nu} \quad (2.1)$$

onde  $s^+$  é uma expressão adimensional do espaçamento das estrias,  $s$  é o espaçamento real das estrias,  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido e  $u_\tau$  é a velocidade de atrito. A equação é simplesmente um rearranjo da expressão padrão para um parâmetro de comprimento adimensional, em termos das variáveis internas de similaridade,  $\nu$ ,  $\tau_w$ , e  $\rho$ . Tais parâmetros adimensionais são usados em dinâmica dos fluidos por razões que, em geral, quaisquer dois sistemas com o mesmo valor de  $s^+$  terão comportamento semelhantes, embora a dimensão real,  $s$ , possa ser diferente, (Anderson *et al.* 1997).

Bechert (2000) observou a redução de arrasto através da pele dos tubarões que exibem grandes velocidades de locomoção; eles, pretensamente, utilizam um mecanismo de

método passivo de redução de arrasto através de rugosidades semelhante a estrias. Bechert (2000) comparou uma superfície com as mesmas características da pele de tubarões com uma placa plana, obtendo uma redução de arrasto de 7,3% com a superfície estriada. Inicialmente os experimentos foram feitos em túnel de vento; posteriormente eles foram conduzidos em um canal de óleo, onde foi possível aumentar a escala das estrias em 10 vezes, ou seja, uma estria que media 0,5 mm passou a medir 5 mm, o que facilitou muito a construção do experimento. O espaçamento lateral entre os rebites ( $s$ ) foi de 4,6 mm sendo  $s^+ = 19$ .

No trabalho de Lee e Lee (2001) o campo de velocidades sobre uma superfície estriada com ranhuras semicircular foi investigado usando o método de fio-quente e técnicas de medidas de campo de velocidade por velocimetria por imagem de partículas (VIP). A velocidade da corrente livre foi fixada em  $3 \text{ ms}^{-1}$  e  $5 \text{ ms}^{-1}$ , correspondendo a uma redução do arrasto para  $s^+ = 25,2$  e um aumento do arrasto para  $s^+ = 40,6$ , respectivamente. As condições do escoamento e as variáveis usadas no estudo estão resumidas na Fig. 2.3.

$U_o$ (m/s)	$Re_\theta$	$u_\tau$ (m/s)	$s^+$	Walsh (1983)
3	2340	0.126	25.2	5% Drag reduction
5	4950	0.203	40.6	4% Drag increase

Figura 2.3: Condições do escoamento usadas no estudo de Lee e Lee (2001).

A geometria da ranhura usada por Lee e Lee (2001) foi uma seção semicircular com distância entre picos de 3,0 mm e a altura do pico ao vale de 1,5 mm, o que, segundo Walsh (1983), é uma das formas ótimas para aplicação na redução de arrasto. A geometria pode ser observada na Fig. 2.4.

O experimento foi feito em um túnel de vento de 6,2 m de comprimento, 0,72 m de largura e 0,6 m de altura, para superfície rugosa e lisa. Os resultados da visualização foram feitos em um plano transversal do escoamento (plano y-z), como mostrado na Fig. 2.5. Esta figura mostra claramente as linhas de trajetória próximas às rugosidades da superfície.

Para o caso de redução de arrasto, as grandes escalas dos vórtices longitudinais são

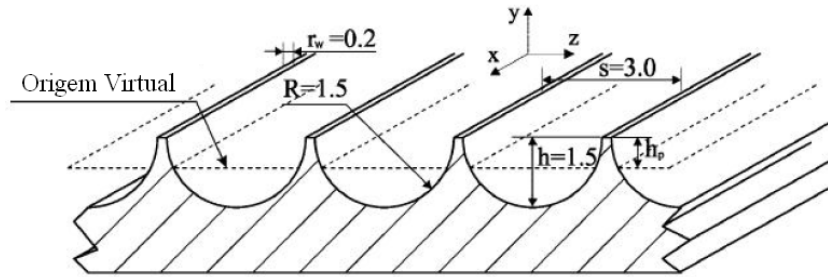


Figura 2.4: Geometria da rugosidade usada no estudo de Lee e Lee. (Fonte: Lee e Lee, 2001).

maiores que o espaçamento entre as estrias ( $s^+ = 25, 2$ ), de modo que a maioria dos vórtices longitudinais fica acima das estrias e o escoamento no vale é relativamente calmo. A maioria dos centros de vorticidade dos vórtices longitudinais é localizada acima da origem virtual, ficando concentrados principalmente nos topos das estrias. As velocidades de flutuação e a energia cinética turbulenta têm valores pequenos dentro da subcamada viscosa ( $y^+ < 5$ ). Na camada externa ( $y^+ > 30$ ), elas são aproximadamente iguais ou ligeiramente menores que sobre uma placa plana.

Para o caso de aumento de arrasto ( $s^+ = 40, 6$ ), contudo, os vórtices longitudinais são menores que o tamanho do espaçamento entre as estrias, ficando a maioria dos vórtices longitudinais dentro dos vales. Altas velocidades oriundas do escoamento externo frequentemente penetram nos vales. Dentro dos vales, os vórtices longitudinais interagem ativamente com o aumento da área de superfície exposta, aumentando assim o atrito. A flutuação das velocidades e a energia cinética turbulenta acima das estrias possuem valores maiores que os da placa plana.

Adesivos de filmes estriados foram amplamente utilizados tanto em pesquisas em túnel de vento quanto em testes de vôo. Viswanath (2002) focou o seu trabalho na eficácia de estrias para redução de arrasto viscoso em asas em regimes de diferentes velocidades. Estas aplicações apresentam problemas no desempenho das estrias em gradientes de pressão e na presença de tridimensionalidade. Com base em dados experimentais disponíveis, algumas conclusões gerais puderam ser extraídas, as quais são informativas do ponto de vista de aplicação de projeto, bem como revelam as características do escoamento associado com

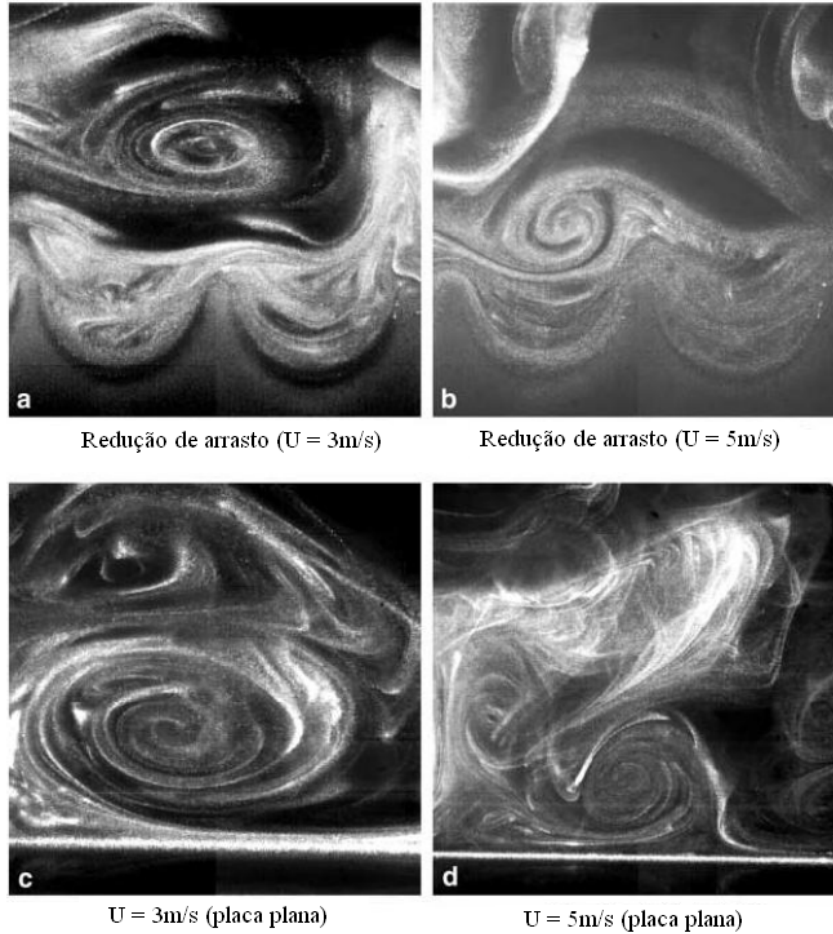


Figura 2.5: Seção transversal do escoamento sobre a superfície estriada (*a* e *b*) e sobre a superfície lisa (*c* e *d*), experimento de Lee e Lee. (Fonte: Lee e Lee, 2001).

as estrias.

A base de dados gerada em túnel de vento e as experiências de vôo, em elevado número de Reynolds estabelecem firmemente a eficácia das estrias de baixas velocidades para número de Mach supersônico moderado. Tendo em conta as incertezas nos dados, o desempenho das estrias pode ser julgado equivalente para toda a faixa de número de Mach investigado. Com estrias otimizadas, uma redução de arrasto viscoso na faixa de 5-8% pode ser obtida em aerofólios bi-dimensionais com pequeno ângulo de ataque e em escoamentos com leve gradientes de pressão adversos; existe uma grande coerência entre as diferentes medições que preconizam uma redução de arrasto para  $h^+$  (adimensional da altura da cavidade) no intervalo de 8-15. Essas medições estão em acordo com a grande

quantidade de dados disponíveis para escoamentos com gradiente de pressão zero. A correlação da redução de arrasto viscoso versus  $h^+$ , bem estabelecida para escoamentos de camada limite com gradiente de pressão zero pode ser um guia útil para escolher o tamanho ideal das estrias para escoamentos com gradiente de pressão diferente de zero.

Um dos estudos mais recente é o de Frohnapfel *et al.* (2007), que propõe e testa experimentalmente uma técnica de controle passivo da turbulência perto de paredes, baseado em alterações na topologia da superfície. Uma apreciação da turbulência parietal que enfatize o grau de anisotropia das flutuações de velocidade, não só proporciona uma compreensão da física por trás dos efeitos notáveis de redução do arrasto turbulento, como também leva ao projeto lógico de uma topologia de superfície, que é experimentalmente mostrado ser capaz de produzir uma significativa redução de arrasto viscoso. Isso é obtido pelo forçamento de turbulência perto da parede para satisfazer simetria axial em pequenas e grandes escalas muito próximas à parede com invariância sob rotação sobre o eixo alinhado com o escoamento médio.

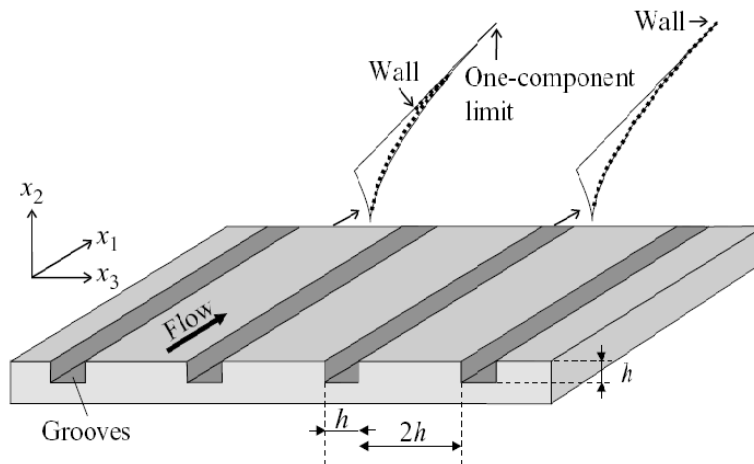


Figura 2.6: Ranhuras na parede, alinhadas com a direção do escoamento força a turbulência dentro da ranhura no limite de uma componente. (Fonte: Frohnapfel *et al.*, 2007).

Os trabalhos teóricos de Jovanovic e Hillerbrand (2005) e de Jovanovic *et al.* (2006) mostram que as restrições cinemáticas impostas por forças turbulentas locais axialmente simétricas muito próximas à parede tendem para o estado de uma componente, e quando a

---

turbulência atinge este estado limite deve ser totalmente suprimida através da subcamada viscosa. Para este estado especial de turbulência, ficou demonstrado que a dissipação turbulenta desaparece na parede, forçando a dissipação de energia a ocorrer a partir do campo médio de velocidades. Com isso, o trabalho realizado contra a tensão cisalhante na parede diminui, induzindo uma grande redução no arrasto.

Com base nos resultados discutidos acima, as ranhuras mostradas na Fig. 2.6, são sugeridas como uma modificação da superfície, a fim de obter alta redução de arrasto. Dentro da ranhura, as flutuações de velocidade nas direções normal e tangencial são suprimidas devido à existência de paredes laterais. Assim, espera-se que a turbulência na ranhura tenda para um estado axialmente simétrico e atinja o limite de uma componente na parede, que é necessário para minimizar a dissipação de energia e, em seguida, induzir o efeito de redução do arrasto.

Simulações numéricas preliminares (Frohnapelet *al.* 2007) mostram que rugosidades com seções transversais quadradas foram mais promissoras. O espaçamento entre as rugosidades é projetado para evitar altos picos locais de tensão cisalhante próximos a borda das cavidades (Choi, Moin e Kim, 1993). No entanto, aumentar o espaçamento reduz teoricamente a possibilidade de redução máxima do arrasto, que pode ser estimada considerando que a tensão de cisalhamento na parede interior da cavidade é desprezível em comparação com a que atua ao longo da parte plana da superfície. Para ranhuras experimentais de seção transversal quadrada usou-se um espaçamento de duas vezes a própria largura. Para essa topologia de superfície, a máxima redução de arrasto teoricamente é 33%.

Considerações teóricas, elaboradas por Frohnapelet *al.* (2007), mostram que uma redução significativa no arrasto por atrito acontecerá para ranhuras infinitesimalmente pequenas, evitando a produção de escoamentos secundários. As dimensões destas ranhuras são baseadas na velocidade de atrito na parede  $u_\tau$  e na viscosidade cinemática do fluido  $\nu$ , e podem ser da ordem da escala do comprimento viscoso  $h \approx \nu/u_\tau$ . Em uma tentativa inicial para estudar o efeito da redução de arrasto, tais ranhuras foram produzidas com micro tecnologia, a qual restringiu dimensões mínimas das ranhuras para  $h \approx 150\mu\text{m}$ , com espaçamento entre elas de  $2h \approx 300\mu\text{m}$ .



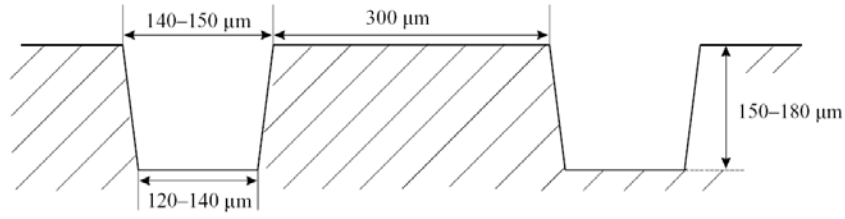


Figura 2.7: Dimensões da superfície polida com ranhuras. (Fonte: Frohnapfel *et al.*, 2007).

O desempenho da superfície estriada na redução de arrasto foi testado em um laboratório experimental em que a queda de pressão durante uma seção de teste de canal foi medida. A primeira parte da seção de testes tinha uma superfície estriada e a segunda parte tinha as paredes do canal liso. A comparação das quedas de pressão para cada parte foi utilizada para calcular a redução de arrasto. Em experimentos com números de Reynolds baixos ( $Re = 2850$  e  $15.800$ ), uma redução do arrasto de até 25% foi verificada. Esse valor é significativamente maior que os valores apresentados até agora para controle de escoamento com modificações de superfície. As dimensões das ranhuras usadas por Frohnapfel *et al.* (2007) no experimento, podem ser observadas na Fig 2.7.

# Capítulo 3

## Metodologia experimental

### 3.1 Comentários gerais sobre a geometria dos experimentos

#### 3.1.1 Origem e evolução das baleias azuis

É indiscutível que os antepassados mais remotos das baleias foram grandes mamíferos que viveram no período Eoceno (50 milhões de anos atrás). Sua adoção do mar como residência deve ter resultados dos permanentes perigos existentes em terra firme.

Baleia, nome comum de qualquer um dos mamíferos marinhos que constituem a ordem dos Cetáceos. Diferenciam-se do resto dos mamíferos porque passam toda a vida na água, desde que nascem até morrerem. O termo “cetáceo” é usado para denominar, de modo geral, as 78 espécies de baleias, delfins (golfinhos) e toninhas (botos) que existem.

Rorqual, baleia-de-bossa ou balenopterídeo é a designação comum dada aos cetáceos da família *Balaenopteridae*, o maior táxon do grupo das Mysticeti ou baleias-de-barbas, incluindo seis espécies divididas em dois gêneros. A designação *rorqual* deriva do norueguês e significa *baleia com pregas*. Todos os membros desta família tem um conjunto de pregas na pele que se iniciam na parte inferior da boca e se estendem até ao umbigo, sendo excelentes nadadores. As rorquais são baleias que se caracterizam não só por numerosas pregas que sulcam a zona do ventre, como também pela forma achatada do crânio. O detalhe das pregas pode ser claramente observado na Fig. 3.1.

A rorqual-gigante, ou baleia-azul, foi descrita pela primeira vez em 1652 pelo cientista escocês Robert Sibbald, que examinou uma espécie morta. Em 1758, ela recebeu do



Figura 3.1: De cabeça para baixo junto a superfície, uma baleia posiciona a mandíbula inferior a fim de recolher água e krill em uma bolsa pregueada. (Fonte: Foto de Flip Nicklin)

naturalista sueco Carolus Linnaeus, autor do sistema moderno de classificação de plantas e animais, o nome científico *Balaenoptera musculus* (John 1997). A classificação da baleia azul pode ser vista na Fig. 3.2, enquanto sua a taxonomia é vista na Fig. 3.3.

<p style="text-align: center;"><u>Baleia Azul</u></p> <p>Ordem <i>Cetáceos</i> Subordem <i>Misticetos</i> Família <i>Balenopterídeos</i> Gênero <i>Balaenoptera</i> Espécie <i>Balaenoptera musculus</i></p>
--

Figura 3.2: Classificação da Baleia Azul.

A maioria das medidas das grandes baleias azuis veio da Antártica, na primeira metade do século XX, quando grande parte delas foi morta. Existe o registro de duas baleias azuis fêmeas mortas antes de 1930, que mediam 33,3 m e 33,6 m. Há alguma discordância sobre a confiança dessas medidas. Dale Rice, biólogo do *National Marine Mammal Laboratory*, no entanto, utilizando somente dados fornecidos por pesquisadores, concluiu que a baleia

---

mais longa verificada foi uma fêmea com 29,9 m, identificada por um pescador japonês no período de 1946-47. Infelizmente, por não terem a maioria das baleias sido medidas por pesquisadores, essa metodologia de classificação pode ter excluído inadvertidamente as maiores baleias. Devido a essas incertezas, o comprimento máximo em torno de 30,5 m é o melhor a ser aceito, embora alguns relatos apontem para fêmeas com até 34,5 m de comprimento.

Determinar o peso de uma baleia não é um processo simples, apenas 10% das baleias mortas são pesadas. Por motivos evidentes, as baleias são pesadas em pedaços, o que resulta em omissão do peso do sangue e outros fluidos que se perdem durante o processo de desmembramento. Os pesos máximos encontrados foram relatados como sendo de aproximadamente 160 a 190 toneladas. Todos os pesos compilados foram de baleias com menos de 27 m de comprimento; baleias maiores nunca foram pesadas. Assim, é razoável concluir que a maior baleia azul provavelmente pesou mais de 200 toneladas (John 1997).

### **3.1.2 Hidrodinâmica das baleias**

O corpo das baleias, fusiforme e alongado, termina numa grande nadadeira caudal, achatada no sentido horizontal e não no vertical, como ocorre nos peixes. Ao longo de sua evolução, as extremidades anteriores desses animais se reduziram e modificaram para que eles se adaptassem à natação, enquanto que as posteriores desapareceram. Em algumas espécies, aparece uma pequena nadadeira dorsal.

O comportamento alimentar, o tipo de presa, e o habitat natural mostram-se associados com a morfologia do corpo, da cauda e das nadadeiras das baleias. As configurações morfológicas classificam as baleias em quatro tipos, baseadas em princípios hidrodinâmicos: cruzador rápido, cruzador lento, manobrista rápido e manobrista lento. As baleias azuis têm formas altamente hidrodinâmicas, com nadadeiras e caudas com alta razão de aspecto para um rápido e eficiente cruzamento nos oceanos.

Portanto, vimos que os cetáceo evoluíram para um corpo liso, hidrodinâmico, fusiforme que fosse propelido pela cauda conectada ao corpo por uma região estreita do pedúnculo. Esta configuração do corpo maximiza a eficiência da natação e é típica dos animais vertebrados projetados para a natação constante. Entretanto, a morfologia do corpo, da

# Taxonomia

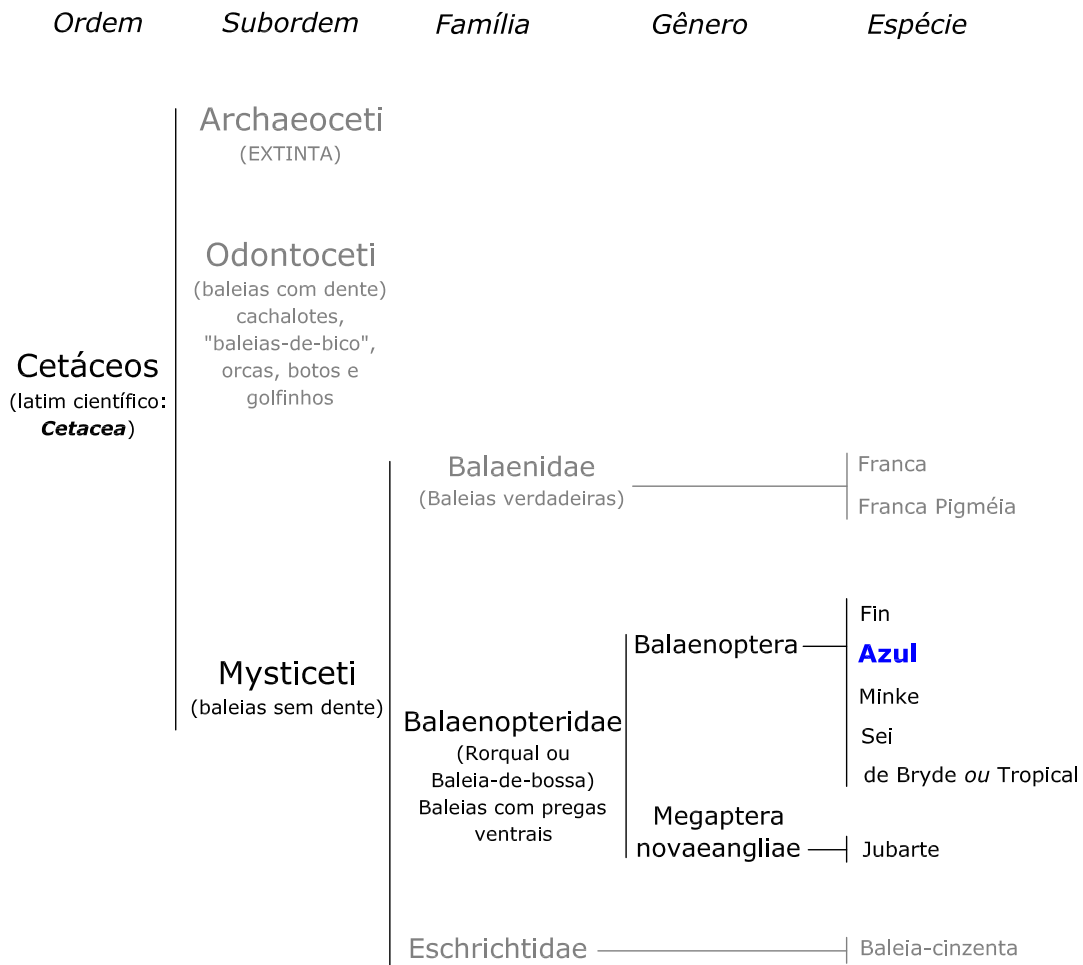


Figura 3.3: Taxonomia.

cauda, e das nadadeiras variam extensamente entre a espécie dentro da estrutura geral da forma clássica do cetáceo.

Os estudos em peixes indicaram que a forma do corpo está correlacionada diretamente ao comportamento em busca de alimento e a ecologia. Diferentes formas do corpo fazem alguns peixes mais adequados para cruzeiro, aceleração ou manobra, baseados na capacidade de produção de impulso e mecanismos de redução de arrasto.

Foi realizado um estudo para determinar se as diferenças morfológicas do misticetos pode estar associadas ao desempenho hidrodinâmico e a ecologia da alimentação. Para

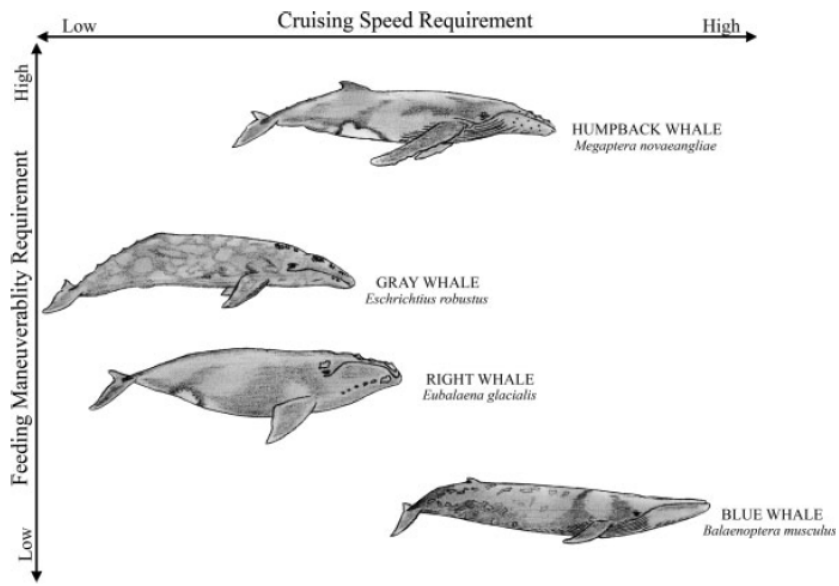


Figura 3.4: Classificação das baleias baseada na velocidade de cruzeiro e manobrabilidade para alimentação. (Fonte: B.L. Woodward, (2006))

verificar esta consideração, Woodward (2006) selecionou para estudo uma espécie representativa para cada uma das principais formas de corpos encontradas entre as baleias do grupo dos misticetos: baleia azul, baleia jubarte, baleia cinza e baleia verdadeira. Estas espécies abrangem uma larga faixa de habitat, técnicas de captura de alimento, e de adaptações morfológicas. Variações na forma do corpo foram então observadas entre misticetos para equilibrar a velocidade, a aceleração, e as exigências da manobrabilidade de acordo com sua ecologia de alimentação (ilustrado na figura (3.4)).

Na verificação desta hipótese, a forma do corpo, da cauda, e das nadadeiras dessas quatro espécies representadas (azul, jubarte, cinza, e verdadeira) foram analisadas. Previu-se que com base nestes parâmetros morfológicos e suas características hidrodinâmicas relacionadas, uma associação pode ser feita com a ecologia de cada espécie. As predições da morfologia foram que a baleia azul é um nadador retilíneo rápido, a baleia jubarte usa manobras rápidas, a baleia cinza usa manobras lentas, e a baleia verdadeira é uma nadadora constantemente lento.

