



Pedro Bruno Pereira Panisset

**Estudo do transiente de formação de uma
bolha de separação laminar**

Dissertação de Mestrado

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio.

Orientador: Prof. Igor Braga de Paula

Rio de Janeiro
Maio de 2020



Pedro Bruno Pereira Panisset

**Estudo do transiente de formação de uma
bolha de separação laminar**

Dissertação apresentada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre pelo Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica do Departamento de Engenharia Mecânica da PUC-Rio. Aprovada pela Comissão Examinadora abaixo.

Prof. Igor Braga de Paula

Orientador

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-Rio

Prof. Marcello Augusto Faraco de Madeiros

Universidade de São Paulo – USP-São Carlos

Prof. Luis Fernando Alzuguir Azevedo

Departamento de Engenharia Mecânica – PUC-RIO

Rio de Janeiro, 8 de Maio de 2020

Todos os direitos reservados. É proibida a reprodução total ou parcial do trabalho sem autorização da universidade, do autor e do orientador.

Pedro Bruno Pereira Panisset

Graduou-se em Engenharia Mecânica pela Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, em julho de 2016. Atualmente participa do grupo de pesquisa do Laboratório de Engenharia de Fluidos, da PUC-Rio, com foco na área de bolhas de separação.

Ficha Catalográfica

Panisset, Pedro Bruno Pereira

Estudo do transiente de formação de uma bolha de separação laminar / Pedro Bruno Pereira Panisset; orientador: Igor Braga de Paula. – 2020.

v., 101 f: il. color. ; 30 cm

Dissertação (mestrado) - Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, Departamento de Engenharia Mecânica, 2020.

Inclui bibliografia

1. Engenharia Mecânica – Teses.
2. Bolhas de separação laminar;. 3. Transiente;. 4. PIV;. 5. Camada limite;. 6. Túnel de água.. I. Braga de Paula, Igor. II. Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro. Departamento de Engenharia Mecânica. III. Título.

CDD: 621

A minha família, pelo total apoio
e cooperação.

Agradecimentos

Graça, gratia, gratidão. *"Sentir gratidão e não expressá-la é como embrulhar um presente e não entregá-lo a ninguém"* (William Arthur Ward). Ser grato nos transforma em um artesão mestre, capaz de atar os laços mais bonitos da trama da vida. Muitos são aqueles que passam pela nossa jornada, e, de uma forma ou outra, nos fazem crescer. Com esse sentimento, venho agradecer a cada pessoa que tornou possível esta caminhada.

Em primeiro lugar, presto homenagem ao meu falecido avô, Wellington Luiz, que, como alicerce de um magestoso edifício, nos deixou ensinamentos e recursos imensuráveis. A minha avó, Marlene, por mostrar que a vida, sim, deve ser comemorada.

Dedico esta realização aos meu pais e irmão, Welene, Candido e Lucas, pela doação diária, por me fazerem refletir e agir. São eles que, muitas vezes, pouco falam mas muito transmitem. Aqui vai meu muito obrigado por, cotidianamente, dividirem a mesa do café comigo. Agradeço também a minha dinda, Ivete, pelas preces, pelo carinho e pelo amor sem tamanho.

Agradecimento, igualmente especial, a minha namorada, Laura Braz. Incessante companheira durante esses anos de mestrado. Com sua sede de viver, sempre mostrou seu zelo, sua compreensão e seu apoio dedicados a mim. Superou comigo minhas constantes crises de alergia, meus inquietamentos, os finais de semana de trabalho e os dias quase que pernoitados no laboratório.

Agradeço ao meu orientador, Igor Braga de Paula, presente na minha vida acadêmica desde meados da minha graduação. Uma pessoa que, certamente, sempre tem a ferramenta certa na hora certa. Responsável por me inserir no mundo de ensaios experimentais aerodinâmicos, me dando suporte para tentar, errar e tentar de novo até acertar. Como ele mesmo diz: "se não estiver se divertindo, não vale a pena". Também ressalto a importância do professor Marco Cremona, pela oportunidade que me deu nos tempos de graduação, e pelo impulso na fase de ingresso ao mestrado.

Meu obrigado aos amigos do laboratório, Léo, Bruno, Ivan pelo permanente convívio amigável. Ao Rodrigo que, desde meu ingresso na PUC, manteve nossa parceria presente nos mais diversos momentos. Ao nosso peruano, Omar, pelo engajamento no projeto como um todo. Ao Márcio, Alexandre e Leozinho, minha admiração pela incrível habilidade manufatureira, e meu obrigado por, literalmente, me ajudarem a construir este experimento.

Aos amigos do Instituto Abel que, mesmo hoje estando mais distantes, me acompanham desde o ano 2000. Dividiram comigo momentos e experiências eternizadas em minha memória.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001

Resumo

Panisset, Pedro Bruno Pereira; Braga de Paula, Igor(orientador). **Estudo do transiente de formação de uma bolha de separação laminar**. Rio de Janeiro, 2020. 101p. Dissertação de Mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

O estudo de bolhas de separação laminar em aerofólios que operam a baixos números de Reynolds é importante para diversas aplicações tais como: turbinas a gás, geradores eólicos, veículos aéreos não tripulados, dentre outros. A perda de performance desses equipamentos, normalmente, está associada à presença e à ruptura de bolhas de separação. Neste trabalho buscou-se investigar, experimentalmente, os efeitos relacionados a variação súbita no nível de perturbações do escoamento a montante da região de formação da bolha. A ideia é avaliar como o escoamento se comporta em uma situação onde o nível de turbulência do escoamento livre pode variar. No caso de turbinas, essa condição pode ser observada quando as esteiras dos aerofólios de um estágio influenciam aquelas do estágio seguinte. Apesar da relevância prática, o regime transiente foi pouco investigado na literatura. Para o presente estudo foi utilizado um canal de água do Laboratório de Engenharia de Fluidos. O gradiente de pressão, necessário para a formação da bolha, foi gerado com uma placa convergente-divergente e o nível de perturbações na camada limite foi controlado através de um gerador do tipo fita vibrante. Os campos de velocidades na região da bolha foram medidos com a técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula com alta resolução temporal. A geração de perturbações e as medições de velocidade foram sincronizadas, permitindo assim o uso de técnicas de extração de médias de eventos. Caracterizou-se a bolha em um regime estacionário, onde não houve excitação de perturbações controladas a montante da bolha. Os resultados foram comparados com referências da literatura, apresentando boa concordância. No regime transiente, analisou-se o escoamento desde o instante em que o gerador de perturbações foi subitamente desligado até a recuperação completa da bolha. Nessas condições, notou-se que bolha cresceu até atingir um comprimento maior do que o observado no regime estacionário. Somente após o desprendimento de um grande vórtice, a bolha voltou a exibir características similares às aquelas do regime estacionário. Esse comportamento se assemelha àquele reportado na literatura para ruptura de bolhas (*bursting*) mas que ainda não é bem compreendido.

Palavras-chave

Bolhas de separação laminar; Trasiente; PIV; Camada limite;
Túnel de água.

Abstract

Panisset, Pedro Bruno Pereira; Braga de Paula, Igor (Advisor). **Transient of laminar separation bubble initiation**. Rio de Janeiro, 2020. 101p. Dissertação de mestrado – Departamento de Engenharia Mecânica, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

Laminar separation bubbles in Low Reynolds number airfoils is important for several applications such as: gas turbines, wind generators, unmanned aerial vehicles, among others. The performance loss of this airfoils is usually associated with the presence and rupture of separation bubbles. The effects related to the sudden variation of the level of flow disturbances upstream of the bubble formation region are investigated in this work. The idea is to evaluate how the flow behaves when subjected to a sudden variation in the freestream turbulence. This condition can be observed in airfoil cascade of turbines, where the wake of a previous stage can influence the next. Although this scenario is of practical relevance, it has been poorly investigated in literature. For the present study, a water channel from the Fluids Engineering Laboratory was used. The pressure gradient, necessary for the bubble formation, was generated with a convergent-divergent plate and the level of disturbances in the boundary layer was controlled using a vibrating ribbon. Velocity fields in the bubble region were measured using the Particle Image Velocimetry technique with high temporal resolution. The generation of disturbances and measurements were phase locked, thus allowing the use of ensemble average techniques. The bubble was characterized in a so called "steady" regime, where there was no excitation of controlled disturbances upstream of the bubble. The results were compared with references in the literature, showing good agreement. In the transient regime, the flow was analyzed from the moment the disturbance generator was suddenly turned off until the bubble had completely recovered. In these conditions, it was noted that the bubble grew until reaching a length greater than that observed in the stationary regime. Only after the release of a large vortex did the bubble return to exhibit characteristics similar to those of the stationary regime. This behavior is similar to that reported in the literature for bubble rupture ("bursting") but that is still not well understood.

Keywords

Laminar separation bubble; Transient; PIV; Boundary layer; Water channel.

Sumário

Lista de Símbolos	16
1 Introdução	20
1.1 Motivação	20
1.2 Objetivo	24
1.3 Organização do trabalho	24
2 Revisão Bibliográfica	25
2.1 Camada-limite	25
2.1.1 Espessuras da camada-limite	26
2.1.2 Separação da camada-limite	27
2.1.3 Critérios de separação da camada-limite	28
2.1.4 Transição da camada-limite	28
2.2 Bolhas de separação laminar	30
3 Metodologia	41
3.1 Abordagem proposta	41
3.2 Técnica Experimental	42
3.2.1 Medição de campos de velocidade com a técnica PIV	42
3.2.1.1 Pré-processamento	44
3.2.1.2 Processamento	44
3.3 Aparato Experimental	45
3.3.1 Canal de Água	46
3.3.2 Placa Plana	47
3.3.3 Placa Convergente-Divergente (C/D)	48
3.3.4 Excitação artificial das ondas de perturbação	49
3.3.5 Câmera	54
3.3.6 Laser	54
3.4 Procedimento experimental	55
4 Resultados	60
4.1 Validação do fenômeno	60
4.2 Influência do gerador de perturbações	70
4.3 Regime transiente	77
5 Conclusão	96

Lista de figuras

Figura 1.1	Exemplos de dispositivos aerodinâmicos onde pode ocorrer a formação de bolhas de separação laminar	21
Figura 2.1	Camada-limite na superfície de um aerofólio. Extraído e adaptado de Pritchard et al. (2016)	26
Figura 2.2	Representação das espessuras da camada-limite. Extraído e adaptado de Pritchard et al. (2016)	27
Figura 2.3	Diagrama de um canal convergente/divergente. Extraído e adaptado de Pritchard et al. (2016)	27
Figura 2.4	Estágios da transição natural da camada-limite. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).	29
Figura 2.5	“Spots” da transição natural da camada-limite. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).	30
Figura 2.6	Efeito da LSB na distribuição da pressão. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).	31
Figura 2.7	Relação entre a região de transição e o Re na separação. Extraído e adaptado de Mayle (1991).	33
Figura 2.8	Influência da intensidade turbulenta no ponto de recolamento e no coeficiente de pressão. Extraído de Saathoff e Melbourne (1997).	34
Figura 2.9	Influência do número de Reynolds e do ângulo de ataque no comprimento e na espessura da bolha de separação. Extraído de Swift (2009).	35
Figura 2.10	Amplificação de perturbações em uma bolha de separação. (S) denota o ponto de separação da camada-limite	36
Figura 2.11	Isosuperfícies de vorticidade indicando a formação periódica de vórtice. Extraído de Hain et al. (2009).	36
Figura 2.12	PSD das flutuações de velocidade v' para diferentes frequências de perturbação artificial. Extraído de Yarusevych e Kotsonis (2017).	38
Figura 3.1	Representação de um esquema de medição PIV. Extraído de Raffel et al. (2018).	43
Figura 3.2	Condicionamento de uma imagem PIV	44
Figura 3.3	Esquema representativo do canal de água aberto do LEF	46
Figura 3.4	Foto do canal de água aberto do LEF	46
Figura 3.5	Desenho da placa plana. Extraído de Pinedo (2018).	48
Figura 3.6	Desenho do bordo de ataque perfil dupla elipse. Extraído de Pinedo (2018).	48
Figura 3.7	Desenho da placa convergente/divergente. Extraído de Pinedo (2018).	49
Figura 3.8	Desenho do gerador de perturbações inserido na placa plana (vista explodida)	50
Figura 3.9	Desenho do gerador de perturbações deste trabalho	50
Figura 3.10	Projeto do tensionador/posicionador	52

Figura 3.11	Proteção do eletroímã	52
Figura 3.12	Sistema eletrônico	53
Figura 3.13	Sistema de controle das medições	54
Figura 3.14	Câmera Phantom Miro 341	54
Figura 3.15	Laser LITRON Nd:YLF	55
Figura 3.16	Bancada experimental completa	56
Figura 3.17	Esquema de medição da bolha de separação laminar	56
Figura 3.18	Diagrama de tempo do sistema de controle	57
Figura 3.19	Imagem com dupla marcação das partículas	57
Figura 3.20	Arquitetura matricial dos campos instantâneos de velocidade obtida no estudo do regime transiente	58
Figura 4.1	Referências das posições (x,y)	61
Figura 4.2	Distribuição do coeficiente de pressão do escoamento com e sem bolha obtidos a partir dos campos de velocidade medidos no canal.	62
Figura 4.3	Perfil de velocidade $u(y)$ e tensão cisalhante $\tau(y)$ no ponto de separação	63
Figura 4.4	Parâmetros integrais do caso base. (a) Linha vermelha: δ^* ; Linha azul: θ .	63
Figura 4.5	Contornos de velocidade u (caso base). Linha tracejada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	65
Figura 4.6	Perfis de velocidade u (caso base). Linha pontilhada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$.	66
Figura 4.7	Contornos das flutuações de velocidade u' (caso base).Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	67
Figura 4.8	Contornos das flutuações de velocidade v' (caso base). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	68
Figura 4.9	Crescimento das maiores perturbações de u' e v' ao longo de x (caso base)	68
Figura 4.10	Contornos da energia do campo de flutuações de v ao longo de x em y correspondente ao ponto de altura máxima da linha de inflexão (caso base).	69
Figura 4.11	Espectro das flutuações de velocidade v' (caso base)	70
Figura 4.12	Contornos de velocidade u (caso sem atuação). Linha pontilhada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	71
Figura 4.13	Perfis de velocidade u (caso sem atuação). Linha tracejada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$.	72
Figura 4.14	Evolução de δ^* , θ e do fator de forma H ao longo de x (caso sem atuação). (a) Linha vermelha: δ^* ; Linha azul: θ .	73
Figura 4.15	Contornos das flutuações de velocidade u' (caso sem atuação). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	74

Figura 4.16 Contornos das flutuações de velocidade v' (caso sem atuação). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .	74
Figura 4.17 Crescimento das maiores perturbações u' e v' ao longo de x (caso sem atuação)	75
Figura 4.18 Contornos da energia do campo de flutuações de v ao longo de x em y correspondente ao ponto de altura máxima da linha de inflexão (caso sem atuação).	76
Figura 4.19 Espectro das flutuações de velocidade v' (caso sem atuação)	76
Figura 4.20 Diagrama de tempo para aquisição dos dados do regime transiente	78
Figura 4.21 Contornos de velocidade u no instante inicial do regime transiente (não há formação da bolha). Linha ponto-traço: δ^*	79
Figura 4.22 Contornos de velocidade u no instante final do regime transiente (bolha em seu estado quase estacionário). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha pontilhada: $u=0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*	79
Figura 4.23 Contornos de u' no instante inicial do regime transiente. Linha ponto-traço: δ^*	80
Figura 4.24 Contornos de v' no instante inicial do regime transiente. Linha ponto-traço: δ^*	81
Figura 4.25 Contornos de u' no instante final do regime transiente. Linha cheia: linha de corrente $\phi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*	82
Figura 4.26 Contornos de v' no instante final do regime transiente. Linha cheia: linha de corrente $\phi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*	82
Figura 4.27 Crescimento das maiores perturbações de u e v ao final do regime transiente	83
Figura 4.28 Contornos do espectro de u' ao final do regime transiente na posição y referente à linha de inflexão no ponto de máxima altura da bolha	84
Figura 4.29 Contornos do espectro de v' ao final do regime transiente na posição y referente à linha de inflexão no ponto de máxima altura da bolha	84
Figura 4.30 Linhas de corrente $\psi = 0$ em diferentes tempos t .	85
Figura 4.31 Linhas de corrente $\psi = 0$ (local) em diferentes tempos t .	86
Figura 4.32 Perfis de velocidade adimensional no ponto de separação em diferentes tempos t .	86
Figura 4.33 Contornos de velocidade u' . Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*	87
Figura 4.34 Contornos de velocidade v' . Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*	88
Figura 4.35 Fator de forma H no regime transiente	89
Figura 4.36 Fator de forma H no regime transiente com a posição x ajustada.	89

Figura 4.37 Pontos de separação (circle), recolamento (square) e posição de máxima altura da bolha (triangle) no regime transiente na direção x. Linha ponto-traço: pontos de separação, máxima altura da bolha e recolmento, respectivamente, no caso sem atuação.	90
Figura 4.38 Variação do ângulo da separação no regime transiente. Pontos 'o': crescimento do ângulo α ; linha tracejada: ângulo de separação do caso sem atuação.	91
Figura 4.39 Variação da altura da bolha no regime transiente. Pontos 'o': crescimento de h; linha tracejada: h do caso sem atuação.	92
Figura 4.40 Variação de Re_{θ_s} no regime transiente. Pontos 'o': evolução de Re_{θ_s} ; linha tracejada: Re_{θ_s} do caso sem atuação.	92
Figura 4.41 Contornos de λ_2 para alguns instantes de tempo referentes ao processo de alongamento máximo da bolha. Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$	94
Figura 4.42 Contornos de λ_2 para os instantes finais do regime transiente. Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$	95

Lista de tabelas

Tabela 1.1	Quantidades de projetos em desenvolvimento para UAVs. Extraído e adaptado de Everaerts et al. (2008).	22
Tabela 4.1	Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (caso base).	70
Tabela 4.2	Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (caso sem atuação).	77
Tabela 4.3	Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (transiente).	80

Lista de Símbolos

α	ângulo da separação
ΔP	gradiente de pressão
μ	viscosidade
ν	viscosidade cinemática
\bar{u}	velocidade média na direção x
\bar{v}	velocidade média na direção y
ψ	linha de corrente
ρ	densidade
$\tau(y)$	tensão cisalhante na direção y
f	frequência
H	fator de forma
h	altura da bolha
L	comprimento da bolha
L_d	comprimento de desaceleração da placa convergente-divergente
L_I	comprimento laminar da bolha de separação
L_{II}	comprimento turbulento da bolha de separação
P_G	parâmetro de pressão de Gaster
Re	número de Reynolds
Re_{δ^*}	número de Reynolds baseado na espessura de deslocamento
Re_{θ}	número de Reynolds baseado na espessura da quantidade de movimento
Re_{Ld}	número de Reynolds baseado no comprimento de desaceleração da placa convergente-divergente
Re_{LT}	número de Reynolds da região de transição
St	frequência adimensional

t	tempo
u	velocidade na direção x
u'	flutuação de velocidade na direção x
v	velocidade na direção y
v'	flutuação de velocidade na direção y
x	direção do escoamento
x_T	posição x do final da transição
x_t	posição x do início da transição
y	direção normal ao escoamento
δ^*	espessura de deslocamento da camada limite
δ_{99}	espessura da camada limite
θ	espessura de quantidade de movimento da camada limite

Subscritos

0	no escoamento livre
h	no ponto de máxima altura da bolha
r	no ponto de recolamento
s	no ponto de separação

Lista de Abreviaturas

VANT/UAV – Veículo aéreo não tripulado (*Unmanned air vehicle*)

MAV – Micro veículo aéreo (*Micro air vehicle*)

LTP – Turbina de baixa pressão (*Low pressure turbine*)

LSB – Bolha de separação laminar (*Laminar separation bubble*)

LBL – Camada-limite laminar (*Laminar boundary layer*)

TBL – Camada-limite turbulenta (*Turbulent boundary layer*)

TS – Tollmien-Schlichting

DNS – *Direct numerical simulation*

LST – Teoria linear de estabilidade (*Linear stability theory*)

LDA – Anemômetro *Laser Doppler* (*Laser Doppler Anemometry*)

2D – Bidimensional

3D – Tridimensional

Tu – Intensidade do nível de turbulência

PIV – Velocimetria por imagem de partículas (*Particle Image Velocimetry*)

PTV – *Particle Tracking Velocimetry*

PSV – *Particle Speckle Velocimetry*

LEF – Laboratório de Engenharia de Fluidos, PUC-Rio

UV – Ultra-violeta

CMOS – (*Complementary Metal-Oxide Semiconductor*)

Ninguém te deve nada.

Ítalo Marsili, *Frases*.

1

Introdução

Neste capítulo são apresentados a motivação, o objetivo e a organização do presente trabalho. Na primeira seção, faz-se uma breve introdução sobre a importância do fenômeno de bolha de separação, onde ele ocorre e o que se espera alcançar com o presente trabalho. Na segunda seção, descreve-se de maneira sucinta os objetivos desta dissertação. E, na última seção, será descrita a estrutura do texto.

1.1

Motivação

O estudo de novas tecnologias para redução dos custos associados ao transporte de bens e pessoas se faz necessário em um cenário atual de globalização. Além disso, o crescente uso de equipamentos eletrônicos tem demandado novas tecnologias para aumentar a capacidade total de geração de energia. Neste contexto, tem-se observado uma contínua melhoria de performance aerodinâmica de dispositivos associados ao transporte e geração de energia, tais como: turbinas eólicas, motores à jato, veículos aéreos não tripulados (UAV) e micro veículos aéreos (MAV), conforme ilustrado na Figura 1.1. Um efeito que pode ocorrer nas superfícies aerodinâmicas desses diferentes dispositivos é a formação de bolhas de separação laminar, que causam perda de performance e, frequentemente, aumento de ruído aeroacústico.

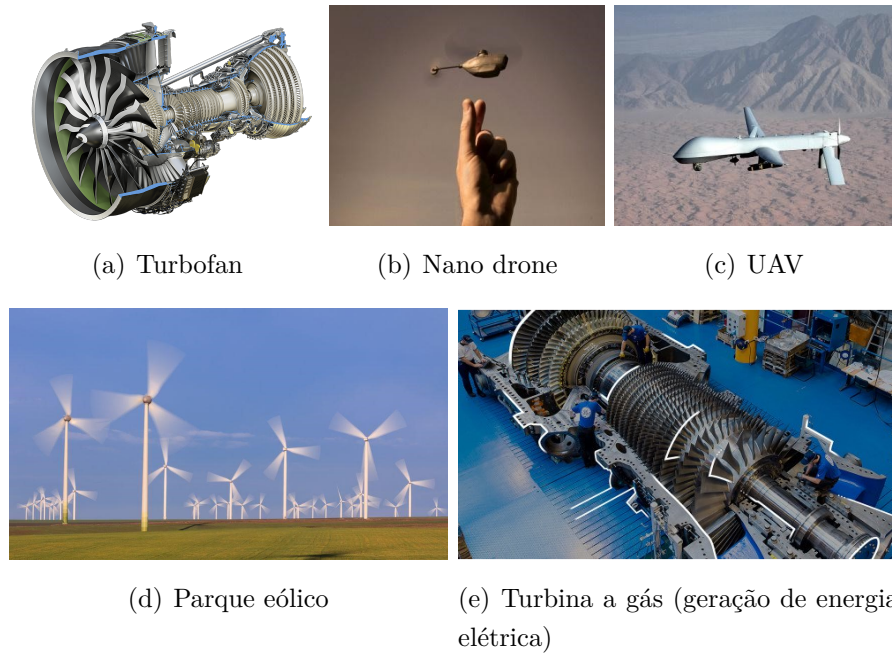


Figura 1.1: Exemplos de dispositivos aerodinâmicos onde pode ocorrer a formação de bolhas de separação laminar

No caso de aeronaves, por exemplo, a melhoria de performance é acompanhado pelo desenvolvimento de turbinas. Nestes equipamentos, destacam-se as turbinas de baixa pressão (*Low Pressure Turbine* - LPT) pois elas têm grande influência na performance de motores a jato. De acordo com Wisler (1998), um aumento de 1% na eficiência da LPT implica em um aumento de 0.7-0.9% na eficiência total da turbina, tipicamente.

Segundo Hodson e Dominy (1986), a perda de performance de uma LPT ocasionalmente está associada à formação de bolhas de separação laminar (*Laminar Separation Bubble* - LSB) na região de sucção dos aerofólios dessas turbinas. A formação da LSB ocorre numa determinada faixa do número de Reynolds (10^4 - 10^6) considerada baixa em relação aqueles observados em aerofólios de sustentação e controle de aeronaves comerciais. Para o cálculo do número desse Reynolds a dimensão de referência é a corda do aerofólio.

No caso de turbinas a gás, o estudo de Petrovic e Riess (1997) identificou a presença de bolhas de separação no último estágio de uma turbina de baixa pressão (presente em uma turbina a vapor de 165MW). No mesmo trabalho, os autores mostraram que o último estágio dessa turbina poderia operar em modo reverso, consumindo até 40% da energia gerada.

A fim de investigar o comportamento das bolhas de separação em condições mais próximas das reais, Schulte e Hodson (1996) investigaram a influência de perturbações externas nas perdas de uma LPT em baixo número de Reynolds. Os autores observaram que a presença de uma esteira, gerada por um cilindro a montante das pás da turbina, reduzia as perdas da turbina. Eles verificaram que a presença da perturbação gerava o processo de “*by-pass transition*”. Como o perfil turbulento é menos suscetível a separação, o gradiente de pressão gerado pelas pás não foi suficiente para causar o descolamento da camada limite. Devido a complexidade do fenômeno envolvido, ainda não há um modelo acurado, capaz de prever o comportamento do escoamento para uma ampla faixa de variação de parâmetros, tais como número de Reynolds, nível de turbulência, tamanho da camada limite, dentre outros.

Além da aplicação em turbinas de baixa pressão de aeronaves e geradores elétricos, os veículos aéreos não tripulados (VANT/UAV) também operam em faixas de números de Reynolds em que ocorrem fenômenos associados a bolhas de separação. No caso de VANTs, as condições de voo tendem a ser muito menos estáveis do que as condições de voo de aeronaves comerciais, devido a baixa altitude. Assim, essas aeronaves estão sujeitas a variações súbitas do nível de turbulência do escoamento. O trabalho de Everaerts et al. (2008) apresenta algumas aplicações para os veículos aéreos não tripulados, em especial o uso dos UAVs em mapeamento e sensoriamento de áreas remotas. O artigo apresenta, em números, os diversos sistemas de aplicação para os UAVs até um dado momento (Tabela 1.1).

	2004	2005	2006	2007
Civil/Commercial	33	55	47	61
Military	362	397	413	491
Dual purpose	39	44	77	117
Research	43	35	31	46
Developmental		219	217	269

Tabela 1.1: Quantidades de projetos em desenvolvimento para UAVs. Extraído e adaptado de Everaerts et al. (2008).

Alsahlan e Rahulan (2017) realizaram um estudo numérico sobre 12 diferentes perfis de aerofólio para uso em UAV de alta altitude operando em baixo número de Reynolds (5×10^5), em um ângulo de ataque de 6 graus. Os autores

confirmaram que, principalmente para pequenos ângulos de ataque, a bolha de separação era notada.

Outro trabalho que confirmou a presença das bolhas de separação nos perfis aerofólios usados em UAVs é o trabalho realizado por Kontogiannis e Ekaterinaris (2013). Os autores modelaram, otimizaram e avaliaram um protótipo de UAV alimentado por energia elétrica. Assim como no estudo anterior, foi identificada a presença da bolha de separação no perfil estudado bem como seu efeito nos coeficiente de sustentação e arrasto.

Em várias das aplicações citadas, pode ocorrer uma variação súbita no nível de perturbações do escoamento. Isso pode alterar o escoamento a montante do ponto de separação e, conseqüentemente, mudar o comportamento da bolha. Um dos poucos trabalhos da literatura dedicados à caracterização bolhas de separação em regime transiente, em relação ao nível de perturbações, é o trabalho de Yarusevych e Kotsonis (2017). Naquele estudo foi investigada a resposta dinâmica de uma bolha de separação a uma perturbação de amplitude modulada. Os autores verificaram que para determinada faixa de amplitude e frequência das perturbações, tanto as características topológicas quanto as estruturas coerentes dominantes no fenômeno sofreram mudanças significativas. Resultados sobre a evolução de parâmetros integrais da camada limite, tempo de recuperação e o crescimento das perturbações foram também obtidos. Apesar do fenômeno ter sido caracterizado naquele trabalho, ainda existem diversas questões sobre a dinâmica do escoamento nesse regime. Por exemplo, ainda não foi estudado de maneira detalhada o comportamento do escoamento em casos onde há uma completa remoção da bolha devido à transição da camada-limite a montante do ponto de separação. Esse cenário se aproxima daquele descrito por Schulte e Hodson (1996). Além disso, a influência de diferentes níveis de gradiente de pressão, não foi abordada.

