



## Jactos pulsados laminares

Características propulsivas

## Rui Vizinho de Oliveira

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em

# Engenharia Aeroespacial

# Júri

Presidente: Professor Fernando José Parracho Lau Orientador: Professor João Manuel Melo de Sousa Vogais: Professor Carlos Frederico Neves Bettencourt da Silva

Outubro de 2010

## Agradecimentos

Este trabalho é dedicado à minha família, ao meu pai, à minha mãe, à minha irmã e aos meus amigos por todo o apoio e interesse sobre o assunto de jactos pulsados. Especial agradecimento ao meu supervisor, Professor Doutor João Melo Sousa, por me ter apoiado e discutido comigo sobre diversos assuntos ao longo de todo o trabalho.

#### Resumo

Este trabalho focaliza-se na comparação entre as características propulsivas de um jacto constante face a um jacto pulsado, nos métodos de comparação aplicados e no controlo da formação dos vórtices por forma a obter maiores ganhos propulsivos com recurso a desenhos de geometrias especiais e programas de velocidade diversos. A comparação entre jactos constantes e jactos pulsados é feita com base na equivalência de massa, quantidade de movimento ou energia cinética. É ainda realizada uma análise comparativa dos gastos de energia mecânica do modo pulsado de ejecção face ao modo de jacto constante e é proposta uma hipótese para o comportamento biológico locomotivo de algumas lulas.

Palavras chave: jacto pulsado, jacto constante, propulsão, vórtices, energia mecânica.

#### Abstract

This paper focuses on the comparison between the propulsive characteristics of a constant jet versus a pulsed one, on the methods applied to achieve the latter and on the control of the formation of vortex rings in order to obtain larger propulsive benefits using special geometry designs and a diverse set of velocity programs. The comparison between constant and pulsed jet modes is based on the equivalence of mass, momentum or kinetic energy. A comparative analysis between the mechanical energy used during a pulse ejection and the energy consumed by a constant jet is also performed, and a hypothesis for a biological locomotion behavior of some squids is presented as well.

Key words: pulsed jet, constant jet, propulsion, vortex rings, mechanical energy.

Capi	ítulo 1		1						
1.1	Introdução.		1						
1.2	Aplicações	e interesses	1						
1.3	Estudos ex	perimentais e teóricos anteriores	2						
1.4	Objectivos	e organização da tese	5						
Capi	ítulo 2		7						
2.1	Equações e	e expressões utilizadas	7						
2.2	Esquemas	numéricos e malhas computacionais	7						
2.3	Programas	de velocidade impulsivos	12						
2.4	Validação c	Validação dos resultados							
	2.4.1	Validação estacionária	16						
	2.4.2	Validação transiente	20						
Capi	ítulo 3		37						
3.1	Formação e crescimento do vórtice								
3.2	Transporte	de massa, quantidade de movimento e energia	48						
3.3	Impulso do	pulso de jacto	50						
3.4	Análise do	parâmetro de comparação	54						
3.5	Ganhos Propulsivos								
	3.5.1	Influência do programa de velocidades							
	3.5.2	Influência do ejector	64						
3.6	Consumo de energia mecânica								
	3.6.1	Perspectiva computacional							
	3.6.2	Perspectiva biológica	72						
Capi	ítulo 4		75						
4.1 <sup>.</sup>	Conclusões	3	75						
4.2	Recomenda	ações para trabalhos futuros	76						
Bibli	ografia		79						
Anex	xos		81						

# Índice

# Lista de Figuras

Figura 1 a) Protocolo de ejecção de mecanismos biológicos b)Variação transiente do diâme do bocal de ejecção durante o pulso de fluido para diversas condições cardíacas e para a lu "squid". Imagens retiradas de Dabiri [2]	tro la 4
Figura 2.1 Evoluções transientes da força de pressão estática na parede e bocal de ejecção	9
Figura 2.2 Malha axissimétrica A_long	9
Figura 2.3 Malha axissimétrica A_long ampliada na região de ejecção	.10
Figura 2.4 Malha axissimétrica A ampliada na região de ejecção	.10
Figura 2.5 Perfis de velocidade à saída do bocal de ejecção	11
Figura 2.6 Detalhe de canto da malha D	12
Figura 2.7 Programas de velocidades a) 0 passos de aceleração b) 10 passos de aceleração 50 passos de aceleração	с) 13.
Figura 2.8 Evoluções transientes da força de pressão sobre a parede e o bocal de ejecção a passos de aceleração b) 10 passos de aceleração c) 50 passos de aceleração	) 0 15
Figura 2.9 Impulso das forças de pressão estática na parede e no bocal de ejecção para os três programas de velocidade	.15
Figura 2.10 Curvas de nível da magnitude da velocidade de um jacto axissimétrico descarregado numa atmosfera em repouso	16
Figura 2.11 Evolução de velocidade axial ao longo do eixo	.16
Figura 2.12 Crescimento da meia espessura de um jacto axissimétrico	.17
Figura 2.13 Perfis de velocidade axial	18
Figura 2.14 Velocidade axial sobre eixo de simetria	18
Figura 2.15 Curvas de nível da função de corrente a) malha A b) malha B	.19
Figura 2.16 Evolução transiente da força de pressão estática na parede e bocal de ejecção	.20
Figura 2.17 Geometria de orifício	21
Figura 2.18 Circulação total adimensional $\varGamma^*$	22
Figura 2.19 Propagação do anel de vorticidade	23
Figura 2.20 Circulação total	23
Figura 2.21 Propagação do anel de vorticidade	24
Figura 2.22 Linhas de velocidade axial e radial nulas num campo vectorial de velocidade	.25
Figura 2.23 Posição axial do centro de vórtice	25
Figura 2.24 Posição radial do centro de vórtice	.26
Figura 2.25 Circulação total	. 27
Figura 2.26 Evolução transiente do perfil de velocidades no bocal de ejecção	27
Figura 2.27 Malha computacional completa da experiência de Didden	28
Figura 2.28 Programa de velocidades / Deslocamento do pistão	29
Figura 2.29 Evolução da posição axial do centro do vórtice	.30
Figura 2.30 Evolução da posição radial do centro do vórtice	30
Figura 2.31 Evolução do diâmetro do anel de vorticidade	.31
Figura 2.32 Evolução transiente da força de pressão estática no bocal de ejecção	.31

Figura 2.33 Terminação do bocal de saída em bisel	32
Figura 2.34 Terminação do bocal de saída em rectângulo	.32
Figura 2.35 Evolução transiente da posição axial do centro do vórtice para a malha com terminação rectangular comparada com a terminação em bisel	33
Figura 2.36 Evolução transiente da posição radial do centro do vórtice para a malha com terminação rectangular comparada com a terminação em bisel	33
Figura 2.37 Evolução transiente do perfil de velocidades axial no bocal de ejecção	.34
Figura 2.38 Evolução inicial do diâmetro do anel de vorticidade	.35
Figura 3.1 Evolução transiente do perfil de tensão de corte superficial na parede exterior ao bocal de ejecção	37
Figura 3.2 Campo de velocidades ao fim de 0.50 micro-segundos	.38
Figura 3.3 Campo de velocidades ao fim de 0.70 micro-segundos	.38
Figura 3.4 Campo de velocidades ao fim de 0.71 micro-segundos	.38
Figura 3.5 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidad impulsivos com diferentes números de formação	e .39
Figura 3.6 Curvas de nível de vorticidade do anel de vórtice para L/D=1, L/D=4 e L/D=6, ordenadas de cima para baixo respectivamente	40
Figura 3.7 Região de iso-vorticidade com derivada da velocidade radial segundo a direcção axial e linhas horizontal e vertical intersectando o centro do vórtice, para programas de velocidade com L/D=4 a) e L/D=1 b)	41
Figura 3.8 Perfil de velocidade radial ao longo de linha horizontal contendo o centro do vórtice	.42
Figura 3.9 Perfil de velodidade axial ao longo de linha vertical contendo o centro do vórtice	.42
Figura 3.10 Circulação dos anéis de vorticidade	43
Figura 3.11 Análise de particulas ejectadas pelo bocal de saída (tracejamento de partículas).	44
Figura 3.12 Análise convectiva da camada de vorticidade (a azul)	.45
Figura 3.13 Pormenor do núcleo do anel de vorticidade	46
Figura 3.14 Linhas de emissão na camada de vorticidade (a azul) e região central (a vermelho)	.46
Figura 3.15 Região delimitada por linha de iso-vorticidade de 5% da vorticidade máxima no interior do vórtice	.47
Figura 3.16 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria	.48
Figura 3.17 Evoluções axiais normalizadas dos caudais de a) massa, b) quantidade de movimento e c) energia cinética	49
Figura 3.18 Esquema da superfície de controlo axissimétrica	.50
Figura 3.19 Evolução transiente do impulso aplicado ao escoamento	.51
Figura 3.20 Linhas de corrente no referencial fixo ao vórtice sobre a) o campo de pressões estáticas (Pa) e b) sobre o campo de magnitude de velocidade (m/s)	.53
Figura 3.21 Programas de velocidade do tipo rampa linear	58
Figura 3.22 Programas de velocidade do tipo rampa parabólica	58
Figura 3.23 Circulação do anel de vorticidade para programa de velocidades do tipo rampa linear	.59
Figura 3.24 Região de iso-vorticidade de 31,5% da vorticidade máxima casos a) L/D=6 e b) L/D=7	60

Figura 3.25 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidad em rampa linear com diferentes números de formação	le .60
Figura 3.26 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria	61
Figura 3.27 Circulação do anel de vorticidade para programa de velocidades do tipo rampa parabólica	.62
Figura 3.28 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidad do tipo rampa parabólica com diferentes números de formação	le 62
Figura 3.29 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria	63
Figura 3.30 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidad do tipo rampa parabólica, rampa linear e NIVP	le .64
Figura 3.31 Evolução transiente da coordenada axial da posição do centro do anel de vorticidade	.65
Figura 3.32 Malha computacional axissimétrica com bocal de ejecção anelar	.67
Figura 3.33 Evolução transiente da posição dos centros dos anéis de vorticidade	.68
Figura 3.34 Força de pressão estática sobre parede móvel, jacto constante	.70
Figura 3.35 Energia mecânica exercida pela parede móvel, jacto pulsado	70
Figura 3.36 Impulsos totais para o mesmo programa de velocidades e ejectores idênticos	71