A eficiência na locomoção para cruzar os mares parece ser a chave da evolução natural para a baleia azul oceânica. Desde que as forças de arrasto aumentam com o quadrado

---

da velocidade, a necessidade para a redução da resistência ao avanço tem um impacto significativo nas características morfológicas da baleia azul, que alcança velocidades acima de  $8.3 \text{ ms}^{-1}$  ao migrar nos oceanos. A hidrodinâmica do corpo ajuda a aumentar a eficiência do nado reduzindo o arrasto da baleia. Quando comparada com a jubarte, a cinza e a baleia verdadeira, a baleia azul é a mais elegante, com uma forma hidrodinâmica, esbelta e com o menor coeficiente volumétrico das 4 espécies. Ela também possui cauda com alta razão de aspecto, uma característica hidrodinâmica que melhora a sua eficiência propulsiva. Resumindo, a morfologia da baleia azul é indicativa de uma espécie adaptada para o deslocamento constante, a altas velocidades, eficiente em um ambiente oceânico e com pouca agilidade em manobras (Becky 2006).

Na tentativa de aplicar o desenvolvimento da natureza à ciência moderna, aproveitando o que a natureza tem de melhor e aprendendo com ela, buscamos formas otimizadas, que por questões como a seleção natural são aperfeiçoadas durante milhões de anos. Assim, por ter uma forma hidrodinâmica muito bem resolvida, esculpida pela natureza há mais de 50 milhões de anos, por ser o maior animal existente em toda a história do planeta, e que mesmo com suas 200 toneladas consegue ser um excelente nadador, com melhor velocidade de cruzeiro, a baleia azul foi eleita como ponto de partida e objeto de estudo em nossas pesquisas sobre métodos passivos, com a interferência das rugosidades longitudinais na redução de arrasto. Para viver tantos anos, necessariamente, um animal precisa ter um balanço energético muito bem resolvido, e assim possuir uma forma muito otimizada.

### **3.1.3 Morfometria da baleia azul**

Uma tarefa difícil encontrada foi a modelagem da região do torso de uma baleia azul. Obter na literatura uma forma bem definida do torso de uma baleia não é simples, inclusive porque as baleias não possuem formas idênticas. Além disso, a baleia azul ainda é um mistério para os biólogos, que pouco sabem sobre suas características morfométricas. A baleia azul é um animal muito grande, o que dificulta sua captura, proximidade e estudo. Além do mais, elas estão em extinção no planeta, o que torna muito rara sua observação.

A geometria da superfície a ser estudada foi definida por uma imagem onde a baleia está em uma posição semelhante a que cruza os mares, com o dorso alinhado (Fig. 3.5).

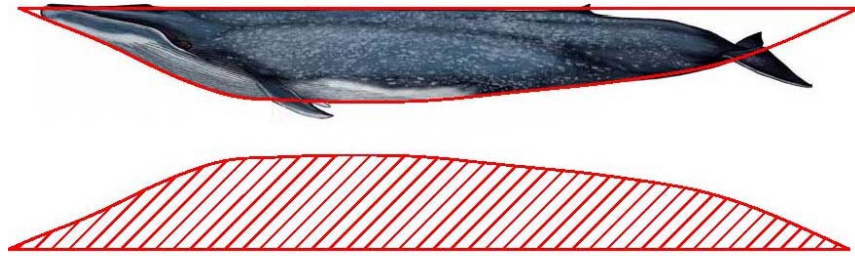


Figura 3.5: Geometria da Barriga da Baleia Azul. (Fonte: Site da Subsecretaria de Pesca - Governo do Chile)

A partir desta forma (Fig. 3.5), as superfícies de trabalho puderam ser usinadas.

Ao todo, quatro geometria foram investigadas. Contrariamente à maioria dos trabalhos encontrados na literatura, não investigaremos superfícies planas. Todas as geometrias serão curvas, devendo possuir perfis suaves e abruptos. Nos perfis suaves escoamentos colados foram obtidos. Nas geometrias com grandes variações de curvatura - abruptas - um escoamento separado foi observado. Pela primeira vez elevações lisas e estriadas, suaves e abruptas, foram comparadas entre si. O propósito, como já comentamos, foi relacionar os padrões de escoamentos induzidos pelas estrias com estruturas canônicas formadas sobre superfícies lisas.

## 3.2 Aparato Experimental

Esta seção será dedicado à descrição de um aparato experimental construído inteiramente no âmbito deste trabalho e com o propósito específico de estudar a influência da distribuição de pressão na redução de arrasto. Primeiramente será feita uma breve descrição do túnel de vento utilizado. A seguir, será feita uma descrição dos modelos ensaiados. Depois serão apresentadas as técnicas experimentais e os equipamentos de suporte utilizados além do procedimento adotado para a obtenção das medidas de distribuição de pressão e de perfis de velocidade, além das condições experimentais.

Este capítulo resume os aspectos mais significativos do princípio de funcionamento do anemômetro laser-Doppler e da velocimetria por imagem de partículas, seus modos de utilização, além de vantagens e desvantagens de cada técnica.



### 3.2.1 Túnel de vento e seus acessórios

Os dados experimentais apresentados neste trabalho foram obtidos no túnel de vento aerodinâmico de circuito aberto localizado no Laboratório de Velocidades de Fluidos do Inmetro; ele possui um comprimento total de 6 m e seção transversal de 0,5 m por 0,5 m de altura. As paredes laterais são de acrílico transparente para possibilitar a utilização de técnicas ópticas; o teto é de madeira e possui regulagem de altura para ajustar o gradiente de pressão estática longitudinal. O chão é revestido com chapas de alumínio. Telas e colméias são utilizadas para estabilizar o escoamento. A velocidade do ventilador é controlado por um inversor de frequência, podendo chegar a  $23 \text{ ms}^{-1}$ . O túnel possui uma contração com razão 3,2:1. Todas as medidas foram feitas na linha de centro do túnel. Uma ilustração do referido túnel de vento é mostrada nas Figs. 3.6 e 3.7.

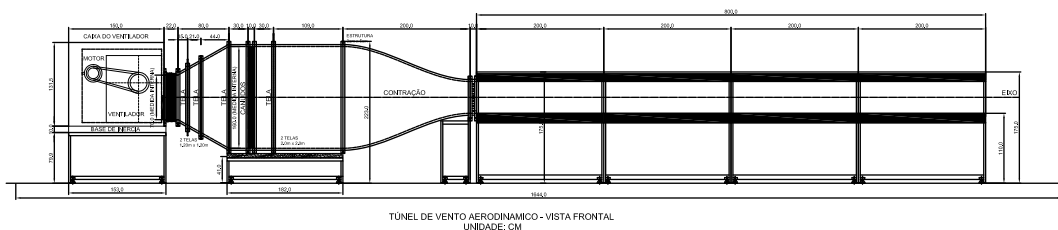


Figura 3.6: Túnel aerodinâmico do Laboratório de Velocidades do Inmetro.

### 3.2.2 Características dos modelos

A partir da definição da geometria de trabalho apresentada em seção anterior, curvas de referência foram desenhadas em computador, sendo posteriormente usinados com uma fresa de controle numérico de 3 eixos existente no laboratório do tanque oceânico da UFRJ. Com o modelo esculpido em espuma de PVC, foram feitos acabamentos para deixar as superfícies lisas e polidas. A partir desses modelos, foram construídas formas em fibra de vidro na fábrica da empresa Holos Brasil. Com as formas, peças adicionais de cada modelo foram depois laminadas também em fibra de vidro. A construção da forma garante a repetibilidade da geometria quantas vezes forem necessárias. As etapas do processo de construção estão ilustradas nas Fig. 3.8, 3.9 e 3.10.

O modelo assimétrico possui 500 mm de largura, 450 mm de comprimento e 50 mm de



Figura 3.7: Fotografia do túnel aerodinâmico do Laboratório de Velocidades do Inmetro, em operação.



Figura 3.8: Usinagem feita com controle numérico.



Figura 3.9: Modelos: simétrico (baseado na região montante da baleia) e assimétrico (fiel à forma da baleia azul).

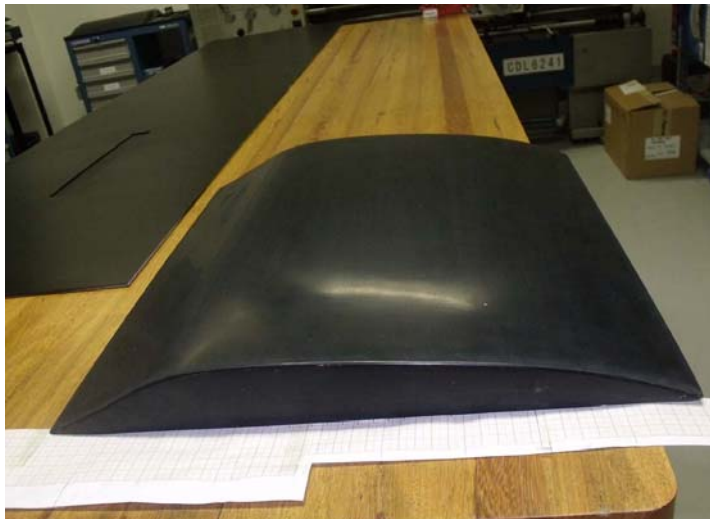


Figura 3.10: Modelo assimétrico pronto para ser ensaiado.

altura. Ele resulta em 10% de razão de bloqueio no túnel de vento. O modelo simétrico possui a mesma largura e altura, e 350 mm de comprimento. Os modelos são mostrados no desenho da Fig. 3.11 e 3.12.

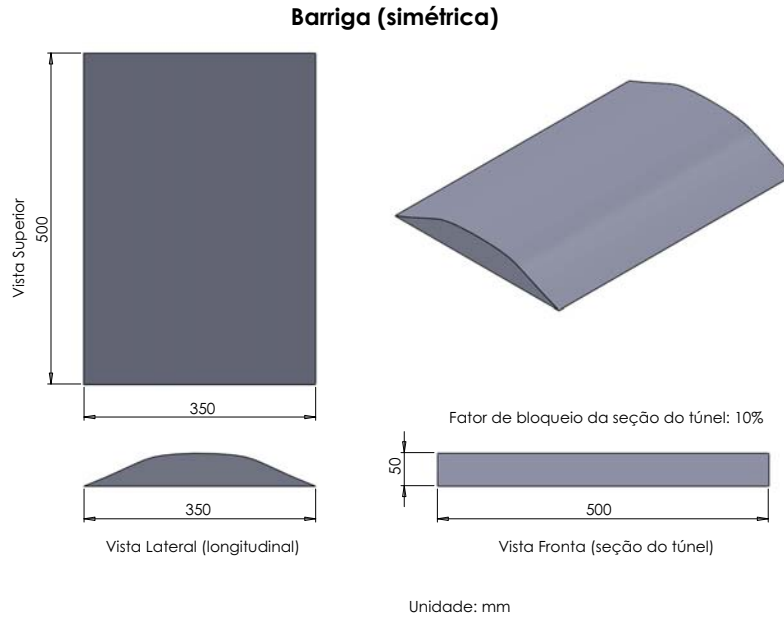


Figura 3.11: Modelo baseado no torso frontal da barriga da baleia azul (simétrico).

### As estrias

Com base nos artigos experimentais sobre métodos passivos de redução de arrasto, verificou-se que os autores dividem em dois grupos o valor ideal de  $s^+$ , o parâmetro adimensional utilizado na definição da geometria das estrias (ranhuras). O primeiro grupo utiliza  $s^+ \approx 20$ . No artigo de Lee (2001), com valores de velocidade livre e de atrito na parede muito semelhantes aos que serão utilizados no presente trabalho, ele utiliza um valor de  $s^+ = 25$ , conseguindo uma redução de arrasto de 5%. O segundo grupo utiliza  $s^+ \approx 1$ . No trabalho do Frohnapfel (2007), a redução de arrasto é mais significativa, atingindo 25%.

A partir de um perfil de velocidade medido no interior do túnel de vento sem a presença das superfícies de trabalho, foi estimado um valor da velocidade de atrito na parede igual

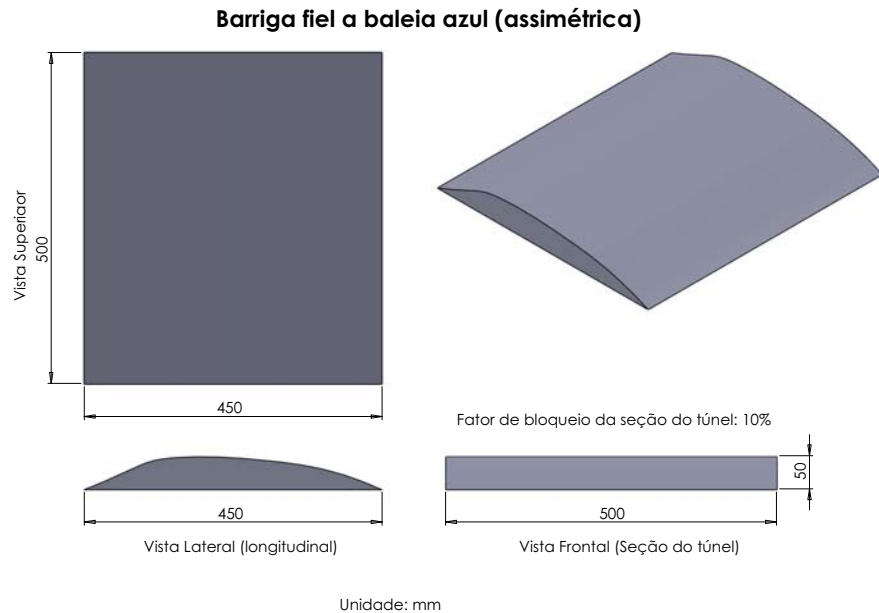


Figura 3.12: Modelo fiel ao contorno da baleia azul.

a 0,2 m/s para o escoamento livre de 3,0 m/s. A estimativa foi feita pela solução linear da subcamada viscosa. O valor resultante foi ainda comparado outro valor obtido pela inclinação da lei da parede. Os gráficos com o perfil medido pode ser visto nas Figs. 3.13 e 3.14.

Com o valor da velocidade de atrito foi possível calcular a dimensão adequada para o distanciamento entre as estrias usando o  $s^+ \approx 25$ . Assim, através da equação 3.1, chegou-se a uma configuração de estria com as seguintes características: espaçamento entre as ranhuras ( $s$ )=1,7mm, altura da ranhura ( $h$ )=0,85mm e espessura da ranhura ( $t$ )=0,2mm.

$$s^+ = \frac{su_\tau}{\nu} \quad (3.1)$$

Na prática, tivemos que adaptar essas dimensões a perfis metálicos comerciais e o resultado final foi uma ranhura com 0,43 mm de largura, 0,63 mm de altura e espaçamento entre elas de 1,57 mm. A Fig. 3.15 ilustra a geometria descrita. Nas Figuras 3.16, 3.17 e 3.18 é possível observar o modelo estriado.

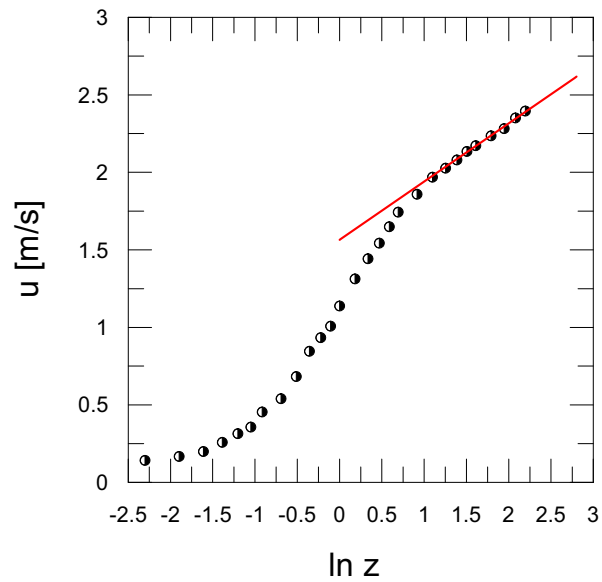


Figura 3.13: Perfil de velocidade logarítmico sobre placa plana, com velocidade do escoamento livre de 3 m/s.

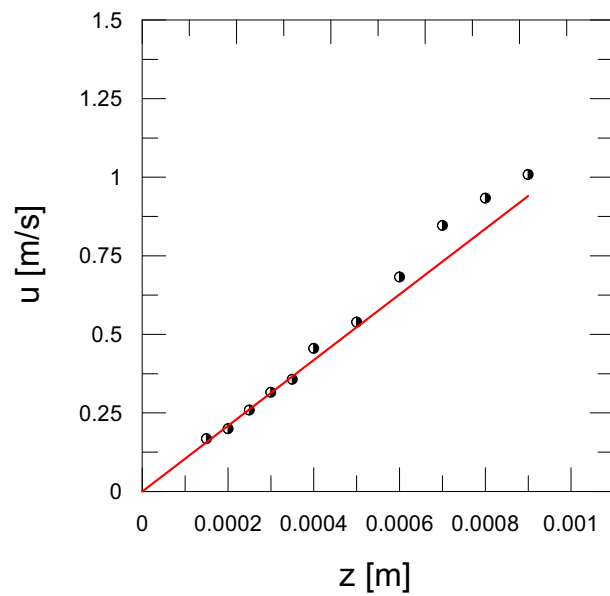
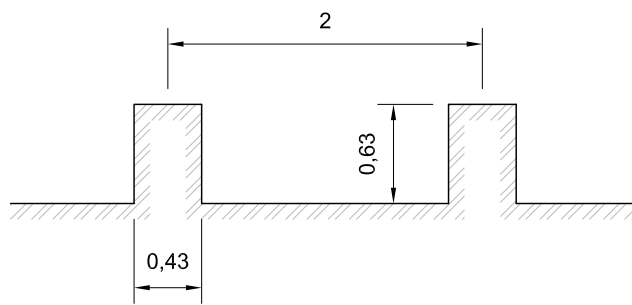


Figura 3.14: Perfil de velocidade na sub-camada viscosa, com velocidade do escoamento livre de 3 m/s.

Espaçamento entre as ranhuras (s)	2,00 mm
Altura das ranhura (h)	0,63 mm
Espessura da ranhura (t)	0,43 mm
Velocidade de atrito ( $u_\tau$ )	0,114 m/s
Velocidade do escoamento livre (U)	2,5 m/s
$s^+$	15

Tabela 3.1: Características geométrica das ranhuras.



Unidade: mm

Figura 3.15: Dimensionamento das ranhuras construídas.

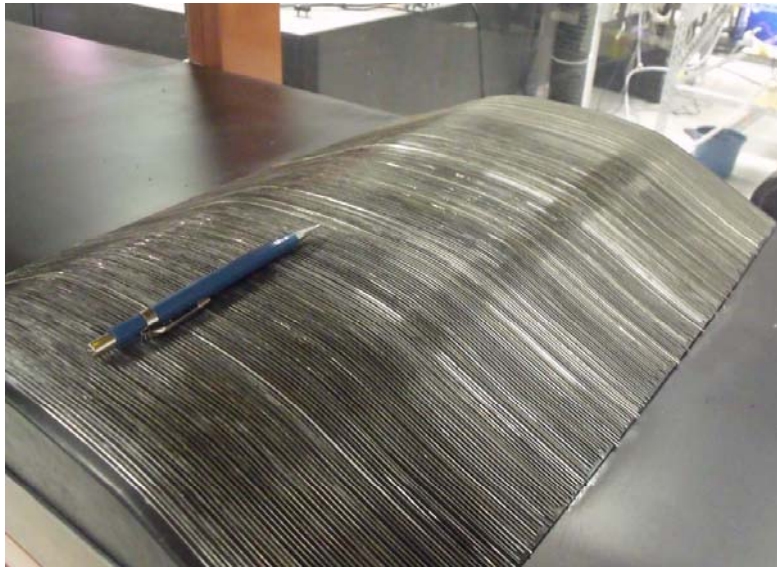


Figura 3.16: Geometria simétrica rugosa dentro do túnel de vento.



Figura 3.17: Detalhe da geometria rugosa.



Figura 3.18: Detalhe da seção transversal da ranhura.



### 3.2.3 A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula - VIP

A técnica de medição de velocimetria por imagem de partícula, mais conhecida como VIP (ou em inglês, PIV, *Particle Image Velocimetry*), é uma técnica de medição para escoamento de fluidos com resolução espacial. Ela, assim, mede simultaneamente vetores velocidade em vários pontos de um domínio definido, caracterizando espacialmente o escoamento. A VIP uma técnica que vem se consolidando cada vez mais no meio científico devido as suas características não intrusivas. O conceito utilizado nesta técnica é bem simples, sendo ilustrado na Fig. 3.19.

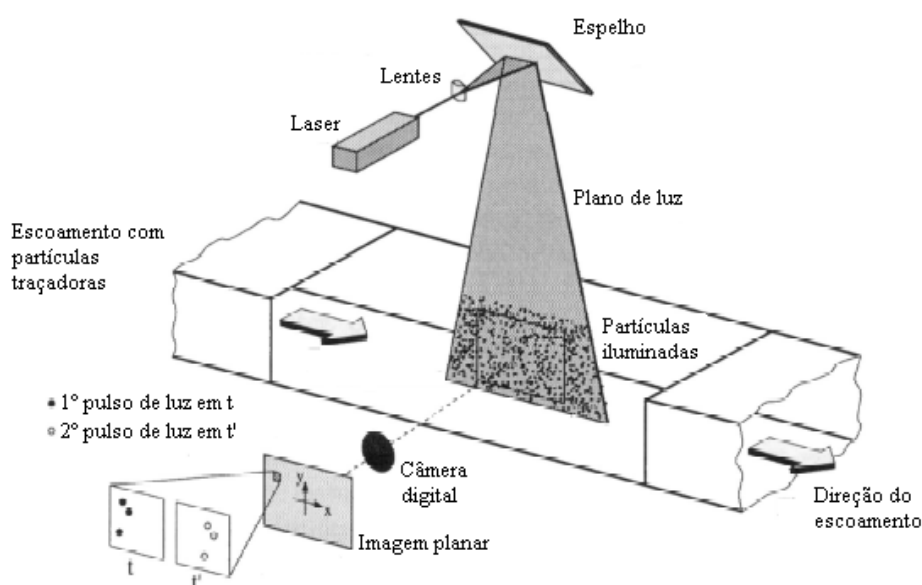


Figura 3.19: Ilustração sobre o princípio de funcionamento da velocimetria por imagens de partículas. Fonte: Silva Freire (2006).

Na VIP o fluido de trabalho deve ser impregnado com partículas traçadoras (reflexivas) com baixa inércia. Elas então acompanham o escoamento com velocidade de deslizamento nula. Isto é, elas trafegam na mesma velocidade local do escoamento. Assim, suas velocidades podem ser igualadas às velocidades presentes no escoamento. No presente estudo, as partículas utilizadas foram geradas por vapor de glicerina.

A região de interesse deve então ser iluminada por dois planos de laser consecutivos, defasados de alguns  $\mu s$ , a uma taxa de 15 Hz. O tempo entre os pulsos de laser é determinado

---

de acordo com a velocidade do escoamento, de maneira que as partículas se desloquem aproximadamente 25% da janela de interrogação entre a primeira e a segunda imagem. Quando as partículas passam pela região e são iluminadas pelo laser, uma câmera digital captura as imagens, que são obtidas através do estímulo de um grupo de capacitores foto-sensíveis conhecidos como CCD (charge-couple-device). Estas imagens são comparadas entre si permitindo a determinação do deslocamento de grupos de partículas de uma imagem para outra, através de uma calibração que relaciona o número de pixels da imagem com dimensões físicas do fenômeno observado. Como o tempo entre cada pulso de luz é conhecido, a velocidade é determinada pela razão entre o deslocamento e esse tempo.

O sistema VIP é composto de diversos subsistemas: uma fonte de luz, partículas reflexivas, uma câmara para capturar as imagens, um conjunto de lentes, um sincronizador e programas para o processamento das imagens. Vale ressaltar que o fluido de trabalho deve ser transparente ao comprimento de onda da luz utilizada.

Os componentes e as configurações utilizadas no sistema estão abaixo listados:

- Sistema utilizado: Dantec Dynamics
- software: Dynamic Studio
- Laser: Nd:YAG
- Lentes: 500 mm
- Tempo entre os pulsos de luz:  $160 \mu s$
- Resolução temporal: 7,4 Hz (usando duas câmeras)
- Amostragem: 10.000 pares de imagens para cada região de interesse
- Partículas traçadoras: fumaça de uma um fluido (ROSCO) a base de álcoois.
- Gerador de fumaça: Chauvet - Hurricane 1700
- Fluido principal: ar
- Ângula entre as câmeras:  $24^\circ$

- 
- Ângulo de Scheimpflug: 2°
  - Abertura do obturador: 5,6

Aspectos gerais da VIP:

- **Medição não intrusiva de velocidade:** Diferentemente das técnicas mais comuns para medição de velocidade tais como um tubo de Pitot ou um fio-quente, o sistema VIP é uma técnica óptica, portanto não intrusiva ao escoamento. Isto possibilita a sua utilização para investigação do escoamento em equipamentos de pequenas dimensões onde a presença física de uma sonda poderia modificar significativamente o campo de escoamento.
- **Resolução espacial:** A VIP é uma técnica que permite, em uma tomada, a visualização de uma grande área do escoamento. Outras técnicas permitem a medição de velocidade somente em um ponto, contudo com uma alta resolução temporal. A VIP possui alta resolução espacial; todavia sua resolução temporal é limitada devido a restrições técnicas.
- **Escorregamento:** O emprego de partículas traçadoras para a medição da velocidade do escoamento, requer um estudo cuidadoso sobre qual partícula aplicar para minimizar o escorregamento em relação ao fluido. Se a massa específica da partícula não for exatamente a mesma do fluido, suas dimensões devem ser as mais reduzidas possíveis, uma vez que o escorregamento é minimizado para partículas pequenas ( $< 20\mu m$ ).
- **Iluminação:** Devemos utilizar partículas grandes para termos um melhor espalhamento da luz. Isto está em contradição com a necessidade de termos partículas cada vez menores para evitar o escorregamento. Portanto, deve-se sempre procurar um tamanho de partícula que proporcione uma solução de compromisso entre as necessidades de iluminação e do escoamento.
- **Duração do pulso:** A duração do pulso de iluminação deve ser a menor possível de modo que as partículas fiquem “congeladas” durante o tempo de exposição.