A partir dessa breve introdução, nota-se que as bolhas de separação laminar são encontradas em diversas aplicações e podem ter grande influência na performance de veículos e geradores. A simulação numérica desse tipo de escoamento é, tipicamente, cara pois requer uma simulação acurada do processo de transição da camada limite (Marxen e Henningson, 2011). Logo, ainda existe uma demanda por modelos que permitam prever a ocorrência e o comportamento dessas bolhas (Serna e Lazaro, 2015), principalmente no regime transiente em relação ao nível de perturbações. Para isso, o conhecimento dos mecanismos físicos relacionados ao fenômeno é importante. A fim de buscar um melhor

entendimento sobre o fenômeno, esta tese tem como objetivo caracterizar os estágios iniciais da formação de uma bolha de separação em camada-limite laminar, bem como seu comportamento no regime transiente.

No presente trabalho, foi investigada a recuperação de uma LSB após uma súbita redução no nível de perturbações do escoamento. Para tal, foi projetado, construído e testado um gerador de perturbações do tipo fita vibrante. Dado o pioneirismo deste estudo no Brasil, espera-se que seus resultados possam contribuir para o desenvolvimento da indústria nacional e para alavancar a pesquisa e os investimentos ligados ao tema no estado do Rio de Janeiro.

1.2 Objetivo

O objetivo do presente trabalho é contribuir para a compreensão dos mecanismos responsáveis pela formação e desenvolvimento das bolhas de separação laminar em regimes com variação súbita do nível de perturbações do escoamento livre. Os objetivos específicos são:

- Construir uma fonte de geração de perturbações através da utilização de um eletroímã e uma fita metálica;
- Caracterizar uma bolha de separação gerada sobre uma placa plana;
- Validar a metodologia utilizada através de comparações com a literatura;
- Medir, com alta resolução temporal, o escoamento durante o processo da formação da bolha.

1.3 Organização do trabalho

A organização deste documento segue a sequência descrita a seguir. O primeiro capítulo compreende uma breve motivação e os objetivos do trabalho. No capítulo 2, é feita uma revisão bibliográfica sobre os conceitos fundamentais relacionados ao projeto. O capítulo 3 apresenta a metodologia experimental utilizada. Os resultados estão dispostos no capítulo 4. O quinto e último capítulo, conclui a pesquisa e apresenta sugestões para estudos futuros.

2

Revisão Bibliográfica

No presente capítulo, apresenta-se uma revisão dos conceitos e definições fundamentais, envolvidos na formação e evolução das bolhas de separação laminar, com o intuito de fornecer uma visão geral do fenômeno e dos principais parâmetros que o influenciam. Alguns dos conceitos descritos neste capítulo servem como base para o projeto da bancada experimental. O leitor familiarizado com conceitos básicos de camada limite pode iniciar a leitura a partir da seção 2.2, que trata especificamente de bolhas de separação laminar.

2.1

Camada-limite

Em 1904, Ludwig Prandtl mostrou que muitos escoamentos viscosos podem ser analisados dividindo-se em duas regiões, uma perto das fronteiras sólidas; e a outra, o restante do escoamento. De acordo com Prandtl, a influência da viscosidade no escoamento não pode ser desprezada na delgada região adjacente a uma fronteira sólida, denominada camada-limite.

O escoamento na camada-limite pode ser laminar ou turbulento. Não há um único número de Reynolds para o qual ocorre a transição do escoamento laminar para turbulento em uma camada-limite. Entre os fatores que afetam a transição estão o gradiente de pressão, a rugosidade superficial, a transferência de calor, as forças de campo e as perturbações da corrente livre (Pritchard et al. (2016)). Na Figura 2.1, podemos ver a representação da camada-limite em um aerofólio.

De acordo com a Figura 2.1, a camada limite laminar (*Laminar Boundary Layer* - LBL) começa a se desenvolver no ponto de estagnação e se estende até o ponto de transição (T). A partir do ponto de transição temos a formação de uma camada-limite mais espessa, chamada de camada-limite turbulenta (*turbulent boundary layer* - TBL). Ao final da superfície, pode ocorrer ou não a separação da camada-limite turbulenta (S).

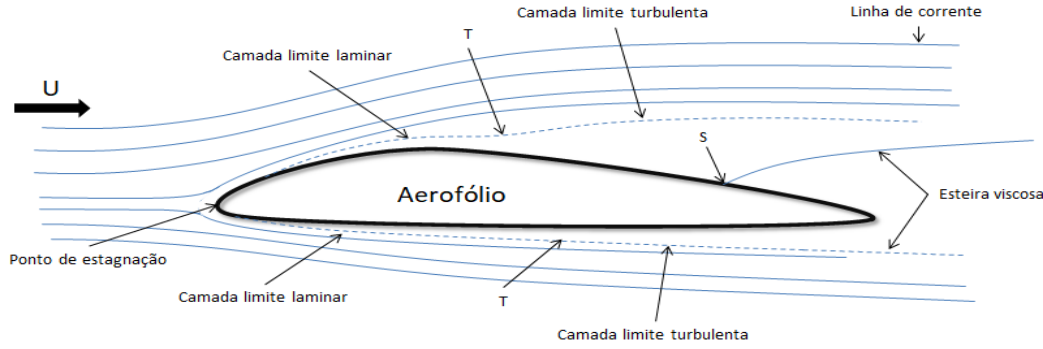


Figura 2.1: Camada-limite na superfície de um aerofólio. Extraído e adaptado de Pritchard et al. (2016)

2.1.1

Espessuras da camada-limite

A espessura da camada-limite não é muito clara pois os gradientes de velocidade na fronteira com o escoamento livre são pequenos e se aproximam assintoticamente de zero à medida que se afastam da superfície. Blasius propôs definir a espessura da camada-limite (δ_{99}) como sendo o local onde a velocidade u da camada-limite chegava a 99% da velocidade U_∞ do escoamento externo a camada-limite ($u=0.99U_\infty$). No caso de um escoamento externo submetido a um gradiente de pressão é comum utilizar a velocidade do escoamento potencial ao invés da velocidade do escoamento livre .

A espessura de deslocamento δ^* é definida como a distância que a placa seria deslocada de forma que a perda de fluxo de massa fosse equivalente à perda causada pela camada-limite. A expressão para o cálculo da δ^* é dada por:

$$\delta^* = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \approx \int_0^\delta \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (2-1)$$

A espessura de quantidade de movimento θ corresponde à distância que a placa seria movida de modo que a perda de fluxo de quantidade de movimento fosse equivalente à perda real causada pela camada-limite. Neste caso:

$$\theta = \int_0^\infty \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \approx \int_0^\delta \frac{u}{U} \left(1 - \frac{u}{U}\right) dy \quad (2-2)$$

O fator de forma é definido como a razão entre a espessura de deslocamento δ^* e a espessura de *momentum* θ . O fator de forma é um importante indicador do regime de escoamento e da estabilidade do escoamento a perturbações. Todos os parâmetros aqui apresentados são de relevante utilização tanto para

o estudo de camada-limite como para bolhas de separação. Na Figura 2.2, estão ilustradas as espessuras da camada-limite.

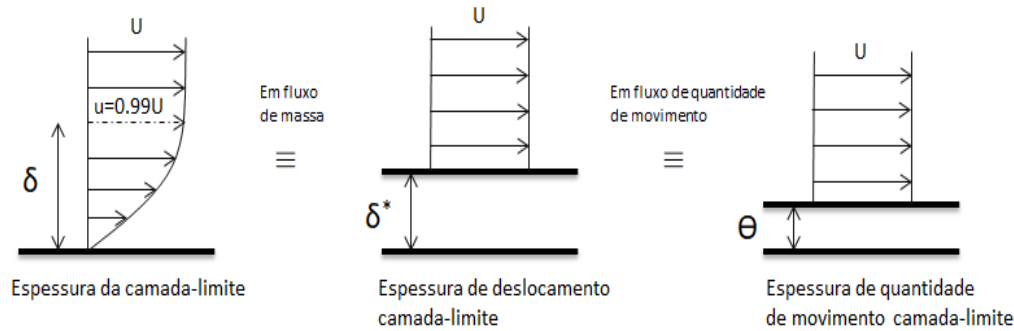


Figura 2.2: Representação das espessuras da camada-limite. Extraído e adaptado de Pritchard et al. (2016)

2.1.2

Separação da camada-limite

A condição necessária para termos um descolamento (separação) da camada-limite da superfície é a presença de um gradiente adverso de pressão ($dp/dx > 0$). Porém, nem sempre a presença desse gradiente de pressão causará separação da camada-limite. Camadas-limite turbulentas são menos suscetíveis a separação pois, em relação a camada-limite laminar, possuem maior quantidade de movimento próxima à superfície. Pela Figura 2.3, nota-se que o gradiente de pressão desfavorável está associado a uma região de desaceleração do escoamento (Região 3). A identificação do ponto de separação é obtida através da primeira derivada da velocidade em relação à direção normal do escoamento em $y=0$. Quando essa derivada se anula significa que a camada-limite começa a se descolar da superfície.

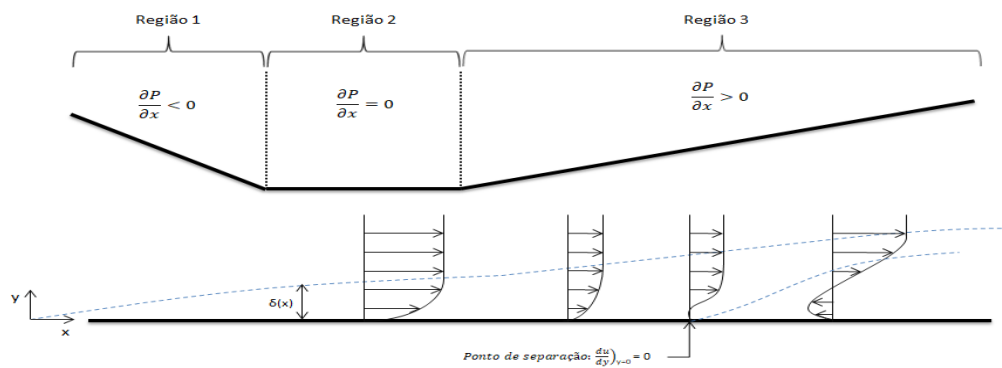


Figura 2.3: Diagrama de um canal convergente/divergente. Extraído e adaptado Pritchard et al. (2016)

2.1.3

Critérios de separação da camada-limite

Diversos métodos são encontrados na literatura para tentar prever o ponto onde a camada limite irá descolar. Dentre os mais conhecidos, destacam-se os métodos propostos por Goldschmied (1965), Stratford (1959), Lees (1970), Alber (1971). Neste trabalho foi aplicado o método de Stratford para o projeto do aparato experimental. De acordo com o método de Stratford, a posição do ponto de separação pode ser calculada da seguinte forma:

$$\left[1 - \left(\frac{U(x)}{U_0}\right)^2\right]^{1/2}(x_s - x_f) \frac{d}{dx} \left[\left(\frac{U(x)}{U_0}\right)^2\right] = -0.102 \quad (2-3)$$

Onde U_0 é velocidade do fluxo externo, desde a posição x inicial em x_s até a posição x final em x_f ; U é a velocidade dentro da camada limite.

2.1.4

Transição da camada-limite

A transição laminar-turbulento da camada-limite ocorre por influência de diversos fatores, dentre eles pode-se citar o gradiente de pressão, a rugosidade superficial, a intensidade da turbulência do escoamento livre, a curvatura da superfície, o número de Reynolds (Re) do escoamento. O processo de transição pode ocorrer de diferentes maneiras e, de acordo com Genc et al. (2012), alguns exemplos são: *natural transition*, *by-pass transition*, *separated flow transition*, *wake induced transition*, *reverse transition*.

Segundo Schlichting et al. (1960), é comum observar a transição natural no escoamento sobre uma placa plana, sem gradiente de pressão, com intensidade de turbulência do escoamento livre menor que 0.5% da velocidade média do escoamento livre e para um valor do número de Re entre 3.5×10^5 a 10^6 . Cabe ressaltar que a transição “natural” pode ser observada também em outras condições.

Schlichting et al. (1960) caracterizaram o processo de transição “natural” em 5 regiões (Figura 2.4 e 2.5). A partir do bordo de ataque até a posição de Re crítico, encontra-se um escoamento estável e laminar. A partir do Re crítico, ondas Tollmien-Schlichting (bidimensionais) de instabilidade começam a se desenvolver (Região 1). Na sequência, tem-se a formação de ondas de instabilidade tridimensionais e o surgimento de vórtices (Região 2). Na Região

3, há uma quebra e liberação dos vórtices formados na Região 2. Na Região 4, os *spots* de turbulência são formados. Por fim, temos a coalescência dos *spots* em um escoamento completamente turbulento (Região 5).

O processo de *by-pass transition* ocorre quando as regiões 1, 2, 3, se fundem numa única região. Geralmente, isso ocorre quando a intensidade de turbulência do escoamento livre é alta ou, por exemplo, quando o perfil de velocidades da camada-limite é severamente distorcido pela presença de escrescências na superfícies. Entretanto este processo de *by-pass transition* pode ocorrer de diversas formas e ainda não há um consenso na literatura sobre o assunto.

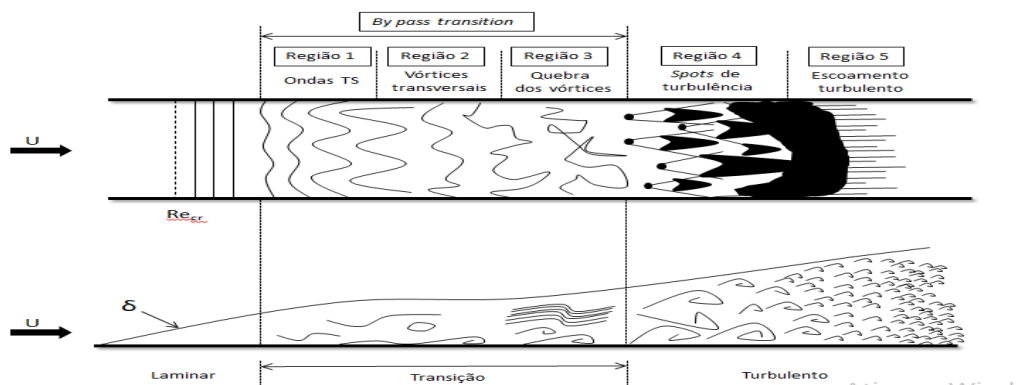


Figura 2.4: Estágios da transição natural da camada-limite. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).

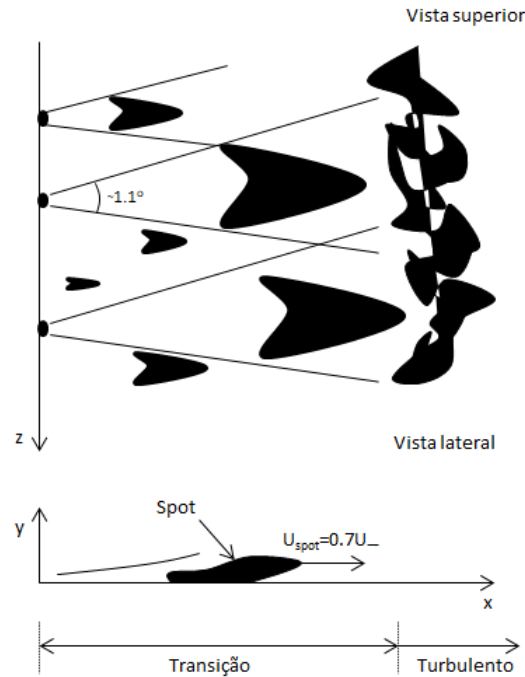


Figura 2.5: “Spots” da transição natural da camada-limite. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).

2.2

Bolhas de separação laminar

A formação da bolha de separação ocorre devido à separação da camada limite laminar. A imposição de um gradiente de pressão adverso ao escoamento é responsável pelo descolamento da camada-limite da superfície (*laminar separation point*). Na camada limite separada, ocorre o rápido crescimento de determinadas perturbações que promovem o processo de transição do escoamento laminar para o turbulento. Com a presença da camada-limite turbulenta, o escoamento tem um aumento na quantidade de transferência de massa e *momentum*; consequentemente, ocorre uma maior mistura entre o escoamento na região separada e na região não separada. Essa troca de quantidade de movimento faz com que a camada-limite retorne o contato com a superfície e se recale (*turbulent reattachment point*). O ponto exato de recolamento é de difícil detecção e o que se observa é a formação intermitente de uma zona de recirculação entre o ponto de separação e o ponto de recolamento. Pode-se observar na Figura 2.6 que as bolhas de separação são responsáveis por mudanças nos coeficientes de arrasto e sustentação de uma superfície e/ou um corpo (como em aerofólios, por exemplo).

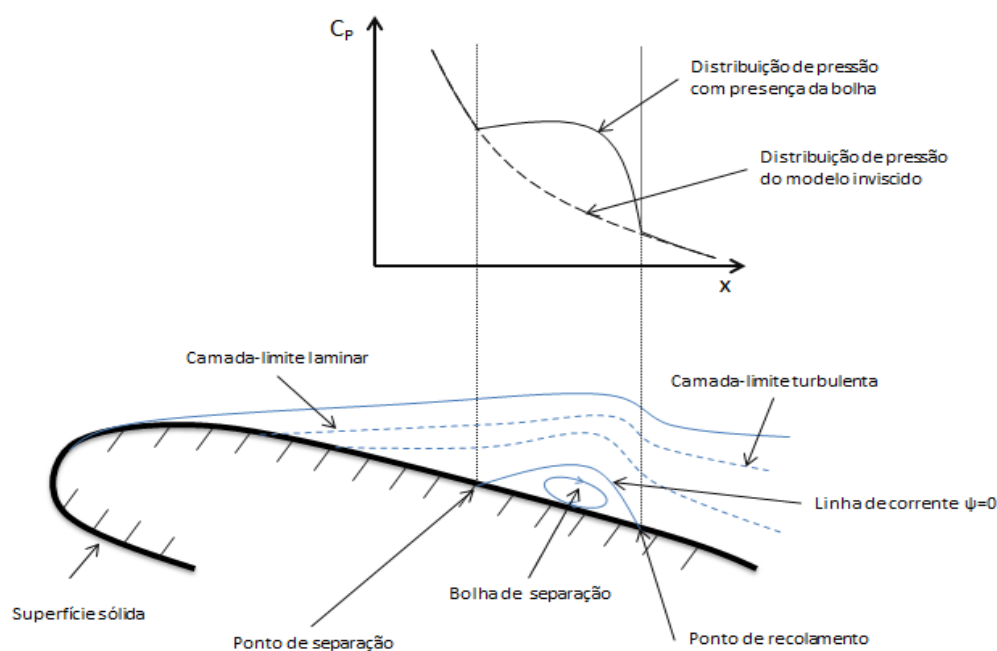


Figura 2.6: Efeito da LSB na distribuição da pressão. Extraído e adaptado de Schlichting et al. (1960).

Desde a década de 1960, inúmeros estudos sobre bolhas de separação vêm sendo realizados (Gaster M., 1964). Os estudos acerca do comportamento das bolhas de separação são divididos aqui, para a didática do texto, em dois regimes definidos de acordo com o nível de perturbações do escoamento a montante da separação: regime permanente e regime transiente. Na literatura, a caracterização da topologia do escoamento separado é tipicamente feita para o regime permanente. O comprimento e a altura da bolha; a posição e o ângulo da separação da camada-limite; o fator de forma (H); o comprimento laminar e o número de Re baseado na espessura de *momentum* no ponto de separação (Re_{θ_s}) são exemplos de parâmetros que ajudam na caracterização das bolhas. No regime transiente, a bolha apresenta variação significativa desses parâmetros (Michelis et al, 2017). Nesse último caso, outros parâmetros se tornam relevantes como tempo de recuperação, taxa de crescimento da bolha, dentre outros. Diversos trabalhos buscaram caracterizar as bolhas no regime permanente e poucos no regime transiente. Nesta seção será apresentada uma revisão dos trabalhos da literatura que abordaram esses tópicos.

Segundo o estudo feito por Gaster (1966), para número de Re na faixa mais próxima de 10^6 é mais comum a formação de bolha curta (*short bubble*), com comprimento da ordem de 1% da corda. De acordo com Gaster, as mudanças na distribuição de pressão sobre a região de sucção dos aerofólios finos, cau-

sadas por bolhas curtas, normalmente produzem alterações insignificantes nos parâmetros de performance dos aerofólios; tais como sustentação, arrasto e momento etc. Entretanto, pequenas mudanças no ângulo de ataque dos aerofólios ou na velocidade do escoamento podem causar mudanças no comportamento da bolha, fazendo com que ela varie significativamente de comprimento. Esse fenômeno de alongamento da bolha é conhecido como *bursting*. Nessas condições, a bolha se torna não estacionária. Como a presença das bolhas longas induz mudanças relevantes na distribuição de pressão e, conseqüentemente, nos parâmetros de performance dos aerofólios, a previsão desse comportamento torna-se importante. Gaster (1966), então, propôs critérios para determinar a condição em que o fenômeno ocorre, sugerindo que o mesmo é governado por ondas de instabilidades do tipo Tollmien-Schlichting. Ainda neste trabalho, a condição de *bursting* foi observada para valores de Re_{θ_s} maiores que 300.

Naquela mesma época, Tani (1964) investigou o escoamento sobre um aerofólio e sobre uma esfera, buscando estabelecer uma correlação para a influência do número de Re_{δ^*} e a formação de bolhas. Com base nos dados experimentais, o autor sugeriu que existe uma faixa de valores de Re_{δ^*} no ponto de separação para o qual há a formação da bolha de separação. Segundo ele, essa faixa fica em torno de 350 a 900.

Mayle (1991) comparou o resultado dos trabalhos desenvolvidos por Gault (1955), Gaster (1969), Robert (1980) and Bellows (1985) e identificou uma relação entre o número de Re_{θ_s} no ponto de separação e o número de Re da região de transição ($Re_{LT} = (x_T - x_t)U/\nu$, onde x_T e x_t são os pontos final e inicial da transição, respectivamente) para uma intensidade de turbulência constante (Figura 2.7).

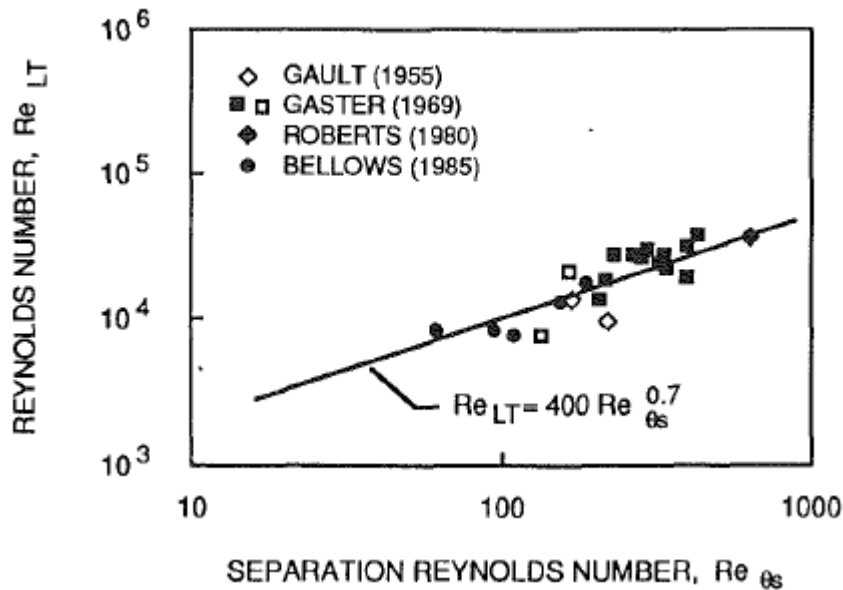


Figura 2.7: Relação entre a região de transição e o Re na separação. Extraído e adaptado de Mayle (1991).

Mayle (1991) constatou que maior parte dos dados experimentais seguiam, aproximadamente, a seguinte relação:

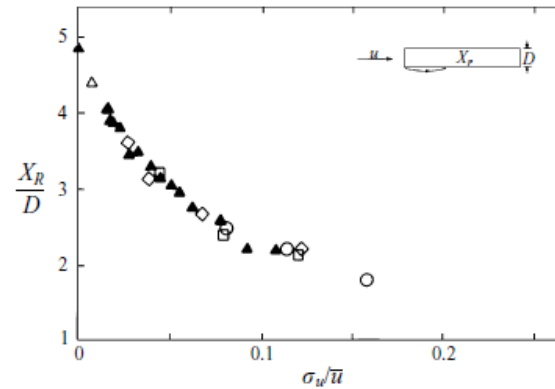
$$Re_{LT} = 400 Re_{\theta_s}^{0.7}$$

Hatman e Wang (1998) realizaram um estudo experimental em um túnel de vento com nível de turbulência variado entre $Tu = 0.45 - 0.90\%$. Três casos de bolhas foram estudados: bolha laminar curta, longa e bolha transicional. O início da transição foi relacionado com o valor máximo do fator de forma H . Examinando mapas de velocidades médias (\bar{u} , \bar{v}) e suas flutuações (u' , v'), os autores observaram que as maiores flutuações de velocidade ocorriam na região de recolamento da bolha. Para bolhas laminares, a posição y/δ^* onde houve a maior magnitude de u' foi em 0.35. Mediante uma análise das flutuações de velocidade, foi observado que, a partir da posição de máximo H , ocorreria um rápido crescimento das perturbações em uma banda de frequências bem conhecida. Em posições a jusante do ponto de transição, a energia das frequências dominantes foi se distribuindo por todo o espectro, indicando uma fusão entre pequenos vórtices em vórtices maiores.

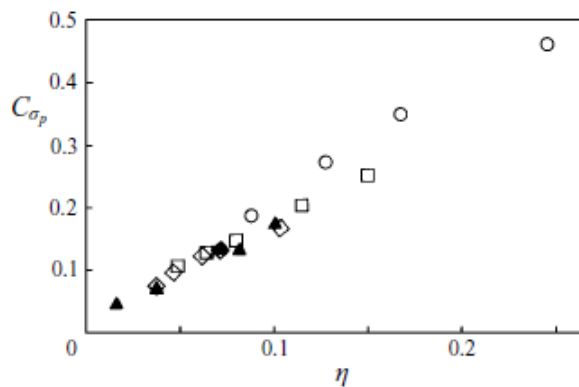
Saathoff e Melbourne (1997) estudaram os efeitos da intensidade turbulenta na distribuição de pressão ao longo da superfície de uma placa com bordo de ataque do tipo *sharp edge*. Eles constataram que quanto maior a intensidade

turbulenta, menor o comprimento da bolha e maior a intensidade das flutuações de pressão na região próxima do bordo de ataque (Figura 2.8).

Experimentos feitos por Diwan e Ramesh (2007), Yarusevych e Kotsonis (2017) e Swift (2009) mostraram que o aumento do Re diminui tanto a altura quanto o comprimento da bolhas de separação (Figura 2.9). Na região próxima ao ponto de separação o crescimento das perturbações é bem previsto pela teoria de estabilidade linear.