## Lista de Tabelas

Tabela 2.1 Expressões teóricas de jacto constante	18
Tabela 3.1 Ganhos propulsivos, programa de velocidade impulsivo	57
Tabela 3.2 Ganhos propulsivos, programa de velocidades do tipo rampa linear	61
Tabela 3.3 Ganhos propulsivos, programa de velocidade do tipo rampa parabólica	63
Tabela 3.4 Ganhos propulsivos, geometria de maior diâmetro	67
Tabela 3.5 Ganhos propulsivos, geometria em forma anelar	69

## Lista de Símbolos

A <sub>tot</sub>	Superfície do bocal de ejecção e parede circundante $(m^2)$ .
A <sub>in</sub>	Superfície do bocal de ejecção $(m^2)$ .
D	Diâmetro do bocal de ejecção(m).
D <sub>eq</sub>	Diâmetro equivalente do bocal de ejecção (m).
D <sub>ext</sub>	Diâmetro exterior do bocal de ejecção anelar (m).
D <sub>int</sub>	Diâmetro interior do bocal de ejecção anelar (m).
$E_{pulsado}$	Energia cinética aplicada num jacto pulsado (J).
E <sub>cte<sub>eq m</sub></sub>	Energia cinética aplicada num jacto constante com equivalência de
	massa (J).
E <sub>cteeq M</sub>	Energia cinética aplicada num jacto constante com equivalência de
	quantidade de movimento (J).
$E_{cte_{eqE}}$	Energia cinética aplicada num jacto constante com equivalência de
	energia cinética (J).
Ė	Caudal de energia cinética $(J/s)$ .
GT	Ganho propulsivo percentual.
I <sub>tot</sub>	Impulso total (N.s).
I <sub>vort</sub>	Impulso de pressão estática devido ao vórtice (N.s).
L	Deslocamento do pistão (m).
М́	Caudal de quantidade de movimento (N).
'n	Caudal mássico $\binom{kg}{s}$ .
n	Vector normal à superfície S.
$p_{gauge}$	Diferença entre pressão estática e a pressão estática ambiente $\left({}^{N}\!/_{m^{2}} ight)$
r	Coordenada radial (m).
dš	Diferencial de deslocamento sobre o contorno.
ť	Vector de posição entre segmento de filamento de vórtice e ponto de análise.
t	Distância entre filamento de vórtice e ponto de análise (m).
t <sub>ejec</sub>	Tempo de ejecção (s).
$t^*$	Tempo adimensional.
t	Tempo (s).
$t_{pulso}$	Tempo de pulso (s).
$t_{prop}$	Tempo de propagação do vórtice pelo escoamento (s).
$T_{pul}$	Thrust ou força propulsiva média do jacto pulsado (N).
T <sub>cte</sub>	Thrust ou força propulsiva média do jacto constante (N).
$\overline{U}$	Velocidade média do pistão ( $m/_S$ ).
U <sub>max</sub>	Velocidade máxima do pistão ( $^{m}/_{s}$ ).
U <sub>cteeqm</sub>	Velocidade de ejecção de jacto constante com equivalência de massa
	$(m/_{S}).$

U <sub>cte<sub>eg M</sub></sub>	Velocidade de ejecção de jacto constante com equivalência de
·	quantidade de movimento ( $m/_{S}$ ).
$U_{cte_{eqE}}$	Velocidade de ejecção de jacto constante com equivalência de energia
·	cinética $(m/_S)$ .
Ū	Vector de velocidade $(m/s)$ .
U <sub>cf</sub>	Velocidade imposta na condição de fronteira ( $m/_S$ ).
U <sub>in</sub>	Velocidade no bocal de ejecção $(m/_S)$ .
δl	Deslocamento diferencial ao longo do filamento de vorticidade.
ρ	Massa específica $\binom{kg}{m^3}$ .
$\overrightarrow{\Omega}$	Vector de vorticidade $(1/s)$ .
$\nabla \times$	Operador de rotacional.
Г	Circulação ( $m^2/s$ ).

# Capítulo 1

#### 1.1 Introdução

A formação de vórtices num escoamento não é caso raro, pelo contrário, é comum a formação de tais estruturas geradas por qualquer objecto que se mova num meio fluido. O simples deslocar de uma colher numa chávena de café, o pulsar de fluido de um pequeno corpo de uma alforreca no mar ou o voo de uma aeronave irão originar vórtices, de diferentes intensidades e dimensões sem dúvida, mas basicamente tratar-se-á da mesma estrutura: um filamento de vórtice que se pode organizar em diversas formas desde simples linhas a perfeitos anéis, ou ainda em estruturas complexas de filamentos de vórtices que interagindo uns com os outros e em regime de Reynolds elevado cria o efeito de mistura caótico mais conhecido por escoamento turbulento.

## 1.2 Aplicações e interesses

Nos tempos que correm tem sido dada especial atenção à biomimética, nomeadamente à propulsão em água por parte de algumas formas biológicas marinhas como polvos, chocos, alforrecas, etc. Todos estes organismos fazem uso de jactos pulsados de água previamente aspirada pelos mesmos como uma forma auxiliar para se deslocarem, caso dos chocos e polvos, ou mesmo como modo principal de deslocamento caso de algumas alforrecas. Como será referido mais adiante, estudos realizados sobre estes casos demonstram a existência de anéis de vorticidade durante a fase de ejecção do pulso de água, relacionando-se assim a propulsão do organismo com os vórtices formados pelo mesmo.

O uso intencional de anéis de vorticidade para fins de propulsão ainda não está muito generalizado, no entanto, o uso destas estruturas vorticais para controlo do escoamento já é aplicado recorrendo-se à utilização de sistemas ZNMF ou "Zero Net Mass Flux", significando fluxo de massa nulo. Os ZNMF são sistemas simples de caixas com uma abertura num dos lados e uma membrana oscilatória no lado oposto, responsável por aspirar e ejectar fluido pelo orifício, criando vorticidade que se aglomera em forma de anel e interage com o escoamento em redor. O controlo do escoamento por parte destes sistemas pode abranger áreas desde a mistura de componentes químicos numa câmara de combustão, ou simplesmente numa câmara de mistura, controlo da separação do escoamento nas asas de uma aeronave e inclusivamente controlo da aeronave, como foi apresentado por McGowan [8], fazendo uso da distribuição destes sistemas pela superfície da mesma, onde a acção conjunta de diversas unidades em sincronia controlam o movimento da aeronave.

Em termos propulsivos existem apenas dois modos de operação de jactos pulsados, jactos pulsados forçados e jactos completamente pulsados. A diferença entre estes dois modos resume-se à velocidade mínima atingida durante a fase terminal do pulso de jacto. No caso dos

primeiros, um pulso de jacto é forçado a um pré-existente jacto constante, daí o termo de jacto pulsado forçado. Para jactos completamente pulsados, a velocidade na fase terminal do pulso é nula, querendo com isto dizer que o pulso de ejecção é feito em fluido quase quiescente, no caso do ejector se encontrar em repouso. No presente estudo apenas serão considerados jactos completamente pulsados.

#### 1.3 Estudos experimentais e teóricos anteriores

Quase todos os estudos experimentais referentes ao processo de formação de anéis de vorticidade são levados a cabo por um sistema de pistão com uma geometria de ejecção do tipo tubeira ou uma geometria do tipo orifício. Aquando do início da movimentação do pistão, o fluido em redor da geometria de ejecção começa a deslocar-se e a camada limite que se forma no interior do tubo de ejecção e em redor do bocal de ejecção inicia uma fase de enrolamento. Esta fase inicial do enrolamento do anel de vorticidade foi modelada recorrendo à teoria de similaridade por Saffman [12] e Pullin [10] e analisada por Didden [2] utilizando um sistema de pistão num tubo imerso em água com uma geometria de ejecção do tipo tubeira. Fazendo uso de marcadores de tinta passivos foram registados, de entre outros aspectos, as posições do centro do anel de vorticidade durante a fase de formação e subsequente propagação do vórtice. Sendo a camada limite a principal componente de vorticidade no escoamento, podemos afirmar que é a camada de vorticidade ou "vórtice sheet" que se enrola sobre si própria em redor de toda a fronteira do bocal de ejecção criando assim um anel com um núcleo vorticoso constituído essencialmente pela camada limite enrolada na fase inicial da ejeccão do fluido. Após a formação inicial do vórtice, durante o restante período do pulso de fluido, o anel já formado irá continuar a absorver a camada de corte ejectada pelo dispositivo accionador, aumentando o seu tamanho, circulação e intensidade. No processo de crescimento do vórtice, este, devido ao facto de se tratar de uma estrutura em forma de anel, desloca-se sob a acção do campo de velocidades auto-induzido levando a que o crescimento seja limitado, visto que à medida que o vórtice convecta a camada de corte para o seu interior, a sua circulação aumenta e o campo de velocidades por esta criada torna-se mais intenso, acelerando o anel de vorticidade para longe do bocal de ejecção até à fase crítica onde o vórtice se desloca mais rapidamente do que a camada vortical ejectada pelo pistão. Gharib, Rambod and Shariff [4] realizaram uma análise experimental referente a este limite de formação do vórtice recorrendo a diversos programas de velocidade, entre estes os programas de velocidade impulsivos, e diferentes geometrias para o bocal de ejecção. Observaram a existência de uma aparente universalidade de um parâmetro definido como número de formação. Fazendo uso do princípio variacional de Kelvin-Benjamin, explicam a existência de tal limite. A esta fase crítica do processo de formação é dado o nome de "pinch off" e dita o limite de crescimento do vórtice, sendo que após esta, se o pistão continuar a ejectar fluido a uma velocidade constante ou inferior aglomera-se um excesso de camada vorticosa em forma de esteira que antecede o vórtice e o segue, mas nunca é incorporada no mesmo. A forma de quantificar este limite fazse recorrendo ao número de formação, definido como sendo a razão entre o deslocamento do pistão accionador e o diâmetro do bocal de ejecção. A definição formal deste parâmetro é apresentada seguidamente na expressão (1).

$$\frac{L}{D} = \frac{\int_0^{t_{ejec}} U_{cf}(t) dt}{D} \qquad (1)$$

Neste caso assume-se que o diâmetro de ejeccão não varia com o tempo, caso o fizesse seria necessário incluir no integral a variação de D(t). Na análise feita por Gharib, Rambod and Shariff [4] chegou-se à conclusão que o valor típico deste parâmetro varia entre 3,6~4,5. É de notar que este parâmetro adimensional pode ser manipulado fazendo o correcto uso das três principais variáveis responsáveis pela formação do vórtice, a velocidade de ejecção da camada de corte, o diâmetro do bocal de ejecção e o perfil de velocidades à saída do bocal de ejecção, sendo que este último está relacionado com o valor do caudal de vorticidade ejectado pelo bocal. Rosenfeld, Rambod and Gharib [11] avaliaram as consequências em termos do número de formação, da utilização de diferentes perfis de velocidade à saída do bocal de ejecção. Verificou-se que da utilização de perfis de velocidade com perfis radiais parabólicos resultavam valores de número de formação muito inferiores aos convencionais com perfis constantes. A justificação dada foi de que perfis de velocidade com uma variação diferente da constante, apresentam valores de vorticidade superiores, implicando que caudais de vorticidade mais elevados são ejectados pelo bocal de saída e seguidamente convectados para o interior do anel de vorticidade. Consequentemente este terá um crescimento mais rápido e entrará em modo de "pinch off" mais cedo. A manipulação do número de formação recorrendo das outras duas variáveis foi testada por Mohseni, Ran and Colonius [16], onde foi verificado que aumentando o diâmetro do bocal de saída durante o pulso de fluido, contribui para o aumento do número de formação, assim como recorrer ao uso de programas de velocidade com fases de ejecção de aceleração positiva, obrigando a camada de vorticidade a manter-se sempre em contacto com o vórtice e permitindo assim a sua convecção para o interior do mesmo.