- 
- **Intervalo de tempo entre os dois pulsos:** O intervalo entre os pulsos de luz deve ser grande o suficiente para que seja possível determinar o deslocamento entre duas imagens e pequeno o suficiente para evitar que partículas sejam “perdidas” (saíam da janela de interrogação) entre um pulso e outro. O ideal é que as partículas se desloquem 25% da janela de interrogação entre a primeira e a segunda imagem.
  - **Distribuição de partículas traçadoras:** Uma distribuição homogênea de partículas é desejada para uma boa resolução do sistema VIP. É importante notar que uma boa resolução significa que não há formação de aglomerados de partículas, ou seja, elas estão distribuídas de forma homogênea no fluido.
  - **Concentração de partículas traçadoras:** A Figura 3.20 mostra, de forma qualitativa, três tipos de imagens formadas com concentrações diferentes de partículas. Na Fig. 3.20(a) vemos pouca concentração de partículas o que acarretará em erro no cálculo dos vetores velocidade, pois quando a área a ser investigada for dividida nas janelas de interrogação, haverá regiões sem partículas. No caso da Fig. 3.20(b) temos a situação ideal para determinação da velocidade do escoamento. Na prática, para obtermos bons resultados, devemos ter pelo menos 10 partículas em cada janela de interrogação. Quando temos alta concentração de partículas, como mostra a Fig. 3.20(c), não é possível identificar cada partícula em separado, pois elas se sobrepõem.

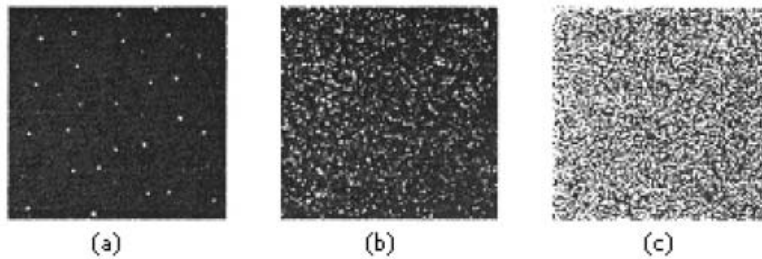


Figura 3.20: Exemplo de concentração de partículas: (a) baixa, (b) média, (c) alta.

- **Número de componentes do vetor velocidade:** Sistemas modernos como sistemas estéreo permitem medir a terceira componente da velocidade, perpendicular

---

ao plano de laser. Assim, as três componentes da velocidade podem ser quantificadas; para isso é necessário a utilização de duas câmeras.

- **Janela de interrogação:** O tamanho da janela de interrogação deve ser pequeno o suficiente para que gradientes de velocidade não tenham influência significativa no resultado.
- **Repetibilidade do cálculo:** No sistema VIP todas as informações do escoamento são registradas na sua forma bruta. Essa é uma característica interessante do sistema, pois permite que os cálculos e o pós-processamento das imagens possam ser feitos utilizando diferentes técnicas, sem necessidade de repetir o experimento.

### Fonte de luz e sistema óptico

O laser é amplamente utilizado nos sistema VIP devido a sua capacidade de emitir uma luz monocromática com alta concentração de energia, que pode ser colocada como um fino plano de luz capaz de iluminar as partículas sem gerar aberrações cromáticas.

A quantidade de energia necessária para gerar o laser que iluminará as partículas é de tamanha grandeza, que não faz sentido, por ser extremamente caro, emitir um plano de laser constante. Como o CCD aquisita as imagens em tempos muito curtos, o laser só precisa iluminar a região apenas nesses pequenos intervalos de tempo.

O mais importante laser para o sistema VIP é o Nd:YAG, com comprimento de onda  $\lambda = 532$  nm. O feixe é gerado por íons  $Nd^{3+}$  (neodímio) que são incorporados ao material YAG (ítrio – alumínio – granada), este é o cristal responsável por convergir toda a luz proveniente da lâmpada (*flashlamp*) produzindo assim o feixe de laser utilizado nos experimentos. Uma importante característica deste laser é possuir a capacidade de concentrar a energia luminosa em pequenos pulsos. A energia térmica proveniente do acúmulo de energia dentro da cavidade onde se encontra o cristal, é dissipada através de um sistema de refrigeração a água. O laser utilizado no experimento pode ser observado na Fig. 3.21.

O sistema óptico inclui lentes esféricas e cilíndricas. A lente cilíndrica faz com o feixe fique divergente, gerando um plano de luz. Enquanto a lente esférica controla a espessura desse plano. Para a maioria das aplicações é desejado um plano de luz com 1mm de



Figura 3.21: Laser usado na técnica VIP.

espessura.

### Sincronizador

Para obter a imagem no sistema VIP, o pulso de laser e as câmeras devem ser disparados em seqüência e sincronizadamente, num tempo adequado às condições do escoamento que está sendo analisado. Para garantir que os pulsos de lasers sejam disparados em sincronia com o tempo de aquisição do CCD, o VIP utiliza um mecanismo chamado *Q-switch* que rapidamente abre e fecha a cavidade onde se encontra o cristal Nd:YAG, permitindo assim que o cristal possa armazenar a energia entre um disparo e outro. O *Q-switch* e as câmeras são ligados em um sincronizador de tal forma que o software possa controlar-los simultaneamente.

### Câmeras CCD

O CCD é um sensor eletrônico que converte luz, isto é, fótons, em carga elétrica. Normalmente quando nos referimos a um sensor CCD, temos em mente uma matriz desses sensores. Cada elemento individual da matriz é chamado de pixel (*picture element*) e suas dimensões típicas são da ordem de  $10 \times 10 \mu\text{m}$ . O funcionamento desse dispositivo pode ser melhor entendido observando a Fig. 3.22.

O CCD é construído sobre um material semicondutor, tipicamente sílica, com metal

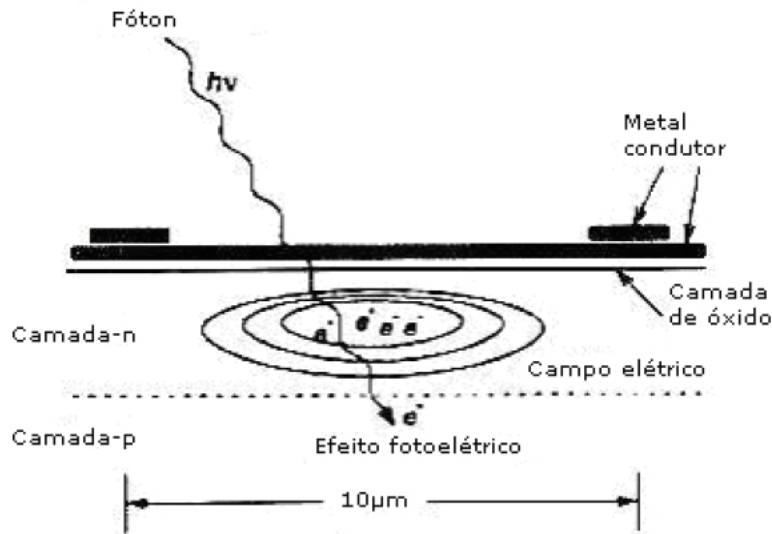


Figura 3.22: Modelo simplificado de um pixel. Fonte: Marins (2007)

condutor em sua superfície, uma camada isolante, uma camada-n (ânodo) e uma camada-p (catodo) abaixo. Uma pequena voltagem aplicada entre o metal condutor e a camada-p gera um campo elétrico no semicondutor. O mínimo campo elétrico que é formado abaixo do centro do pixel está associado com a necessidade de elétrons e isto é conhecido como “poço potencial”. Na verdade, poço potencial é equivalente a um capacitor permitindo que se armazene carga, isto é, elétrons. Quando um fóton de um comprimento de onda adequado entra na junção p-n do semicondutor um par do elétron é gerado. Isto é conhecido como efeito fotoelétrico. Enquanto este par, considerado como carga positiva, é absorvido na camada-p, o elétron gerado migra em direção ao poço potencial onde é armazenado. Os elétrons continuam a se acumular durante a exposição do pixel a luz. Contudo, a capacidade de armazenamento do pixel é limitada e valores típicos variam de 10.000 a 100.000 elétrons por pixel. Quando a exposição for excessiva e este número for excedido, os elétrons adicionais migram para os pixels vizinhos deixando a imagem com certa fluorescência. Este efeito é reduzido nos modernos CCD através de dispositivos antiflorescente.

Muito cuidado é requerido com a quantidade de luz incidente nas câmeras. O CCD é extremamente sensível à luz e intensidades luminosas muito altas podem “queimar”

---

alguns pixels do CCD. Os softwares comerciais do sistema PIV utilizam um recurso que identifica o excesso de iluminação: formação de áreas vermelhas na imagem. Por isso, no início de cada experimento deve-se começar com uma baixa potência da fonte luminosa (Raffel et al. – 1998). A câmera utilizada no experimento pode ser observada na Fig. 3.23.



Figura 3.23: Câmera utilizada no experimento de velocimetria de imagem de partícula.

### **Profundidade de Campo**

A profundidade de campo, para uma dada lente, é a distância em que dois objetos de interesse podem estar afastados e, ainda assim, formarem imagens adequadamente focadas. Essa análise é fundamental em experimentos com VIP, pois é preciso capturar imagens de partículas muito pequenas, e todas precisam estar bem focadas para produzir um bom resultado, portanto o plano de laser deve estar contido na profundidade de campo da lente, isso requer um alinhamento cuidadoso das câmeras com o laser. Altos fatores de magnificação e grandes aberturas de lente reduzem a profundidade de campo, mas são requeridos, na maioria dos casos, para se assegurar luz suficiente para a formação da imagem. A Fig. 3.24 ilustra a profundidade de campo de uma câmera.



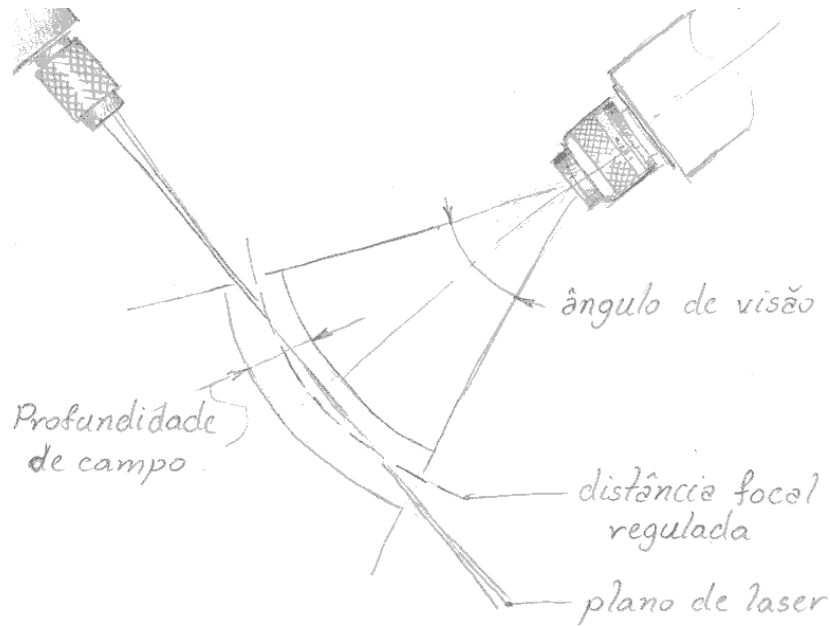


Figura 3.24: Profundidade de campo de uma câmera. Fonte: Duarte (2008)

Quanto maior for abertura da lente menor será a profundidade de campo. Contudo, as imagens do VIP devem ser capturadas com a máxima abertura de lente possível para que a câmera fique mais sensível à luz espalhada pela partícula. Por outro lado deve-se ter uma profundidade de campo adequada para que as partículas continuem focadas.

Como mencionado, profundidade de campo é a distância entre o objeto mais próximo e o mais afastado, dentro da qual a imagem resultante é “bem focada”. A expressão “bem focada” é algo subjetivo e que requer a opinião do experimentalista. Para computar a profundidade de campo é definido um valor limite para o desvio da imagem. Para as câmeras CCD esse valor limite é função do tamanho do pixel. A fórmula para a profundidade de campo é expressa pela Eq. (3.2):

$$PDC = \frac{2D^2 B f \#}{D_{img} F} \quad (3.2)$$

onde:

$PDC$  = profundidade de campo;

$D$  = distância entre a câmera e o objeto;

$B$  = desvio máximo aceitável para a imagem de um ponto;

---

$f\#$  = parâmetro relacionado à abertura do obturador da câmera;

$D_{img}$  = distância entre a lente e o CCD;

$F$  = distância focal da lente.

Se houver a necessidade de alterar a espessura do *PDC*, isso pode ser facilmente resolvido com pequenos ajustes na distância entre a câmera e o objeto ( $D$ ) e no parâmetro  $f\#$ . Contudo, variações muito altas no parâmetro  $f\#$  devem ser evitadas, pois o mesmo é responsável pela quantidade de luz que irá incidir sobre o CCD. Quanto maior a abertura do obturador, menor é o parâmetro  $f\#$  e vice e versa. Se a abertura do obturador estiver muito aberta, a imagem ficará saturada com o reflexo das partículas. Se estiver muito fechado a luz será insuficiente para estimular o CCD. O ideal e mais seguro para a realização do experimento é utilizar o laser com a menor potência possível e conseqüentemente, com uma maior abertura do obturador.

### **Sistema Tridimensional**

No presente trabalho, foi utilizado o sistema de captura de imagens tridimensional onde duas câmeras são utilizadas na captura de imagens do mesmo plano sob perspectiva de visão ligeiramente diferente, no que implica, após a correlação dos dois campos vetoriais obtidos pelas câmeras independentes, na obtenção dos vetores de velocidade não somente contidos no plano mas também daqueles que o atravessam. Para tanto, as câmeras são posicionadas com certo ângulo em relação à direção perpendicular ao plano de laser, isto, de tal modo que o que é de fato registrado no elemento fotossensível é a projeção da imagem pelos cossenos dos ângulos entre a câmera e as direções do referencial utilizado pelo programa. A Fig. 3.25 ilustra o posicionamento das câmeras no VIP 3D estéreo.

Sendo então estas projeções contidas em planos desalinhados pelo ângulo entre as duas câmeras (delimitado pelas suas linhas de centro), é possível através de simples argumentos geométricos reconstruir as componentes dos vetores em questão. Não havendo neste modo de operação um refinamento tão grande quanto no modo bidimensional quanto ao alinhamento das câmeras com o plano de laser, as conseqüências do desalinhamento podem ser listadas como a deformação da imagem, como quando olhamos um cubo obliquamente,

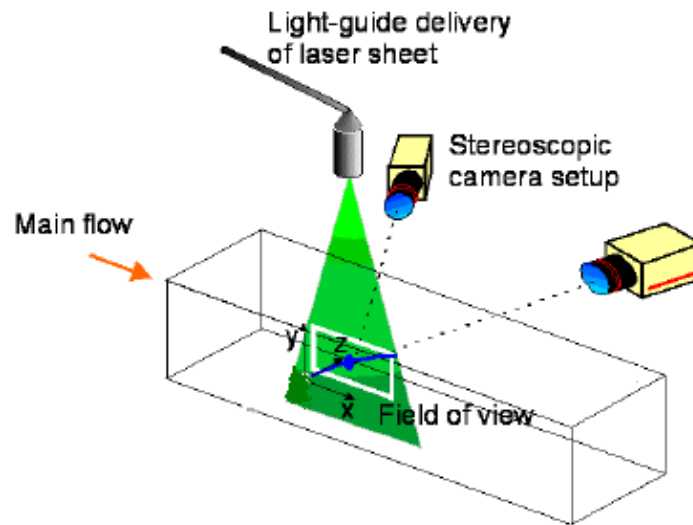


Figura 3.25: Ilustração da montagem do VIP 3D estéreo. Fonte: 3D Stereoscopic PIV Reference Manual (Dantec)

suas faces tornando-se trapézios, e o cruzar dos limites definidos pela profundidade de campo para o foco em questão, no que resulta em regiões focadas e desfocadas da imagem do plano. Sendo impossível reverter estes efeitos, a primeira medida consiste em trabalhar com o menor ângulo possível entre as câmeras, correspondendo este em um compromisso entre a melhor resolução entre os componentes de velocidade contidos no plano iluminado (menores ângulos), e aquele que atravessa o plano (maiores ângulos), em valor numérico, esse ângulo é situado entre  $30^\circ$  e  $90^\circ$ , estes demonstram melhores resultados. A rigor o valor do ângulo entre as câmeras pode ser estimado pelo deslocamento esperado de uma partícula sobre o plano de visão da mesma, de tal forma que a velocidade da partícula convertida para pixels, atenda às expectativas realizadas para a janela de interrogação a ser utilizada e o intervalo de tempo estimado. Muito embora a obtenção do ângulo por este meio forneça resultados aceitáveis, o posterior reajuste das câmeras e a investigação do intervalo de tempo mais adequado tornam este procedimento pouco prático, sendo mais adequado verificar a posteriori se fora obtida boa montagem, outro motivo que justifica isso é o fato de nem sempre ser possível ter uma estimativa prévia da velocidade que virá a ser encontrada. Tornando às deformações dadas do desalinhamento às imagens obtidas,

outro meio de minimizar as deformações é através do procedimento previsto pela regra de Scheimpflüg, que consiste em variar o ângulo entre o plano das lentes e o plano do CCD. Conforme pode ser visualizado na Fig. 3.26, a existência do ângulo entre a perpendicular ao plano que contém um objeto e a linha de centro da lente, deforma o objeto de forma que a parte mais próxima torne-se aparentemente maior, enquanto a mais distante torna-se menor. Isso acontece porque, dado da inclinação, o ângulo de visão pelo qual os bordos do objeto são observados são diferentes, assim, em idéia originalmente atribuída ao Capitão do exército Austríaco, Theodor Scheimpflüg, e utilizada para a correção de fotografias aéreas a partir de 1904, força-se o desalinhamento entre o plano que contém a imagem (filme ou sensor), e o plano da lente de modo que a luz verificada por ambos os ângulos de visão percorra distancia equivalente. Isto deforma a posição do volume onde a profundidade de campo é contida e permite visualizar objetos obliquamente ao plano da lente. A correlação deste ângulo,  $\theta_{Sch}$ , com o ângulo de inclinação entre as câmeras,  $\alpha$ , pode ser quantificada como na Eq.(3.3)

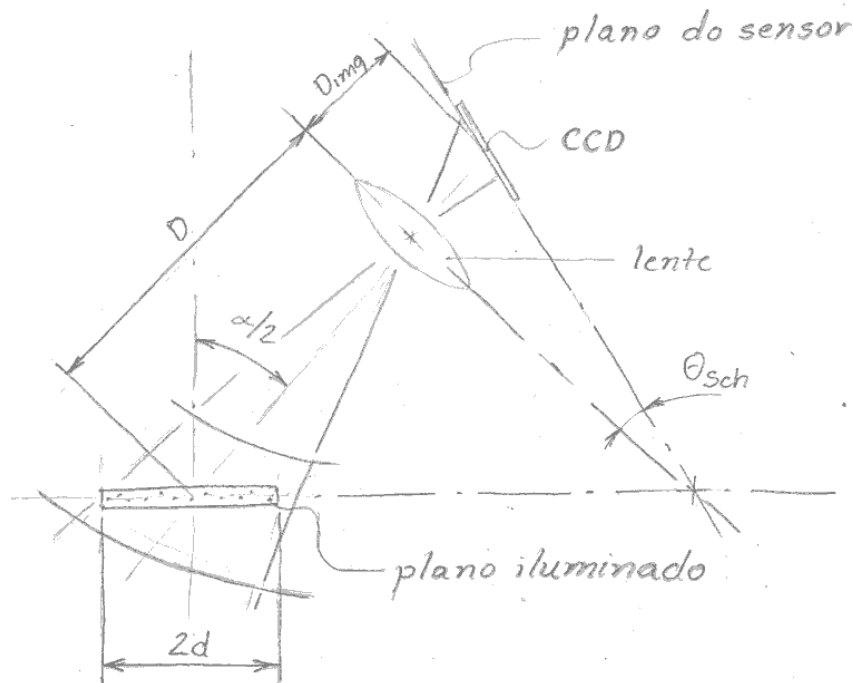


Figura 3.26: Definição para obtenção do ângulo de Scheimpflüg. Fonte: Duarte (2008).

$$\theta_{Sch} = ArcSen \left\{ \left[ \frac{M^2 d^2}{[(F^{-1} - (d^2 + D^2 - 2DdSen(\frac{\alpha}{2})))^{1/2} - D_{img}^2 + 2MdD_{img}]} \right]^{1/2} \right\} \quad (3.3)$$

envolvendo as distâncias do objeto e da imagem à lente,  $D$  e  $D_{img}$ , o tamanho de um dado objeto contido no plano de desalinhamento,  $2d$ , a distância focal da lente utilizada,  $F$ , e o dito fator de magnificação,  $M$  (que é definido como  $D_{img}/D$ ), a equação acima correlaciona então o ângulo entre as câmeras,  $\alpha$ , com o ângulo de Scheimpflug,  $\theta_{Sch}$ . Isto em fórmula cuja precisão extrapola as possibilidades do anel de controle do ângulo de desalinhamento, assim, da mesma forma que era feito no passado, em se tendo a visão da imagem obtida pela câmera, o ajuste do ângulo depende do sentimento do operador, que o faz de forma a ser obtido foco uniforme em todo o campo de visão.

### Calibração tridimensional

Para calibrar o sistema, de modo a correlacionar os deslocamentos das partículas em pixels, na imagem, com o seu real deslocamento, é necessário mensurar algo que se encontre à linha de visão da câmera e correlacionar o tamanho real deste com o seu tamanho na imagem. Entretanto, o alvo para a calibração tridimensional consistindo em uma malha de pontos (Fig. 3.27). Estas ocupando todo o campo de visão das duas câmeras tem a função de permitir não apenas o cálculo da correlação entre a distância real e a da imagem, como também mapear as imagens das duas câmeras de forma a serem identificadas as regiões equivalentes nos dois campos visuais.

Para a calibração do sistema, é necessário identificar nas imagens oriundas de cada uma das câmeras, três pontos, de tal forma que o centro da malha seja indicado (uma cruz no centro do alvo, formado por pontos de tamanhos diferentes, Fig. 3.28). A partir destes três pontos, o programa rastreia a posição dos demais, correlacionando a posição de cada um em ambos os campos de visão das câmeras, gerando um mapa de correlação entre as duas imagens que permitirá identificar do par de vetores que será utilizado para recompor o vetor velocidade tridimensional, a um dado ponto. Identificados a posição dos pontos e realizada a correlação dos mapas de posicionamento às duas câmeras, determinar o ângulo

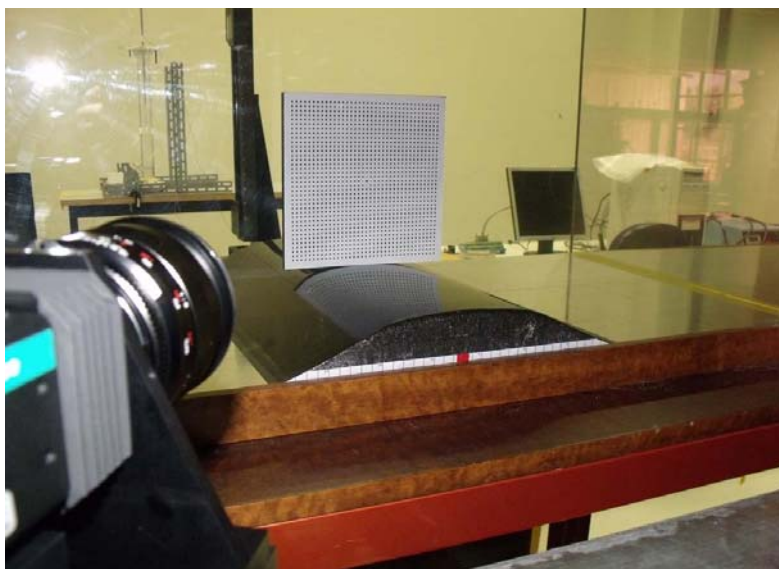


Figura 3.27: Alvo de calibração sobre o modelo.

entre as câmeras e os ângulos de desalinhamento destas é concomitante para relação às linhas e colunas da malha do alvo, os quais serão utilizados internamente para o cálculo da componente tridimensional.

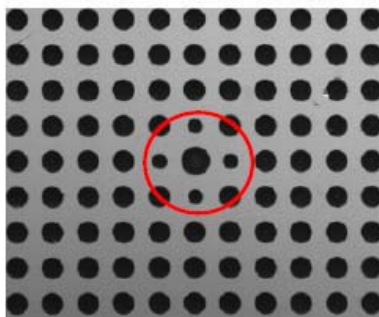


Figura 3.28: Referência do alvo para calibração do sistema.

Na Fig. 3.29 (a) está ilustrado as imagens do alvo de calibração como são obtidas pelas câmeras #1 e #2. Depois da aquisição, as imagens passam por um tratamento para distorção, como pode ser observado na Fig. 3.29 (b). As imagens são sobrepostas criando uma região de interseção, está é a região de interesse, onde os cálculos serão efetuados, assim sendo, a área de análise do escoamento deve estar contida nesta área comum de visão das câmeras. Esta região está ilustrada na Fig. 3.30 e 3.31.

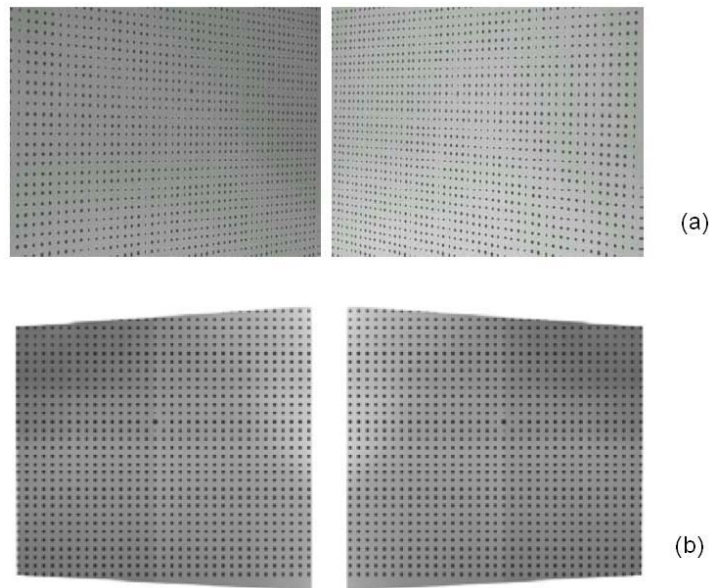


Figura 3.29: (a) Imagens do alvo de calibração da câmera #1 e #2. (b) Imagens distorcidas do alvo de calibração da camera #1 e da câmera #2.

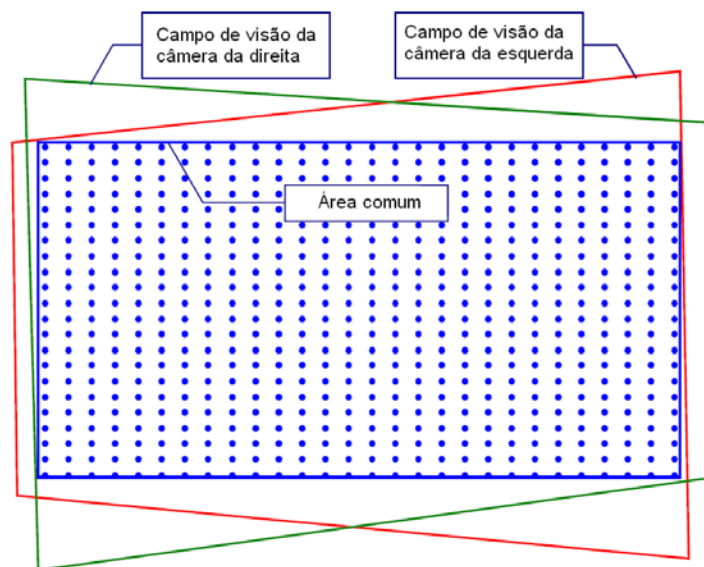


Figura 3.30: Campo de visão comum entre as duas câmeras. A região de interesse do escoamento deve estar contida nesta área comum.