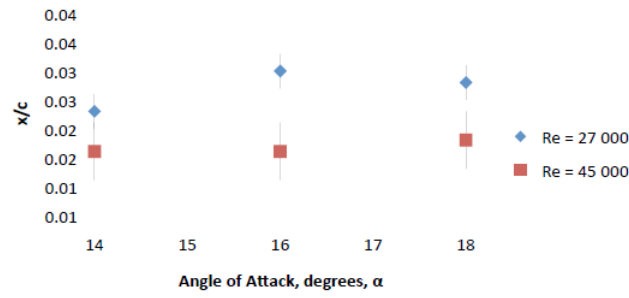


(a) Variação do ponto de recolamento

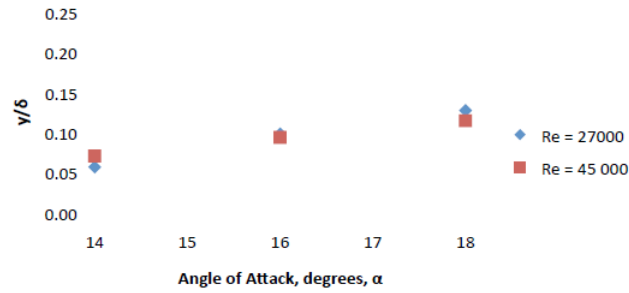


(b) Variação do coeficiente de pressão

Figura 2.8: Influência da intensidade turbulenta no ponto de recolamento e no coeficiente de pressão. Extraído de Saathoff e Melbourne (1997).



(a) Variação do comprimento da bolha



(b) Variação da espessura da bolha

Figura 2.9: Influência do número de Reynolds e do ângulo de ataque no comprimento e na espessura da bolha de separação. Extraído de Swift (2009).

Os trabalhos de Serna e Lázaro (2015b) e Serna e Lázaro (2015a) propuseram correlações para alguns parâmetros da bolha: L_I/θ_s (onde L_I corresponde ao comprimento laminar da bolha), γ da separação, gradiente de pressão adimensional e o número de Re_{θ_s} para ocorrência de *bursting*. Algumas dessas correlações foram utilizadas para validação dos resultados obtidos no âmbito desta dissertação e por isso são reproduzidos no capítulo Resultados.

Lang et al. (2004) publicaram um estudo sobre a influência de perturbações 2D e 3D no desenvolvimento de bolhas de separação laminar. Os resultados obtidos foram comparados com simulações DNS e com a teoria linear de estabilidade (LST). Medições de velocidade com LDA (*Laser Doppler Anemometry*) e PIV (*Particle Image Velocimetry*) foram realizadas em um canal de água com $Tu = 0.05\%$. Mediante os dados médios de velocidade, foi observado que a evolução de δ^* e θ eram iguais nos dois casos estudados. Paralelamente, foi observada uma maior influência das perturbações 2D (indicados na Figura 2.10 por (1,0)) perante às perturbações 3D (indicados na Figura 2.10 por (1,2)) na topologia do fenômeno. Quando comparados os resultados das flutuações de velocidade com as simulações e a teoria linear, o modo que teve maior concordância foi aquele gerado pelas ondas TS. As taxas de amplificação das

perturbações, por sua vez, confirmaram a maior importância das perturbações 2D no processo de transição da camada cisalhante.

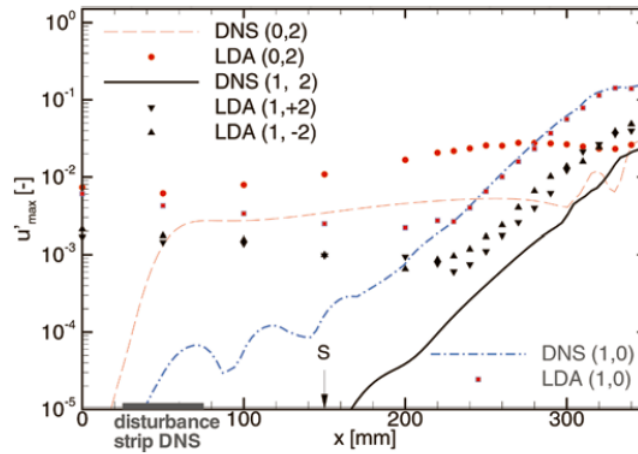


Figura 2.10: Amplificação de perturbações em uma bolha de separação.(S) denota o ponto de separação da camada-limite

. Extraído de Lang et al. (2004).

No estudo feito por Hain et al. (2009), buscou-se detalhar os efeitos da intensidade turbulenta no desenvolvimento das bolhas de separação. A bolha de separação estudada se desenvolveu sobre a superfície do aerofólio SD7003 imerso em um canal de água ($Tu=0.28\%$). Foram analisados campos instantâneos de velocidade, a formação e a ejeção periódica de vórtices. As medições foram feitas utilizando a técnica de velocimetria por imagem de partícula com alta resolução temporal (TR-PIV). Os resultados demonstraram que, de fato, a formação de vórtices na esteira da bolha era quase periódica e ocorria em uma faixa de frequências bem definida (como visto na Figura 2.11).

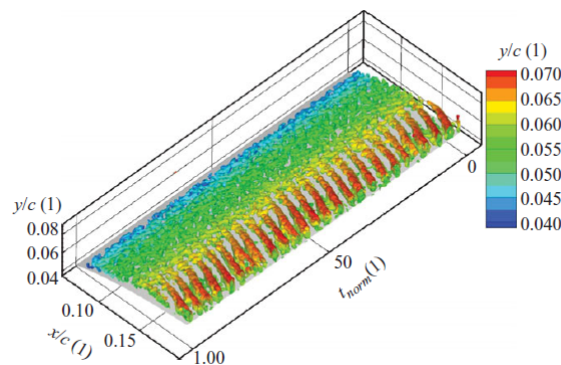


Figura 2.11: Isosuperfícies de vorticidade indicando a formação periódica de vórtice. Extraído de Hain et al. (2009).

As simulações numéricas reportadas nos trabalhos de Marxen e Henningson (2011) e Rist e Augustin (2006) analisaram a evolução de vórtices periódicos formados na região de transição da camada cisalhante da bolha. De acordo com as simulações, nos estágios iniciais os vórtices possuem uma distribuição 2D. Tal verificação corrobora com os resultados experimentais reportados por Hain et al. (2009). Nas simulações, a estrutura nos estágios iniciais da transição apresenta um único filamento de vórtice. Em um segundo estágio, essas estruturas evoluem para uma formação 3D, com uma aparente periodicidade na direção transversal. Em um último estágio de evolução, há a ruptura dos vórtices, o escoamento se torna altamente tridimensional e ocorre a transição para o regime turbulento. Logo, a maioria dos trabalhos associa o ponto de recolamento da camada cisalhante à ruptura dessas estruturas de vórtices. Marxen e Henningson (2011) observaram uma relação entre a dinâmica dos vórtices e a amplitude do forçamento. Segundo eles, quanto mais próxima da superfície estiver a camada cisalhante no ponto de transição, menor será a distância entre os vórtices e a respectiva superfície após a ruptura. Este cenário ocorre quando se aumenta a amplitude do forçamento. Uma discussão em torno do processo de *bursting* foi abordada. Conjecturas sobre o mecanismo de “*feedback*” e a possibilidade de instabilidades globais foram levantadas. Por fim, foi concluído que a formação das estruturas 2D era essencial para haver recolamento da camada cisalhante.

Os resultados dos experimentos de Yarusevych e Kotsonis (2017) mostraram que um aumento na amplitude da excitação promoveu uma diminuição e estabilização do tamanho da bolha, corroborando com as simulações de Marxen e Henningson (2011). Isso implicou em uma diminuição do cisalhamento e uma consequente redução na taxa de crescimento das perturbações. Foi observada também uma leve alteração das frequências mais instáveis. Os resultados sugeriram que boa parte dos estudos realizados com perturbações controladas podem representar uma situação diferente daquela observada no caso natural, onde as perturbações da camada-limite apresentam modulação de amplitude e frequência (*wavepackets*).

No estudo de Yarusevych e Kotsonis (2017), foi investigada a influência da frequência da perturbação no processo de ejeção dos vórtices. Na Figura 2.12, foi reproduzido um dos resultados reportado naquele trabalho. Segundo aqueles autores, a perturbação que apresentou mudanças mais significativas no espectro de energia foi aquela gerada na frequência dominante da bolha ($f^+ = 6$). Eles, então, optaram por utilizar perturbações com diferentes

amplitudes, nessa frequência, para alterar a resposta da bolha.

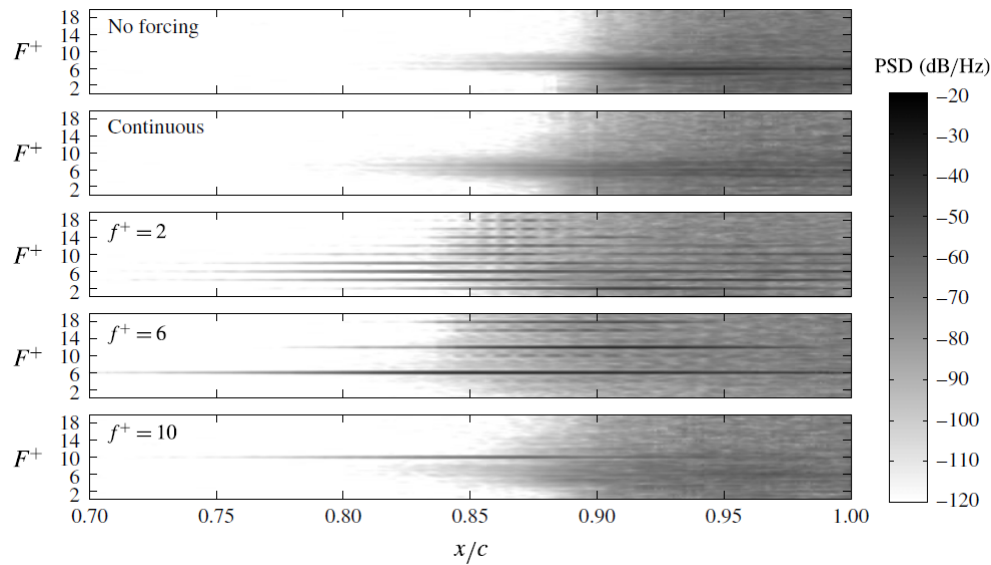


Figura 2.12: PSD das flutuações de velocidade v' para diferentes frequências de perturbação artificial. Extraído de Yarusevych e Kotsonis (2017).

O estudo desenvolvido por Rodríguez e Theofilis (2008) analisou a relevância de diferentes mecanismos de instabilidade que podem ocorrer nas bolhas de separação. O primeiro mecanismo está relacionado à atuação da bolha como um amplificador de perturbações convectivas. Já o segundo mecanismo diz respeito ao crescimento das perturbações intrínsecas às bolhas, através da instabilidade absoluta. Utilizando uma análise biglobal, a instabilidade absoluta da bolha de separação foi estudada. De acordo com os autores, existe um processo de *feedback* na bolha de separação capaz de sustentar e amplificar as instabilidades absoluta. Além disso, eles observaram que forçamentos introduzidos no escoamento a montante também são capazes de influenciar os modos globais.

Já no trabalho de Rodríguez et al. (2013), foi sugerido que a instabilidade absoluta estava ligada à tridimensionalização da bolha em casos onde velocidade do escoamento reverso excede 7% da velocidade do escoamento livre. Este processo é difícil de ser comprovado experimentalmente pois o crescimento de perturbações a partir da instabilidade absoluta ocorre desde a formação da bolha. Logo, seus efeitos só podem ser observados nos instantes próximos à formação da separação.

Estudos acerca dos instantes iniciais da formação da bolha são escassos na literatura. Um dos trabalhos que abordaram o problema foi o Michelis et al.

(2017), onde foi investigado a resposta da bolha a uma perturbação do tipo impulso. Alguns autores buscam associar esse evento ao efeito de instabilidades globais. O trabalho de Michelis et al. (2017) sugere que no processo de crescimento da bolha pode ocorrer um comportamento semelhante ao *bursting*. Foi notado que a bolha se alongou para um comprimento maior do que em seu estado permanente antes de, efetivamente, assumir seu comprimento estacionário.

Michelis et al. (2017) observaram observadas mudanças no processo de ejeção de vórtices durante o regime transiente das bolhas. Nos estágios iniciais do crescimento da bolha, os vórtices apareceram com pouca energia. Conforme a bolha foi se alongando, a energia dos vórtices desprendidos foi aumentando até que a bolha atingisse uma estabilização. Uma forte correlação foi mostrada entre o fator de forma H e a evolução do crescimento das perturbações e suas frequências. A taxa de crescimento das perturbações apresentou um crescimento linear em relação ao fator de forma e independente da amplitude da perturbação; enquanto a frequência das perturbações apresentou um comportamento não linear e dependente da amplitude do forçamento.

Ainda no estudo de Michelis et. al, os autores caracterizaram a perturbação tipo impulso utilizada. Uma tríade de vórtices foi observada para este tipo de forçamento. Segundo eles, o vórtice gerado com o impulso (V_p) foi responsável pela formação de outros dois vórtices, sendo um vórtice a montante (V_d) e outro a jusante da perturbação (V_u). A distância entre os vórtices foi alterada conforme o vórtice mais a jusante passava pela região de máxima altura da bolha. Analisando a evolução temporal da perturbação, foi visto que a mesma assumiu uma frequência de oscilação correspondente à flutuação de velocidade de maior energia da bolha sem forçamento, concordando com as predições da teoria linear de estabilidade. A velocidade convectiva da perturbação artificial foi obtida através dos contornos da integral da velocidade v ao longo de y , para todos os instantes de tempo. Essa velocidade assumiu valor constante ($0.46U_0$), mostrando-se independente da amplitude do forçamento. Em relação ao crescimento das flutuações de velocidade dos respectivos vórtices, V_p e V_d mostraram taxas iguais de amplificação até a região de máxima altura da bolha. De acordo com os autores, a estabilidade da camada cisalhante, ou seja, o crescimento de V_p , só é afetada quando a perturbação gerada passa, de fato, pela altura máxima da bolha.

Estudos que buscam caracterizar o comportamento transiente de bolhas de separação ainda se encontram em um estágio de maturidade inicial. Informações acerca da evolução temporal de parâmetros topológicos da bolha, do escoamento base, da taxa de crescimento das perturbações, do tempo de recuperação da bolha ainda são pouco encontrados na literatura. Este trabalho, portanto, visa preencher algumas dessas lacunas.

3

Metodologia

Neste capítulo são descritos a abordagem proposta no presente estudo, o aparato e o procedimento experimental adotados. A bolha de separação foi reproduzida em um canal de água equipado com uma placa plana. Acima dessa placa foi montada uma placa convergente-divergente para criar um gradiente de pressão adverso. Na camada-limite da placa, foi inserido um gerador de perturbações para excitar a transição do escoamento e alterar a bolha. A técnica de Velocimetria por Imagem de Partícula (*Particle Image Velocimetry* - PIV) foi utilizada para medições de campos instantâneos de velocidades. A primeira seção deste capítulo descreve a abordagem escolhida para a investigação das bolhas de separação em regime com variação do nível de perturbações do escoamento a montante da separação. Na seção sobre a técnica experimental, descreve-se, brevemente, o método de medição de campos de velocidade empregado. Já na seção Aparato Experimental, apresenta-se a bancada de testes. Na terceira e última seção, descreve-se o procedimento experimental utilizado para a aquisição das imagens, bem como o posterior tratamento dos dados.

3.1

Abordagem proposta

A abordagem proposta para a realização do presente trabalho foi escolhida com o intuito de preencher uma lacuna no conhecimento sobre o comportamento transiente de bolhas de separação. Utilizando-se um gerador de perturbação do tipo fita vibrante, capaz de gerar perturbações controladas, foi proposto estudar com alta resolução temporal o processo de crescimento de uma bolha de separação desde os instantes iniciais de sua formação até a sua recuperação completa (bolha em regime quase-estacionário). Desta forma, utilizou-se o perturbador para forçar a transição laminar-turbulento do escoamento na camada limite a montante da bolha. Em seguida, desligou-se subitamente o gerador e mediu-se o campo de velocidades do escoamento desde o instante de desligamento do perturbador até a completa recuperação da bolha. O procedimento foi sincronizado, o que permitiu a extração de média de eventos,

para a redução de ruídos espúrios nos dados. Todo o pré-processamento, o processamento e o pós-processamento das imagens foram feitos em rotinas de programação desenvolvidas em MATLAB no próprio laboratório.

Neste trabalho buscou-se analisar algumas características da bolha de separação no regime transiente, tais como: comprimento e altura; ângulo de separação; regiões laminar e turbulenta; número de Re baseado na espessura de deslocamento e na espessura de quantidade de movimento; e frequências dominantes.

3.2

Técnica Experimental

A técnica PIV tem por objetivo a aquisição de campos instantâneos de velocidade por meio da captura de pares de imagens do escoamento. A partir da identificação do deslocamento de partículas traçadoras adicionadas ao fluido é possível obter o campo de velocidades. A iluminação das partículas traçadoras é feita através de uma fonte de luz pulsada. Para realizar medições com técnica PIV são necessários equipamentos como câmeras, *laser*, espelhos, lentes, alvo de calibração e partículas traçadoras. O método PIV e os equipamentos utilizados neste trabalho serão descritos a seguir.

3.2.1

Medição de campos de velocidade com a técnica PIV

As técnicas ópticas para a medição de campos de velocidade em escoamentos surgiram como alternativa às técnicas convencionais de medição pontual, como a anemometria de filme/fio quente e a anemometria *laser* Doppler. Uma das vantagens de se utilizar tal técnica está na não intrusão de sondas e objetos estranhos no escoamento. Com a captura de campos instantâneos de velocidades, informações sobre algumas das derivadas espaciais da velocidade podem ser recuperadas, fornecendo assim grandezas importantes do escoamento.

Existem diferentes tipos de variação dessa técnica, porém todas elas consistem na determinação do deslocamento de partículas traçadoras dispersas no fluido e iluminadas externamente por um plano de luz pulsada. A representação de um esquema para medição com a técnica de velocimetria por imagem de partícula é ilustrada na Figura 3.1. Com uma câmera fotográfica alinhada ortogonalmente ao plano de luz, registra-se a posição das partículas (ou de um

grupo de partículas) em dois ou mais instantes de tempo consecutivos e precisamente conhecidos. Algoritmos de processamento de imagens são utilizados para determinar o campo de deslocamento das partículas ou grupos de partículas, fornecendo o campo de velocidade desejado, uma vez que o intervalo de tempo é conhecido (Abrantes et al., 2012).

O que difere essas técnicas é a concentração de partículas utilizada para captura das imagens. Quando há um baixo valor de concentração de partículas, mas a distinção individual das mesma se torna possível, a técnica aplicada denomina-se *Particle Tracking Velocimetry* (PTV). Oposta a PTV, ou seja, quando há uma alta concentração de partículas, temos o *Laser Speckle Velocimetry*, (LSV).

No caso da técnica *Particle Image Velocimetry* (PIV), a concentração de partículas é tal que o acompanhamento das trajetórias é feito pela seleção de um grupo de partículas e não de uma partícula individual. Hoje em dia, a técnica PIV é a mais utilizada dentre as três, devido a facilidade de processamento e a resolução espacial constante, quando comparada com a técnica de PTV, e pela necessidade de menor quantidade de partículas, quando comparada a técnica de LSV.

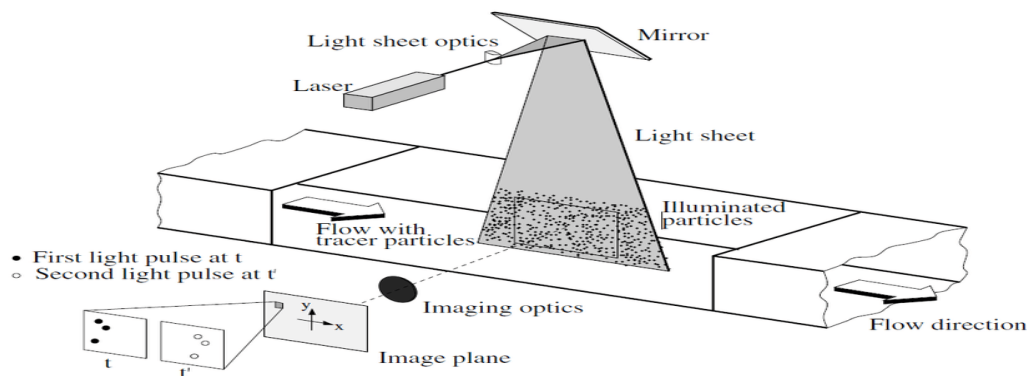


Figura 3.1: Representação de um esquema de medição PIV. Extraído de Raffel et al. (2018).

Uma das etapas da técnica PIV consiste em relacionar o campo físico de medição com o campo gerado na imagem. Para tal, é necessário utilizar algum artifício capaz de correlacionar medidas do espaço físico com medidas em *pixels* da câmera. Isso é feito mediante o uso de alvos de calibração. No presente trabalho, foi utilizado um alvo de calibração quadrado de superfície com espaçamento de 1cm entre as marcações.

Apresentada a ideia básica de funcionamento da técnica de medição de campo de velocidade, apresenta-se a seguir algumas técnicas empregadas no processamento das imagens e os equipamentos utilizados.

3.2.1.1

Pré-processamento

Etapas de pré-processamento das imagens são aplicáveis em medições onde as imagens capturadas apresentam condições não ideais, tais como, baixa iluminação, alto nível de ruído e a presença de objetos estáticos. Logo, no pré-processamento, busca-se eliminar esses objetos estacionários e equalizar a intensidade da luz espalhada pelas partículas. Com o pré-processamento, é possível melhorar a etapa de processamento (Raffel et al., 2018). Técnicas como subtração da médias das imagens e a aplicação de filtro passa-alta ou passa-baixa são comumente usadas nesta etapa. Na Figura 3.2, temos a sequência de pré-processamento aplicada neste trabalho.

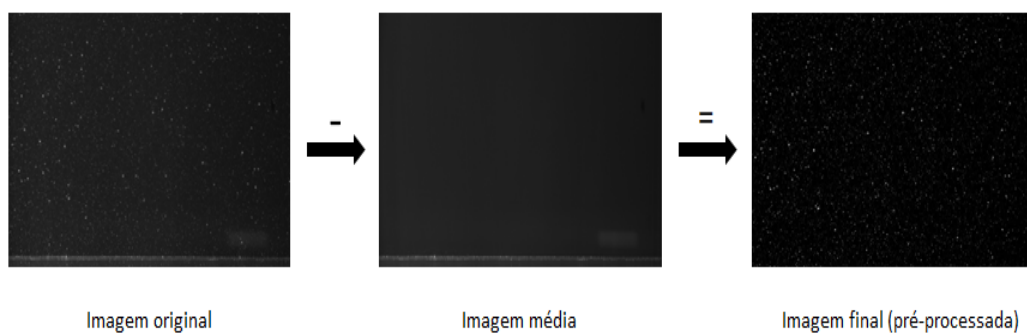


Figura 3.2: Condicionamento de uma imagem PIV

Observando a melhora das imagens obtidas com o pré-processamento, é notável a importância desta etapa. Na próxima seção, está descrito o processamento das imagens do PIV.

3.2.1.2

Processamento

Em sistemas PIV, o cálculo do deslocamento espacial das partículas é feito através do conceito estatístico de correlação e de funções interpoladores. A correlação é aplicada em janelas de interrogação extraídas dos pares de imagem capturados. Essa janela corresponde a uma pequena área (em *pixel*) da imagem original. O cálculo da correlação pode ocorrer em janelas estáticas ou em

múltiplos passos. Na utilização de janela estática, uma única área de janela é processada do início ao fim. Em sistemas múltiplos passos, é definida uma janela inicial e outra final. Por conseguinte, a correlação é feita em janelas de tamanho variado. O processo é iniciado com a correlação sendo realizada em uma janela de interrogação maior. Em seguida, é calculada a correlação de uma janela menor dentro da área da janela maior. Este processo segue sequencialmente até a obtenção da correlação da menor janela definida.

Neste trabalho foi utilizado um sistema múltiplos passos, onde as imagens originais tinham 2560x2560 *pixels* e as janelas de interrogação inicial e final tinham, respectivamente, 64x64 *pixels* e 16x16 *pixels*, com sobreposição de 75 %. Desta forma, a janela final de interrogação define a resolução espacial da etapa de processamento. A correlação para cada janela de interrogação é obtida da seguinte maneira:

$$R_{I_1 I_2}(\Delta i \Delta j) = \sum_i \sum_j I_1(i, j) I_2(i + \Delta i, j + \Delta j)$$

onde I_1 e I_2 são as intensidades de cada janela, e os índices i e j são os *pixels* das respectivas janelas. Com a correlação da equação acima, obtemos um mapa de intensidade. Em certos casos, com o intuito de reduzir esforço computacional, torna-se interessante utilizar o conceito de transformada de Fourier para o cálculo da correlação. Geralmente, após a obtenção do mapa de correlação, funções de ajuste são utilizadas na interpolação dos picos de correlação. No processamento dos dados deste trabalho foram utilizadas funções de ajuste gaussiano 2D (ver Raffel et al., 2018).

Sabendo-se o deslocamento das partículas e o intervalo de tempo entre os pulsos do *laser*, pode-se então calcular a respectiva velocidade. A influência das partículas, o intervalo de tempo entre as imagens e os diferentes métodos de interrogação são abordados em Abrantes et al. (2012). Na seção seguinte serão apresentados os equipamentos utilizados nos ensaios experimentais.

3.3

Aparato Experimental

Nesta seção apresentam-se algumas características importantes da bancada experimental utilizada, bem como o projeto do gerador de perturbações que foi empregado na campanha de testes.

3.3.1 Canal de Água

O canal de água do Laboratório de Engenharia de Fluidos da PUC-Rio foi fabricado pela *Midwest Mechanics* e customizado sob demanda. O equipamento possui um volume total de $15m^3$ de água e comprimento total de 11.65m, divididos em 5 seções, conforme ilustrado nas Figuras 3.3 e 3.4.

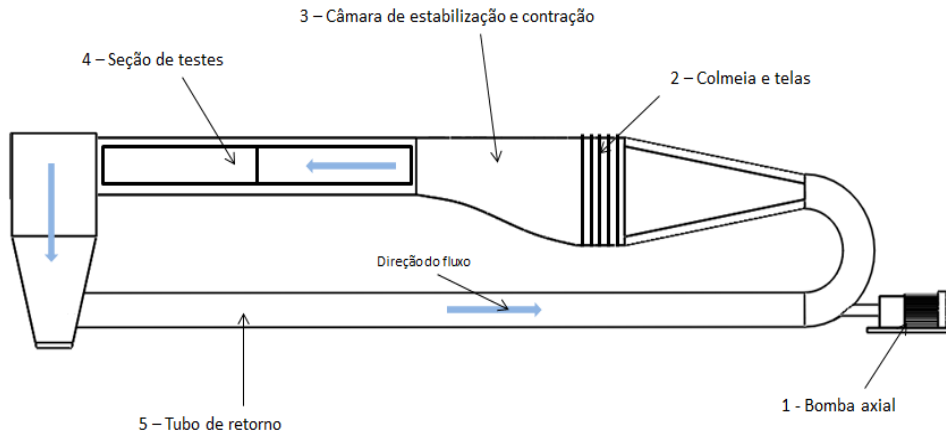


Figura 3.3: Esquema representativo do canal de água aberto do LEF



Figura 3.4: Foto do canal de água aberto do LEF

A primeira seção, contendo a bomba centrífuga de 40 Hp, é responsável por induzir o movimento do fluido que escoar dentro do canal. Um inversor de frequência permite o ajuste da velocidade de rotação do motor. O inversor opera entre 0.1 e 18 Hz.

A segunda seção, projetada com a área da seção transversal variável (razão de contração/expansão 4:1), conta com uma sequência de quatro telas de aço

inoxidável com malhas finas posicionadas a jusante de uma colmeia. Cabe ressaltar que na curva, após o sistema de bombeamento, existem estatores que reduzem a rotação do escoamento. A redução da rotação residual é feita pela colmeia. A jusante da colmeia e das telas, a turbulência do escoamento é dissipada em uma câmara de estabilização.

A terceira seção, construída com paredes de vidro, possui área transversal retangular de 0.86 x 0.64 m (largura x altura) e 4m de comprimento. O acesso óptico requerido pela técnica de medição e a visualização do fenômeno só foram possíveis devido à utilização do vidro como parede.

A quarta seção fecha o circuito do fluxo da água conectando a seção de testes à seção inicial do canal por meio de uma tubulação de retorno de 20 polegadas. Em anexo ao circuito fechado do canal, ramificado da seção de retorno, a quinta seção contém um circuito de filtragem da água. Esse circuito é composto por uma segunda bomba, um filtro de carvão ativado e um filtro ultra-violeta (UV). O filtro de carvão ativado foi utilizado com a finalidade de reter as partículas indesejadas no escoamento antes da inserção de partículas traçadoras, enquanto o filtro UV tinha a finalidade de evitar a proliferação de microrganismos e algas. Após a filtragem, eram adicionadas pastilha de cloro e uma solução anti-algas para manutenção da qualidade da água do canal.