É habitualmente referido que um jacto pulsado gera força propulsiva de forma mais eficiente em comparação a um jacto constante. No entanto estes argumentos são baseados em ensaios experimentais onde as comparações dos modos de operação foram efectuadas tendo em conta apenas o caudal mássico ejectado, ou o caudal de quantidade de movimento, ignorando o consumo energético entre os dois modos propulsivos. Krueger *et al.* [6] procederam à construção de um mecanismo biomimético, com o intuito de imitar a locomoção de um choco fazendo uso da ejecção de pulsos de fluido. O mecanismo foi designado por "robosquid" que se pode traduzir como "choco robótico". Realizaram testes com o dito mecanismo comparando as velocidades de locomoção do mesmo para os casos de jactos pulsados e recorreram de uma análise numérica para determinar o comportamento do mecanismo ejectando um jacto constante. Os pulsos de jacto foram executados segundo um programa de velocidades triangular isósceles em "half-duty cycle", indicativo que o tempo de propagação do vórtice é igual ao tempo de ejecção do fluido. Na análise são reportados ganhos de velocidade. Estes

atingem até 3 vezes a velocidade de locomoção do mecanismo com jacto constante, para o caso de um jacto pulsado que debita em média a mesma massa do jacto constante. É argumentado que apesar de a obtenção dos pulsos de jacto recorrer a maiores consumos energéticos, o ganho propulsivo compensa os gastos, não sendo apresentada uma análise quanto à energia mecânica utilizada para o caso de jacto constante nem para o caso de jacto pulsado.

São referidos no documento de Dabiri [2] diversos trabalhos envolvendo mecanismos biológicos onde, com base no princípio de maximização da eficiência de transporte de massa, momento e energia, o parâmetro do número de formação limite de um vórtice aparenta representar um limite universal para a ejecção de um pulso de jacto de forma eficiente. Entre os mecanismos representados encontram-se o coração humano e o mecanismo de ejecção de fluido para locomoção dos chocos. Observou-se que estes recorrem a um plano de acção como o mostrado na figura 1. Nesta constata-se que de forma a atingir o objectivo de transporte de fluido, o método de ejecção passa inicialmente por uma tentativa de optimização com o intuito de maximizar a eficiência de todo o processo recorrendo da manipulação do número de formação. Fazendo uso do controlo do diâmetro do bocal de ejecção, este é aumentado à medida que se processa a ejecção de fluido, resultando num aumento do número de formação e consequente aumento da intensidade do vórtice formado. Caso o objectivo não tenha sido atingido devido a factores externos como problemas cardíacos ou força propulsiva insuficiente para a a situação presente do choco, estes recorrem então de uma maximização do impulso do jacto recorrendo à redução do diâmetro do bocal de ejecção.



 Figura 1 a) Protocolo de ejecção de mecanismos biológicos b)Variação transiente do diâmetro do bocal de ejecção durante o pulso de fluido para diversas condições cardíacas e para a lula "squid". Imagens retiradas de Dabiri [2].

A base física destas afirmações constrói-se em redor do facto de ocorrer uma fase de sobrepressão no bocal de saída do jacto, aquando da formação do anel de vorticidade, devido ao pulso de fluido ejectado para o meio. O acréscimo de força propulsiva do modo de operação pulsado, é atribuído ao aumento de massa acelerada pelo anel de vorticidade aquando a sua formação. Krueger [5] no seu trabalho de tese, executa uma análise experimental sobre diversas características do processo de formação de um vórtice. Fazendo uso de uma balança para medição do impulso propulsivo e de um sistema de "Digital Particle Image Velocimetry" (DPIV) para realizar medições do campo de velocidades na região à saída do bocal de ejecção, conclui que o ganho propulsivo relacionado com a utilização de jactos pulsados originadores de vórtices, é maximizado pelo número de formação de pprox 4. Argumenta que o acréscimo de força propulsiva está relacionado com a aceleração da massa ejectada, massa arrastada pelo vórtice, aquando da sua formação, e a massa deslocada durante a locomoção do vórtice pelo escoamento. No entanto, outro modo de observar o fenómeno pode ser feito recorrendo-se à observação das linhas de corrente do escoamento durante a propagação do vórtice. O ganho propulsivo advém da sobrepressão na zona de ejecção após a formação do vórtice, devido à curvatura das linhas de corrente e à velocidade induzida pela presença do anel de vorticidade. O equilíbrio radial da força centrífuga do escoamento em redor do vórtice por forças de pressão resulta num aumento da pressão estática local e numa maior quantidade de massa acelerada para a mesma quantidade de massa ejectada comparativamente a um jacto constante, como será mostrado mais adiante. Por conseguinte, quanto maior for a concentração de vorticidade no interior do vórtice, maior será a sua circulação e mais intenso será o campo de velocidades induzidas pelo mesmo, resultando então numa crescente força propulsiva de pressão estática. A forma do ejector e o programa de velocidades aplicado ao sistema de aceleração do escoamento no interior do tubo de ejecção é determinante no limite do desenvolvimento do anel de vorticidade, e consequentemente nos benefícios propulsivos de um modo de operação pulsada. Um estudo referente a uma estrutura de ejecção axissimétrica diferente do tradicional tubo circular, um modelo anelar de ejecção, foi levado a cabo por Wakelin and Riley [14], onde é determinada a influência do diâmetro da região central do ejector, assim como do impulso aplicado ao fluido aquando a fase ejecção do mesmo, no deslocamento dos dois anéis de vorticidade formados, não sendo no entanto documentado qualquer dado referente a ganhos propulsivos.

#### 1.4 Objectivos e organização da tese

O presente trabalho foca como objectivos a correcta avaliação da eficiência energética e análise do processo de geração de impulso de um jacto pulsado em comparação a um jacto constante.

No capítulo 1, é feita uma introdução aos vórtices em geral seguido de uma secção que relata aplicações ao mundo real de escoamentos com anéis de vorticidade e por fim são referidos alguns estudos realizados sobre o assunto. No capítulo 2, são apresentadas as equações e

expressões fundamentais utilizadas durante o estudo, assim como as malhas computacionais criadas e as acelerações dos programas de velocidade impulsivos a aplicar durante o trabalho. Por fim é feita uma validação estacionária e transiente da análise numérica. No capítulo 3, é realizada a observação sobre o processo de formação e crescimento do anel de vorticidade seguido de uma análise do processo de geração de impulso e factores que podem influenciar o mesmo. Por fim é feito um estudo referente ao consumo energético do modo pulsado em comparação ao modo constante de jacto e é proposta uma teoria sobre o comportamento de deslocação de uma espécie animal. No capítulo 4, são apresentadas as conclusões apreendidas e são propostos temas para futuros trabalhos.

# Capítulo 2

#### 2.1 Equações e expressões utilizadas

As equações utilizadas no cálculo numérico foram as equações de continuidade e de Navier-Stokes para escoamento incompressível e axissimétrico, expressões (2)-(4), mostradas seguidamente.

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rU_r) + \frac{\partial U_x}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{DU_r}{Dt} \equiv \frac{\partial U_r}{\partial t} + U_r\frac{\partial U_r}{\partial r} + U_x\frac{\partial U_r}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rU_r)\right) + \frac{\partial^2 U_r}{\partial x^2}\right] \quad (3)$$

$$\frac{DU_x}{Dt} \equiv \frac{\partial U_x}{\partial t} + U_r\frac{\partial U_x}{\partial r} + U_x\frac{\partial U_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial U_x}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2 U_r}{\partial x^2}\right] \quad (4)$$

Sendo o interesse do trabalho o estudo da força propulsiva gerada pelo jacto, o cálculo desta baseou-se num balanço de quantidade de movimento aplicado a um volume de controlo, que engloba a saída do jacto e as paredes circundantes do mesmo, e ainda uma região a "infinito" em redor e a jusante do bocal de saída, ou seja, de pressão estática ("gauge") e caudal de quantidade de movimento nulos. As equações aplicadas, para determinar o impulso propulsivo total e o impulso gerado pela força de pressão estática do anel de vorticidade são as expressões (5) e (6).

$$I_{tot} = \int_{0}^{t_{pulso}} \int_{A_{in}} \rho U_{in}^{2}(r,t) dA dt + \int_{0}^{t_{pulso}} \int_{A_{tot}} p_{gauge}(r,t) dA dt \quad (5)$$
$$I_{vort} = \int_{t_{ejec}}^{t_{pulso}} \int_{A_{tot}} p_{gauge}(r,t) dA dt \quad (6)$$

## 2.2 Esquemas numéricos e malhas computacionais

O esquema numérico utilizado durante a fase inicial do trabalho foi uma discretização espacial de primeira ordem, "First Order Upwind", e uma discretização temporal de primeira ordem implícita, "First Order Implicit", com um modelo de viscosidade laminar sem recorrer à equação de energia. A opção de pressão utilizada no software Fluent foi a "Standard"<sup>1</sup>, e o "pressure-velocity coupling" aplicado foi o "SIMPLE". Os valores de resíduos aos quais o processo de

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Trata-se do método pré-definido para a interpolação de pressão entre as diversas células da malha computacional.

iteração se considerava terminado foram sempre inferiores ou iguais a  $1 \times 10^{-6}$  numa fase inicial do trabalho, sendo que numa fase posterior, devido a custos de tempo de computação, optouse por utilizar resíduos da ordem dos  $1 \times 10^{-4}$ , visto se ter verificado não existir diferenças quantificáveis nos resultados obtidos. Como pode ser observado na figura 2.1, os dados de pressão estática, registados durante duas sessões de iterações, de um mesmo programa de velocidades na mesma malha computacional, sendo a única diferença o limite mínimo dos resíduos, estas curvas são idênticas tanto na fase de aceleração impulsiva e correspondente desaceleração, como na fase de velocidade constante do programa de velocidades assim como durante a propagação do vórtice.