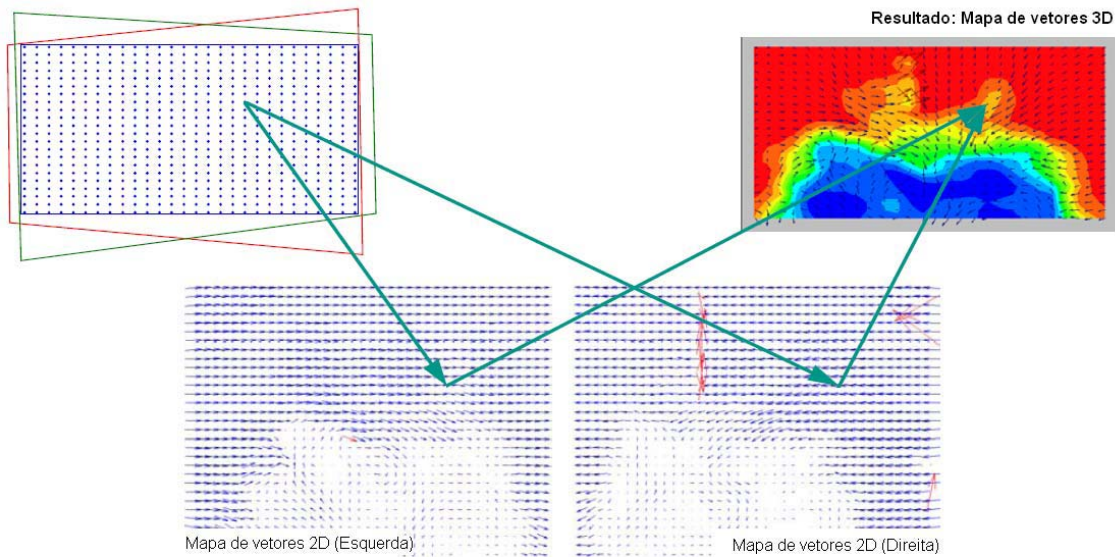


Figura 3.31: Reconstrução do campo vetorial 3D.

### Métodos de cálculo dos campos vetoriais

Após a aquisição e tratamento de todas as imagens, pode-se iniciar o processamento destas para se obter os campos vetoriais. Para tal objetivo, existem 3 métodos de cálculo diferentes: a auto-correlação (*auto-correlation*), a correlação cruzada (*cross-correlation*) e a correlação adaptativa (*adaptive correlation*). Em todos os casos, as imagens são divididas em várias pequenas áreas, denominadas “janelas de interrogação” (*interrogation area*), onde os métodos de cálculo serão aplicados. O tamanho da janela de interrogação é definido pelo usuário do programa, que tem como opções janelas de  $8 \times 8$ ,  $16 \times 16$ ,  $32 \times 32$ ,  $64 \times 64$ ,  $128 \times 128$  e  $256 \times 256$  pixels. A escolha do tamanho da janela de interrogação vai depender do tamanho, da densidade na imagem e da velocidade das partículas e da quantidade de vetores que se deseja obter no campo vetorial. Quanto menor o tamanho da janela de interrogação maior a quantidade de vetores que serão obtidos. Entretanto o tamanho da janela começará a se aproximar do tamanho da partícula, o que irá acarretar em um aumento do erro. Nos experimentos, utilizou-se janelas de interrogação com  $32 \times 32$  pixels para o cálculo dos vetores.

- Correlação Cruzada:



A correlação cruzada é o método mais utilizado atualmente para a análise das imagens. Duas imagens são capturadas em quadros diferentes: a primeira é referente ao primeiro pulso do laser e a segunda imagem, referente ao segundo pulso de laser. Cada quadro é dividido em pequenas, as “janelas de interrogação”. A correlação cruzada entre essas áreas determina o vetor deslocamento e a direção desse vetor é dada do primeiro para o segundo quadro. O objetivo da correlação cruzada é encontrar a distância que a partícula percorre no intervalo entre duas imagens e então calcular a velocidade.

As vantagens desse método são:

- Não é necessário nenhuma informação adicional sobre a direção do escoamento;
- Melhor relação sinal/ruído quando comparado com o método de auto-correlação.

Como já mencionado o método de correlação cruzada utiliza pequenas áreas denominadas janelas de interrogação. Um vetor velocidade é calculado para cada janela de interrogação. A Fig. 3.32 ilustra a técnica de correlação cruzada.

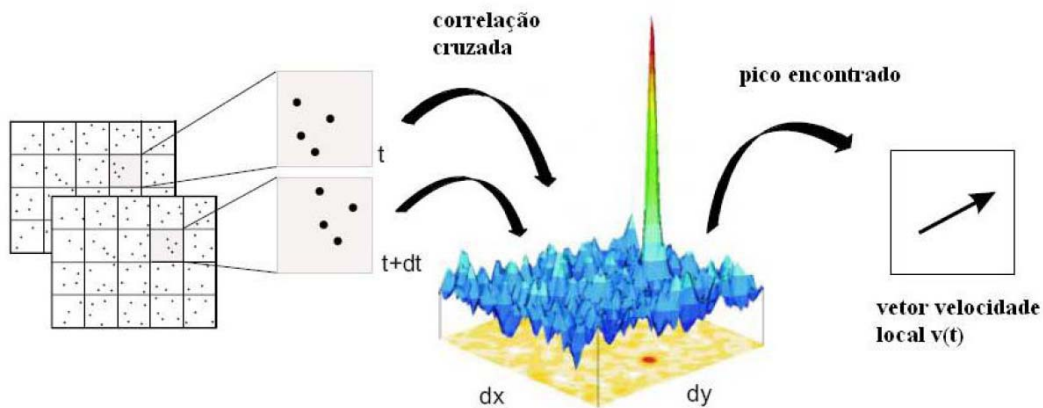


Figura 3.32: Ilustração de como a velocidade é extraída através de um par de imagens. Fonte: Marins (2007).

Uma das maneiras de efetuar a correlação é através do histograma de partículas, contudo os programas comerciais utilizam a técnica da Transformada Rápida de

---

Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*). O processo FFT dá o mesmo resultado que a análise feita pelo histograma, contudo é um processo computacional muito mais eficiente.

A transformada de Fourier é uma transformação linear do espaço ou do tempo ao domínio da frequência. Em vez de indicar os dados na maneira que foi medida, após a aplicação da transformada de Fourier, eles são vistos como intensidades do sinal de determinadas frequências. Uma vez que as funções base da transformada de Fourier são ortogonais e completas, nenhuma informação é perdida na transformação. Aplicar a transformação inversa de Fourier recuperará os dados originais outra vez. A transformada de Fourier (FT) é definida usando integrais em tipos contínuos de dados. Por outro lado, computadores armazenam valores digitalizados em intervalos regulares no espaço. Aqui, a transformada discreta de Fourier (DFT), definido como a soma de valores discretos, deve ser usada. Finalmente, a transformada rápida de Fourier (FFT) é um algoritmo rápido para computar a DFT, que reduz bastante o tempo de cálculo. Devido ao FFT-algoritmo ser bastante rápido, o FFT tornou-se uma ferramenta extensamente utilizada para tratamento de dados em diversas aplicações.

- Auto-Correlação:

Quando a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula surgiu, as câmeras *CCDs* eram limitadas pela sua taxa de transferência de dados, o que impossibilitava a aquisição de duas imagens com uma defasagem de tempo na ordem de  $\mu s$  entre elas. Logo, a solução para capturar os grupos de partículas em intervalos de tempos diferentes foi expor apenas uma imagem aos dois pulsos de *lasers*. Como resultado, obtém-se o conjunto de partícula do tempo  $t$  e do tempo  $t + \Delta t$  na mesma imagem. Essa solução acarreta em um problema de identificação do sentido do escoamento, já que não é possível discernir o instante de tempo em que cada grupo de partícula foi capturado. Assim, o programa reconhece dois escoamentos com sentidos diferentes, incumbindo o operador de identificar o sentido real.

O método de cálculo da auto-correlação é muito similar com o da correlação cruzada.

---

Mas como existe apenas uma imagem com os dados do tempo inicial e final, essa é deslocada e sobreposta sobre ela mesma, diferentemente da correlação cruzada, na qual o *frame* 1 é deslocado e sobreposto sobre o *frame* 2.

O resultado de uma auto-correlação, devido a sobreposição de duas imagens idênticas, irá sempre gerar um pico central correspondente a um teórico deslocamento nulo que, em geral, é ignorado pelo programa. O pico central ocorre devido à sobreposição das mesmas partículas quando os deslocamentos da imagem no sistema de coordenadas, são iguais à zero.

Assim como a correlação cruzada a autocorrelação também utiliza uma Transformada Rápida de Fourier para agilizar o processamento, mas por ser um cálculo ligeiramente mais simples, o tempo de cálculo é um pouco menor se comparado com o primeiro método abordado.

- Correlação Adaptativa:

A base de cálculo da correlação adaptativa é o mesmo da correlação cruzada. A diferença entre os dois métodos são os passos de refinamento da janela de interrogação, juntamente com o seu deslocamento entre o *frame* 1 e o *frame* 2 e o número de iterações realizado para cada passo do refinamento. Enquanto a correlação cruzada realiza apenas uma iteração por janela de interrogação, a correlação adaptativa pode realizar um número maior e a escolha do experimentalista. Antes do cálculo ser realizado, deve-se escolher o tamanho da janela de interrogação inicial e final, o número de passos de refinamento entre essas janelas e o número de iterações que o programa deve realizar. Após todas as iterações terem sido realizadas e validadas para a primeira janela de interrogação, ocorre o primeiro passo de refinamento, que diminui as dimensões da janela de interrogação para o cálculo das próximas iterações. Com essa segunda janela de interrogação (reduzida) o programa irá estimar o deslocamento das partículas com base nos resultados previamente calculados na janela inicial. Esse processo é realizado até que o último passo seja atingido. Sendo assim, partindo de uma janela de interrogação de  $256 \times 256$ , com 3 passos de refinamento e uma janela final de  $32 \times 32$ , a ordem de cálculo será realizado da

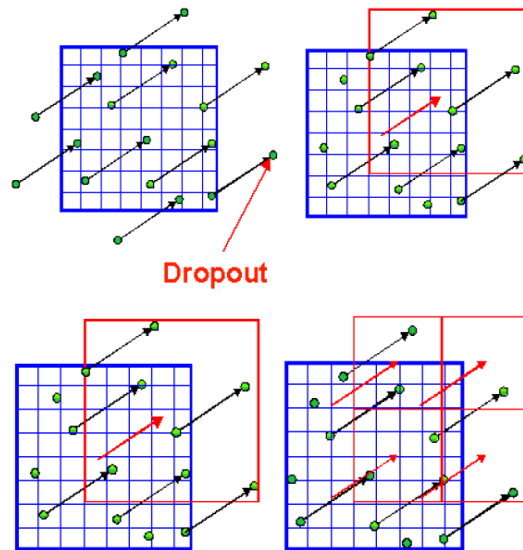


Figura 3.33: Esquema de funcionamento da correlação adaptativa. Fonte: Zotin (2009).

seguinte forma:

$$256 \times 256 \xrightarrow{1^\circ} 128 \times 128 \xrightarrow{2^\circ} 64 \times 64 \xrightarrow{3^\circ} 32 \times 32$$

A grande vantagem do deslocamento das janelas de interrogação entre um *frame* e o outro, é a possibilidade de se capturar a imagens de partículas que tenham saído da primeira janela. As perdas dessas partículas, chamadas de *dropout* (Fig.3.33), faz com que a intensidade do sinal diminua juntamente com o número de vetores válidos obtidos. Capturando o maior número de partículas possíveis por vetores, aumenta-se a intensidade do sinal e o número de vetores válidos, possibilitando assim, um maior refinamento da janela de interrogação sem haver a necessidade de se aumentar a densidade de partículas no fluido.

A junção dessas três características de cálculo faz com que os resultados obtidos com a correlação adaptativa sejam, em geral, melhores que os outros métodos de cálculo apresentados anteriormente. Exatamente por isso, os experimentos realizados nesse trabalho foram todos calculados com a correlação adaptativa.

---

### 3.2.4 A Técnica de Anemometria Laser-Doppler - ALD

A técnica de medição de anemometria laser-Doppler, mais conhecida como LDA (*Laser Doppler Anemometry*, ALD em português), começou a ser desenvolvida por Yeh e Commins, em 1964. Desde então, o progressivo aumento da capacidade computacional e o aperfeiçoamento de tecnologias ópticas e eletrônicas tornou a anemometria laser-Doppler uma técnica amplamente consolidada e difundida na comunidade de mecânica dos fluidos.

A existência deste instrumento óptico de medição deve-se primordialmente à invenção dos raios laser (i.e., light amplification by stimulated emission of radiation) no início da década de sessenta. Graças às propriedades particulares de coerência temporal e espacial que estes raios possuem, foi possível estabelecer o princípio de funcionamento deste anemômetro. Na verdade, esta é uma técnica de medição indireta pois a grandeza medida é a velocidade das partículas traçadoras. Portanto, é imprescindível garantir que estas partículas realmente acompanhem o escoamento, e que nenhuma forma de escorregamento ou arrastamento esteja presente para que haja uma correta representação do fluido investigado. Uma explicação mais detalhada pode ser lida no trabalho de Loureiro (2005).

As principais características desta técnica são:

- **Não-intrusão no escoamento.** O fluido é investigado no ponto de cruzamento dos raios, sem a introdução de nenhuma perturbação externa. As únicas condições requeridas são um meio transparente com acesso óptico e um número apropriado de partículas traçadoras.
- **Ausência de calibração e resposta absolutamente linear à velocidade do fluido.** O princípio de funcionamento é baseado na estabilidade das ondas eletromagnéticas, que não são afetadas pela variação de outros parâmetros físicos como pressão e temperatura.
- **Sensibilidade direcional.** A grandeza medida é a projeção do vetor velocidade na direção perpendicular às franjas de interferência. A introdução de um desvio de frequência em um dos raios permite ainda resolver o sentido da componente de

---

velocidade medida.

- **Alta resolução espacial e temporal.** A combinação entre baixo tempo de resposta e pequena dimensão do volume de controle 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.

### Princípio de Funcionamento

Uma fonte de luz coerente - propriedades invariantes no tempo e no espaço - é utilizada para gerar dois raios que se cruzam, dando origem a franjas de interferência. A coerência do laser garante que a localização das franjas de interferência seja constante e a diferença de fase dos raios seja independente do tempo. A configuração de diferentes intensidades de luz que caracteriza o fenômeno da interferência é resultante da superposição e da anulação de oscilações em consequência da soma de dois campos de ondas eletromagnéticas. Estas franjas de interferência é que caracterizam o volume de controle. Uma partícula ao passar por este volume espalha luz, que é detectada por um fotomultiplicador que transforma o sinal óptico em elétrico para, assim, medir a velocidade da partícula. A frequência dessa luz espalhada é diretamente proporcional à velocidade da partícula na direção perpendicular às franjas de interferência. O princípio básico aqui descrito é ilustrado na Fig. 3.34.

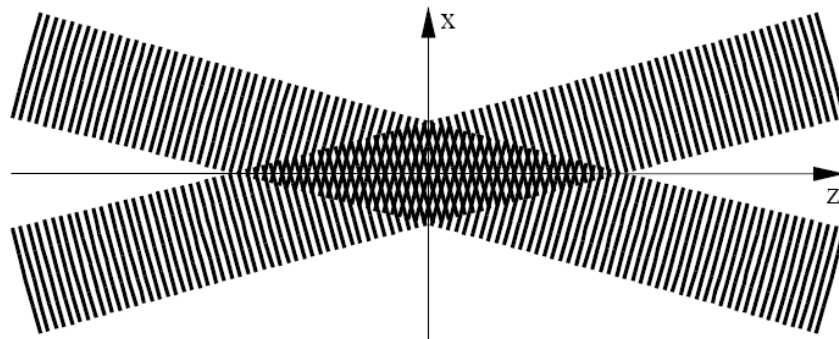


Figura 3.34: Franjas de interferência, provenientes do cruzamento de dois raios coerentes de laser. Fonte: BSA Flow Software.

### O feixe de laser

A propriedade mais relevante do laser, que possibilita a precisa medição de propriedades mecânicas, é a sua coerência espacial e temporal. Em todas as seções transversais ao longo do feixe de laser, a intensidade tem uma distribuição gaussiana e a espessura do feixe é normalmente definida pela intensidade na borda, sendo  $1/e^2 = 13\%$  da intensidade no centro. A medida que o feixe de laser se afasta do ponto de emissão, a área da seção transversal varia, até um ponto onde ela atinge um mínimo. Neste ponto, o feixe de laser é descrito pelo seu tamanho e posição, com a chamada cintura do feixe (*beam waist*). A cintura do raio e o perfil de intensidade Gaussiano estão ilustrados na Fig. 3.35.

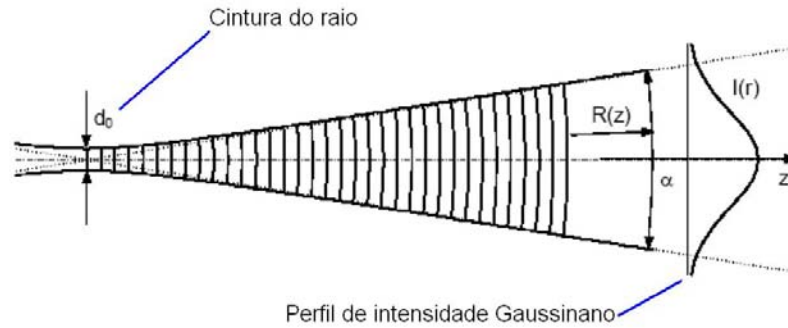


Figura 3.35: Ilustração da cintura do raio e do perfil de intensidade Gaussiano. Fonte: Monteiro (2007).

Com o comprimento de onda do laser conhecido ( $\lambda$ ), o feixe de laser é unicamente descrito pelo seu tamanho  $d_0$  e a posição da cintura do feixe, como mostrado na Fig. 3.35. A coordenada  $z$  descreve a distância a partir da cintura do feixe, assim podemos obter os valores do ângulo de divergência ( $\alpha$ ), diâmetro do feixe ( $d$ ) e raio da onda frontal ( $R(z)$ ) para a seção como:

$$\alpha = \frac{4\lambda}{\pi d_0} \tag{3.4}$$

$$d(z) = d_0 \sqrt{1 + \left( \frac{4\lambda z}{\pi d_0^2} \right)^2} \quad (3.5)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\pi d_0^2}{4\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.6)$$

É importante ressaltar que o ângulo de divergência do feixe ( $\alpha$ ) é tão pequeno que o feixe aparenta ter espessura constante. No entanto, é imprescindível que as medições sejam tomadas no ponto de cintura do feixe para se obter uma performance ótima da técnica de ALD . Nas vizinhanças da cintura do feixe, o raio da onda frontal é praticamente infinito o que facilita a aplicação da teoria de ondas planas, isso simplifica muito os cálculos.

### Frequência Doppler

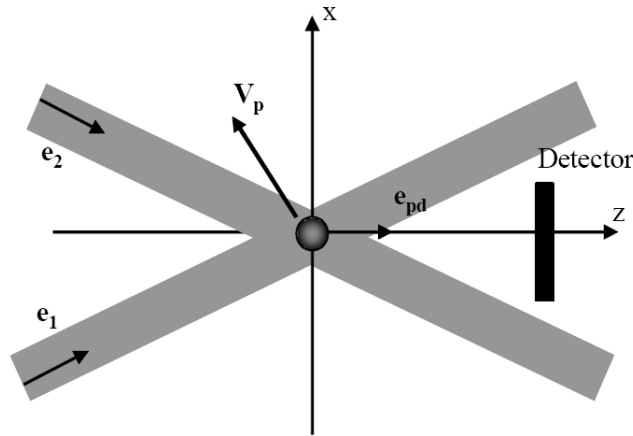


Figura 3.36: Configuração óptica de dois raios incidentes ilustrando a aplicação de efeito Doppler.

O efeito Doppler pode ser observado duas vezes na Fig. 3.36, a primeira quando os raios de comprimento  $\lambda$ , e frequência  $f$  e vetores unitários  $e_1$  e  $e_2$  incidem na partícula imersa no escoamento, e a segunda quando a luz espalhada por esta partícula em movimento é recebida pelo detector estacionário. Considerando que a velocidade da partícula,  $V_p$ , é muito menor que a velocidade da luz,  $c$ , temos que  $c = f\lambda$  e as frequências dos raios após o encontro com a partícula são dadas pelas equações a seguir:



$$f_1 = f + \frac{V_p \cdot (e_{pd} - e_1)}{\lambda} \quad (3.7)$$

$$f_2 = f + \frac{V_p \cdot (e_{pd} - e_2)}{\lambda} \quad (3.8)$$

onde  $e_{pd}$  representa o vetor unitário na direção da partícula para o receptor. Logo, a frequência que chega à superfície do detector pode ser escrita como:

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{V_p \cdot (e_1 - e_2)}{\lambda} \quad (3.9)$$

A diferença de frequência  $f_D$  é independente da posição do receptor para a configuração mostrada na Fig. 3.36, como explicado em Albrecht et al. (2003). Sendo o ângulo de interseção dos raios,  $\theta$ , conhecido, é fácil deduzir a frequência  $f_D$  vista pelo detector por argumentos puramente geométricos, como ilustrado na Fig. 3.37 e expresso na equação (3.10).

$$f_D = \frac{2 \text{sen}(\theta/2)}{\lambda} |V_p| \cos \alpha = \frac{2 \text{sen}(\theta/2)}{\lambda} v_{p\perp} \quad (3.10)$$

onde  $\alpha$  representa a direção do escoamento medida em relação à perpendicular do plano bissetor dos raios. Logo, a diferença de frequência  $f_D$  é linearmente proporcional à componente de velocidade na direção  $x$ , denotada por  $v_{p\perp}$  ou  $v_{px}$

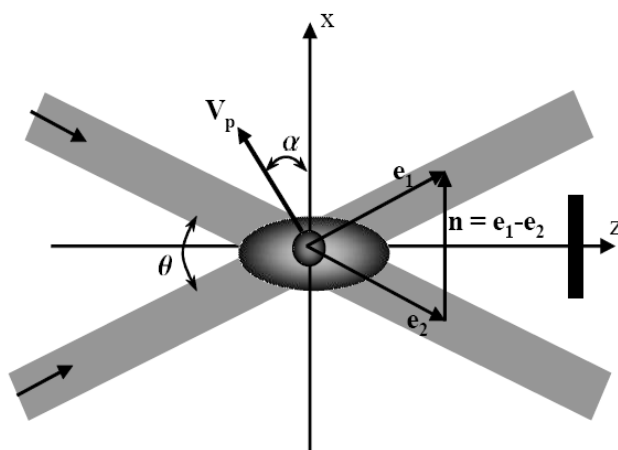


Figura 3.37: Relações geométricas para determinação da frequência Doppler recebida pelo detector.

---

### Franjas de interferência

Quando o sistema está corretamente alinhado, o cruzamento dos feixes dá origem a planos de luz claros e escuros. Os planos de interferência são chamados de franjas e a distância entre eles  $\delta_f$  depende do comprimento de onda e do ângulo entre os feixes de raio incidentes, como descrito na equação (3.11).

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\text{sen}(\theta/2)} \quad (3.11)$$

Se o ponto de interseção ocorrer na cintura do feixe, então as frentes de ondas criadas são aproximadamente planas e conseqüentemente a interferência produz planos paralelos de interferência construtiva e destrutiva, como mostrado na Fig. 3.38.

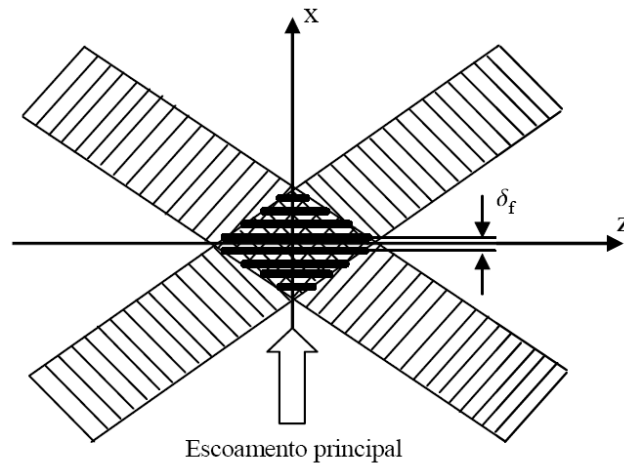


Figura 3.38: Configuração das franjas de interferência.

É importante que as medições com o sistema laser-Doppler sejam realizadas com o volume de controle alinhado na cintura dos raios, porque nesta região dos feixes as frentes de ondas eletro-magnéticas podem ser consideradas planas, simplificando a teoria utilizada e os cálculos a serem realizados. Além disso, quando a interseção acontece fora da cintura dos raios as frentes de ondas serão curvas, resultando em um espaçamento não constante das franjas de interferência, ou seja, a distância entre as franjas passa a depender da sua

posição dentro do volume de controle. Conseqüentemente, a frequência Doppler medida será também dependente da posição da partícula no volume de controle e não será mais diretamente proporcional à velocidade do fluido.

### O volume de controle

O tamanho do volume de controle pode ser estimado através do diâmetro da cinta do raio,  $d_c$ , e do ângulo de interseção  $\theta$ , como mostrado na equação (3.12), (3.13) e (3.14).

$$d_x = \frac{d_f}{\cos(\theta/2)} \quad (3.12)$$

$$d_y = d_c \quad (3.13)$$

$$d_z = \frac{d_f}{\sin(\theta/2)} \quad (3.14)$$

onde  $d_x$  representa a largura,  $d_y$  a altura e  $d_z$  o comprimento do volume de controle. A Fig. 3.39 ilustra o volume de controle.

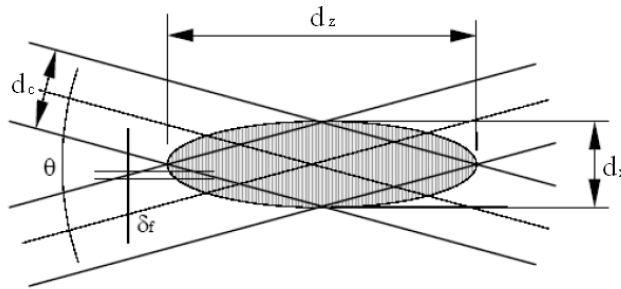


Figura 3.39: Volume de controle.