3.3.2

Placa Plana

A camada-limite estudada neste trabalho se desenvolveu sobre a superfície de uma placa plana de policarbonato transparente (Figura 3.5) medindo 3.16 x 0.83 x 0.012 m. A placa é dividida em 3 partes: bordo de ataque, placa plana e bordo de fuga (*flap*). A geometria do bordo de ataque associada ao (*flap*) permitiram ajustar a localização da estagnação na superfície de trabalho da placa plana. Para a construção do bordo de ataque da placa foi adotado um perfil do tipo dupla elipse, com curvatura 3:1 (Figura 3.6), e no bordo de fuga utilizou-se um (*flap*) de ângulo ajustável.

Na parte inicial da placa foi feita uma fenda para inserção do gerador de perturbação. Nos apoios laterais, um sistema de porca e contraporca proporcionou um alinhamento fino da placa. O projeto detalhado desse dispositivo e os experimentos para comprovação da qualidade do escoamento são descritos no trabalho de Pinedo (2018).

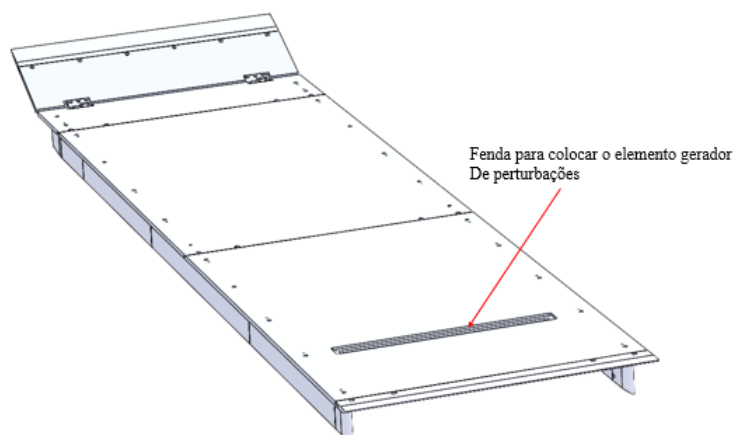


Figura 3.5: Desenho da placa plana. Extraído de Pinedo (2018).



Figura 3.6: Desenho do bordo de ataque perfil dupla elipse. Extraído de Pinedo (2018).

3.3.3 Placa Convergente-Divergente (C/D)

Uma placa convergente-divergente, disposta acima da placa plana, foi projetada para a imposição do gradiente de pressão. Com uma conexão articulada e a parte divergente móvel, é possível impor diferentes gradientes de pressão ao escoamento. O ângulo da parte convergente foi fixado em 34° , enquanto o ângulo divergente podia variar entre 4° e 12° . Neste trabalho optou-se por trabalhar com um ângulo fixo de 7° . Assim como na placa plana, temos a formação e o desenvolvimento da camada-limite sobre a placa C/D. Sob a presença de um gradiente de pressão adverso, a camada-limite pode sofrer separação da superfície da placa divergente, causando mudanças na distribuição da pressão no escoamento. Como consequência, podem haver alterações no cenário onde ocorre a formação da bolha de separação sobre a placa plana.

Para evitar que a separação da camada limite na placa convergente-divergente foram criadas seções de sucção na parte divergente, conforme ilustrado na Figura 3.7. Bombas submersas (*Sarlo Better*) foram utilizadas para sucção da água nessas seções. Maiores detalhes sobre o projeto da placa convergente-divergente podem ser encontrados no trabalho de Pinedo (2018).

Naquele trabalho foi comprovado através de medições do campo de velocidades que a sucção foi capaz de, efetivamente, suprimir a separação do escoamento na placa C/D. O fluido retirado nas seções de sucção era inseridos novamente no canal de água na seção de retorno.

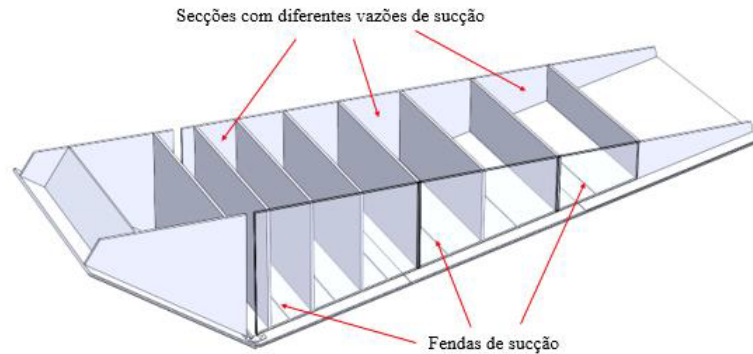


Figura 3.7: Desenho da placa convergente/divergente. Extraído de Pinedo (2018).

3.3.4

Excitação artificial das ondas de perturbação

Um dos objetivos deste trabalho foi projetar e construir um gerador de perturbações para excitar ondas de instabilidade na camada-limite do escoamento. O funcionamento do gerador de perturbações projetado consiste em uma fita metálica vibrando na direção normal ao escoamento. O sistema de perturbações é composto por um eletroímã, um dispositivo tensionador e posicionador, uma fita metálica e um controle eletrônico. O sistema é baseado no perturbador utilizado no trabalho clássico de Klebanoff et al. (1962). As Figuras 3.8 e 3.9 ilustram o arranjo do gerador de perturbações, os principais componentes e a montagem na placa plana.

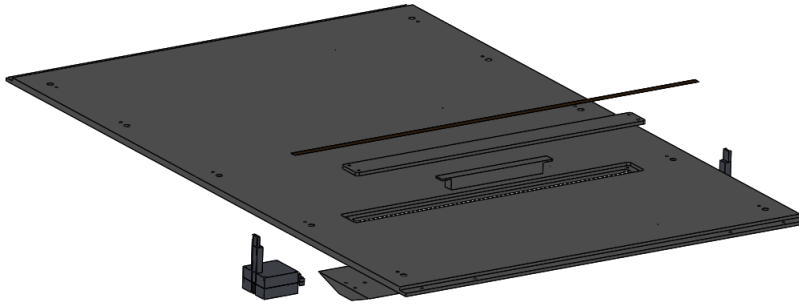


Figura 3.8: Desenho do gerador de perturbações inserido na placa plana (vista explodida)

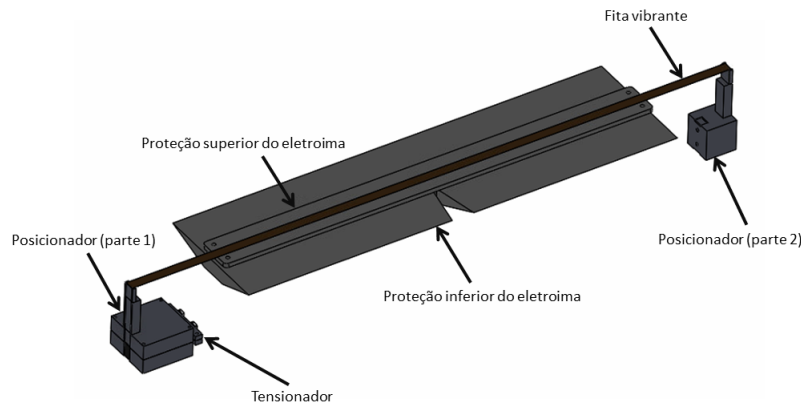


Figura 3.9: Desenho do gerador de perturbações deste trabalho

A fita metálica utilizada possui dimensões 1300 x 13 x 0.04 mm (comprimento x largura x espessura) e foi posicionada a 4 mm de altura da placa plana. As dimensões da fita metálica foram escolhidas com base em alguns parâmetros das ondas Tollmien-Schlichting mais instáveis para a faixa de número de Reynolds do escoamento, na posição onde o perturbador foi mantido. Para o cálculo da largura da fita metálica, foi levada em consideração a velocidade de uma onda Tollmien-Schlichting (cerca de 30-40% da velocidade do escoamento livre).

Em testes preliminares viu-se, pela análise do espectro de frequências do escoamento na região da separação, que os modos mais dominantes do fenômeno estavam na faixa de 3 Hz. Sabendo que a velocidade do fluxo livre

na posição do gerador é de aproximadamente 0.25 m/s, podemos então calcular a velocidade de propagação de uma onda TS a tal frequência ($0.3 \times 0.25 \text{ m/s} = 0.075 \text{ m/s}$). Considerando ainda que a largura da fita deve ser próxima a meio comprimento desta onda, conclui-se, aproximadamente, que a largura da fita metálica deve ser próxima a $1/2 \times (0.075 \text{ m/s} \times 0.33 \text{ s}) = 0.0125 \text{ m}$. A fita escolhida para o gerador de perturbações possui largura aproximada de 0.0130mm.

Para o cálculo da altura em que a fita foi posicionada, considerou-se o perfil de amplitude típico de ondas T-S 2D. Sabe-se que o perfil de amplitude de ondas 2D apresenta dois picos de magnitude ao longo da direção normal à parede. O pico de amplitude se encontra tipicamente em algumas posições y^* (y/δ^*). A espessura de deslocamento no local do perturbador é da ordem de 1.3 mm. Logo, o posicionamento da fita metálica na altura do primeiro ponto de máxima amplitude poderia se tornar uma grande fonte de erro, pois pequenos desalinhamentos poderiam gerar grandes alterações na amplitude da onda. Sendo assim, escolheu-se posicionar a fita na posição do segundo máximo em y/δ^* , igual a aproximadamente 4.

O posicionamento e a tensão mecânica aplicados à fita metálica foram dados pelo tensionador (Figura 3.10). A altura da fita metálica foi ajustada por meio de dois mecanismos. O primeiro mecanismo era composto por um conjunto porca-parafuso; o segundo mecanismo, responsável pelo ajuste fino, continha dois graus de liberdade, permitindo um pequeno movimento de rotação da fita. O ajuste rotacional dado à fita evitou a geração de vórtices que ocorreriam em caso de algum desalinhamento da fita com o fluxo da água. Para aplicação da tensão mecânica à fita, projetou-se um mecanismo de deslizamento sobre guias, conforme ilustrado na Figura 3.10.

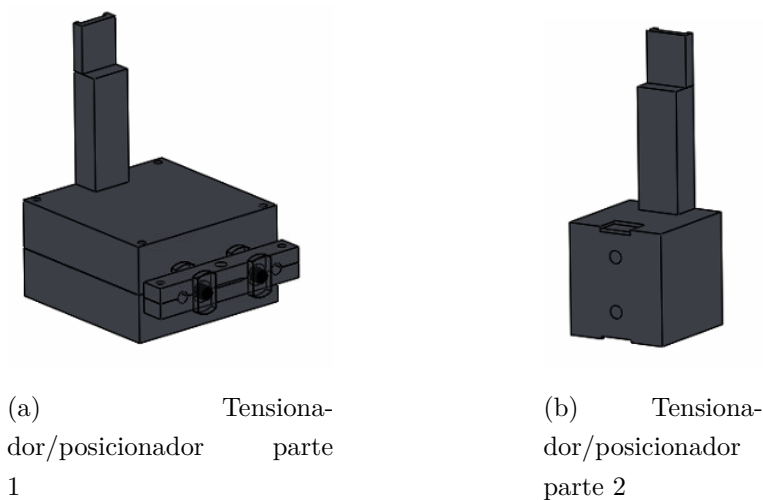


Figura 3.10: Projeto do tensionador/posicionador

O movimento da fita metálica foi induzido e modulado através do campo magnético gerado por um eletroímã de 12V. O eletroímã foi instalado por baixo da placa plana e inserido numa caixa de proteção vedada que evita o contato com a água do canal (Figura 3.11). O perfil desta proteção foi projetado de modo a minimizar a perturbação no escoamento.

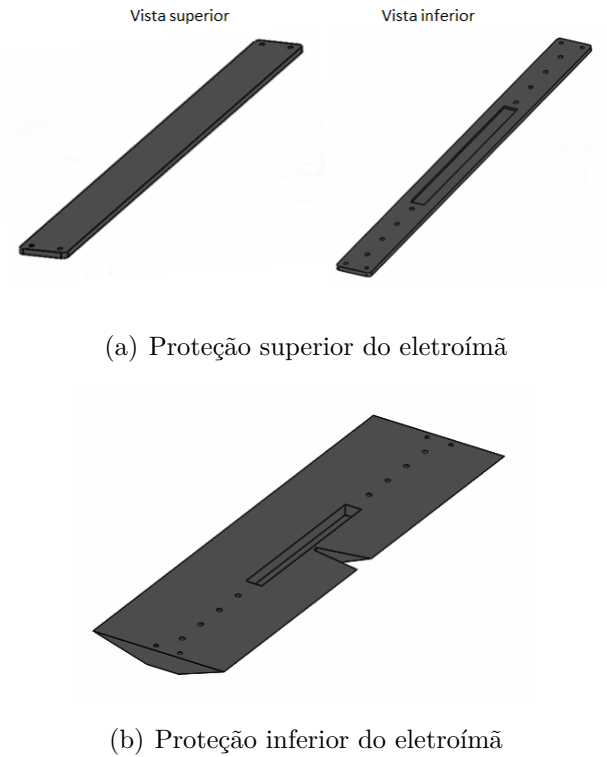


Figura 3.11: Proteção do eletroímã

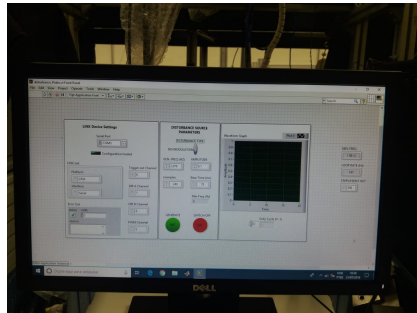
A corrente fornecida ao eletroímã foi ajustada por computador e por uma fonte de tensão ajustável. A oscilação da fita e a modulação do sinal foram controladas através de um microcontrolador do tipo Arduino-Nano, um *driver* de potência e rotinas desenvolvidas em *LabView* (Figura 3.12). O microcontrolador também fornece o sinal de *trigger* para a sincronização com os demais equipamentos. Com este sistema, foi possível configurar a amplitude, a frequência e o tempo total da janela de geração da perturbação.



(a) Caixa eletrônica



(b) Módulos eletrônicos



(c) Rotina de controle em Labview



(d) Fonte de tensão

Figura 3.12: Sistema eletrônico

O diagrama de blocos (Figura 3.13) ilustra como o sistema de controle do perturbador é utilizado em conjunto com os demais equipamentos. Observa-se nos experimentos com o perturbador que o gatilho para início das aquisições é fornecido por esse sistema.

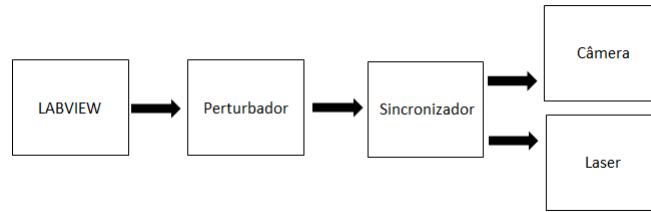


Figura 3.13: Sistema de controle das medições

3.3.5 Câmera

Para gravação das imagens PIV foram utilizadas duas câmeras Phantom Miro 341, ilustrada na Figura 3.14, com uma resolução de 4 Mpx e sensores CMOS. A maior frequência de aquisição em modo PIV, que pode ser utilizada com a máxima resolução da câmera (4MPixels), é de 800Hz. Cada câmera possui capacidade de armazenamento de até 8Gbytes de imagens. Lentes Nikon de 105 mm, juntamente com extensores, permitiram a visualização de uma janela de medição de 40 x 171 mm (altura x largura).



Figura 3.14: Câmera Phantom Miro 341

3.3.6 Laser

Como fonte de iluminação foi utilizado *laser* de dupla cavidade da LITRON série LDY-300, ilustrada na Figura 3.15. Este sistema produz um feixe de luz pulsada, podendo chegar a 25 mJ de energia com um comprimento de onda de 527 nm e uma frequência operacional de até 10 kHz. O equipamento permite a amostragem de dados com boa resolução temporal. O controle deste *laser* pode ser feito de maneira direta, através de uma pequena tela interface alocada no sistema de refrigeração; ou de maneira indireta, através de um *trigger* externo. Para este trabalho foi utilizado um *trigger* externo conectado a um sincronizador.

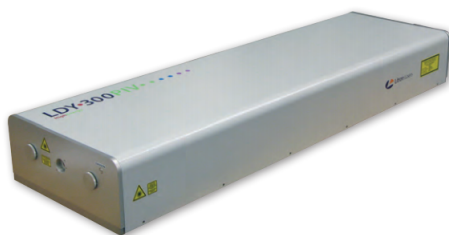


Figura 3.15: Laser LITRON Nd:YLF

3.4

Procedimento experimental

O procedimento experimental adotado neste trabalho se dividiu em 3 etapas: (1) validação da metodologia e dos resultados; (2) avaliação da influência do perturbador no escoamento; e (3) medição do escoamento no regime transiente.

A primeira etapa, de validação do fenômeno, corresponde à medição da bolha em seu estado natural, sem a presença do gerador de perturbação no canal. Nesta fase, procurou-se estimar os parâmetros da bolha e realizar uma comparação com os resultados que são reportados na literatura. Regime permanente, que corresponde a segunda etapa, trata-se da medição da bolha em seu estado natural, com a presença do perturbador no canal de água; porém, sem a atuação do mesmo, a fim de certificar a sua baixa influência no escoamento. Já o regime transiente diz respeito ao processo de crescimento da bolha a partir de um estado onde não há separação da camada-limite até o estado em que a bolha apresenta uma estabilização dos seus parâmetros. Neste estudo, os resultados em regime transiente representa uma média de 30 repetições na região da bolha.

Os parâmetros de operação do canal de água foram estabelecidos em um trabalho desenvolvido anteriormente no laboratório (Pinedo, 2018). A velocidade do escoamento livre foi ajustada em 0.15 m/s e o ângulo da placa divergente foi fixado em 7°. Utilizou-se partículas traçadoras de polietileno de 50 micrometros cujos deslocamentos foram capturados por duas câmeras posicionadas de forma com que cada uma delas capturasse as metades inicial e final da bolha, respectivamente, conforme ilustrado nas Figuras 3.16 e 3.17.

O processamento das imagens foi feito através de uma rotina de processamento desenvolvida em Matlab. Alguns testes com os parâmetros de aquisição da câmera foram necessários para que a medição dos campos de velocidade

pudesse ser feita com boa resolução espacial e temporal. Escolheu-se uma frequência de 200 Hz com uma janela 2560 x 600 *pixels* (largura x altura). A conversão de *pixel* para milímetro foi obtida por meio de um processo de calibração, utilizando-se um alvo de calibração posicionado no local da bolha. Nesta configuração, a câmera era capaz de armazenar 5400 imagens em sua memória e o tempo total de aquisição, com a frequência dita acima, foi de cerca de 13.5s.

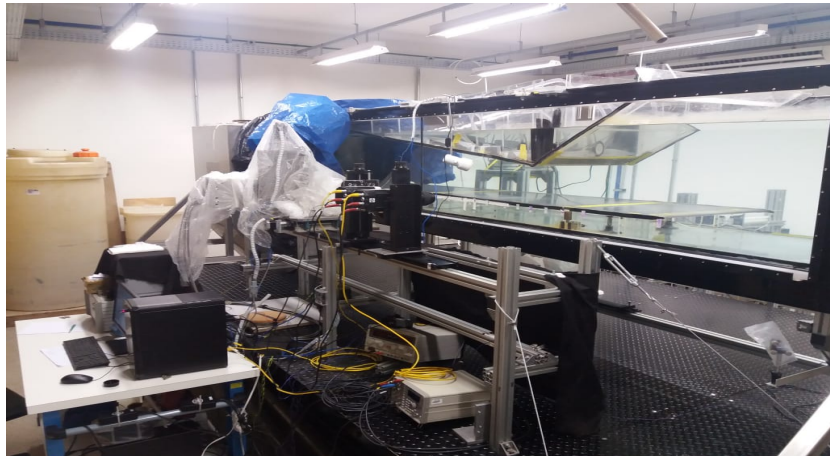


Figura 3.16: Bancada experimental completa

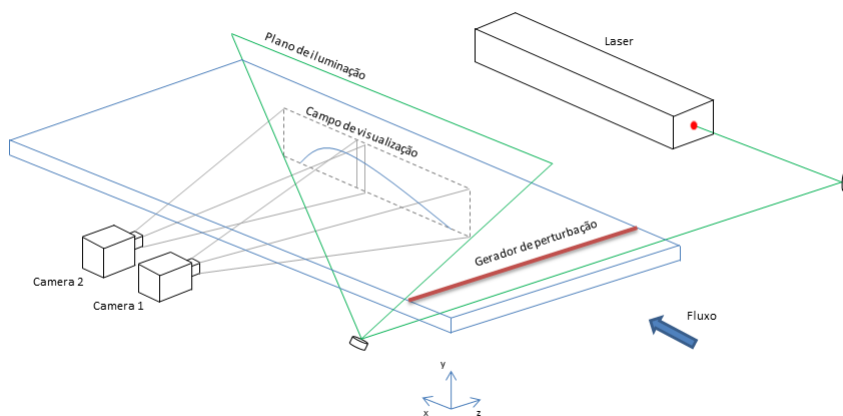


Figura 3.17: Esquema de medição da bolha de separação laminar

Uma das maiores dificuldades no processamento dos dados foi a concentração das partículas. Tendo em vista a grande dimensão do canal, seria necessária uma grande quantidade de partículas para que o processamento pudesse ser feito. Para contornar esse problema, optou-se por utilizar um artifício de dupla marcação das partículas nas imagens. Essa dupla marcação é feita disparando-se dois pulsos do *laser* numa única abertura da câmera. Consequentemente, a

câmera operou produzindo dois quadros à taxa de 200 Hz, enquanto o *laser* operou a 400 Hz. Isso é ilustrado no diagrama de tempo da Figura 3.18. Nos casos sem o perturbador, o gatilho para o sincronizador era fornecido pelo próprio *software* de controle (LabView).

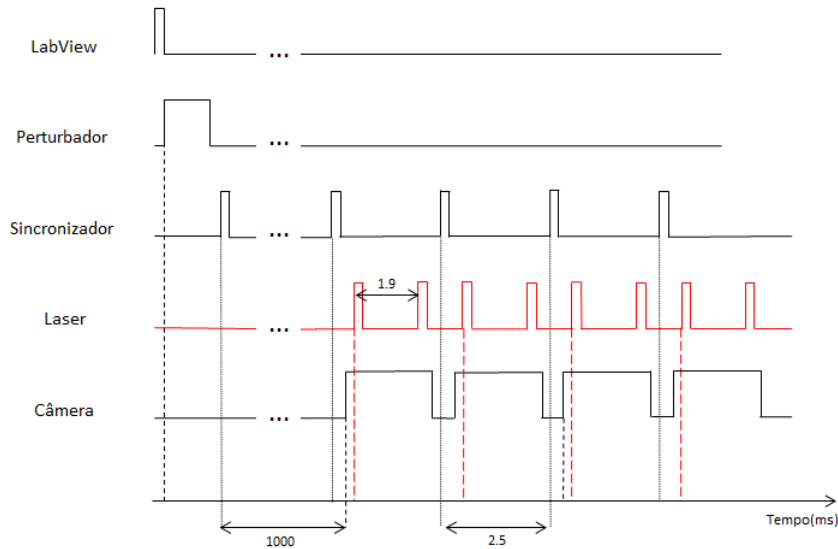


Figura 3.18: Diagrama de tempo do sistema de controle

Na Figura 3.19, temos um exemplo da imagem marcada com o duplo pulso. Após os ajustes das imagens, foi utilizado um sistema de processamento de múltiplos passos com janelas de interrogação inicial e final de 64 e 16 *pixels*, respectivamente, e uma sobreposição de 75% da janela de interrogação.

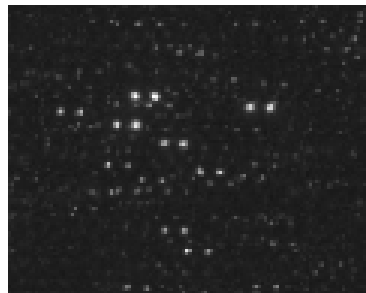


Figura 3.19: Imagem com dupla marcação das partículas

Nas etapas 1 e 2, de validação e medição sem atuação do perturbador, foram adquiridas 27000 imagens por câmera para cada processo (13500 pares de imagens), correspondendo a um total de 308 Gb de informações. Essa quantidade de imagens foi adquirida em 5 séries de 5400 imagens (2700 pares de imagens) devido à limitação da memória da câmera. Após cada tomada de dados, foi preciso descarregar as imagens das câmeras para uma

memória externa. O total do número de imagens (5400) corresponde a 12s de aquisição. De acordo com o trabalho de Pinedo 2018, este tempo corresponde a aproximadamente 36 períodos de oscilação da bolha em regime quase permanente.

Já no regime transiente foram coletadas, 30 eventos de 5400 imagens por câmera. Além disso, para garantir que as medições cobririam desde os instantes iniciais de formação da bolha até a sua estabilização, a captura dos dados foi realizada em dois momentos. Para a aquisição de diferentes intervalos de tempo, aplicou-se um atraso ao sinal de *trigger* gerado pelo perturbador. Logo, no total, uma sequência de 10800 imagens por câmera foram analisadas. O espaço total de armazenado requerido foi de 925 Gb por câmera. O total do número de imagens (10800) corresponde a 24s de aquisição. De acordo com observações visuais este tempo corresponde ao tempo de crescimento da bolha desde os instantes sem separação da camada limite até os instantes em que a bolha atinge seu regime quase permanente.

A seguir, podemos ver a arquitetura matricial empregada na obtenção dos campos instantâneos de velocidade para o regime transiente, conforme Figura 3.20. Como mencionado acima, foram necessários 5 blocos com 2700 matrizes para a aquisição de validação e do regime permanente; e 30 blocos com as mesmas 2700 matrizes divididos em dois momentos de aquisição (de $t=1..N$ e $t=(N+1)..2N$) para o regime transiente.

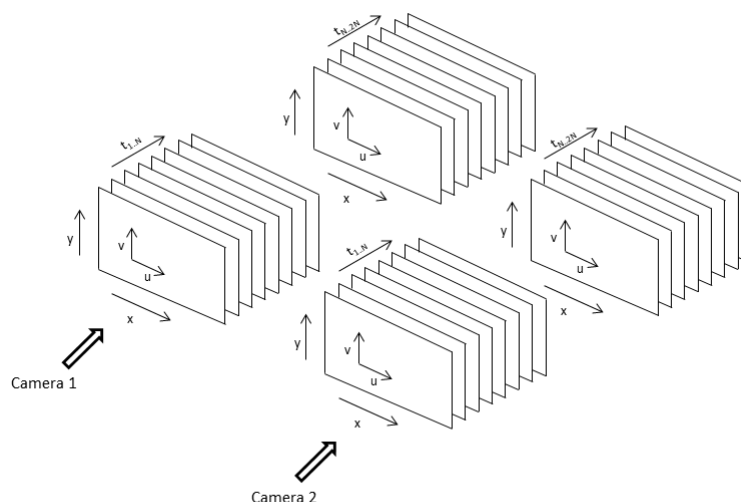


Figura 3.20: Arquitetura matricial dos campos instantâneos de velocidade obtida no estudo do regime transiente

Para a análise dos dados, calculou-se primeiramente os contornos médios de velocidade. A partir da junção da média temporal dos campos de velocidade das 5 séries das câmeras 1 e 2, chegou-se ao perfil médio da bolha em regime quase permanente. E, através desse resultado, as características topológicas da bolha foram identificadas. Nesta etapa, também foi investigado o crescimento espacial das flutuações de velocidade por meio da aplicação da transformada de Fourier. Parâmetros como altura e comprimento da bolha; ponto e ângulo de separação; espessura de quantidade de movimento; número de Reynolds e frequência e taxa de crescimento das perturbações serão apresentados no capítulo Resultados.