 Figura 2.1 Evoluções transientes da força de pressão estática na parede e bocal de ejecção.

Numa fase mais avançada do projecto deixou de se utilizar o esquema numérico de primeira ordem espacial,"First Order Upwind", para se passar a utilizar um esquema numérico de segunda ordem espacial, "Second Order Upwind". Os testes de malhas e de incremento temporal foram realizados recorrendo aos primeiros esquemas numéricos, assumindo-se que da utilização do último esquema numérico resultassem valores mais precisos.

Fazendo uso do software de geração de malhas, "Gambit", foram criadas diversas malhas computacionais para fins de análise. Inicialmente foi gerada uma malha simples a duas dimensões para uma posterior análise axissimétrica. Esta, representada nas figuras 2.2 e 2.3, tem forma rectangular, tendo como condições fronteiras um dos lados do rectângulo como o eixo de simetria, o lado oposto e o lado adjacente a este uma condição fronteira de "Pressure-Inlet" e, por fim, a restante parte da geometria dividida entre a condição de fronteira de parede e a condição de fronteira de entrada "Velocity-Inlet".

Wall	Pressure Inlet	Pressure Inlet
Velocity Inlet	Axis	

• Figura 2.2 Malha axissimétrica A\_long.



• Figura 2.3 Malha axissimétrica A\_long ampliada na região de ejecção.

Para o caso das análises transientes do modo de operação pulsada do jacto, foi necessário providenciar uma evolução transiente realista do perfil de velocidades à saída do jacto. A abordagem de criar uma face, cuja condição fronteira de perfil de velocidades transiente é introduzido pelo utilizador, foi abandonada tendo em vista uma forma simples e de confiança de operação da simulação numérica. Com o intuito de gerar dados realistas, optou-se por uma abordagem onde a evolução transiente do perfil radial de velocidades à saída do jacto é calculada pelo software "Fluent". Por forma a permitir que o perfil de velocidades seja então calculado numericamente, foi adicionado à inicial geometria elementar, uma pequena região confinada pelas condições fronteiras de parede, eixo axissimétrico e "Velocity-Inlet" simulando um tubo. O cálculo deve ser realizado garantindo que a camada limite no interior do tubo tenha a resolução necessária para abranger convenientemente os fenómenos físicos ocorrentes durante a fase de aceleração do fluido em repouso no seu interior. Na figura 2.4, está representada a malha resultante. Na entrada do tubo foi aplicado um perfil axissimétrico radialmente constante de velocidade, variável com o tempo ou não, consoante se tratasse de uma análise transiente ou estacionária. Desta forma, como já foi referido, o escoamento sofre uma fase de evolução devido à interacção com as paredes do tubo, com condição de nãoescorregamento, antes de ser ejectado para a atmosfera.



Figura 2.4 Malha axissimétrica A ampliada na região de ejecção.

Esta abordagem faz toda a diferença no que se refere a realismo dos resultados obtidos numericamente. Na figura 2.5, comparando os perfis de velocidade à saída do jacto, para o caso de um perfil de velocidade rectangular imposto directamente na face em contacto com a atmosfera e um perfil calculado, tendo como condição de fronteira a montante uma região confinada com um perfil de velocidades rectangular à entrada, a diferença é notória apesar da região confinada ser de dimensão reduzida, dois diâmetros do bocal de saída de comprimento, 0,008 (m). Estes perfis de velocidade foram obtidos a partir da introdução do mesmo programa de velocidade impulsivo de sinal rectangular ao fim de  $1 \times 10^{-4}$  (s) e  $2 \times 10^{-4}$  (s) de tempo de ejecção.



• Figura 2.5 Perfis de velocidade à saída do bocal de ejecção.

Observa-se que o perfil radial, obtido na simulação com a malha contendo uma região confinada, para além de ter uma variação radial, também tem uma evolução transiente. Conforme será provado subsequentemente, esta evolução transiente tem um comportamento semelhante aos perfis de velocidade obtidos em resultados experimentais, onde o escoamento em repouso no interior de um tubo foi acelerado por um pistão. Esta evolução transiente não poderia ocorrer, caso o perfil fosse inserido directamente pelo utilizador usando um perfil radialmente constante.

No desenho da malha, houve o cuidado de criar uma região de elevada resolução junto às condições de fronteira de parede. Como referido anteriormente, este cuidado não só foi aplicado ao interior do tubo, como também foi aplicado à região da parede circundante ao orifício de ejecção. Uma malha extremamente detalhada, que permita o cálculo numérico do escoamento da camada limite que se convecta em redor do canto de intersecção do tubo com

a parede exterior da geometria, é essencial, visto ser nesta zona onde o processo de enrolamento de vorticidade do escoamento tem início durante a fase de aceleração do fluido.



A figura 2.6 mostra apenas 2,5x10<sup>-4</sup> (m) de comprimento radial da saída de ejecção, sendo que o bocal de ejecção tem 0,004 (m) de diâmetro.

Na fase inicial deste projecto foram criadas malhas bidimensionais assim como tridimensionais. No entanto, as últimas não foram utilizadas para os cálculos de escoamento estacionário ou transiente, devido ao tempo gasto durante a fase de iteração do software "Fluent". A tabela contendo as características das malhas utilizadas durante o presente estudo encontra-se na secção de anexos no anexo A.1.

#### 2.3 Programas de velocidade impulsivos

Os programas de velocidades impulsivos, quando recriados experimentalmente, apresentam sempre uma fase de aceleração não impulsiva. No entanto, numa simulação numérica, esta aceleração pode de facto ser feita de forma impulsiva, aplicando gradientes de pressão muito elevados para acelerar o escoamento até à velocidade desejada num intervalo de tempo muito diminuto. Observando a variação da força de pressão na zona de parede e do bocal de ejecção, é possível constatar que existe um súbito aumento desta na fase de aceleração instantânea e o inverso na fase de desaceleração. Estas fases do programa de velocidades, características de elevados gradientes de pressão, devem ser analisadas em detalhe, fazendo uso de um valor de incremento temporal reduzido. Para simular a fase de aceleração recorrese ao uso de três programas de velocidade impulsivos. Um com a fase de aceleração instantânea, também designado como programa IVP significando "Impulsive Velocity Program", onde a velocidade evolui de 0 a 7 m/s num único passo de incremento temporal, e os restantes com uma aceleração que se desenvolve segundo uma função sinusoidal, também designados por programas NIVP significando "Near Impulsive Velocity Program", onde a fase de aceleração é menos acentuada. A metade crescente do ciclo sinusoidal é aplicada na fase de aceleração, e o restante ciclo sinusoidal na fase de desaceleração do escoamento. Um dos programas tem 10 incrementos temporais e o outro 50, tanto para a fase de aceleração, como para a desaceleração. Fazendo uso do incremento temporal de  $1 \times 10^{-8}$  (s), isto implica que os programas apresentam tempos de aceleração de  $1 \times 10^{-8}$ ,  $1 \times 10^{-7}$  e  $5 \times 10^{-7}$  (s) respectivamente e iguais tempos de desaceleração. São apresentados na figura 2.7 os 3 programas de velocidade impulsivos, todos eles com a mesma duração na fase de velocidade constante de  $1 \times 10^{-3}$  (s), ou 100 incrementos temporais, visto que a fase de velocidade constante é iterada com o valor de incremento temporal de  $1 \times 10^{-5}$  (s).



• Figura 2.7 Programas de velocidades a) O passos de aceleração b) 10 passos de aceleração c) 50 passos de aceleração.

A análise da força de pressão, na região de parede e no bocal de ejecção de cada um dos três programas, representada na figura 2.8, tem por objectivo definir uma aceleração numérica máxima imposta ao fluido, reduzindo ao máximo o rastro das fases de aceleração e desaceleração. Teoricamente os efeitos de aceleração e desaceleração impulsiva deverão cancelar-se, visto serem realizadas em intervalos de tempo iguais e entre valores de velocidades iguais. Como já foi referido, para analisar a impressão das fases de aceleração impulsiva nos resultados da força propulsiva, é calculado o impulso de força de pressão no bocal de ejecção e na parede, contabilizando as fases de aceleração, desaceleração e o período de velocidade constante, assim como o impulso apenas da fase constante. Os valores são comparados, podendo-se constatar na figura 2.9, que para uma fase de aceleração com 0 incrementos temporais, obtemos um erro de 0,001%, de 10 incrementos um erro 3,2% e com 50 incrementos um erro de 0,007%. Apesar do programa impulsivo de menor número de incrementos temporais apresentar o menor erro, devido ao facto de a evolução transiente da força de pressão ser calculada de forma mais detalhada para o programa com 50 passos iterativos, este último foi o seleccionado para realizar as simulações de acelerações e desacelerações impulsivas, dos diversos programas de velocidade ao longo do estudo.





 Figura 2.8 Evoluções transientes da força de pressão sobre a parede e o bocal de ejecção a) 0 passos de aceleração b) 10 passos de aceleração c) 50 passos de aceleração.

Constata-se que a diferença entre os valores de impulso da força de pressão dos três programas de velocidade é diminuta. No entanto, fazendo uso de uma fase de aceleração menos acentuada, tem-se a garantia de maior realismo do mecanismo de aceleração. A integração das forças de pressão nas fases de aceleração e desaceleração recorre do incremento temporal de  $1 \times 10^{-8}$  (s) e na fase de velocidade constante de  $1 \times 10^{-5}$  (s) para quase todas as simulações impulsivas, visto que este valor vai variar consoante o diâmetro e velocidade máxima de ejecção do programa de velocidades, de forma a manter um valor de incremento temporal adimensional aproximadamente igual a 0,0175, valor determinado subsequentemente.



de ejecção para os três programas de velocidade.

#### 2.4 Validação de dados

#### 2.4.1 Validação estacionária

Por forma a validar a malha computacional e o modelo numérico utilizado, foi realizado em primeira instância um estudo referente ao caso estacionário de um jacto axissimétrico, descarregado numa atmosfera em repouso, em regime laminar com um valor de número de Reynolds de 2000, como mostrado na figura 2.10. A simulação decorreu com a malha A.



numa atmosfera em repouso.