Com a largura  $d_x$  do volume de controle e a distância entre as franjas,  $\delta_f$ , é possível estimar o número total de franjas na interseção dos raios, como mostrado na equação (3.15).

$$N_f = \frac{d_x}{\delta_f} \quad (3.15)$$

Esse número de franjas se aplica a uma partícula que move-se ao longo do eixo longitudinal no centro do volume de controle. Quando a partícula caminha pela vizinhança interna do volume de controle, esta atravessa um menor número de franjas, o que implica na observação de menos períodos no sinal recebido pelo fotodetector para a estimativa da frequência Doppler. Para a obtenção de bons resultados com o anemômetro laser-Doppler é preciso assegurar um número suficientemente alto de franjas de interferência no volume de controle. Um sistema de laser Doppler típico produz entre 10 e 100 franjas, mas em alguns casos podem se obter resultados com menos. A questão principal é o número de períodos produzidos na intensidade da luz espalhada pela partícula. Os processadores de sinal mais antigos requerem um mínimo de 8 períodos para o sinal de saída do fotodetector seja validado para o cálculo da frequência Doppler. Naturalmente, quanto maior o número de períodos, maior a precisão de cada medida.

O sinal característico da passagem de uma partícula através do volume de controle é chamado na literatura inglesa de “bursts”. A Fig. 3.40 ilustra “bursts” no sinal do osciloscópio.

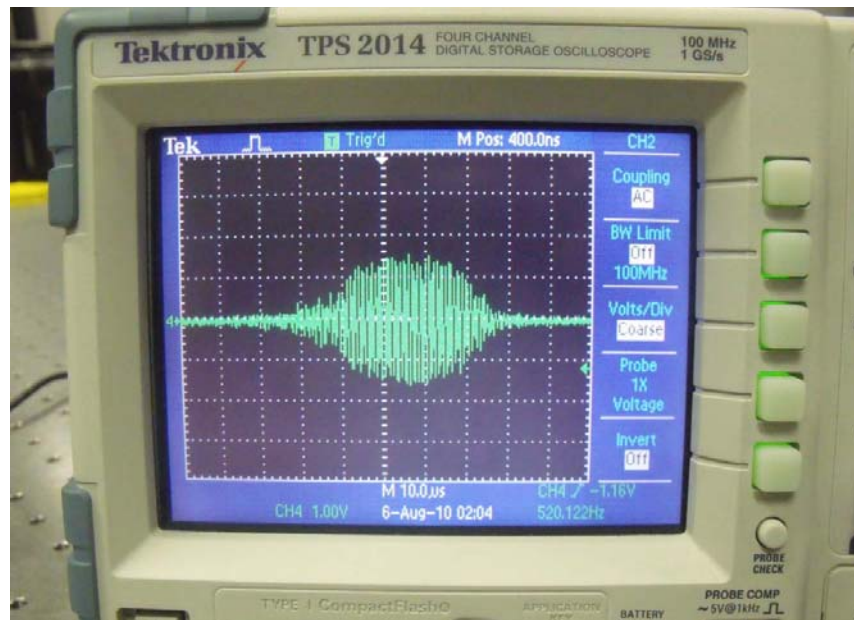


Figura 3.40: Sinal característico da passagem de partículas pelo volume de controle (*Bursts*).

---

### Sentido da velocidade

A frequência não é dependente do sentido da velocidade, ou seja, uma medida de velocidade de mesma magnitude, positiva ou negativa, irá resultar na mesma frequência Doppler, o receptor capta o valor do módulo da frequência.

Para superar esta limitação, os sistemas laser-Doppler são normalmente equipados com moduladores óptico-acústicos, chamados de células de Bragg, que permitem resolver a direção do escoamento e permitem também uma correta avaliação de baixas velocidades. A Fig. 3.41 ilustra o desvio da frequência de uma dos raios para permitir a sensibilidade direcional do anemômetro Doppler.

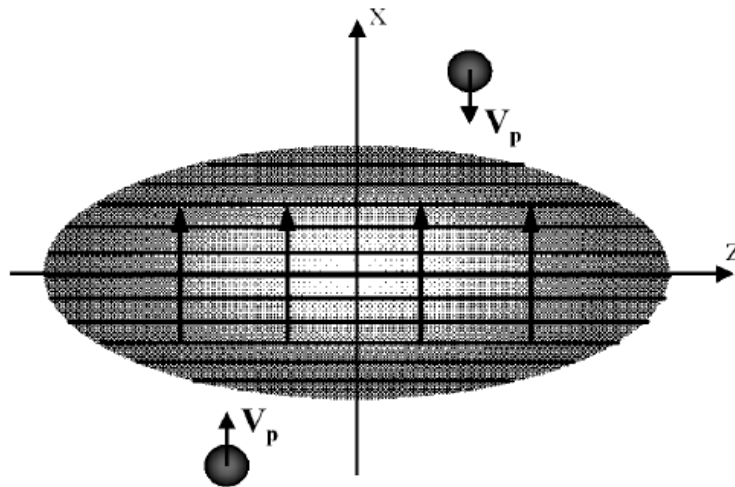


Figura 3.41: Princípio da sensibilidade direcional do sistema laser: movimentação das franjas de interferência provocado por um desvio de frequência em um dos raios incidentes.

O propósito da célula de Bragg é introduzir um desvio de frequência  $f_{des}$  em um dos raios, e, como consequência, as franjas de interferência deixam de ser estacionárias, e movem-se com uma velocidade constante  $v_{des}$  dada pela equação (3.16).

$$v_{des} = f_{des} \delta_f \quad (3.16)$$

Ao introduzir a célula de Bragg no caminho do raio, a frequência pode ser desviada

de um valor  $f_{des}$ , resultando em:

$$f_1 = f + f_{des} \quad \text{ou} \quad f_1 = f - f_{des} \quad (3.17)$$

Este desvio de frequência provoca uma movimentação das franjas de interferência na direção positiva do eixo longitudinal,  $+x$ , ou na direção negativa,  $-x$ , com uma velocidade constante. Depois que os dois raios espalhados se misturam na superfície do detector, a modulação de frequência capturada pelo detector,  $f_d$ , se torna:

$$f_d = f_{des} + \frac{V_p \cdot (e_1 - e_2)}{\lambda} = f_{des} \pm \frac{2 \text{sen}(\theta/2)}{\lambda} |V_{p\perp}| = f_{des} \pm f_D \quad (3.18)$$

A luz espalhada por uma partícula estacionária será capturada pelo fotodetector a uma frequência igual ao desvio introduzido pela célula de Bragg, normalmente de 40 MHz. Assim, uma partícula que caminhe na direção contrária ao movimento das franjas irá produzir sinais (*bursts*) de frequência Doppler inferior ao desvio, enquanto que uma partícula que caminhe na mesma direção de movimento das franjas irá produzir sinais de frequência superior ao desvio. Para ilustrar as informações aqui citadas, um esquema de um anemômetro laser-Doppler de uma canal é resumido na Fig. 3.42.

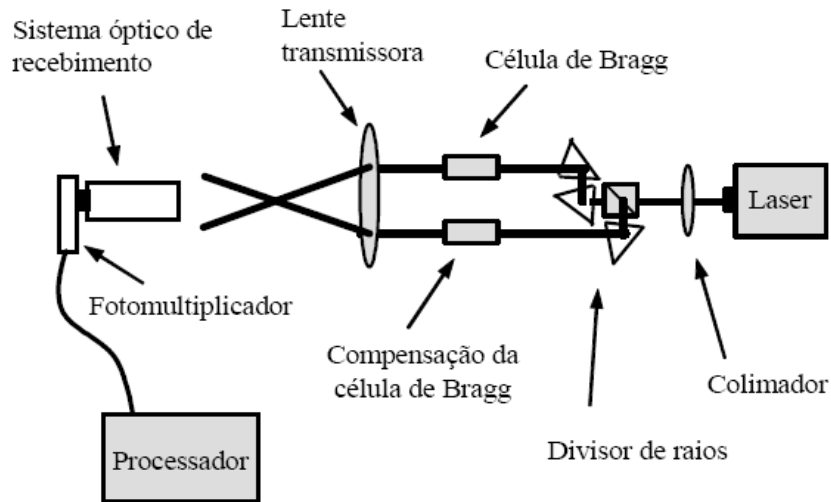


Figura 3.42: Esquema dos componentes de um sistema laser unidimensional.

O raio laser é dividido em dois feixes de mesma intensidade e polarização através de um “divisor de raios” (*beam splitter*), e a interseção entre eles é feita através de uma lente.

Um colimador é utilizado para ajustar as propriedades do raio no volume de controle e a célula de Bragg fornece o desvio de frequência usado para obter a sensibilidade direcional. A frequência Doppler é capturada pelo sistema de fotodetecção e determinada através de um processador de sinal.

### Sinal do sistema laser Doppler

Fotodetector é o elemento responsável por converter o sinal óptico em um sinal eletrônico. Esta conversão acontece por meio de uma transição foto-elétrica, um fóton de luz provoca a mudança do nível de energia de um elétron, ou seja, um fluxo de fótons do sinal óptico implica em um fluxo de elétrons. Essa corrente produzida pelo fotodetector contém então a informação de frequência que será relacionada com a velocidade do fluido. Um típico sinal elétrico gerado pelo foto detector é apresentado na Fig. 3.43.

Este sinal apresenta uma parcela de baixa frequência que reflete a intensidade da distribuição Gaussiana dos raios lasers, e uma parcela de alta frequência que contém a informação da velocidade com que a partícula atravessa o volume de controle. A amplitude do sinal esta diretamente relacionada ao tamanho da partícula e o número de períodos com a quantidade de franjas que a mesma atravessa.

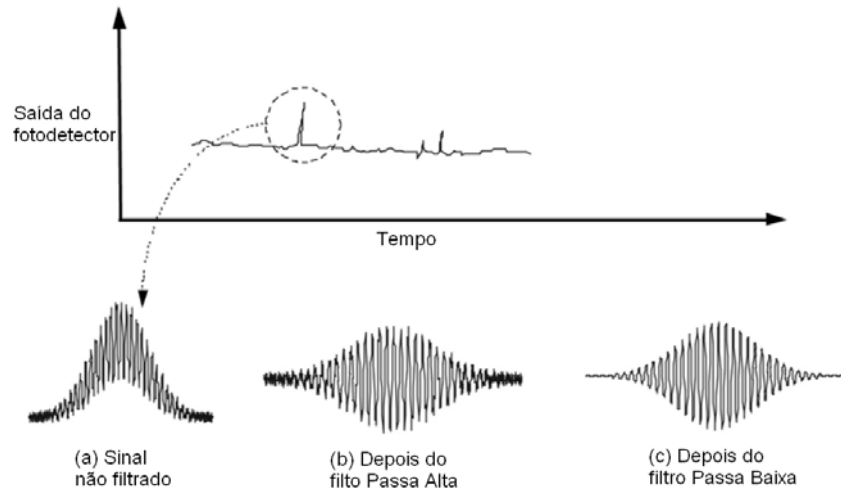


Figura 3.43: Sinal provocado pela passagem de uma partícula no volume de controle.

Um filtro passa alta é utilizado para remover a componente DC do sinal, conhecida

---

como *Pedestal Doppler*, e é geralmente utilizada como acionadora para a amostragem do “bursts” ou não. Como a frequência Doppler é muito mais alta que a baixa frequência, praticamente não há perda de sinal durante este processo de filtragem. O problema ocorre em medições de velocidades muito baixas, o que acarreta em uma frequência Doppler muito próxima da baixa frequência, implicando em perda de sinal durante a filtragem. Para evitar tal problema, faz-se o uso de um desvio de frequência de tal forma que a faixa do sinal Doppler seja desviada do sinal de baixa frequência.

A interação entre o campo óptico e o material foto-sensível é um fenômeno quântico, que inevitavelmente gera uma flutuação média da corrente, o que imprime um dado ruído ao sinal. Outra forma de ruído é a reflexão de luz das partículas que não passam pelo volume de controle, além da própria luz gerada pelo ambiente onde se realizam as medições. O ruído pode ser minimizado selecionando somente a largura de banda necessária para a medição na faixa de velocidades desejada, como também através da utilização de filtros passa baixa e passa alta na entrada do processador de sinais.

O processador de sinal, através de diferentes mecanismos de verificação do sinal, como amplitude do sinal e contagem do número de períodos, faz a validação dos sinais que serão utilizados nas análises posteriores. Devido ao caráter aleatório da chegada de partículas ao volume de controle, uma certa tendência pode ser introduzida ao valor medido das velocidades. Diferentes estudos (Durst et al. (1976), DeGraaff e Eaton (2001), Zhang (2002), Poggi et al. (2002)) mostram que o processo de amostragem não é independente do campo de escoamento analisado. Principalmente em escoamentos altamente turbulentos, as medições tendem a conter um número maior de amostras de partículas mais rápidas que de partículas mais lentas do mesmo escoamento. Como resultado, a utilização da simples média aritmética para o cálculo das propriedades estatísticas do escoamento implica em introduzir uma tendência nos resultados em favor das partículas mais velozes. Para compensar esta tendência, utiliza-se um fator que atribui menos peso às partículas mais rápidas na estimativa dos dados estatísticos. A equação (3.19) abaixo mostra o cálculo do valor médio e da variância da componente longitudinal da velocidade utilizando o fator de peso  $\eta_i$ .



---


$$\bar{U} = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i U_i \quad \text{e} \quad \sigma^2 = \sum_{i=0}^{N-1} \eta_i (U_i - \bar{U})^2 \quad (3.19)$$

O cálculo do fator de peso pode ser feito pelo tempo de trânsito  $t_i$  das partículas, como descrito na equação (3.20). Mais detalhes sobre este assunto pode ser encontrado em George (1974).

$$\eta_i = \frac{t_i}{\sum_{j=0}^{N-1} t_j} \quad (3.20)$$

### **As partículas e o domínio da luz espalhada**

Na anemometria laser-Doppler tem importância fundamental, pois a grandeza avaliada de fato é velocidade das partículas e não diretamente a velocidade do fluido. Assim, é indispensável tecer alguns comentários a respeito deste assunto.

As partículas devem ser pequenas o suficiente para seguir o escoamento com eficácia, e ainda serem grandes o bastante para espalhar a luz incidente de modo a permitir que o fotodetector consiga detectar a frequência Doppler. Idealmente, as partículas também devem estar em equilíbrio estável com o fluido, isto é, elas devem ter a mesma massa específica do meio que as envolve.

Em um trabalho detalhado sobre o emprego de partículas em anemometria laser, Durst, Melling e Whitelaw (1981) ressaltam as principais características desejáveis para estes traçadores: eles devem seguir o escoamento, devem espalhar a luz com eficiência, devem ser de baixo custo e gerados com facilidade, devem ser não-tóxicos, não-corrosivos, não-abrasivos, quimicamente inativas, e, por fim, devem ser limpos.

Dependendo da natureza do escoamento, os traçadores utilizados em anemometria laser normalmente possuem diâmetros entre 0,1 a 50  $\mu m$ . Este tamanho é comparável ao comprimento de onda da luz utilizada, como por exemplo, para um laser de He-Ne o comprimento de onda da luz é 632,8 nm.

A teoria aplicável para o espalhamento de luz causado por partículas de tamanho comparável ao comprimento de onda do laser é a teoria de Lorentz-Mie. Esta teoria considera partículas esféricas, e, portanto, somente considera dependências funcionais em relação

---

ao diâmetro das partículas. Mas, na prática, a forma e a orientação destes traçadores também influenciam no espalhamento da luz. Em geral, as maiores partículas espalham menos luz que as pequenas. Para as grandes partículas, a razão entre a luz espalhada na direção de emissão dos raios (*forward scatter*) e na direção reversa (*backscatter*) é da ordem de  $10^2$  a  $10^3$ .

### Medição em espalhamento direto e espalhamento reverso

Como a maioria da luz refletida é refletida na direção contrária ao lado do emissor do laser a medição neste sentido preferencial sempre foi amplamente utilizada. Nesta configuração, conhecida como *forward scatter*, o sistema óptico de recebimento da luz é situado do lado contrário à sonda de transmissão dos raios, como ilustrado na Fig. 3.44

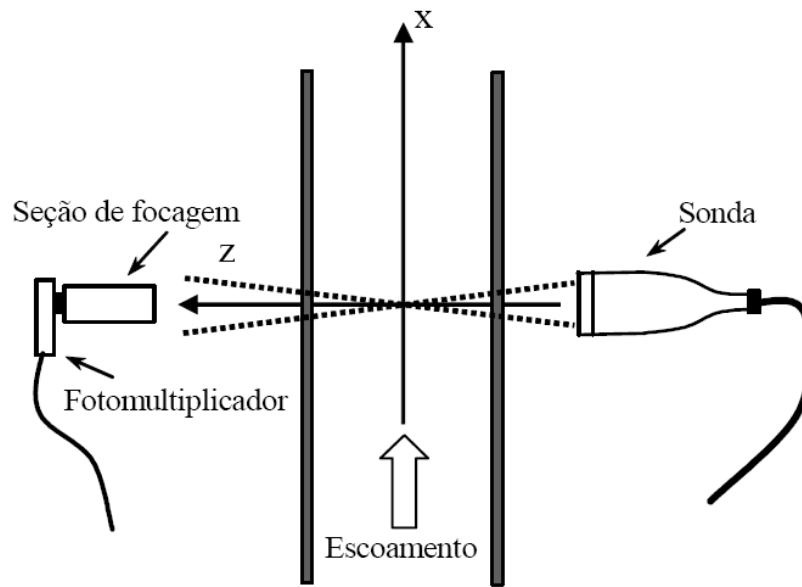


Figura 3.44: Configuração de um sistema laser em *forward scatter*. O sistema óptico de recebimento é situado do lado oposto à sonda de transmissão dos feixes.

Entre as vantagens desse arranjo experimental estão a obtenção de uma alta taxa de sinal-ruído e boa qualidade de sinal mesmo para lasers de baixa potência. Entretanto, esse modo exige que o sistema óptico de recebimento seja movido concomitantemente com a sonda de transmissão dos feixes.

Os principais casos de necessidade de medição em espalhamento direto são:

- Escoamentos com altas velocidades, que requerem partículas pequenas, que permanecem no volume de controle por um tempo menor.
- Fenômenos transientes, como ondas de choque acústicas, que requerem uma frequência de aquisição alta para coletar a maior quantidade possível de dados em um determinado período de tempo visando capturar todos os fenômenos.
- Escoamento com intensidade turbulenta muito baixa, onde as flutuações turbulentas medidas são da mesma ordem do sinal quando a medição ocorre em espalhamento reverso.

Como uma parcela muito menor de luz é refletida na direção do emissor, apenas o avanço recente da tecnologia permitiu que se realizassem medições em espalhamento reverso, quando o receptor óptico é posicionado no mesmo lado do emissor, conhecido como *backscatter*. A Fig. 3.45 ilustra a sonda de transmissão e recebimento.

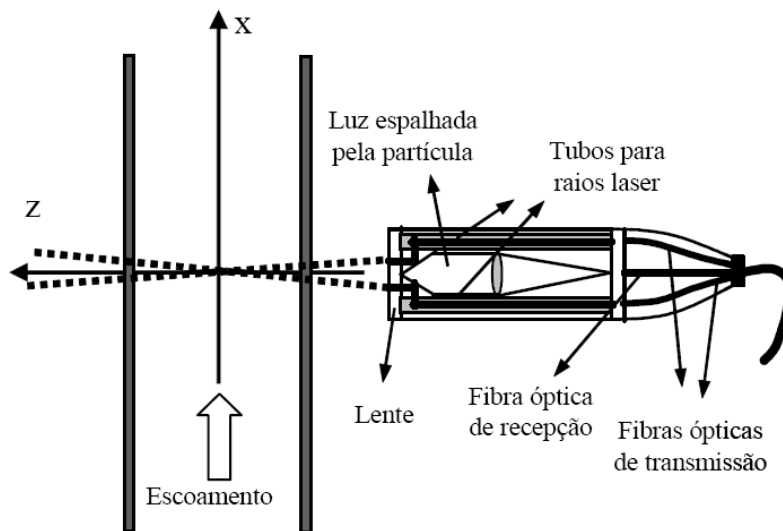


Figura 3.45: Configuração de um sistema laser em *backscatter*. O sistema óptico de detecção está integrado à sonda de emissão.

O principal benefício deste arranjo é permitir a integração entre o sistema de recebimento e transmissão, excluindo assim a necessidade de movimentação simultânea e

---

alinhamento de dois aparatos diferentes. Além disso, esse sistema possibilita a investigação em locais de acesso restrito, onde o modo direto não poderia ser utilizado. A maior desvantagem desse método é a baixa taxa de sinal-ruído. A lente comum é utilizada tanto para provocar o cruzamento dos raios quanto para focar o volume de controle. A luz espalhada por partículas que cruzam os feixes fora do volume de controle estará naturalmente fora de foco para o sistema de detecção, contribuindo então para aumentar o ruído de fundo no sinal adquirido.

### 3.2.5 Condições Experimentais

Os experimentos deste trabalho foram realizados no túnel de vento aerodinâmico de circuito aberto localizado no Laboratório de Velocidade de Fluidos do Inmetro. Os modelos foram posicionados a 4,175 m do início do túnel e a velocidade do escoamento livre foi monitorada por um tubo de Pitot, localizado a 2,885 m. As duas laterais do túnel são em chapas de acrílico transparente para viabilizar a utilização de técnicas ópticas. Um esquema ilustrativo desta configuração é apresentado na Fig. 3.46. A velocidade livre do escoamento utilizada em nas medições foi de 2,5 m/s, controlada por um inversor de frequência instalado no ventilador do túnel.

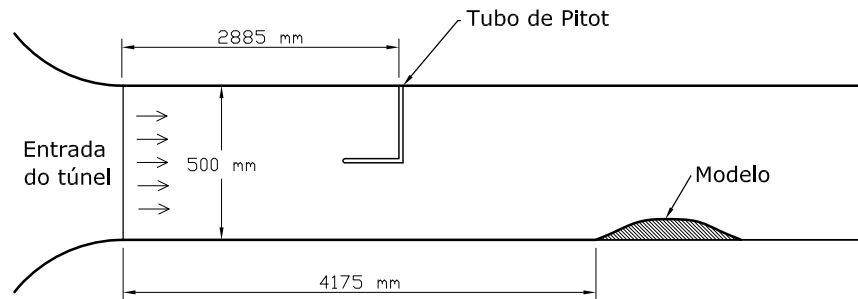


Figura 3.46: Ilustração do túnel de vento, com o modelo posicionado.

Cada seção do túnel possui o teto com altura regulável para permitir o ajuste do gradiente de pressão em seu interior. São 27 tomadas de pressão espaçadas de 20 cm e ligadas a uma caixa seletora de 60 canais (*Pressure Scanner - FCS 421*), que por sua vez é conectada a um transdutor de pressão (*Micromanometer - FCO 510*), que faz a leitura de cada tomada selecionada. Nesta mesma caixa seletora também foram conectadas as

---

tomadas de pressão estática dos modelos. Cada modelo foi equipado com 33 tomadas de pressão, com diâmetro de 0,8 mm. As tomadas de pressão do túnel e do modelo estão ilustradas nas Fig. 3.47 e 3.48, o transdutor de pressão e a caixa seletora estão ilustrados na Fig. 3.49.



Figura 3.47: Tomadas de pressão estática no teto do túnel.



Figura 3.48: Tomadas de pressão estática no modelo.

As partículas traçadoras usadas foram geradas por um atomizador e um gerador de fumaça (*Chauvet - Hurricane 1700*), com fluido basicamente composto por água e glicerina, Fig. 3.50.



Figura 3.49: Transdutor de pressão (micromanômetro) e a caixa seletora de 60 canais.



Figura 3.50: Gerador de fumaça.

---

A primeira fase do experimento se resumiu a uma visualização do escoamento utilizando a técnica de velocimetria por imagem de partículas, VIP 3D da Dantec. Esta técnica possui resolução espacial, possibilitando assim identificar a região de interesse com mais objetividade. A configuração do sistema usado está listado na Tabela 3.2.5.

Sistema	PIV 3D Dantec
Software	Dantec Dynamics
Lentes	Makro-Planar 500 mm
Ângulo das câmeras	24°
Laser	Nd:YAG
Frequência do laser	15 Hz
Taxa de aquisição	7,4 Hz (cada câmera)

Tabela 3.2: Especificações do sistema de velocimetria por imagem de partícula usado nos experimentos.

A Fig. 3.51 ilustra o momento de aquisição de imagens com a técnica de velocimetria por imagem de partícula, e a Fig. 3.52 mostra a disposição das câmeras para realização do experimento.

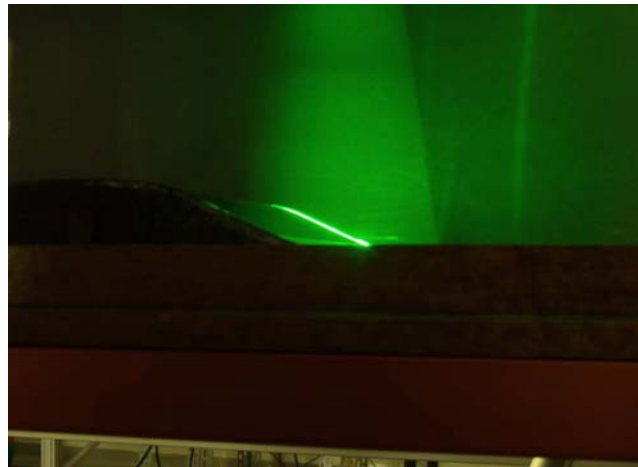


Figura 3.51: Momento de aquisição das imagens com a técnica de velocimetria por imagem de partícula.

Os modelos foram pintados de preto fosco para minimizar os reflexos do laser, diminuindo o ruído nas imagens. Devido ao campo de visão das câmeras, para mapear todo o modelo as imagens tiveram que ser adquiridas em três partes, primeiro a montante do

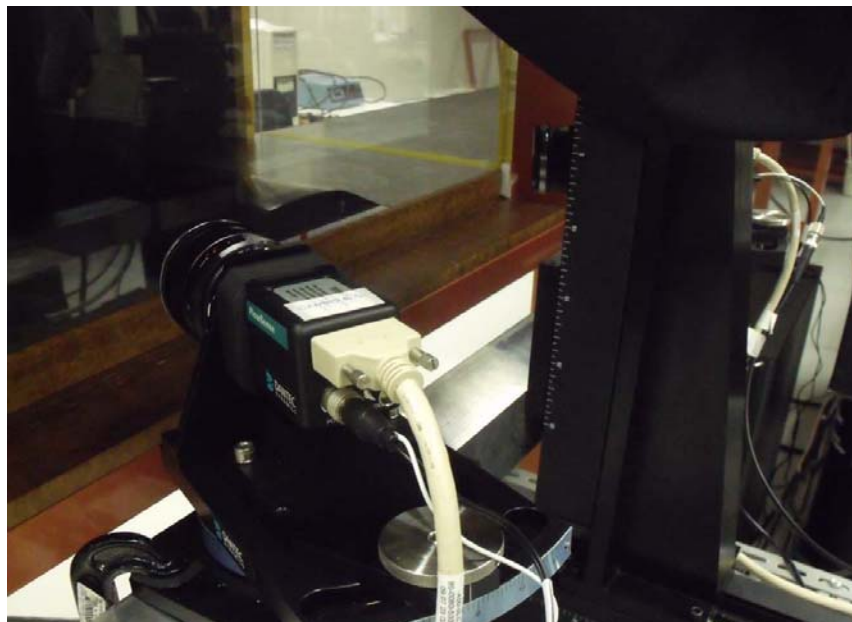


Figura 3.52: Disposição das câmeras da técnica VIP.

modelo, depois no topo, e por último a jusante. Para cada uma dessas partes foram aquiritadas 10.000 pares de imagens.