Como explicado no início desta seção, o tratamento aplicado aos dados do regime transiente é mais custoso. Por se tratar de uma sequência de diferentes eventos (a cada instante temos um diferente tamanho de bolha), faz-se necessário analisar uma média de cada evento. No cálculo do evento médio, utilizou-se somente 30 séries de dados, devido ao custo de armazenamento dos dados. Para reduzir o nível de oscilações de alta frequência nesse evento médio, aplicou-se um filtro do tipo janela média móvel, com 30 amostras. Nas condições do presente experimento, isso equivale a um filtro passa baixa, com função do tipo sinc, com frequência de corte (-3dB) ajustada em aproximadamente 3Hz. Esse procedimento permitiu uma redução no nível de oscilações espúrias do evento médio. As flutuações de velocidade foram obtidas subtraindo-se o evento médio de cada campo instantâneo. Os resultados são apresentados no capítulo seguinte.

4

Resultados

Este capítulo apresenta em três etapas os resultados obtidos nos experimentos com a bolha de separação, a saber: (1) validação dos experimentos e comparação com a literatura; (2) influência do gerador de perturbações no escoamento e; (3) resultados relacionados ao regime transiente, desde o instante sem separação até a recuperação completa da bolha.

4.1

Validação do fenômeno

A validação dos experimentos realizados com a bolha de separação laminar gerada no canal foi feita comparando alguns parâmetros do fenômeno com os resultados reportados na literatura. O objetivo é avaliar se a bolha de separação obtida no aparato utilizado apresenta características similares às aquelas, tipicamente, observadas em túneis de vento.

As variáveis empregadas no cálculo dos parâmetros da bolha utilizados neste capítulo seguem as definições adotadas na Revisão Bibliográfica (ver capítulo 2). Dentre essas variáveis, destacam-se a espessura de deslocamento da camada-limite, representada por δ^* ; e a espessura de quantidade de movimento, representada por θ . A relação entre δ^*/θ é chamada de fator de forma H. O subscrito 's' é utilizado para indicar o valor de uma variável no ponto de separação, enquanto o subscrito 'r' indica o que o valor é considerado no ponto de recolamento. Já o subscrito '0' é utilizado como referência para o escoamento livre. Neste trabalho, optou-se por adimensionalizar a altura em relação à placa (y) e a distância ao longo dessa placa (x) pela espessura de deslocamento no ponto de separação (δ_s^*). As frequências das flutuações de velocidade foram adimensionalizadas com o número de Strouhal, $St = f.\delta_s^*/u_{0s}$ (Michelis et al., 2017).

Como mencionado no capítulo de Revisão Bibliográfica, bolhas de separação laminar ocorrem em escoamentos com baixos número de Re baseado na corda

de aerofólios. Neste trabalho, utilizou-se uma definição do número de Reynolds baseada no comprimento de desaceleração $Re_{L_d} = u_{0_s} L_d / \nu$, apresentada por Serna e Lázaro (2015b). Esse parâmetro fornece uma ideia do comprimento da região divergente. A referência da posição L_d , da posição inicial do campo de medição, e do ponto de separação são apresentados na Figura 4.1.

Um dos parâmetros importantes para as simulações numéricas é a distribuição de pressão ao longo do escoamento. Neste trabalho, a distribuição de pressão foi estimada a partir do campo de velocidade, medido sem a presença da bolha de separação. Na remoção da bolha, utilizou-se uma rugosidade (*trip*) para forçar a transição laminar-turbulento da camada-limite a montante do ponto de separação. Assim, os campos de velocidade do escoamento livre foram medidos deslocando-se a câmera e o feixe de *laser* ao longo da placa plana.

Os resultados são apresentados na Figura 4.2 em função do coeficiente de pressão, assumindo-se que a pressão de referência é a pressão estática na última estação de medição e que o escoamento é bidimensional. Na mesma figura as linhas verticais em $L_p/\delta_s^* = 40$ e $L_p/\delta_s^* = 103$ indicam, respectivamente, as posições inicial e final do campo de medição ($x/\delta_s^* = 0$ e $x/\delta_s^* = 63$ nos contornos de velocidade, Figura 4.5). A figura mostra claramente a mudança na distribuição de pressão sobre a placa, ocasionado pela separação. Neste caso, a distribuição apresenta um platô de pressão, típico de bolhas de separação laminar, seguido de uma recuperação. De acordo com o trabalho de Pinedo (2018), na faixa onde temos a bolha o gradiente de pressão é aproximadamente linear.

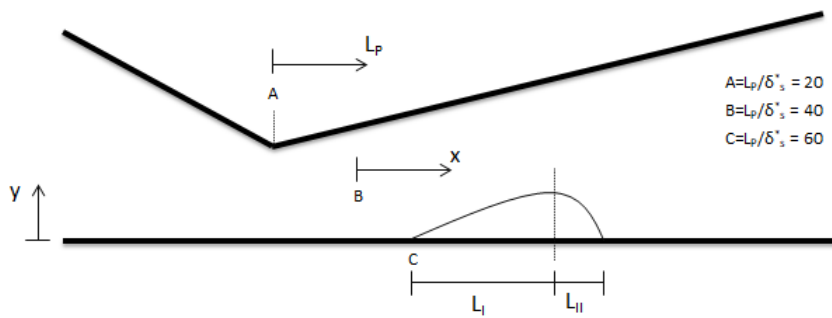


Figura 4.1: Referências das posições (x,y)

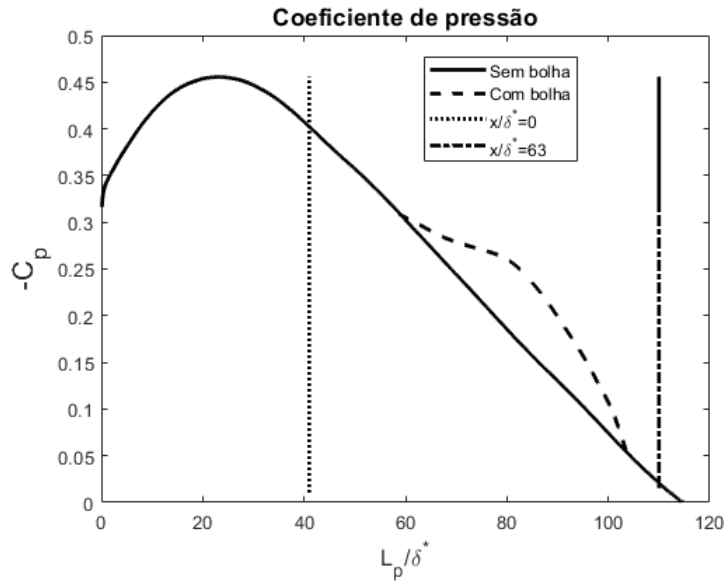


Figura 4.2: Distribuição do coeficiente de pressão do escoamento com e sem bolha obtidos a partir dos campos de velocidade medidos no canal.

Segundo alguns trabalhos da literatura, como por exemplo em Dovgal et al. (1994), o perfil de velocidade da camada-limite no ponto de separação se ajusta de modo satisfatório na função tangente hiperbólica modificada. Essa função é dada pela seguinte equação:

$$U(y) = \frac{\tanh(a(y-d)) + \tanh(ad)}{1 + \tanh(ad)} + b\sqrt{3}\eta \exp(-1.5\eta^2 + 0.5) \quad (4-1)$$

onde $\eta = y/d$; b é uma medida da magnitude do escoamento reverso; d é a altura adimensional do ponto de inflexão; e a é tratado como um parâmetro livre. Neste trabalho foi utilizado a altura do ponto de inflexão para adimensionalizar y e d e com isso, a altura adimensional do ponto de inflexão ficou fixo em $d=1$. Na Figura 4.3, temos o perfil de velocidade e sua derivada no ponto de separação. É possível observar que os dados obtidos são bem representados pela função dada pela equação. Os resultados servem ainda para validar o procedimento de ajuste de altura $y(0)$.

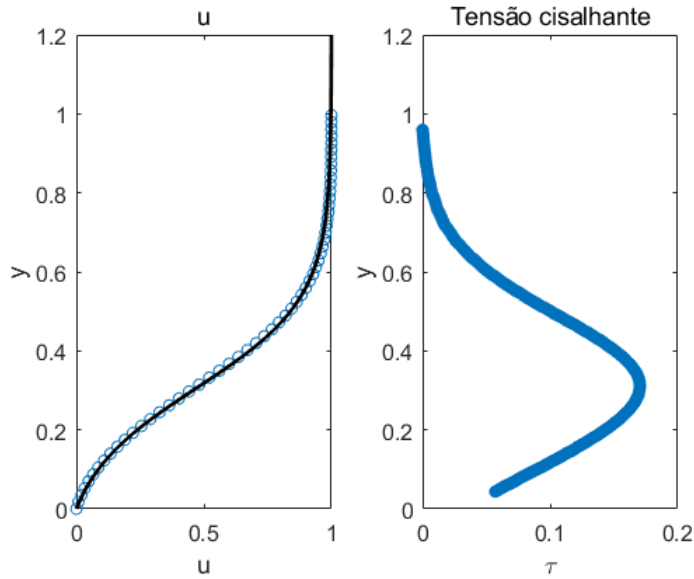
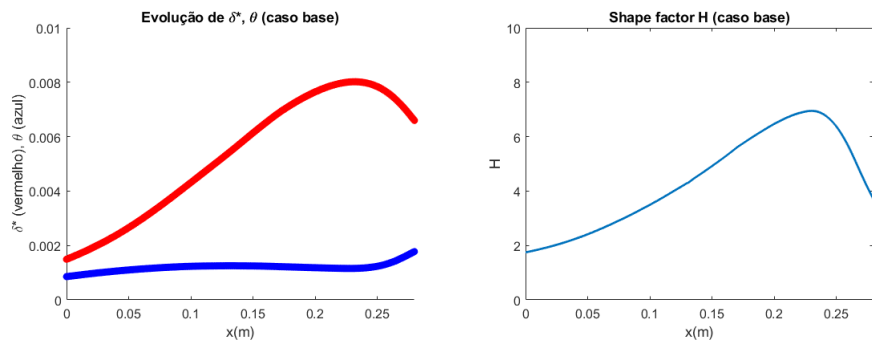


Figura 4.3: Perfil de velocidade $u(y)$ e tensão cisalhante $\tau(y)$ no ponto de separação

Além do perfil de velocidade, os parâmetros integrais da camada-limite contêm importantes informações sobre o escoamento. Na Figura 4.4, temos os resultados da distribuição de δ^* , θ e H medidos experimentalmente. Podemos ver que a evolução da espessura de deslocamento e, conseqüentemente, o fator de forma variam significativamente ao longo do escoamento, na presença da bolha de separação. O incremento da espessura de deslocamento e do fator de forma até o local de altura máxima da bolha, bem como a manutenção de θ seguem de acordo com os trabalhos reportados na literatura (Hatman e Wang, 1998; Hain et al., 2009).



(a) δ^* e θ ao longo de x

(b) Fator de forma H ao longo de x

Figura 4.4: Parâmetros integrais do caso base. (a) Linha vermelha: δ^* ; Linha azul: θ .

No presente trabalho, o valor encontrado para o δ_s^* foi de 0.0046 e para θ_s foi de 0.0012. Desde o estudo feito por Tani (1964), valores do número de Re baseados na espessura de deslocamento e na espessura de quantidade de movimento no ponto de separação ($Re_{\delta_s^*} = u_{0_s} \delta_s^* / \nu$, $Re_{\theta_s} = u_{0_s} \theta_s / \nu$, respectivamente) vêm sendo utilizados como indicador da ocorrência do processo de *bursting*. Em bolhas de separação, o processo de *bursting* corresponde ao estouro e abrupto crescimento da mesma. Os respectivos valores de $Re_{\delta_s^*}$ e Re_{θ_s} encontrados com base nos resultados obtidos com o PIV foram 1044 e 297. Esses valores são condizentes com os resultados encontrados na literatura, $350 < Re_{\delta_s^*} < 1305$ e $150 < Re_{\theta_s} < 450$ segundo Mayle (1991), Michelis et al (2017); Serna e Lázaro (2015b), respectivamente.

Segundo a abordagem feita por Gaster (1966), pode-se estabelecer um critério para a ocorrência de *bursting* através de um parâmetro de pressão (P_G) e o número de Re_{θ_s} . Este parâmetro de pressão é definido como:

$$P_G = \frac{\theta_s^2 u_0}{\nu L_d} \quad (4-2)$$

Utilizando essa relação e os dados obtidos no presente trabalho, chegou-se a um Re_{θ_s} crítico ($Re_{\theta_s}^*$) igual a 277, valor na faixa de $Re_{\theta_s}^*$ encontrado em Serna e Lázaro (2015a) ($100 < Re_{\theta_s}^* < 360$). Comparando o valor de Re_{θ_s} com o $Re_{\theta_s}^*$ medido, sugere-se que o regime de bolhas investigado neste trabalho envolve o fenômeno de *bursting*. Outros parâmetros de pressão que visam determinar o processo de *bursting* podem ser encontrados em Serna e Lázaro (2015a).

A Figura 4.5 apresenta o resultado para o campo médio da velocidade U obtida em condições de velocidade do canal constante e sem gerador de perturbações. O campo médio de velocidade foi calculado através da média de 6737 campos instantâneos. A partir desse gráfico, é possível identificar algumas dimensões características da bolha. Para tal, toma-se como base a linha de corrente que divide o escoamento entre as regiões interna e externa da bolha. Vale ressaltar que a linha de velocidade U=0 mantém os mesmos pontos de separação e recolamento. Com base nos resultados da linha de corrente, o comprimento total da bolha foi de aproximadamente L=180mm ($L/\delta_s^* = 40$) e a altura máxima foi h=5.4mm ($h/\delta_s^* = 1.17$). Na Figura 4.6 apresentamos alguns perfis de velocidade U ao longo da bolha. É possível notar um perfil próximo do perfil laminar em posições a montante da separação. No ponto de separação, o perfil de velocidade se assemelha ao perfil do tipo $\tanh(y)$ modificada. Já no interior da bolha podemos observar a presença do

escoamento reverso e o início da formação do escoamento turbulento.

Didaticamente, é possível separar o comprimento da bolha em duas regiões. A primeira vai desde o ponto de separação até o ponto de altura máxima da bolha. Esta região é denominada laminar L_I pois o escoamento ainda se encontra nos estágios iniciais de transição. A segunda região, por sua vez, engloba a parte que vai desde o ponto de altura máxima da bolha até o recolamento (L_{II}), e é denominada turbulenta devido ao fato do escoamento já ter sofrido a transição, ou se encontrar nos estágios finais da mesma. De acordo com os dados dos experimentos, a região L_I possui 130mm ($L_I/\delta_s^* = 28$), enquanto a região L_{II} tem 50mm ($L_{II}/\delta_s^* = 12$). A relação entre (L_I/L_{II}) obtida para a bolha foi de 2.33, esse valor está dentro da faixa (1.6 - 3) reportada no trabalho de Marxen e Henningson (2011). Ainda sobre a caracterização topológica da bolha, existe o ângulo de divergência (α), outro parâmetro que auxilia na descrição do fenômeno. Esse ângulo é obtido através da relação trigonométrica entre a altura (h) da bolha e o comprimento L_I . Com isso, tem-se que $\alpha = \tan^{-1}(h/L_I)$. No presente trabalho, o valor obtido foi de $\alpha = 0.043$ rad. Por fim, foi observado também a máxima velocidade reversa no interior da bolha cujo valor obtido foi de 6.2% de U_0 . Esse valor fica abaixo do limiar para instabilidade absoluta proposto no trabalho de Rodríguez et al (2013).

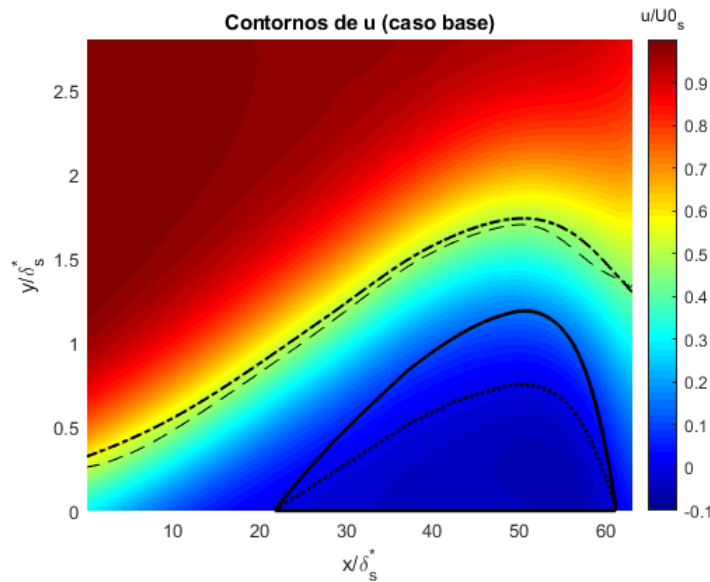


Figura 4.5: Contornos de velocidade u (caso base). Linha tracejada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-trazo: δ^* .

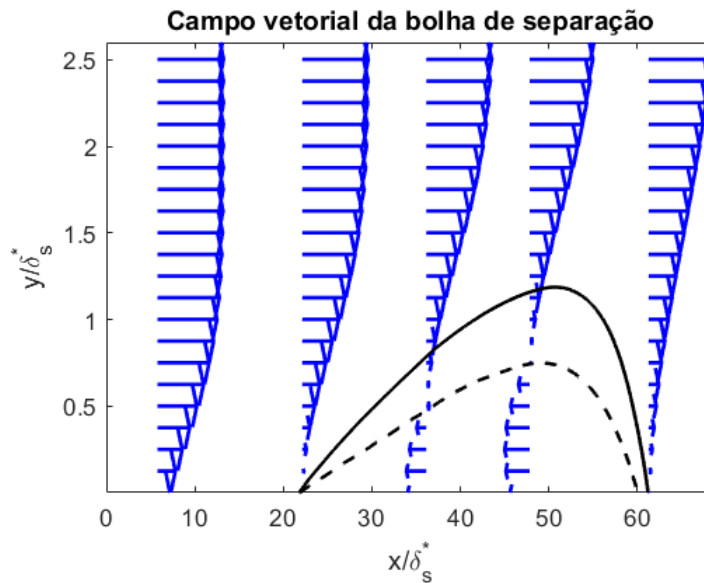


Figura 4.6: Perfis de velocidade u (caso base). Linha pontilhada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$.

Na Figura 4.7 são apresentados os resultados relacionados à distribuição de intensidade das flutuações de velocidade u' . É interessante observar que as maiores flutuações de velocidade ocorrem na linha de máxima tensão cisalhante. Também vale ressaltar que a amplitude de u' se mantém aproximadamente constante até próximo do máximo da bolha. Na região de recolamento, as flutuações se espalham para diferentes alturas, como esperado para o escoamento turbulento. Nota-se que a linha de máxima inflexão e a linha de δ^* são muito próximas. A linha de δ^* é uma medida integral e por isso se comportada melhor. Por tal razão, em trabalhos como Michelis et al. (2017), optou-se por analisar o comportamento das perturbações ao longo da espessura de deslocamento.

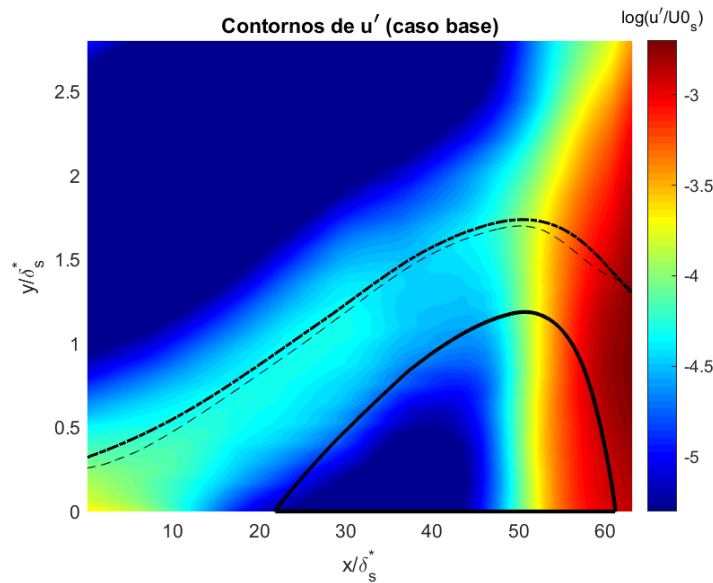


Figura 4.7: Contornos das flutuações de velocidade u' (caso base). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .

Na Figura 4.8 vemos a distribuição de intensidade das flutuações de velocidade v' . Pode-se notar que, diferentemente das flutuações de u' , as flutuações de v' se tornam relevantes somente na região onde o escoamento está na iminência de se tornar turbulento. Isto se deve ao fato de que a magnitude de v' é menor de que u' na região de transição. Somente nos estágios finais é que as duas componentes atingem valores da mesma ordem de magnitude. Esses campos de flutuações de velocidade corroboram, qualitativamente, com os resultados encontrados em diversos trabalhos, como por exemplo em Lengani et al. (2017). Percebe-se que, em ambos os resultados, a linha dos pontos de inflexão se desenvolve muito próximo aos contornos das maiores amplitudes das flutuações, de acordo com o que se espera pela teoria de instabilidade linear.

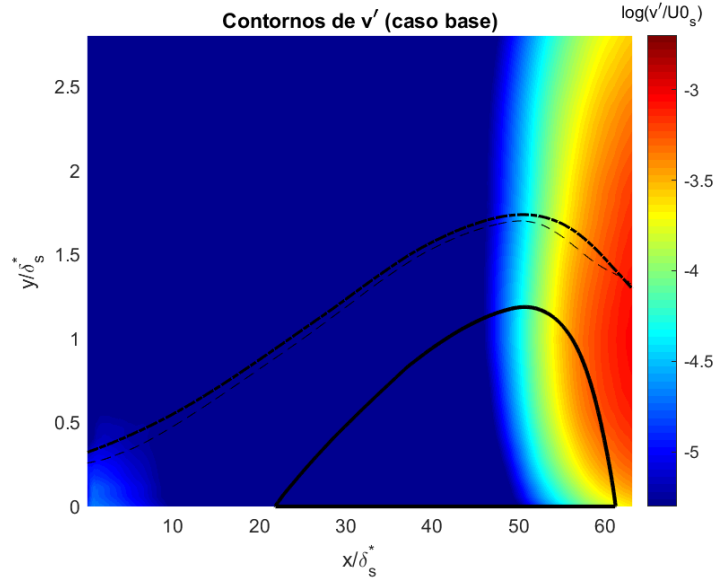


Figura 4.8: Contornos das flutuações de velocidade v' (caso base). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .

Nas figuras 4.9(a) e 4.9(b), temos o resultado para o crescimento de u' e v' ao longo da bolha. O comportamento exponencial é observado mais claramente no crescimento das perturbações de v (entre $43 < x < 51$). Essas perturbações progridem até um ponto de saturação. A partir desse local, o escoamento se torna rapidamente turbulento. No crescimento de u' é mais difícil de visualizar o comportamento exponencial pois, nesta direção, existem pequenas variações de velocidade do canal que fazem com que o sinal se torne mais ruidoso. Neste experimento, foi verificado que perturbações intrínsecas do aparato experimental elevaram o nível de ruído da velocidade u . Portanto, na análise do conteúdo espectral das flutuações, iremos nos concentrar na componente v' .

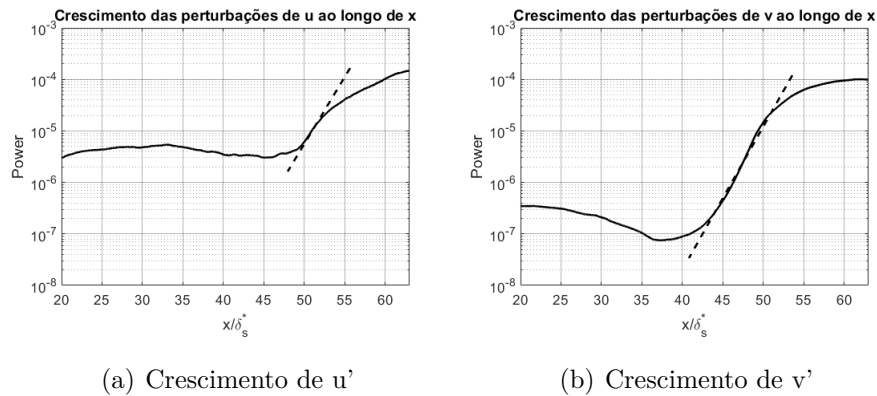


Figura 4.9: Crescimento das maiores perturbações de u' e v' ao longo de x (caso base)

Na Figura 4.10 foram analisados os contornos do conteúdo espectral da perturbação v' ao longo da direção do escoamento (x). O resultado desta figura foi obtido por meio da aplicação da Transformada de Fourier, e para tal, aplicou-se o periodograma de Welch com um bloco de 512 pontos e um *overlap* de 50% entre os blocos na série temporal. A série temporal para cada posição x foi coletada em uma altura (y) correspondente à linha de inflexão do perfil de velocidade do escoamento base. Observa-se neste gráfico que as flutuações de maior energia se concentram na região do recolamento da bolha, onde o escoamento se encontra nos estágios finais da transição para o regime turbulento e no próprio regime turbulento. Tais flutuações de velocidade variam na faixa de $0.01 < St < 0.05$, mesma encontrada no trabalho de Michelis et al. (2017). Essas flutuações estão relacionadas ao desprendimento de vórtices na região de recolamento da bolha.

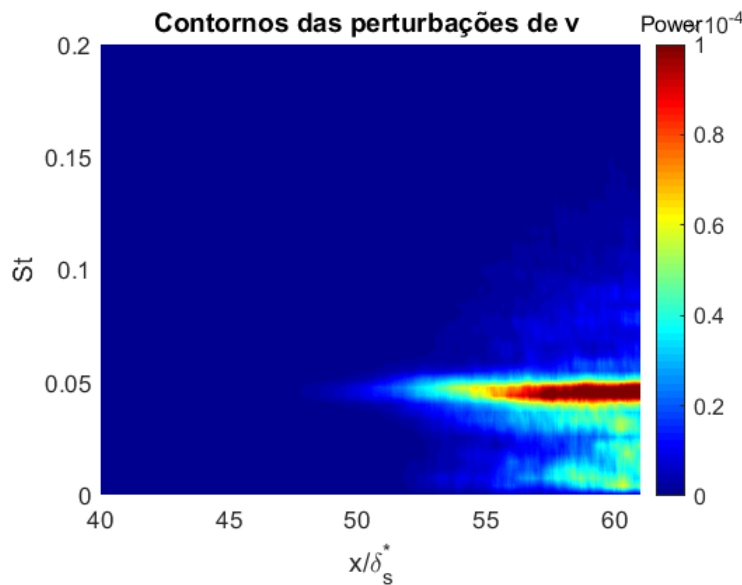


Figura 4.10: Contornos da energia do campo de flutuações de v ao longo de x em y correspondente ao ponto de altura máxima da linha de inflexão (caso base).

Por fim, na Figura 4.11 foi analisada a cascata de energia de Komolgorov do escoamento. O espectro médio apresentado foi obtido para posição (x) referente ao fator de forma máximo ($x/\delta_s^* = 50$), e para y referente à posição da altura máxima da bolha. Um pico de energia é observado no espectro, concentrado entre $0.01 < St < 0.05$, assim como encontrado nos contornos de energia da Figura 4.10. Nota-se ainda que, em frequências mais altas, o decaimento de energia ocorre de acordo com a inclinação estabelecida pela cascata de Komolgorov ($f^{-5/3}$).

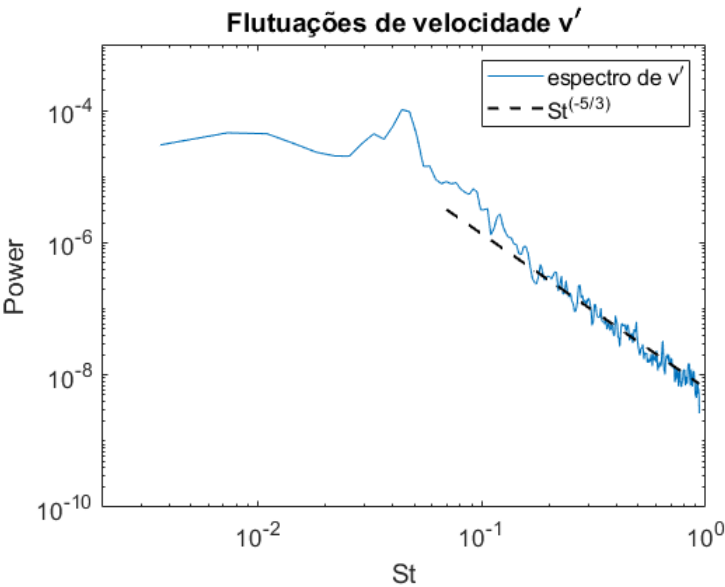


Figura 4.11: Espectro das flutuações de velocidade v' (caso base)

Na tabela 4.1, as características da bolha de separação obtidas neste trabalho foram agrupadas e comparadas com algumas referências bibliográficas da literatura. Os parâmetros obtidos neste trabalho estão em conformidade com aqueles encontrados na literatura, permitindo, portanto, validar o experimento e seguir para a etapa de caracterização do escoamento na presença do gerador de perturbações.