Os resultados numéricos foram comparados com resultados teóricos, havendo uma boa concordância. No entanto, a distância axial à qual o jacto se encontra num estado completamente desenvolvido, ou seja, se encontra em condições de semelhança, ocorre mais a jusante do bocal de saída do jacto do que seria de prever. Uma possível explicação para este fenómeno será o facto de as condições de fronteira e as dimensões em termos de comprimento do tubo da malha computacional escolhidas não permitirem que as condições de escoamento completamente desenvolvido no tubo sejam atingidas antes de o jacto ser descarregado na atmosfera em repouso. Teoricamente, as distâncias típicas onde o escoamento se encontra em condições de semelhança, são na ordem superiores a 20 diâmetros segundo Brederode [1]. No entanto, no presente caso esta distância é próxima de 100 diâmetros, ocorrendo portanto uma fase de evolução do jacto bem mais prolongada para que se verifiquem condições de semelhança. Para a verificação dos resultados obtidos foi analisada a evolução da velocidade axial ao longo do eixo de simetria da geometria.



• Figura 2.11 Evolução de velocidade axial ao longo do eixo.

Conforme mostrado na figura 2.11, a evolução teórica prevê, para jactos axissimétricos, uma redução na velocidade ao longo do eixo de simetria que varie proporcionalmente segundo a potência negativa de x, sendo x a distância axial à origem virtual do jacto.

A validação do correcto crescimento radial do jacto estacionário foi obtida recorrendo à análise da evolução da camada de meia espessura do jacto ejectado. Esta é definida como sendo a camada do escoamento onde a velocidade é metade do seu valor máximo no ponto central da região de corte transversal do jacto à distância x da origem do mesmo, definindo assim uma distância radial entre o centro axial do jacto e a dita camada.



• Figura 2.12 Crescimento da meia espessura de um jacto axissimétrico.

Constata-se na figura 2.12 que a evolução do crescimento calculado pela simulação numérica segue a primeira potência de x, tal como é previsto teoricamente. Logo, podemos concluir que a resolução radial da malha desenhada é suficiente para simular o crescimento radial do jacto devido aos efeitos de difusão viscosa da camada de corte livre.

Por fim, para validar e comprovar a situação de desenvolvimento em condições de semelhança do jacto descarregado em atmosfera em repouso, foram analisados os perfis de velocidades, devidamente normalizados em diferentes regiões axiais do jacto e comparados com o perfil de velocidades teórico como mostrado na figura 2.13.



• Figura 2.13 Perfis de velocidade axial.

As expressões teóricas de jacto estacionário axissimétrico são apresentadas na tabela 2.1.

Velocidade na Linha Central	Espessura	Perfil Teórico
$\propto x^1$	$\propto x^{-1}$	$\frac{U(r)}{U_c} = (1 + \frac{1}{8}\eta^2)^{-2}$

• Tabela 2.1 Expressões teóricas de jacto constante.

Observa-se que existe uma boa concordância dos resultados numéricos com os valores teoricamente previstos, validando assim a malha desenvolvida, as condições de fronteira aplicadas e o modelo numérico escolhido para os casos estacionários.

Após a validação estacionária da malha em questão, foi verificado se a condição de fronteira de "Pressure inlet" afectava significativamente o escoamento a montante, efectuando-se um corte na malha A com o intuito de obter uma região de atmosfera em repouso menos extensa por forma a reduzir o peso computacional necessário. A malha criada designa-se por malha B.



• Figura 2.14 Velocidade axial sobre eixo simetria.



Figura 2.15 Curvas de nível da função de corrente a) malha A b) malha B.

Para facilitar a comparação entre as duas malhas, apenas uma fracção da malha A é comparada com a malha B. Na figura 2.14, os valores de velocidade axial na linha de simetria da geometria mantém-se inalterados ao longo de todo o comprimento do eixo e na figura 2.15, as curvas de nível da função de corrente entre as duas malhas são idênticas. Verifica-se que as características do jacto na região perto do bocal de ejecção se mantêm inalteradas de uma malha para a outra, procedendo-se o trabalho na malha B, com uma região de atmosfera em repouso de menor dimensão.

Mesmo com esta verificação feita, a região de interesse neste estudo é a região imediatamente a jusante do bocal de saída. Logo, se os eventuais efeitos da condição de fronteira de "Pressure Inlet" numa simulação transiente se cingirem a uma zona na orla da condição fronteira, zona esta que se encontra longe da região de interesse, a sua presença não irá afectar a validade dos resultados obtidos nas simulações. Para provar este facto, foi realizado um pulso de ejecção de fluido segundo um programa de velocidades impulsivo com parâmetro L/D=4 nas duas malhas. Foi permitido durante a simulação a saída do anel de vorticidade da malha B, devido ao campo de velocidades induzido pelo mesmo. O resultado da análise da força de pressão estática no bocal de ejecção e parede em redor é apresentado na figura 2.16.



• Figura 2.16 Evolução transiente da força de pressão estática na parede e bocal de ejecção.

Como seria de esperar, pelo facto de o campo de pressões gerado por um anel de vorticidade ser apenas significativo a curtas distâncias do mesmo, à medida que este se afasta da região de interesse, a sua influência vai reduzindo. No caso da malha B, quando o vórtice atinge a condição de fronteira, o que acontece ao anel de vorticidade não vai afectar o escoamento a montante na zona da parede e do bocal de ejecção. Logo, as evoluções transientes das forças de pressão irão ser coincidentes para as duas malhas.

#### 2.4.2 Validação transiente

Como já foi referido, em todas as experiências a produção de anéis de vorticidade é feita com recurso a um sistema de pistão animado por um accionador mecânico, ou por injecção de fluido à pressão no pistão, com uma geometria do tipo "nozzle", tubeira, ou "orifice", orifício, à saída do jacto. As simulações aqui realizadas fazem uso de uma condição de fronteira de velocidade imposta, sendo que esta é suficiente para simular a movimentação de um pistão dentro de um tubo. No entanto, o uso desta condição de fronteira não permite retirar informação quanto à energia dispendida durante a fase de aceleração do escoamento, sendo portanto esta a única desvantagem da utilização de tal condição de fronteira face ao uso, mais trabalhoso, de malhas móveis para simular o deslocamento de um pistão pelo tubo de ejecção. Neste trabalho, a geometria de análise de base é uma geometria do tipo orifício, apresentada no esquema da figura 2.17.



• Figura 2.17 Geometria de orifício.

Por forma a realizar um estudo numérico transiente é fulcral ter em conta o valor de incremento temporal entre cada passo de iterações, sendo que esta escolha irá influenciar os fenómenos físicos que são captados pela simulação numérica, podendo por exemplo a fase de formação de um anel de vorticidade ser completamente obliterada escolhendo um valor para incremento temporal demasiado elevado. Para a escolha desta variável incremental foi realizado um estudo na região de atmosfera da malha B. Este incidiu sobre o valor de circulação total adimensionalizado pela velocidade máxima de ejecção e pelo diâmetro do bocal de saída. A circulação total foi calculada a partir do módulo de vorticidade, sendo este integrado em toda a secção de área axissimétrica, obtendo-se o fluxo de vorticidade normal ao semiplano escolhido, resultando na circulação do espaço segundo as equações (7) e (8), baseadas no teorema de Stokes, conforme indicado por Brederode [1]:

 $\vec{\Omega} = rot \vec{U} = (\nabla \times \vec{U}) \quad (7)$  $\Gamma = \oint_C \vec{U} \cdot d\vec{s} = \int_S (\nabla \times \vec{U}) \cdot \vec{n} \, dS \quad (8)$ 

A malha utilizada para esta análise foi a malha B e não a malha final D utilizada para o estudo dos efeitos transientes, visto que nesta fase preliminar não era objecto de atenção a garantia de que o cálculo dos gradientes das velocidades e pressões na fase de aceleração do escoamento fossem fiáveis, e sim apenas que o incremento temporal escolhido fosse o adequado. Observando a figura 2.18 com os gráficos da evolução transiente de circulação total obtida nas diferentes simulações numéricas com diferentes incrementos temporais, tendo todas elas em comum um programa de velocidade impulsivo com L/D=4, podemos concluir que o valor mínimo suficiente para esta variável é de 1x10<sup>-5</sup> segundos.



• Figura 2.18 Circulação total adimensional  $\Gamma^*$ .

Ao valor mínimo de incremento temporal considerado corresponde um tempo adimensionalizado pelas condições de operação, aquando o teste, de 0,0175. Para obter o valor de tempo adimensionalizado faz-se uso da seguinte expressão:

$$t^* = t \, \frac{\overline{U}}{D} \qquad (9)$$

Para confirmar a validade da escolha feita para o valor de incremento temporal, a velocidade de propagação do anel de vorticidade numa região perto do bocal de ejecção foi registada para análise e comparação entre as simulações com o mesmo programa impulsivo de velocidade, e diferentes valores de incrementos temporais. Para se obter esta evolução transiente da velocidade de propagação do anel de vorticidade, foram retirados valores de velocidade axial ao longo do eixo de simetria da geometria para diferentes tempos de cálculo, onde a posição do centro do vórtice se encontra na região de velocidade axial máxima, sendo que a velocidade de propagação do anel é então determinada fazendo uso destes picos de velocidade, do intervalo de tempo e distância entre os mesmos. Os resultados são apresentados na figura 2.19.



• Figura 2.19 Propagação de anel de vorticidade.

Para se poder prosseguir com a análise transiente, após a selecção do incremento temporal, vem a selecção da malha computacional apropriada para a propagação da estrutura de vorticidade criada. Tal como no caso da análise anterior, foi executado um estudo sobre a evolução transiente da circulação total obtida com diversas malhas fazendo uso do valor de incremento temporal seleccionado anteriormente. Com base nos dados da figura 2.20 foi escolhida a malha D.



Para além da análise de circulação total adimensional é também realizado um estudo sobre a propagação do centro do vórtice e da velocidade máxima no centro do mesmo para as diferentes malhas, podendo-se assim inferir sobre as qualidades da malha para propagar o anel de vorticidade.



• Figura 2.21 Propagação do anel de vorticidade.

Em geral como consta da figura 2.21, a velocidade de propagação e a posição do vórtice não varia muito de malha para malha. Já a velocidade máxima na linha central varia consideravelmente. No entanto, com base nas medições de circulação total entre as malhas E e D, pode-se inferir que, apesar da diferença na distribuição de velocidade axial no eixo de simetria, a circulação calculada nas duas malhas é idêntica.