A segunda técnica utilizada foi a anemometria laser-Doppler, técnica que possui excelente resolução temporal. Com ela foi possível caracterizar detalhadamente o perfil de velocidade muito próximo da parede, permitindo identificar claramente a subcamada viscosa, que neste experimento é da ordem de 2 mm. Neste sistema foram utilizados equipamentos da TSI com uma sonda operando no modo *forward scatter*. Este arranjo experimental tem a dificuldade do alinhamento das sondas. Mas, uma vez vencida esta etapa, a taxa de aquisição é muito boa. Com um perfeito alinhamento se adquire dados na taxa de 10 kHz. A amostragem usada foi de 100.000 pontos para cada posição de medição.

Para fazer o alinhamento das sondas emissora e receptora foram usados posicionadores da *Sigma Koki* com dois eixos cartesianos e precisão de 0,01 mm. Um osciloscópio foi utilizado para ajudar na leitura do sinal. As sondas devem estar perfeitamente alinhadas, de forma que o deslocamento sincronizado das duas permita que o volume de controle continue em foco, ou seja, com um sinal adequado. A Fig. 3.53 ilustra as sondas do



---

sistema de anemometria laser em funcionamento e os posicionadores. A Fig. 3.54 ilustra o sinal medido no osciloscópio.



Figura 3.53: Ilustração do sistema de anemometria laser em operação e os posicionadores das sondas.

O sistema laser-Doppler possui uma unidade de célula de Bragg, empregada para introduzir um desvio óptico-eletrônico total de 40 MHz, permitindo a resolução do sentido do escoamento e a correta medição das velocidade.

Os feixes de laser são fabricados de maneira a passar por uma série de elementos ópticos condicionados, para assim gerar um volume de medição pequeno e aumentar o alinhamento óptico. Lentes frontais de focos 512 mm foram montadas no sensor para possibilitar o perfeito posicionamento do volume de controle utilizado para medição na linha de centro do canal. Antes de ser coletada pelo fotomultiplicador, a luz espalhada é obrigada a passar por um filtro de interferência de 514 nm, onde a luz verde é adquirida. Em seguida o sinal de saída do fotomultiplicador passa por um filtro passa banda e é processado por um sistema (*Burst Spectrum Analyzer - BSA*) no modo de uma medida por *bursts*. A Fig. 3.55 ilustra a interface do programa *Flow Sizer* utilizado nos experimentos.

O sistema BSA tem a função de remover as baixas frequências, limitar o nível de ruído, realizar a conversão analógico-digital, detectar o sinal e realizar seu processamento para

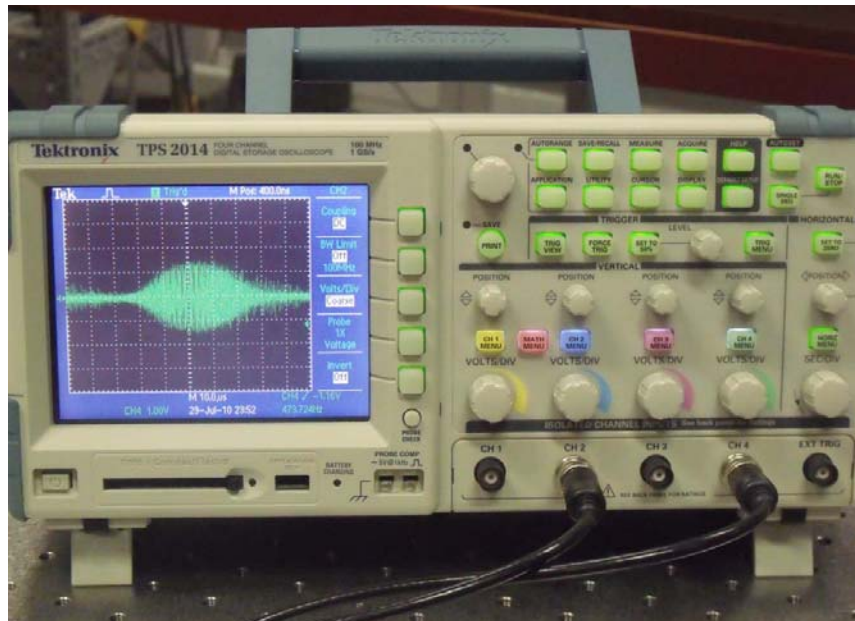


Figura 3.54: Sinal de partícula no sciloscópio.

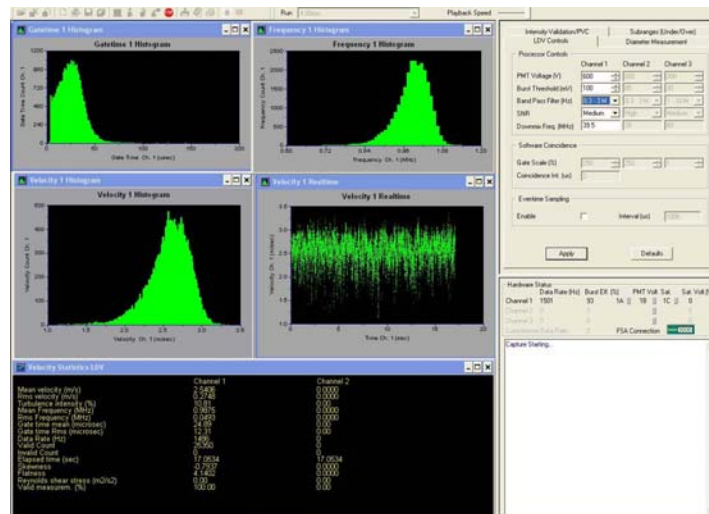


Figura 3.55: Interface do programa *Flow Sizer*.

aquisição. Para detecção do sinal, o BSA utiliza um nível de amplitude de detecção em conjunto com um monitoramento da taxa sinal-ruído obtida em tempo real através de uma transformada de Fourier discreta. O sinal só é coletado quando ambos os critérios são satisfeitos.

Cada partícula que passa pelo volume de controle e espalha a luz é representada por um *burst*, o sistema *Burst Spectrum Analyzer* obtém o espectro deste sinal e, a partir de parâmetros regulados pelo operador, considera se este *burst* pode ser validado ou não para a medição.

As especificações do sistema de anemometria laser-Doppler utilizado está listado na Tabela 3.3.

Sistema	LDA TSI
Arranjo de sonda	Forward scatter
Comprimento de onda ( $\lambda$ )	514,5 nm
Meio ângulo de cruzamento dos raios	2,8°
Diâmetro do feixe	2,65 mm
Distância focal da lente	512,3 mm
Espaçamento entre as franjas	5,2778 $\mu m$
Frequência da célula de Bragg	40 MHz
Amostragem	100.000
Taxa de aquisição média	10 kHz

Tabela 3.3: Especificações do sistema de anemometria laser-Doppler usado nos experimentos.

A Fig. 3.56 ilustra a bancada experimental do laboratório de Velocidade de Fluidos do Inmetro usada neste trabalho.

### 3.2.6 Análise de Incertezas

Todo trabalho experimental requer uma análise da confiabilidade dos resultados obtidos. Nesta seção serão apresentadas e discutidas as principais causas das incertezas nas medições e a metodologia utilizada para quantificá-las.

O número de pontos adquiridos em uma amostra deve ser tal que permita capturar a maioria dos fenômenos presentes além de garantir que os pontos não estejam correlacionados. Portanto, em uma primeira análise, quanto maior o tamanho da amostra, melhor. No

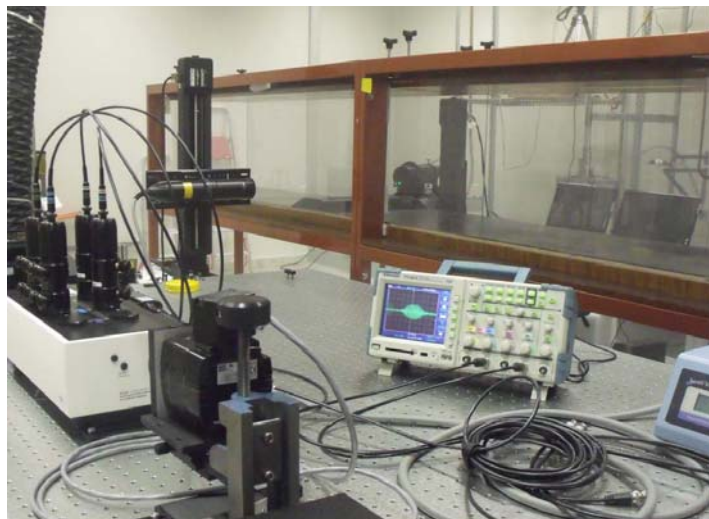


Figura 3.56: Bancada experimental utilizadas neste trabalho.

entanto, também deve ser avaliada a frequência de aquisição dos dados, pois uma amostra muito grande com uma frequência de aquisição baixa pode tornar o experimento inviável devido ao alto tempo de amostragem para cada ponto. Assim, o número de amostras deve ser um compromisso entre o tempo de aquisição, o espaço de armazenamento necessário para adquirir e tratar todos os dados e a precisão desejada para os resultados. Um texto completo sobre análise de incertezas pode ser encontrado no livro de Turbulência (2006).

A análise de incertezas pode ser definida como o procedimento de estimativa do erro cometido na medição, e do erro associado aos resultados subsequentes. A incerteza total de medição é descrita como a diferença entre o valor medido e o valor verdadeiro, normalmente desconhecido. A incerteza total associada a uma grandeza medida possui duas componentes:

- (i) um erro viciado fixo (erro sistemático), e
- (ii) um erro aleatório, também chamado precisão.

Logo, conclui-se que uma boa medição é aquela que possui ambos os erros, aleatório e viciado, baixos.

Em medições repetidas, usando-se as mesmas condições ambientes e técnicas experimentais, pode-se esperar que cada medida apresente o mesmo erro viciado. Ele é, em

geral, um acúmulo de vários erros sistemáticos individuais. A esse tipo de erro incluem-se aqueles que podem ser calibrados ou que são desprezíveis.

Os erros aleatórios são observados em medições repetidas, as quais não são, e não se espera que sejam, exatamente iguais, devido às numerosas fontes que influenciam no valor medido. O erro aleatório é muitas vezes denotado também por erro de precisão. A medida da distribuição dos erros de precisão é dado pelo desvio padrão.

Uma estimativa de incerteza das medidas de velocidades e de flutuações de velocidade realizadas através da anemometria laser-Doppler é apresentado a seguir. Nesta técnica, a grandeza medida diretamente é a frequência Doppler da luz espalhada por partículas imersas no fluido, ao atravessarem o volume de controle. A equação que relaciona a frequência Doppler com a velocidade do fluido perpendicular à direção das franjas de interferência é:

$$U = \delta_f f_D \quad (3.21)$$

onde  $\delta_f$  denota a distância entre as franjas e  $f_D$  é a frequência Doppler gerada pelo movimento da partícula. A distância entre as franjas ( $\delta_f$ ) é descrita na equação 3.22:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\text{sen}(\theta/2)} \quad (3.22)$$

A incerteza associada à determinação da distância entre as franjas foi calculada do modo descrito a seguir. O seno de  $(\theta/2)$  foi estimado como a razão entre a distância focal da lente,  $L = 512,3\text{mm}$ , e a metade da distância entre os raios na saída da sonda,  $l/2$ , onde  $l$  é igual a  $50\text{mm}$ . Logo, a equação 3.22 pode ser reescrita como:

$$\delta_f = \frac{\lambda}{2\frac{l}{2L}} = \frac{\lambda L}{l} \quad (3.23)$$

e a propagação de erros para  $\delta_f$  é dada por:

$$\sigma_d = \sqrt{\left(\frac{L}{l}\sigma_\lambda\right)^2 + \left(\frac{\lambda L}{l^2}\sigma_l\right)^2} \quad (3.24)$$

onde  $\sigma_\lambda = 0,5\text{nm}$  e  $\sigma_l = 0,5\text{mm}$ . Através da equação 3.24 foi obtido um  $\sigma_d = 0.053\mu\text{m}$ .

Em termos do cálculo da incerteza aleatória para a velocidade média, ele é quantificado através da seguinte expressão:

$$\sigma_U = \frac{tu_{rms}}{U\sqrt{N}} \quad (3.25)$$

onde  $N$  é o tamanho da amostra, e  $u_{rms} = \sqrt{u'^2}$  é obtido durante a medição;  $t$  é o parâmetro de Student que no caso é sempre igual a 2 (na verdade 1.96, mas em geral arredonda-se para 2).

De acordo com a equação 3.25, para uma amostra de 50.000 pontos, foi obtido um  $\sigma_U = 0,07\%$

A incerteza aleatória do  $u_{rms}$  (em termos relativos) é dado pela equação 3.26. Devemos notar que este valor é independente do próprio RMS e só depende do tamanho da amostra. Assim, para uma amostra de 5.000 pontos teremos uma incerteza aleatória de 2% no  $u_{rms}$  logo à partida. Com 10.000 pontos este valor diminui para 1.4%. Para amostra usada, de 50.000 pontos, calcula-se o valor de  $\sigma_{u'} = 0,63\%$ .

$$\sigma_{u'} = \frac{t}{\sqrt{2N}} \quad (3.26)$$

Toda a incerteza restante é proveniente do erro sistemático e, na realidade, estas é que são as principais fontes de incerteza. Portanto, as principais fontes de erros sistemáticos serão listadas e discutidas a seguir.

Uma tabela com o resumo das incertezas para o sistema de anemometria laser é mostrada a seguir:

Incertezas finais	
$\sigma_U$	0,07%
$\sigma_{u'}$	0,63%

Tabela 3.4: Incertezas finais relevantes no experimento de anemometria laser.

Para a pressão foi feita uma investigação da influência do número de amostras coletadas na incerteza aleatória dos dados, e o resultado é mostrado na tabela a seguir. Quatro casos foram avaliados: 100 amostras, 300 amostras, 500 amostras e 1.000 amostras.

Amostras	100	300	500	1.000
Evento	P[Pa]	P[Pa]	P[Pa]	P[Pa]
1	-2,420	-2,420	-2,430	-2,430
2	-2,420	-2,390	-2,395	-2,400
3	-2,354	-2,420	-2,410	-2,420
4	-2,340	-2,420	-2,430	-2,390
5	-2,435	-2,420	-2,430	-2,410
6	-2,380	-2,380	-2,360	-2,340
7	-2,395	-2,350	-2,380	-2,380
8	-2,420	-2,420	-2,420	-2,420
9	-2,410	-2,380	-2,400	-2,430
10	-2,445	-2,430	-2,420	-2,420
Média ( $P_{med}$ )	-2,415	-2,420	-2,415	-2,415
Desvio Padrão ( $\sigma$ )	0,012	0,006	0,003	0,003
Coef. de var. ( $C_v$ )[%]	0,484	0,228	0,134	0,119

Tabela 3.5: Análise da influência do número de amostras na incerteza dos resultados experimentais de pressão estática.

Os dados mostrados foram obtidos através de 10 medições realizadas seqüencialmente, com o propósito de avaliar estatisticamente a qualidade dos resultados aquisitados.

O coeficiente de variação é uma medida de dispersão que se presta para a comparação de distribuições diferentes. O desvio-padrão, uma medida de dispersão, é relativo à média e como duas distribuições podem ter médias/valores médios diferentes, o desvio dessas duas distribuições não é comparável. A solução é usar o coeficiente de variação, que é igual ao desvio-padrão dividido pela média, conforme descreve a equação 3.27:

$$C_v = \frac{\sigma}{P_{med}} \quad (3.27)$$

No caso acima, o coeficiente de variação é respectivamente 0,134% e 0,119% para as amostras de 500 e 10.000. Ao se interpretar estes valores pode-se afirmar que, na primeira distribuição, em média, os desvios relativamente à média atingem 13,4% do valor desta. Na segunda distribuição, porém, os desvios relativamente à média atingem, em média, 11,9% do valor desta. As percentagens mostram o peso do desvio padrão sobre a distribuição.

A análise da Tabela 3.5 mostra que a melhor combinação entre qualidade dos resultados

---

e o tempo de medição é fornecida pela amostragem com 500 amostras, pois é a metade do tempo para 10.000 amostras e no entanto a incerteza é quase a mesma. Assim sendo, é esperado uma incerteza de 0,134% nos dados de pressão.



# Capítulo 4

## Resultados

Este capítulo apresenta os resultados das geometrias estudadas: simétrica e assimétrica lisa e simétrica e assimétrica estriada.

Um sistema de coordenadas local e comum para todos os casos analisados foi definido, de forma que os resultados possam ser mutuamente comparados. Com a anemometria laser Doppler foram medidos 4 perfis de velocidade para cada modelo. As Figs. 4.1 e 4.2 mostra o posicionamento das estações medidas e o sistema de coordenadas local.

### Distribuição espacial dos perfis medidos

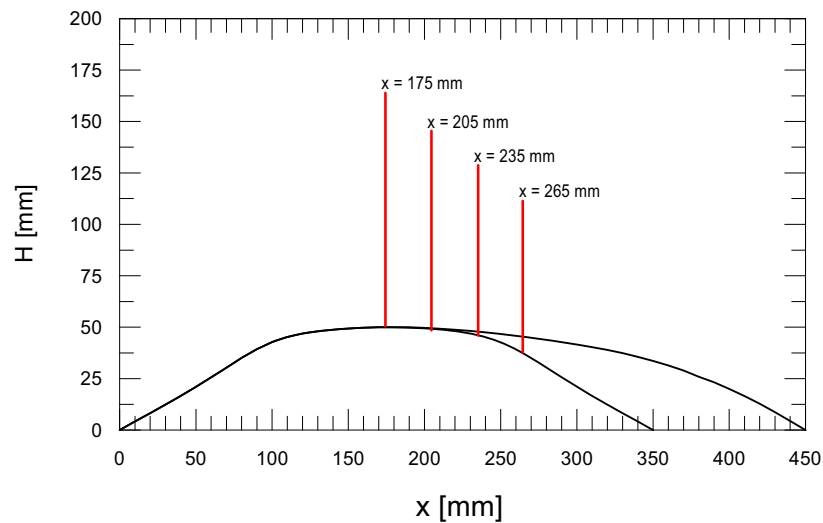


Figura 4.1: Distribuição espacial dos perfis de velocidade medidos com ALD.

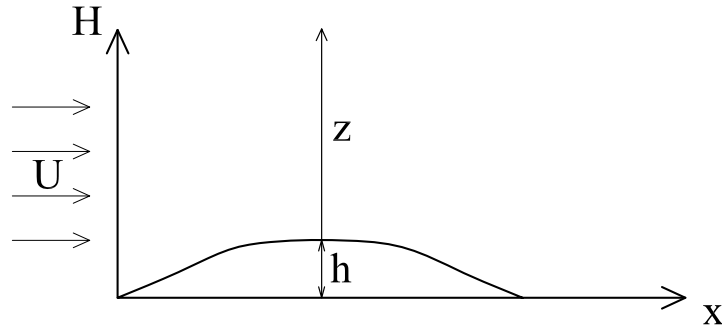


Figura 4.2: Coordenada local.

## 4.1 Velocimetria por imagem de partículas

A velocimetria por imagem de partículas é uma técnica extremamente útil para a quantificação de padrões de escoamentos que apresentem regiões de separação. Sua resolução espacial permite a determinação precisa da vizinhança do ponto de separação, além da extensão de toda a região de escoamento recirculante.

Os padrões gerais do escoamento sobre a superfície simétrica lisa, podem ser observados nas Figs. 4.3 a 4.5. O escoamento ocorre da esquerda para a direita. A região de recirculação à jusante pode ser identificada na Figura 4.3 pela área azul correspondente a porções de fluido com baixas velocidades. Os tons de amarelo e vermelho na Figura 4.4 indicam escoamento ascendente. A região azul mostra escoamento descendente. Na Figura 4.5 a recirculação de fluido provoca um aumento no cisalhamento, manifesto pelos tons de vermelho e laranja ao pé da colina. O ponto de separação está localizado em aproximadamente  $x = 235$  mm. A região de separação foi observada se estender até  $x = 450$  mm.

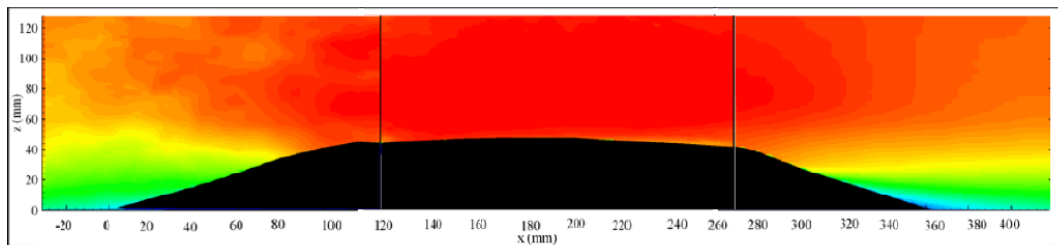


Figura 4.3: Campo de velocidades horizontais médias. Geometria simétrica lisa.

O padrão geral de linhas de corrente para o escoamento ao redor da superfície simétrica

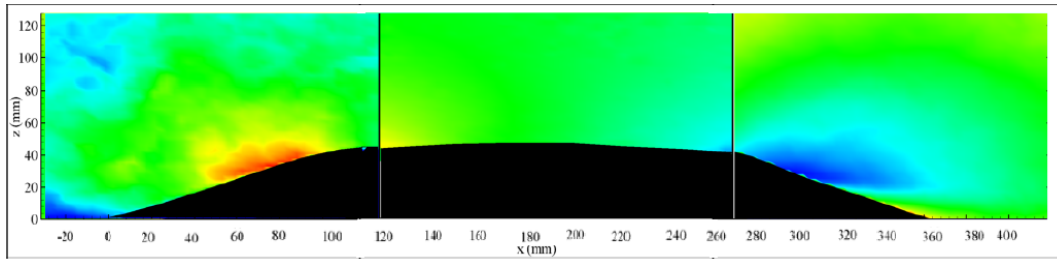


Figura 4.4: Campo de velocidades verticais médias. Geometria simétrica lisa.

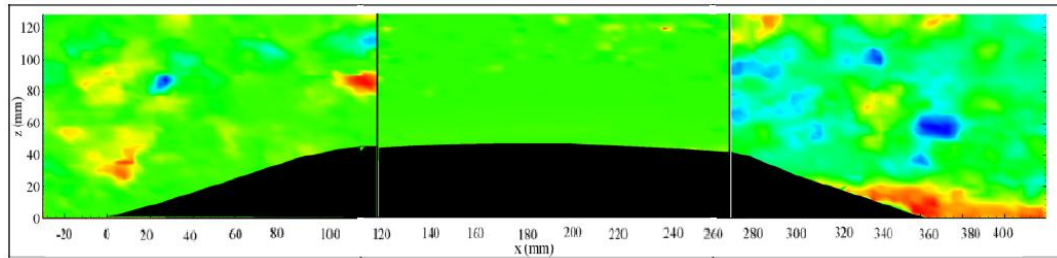


Figura 4.5: Campo de tensões cisalhantes turbulentas. Geometria simétrica lisa.

lisa é mostrado na Figura 4.6. As linhas rarefeitas do lado direito mostram novamente a região de separação de escoamento.

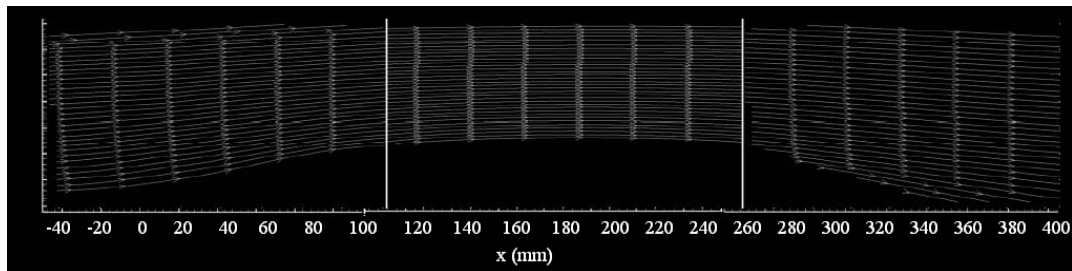


Figura 4.6: Linhas de corrente ao redor da colina lisa.

Detalhes do campo de velocidades longitudinais são mostrados nas Figuras 4.7 a 4.8. A diferença de simetria é evidente.

A partir dos padrões descritos no parágrafo anterior, e de outros obtidos de modo semelhante, foi possível definir as estações de medição com a técnica de ALD. O propósito foi escolher pontos de caracterização do escoamento em regiões de fluido attached, separado e recirculante.

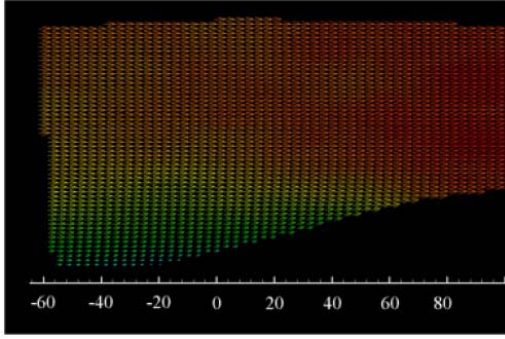


Figura 4.7: Detalhe do campo de velocidades na escosta montante.

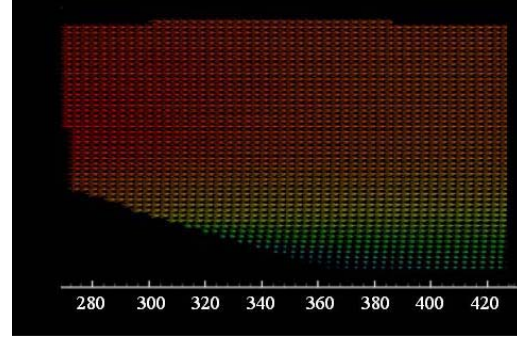


Figura 4.8: Detalhe do campo de velocidades na escosta jusante.

## 4.2 Anemometria Laser Doppler

### 4.2.1 Perfis de Velocidade

A grande resolução temporal da ALD a torna uma técnica especialmente valiosa para a quantificação das propriedades estatísticas de escoamentos turbulentos.

De um modo geral, medições do campo médio de velocidade fornecidos por VIP ou ALD deveriam fornecer os mesmos resultados. De fato, isso ocorre como ilustrado nas Figuras 4.9 e 4.10. A concordância de um modo geral é boa. Entretanto, para uma avaliação dos perfis médio de velocidade e dos momentos de ordem superior próximos à superfície, é necessário que uma excelente resolução temporal e espacial – com relação às dimensões do volume de controle – estejam presentes. Assim, a ALD se impõe na obtenção dos resultados pretendidos nesta seção.

Os perfis de velocidade para as 4 estações medidas são mostrados nas Figs. (4.11) a (4.16). Como dito, a localização dessas 4 estações foi definida pelas medições realizadas com VIP.

As primeiras 4 figuras comparam, dois a dois, os perfis obtidos em uma mesma estação para as colinas simétrica e assimétrica. Os gráficos são apresentados na forma adimensional, onde  $\delta$  denomina a espessura da camada limite não perturbada à montante da elevação estudada,  $z$  a distância da superfície e  $U$  a velocidade externa também não perturbada.