Parâmetros	Presente trabalho	Literatura	Referência Bibliográfica
L_I/L_d	0.08	0.05 – 0.11	Serna e Lázaro (2015b)
L_I/L_{II}	2.33	1.6 – 3	Marxen e Henningson (2011)
α	0.042	0.037 – 0.043	Serna e Lázaro (2015b)
L_I/θ_s	103	130 – 180	Serna e Lázaro (2015b)
$Re_{\theta_s}^*$	270	100 – 360	Serna e Lázaro (2015a)
Re_{θ_s}	297	150 – 450	Serna e Lázaro (2015b)
$Re_{\delta_s}^*$	1044	350 – 1305	Mayle (1991), Michelis et al. (2017)
St_{θ_s}	0.01 – 0.05	0.01 – 0.05	Michelis et al. (2017)

Tabela 4.1: Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (caso base).

4.2

Influência do gerador de perturbações

Nesta seção, analisou-se a influência do gerador de perturbações no escoamento. Nestes ensaios, o perturbador encontra-se desligado e analisa-se somente a influência do dispositivo no escoamento. Por ser um mecanismo in-

trusivo, é necessário avaliar se o mesmo altera significativamente o fenômeno estudado. É possível que alguma pequena interação não desejada da fita cause a antecipação da transição e, conseqüentemente, a redução ou completa remoção da bolha. Deve-se considerar que a bolha é extremamente sensível a pequenas variações na intensidade de flutuações do escoamento. Logo, o objetivo nesta seção é comparar os resultados obtidos na presença do gerador de perturbações com os resultados obtidos com a placa limpa. Cabe ressaltar que os experimentos foram realizados em dias diferentes e, portanto, a comparação é qualitativa.

A primeira análise é sobre a influência do gerador nas dimensões da bolha. A Figura 4.12 mostra os contornos de velocidade média de u para o caso sem atuação e a Figura 4.13 apresenta alguns perfis de velocidade ao longo da bolha.

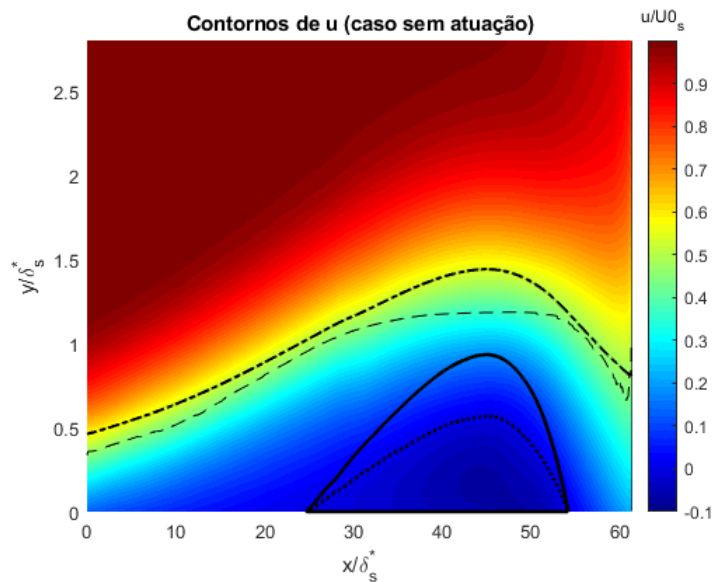


Figura 4.12: Contornos de velocidade u (caso sem atuação). Linha pontilhada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .

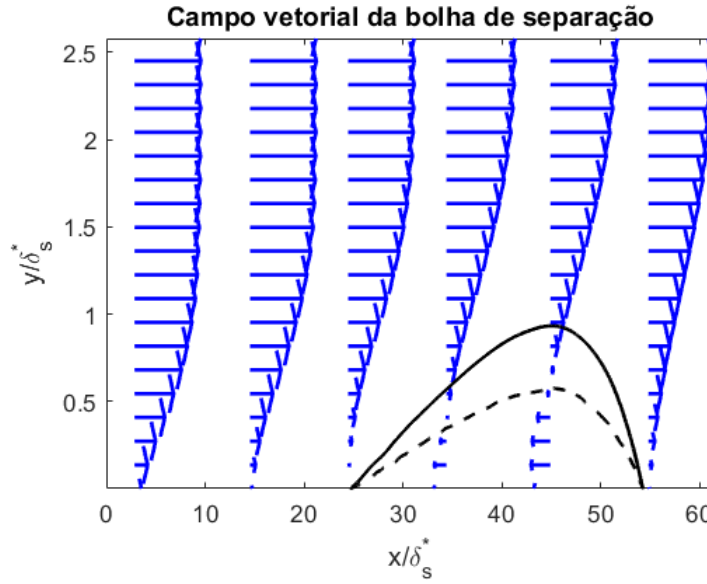


Figura 4.13: Perfis de velocidade u (caso sem atuação). Linha tracejada: $u=0$; linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$.

Comparando-se os resultados obtidos com e sem a presença do perturbador (Figura 4.12 e 4.5, respectivamente), pôde-se observar uma redução no tamanho da bolha e uma semelhante evolução dos perfis de velocidade. Dois fatores contribuíram para a mudança do tamanho da bolha. O primeiro é a provável interferência do método intrusivo de geração das perturbações no escoamento. O segundo está relacionada à descontinuidade na captura dos dados nos respectivos casos. As aquisições foram feitas em dias distintos devido ao tempo necessário para a montagem do aparato. Vale frisar que tanto o comprimento quanto a altura da bolha tiveram uma redução de cerca de 30% de suas respectivas dimensões em relação ao caso base. Isso significa dizer que o ângulo da separação se manteve próximo nos dois casos. O comprimento total da bolha no caso sem atuação foi de $L=136\text{mm}$ ($L/\delta_s^* = 29$) e a altura foi de $h=4.3\text{mm}$ ($h/\delta_s^* = 0.94$). Os comprimentos dos regimes laminar e turbulento foram $L_I = 94\text{mm}$ ($L_I/\delta_s^* = 20.4$) e $L_{II} = 42\text{mm}$ ($L_{II}\delta_s^* = 8.6$) respectivamente e, com isso, obteve-se um $\alpha = 0.046$ rad. Também foi identificada uma leve mudança no ponto de separação, para o caso base $x_s = 100.5\text{mm}$ ($x_s/\delta_s^* = 21$), enquanto para o caso sem atuação $x_s = 113.6\text{mm}$ ($x_s/\delta_s^* = 25$). O ponto de recolamento, por sua vez, saiu de $x_r = 281.3\text{mm}$ ($x_s/\delta_s^* = 61$) e foi para $x_r = 249.6\text{mm}$ ($x_s/\delta_s^* = 54$). Todas essas alterações sugerem um aumento do nível de perturbações do escoamento e uma mudança no escoamento base; o que era esperado pelo carácter intrusivo do perturbador. Ainda assim, o fenômeno pode exibir um comportamento similar ao que foi observado no caso sem perturbador. Para esta verificação, são analisados outros parâmetros

do escoamento.

Nas Figuras 4.14(a) e 4.14(b), pode-se observar a evolução dos parâmetros integrais da camada-limite para o caso com o perturbador desligado. A evolução do δ^* , θ e H apresentam um comportamento semelhante ao obtido para a placa lisa. Devido à redução de comprimento de altura da bolha, o fator de forma sofreu uma leve redução de amplitude e teve seu valor máximo deslocado na direção x , se ajustando ao novo ponto de altura máxima da bolha. Nesta configuração, os resultados dos números de Re foram $Re_{\delta_s^*} = 1159$ e $Re_{\theta_s} = 302$, valores próximos aos encontrados no caso base. Com tais resultados, o escoamento ainda se encontra nas condições de *bursting*, de acordo com o critério de Gaster. Já a velocidade reversa máxima ficou em 7.2%, magnitude próxima do fluxo reverso da seção anterior (4.1). Logo, apesar de significativa mudança topológica na bolha, induzida pelo gerador de perturbação, aparentemente a dinâmica do escoamento não foi modificada. Para verificar essa conjectura, são analisados os campos de intensidade de flutuação de velocidade.

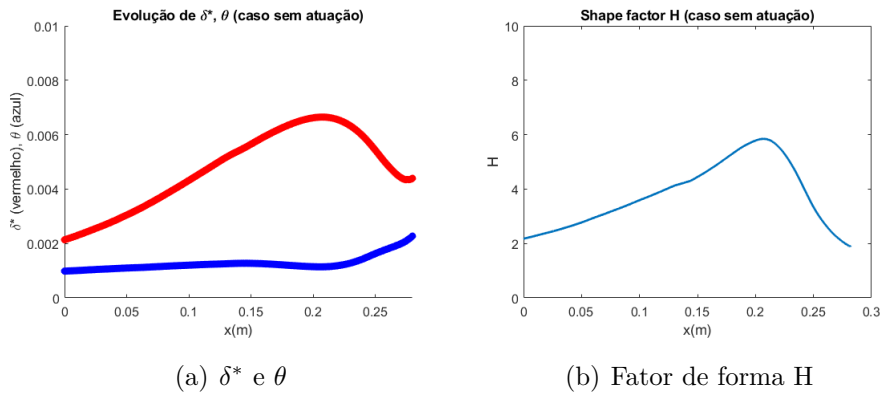


Figura 4.14: Evolução de δ^* , θ e do fator de forma H ao longo de x (caso sem atuação). (a) Linha vermelha: δ^* ; Linha azul: θ .

De acordo com as Figuras 4.15 e 4.16, os contornos de intensidade das flutuações de velocidade u' e v' , para o caso com perturbador, apresentam maiores flutuações ao longo da linha de inflexão do escoamento base. Tal comportamento também foi observado no caso sem perturbador. Além disso, a intensidade dessas flutuações na região de recolamento também foi similar àquela obtida para o caso da placa lisa (sem perturbador).

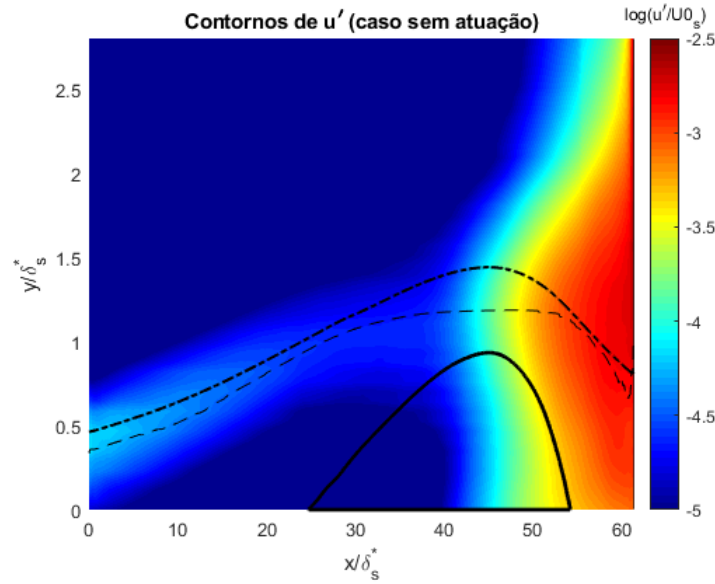


Figura 4.15: Contornos das flutuações de velocidade u' (caso sem atuação). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .

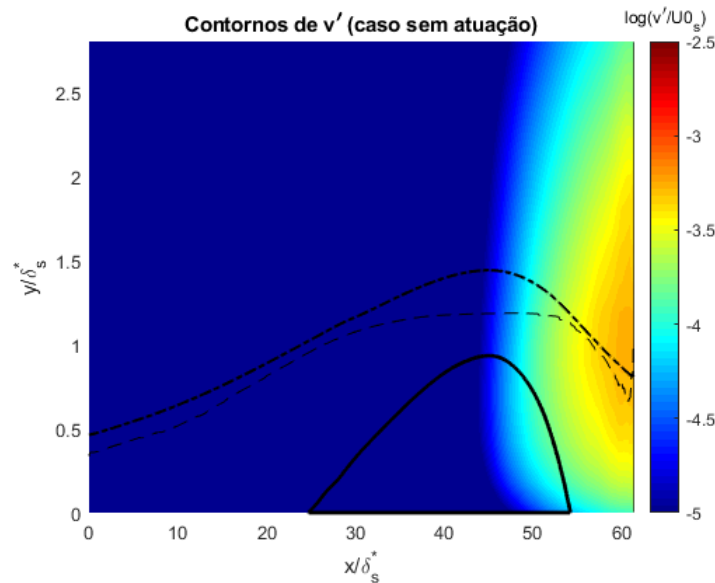


Figura 4.16: Contornos das flutuações de velocidade v' (caso sem atuação). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$; linha tracejada: pontos de inflexão; linha ponto-traço: δ^* .

Em relação ao crescimento das perturbações ao longo de x , pode-se observar nas Figuras 4.17(a) e 4.17(b) que, no caso sem atuação, o crescimento das perturbações começa a ser observado um pouco antes do que no caso base. Esta mudança tem por consequência a antecipação da região de transição da camada-limite, o que afeta diretamente o tamanho da bolha. Nota-se que

uma região de crescimento aproximadamente exponencial ocorre em posições entre $0.19 < x < 0.23 \text{ mm}$ ($42 < x/\delta_s^* < 50$). Assim como visto no caso base, o crescimento das flutuações de v se mostra menos sensível às perturbações intrínsecas do aparato experimental do que as flutuações de u . Por isso, a comparação dos resultados da influência do gerador de perturbações com o caso base será feita através da análise das flutuações de velocidade v .

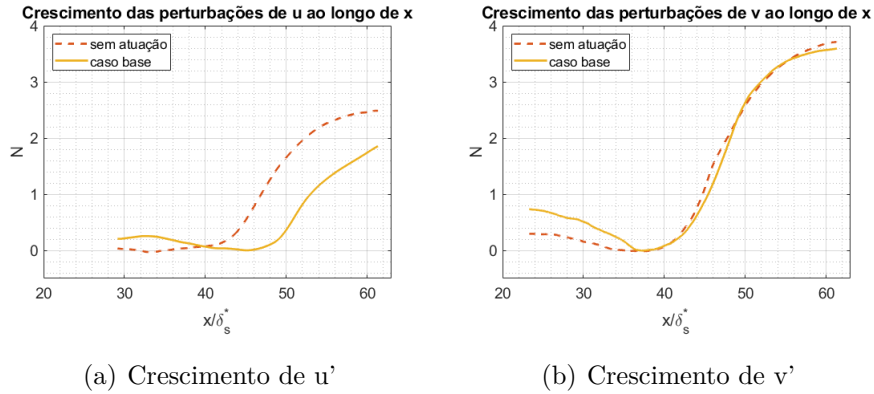


Figura 4.17: Crescimento das maiores perturbações u' e v' ao longo de x (caso sem atuação)

Na Figura 4.18, temos os contornos do espectro de frequência de v' ao longo da direção do escoamento para o caso sem atuação. Comparando este resultado com o caso base, observa-se que houve uma ligeira mudança na intensidade e na frequência dominante do escoamento. Todavia, as maiores intensidades das flutuações de velocidade se concentram na mesma faixa do número de St do caso base. Isso sugere que o perturbador não modificou significativamente o mecanismo de transição e o consequente recolamento da bolha.

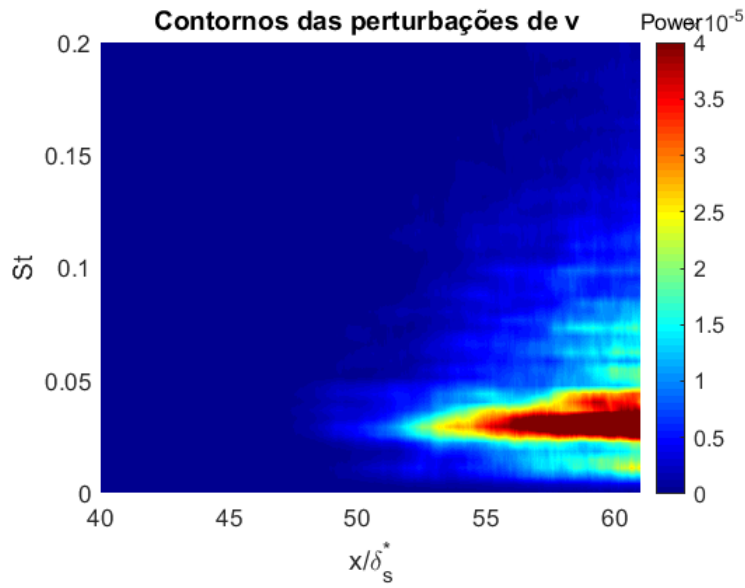


Figura 4.18: Contornos da energia do campo de flutuações de v ao longo de x em y correspondente ao ponto de altura máxima da linha de inflexão (caso sem atuação).

Como último quesito comparativo, é apresentado na Figura 4.19 a distribuição de energia do escoamento no ponto x referente à posição do fator de forma máximo e y referente à altura máxima da bolha. Novamente, observa-se que a transferência de energia para perturbações de altas frequências ocorre com a inclinação de $-5/3$, mesmo resultado encontrado no caso base.

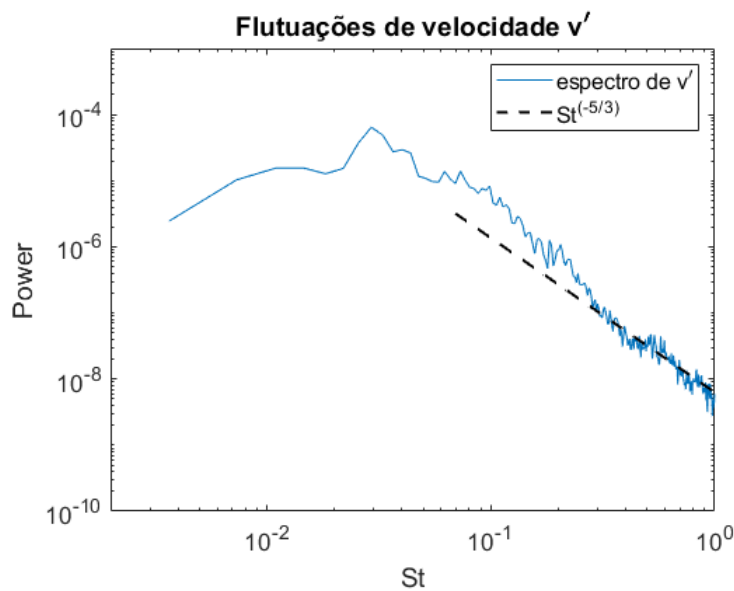


Figura 4.19: Espectro das flutuações de velocidade v' (caso sem atuação)

Na tabela 4.2 temos o resumo dos resultados das comparações entre o caso base e o caso com introdução da fita vibrante (caso sem atuação). Os resultados sugerem que a presença do gerador de perturbações não trouxe alterações significativas na natureza do fenômeno. Sendo assim, na terceira seção deste capítulo, o perturbador será utilizado como forma de incrementar a intensidade de flutuações do escoamento e, com isso, será investigada a resposta transiente de uma bolha de separação laminar.

Parâmetros	Caso sem atuação	Caso Base
$L(mm)$	140	180
$h(mm)$	4.3	5.4
L_I/L_{II}	2.24	2.33
$\alpha(rad)$	0.046	0.042
L_I/θ_s	80	103
$Re_{\theta_s}^*$	—	270
Re_{θ_s}	302	297
$Re_{\delta_s}^*$	1159	1044
St_{θ_s}	0.01 – 0.05	0.01 – 0.05

Tabela 4.2: Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (caso sem atuação).

4.3

Regime transiente

No regime transiente, foi analisado o comportamento do escoamento desde o instante em que não há separação da camada limite até a completa recuperação da bolha de separação. Para isso, acionou-se a fita vibrante e foi gerada uma perturbação controlada, com frequência na faixa das perturbações de maior amplitude que foram observadas nos casos sem atuação ($St=0.05$). A amplitude desta perturbação foi estabelecida ajustando-se a fonte de tensão na menor voltagem possível capaz de eliminar a bolha. A detecção da eliminação da bolha foi feita de maneira visual. Após 15s de atuação e o desaparecimento completo da bolha, o sistema foi subitamente desligado. Poucos segundos após o desligamento do perturbador, a bolha voltava a surgir. Este processo de recuperação do estado quase estacionário da bolha foi medido 30 vezes, e os resultados apresentados nesta seção representam a média desses 30 eventos. Um diagrama de tempo que representa o funcionamento dos equipamentos durante esse período transiente é ilustrado na Figura 4.20. Os resultados mostrados nesta seção são referentes a esse período transiente até a recuperação da bolha.

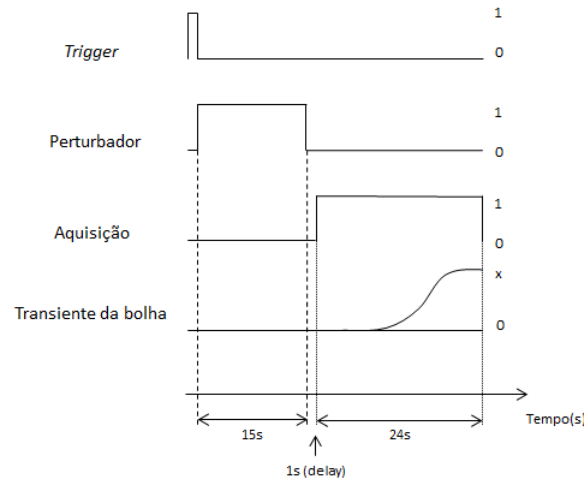


Figura 4.20: Diagrama de tempo para aquisição dos dados do regime transiente

Nas Figuras 4.21 e 4.22, temos os campos de velocidade média, obtidos com a média de 30 instantes de tempos, para os estados inicial e final do processo transiente. No instante inicial, o escoamento não apresenta separação da camada-limite e, portanto, não há fluxo reverso. Observa-se que após o transiente, a bolha se assemelha àquela encontrada com o gerador de perturbações desligado (ver seção 4.2). Os parâmetros relacionados à topologia da bolha que foram obtidos após sua recuperação são: $L=140\text{mm}$ ($L/\delta_s^* = 30.4$), $h=4.2\text{mm}$ ($h/\delta_s^* = 0.91$), $L_I = 98\text{mm}$ ($L_I/\delta_s^* = 21.3$), $L_{II} = 42\text{mm}$ ($L_{II}/\delta_s^* = 9.1$), $\alpha = 0.043$, $L_I/L_{II} = 2.33$, $Re_{\delta_s^*} = 1333$, $Re_{\theta_s} = 310$ e velocidade reversa máxima foi de 6.7%. Comparando esses resultados com o caso sem atuação, pode-se observar que tais parâmetros são, de fato, similares e sugerem a total recuperação da bolha. Na tabela 4.3 é apresentado o resumo dos resultados comparativos entre o caso transiente e o caso sem atuação do perturbador.

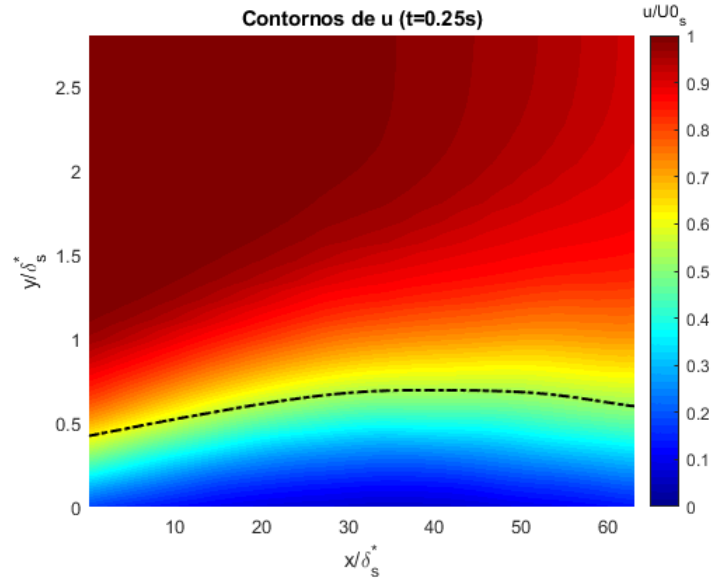


Figura 4.21: Contornos de velocidade u no instante inicial do regime transiente (não há formação da bolha). Linha ponto-traço: δ^*

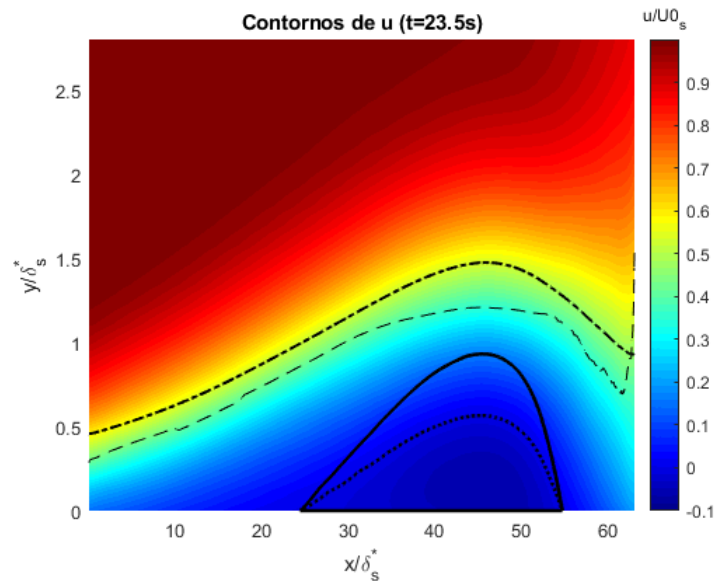


Figura 4.22: Contornos de velocidade u no instante final do regime transiente (bolha em seu estado quase estacionário). Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha pontilhada: $u=0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*

Os campos de intensidade das flutuações de velocidade também foram analisados no instante sem bolha e após a recuperação. Observa-se no caso sem bolha (Figura 4.23) que as regiões com maior intensidade das flutuações de u' se concentram próximas da linha de inflexão do perfil médio. Nos perfis de velocidade mostrados no início deste capítulo, mostrou-se que nessa re-

Parâmetros	Caso transiente	Caso sem atuação
$L(mm)$	140	136
$h(mm)$	4.2	4.3
L_I/L_{II}	2.33	2.24
$\alpha(rad)$	0.043	0.046
L_I/θ_s	82	80
Re_{θ_s}	310	302
$Re_{\delta_s^*}$	1333	1159
St_{θ_s}	0.01 – 0.05	0.01 – 0.05

Tabela 4.3: Resumo da comparação dos parâmetros topológicos da bolha de separação (transiente).

gião o cisalhamento também é máximo. Além disso, é interessante notar que a velocidade média nessa região é da ordem de 30 a 40% da velocidade do escoamento externo a camada-limite (ver Figuras 4.21 e 4.22). A velocidade de ondas de instabilidade ficam, tipicamente, dentro dessa faixa. Logo, as perturbações, aparentemente, estão sendo mais amplificadas na região conhecida na literatura como camada crítica (*'critical layer'* - ver Maslowe (1986)). Já nos contornos de v' , o crescimento das flutuações ocorre no final do campo de medição (Figura 4.24).