Como é expectável, o centro das atenções num processo transiente de um jacto pulsado é a formação do vórtice que daí resulta e a sua posterior evolução até uma curta distância do bocal de ejecção, visto que os efeitos de pressão sobre a região da parede se tornam desprezáveis a grandes distâncias. Como tal, para fins de validação da malha computacional D, do modelo e do esquema numérico, foi considerada a evolução transiente da posição do centro do vórtice aquando a sua formação, sendo a sua posição registada e comparada com resultados teóricos, não sendo possível avaliar igualmente a evolução do campo de pressões durante este processo, visto não existirem dados experimentais referentes a este parâmetro. A posição do centro do vórtice é obtida a partir da intersecção de linhas de velocidade axial e velocidade radial nulas, sendo esta confirmada com o campo vectorial em redor do ponto de intersecção, de forma a garantir tratar-se de um vórtice como é mostrado na figura 2.22.

a const	1	1	1	1	1	1	*	-1	-	-	-	-	2	2	
1.086+11	1	1	1	1	1	-		-	-	-	~	2		2	
1.040+01	1	1	1	1	1	-	-20		-	~	~			2	
9.83+10	1	1	1	1	1	1	1	-	-	~	-	2	1	2	
9.28+10	1	1	1	1	1	1	-	-	1	2	2	2	2	1	
8.74++12	1	1	1	1	1	1	1		-	2		~		1	
8.19+11	1	1	10	12	15	1	1			-	-	1		X	
7.85e+10	1	4	14	4	2	5	5	-	-	14		1.5	3	3	
7.10e+00	- 5	5	2	1	1	1	1	-	-	~	1	- 2		5	
6.58+11	1	1	1	1	1	1	1	-	2	2	1	1	- 2	3	
6.01e+01	1	- {	4	- 5	5	1	1	2		N	5	1.5	1	1	
5.48e+10	~	31	- 81	1	1	1	1	1	2	3	1			1	
4.92+00		-	+	-+-	1	1	1	5	1	1	-	-		-	-
4.376+88	1	3	1	.1	- 1	T	1	2	1	2	1	1	1.2		
3.82e+11	1	1	- 2	- 2	1	1	1	-	1 2	- 5	- 5	- 5	- 5	- 3	
3.28++00	- 8	- 8	1	- 2	- 8	1	1	-	2	8	- 3	- 3	- 3	- 3	
2.73e+88	- 8	- 8	S.	- 2	- 8	18	2	-	1 2	- 2	2	- 2	8	- 8	
2.19a+11	- 5	\$	- 2	2	2	2	2	-	2	8	8	- 3	8	- 3	
1.Bác+BE	\$	- 8	2	2	2	2	- 2	=	-	12	3	- 8	3	- 3	
1.094+85	3	3	3	3	3	5	- 5	=		2	2	2	1	2	
5 484-81	\$	2	5	2	100	2	- 2	1	=			- 2	8	3	
1.420-14	1		1	1	1		- E				18		1	1	
11420-14	2	5	-	- 5				1						8	

• Figura 2.22 Linhas de velocidade axial e radial nulas num campo vectorial de velocidade.

Como referido na parte introdutória do presente trabalho, estudos feitos por Saffman [12] e Pullin [10] prevêem que a evolução das coordenadas adimensionais axial e radial da posição do centro do vórtice com o tempo adimensional, se faça segundo as expressões (10) e (11).

$$\hat{x} = a\hat{t}^{2/3}$$
 (10)  
 $\hat{y} = b\hat{t}^{2/3}$  (11)



• Figura 2.23 Posição axial do centro de vórtice.



• Figura 2.24 Posição radial do centro de vórtice.

Como se pode concluir das figuras 2.23 e 2.24, os resultados referentes à variação da posição radial do centro do vórtice são concordantes com a teoria. No entanto, a evolução transiente da coordenada axial não corresponde à variação teórica. Este aspecto do crescimento do vórtice é igualmente reportado por Didden [3], onde a evolução da posição radial do vórtice formado está de acordo com o previsto teoricamente. No entanto, a evolução axial da posição do centro do vórtice faz-se segundo a expressão (12).

$$\hat{x} = a\hat{t}^{3/2} \quad (12)$$

Esta discrepância entre a previsão teórica da evolução da coordenada axial e os resultados experimentais foi analisada por Yao, Jian-ping e Xungang [16]. A explicação a que se chegou para tal efeito é de que a teoria de semelhança aplicada ignora o efeito de velocidade autoinduzida pelo anel de vorticidade durante a formação.

Foi realizada uma análise à evolução da circulação total do escoamento fazendo uso do método especificado anteriormente, sendo esta evolução comparada com dados teóricos. Durante a fase de crescimento do vórtice, o incremento de circulação no escoamento deverá teoricamente evoluir conforme  $\Gamma \propto \hat{t}^{1/3}$ . No entanto, tal como na experiência realizada por Didden [3] e no cálculo numérico produzido por Yao, Jian-ping and Xungang [16] a circulação cresce segundo  $\Gamma \propto \hat{t}$ . Na fase após a ejecção, a circulação do fluido deverá decair segundo  $\Gamma \propto \hat{t}^{-0.33}$  como previsto por Maxworthy [7] referido e verificado no artigo de James and Madnia [13], referente a uma experiência numérica.


• Figura 2.25 Circulação total.

Pode-se constatar da figura 2.25, que as características transientes, tanto o crescimento como o decaimento da circulação no escoamento, estão de acordo com os resultados experimentais e teóricos.

Representado na figura 2.26 está a evolução transiente do perfil de velocidades à saída do jacto. Esta apresenta um comportamento característico de um jacto a iniciar a ejecção, onde as regiões perto das paredes do tubo apresentam, na fase inicial do pulso, uma velocidade superior à velocidade central do perfil de velocidades, sendo que este abaulamento do perfil se vai reduzindo e assemelhando-se à típica distribuição de um jacto constante.



• Figura 2.26 Evolução transiente do perfil de velocidades no bocal de ejecção.

Pode-se constatar que devido ao facto de todos estes perfis de velocidades terem sido retirados durante a fase do programa de velocidades onde não ocorre uma aceleração do escoamento, todos os perfis de velocidade em transição têm um ponto em comum, ponto esse que varia a sua posição se o escoamento estiver a ser acelerado como irá ser observado subsequentemente.

Por forma a comprovar a capacidade do modelo numérico de produzir resultados fidedignos utilizando uma geometria axissimétrica com uma malha de um peso computacional médio, representada na figura 2.27, foi reproduzida a experiência realizada por Didden [3]. A malha tenta aproximar-se, dentro dos limites das características da geometria utilizada na experiência, conforme é mostrado:



#### • Figura 2.27 Malha computacional completa da experiência de Didden.

Para reproduzir o mais realisticamente possível os resultados, foi aplicada uma malha móvel de forma a simular o movimento da cabeça do pistão durante a fase de aceleração do escoamento, tendo o seu programa de velocidades sido desenhado por forma a aproximar-se o melhor possível aos dados disponíveis da experiência, como é mostrado na figura 2.28. A carta de aceleração do mecanismo accionador do pistão tinha uma fase de aceleração até à velocidade máxima 4,6 (cm/s) com duração de 0,3 (s), seguindo uma fase de velocidade permanente até se atingir os 1,6 (s) de ejecção contínua e um parâmetro adimensional L/D de 1,4.



• Figura 2.28 Programa de velocidades / Deslocamento do pistão.

A realização da experiência utilizando uma condição de fronteira de velocidade imposta numa malha estática, substituindo a movimentação do pistão aplicada à malha móvel, mostrou ser capaz de produzir resultados idênticos, provando assim a validade da utilização de tais condições de fronteira para simular aceleração do escoamento pelo deslocamento de um pistão no interior de um tubo. Como se pode observar nas figuras 2.29 a 2.32, não existe diferenças na evolução transiente da posição do centro do anel de vorticidade entre os dois casos, assim como da evolução do campo de pressões. O ensaio de Didden [3] foi realizado fazendo uso de água como fluido da experiência. No entanto, nas presentes simulações numéricas são utilizados tanto água como ar para fluido do escoamento para observar a evolução transiente da posição do centro do anel de vorticidade. É também realizada uma análise com um valor de incremento temporal de  $1x10^{-3}$  (s) por forma a verificar a validade e convergência do valor de incremento temporal escolhido de  $1x10^{-2}$  (s).





• Figura 2.29 Evolução da posição axial do centro do vórtice.



• Figura 2.30 Evolução da posição radial do centro do vórtice.



estática no bocal de ejecção.

No gráfico de evolução transiente das forças de pressão estática, representado na figura 2.32, para os casos de malha móvel e malha estática, ou condição de fronteira de velocidade imposta, existe uma quebra na evolução propositadamente criada por forma a permitir a correcta visualização da evolução da força de pressão, visto que, nesta região omitida ocorre um pico de pressão devido à súbita desaceleração do escoamento, que é feita excepcionalmente de forma puramente impulsiva.

Analisando os dados referentes ao processo de formação do anel de vorticidade, é possível constatar nas figuras 2.29 a 2.32, que a concordância de resultados da posição do centro do vórtice segundo a direcção radial é muito boa na fase de crescimento. O diâmetro do anel de vorticidade numa fase mais avançada estabiliza com uma dimensão ligeiramente superior ao registado na experiência. Os valores da posição axial do centro do vórtice mostram estar próximos dos dados experimentais, no entanto, não são coincidentes com os mesmos. A diferença entre a utilização de água ou ar é mínima apesar da grande diferença entre números de Reynolds dos escoamentos, 2289 para o caso da simulação numérica com água, e 157 para o caso da utilização do ar, confirmando a invariância do processo de formação com o número de Reynolds em regime laminar, como foi reportado por Weigand and Gharib [15]. Os desvios acima referidos foram observados numa análise numérica com uma malha computacional mais refinada onde os resultados elaborados foram idênticos aos da malha original.

Por forma a eliminar a hipótese de a razão das referidas discrepâncias serem devidas ao formato do bocal de ejecção, uma segunda malha computacional foi criada, considerando agora uma saída ligeiramente diferente da anterior. Esta acabava em bisel, sendo que a segunda malha acaba com uma forma rectangular como mostrado nas figuras 2.33 e 2.34.



• Figura 2.33 Terminação do bocal de saída em bisel.



• Figura 2.34 Terminação do bocal de saída em rectângulo.

A possível diferença entre resultados ira comprovar o impacto que a forma geométrica da região de ejecção tem nas características do vórtice formado.