A maior desaceleração do escoamento sobre a colina simétrica é evidente. Isso decorre

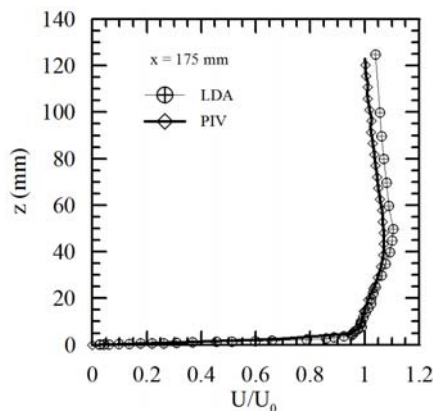


Figura 4.9: Comparação entre os resultados fornecidos por VIP e ALD na posição  $x = 175$  mm.

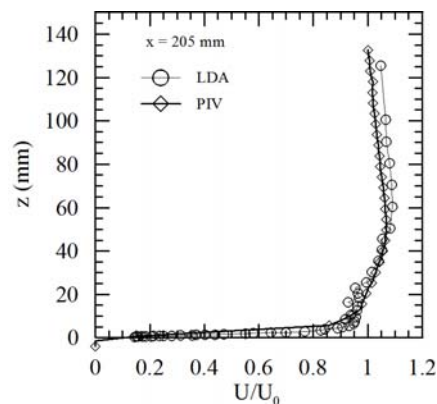


Figura 4.10: Comparação entre os resultados fornecidos por VIP e ALD na posição  $x = 205$  mm.

do rápido aumento de pressão provocado pelo aumento brusco no declive da região jusante do modelo. A influência do gradiente de pressão no campo externo de velocidade já pode ser observado na estação no topo do modelo, posição  $x = 175$  mm. Na posição  $x = 205$  mm os efeitos da desaceleração se manifestam em todo o perfil.

A posição  $x = 235$  mm corresponde ao ponto de separação do escoamento para a superfície simétrica. De fato, as distorções no perfil sobre a superfície simétrica pela ação do campo externo de pressão são muito pronunciadas. Nesta posição, o perfil de superfície simétrico já exhibe velocidade de atrito negativa.

Na estação  $x = 265$  mm, a extensão de escoamento reverso para a superfície simétrica fica bem evidente. As velocidades negativas para  $z/\delta < 1,8$  indicam a região de escoamento reverso. O escoamento sobre a superfície assimétrica, entretanto, ainda permanece colado à parede. Na realidade, nenhuma separação de escoamento foi observada sobre a superfície assimétrica. Isso constitui plena evidência de que esta superfície deve possuir um melhor desempenho hidrodinâmico para altos números de Reynolds. Isso será visto a seguir.

As Figuras 4.15 e 4.16 mostram o comportamento dos perfis de velocidade média para um mesmo tipo de superfície. Seis perfis são mostrados na Figura 4.16. Note que nenhuma região de escoamento recirculante pode ser observada.

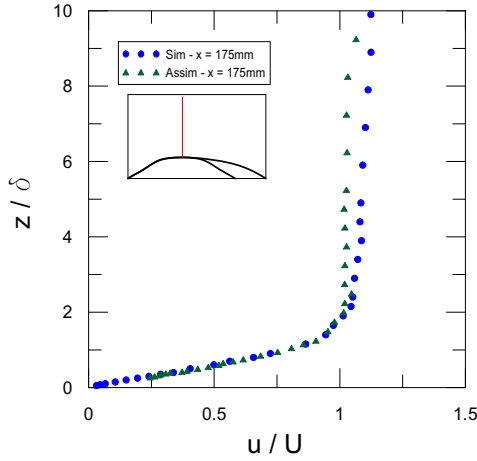


Figura 4.11: Perfis de velocidade longitudinal em  $x = 175mm$ .

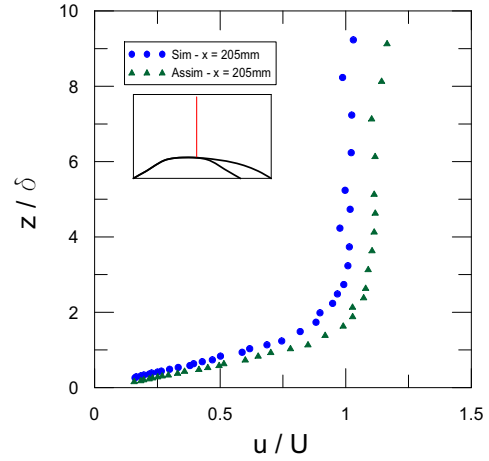


Figura 4.12: Perfis de velocidade longitudinal em  $x = 205mm$ .

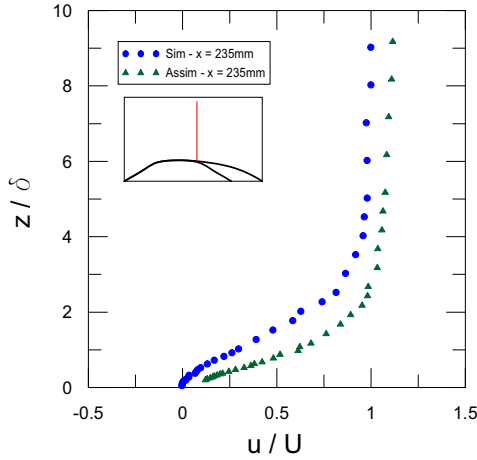


Figura 4.13: Perfis de velocidade longitudinal em  $x = 235mm$ .

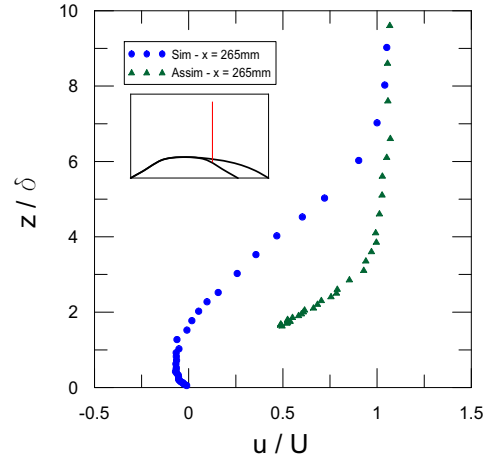


Figura 4.14: Perfis de velocidade longitudinal em  $x = 265mm$ .

## 4.2.2 Momentos de segunda ordem

O comportamento dos momentos de segunda ordem longitudinais é apresentado nas Figuras 4.17 a 4.22.

Em regiões de escoamento acelerado, sabe-se que  $\sigma_{uu} = \overline{u'^2}$  decresce. As Figuras 4.17 e 4.18 confirmam este fato.

Na região de escoamento separado,  $x = 265$  mm, o valor máximo de  $\sigma_{uu}$  sobre a superfície simétrica aumenta quatro vezes quando comparado ao seu valor na estação  $x$

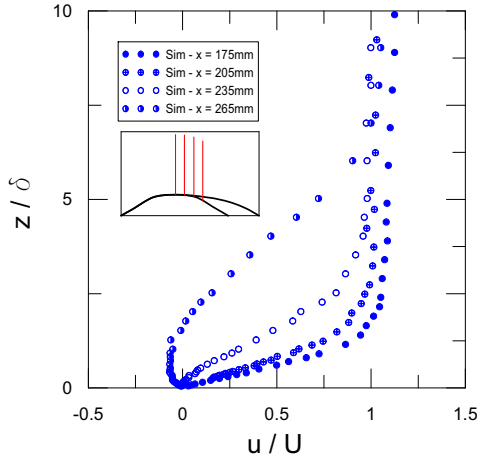


Figura 4.15: Perfis de velocidade longitudinal no modelo simétrico.

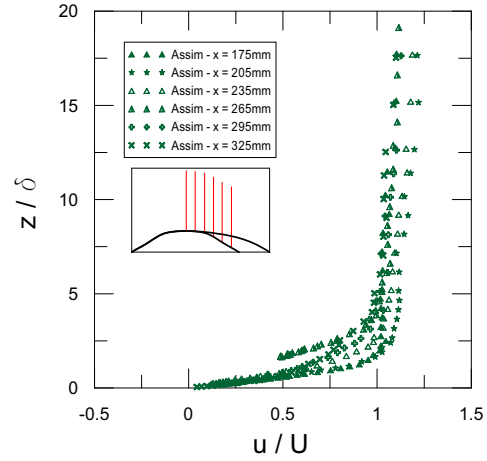


Figura 4.16: Perfis de velocidade longitudinal no modelo assimétrico.

= 175 mm. Mas, sobre a superfície assimétrica, uma mudança é muito pouco notada. Em adição ao aumento de  $\sigma_{uu}$  para a superfície simétrica, notamos que a posição de máximo se afasta muito da parede. Isso se deve ao fato do termo de produção  $P_{uu} = -2\overline{u'w'}(\frac{\partial u}{\partial z})$  se deslocar para a região de camada cisalhante livre formada na borda da região de escoamento recirculante.

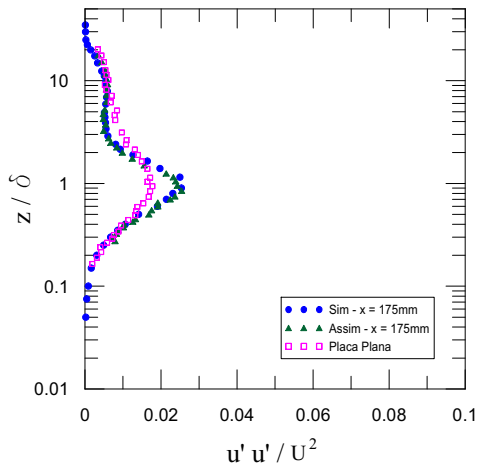


Figura 4.17: Tensão de Reynolds longitudinal em  $x = 175mm$ .

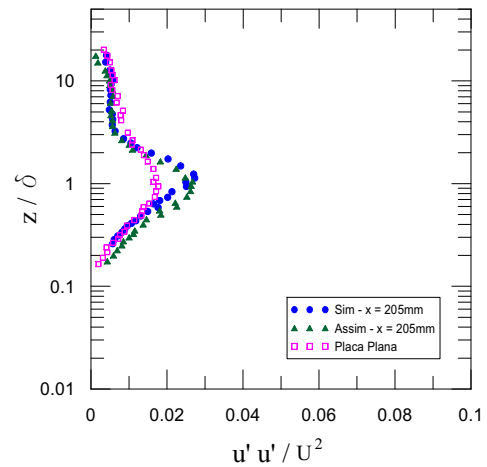


Figura 4.18: Tensão de Reynolds longitudinal em  $x = 205mm$ .

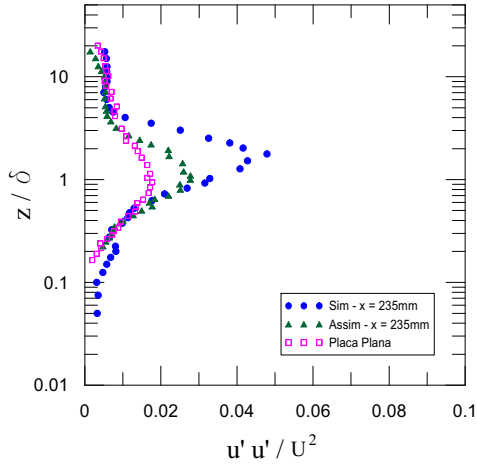


Figura 4.19: Tensão de Reynolds longitudinal em  $x = 235mm$ .

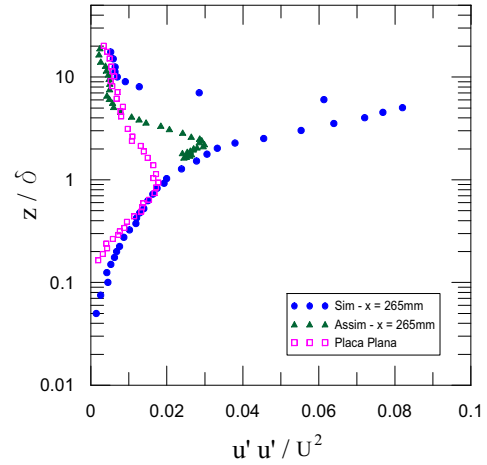


Figura 4.20: Tensão de Reynolds longitudinal em  $x = 265mm$ .

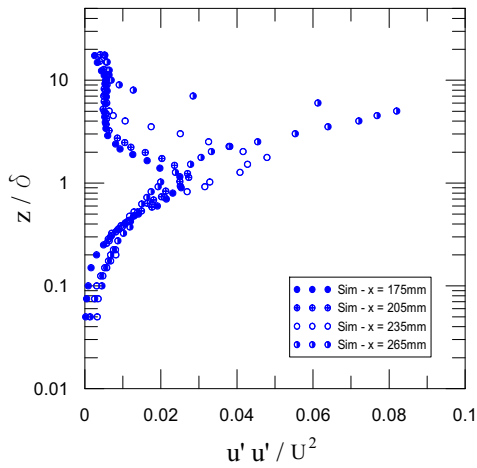


Figura 4.21: Tensão de Reynolds longitudinal em todos os perfis do modelo simétrico.

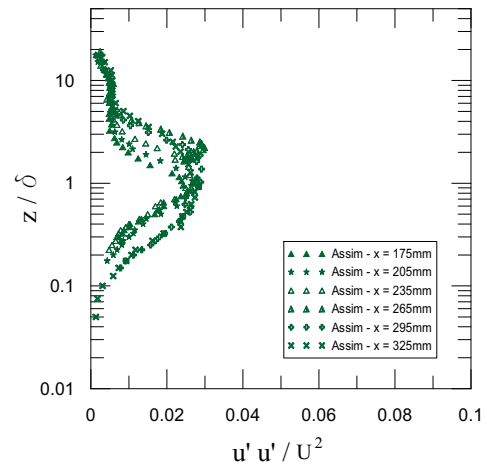


Figura 4.22: Tensão de Reynolds longitudinal em todos os perfis do modelo assimétrico.

### 4.2.3 Momentos de terceira ordem

Os momentos de ordem superior são frequentemente empregados para fornecer informação estrutural sobre a camada limite turbulenta. A antissimetria e o achatamento são definidos por

$$S_u = \frac{\overline{u'^3}}{\overline{u'^2}^{3/2}} \quad (4.1)$$

e



$$F_u = \frac{\overline{u'^4}}{\overline{u'^2}^2} \quad (4.2)$$

Uma distribuição normal satisfaz  $S_u = 0$  e  $F_u = 3$ .

Em escoamentos separados, as correlações triplas ajudam a se compreender os processos de difusão das tensões de Reynolds.

Para escoamentos sobre placas planas,  $S_u$  é positivo próximo à parede e negativo em toda a região externa da camada limite. Regiões de antissimetria positiva estão associadas a porções aceleradas de fluido pela passagem de escoamento oriundo das regiões externas da camada limite. Este processo é normalmente conhecido na literatura como “sweep events”.

As Figuras 4.23 a 4.28 mostram que sobre as duas superfícies, simétrica e assimétrica, nenhum dos perfis de flutuação de velocidade segue um comportamento gaussiano. Intensas flutuações de velocidade são observadas próximo à parede com um valor máximo de  $S_u$  beirando a 1,3. Nas regiões externas, valores muito negativos, superiores a -1 podem ser vistos. Na maior parte dos perfis,  $S_u$  diminui com a distância da parede, atinge um mínimo, aumenta novamente voltando para valores próximos a zero para, a seguir mergulhar a valores negativos. Este movimento alternado é recorrente em todas as estações.

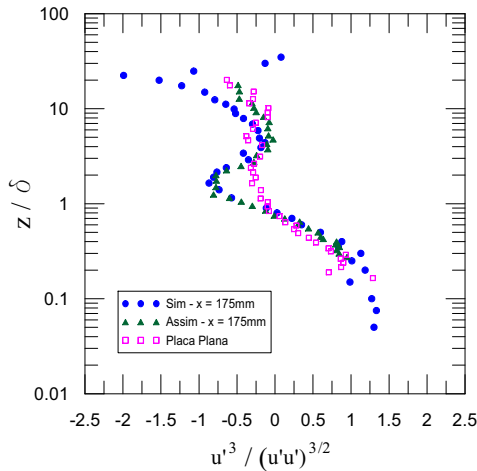


Figura 4.23: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 175mm$ .

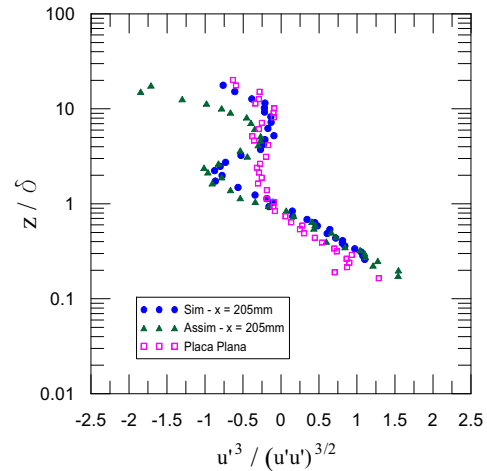


Figura 4.24: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 205mm$ .

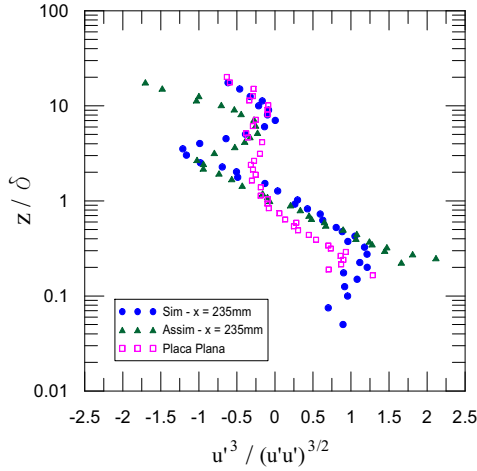


Figura 4.25: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 235mm$ .

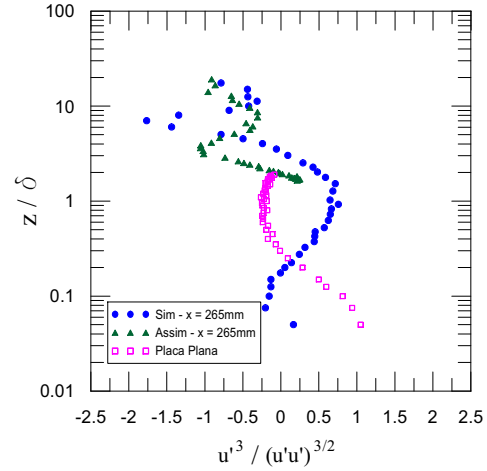


Figura 4.26: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 265mm$ .

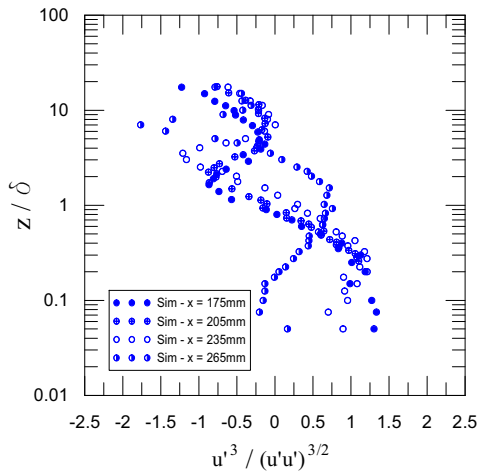


Figura 4.27: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em todos os perfis do modelo simétrico.

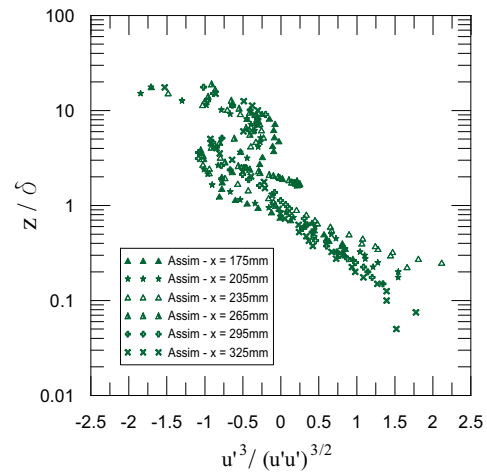


Figura 4.28: Fator de assimetria da flutuação de velocidade longitudinal em todos os perfis do modelo simétrico.

Na região de escoamento separado para a superfície simétrica em  $x = 265 mm$  os valores de  $S_u$  próximos à parede são negativos. Isso indica a ocorrência de flutuações dominantes no sentido reverso do escoamento.

#### 4.2.4 Momento de quarta ordem

O achatamento em uma camada limite exhibe valores muito altos junto (tipicamente igual a 4) e longe da parede.

Na atual série de medições, oscilações extremamente elevadas próximas à parede são observadas nas Figuras 4.29 a 4.34. A região de escoamento separado promove o aparecimento de  $F_u$  da ordem de 8 a 10 em regiões  $z/\delta < 1$ , ou seja, ao longo de toda a camada limite perturbada.

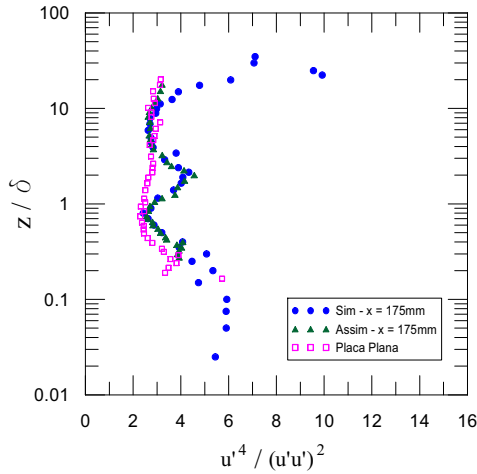


Figura 4.29: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 175mm$ .

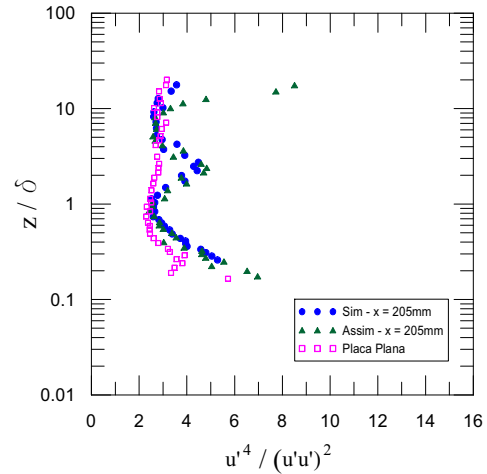


Figura 4.30: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 205mm$ .

### 4.3 Coeficiente de pressão

O comportamento da pressão sobre as várias superfícies estudadas é mostrado nas Figuras 4.35 a 4.37. Ensaio foram realizados para 3 velocidades distintas do escoamento externo, iguais a 2,5, 10 e 20  $ms^{-1}$ .

Antes de atingir as elevações a pressão aumenta pela desaceleração do escoamento próximo à origem  $x = 0$ . Após este ponto, a aceleração provocada pela encosta montante provoca uma rápida diminuição da pressão, que é seguida de uma recuperação aos valores não perturbados.

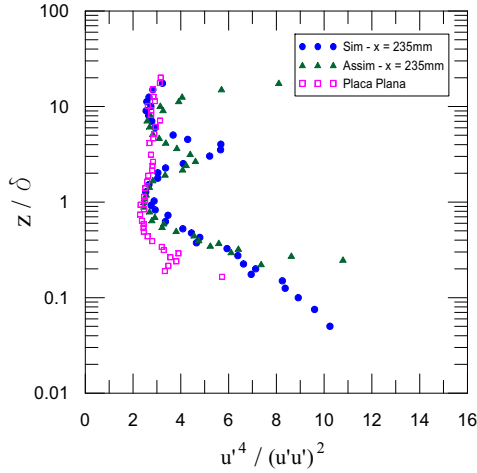


Figura 4.31: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 235mm$ .

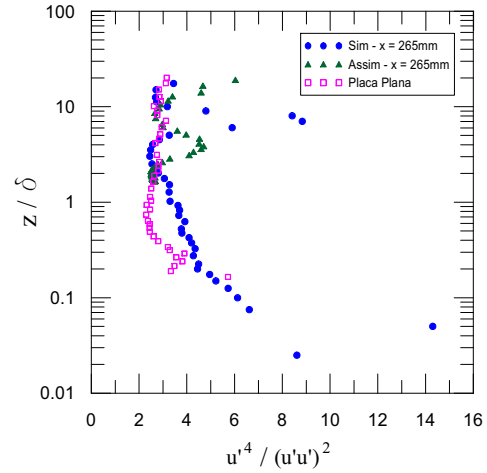


Figura 4.32: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em  $x = 265mm$ .

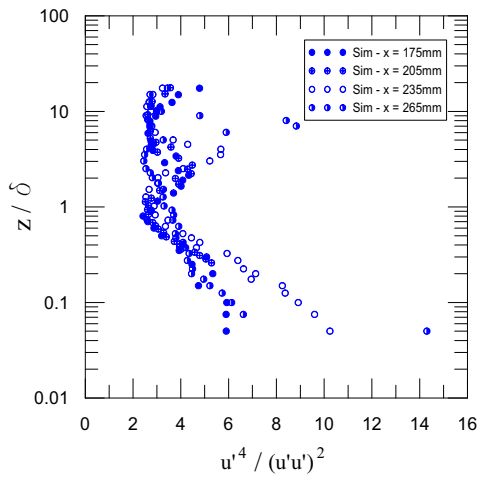


Figura 4.33: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em todos os perfis do modelo simétrico.

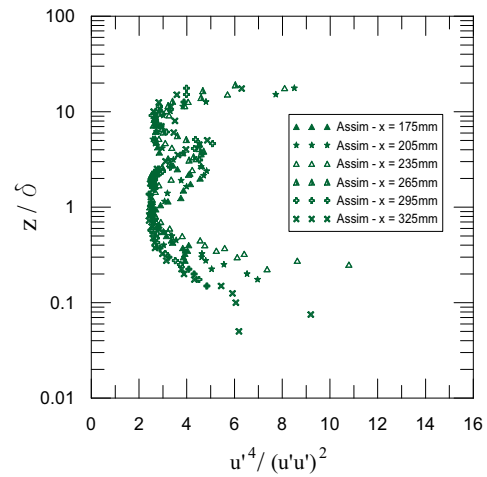


Figura 4.34: Fator de achatamento da flutuação de velocidade longitudinal em todos os perfis do modelo simétrico.

O fato marcante é que para a velocidade mais baixa,  $2,5 \text{ ms}^{-1}$ , os efeitos da natureza da superfície são pequenos. A distribuição de pressão para as superfícies simétricas lisa e rugosa são praticamente equivalentes. Diferenças entre as superfícies simétricas e a assimétrica podem ser observadas em  $x = 235 \text{ mm}$ . Com a separação do escoamento nas superfícies simétricas (neste ponto), o fluido é retardado próximo à superfície, resultando em uma recuperação mais rápida de pressão.