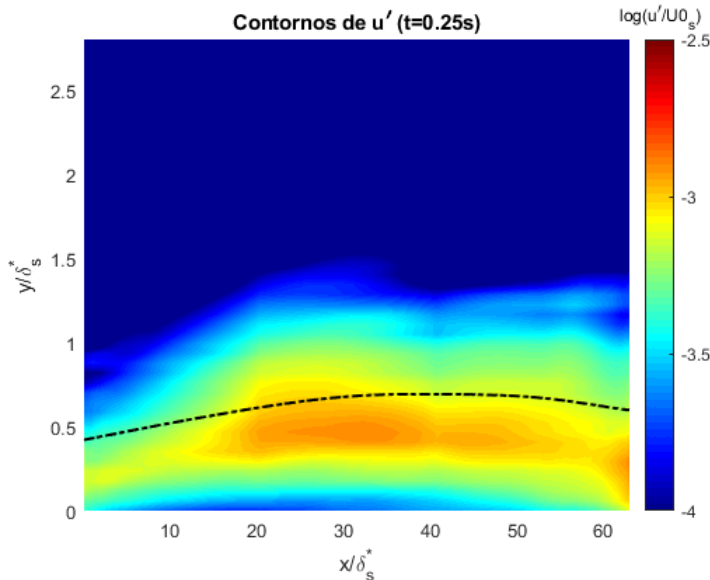


Figura 4.23: Contornos de u' no instante inicial do regime transiente. Linha ponto-traço: δ^*

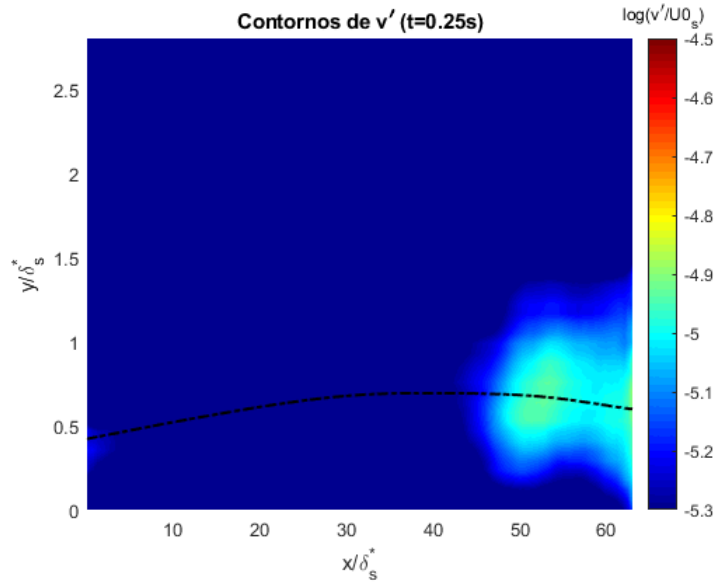


Figura 4.24: Contornos de v' no instante inicial do regime transiente. Linha ponto-traço: δ^*

Nas Figuras 4.25 e 4.26, são mostrados os contornos de u' e v' do instante final do regime transiente. Podemos observar que a altura onde ocorrem as máximas flutuações de velocidade se mantiveram similares ao do caso sem atuação. Nota-se ainda que as regiões com maior intensidade das flutuações de u' se concentram próximas da linha de inflexão do perfil médio e que, nessa região, a velocidade do escoamento médio também é da ordem de 30 a 40% da velocidade do escoamento externo a camada-limite. Isso também foi observado no caso sem bolha. Já para v' , o crescimento é súbito próximo à altura máxima da bolha. Na Figura 4.27, temos o resultado do crescimento das maiores flutuações de velocidade u' e v' encontradas no final do regime transiente na posição y igual à altura da linha de inflexão. Assim como para o caso sem atuação, é possível identificar um crescimento exponencial dessas perturbações a partir de $x/\delta_s^* = 41$ até valores próximo a 50.

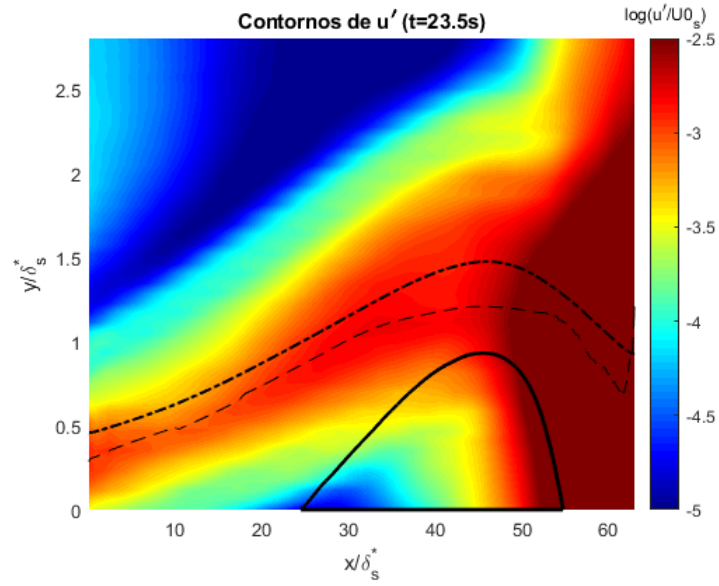


Figura 4.25: Contornos de u' no instante final do regime transiente. Linha cheia: linha de corrente $\phi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*

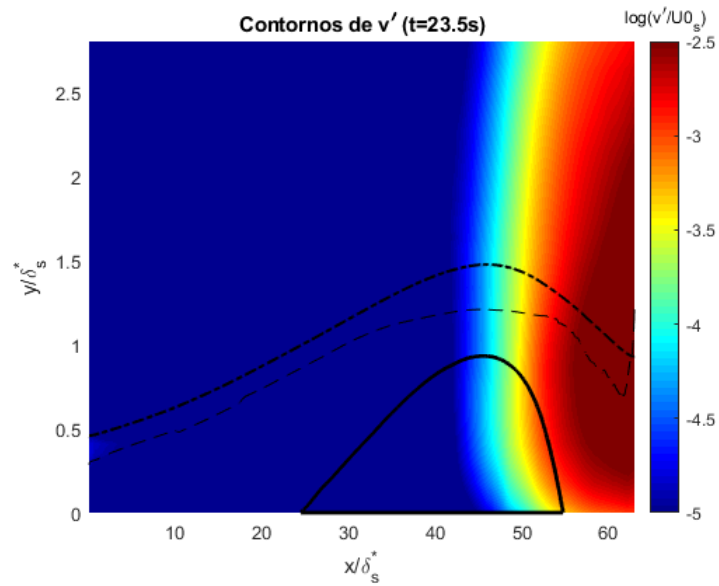


Figura 4.26: Contornos de v' no instante final do regime transiente. Linha cheia: linha de corrente $\phi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*

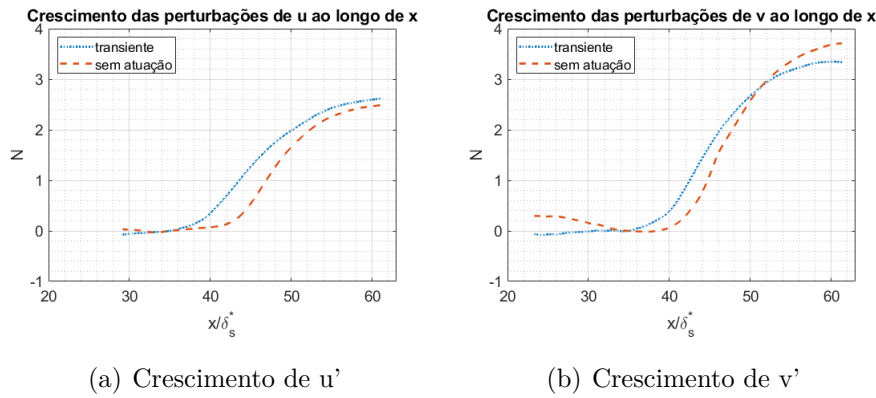


Figura 4.27: Crescimento das maiores perturbações de u e v ao final do regime transiente

O conteúdo espectral das perturbações após a recuperação da bolha é apresentado nas Figuras 4.28 e 4.29 somente para os instantes finais de amostragem, onde a bolha parece estar recuperada. Nessa condição, dispõe-se de alguns segundos de dados amostrados. Já nos instantes iniciais, correspondentes ao caso sem bolha, o escoamento está em condição transiente e, portanto, a série temporal não apresenta um sinal estacionário longo o suficiente para permitir a análise espectral com a transformada de Fourier. Como pode ser visto nas Figuras 4.28 e 4.29, as perturbações dominantes no final do regime transiente se encontram na mesma faixa de frequências do caso sem atuação. Desta forma, os resultados sugerem que no instante analisado ($t=24$ segundos após o desligamento do perturbador), a bolha já apresenta estatísticas similares às aquelas observadas no caso sem atuação. Isso indica uma total recuperação das características estáticas e dinâmicas do escoamento.

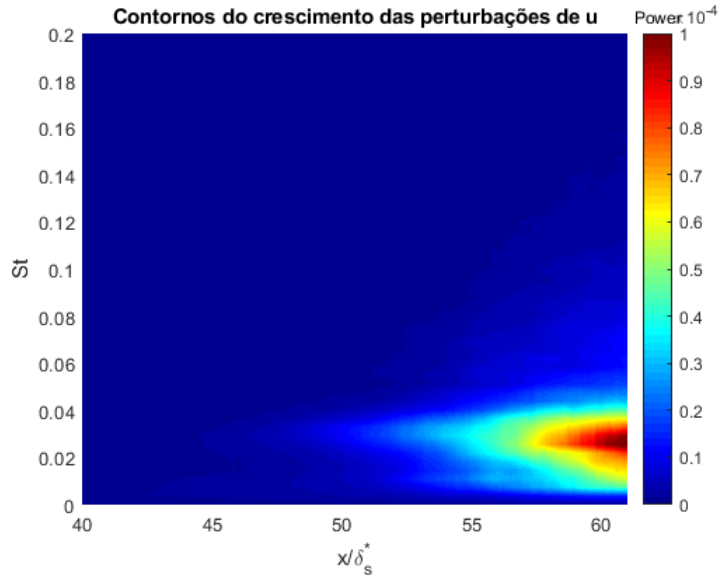


Figura 4.28: Contornos do espectro de u' ao final do regime transiente na posição y referente à linha de inflexão no ponto de máxima altura da bolha

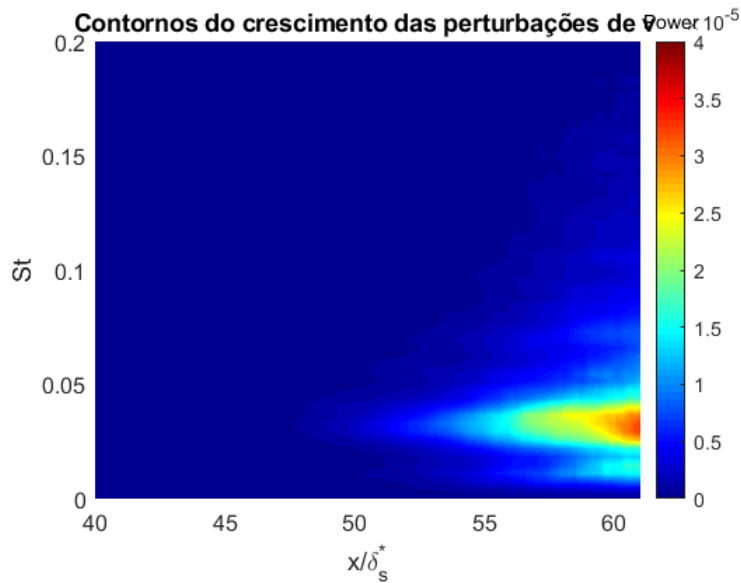


Figura 4.29: Contornos do espectro de v' ao final do regime transiente na posição y referente à linha de inflexão no ponto de máxima altura da bolha

Após a verificação da recuperação das características estáticas e dinâmicas do escoamento, prosseguiu-se com a análise da evolução de alguns parâmetros da bolha durante o período transiente. Foram avaliadas as evoluções dos contornos de velocidade (u, u', v, v'), do fator de forma H , do ângulo da separação (α), e das posições de separação e recolamento da bolha. Em seguida, analisou-se o comportamento dinâmico transiente da bolha.

A Figura 4.30 mostra os contornos da bolha, correspondentes à linha de corrente 0, durante o transiente. Assim como encontrado no trabalho de Michelis et al (2017), ocorre, em determinado momento, o crescimento da bolha para além do comprimento estacionário (t maior que aproximadamente 12s). Naquele estudo, é sugerido que este processo de expansão se assemelha ao processo de estouro da bolha (*bursting*). É interessante notar nas Figuras 4.31 que apesar dos parâmetros da bolha, tais como comprimento, altura e ângulo de separação aparentemente sofrerem variações significativas durante o transiente, o formato da bolha parece seguir um padrão. Para avaliar o comportamento geral do fenômeno durante o transiente, as dimensões da bolha foram adimensionalizadas. Utilizou-se nessa adimensionalização os dados instantâneos do ponto de separação (x_s), do comprimento (L) e da altura da bolha (h). Tais resultados são apresentados na Figura 4.31. Observa-se que no início da formação da bolha o formato é diferente. Entretanto, já a partir de 3 segundos, quando a bolha ainda é bem pequena, observa-se um formato similar aquele visto nos instantes finais. Algumas diferenças são observadas na região de recolamento. Nesse local os perfis parecem convergir com a bolha recuperada somente em instantes finais de amostragem. Na Figura 4.32 temos alguns perfis de velocidade no ponto de separação para determinados instantes de tempo. Por esse resultado, parece haver pouca variação do perfil de velocidade no ponto de separação durante o regime transiente.

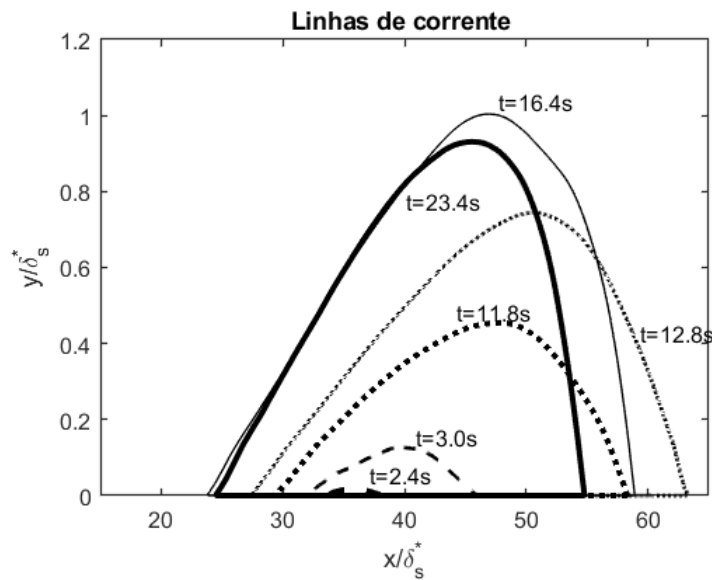


Figura 4.30: Linhas de corrente $\psi = 0$ em diferentes tempos t .

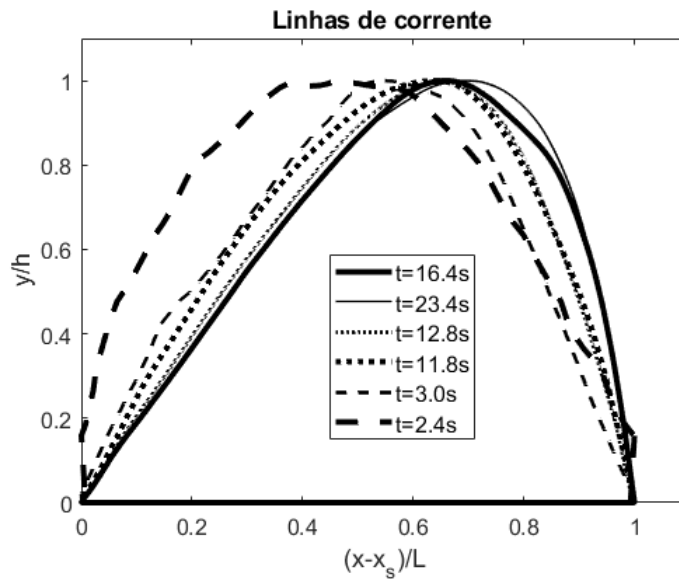


Figura 4.31: Linhas de corrente $\psi = 0$ (local) em diferentes tempos t .

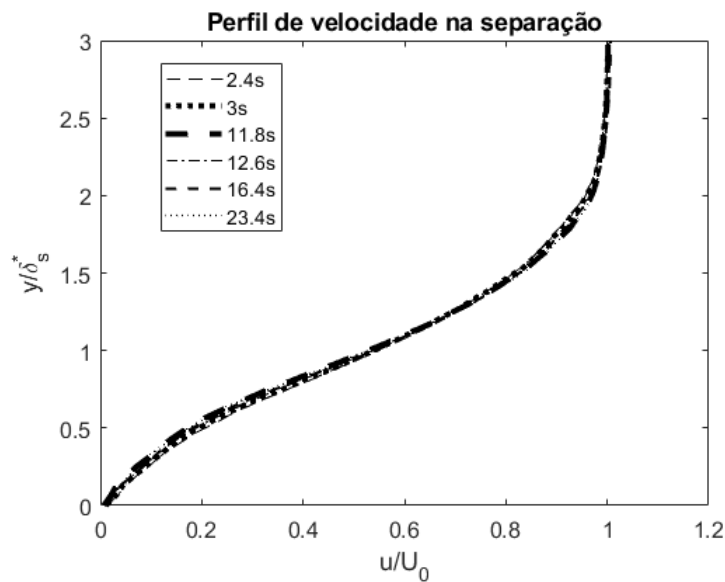


Figura 4.32: Perfis de velocidade adimensional no ponto de separação em diferentes tempos t .

Nas Figuras 4.33 e 4.34, são apresentadas os contornos de u' e v' . Novamente, a região de maior flutuação de velocidade se concentra na parte final da bolha. Nota-se que esta região varia de acordo com a altura da bolha. Este comportamento está ligado ao fato da posição da altura máxima da bolha ser a região onde o escoamento turbulento se inicia. As flutuações de u' e v' para o caso transiente ficaram próximas a 10% de U_0 , resultado semelhante ao caso sem atuação. Observa-se que durante o transiente as maiores intensidades de flutuação de velocidade sempre se concentram em torno da linha de inflexão

do perfil. Isso ocorre tanto em casos com bolhas bem pequenas, como no caso de bolhas com comprimento maior do que aqueles obtidos com a bolha recuperada.

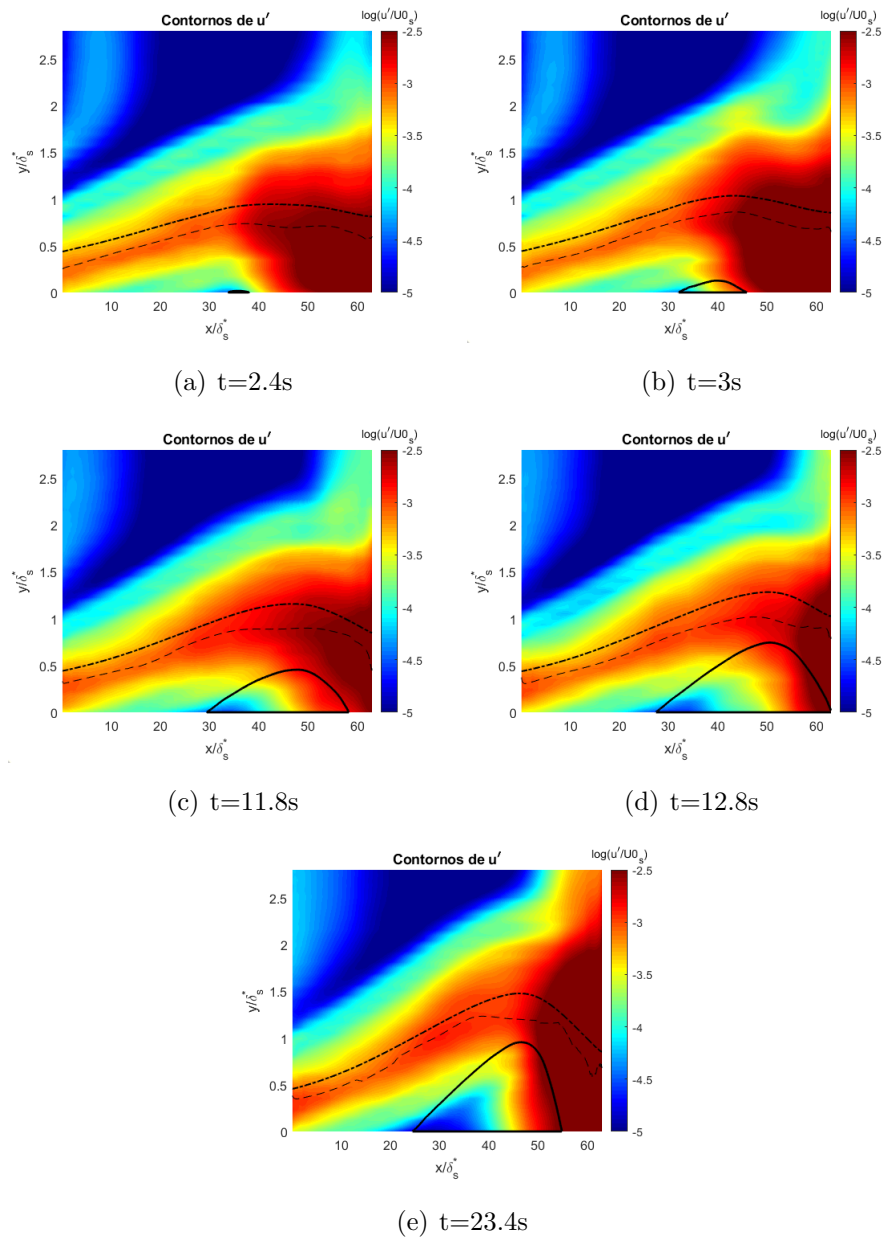


Figura 4.33: Contornos de velocidade u' . Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*

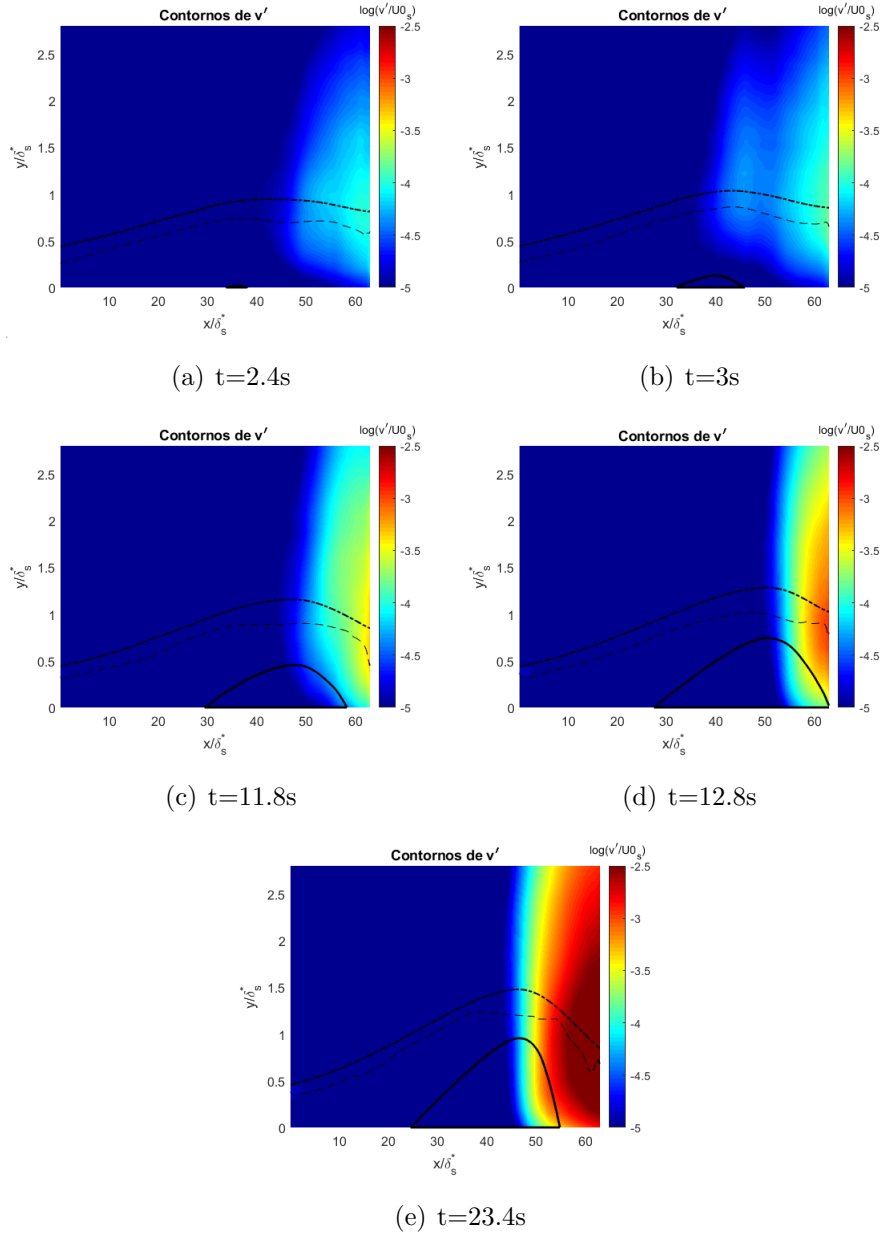


Figura 4.34: Contornos de velocidade v' . Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$, linha tracejada: pontos de inflexão, linha ponto-traço: δ^*

Na Figura 4.35, pode-se ver a evolução do fator de forma para diferentes instantes de tempo. A evolução do perfil do fator de forma apresenta um maior deslocamento na direção x nos instantes iniciais, devido a maior expansão longitudinal da bolha. Conforme a bolha se aproxima da topologia quase estacionária, o fator de forma tende a ganhar amplitude, assim como encontrado em Yarusevych e Kotsonis (2017). Para uma melhor comparação dos fatores de forma nos diferentes instantes de tempo, resolveu-se subtrair da coordenada x a posição correspondente ao ponto de separação x_s . Assim, a evolução do fator de forma fica apresentada em relação à separação, conforme ilustrado na

Figura 4.36. Observa-se que o ponto de separação no regime transiente ocorre para uma condição de H praticamente constante. Isso sugere que o descolamento da camada limite é fracamente dependente das condições a jusante do ponto onde a camada limite se descola.

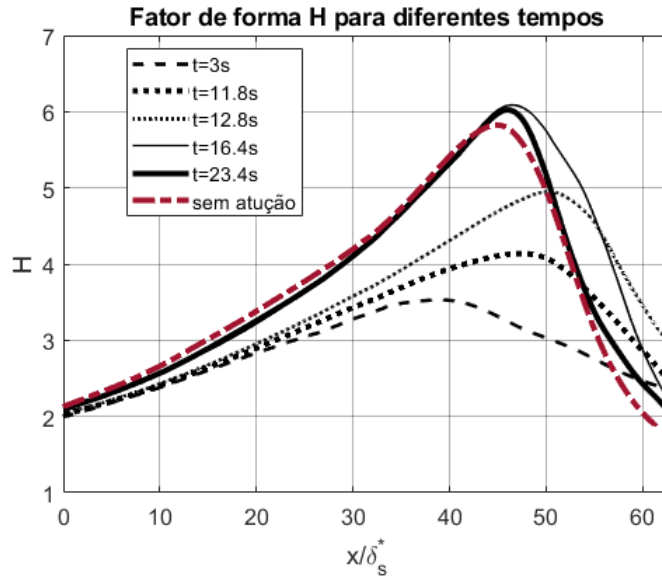


Figura 4.35: Fator de forma H no regime transiente

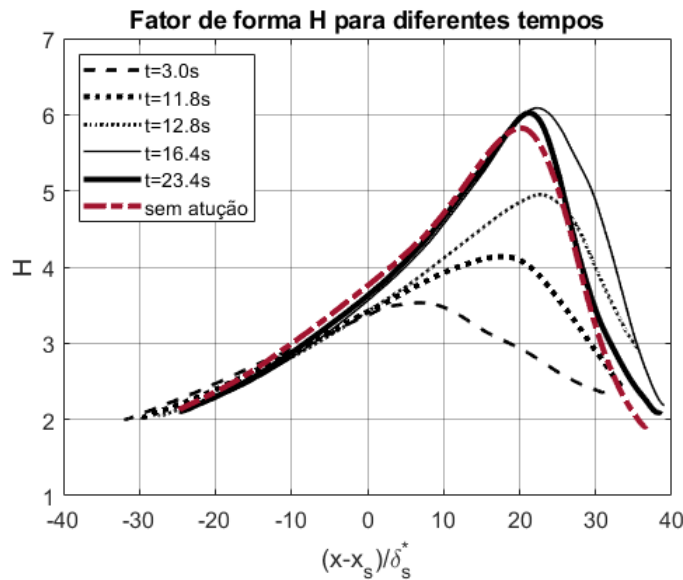
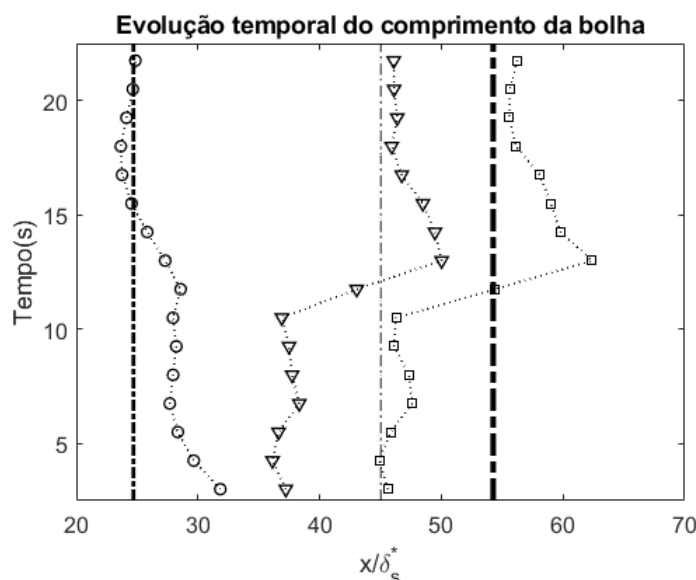


Figura 4.36: Fator de forma H no regime transiente com a posição x ajustada.