 Figura 2.35 Evolução transiente da posição axial do centro do vórtice para a malha com terminação rectangular comparada com a terminação em bisel.



• Figura 2.36 Evolução transiente da posição radial do centro do vórtice para a malha com terminação rectangular comparada com a terminação em bisel.

Como se pode constatar das figuras 2.35 e 2.36, os dados obtidos para a geometria com terminação rectangular apresentam valores diferentes do da terminação em bisel, apesar de a diferença entre as duas saídas ser reduzida. Consta-se que embora o ejector da segunda malha esteja em melhor concordância com o utilizado na experiência de Didden [3], este apresenta resultados com maiores desvios na evolução transiente da posição axial do vórtice.

Os perfis de velocidade à saída do bocal de ejecção foram retirados e comparados, podendose observar na figura 2.37 um comportamento idêntico aos dados experimentais referentes tanto à evolução transiente como à distribuição radial da velocidade dos mesmos.



• Figura 2.37 Evolução transiente do perfil de velocidades axial no bocal de ejecção.

Devido ao facto de neste caso alguns dos perfis de velocidade axial retirados se encontrarem numa fase de aceleração do escoamento, podemos constatar que nem todas as linhas de evolução radial de velocidade axial têm um ponto em comum. Na verdade, apenas os dois perfis de velocidade radial retirados nos instantes de 0,1 e 0,2 (s) de ejecção, fase do programa de velocidades onde o escoamento ainda não atingiu o patamar de velocidade máxima, é que não apresentam este ponto de velocidade e distância radial constante, em comum com os restantes perfis de velocidade.

Durante a fase inicial do crescimento do vórtice, Didden [3] reportou o facto de a posição aparente do anel de vorticidade não apresentar deslocamento axial até este atingir uma

dimensão de 1,08 diâmetros do bocal de ejecção. Tal fenómeno é também observável na figura 2.38 representativa dos resultados numéricos, onde foi aplicado um valor de incremento temporal adimensional da mesma ordem de grandeza do utilizado para a simulação de jactos pulsados no restante trabalho, reforçando a validade da escolha do valor de incremento temporal adimensional seleccionado por inspecção da evolução transiente das curvas de circulação total. O valor de incremento temporal adimensional e de 0,0092  $\approx$  0,01, e para as restantes simulações numéricas é de 0,0175.



• Figura 2.38 Evolução inicial de diâmetro do anel de vorticidade.

# Capítulo 3

## 3.1 Formação e crescimento do vórtice

Durante a fase inicial da ejecção do escoamento, a camada limite proveniente do interior do tubo começa a enrolar dando início à formação de um anel de vorticidade. Esta fase inicial é fulcral para a origem do vórtice, como tal, é realizada uma pequena análise sobre os seguintes tópicos:

- Quais são os mecanismos responsáveis por este enrolamento?
- Que característica do escoamento é que faz com que uma camada de vorticidade se enrole sobre si própria?

Para analisar detalhadamente esta fase inicial da formação do vórtice, procede-se à simulação da aceleração impulsiva do escoamento segundo um programa de velocidades com a rampa de aceleração sinusoidal de 50 incrementos temporais de  $1 \times 10^{-8}$  (s), seguida de uma fase de velocidade constante numa malha extra refinada na região em redor do bocal de ejecção com um incremento temporal de  $1 \times 10^{-8}$  (s), por forma a captar a evolução dos gradientes de velocidade e pressão que ocorrem na fase inicial de formação do anel de vorticidade. Como se pode constatar durante a fase de aceleração do escoamento, este, no canto da geometria do bocal de ejecção, contorna o mesmo e segue no sentido radial, sem que ocorra qualquer enrolamento da camada vortical ejectada. Observando a evolução de tensão de corte superficial, esta não apresenta nenhum valor nulo, logo, ainda não ocorreu qualquer separação do escoamento, e por isso não ocorre o enrolamento da camada de vorticidade.



• Figura 3.1 Evolução transiente do perfil de tensão de corte superficial na parede exterior ao bocal de ejecção.

Contudo, na fase final da aceleração do escoamento pode notar-se na figura 3.1 uma região de redução da tensão de corte na orla do bocal de ejecção. Esta tendência de redução da tensão de corte superficial acentua-se à medida que o escoamento evolui na fase de ejecção a velocidade constante, chegando à situação limite onde ocorre a separação do escoamento e formação de uma bolha de recirculação. É mostrada nas figuras 3.2 a 3.4 a evolução do campo de vectores de velocidade. É de notar, que a dimensão dos vectores foi normalizada, logo, o seu tamanho não representa o valor de velocidade a que se processa o escoamento. Estes têm apenas a utilidade de representar o mapa das direcções que o campo de velocidades toma.

Para que se tenha noção da escala de dimensão presente nas figuras 3.2-3.4, a distância entre a ponta do canto do bocal de ejecção até ao topo da imagem corresponde a 0,00221 diâmetros, neste caso 8,848x10<sup>-6</sup> (m).



Velocity Vectors Colored By Velocity Magnitude (m/a) (Tims-7.1888-07 2010 FLUENT 6.3 (axi, dp. pbns, lam, unsteady)

 Figura 3.4 Campo de velocidades ao fim de 0.71 micro-segundos. O ponto de separação assinalado pelo círculo vermelho na figura 3.4, ocorre na parede à distância radial de 0,002004761 (m). Após esta bolha de recirculação se formar, irá aumentar o seu tamanho enrolando a camada vortical e formando então um anel de vorticidade.

Como já foi referido no início deste trabalho, no escoamento de jactos pulsados, "pulsed jets" ou "starting jets", existe um parâmetro adimensional designado de "formation number" ou número de formação representativo de um limite aparentemente universal para a dimensão do vórtice formado aquando da ejecção de fluido. Este parâmetro varia entre 3,6 e 4,5 e é indicativo do limite de circulação que o anel de vorticidade consegue convectar para o seu interior antes de se dar o "pinch-off", termo aplicado para designar a fase onde o anel de vorticidade deixa de aumentar a sua circulação e se afasta da camada de corte.

Para demonstrar a existência de um limite na componente da força propulsiva relacionada com circulação do vórtice formado no final da fase de ejecção, é analisado o impulso de pressão estática após a fase de ejecção, não contabilizando com o impulso de pressão estática durante a ejecção do fluido, para diversos programas de velocidade impulsivos com diferentes números de formação, todos com um valor de velocidade máxima igual a 7 (m/s).



 Figura 3.5 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidade impulsivos com diferentes números de formação.

Constata-se na figura 3.5 que para o programa de velocidade com número de formação de 4,5, existe um máximo de impulso propulsivo devido à pressão estática. A relação entre o tamanho do vórtice e a circulação máxima deste é demonstrada nas seguintes imagens da figura 3.6, tiradas para diferentes programas de velocidade, quando o centro do anel de vorticidade atinge o deslocamento axial de aproximadamente 3 diâmetros do bocal de ejecção.



• Figura 3.6 Curvas de nível de vorticidade do anel de vórtice para L/D=1, L/D=4 e L/D=6 ordenadas de cima para baixo respectivamente.

O aumento do tamanho do vórtice do programa de velocidades impulsivo com L/D=1 para L/D=4 é notável, no entanto, a variação deste último para o programa de L/D=6 é imperceptível. Pode-se observar que, à medida que o vórtice atinge o seu tamanho máximo, este deixa de convectar a camada de corte para o seu interior, deixando atrás de si uma esteira cada vez maior e com valores de vorticidade mais elevados, como se pode constatar a partir da análise das esteiras dos programas L/D=4 e L/D=6 na figura 3.6. Esta última apresenta curvas de iso-vorticidade mais elevadas que o próprio centro do vórtice. Para fundamentar estas observações é necessário recorrer de um método para calcular a circulação no interior do vórtice de obtenção sistemática, sem recorrer da subjectividade do analisador, permitindo assim resultados coerentes. O método considerado para analisar o núcleo do vórtice consiste na integração do módulo de vorticidade no interior da região definida pela superfície de iso-

vorticidade de 31,5% do valor de vorticidade máxima no centro do anel de vorticidade. Para validar esta escolha considera-se a região do núcleo do vórtice, onde a velocidade varia de forma linear no centro e de modo parabólico na periferia, onde se atinge uma velocidade máxima local, aproximada pela região da superfície de iso-vorticidade. Para definir a região de variação crescente da velocidade assume-se uma forma oval para a mesma, e analisa-se esta ao longo do eixo paralelo ao eixo de simetria do problema, que passa no centro do vórtice registando até onde é que a velocidade aumenta. Observando o gráfico da derivada da velocidade radial segundo a direcção axial ao longo do eixo referido anteriormente, a superfície de iso-vorticidade que intersecta os pontos de derivada nula, ou seja, de velocidade radial máxima local, é a curva de vorticidade de 31,5% do valor de vorticidade máxima, como é mostrado na figura 3.7.



 Figura 3.7 Região de iso-vorticidade com derivada da velocidade radial segundo a direcção axial e linhas horizontal e vertical intersectando o centro do vórtice, para programas de velocidade com L/D=4 a) e L/D=1 b).

Nas imagens acima, as zonas a vermelho representam valores positivos da derivada de velocidade radial segundo a direcção axial, e as regiões a azul valores negativos.

Para fins de definição do núcleo do vórtice, considera-se a análise do eixo paralelo ao eixo de simetria que intersecta o núcleo, determinado a partir do campo de velocidades, devido ao facto de este ter uma região de variação da velocidade mais bem definida do que o eixo radial

que cruza o centro do vórtice, visto que o último se encontra em contacto com a região central do anel de vorticidade que está sobre a influência da velocidade induzida pelo anel de vorticidade, e ao longo de toda esta linha radial a velocidade axial do vórtice sofre influência do campo de velocidades induzido pela curvatura do anel de vorticidade. Logo, é difícil inferir um limite dimensional para definir a região do núcleo do vórtice neste eixo como é mostrado nas figuras 3.8 e 3.9.



• Figura 3.8 Perfil de velocidade radial ao longo de linha horizontal contendo o centro do vórtice.



• Figura 3.9 Perfil de velodidade axial ao longo de linha vertical contendo o centro do vórtice.

Com base neste método é calculada a circulação dos anéis de vorticidade originados por programas de velocidade impulsivos com velocidade máxima igual para todos e parâmetros L/D diferentes. Os vórtices são analisados quando atingem a distância axial de aproximadamente 3 diâmetros do bocal de ejecção.