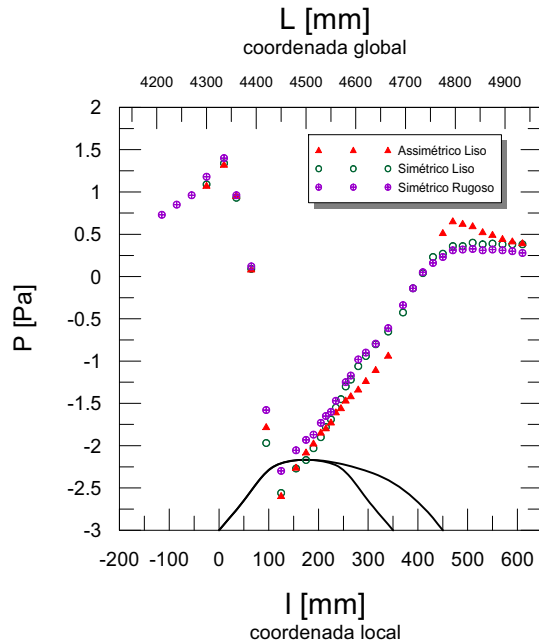


Figura 4.35: Pressão manométrica na parede dos modelos. Velocidade do escoamento livre ( $U$ ) = 2,5 m/s.

Para as velocidades maiores, as diferenças de comportamento entre as 3 curvas são evidentes. Para números de Reynolds maiores, a superfície simétrica lisa é a que apresenta uma maior região de escoamento recirculante. Assim, ela aparenta ao escoamento externo possuir uma espessura maior o que leva a um mínimo de pressão extremado. Esse mínimo é seguido por um platô definido pela bolha de escoamento reverso, para, a seguir, rapidamente voltar aos valores não perturbados. O modelo simétrico rugoso apresenta separação em  $x \approx 230$  mm.

O dado global que quantifica o desempenho aerodinâmico das superfícies é o coeficiente de arrasto, definido como:

$$C_a = \frac{\Delta P}{(1/2)\rho U^2} \quad (4.3)$$

onde  $\Delta P$  denota a perda de carga provocada pelas superfícies distintas e  $U$  a velocidade do escoamento incidente.

O valor de  $C_a$ , sabemos, é dependente do número de Reynolds ( $Re = Uh/\nu$ , onde  $h$  denota a altura da elevação). As Figuras 4.38 a 4.41 mostram o comportamento de  $C_a$

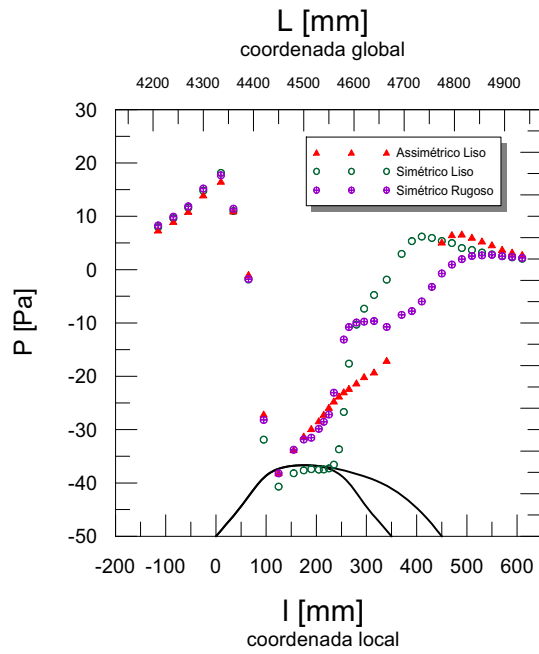


Figura 4.36: Pressão manométrica na parede dos modelos. Velocidade do escoamento livre ( $U$ ) = 10,0 m/s.

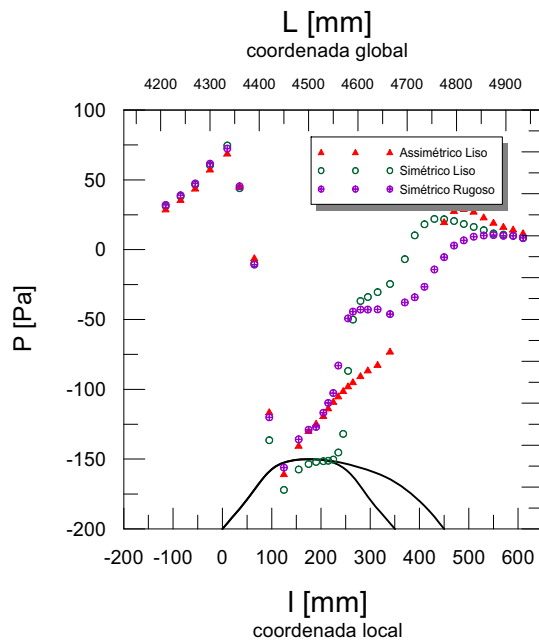


Figura 4.37: Pressão manométrica na parede dos modelos. Velocidade do escoamento livre ( $U$ ) = 20,0 m/s.

para as 4 superfícies analisadas.

Para as superfícies lisas, Fig. 4.38, obtém-se os resultados esperados. Para baixos números de Reynolds os efeitos de atrito superficial dominam, com a superfície assimétrica apresentando uma tendência a maior valor de  $C_a$ . Para altos números de Reynolds, a esteira viscosa passa a exercer influência sobre o fenômeno, de modo que a superfície assimétrica, mais aerodinâmica, possui um  $C_a$  menor.

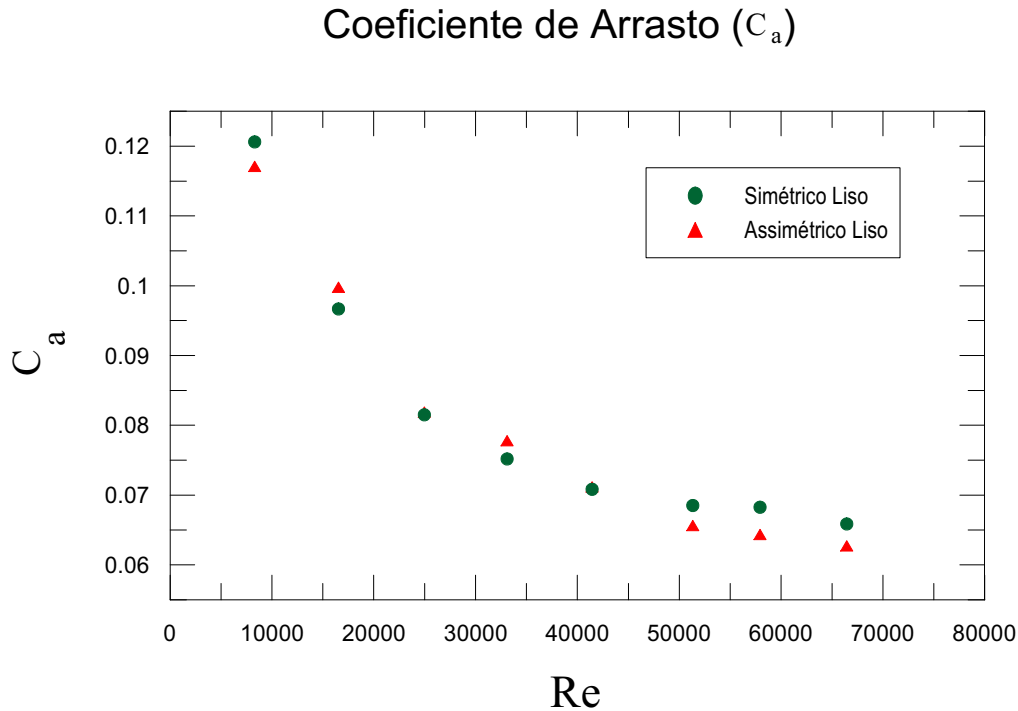


Figura 4.38: Coeficiente de arrasto para os dois modelos lisos (simétrico e assimétrico).

Em uma comparação entre as superfícies estriadas (Fig. 4.39), a assimétrica sempre se sai melhor. Para todos os números de Reynolds ensaiados os valores de  $C_a$  para a superfície assimétrica rugosa sempre foram inferior aos valores para a superfície simétrica. Isso é inesperado para os  $Re$  menores. As estrias parecem provocar uma redução do arrasto pelos mecanismos descritos nos Capítulos 1 e 2 que se combinam com os benefícios de uma geometria aerodinâmica (superfície assimétrica) dando origem a uma forma ótima do ponto de vista da eficiência na locomoção.

A consideração dos efeitos isolados das estrias nas superfícies simétricas é mostrada

## Coeficiente de Arrasto ( $C_a$ )

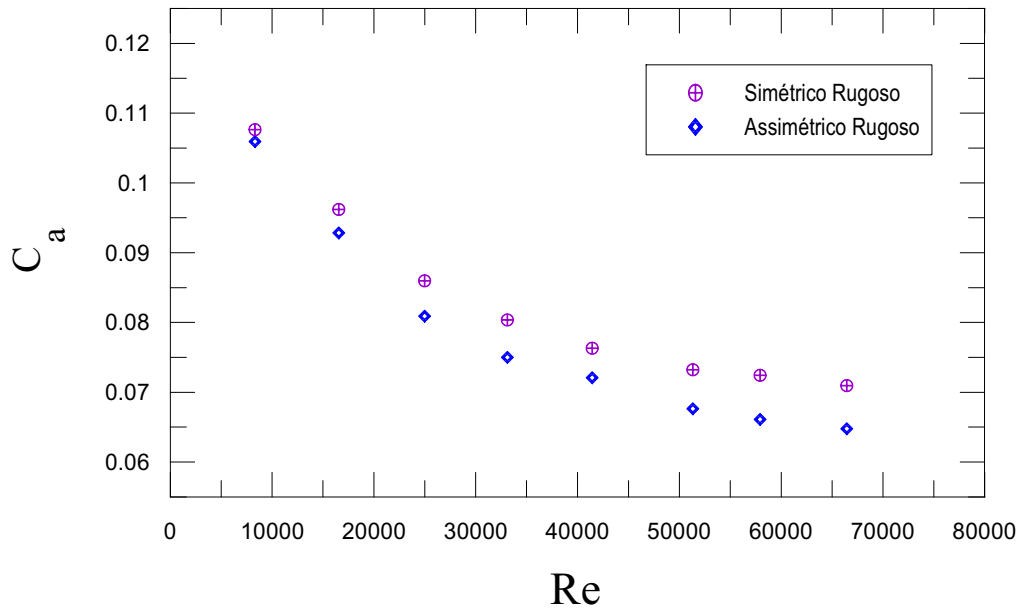


Figura 4.39: Coeficiente de arrasto para os dois modelos rugosos (simétrico e assimétrico).

na Fig. 4.40. Para os menores números de Reynolds, a colina estriada possui o melhor desempenho aerodinâmico com uma redução de arrasto de 10,7%. Com o aumento do número de Reynolds, este comportamento se altera. A partir de  $R = 15000$  a superfície estriada passa a fornecer valores de  $C_a$  superiores aos das superfície lisa. Isso, de fato, corrobora os efeitos esperados.

Para as superfícies assimétricas, uma redução máxima no arrasto do 9,6% pode ser observada (Fig. 4.41).



### Coeficiente de Arrasto ( $C_a$ )

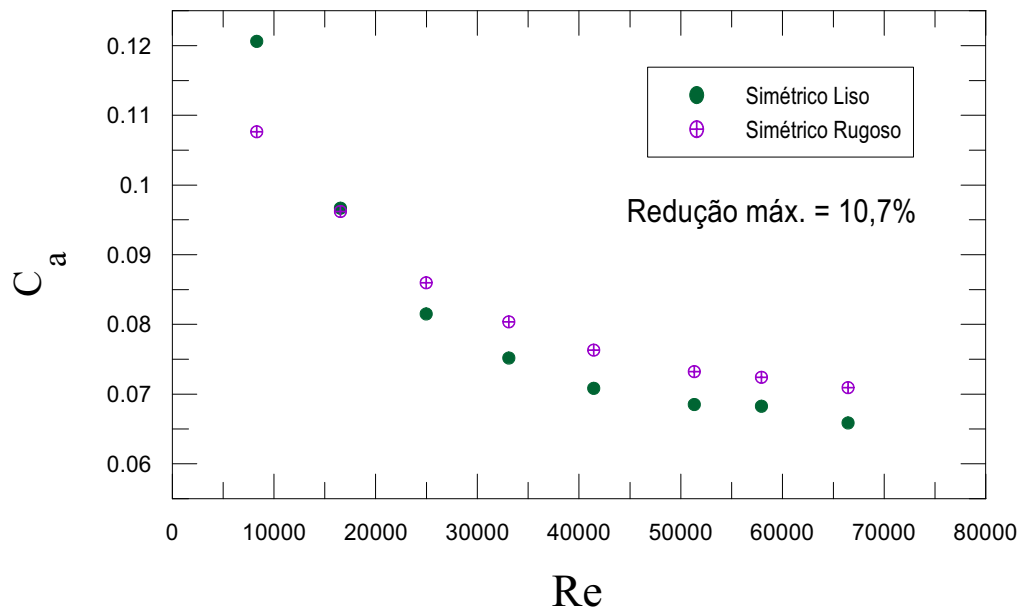


Figura 4.40: Coeficiente de arrasto para os dois modelos simétricos (liso e rugoso).

### Coeficiente de Arrasto ( $C_a$ )

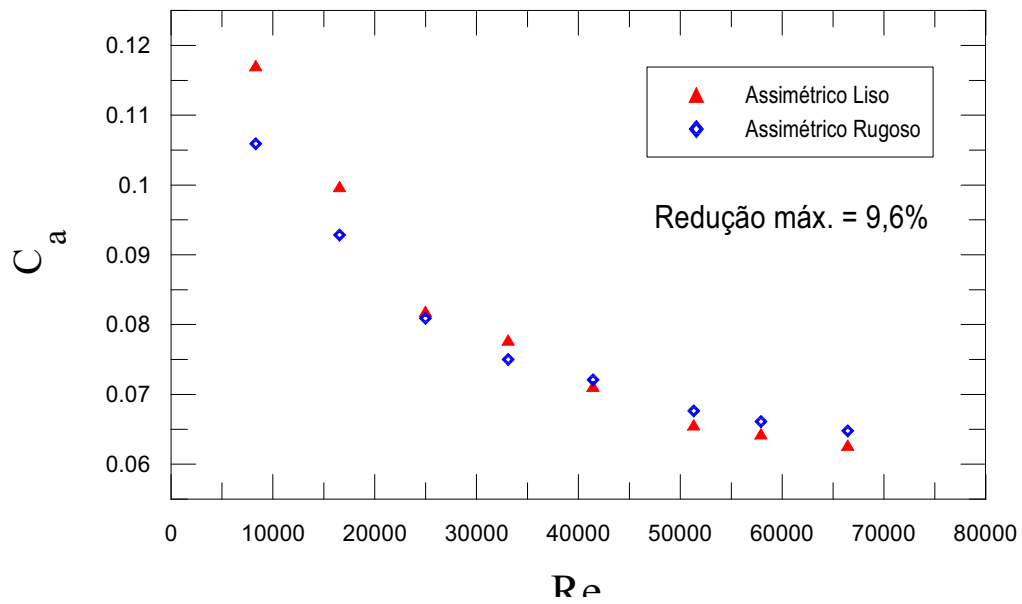


Figura 4.41: Coeficiente de arrasto para os dois modelos assimétricos (liso e rugoso).

## Capítulo 5

# Conclusão e sugestões para trabalhos futuros

O presente trabalho mostrou que superfícies convexas podem se beneficiar de estrias longitudinais para uma redução de seus coeficientes de arrasto. Uma redução de até 10,7% foi observada para números de Reynolds na faixa de 8000.

Uma natural seqüência a este trabalho seria uma tentativa de simular os resultados obtidos por dinâmica de fluidos computacional. Como os métodos tradicionais de simulação não são capazes de resolver as menores escalas próximas à parede, um tipo de tratamento local para as condições de contorno precisaria ser proposto. Outro estudo interessante seria buscar uma identificação das estruturas presentes nos escoamentos, correlacionando-as com as propriedades das superfícies.

De fato, o presente trabalho obteve resultados de perfis locais de velocidade e dos momentos de ordem superior, bem como das perdas globais de pressão. Do ponto de vista do projeto de superfícies inibidoras de perdas, o que sempre se pretende é estabelecer uma correlação entre as características da dinâmica das menores escalas e o arrasto global induzido. Isso até hoje não foi feito.

# Referências Bibliográficas

- [1] Albrecht, H. E., Borys, M., Damasche, N. e Tropea, C., (2003) “Laser-Doppler and Phase-Doppler Measurement Techniques” *Springer-Verlag*, pp 738.
- [2] Anderson, E. J., MacGillivray, P. S. e DeMont, M. E., (1997) “Scallop Shells Exhibit Optimization of Riblet Dimensions for Drag Reduction” *Biol. Bull.* **192**, pp 341–344.
- [3] Bacher, E. V. e Smith, C. R., (1985) “A combined visualisation-anemometry study of the turbulent drag reducing mechanisms of triangular micro-groove surface modifications”. *AIAA Paper* 80-0548
- [4] Bechert, D. W., Bartenwerfer, M., Hoppe, G. e Reif, W.-E., (1986) “Drag reduction mechanisms derived from shark skin”. Paper 86-1333. *15th Congress, International Council of the Aeronautical Sciences, London.*
- [5] Bechert, D. W., Bruse, M. e Hage, W., (2000) “Experiments with three-dimensional riblets as an idealized model of shark skin” *Experiments in Fluids*, **28**, pp 403-412.
- [6] Bechert, D. W., Hoppe, G. e Reif, W.-E., (1985) “On the drag reduction of the shark skin”. *AIAA Paper* 85-0546.
- [7] Becky L. Woodward, Jeremy P. Winn e Frank E. Fish., (2006) “Morphological Specializations of Baleen Whales Associated With Hydrodynamic Performance and Ecological Niche” *Journal of Morphology*, **267**, pp 1284–1294.
- [8] Brown, G. L. e Roshko, A., (1974) “On density effects and large structure in turbulent mixing layers” *J. Fluid Mech*, vol. **64**, pp 775-816.
- [9] Choi, H., Temam, R., Moin. P. e Kim, J., (1993) “Feedback control for unsteady flow and its application to the stochastic Burgers equation” *J. Fluid Mech*, vol. **253**, pp 509-543.

- 
- [10] Choi, H., Moin, P. e Kim, J., (1994) “Active turbulence control for drag reduction in wall-bounded flows” *J. Fluid Mech.*, vol. **262**, pp 75-110.
- [11] Choi, K. -S., (1985) “Near-wall turbulence structure on a riblet wall”. *BMT Rep.* BMT Ltd, Feltham, Middlesex, UK.
- [12] Choi, K. -S., (1986 b) “Drag reduction by manipulation of near-wall turbulence structure”. *Proc. European Meeting on Turbulent Drag Reduction, Lausanne.*
- [13] Choi, K. -S., (1987 a) “The wall pressure fluctuations of modified turbulent boundary layer with riblets”. In *Turbulence Management and Relaminarisation* (ed. H. W. Liepman & R. Narasimha). Springer.
- [14] Choi, K. -S., (1987 b) “On physical mechanisms of turbulent drag reduction using riblets”. In *Transport Phenomena in Turbulent Flows* (ed. M. Hirata & N. Kasagi). Hemisphere.
- [15] Choi, K.-S., Pearcey, H. H. e Savill, A. M., (1987) “Test of drag reducing riblets on a one-third scale racing yacht”. *Proc. Int. Conf. on Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London.*
- [16] Coustols, E. e Cousteix, J., (1986) “Reduction of turbulent skin friction : turbulence moderators”. *Rech. Aerosp.* **1986-2**, pp 63.
- [17] DeGraaff, D. B. e Eaton, J. K., (2001) “A high-resolution laser Doppler anemometer: Design, qualification and uncertainty”. *Exp. in Fluids*, vol. **30**, pp 522-530.
- [18] Dinkelacker, A., Nitschke-Kowsky, P. e Reif, W. -E., (1987) “On the possibility of drag reduction with the help of longitudinal ridges in the walls”. In *Turbulence Management and Relaminarisation* (ed. H. W. Liepman & R. Narasimha). Springer.
- [19] Djenidi, L., Liandrat, J., Anselmet, F. e Fulachier, L., (1988) “About the mechanism involved in a turbulent boundary layer over riblets”. *Proc. Second European Turbulence Conf., Berlin.*
- [20] Duarte, D., G., (2008) “Caracterização experimental do escoamento em válvulas ciclônicas quanto à formação de emulsões”. *Trabalho de conclusão de curso - Engenharia Mecânica - COPPE.*

- 
- [21] Durst, F., Kikura, H., Lekakis, I., Javanovic, J. e Ye, Q.,(1976) “Wall shear determination from near-wall mean velocity data in turbulent pipe and channel flows”. *Exp. in Fluids*, vol. **20**, pp 417-428.
- [22] Durst, F., Melling, A. e Whitelaw, J. H., (1981) “principles and practice of laser-Doppler anemometry”. *Academic Press*
- [23] Freire, A. P. S., Ilha, A., Colaço, M. J., (2006) “Turbulência”. *EPTT*, vol.5, Tomo 1
- [24] Frohnapfel, B., Jovanovic, J. e Delgado, A., (2007) “Experimental investigations of turbulent drag reduction by surface-embedded groove”. *J. Fluid Mech.*, vol. **590**, pp 107-116.
- [25] Gallagher, J. A. e Thomas, A. S. W., (1984) “Turbulent boundary layer characteristics over streamwise grooves”. *AIAA Paper 84-2185*.
- [26] George, W., (1974) “The measurement of turbulence intensities using real-time laser-Doppler velocimetry”. *J. Fluid Mech.*, vol. **66**, pp 11-16.
- [27] Hooshmand, D., Youngs, R. e Wallace, J. M., (1983) “An experimental study of changes in the structure of a turbulent boundary layer due to surface geometry changes”. *AIAA Paper 83-0230*.
- [28] Johansen, J. B. e Smith, C. R., (1983) “The effect of cylindrical surface modification on turbulent boundary layers”. *Rep. FM-3*. Dept. of Mechanical Engineering and Mechanics, Lehigh University, Pennsylvania.
- [29] John Calambokidis e Gretchen Steiger, (1997) “Blue Whales”. *World life library*.
- [30] Jovanovic, J. e Hillerbrand, R., (2005) “On peculiar property of the velocity fluctuations in wallbounded flows”. *J. Thermal Sci.* **9**, pp 3–12.
- [31] Jovanovic, J., Pashtrapanska, M., Frohnapfel, B., Durst, F., Koskinen, J. e Koskinen, K., (2006) “On the mechanism responsible for turbulent drag reduction by dilute addition of high polymers: theory, experiments, simulations, and predictions”. *Trans ASME: J. Fluids Engng* **128**, pp 118–130.
- [32] Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. e Runstadler, P. W., (1967) “The structure of turbulent boundary layers”. *J. Fluid Mech.*, vol. **30**, pp 741.

- 
- [33] Kwing-So Choi, (1989) “Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets”. *J. Fluid Mech.*, vol. **208**, pp 417-458.
- [34] Lee, K. H., Cortelezzi, L., Kim, J. e Speyer, J., (2001) “Application of reduced-order controller to turbulent flows for drag reduction”. *Phys. Fluid* **13**, pp 1321-1330.
- [35] Lee, S. J. e Lee, S, H, (2001) “Flow field analysis of a turbulent boundary layer over a riblet surface”. *Experiments in Fluids* **30**, pp 153-166.
- [36] Lyall Watson, (1981) “Sea guide to whales of the world”. First published in the United State in 1981 by Elsevier-Dutton.
- [37] Loureiro, J. B. R., (2005) “Escoamentos sobre superfícies rugosas e elevações topográficas”. *Tese de mestrado - Engenharia Mecânica - COPPE/UFRJ*
- [38] Marins, L. P, M., (2007) “Caracterização experimental do escoamento no interior de um hidrociclone sem núcleo gasoso”. *Tese de mestrado - Engenharia Mecânica - COPPE/UFRJ*
- [39] McLean, J. D., George-Falvy, D. N. & Sullivan, P. P., (1987) “Flight-test of turbulent skinfriction reduction by riblets”. *Proc. Intl Conf. Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London.*
- [40] Nieuwstadt, F. T. M., Van Dam, W. e Leijdens, H. & Pulles, C., (1986) “Some turbulence measurements above a grooved wall”. *Proc. European Drag Reduction Conf., Lausanne*
- [41] Monteiro2007) Monteiro, A. S., (2007) “Estudo experimental de escoamentos turbulentos sobre colinas bidimensionais rugosas”. *Tese de mestrado - Engenharia Mecânica - COPPE/UFRJ*
- [42] Poggi, D., Porporato, A. e Ridlofi, L., (2002) “An experimental contribution to near-wall measurements by means of a special laser Doppler anemometry technique”. *Exp. Fluids*, vol. **32**, pp 366-375.
- [43] Raffel, M., Willert, C. e Kompenhans, J., (1998) “Particle Image Velocimetry: A Pratical Guide”. *Springer.*

- 
- [44] Reidy, L. W., (1987) “Flat plate drag reduction in a water tunnel using riblets”. *Naval Ocean Systems Center* TR1169.
- [45] Reidy, L. W. e Anderson, G. W., (1988) “Drag reduction for external and internal boundary layers using riblets and polymers”. *AIAA Paper* 88-0138.
- [46] Silva Freire, A. P., Ilha, A., Colaço, M. J., (2006) “Turbulência”. Vol. **5**, Tomo 1.
- [47] Squire, L. C. e Savill, A. M., (1987) “Some experiences of riblets at transonic speeds”. *Proc. Intl Conf. Turbulent Drag Reduction by Passive Means, London*.
- [48] Viswanath, P. R., (2002) “Aircraft viscous drag reduction using riblets”. *Progress in Aerospace Sciences*, **38**, pp 571-600.
- [49] Walsh, M. J., (1980) “Drag characteristics of V-groove and transverse curvature riblets”. In *Viscous Drag Reduction* (ed. G. R. Hough). American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [50] Walsh, M. J., (1982) “Turbulent boundary layer drag reduction using riblets”. *AIAA Paper* 82-0169.
- [51] Walsh, M. J., (1983) “Riblets as a viscous drag reduction technique”. *AIAA J* 21: 485-486.
- [52] Walsh, M. J. e Lindeman, A. M., (1984) “Optimisation and application of riblets for turbulent drag reduction”. *AIAA Paper* 84-0347.
- [53] Walsh, M. J. e Weinstein, L. M., (1978) “Drag and heat transfer with small longitudinal fins”. *AIAA Paper* 78-1161.
- [54] Zhang, Zh, (2002) “Velocity bias in LDA measurements and its dependence on the flow turbulence”. *Flow Meas. Inst.*, vol. **13**, pp 63-68.
- [55] Zotin, J. L. Z., (2009) “Caracterização experimental de um escoamento sobre uma superfície com transição de rugosidade através da técnica de velocimetria por imagem de partícula”. *Trabalho de conclusão de curso - Engenharia Mecânica - COPPE*.
- [56] 3D Stereoscopic PIV Reference Manual (Dantec)

---

[57] Site: BioMania

*<http://www.biomania.com.br/bio/conteudo.asp?cod=3371>*

[58] Site: Zona de Risco

*<http://zonaderisco.blogspot.com/2009/05/libertaram-nas-ilhas-canarias-uma.html>*

[59] Site: Wikipédia

*<http://pt.wikipedia.org/wiki/Cetacea>*

[60] Site: Brasil Escola

*<http://www.brasilecola.com/animais/baleia-azul.htm>*

[61] Site: Subsecretaria de Pesca do Governo do Chile

*<http://www.subpesca.cl/>*