Na Figura 4.37, temos a evolução dos pontos de separação, recolamento e posição da altura máxima da bolha ao longo da direção longitudinal. No instante $t=2s$, há a primeira identificação da separação da camada-limite. A partir deste tempo, a bolha começa a se recuperar. Nos instantes $2 < t < 5s$,

observa-se que o ponto de separação se desloca continuamente em direção a montante, enquanto, x_h e x_r flutuam em torno de uma única posição. Para tempos compreendidos entre 5 e 10s, a bolha parece assumir um comprimento laminar (L_I) bem semelhante ao comprimento turbulento (L_{II}). Próximo a $t=11.8s$ vemos um salto das posições. Esse comportamento pode estar ligado à ejeção de um grande vórtice ou a uma descontinuidade na amostragem do fenômeno, devido à aquisição de duas séries em tempos distintos. Devido ao tempo necessário para a bolha se recuperar, a aquisição do regime transiente teve que ser dividida em duas partes. Na primeira metade, foram medidos os instantes de t_1 até $t_{N/2}$; e na segunda, os instantes $t_{N/2+1}$ até t_N . Porém, essas medições foram feitas em um intervalo de um dia. Devido a grande sensibilidade da bolha, alguma pequena alteração nas condições do escoamento no canal pode ter ocorrido, causando uma descontinuidade dos dados. De qualquer maneira, isso não refuta os resultados apresentados até aqui, pois a validação dos mesmos demonstra que a bolha recuperada possui características similares à bolha do caso não perturbado. Logo, a variação pode ter causado alguma perda de informação sobre a evolução da bolha no regime transiente. Todavia, ainda é possível identificar o alongamento máximo da bolha próximo de $t=12.7s$. A partir desse instante, as três posições (x_s, x_h, x_r) voltam a se deslocar em direção a montante, exibindo dessa vez uma maior razão L_I/L_{II} . Ao final do processo ($t>18s$), a bolha se estabiliza nas mesmas posições da bolha do caso sem atuação.



A evolução do ângulo de separação foi avaliado na figura 4.38. O comportamento médio de α parece variar linearmente com o tempo até t igual a aproximadamente 16s. Esse parâmetro é menos sensível a variações nos comprimentos L_I e L_{II} e mantém uma tendência de crescimento aproximadamente linear ao longo do transiente. Somente quando a bolha assume uma topologia quase estacionária é que α para de crescer. Em relação ao comportamento da altura da bolha, observa-se também um crescimento até próximo de $t=16$ s (Figura 4.39). É interessante mencionar que, a altura máxima da bolha só é atingida após o seu alongamento máximo. Tanto α quanto h apresentaram valores finais coincidentes aqueles obtidos para a bolha no caso sem atuação do perturbador.

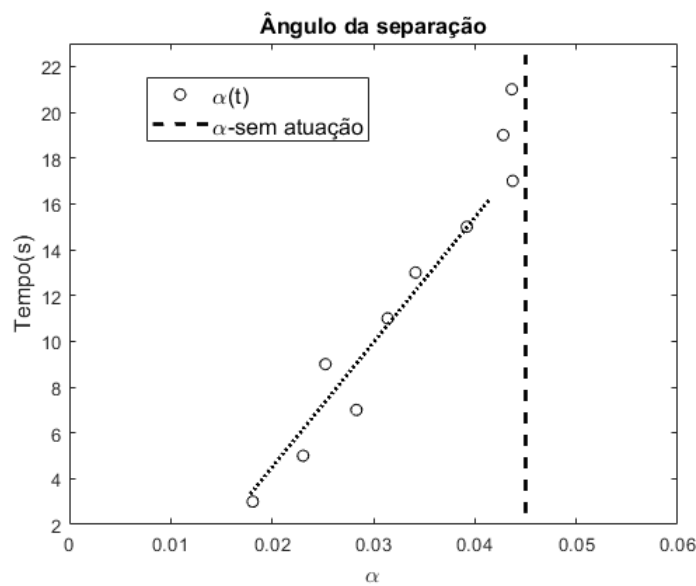


Figura 4.38: Variação do ângulo da separação no regime transiente. Pontos 'o': crescimento do ângulo α ; linha tracejada: ângulo de separação do caso sem atuação.

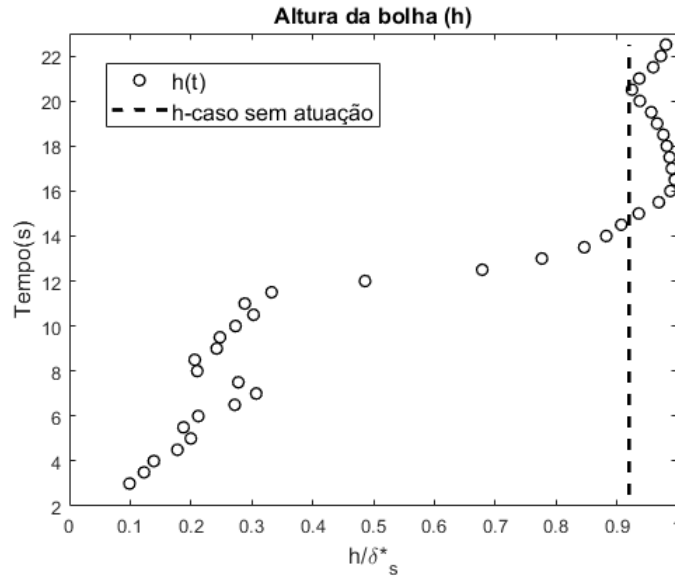


Figura 4.39: Variação da altura da bolha no regime transiente. Pontos 'o': crescimento de h ; linha tracejada: h do caso sem atuação.

Outro parâmetro investigado neste trabalho, foi a evolução do Re_{θ_s} (Figura 4.40). Diferentemente do resultado obtido para α e h , Re_{θ_s} se manteve praticamente estável durante todo o processo transiente. Para o cálculo deste parâmetro, foram utilizados valores de U_0 e δ_s^* local referente aquele instante de tempo.

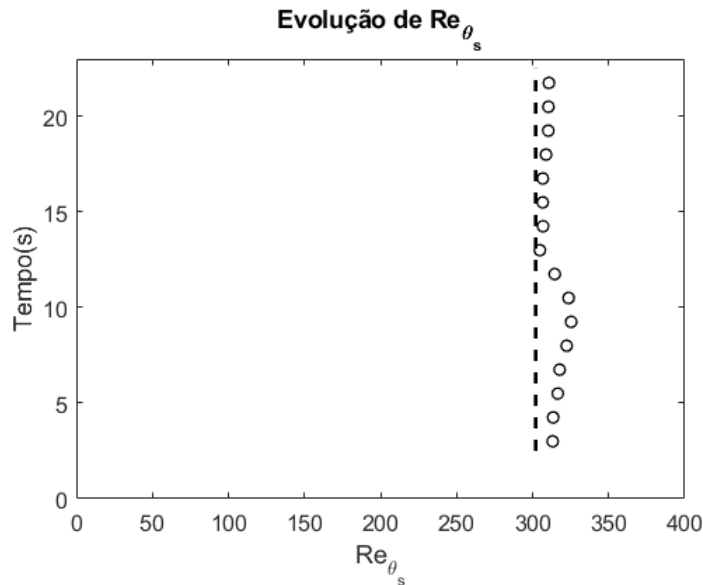


Figura 4.40: Variação de Re_{θ_s} no regime transiente. Pontos 'o': evolução de Re_{θ_s} ; linha tracejada: Re_{θ_s} do caso sem atuação.

Informações sobre a formação e ejeção das estruturas presentes no regime transiente da bolha foram obtidas através da aplicação do critério λ_2 para identificação dos vórtices. Na Figura 4.41, podemos ver a formação de um vórtice de média intensidade na região um pouco a jusante do local de máxima altura da bolha, no instante de tempo precedente ao seu alongamento máximo. O crescimento e subsequente ejeção deste vórtice parece não ser capaz de causar uma redução no tamanho da bolha (Figura 4.41 a, b, c, respectivamente). Com a bolha mais alongada, a formação dos vórtices sofre uma ligeira mudança de posição, ocorrendo em um ponto mais afastado da superfície e implicando no aumento da intensidade dos novos vórtices (Figura 4.41 d, e). A presença de vórtices mais intensos causa uma maior mistura entre o fluido separado e o fluido não separado e, com isso, a bolha de separação começa a reduzir de tamanho. Além de atuar no comprimento da bolha, a presença de um vórtice de grande energia é capaz de excitar a formação de um pequeno vórtice mais a montante. A partir do alongamento máximo da bolha, a formação e ejeção dos vórtices ocorreu de forma periódica, assim como apresentado em Michelis et al. (2017). De acordo com a Figura 4.37, o encurtamento da bolha cessa próximo a $t=18s$. No regime quase estacionário, conjectura-se também uma fusão entre um par de vórtices formados subsequentemente, na região próxima ao recolamento da bolha (Figura 4.42 a, b e c). Esses resultados sugerem que essa pequena mudança na interação entre o desprendimento de vórtices e a bolha é capaz de promover alterações significativas na topologia do fenômeno. Esse processo pode estar associado ao fenômeno de oscilação da bolha (*flapping*) ou mesmo ao estouro das bolhas (*bursting*). Entretanto, mais estudos são necessários para a formulação de qualquer conjectura acerca desse tópico.

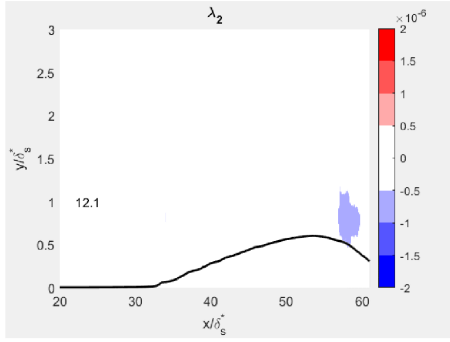
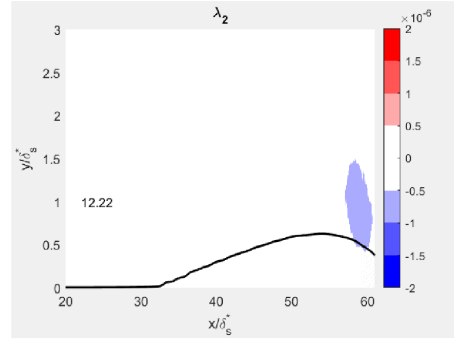
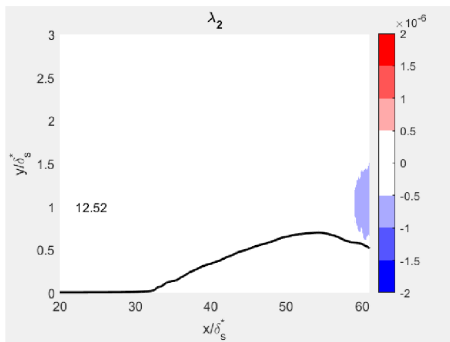
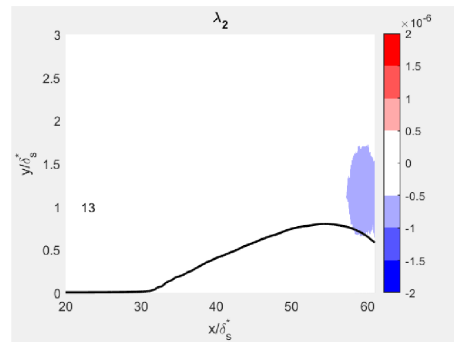
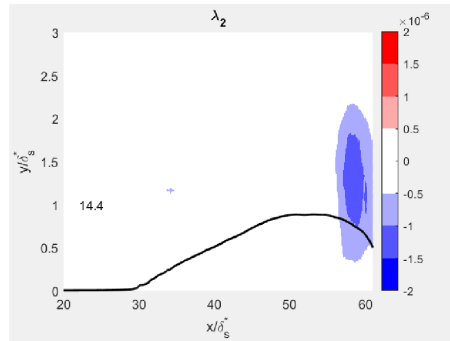
(a) $t=12.1s$ (b) $t=12.2s$ (c) $t=12.5s$ (d) $t=13.0s$ (e) $t=14.4s$

Figura 4.41: Contornos de λ_2 para alguns instantes de tempo referentes ao processo de alongamento máximo da bolha. Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$

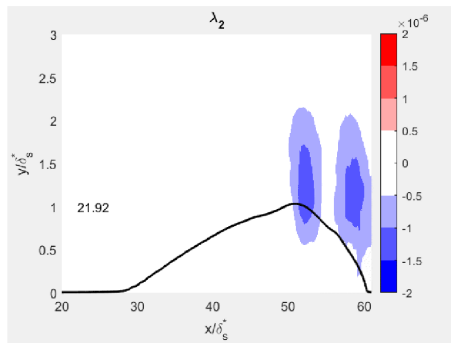
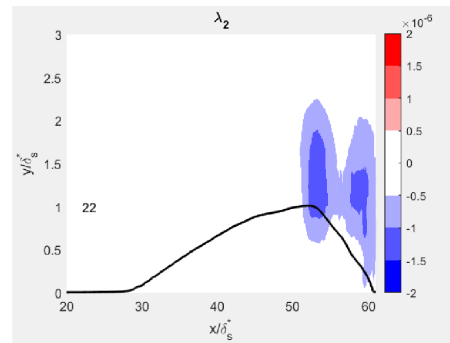
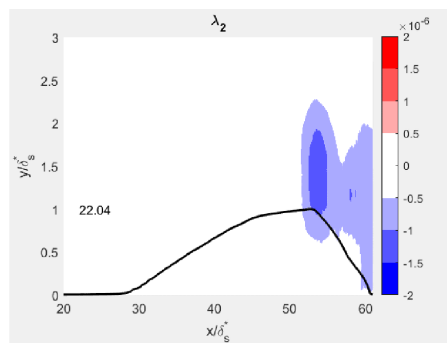
(a) $t=21.9\text{s}$ (b) $t=22.0\text{s}$ (c) $t=22.1\text{s}$

Figura 4.42: Contornos de λ_2 para os instantes finais do regime transiente.
Linha cheia: linha de corrente $\psi = 0$

5 Conclusão

Este trabalho teve o objetivo de estudar o comportamento de uma bolha de separação laminar sujeita a uma variação súbita no nível de perturbações do escoamento. Apesar da relevância prática para turbinas, geradores eólicos e VANTs, o problema foi pouco abordado na literatura.

O estudo foi realizado em um canal de água de baixo nível de turbulência. O gradiente de pressão necessário para a formação da bolha de separação foi obtido com uma placa convergente-divergente. O aparato para o estudo da bolha havia sido montado em um trabalho anterior do grupo (ver Pinedo, 2018). Para a realização do estudo proposto, foi necessário projetar, construir e testar um gerador de perturbações.

No presente trabalho, escolheu-se perturbar a camada-limite do escoamento de modo a promover a remoção completa da bolha de separação. Após a remoção da bolha, o perturbador foi desligado e o transiente até a recuperação da bolha foi medido utilizando a técnica de PIV, com alta resolução temporal. Cabe ressaltar que todas as rotinas de processamento de dados, sincronização de equipamentos e controle do perturbador foram desenvolvidas no âmbito deste projeto. Além disso, toda a medição dos campos de velocidade com a técnica PIV foi realizada utilizando ferramentas desenvolvidas em Matlab pelo grupo no Laboratório de Engenharia de Fluidos. Devido ao grande número de imagens processadas, adaptou-se as rotinas de grupo para processamento paralelo.

Antes da instalação do sistema de perturbação foram medidos os campos de velocidade do escoamento com a presença de um *trip* próximo ao bordo de ataque da placa plana e, conseqüentemente, sem a presença da bolha. O objetivo foi caracterizar o gradiente de pressão imposto ao escoamento com a placa convergente-divergente. No segundo momento, sem a presença do *trip*, o fenômeno da bolha de separação foi medido e validado mediante a comparação com os resultados apresentados na literatura.

Os campos de velocidade e as características da bolha observados neste trabalho se mostraram de acordo com aqueles apresentados na literatura. Após a instalação do gerador de perturbações, foi avaliada a influência do dispositivo no comportamento da bolha. Uma comparação entre as observações feitas com e sem a presença do perturbador mostrou que o dispositivo, apesar de causar uma redução no comprimento da bolha, não alterou de maneira significativa a natureza da mesma.

Após a validação dos ensaios e análise da influência do perturbador no escoamento, procedeu-se com a investigação da bolha submetida a variação do nível de perturbações. Observou-se no processo de crescimento da bolha, compreendido entre o instante em que o escoamento não apresenta separação e o instante em que a bolha apresenta um comportamento quase estacionário, alguns parâmetros topológicos, tais como: contornos de velocidade; perfis de velocidade no ponto de separação; posições de separação, recolamento e máxima altura da bolha; ângulo de separação; altura da bolha e Re_θ no ponto de separação. Também foram avaliados os contornos das estruturas do escoamento.

De acordo com os resultados obtidos, o número de Reynolds baseado na espessura de quantidade de movimento e o fator de forma no ponto de separação se mostraram praticamente invariantes no regime transiente. Isso difere dos resultados obtidos para outros parâmetros, como por exemplo: a posição da separação e do recolamento; o tamanho e altura da bolha; e o ângulo de separação. Esse comportamento indica que a separação da camada limite, de fato, não é muito influenciada pela dinâmica do escoamento a jusante do ponto de separação. Esse resultado é interessante e inédito na literatura. Outro resultado interessante foi a análise da topologia da bolha durante o transiente. Observou-se que nele há pouca variação na forma adimensional da bolha. Diferenças significativas na forma da bolha foram notadas somente em instantes bem próximos ao início da sua formação. Isso sugere que, no caso estudado, o mecanismo que governa o formato da bolha de separação não muda significativamente durante o transiente.

Nas condições do presente estudo a bolha se encontra em condições próximas do estouro (*bursting*), de acordo com o critério de Gaster (1966). De fato, observou-se nos experimentos sem perturbação uma oscilação no comprimento da bolha em torno de uma média. No regime transiente, viu-se que a bolha se estende por um comprimento maior do que aquele observado na média do caso

sem perturbação. Somente após o desprendimento do primeiro vórtice de maior intensidade é que a bolha reduziu o seu tamanho e ficou oscilando em torno do comprimento médio observado no caso sem perturbação. Essa associação do comprimento da bolha com o desprendimento de vórtices havia sido reportada no trabalho de Michelis (2017). Devido à alta resolução temporal na medição dos campos de velocidade do presente trabalho, esse comportamento pôde ser verificado em detalhe nos resultados obtidos.

Após o período transiente, verificou-se a completa recuperação da bolha. O tempo de recuperação foi da ordem de 20 segundos. Esse valor é somente uma estimativa, devido a uma descontinuidade observada na série temporal dos campos de velocidade. Essa descontinuidade provavelmente está associada a captura dos dados em dois instantes distintos. Apesar do problema ter atrapalhado a análise da evolução temporal de alguns parâmetros da bolha, ele não compromete as observações e conclusões do trabalho. Os resultados obtidos contribuem para caracterizar a complexa dinâmica do regime transiente de bolhas de separação, fornecendo novas informações acerca do fenômeno e dando suporte para o desenvolvimento de ferramentas para a modelagem do problema. Logo, pode-se concluir que os objetivos estabelecidos para esta dissertação foram cumpridos.

Para os trabalhos posteriores, sugere-se uma análise mais aprofundada sobre a dinâmica do escoamento no início do processo de crescimento da bolha. A aplicação de ferramentas para análise de fenômenos transientes, tal como a transformada Wavelet pode ser útil, bem como a utilização de ferramentas de redução de ordem do problema. Outro desdobramento interessante é a investigação do fenômeno sob outras condições de separação, tal como gradiente de pressão e número de Reynolds do escoamento.

Referências bibliográficas

ABRANTES, J. K.; PAULA, I. B. de; AZEVEDO, L. F. A. Medição de escoamentos turbulentos utilizando velocimetria por imagem de partículas. **Capítulo**, v. 5, p. 133–209, 2012.

ALBER, I. Similar solutions for a family of separated turbulent boundary layers. In: **9th Aerospace Sciences Meeting**. [S.l.: s.n.], 1971. p. 203.

ALSAHLAN, A. A.; RAHULAN, T. Aerofoil design for unmanned high-altitude aft-swept flying wings. **Journal of Aerospace Technology and Management**, SciELO Brasil, v. 9, n. 3, p. 335–345, 2017.

DIWAN, S. S.; RAMESH, O. Laminar separation bubbles: Dynamics and control. **Sadhana**, Springer, v. 32, n. 1-2, p. 103–109, 2007.

DOVGAL, A.; KOZLOV, V.; MICHALKE, A. Laminar boundary layer separation: instability and associated phenomena. **Progress in Aerospace Sciences**, Elsevier, v. 30, n. 1, p. 61–94, 1994.

EVERAERTS, J. et al. The use of unmanned aerial vehicles (uavs) for remote sensing and mapping. **The International Archives of the Photogrammetry, Remote Sensing and Spatial Information Sciences**, International Soc. for Photogrammetry and Remote Sensing (ISPRS), v. 37, n. 2008, p. 1187–1192, 2008.

GASTER, M. The structure and behaviour of laminar separation bubbles (structure and behavior of laminar separation bubbles formed under various reynolds numbers and pressure distributions). **1966.**, p. 813–854, 1966.

GENC, M. S. et al. Low reynolds number flows and transition. In: **Low Reynolds number aerodynamics and transition**. [S.l.]: Intechopen, 2012.

GOLDSCHMIED, F. R. An approach to turbulent incompressible separation under adverse pressure gradients. **Journal of Aircraft**, v. 2, n. 2, p. 108–115, 1965.

HAIN, R.; KÄHLER, C.; RADESPIEL, R. Dynamics of laminar separation bubbles at low-reynolds-number aerofoils. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 630, p. 129–153, 2009.

HATMAN, A.; WANG, T. Separated-flow transition: Part 2—experimental results. In: AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. **ASME 1998 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition**. [S.l.], 1998. p. V001T01A108–V001T01A108.

HODSON, H.; DOMINY, R. 'the off-design performance of a low pressure steam turbine cascade. **ASME Paper**, n. 86-GT, p. 188, 1986.

- KLEBANOFF, P. S.; TIDSTROM, K.; SARGENT, L. The three-dimensional nature of boundary-layer instability. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 12, n. 1, p. 1–34, 1962.
- KONTOGIANNIS, S. G.; EKATERINARIS, J. A. Design, performance evaluation and optimization of a uav. **Aerospace science and technology**, Elsevier, v. 29, n. 1, p. 339–350, 2013.
- LANG, M.; RIST, U.; WAGNER, S. Investigations on controlled transition development in a laminar separation bubble by means of lda and piv. **Experiments in Fluids**, Springer, v. 36, n. 1, p. 43–52, 2004.
- LEES, L. **Turbulent Boundary Layer with Vanishing or Small Skin Friction**. [S.l.], 1970.
- LENGANI, D. et al. Experimental investigation on the time–space evolution of a laminar separation bubble by proper orthogonal decomposition and dynamic mode decomposition. **Journal of Turbomachinery**, American Society of Mechanical Engineers Digital Collection, v. 139, n. 3, 2017.
- MARXEN, O.; HENNINGSON, D. S. The effect of small-amplitude convective disturbances on the size and bursting of a laminar separation bubble. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 671, p. 1–33, 2011.
- MASLOWE, S. A. Critical layers in shear flows. **Annual review of fluid mechanics**, Annual Reviews 4139 El Camino Way, PO Box 10139, Palo Alto, CA 94303-0139, USA, v. 18, n. 1, p. 405–432, 1986.
- MAYLE, R. E. The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines. In: AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. **ASME 1991 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exposition**. [S.l.], 1991. p. V005T17A001–V005T17A001.
- MICHELIS, T.; YARUSEVYCH, S.; KOTSONIS, M. Response of a laminar separation bubble to impulsive forcing. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 820, p. 633–666, 2017.
- PETROVIC, M.; RIESS, W. Off-design flow analysis of low-pressure steam turbines. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy**, SAGE Publications Sage UK: London, England, v. 211, n. 3, p. 215–224, 1997.
- PINEDO, O. E. O. **Projeto e Qualificação de um Aparato para o Estudo Experimental de Bolhas de Separação Laminar**. Dissertação (Mestrado) — PUC-Rio, 2018.
- PRITCHARD, P. J.; MITCHELL, J. W.; LEYLEGIAN, J. C. **Fox and McDonald's Introduction to Fluid Mechanics, Binder Ready Version**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2016.
- RAFFEL, M. et al. **Particle image velocimetry: a practical guide**. [S.l.]: Springer, 2018.

- RIST, U.; AUGUSTIN, K. Control of laminar separation bubbles using instability waves. **AIAA journal**, v. 44, n. 10, p. 2217–2223, 2006.
- RODRÍGUEZ, D.; GENNARO, E. M.; JUNIPER, M. P. The two classes of primary modal instability in laminar separation bubbles. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 734, 2013.
- RODRÍGUEZ, D.; THEOFILIS, V. On instability and structural sensitivity of incompressible laminar separation bubbles on a flat-plate boundary layer. In: **38th Fluid Dynamics Conference and Exhibit**. [S.l.: s.n.], 2008. p. 4148.
- SAATHOFF, P. J.; MELBOURNE, W. H. Effects of free-stream turbulence on surface pressure fluctuations in a separation bubble. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 337, p. 1–24, 1997.
- SCHLICHTING, H. et al. **Boundary layer theory**. [S.l.]: Springer, 1960.
- SCHULTE, V.; HODSON, H. P. Unsteady wake-induced boundary layer transition in high lift Ip turbines. In: AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. **ASME 1996 International Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition**. [S.l.], 1996. p. V001T01A121–V001T01A121.
- SERNA, J.; LÁZARO, B. On the bursting condition for transitional separation bubbles. **Aerospace Science and Technology**, Elsevier, v. 44, p. 43–50, 2015.
- SERNA, J.; LÁZARO, B. On the laminar region and the initial stages of transition in transitional separation bubbles. **European Journal of Mechanics-B/Fluids**, Elsevier, v. 49, p. 171–183, 2015.
- STRATFORD, B. The prediction of separation of the turbulent boundary layer. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 5, n. 1, p. 1–16, 1959.
- SWIFT, K. M. An experimental analysis of the laminar separation bubble at low reynolds numbers. 2009.
- TANI, I. Low-speed flows involving bubble separations. **Progress in Aerospace Sciences**, Elsevier, v. 5, p. 70–103, 1964.
- WISLER, D. C. The technical and economic relevance of understanding boundary layer transition in gas turbine engines. In: NASA/CP-1998-206958. **Minnowbrook II, 1997 Workshop on Boundary Layer Transition in Turbomachines**. [S.l.], 1998. p. 53–64.
- YARUSEVYCH, S.; KOTSONIS, M. Steady and transient response of a laminar separation bubble to controlled disturbances. **Journal of Fluid Mechanics**, Cambridge University Press, v. 813, p. 955–990, 2017.