• Figura 3.10 Circulação dos anéis de vorticidade.

Conforme é mostrado na figura 3.10 e como já foi provado inúmeras vezes, existe um limite máximo de circulação que um vórtice originado de forma convencional consegue atingir, fazendo uso do parâmetro adimensional do número de formação L/D para definir o limite. Este tem um valor para o caso em questão próximo de 4.5 como é provado no estudo de impulso da força de pressão estática e na análise de circulação do vórtice aqui realizada. De forma a demonstrar que o anel de vorticidade que se vai formando atinge um ponto onde deixa de convectar a camada de corte para o interior do mesmo, foi realizado uma análise de um pulso de jacto com número de formação de 11. Para realizar este tipo de análise foram aplicadas injecções de partículas passivas ao longo da saída do bocal de ejecção. Estas injecções prolongam-se durante toda a fase de pulso, e são convectadas pelo escoamento revelando as características do mesmo como se se tratasse de uma análise feita com um colorante aplicado numa experiência. Por forma a averiguar qual o tempo mínimo de permanência das partículas que constituem o anel de vorticidade, é obtido um gráfico do mesmo já formado, onde todas as partículas com um tempo de permanência no escoamento acima de um determinado valor são representadas a vermelho. Fazendo uso desta análise e tendo em conta o valor de tempo a que o gráfico se reporta, neste caso 8,971x10<sup>-3</sup> (s), e o valor máximo de variação da variável de tempo de permanência das partículas, podemos deduzir que quase todas as partículas com tempos de permanência acima de 6,39x10<sup>-3</sup> (s), correspondentes às partículas emitidas até 2,581x10<sup>-3</sup> (s) de tempo de ejecção ao qual o pulso se encontrava com um número de formação de 4,5, fazem parte do vórtice, ou seja, apenas as partículas ejectadas até esta altura é que são convectadas para a região central do anel de vorticidade.



### • Figura 3.11 Análise de partículas ejectadas pelo bocal de saída (tracejamento de partículas).

É possível observar a imagem da figura 3.11 e notar que o vórtice tem uma zona central onde não existem partículas. Isto é devido à força radial originada pela rotação do núcleo do vórtice. A região central é constituída maioritariamente por partículas ejectadas até L/D=4,5, seguida de uma região de partículas ejectadas algum tempo depois que acabam por ser convectadas para o interior do vórtice, e para finalizar uma fina camada de partículas ejectadas até L/D=4,5 a rodear o anel de vorticidade. É de notar que não é possível averiguar quais das partículas pertencem à camada de vorticidade ejectada pelo bocal. Logo, não é possível verificar até quando é que a camada de vorticidade que alimenta a intensidade do vórtice é convectada para o interior do mesmo, apenas é possível observar qual o tempo de permanência das partículas no escoamento. Da imagem acima podemos deduzir que, para além do facto de o núcleo do anel de vorticidade ser principalmente constituído por partículas emitidas até L/D=4,5, também tem uma camada de partículas emitidas após este limite de número de formação como já foi referido. No entanto, as últimas poderão não pertencer à camada de vorticidade.

Para analisar quais as partículas pertencentes à camada vortical, é efectuada uma separação das superfícies de onde são emitidas as partículas por forma a realizar uma identificação das

mesmas no escoamento e averiguar a evolução convectiva da camada de vorticidade. A linha de emissão de partículas referente à camada de vorticidade no interior do tubo à saída do bocal terá a dimensão de  $4x10^{-4}$  (m), com inicio na parede do tubo em direcção ao eixo axissimétrico do mesmo, englobando portanto, a região da camada limite onde ocorre a maior variação de velocidade axial segundo a direcção radial, comportando assim os valores de vorticidade superiores, como mostrado acima na figura 2.26.



• Figura 3.12 Análise convectiva da camada de vorticidade (a azul).

Os resultados obtidos são esclarecedores quanto ao fenómeno do crescimento do vórtice. A imagem da fig. 3.12 trata da mesma análise de partículas feita anteriormente. No entanto, neste caso as partículas estão identificadas consoante a sua origem, sendo as partículas a azul constitutivas da camada de vorticidade, e as partículas a vermelho representantes do restante escoamento na região central do tubo de ejecção. Como é visível, comparando a imagem referente ao tempo de permanência das partículas com a imagem obtida da análise da origem das mesmas, é possível observar que a componente vorticosa do núcleo do anel de vorticidade é apenas e unicamente constituída por partículas que foram emitidas até o sistema ejector atingir o número de formação de 4.5.



• Figura 3.13 Pormenor do núcleo do anel de vorticidade.

Analisando em detalhe o anel de vorticidade das duas análises realizadas, constata-se que, de facto, a região central do vórtice constituído pelas partículas emitidas até L/D=4,5, é a região que contém a camada de vorticidade emitida pelo tubo de ejecção, como se pode ver pelas regiões a azul na imagem da esquerda e as regiões a vermelho na imagem à direita da figura 3.13.

Por forma a clarificar a localização das linhas de emissão de partículas, é mostrada na figura 3.14 uma fase inicial do pulso de ejecção numa análise, recorrendo à identificação da superfície de origem das partículas emitidas.



• Figura 3.14 Linhas de emissão na camada de vorticidade (a azul) e região central (a vermelho).

O método utilizado para calcular a circulação do anel de vorticidade produz resultados que não correspondem ao valor de circulação total do vórtice. Trata-se apenas de um método que engloba aproximadamente a região do núcleo do vórtice sendo no entanto, totalmente sistemático. Idealmente, a circulação do anel de vorticidade deveria ser calculada fazendo uso da região de iso-vorticidade correspondente a cerca de 5% ou menos da vorticidade máxima no interior do mesmo, como foi realizado por Rosenfeld, Rambod e Gharib [11], permitindo assim que todo o anel de vorticidade esteja incluído nesta região. Contudo, a tentativa de medir a circulação do vórtice a uma distância de 3 diâmetros do bocal de ejecção, apresenta o problema de saber definir e conseguir separar o fim da superfície do anel de vorticidade e o começo da camada de corte ejectada pelo bocal que não foi convectada para o interior do vórtice, para programas de velocidade com L/D mais elevados, fazendo uso de condições de

linhas de iso-vorticidade e distâncias axiais, radiais máximas acima das quais a integração da vorticidade não deva ser feita. Estas duas últimas correspondem a uma forma de separação da região de cálculo fazendo uso de linhas verticais e horizontais. Como é mostrado na figura 3.15 não existe uma linha horizontal e ou vertical que consiga separar correctamente o vórtice da sua esteira ou camada de corte.



• Figura 3.15 Região delimitada por linha de iso-vorticidade de 5% da vorticidade máxima no interior do vórtice.

O presente problema é resolvido recorrendo de uma análise do anel para distâncias superiores, onde este, devido ao campo de velocidades induzido pelo mesmo, se distancia significativamente da camada de corte, sendo possível então separar a região do anel de vorticidade por uma linha de iso-vorticidade que o englobe na totalidade. No entanto, devido ao facto de a resolução da malha computacional decair com a distância ao bocal e a proximidade da condição fronteira poder interagir com o vórtice, é evitado realizar as medições a distâncias axiais elevadas, podendo inclusivamente a distância máxima disponível na malha não ser suficiente para permitir uma total separação do vórtice da sua esteira.

A utilização do cálculo da circulação para determinar a intensidade máxima de um anel de vorticidade é apenas um dos métodos para o fazer. Fazendo uso da medição de pressão estática, ao longo do eixo axissimétrico em redor da zona onde se encontra o centro do anel de vorticidade, é possível averiguar aproximadamente a intensidade do vórtice, comparando as evoluções de pressão estática dos anéis formados pelos programas de velocidade, com diferentes valores de número de formação. São apresentadas seguidamente as medições feitas a 3 diâmetros de distância axial do bocal de ejecção.



• Figura 3.16 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria.

Como se pode observar na figura 3.16, as evoluções de pressão estática ao longo do centro axial do anel de vorticidade não apresentam diferenças significativas para valores de L/D superiores a 4, confirmando as medições feitas para averiguar o valor limite de número de formação. É de notar que este método apenas contabiliza a variação da pressão estática ao longo de um eixo. O campo de pressões criado pelo anel é toda uma superfície, logo, o valor de número de formação limite determinado por este método não irá coincidir com o valor determinado com base no uso das medições de circulação do vórtice, tratando-se apenas de um método auxiliar.

# 3.2 Transporte de massa, quantidade de movimento e energia

Para caracterizar o efeito convectivo de um pulso de jacto formando um vórtice que se propaga pelo escoamento em comparação com um jacto constante, é analisado para um pulso de jacto segundo um programa de velocidades impulsivo com L/D=4,5 o caudal de energia cinética, de quantidade de movimento e de massa para diferentes cortes transversais ao eixo de simetria do escoamento para as distâncias axiais de 0 D, 0,5 D, 1 D, 1,5 D e 2 D. O mesmo é realizado para um jacto constante, sendo os valores adimensionalizados pelos respectivos valores máximos obtidos. É mostrado na figura 3.17 as evoluções dos caudais das três propriedades dinâmicas do escoamento.



b) quantidade de movimento e c) energia cinética.

Como consta dos gráficos da figura 3.17, o caudal mássico aumenta a uma taxa superior para o caso do jacto pulsado, visto que a passagem do vórtice arrasta mais massa do que o arrastamento induzido por um jacto constante. Como é sabido, o caudal de quantidade de movimento de um jacto constante mantém-se ao longo do mesmo, visto este estar a ser descarregado numa atmosfera em repouso. No entanto, o caudal de quantidade de movimento do modo de operação pulsada aumenta até pelo menos dois diâmetros de distância do bocal de ejecção devido ao efeito de sobre pressão causado no mesmo pelo vórtice, resultando numa força aplicada. A transferência de energia cinética por parte do jacto constante decai constantemente com a distância axial, ao passo que com o jacto pulsado, após a primeira redução entre o bocal de ejecção e a região a 0,5 D de distância, o caudal de energia cinética tende a manter-se até pelo menos dois diâmetros de distância axial, sendo portanto uma forma mais eficaz de transferência de energia cinética.

# 3.3 Impulso do pulso de jacto

Para caracterizar a força propulsiva de um jacto, foi realizado um balanço de quantidade de movimento num volume de controlo contendo a parede e o orifício da mesma, de onde a ejecção de fluido é realizada. As restantes superfícies do volume de controlo são consideradas estarem a uma distância grande demais para serem contabilizados quaisquer efeitos transientes significativos para a força propulsiva. A análise efectuada incidiu sobre os valores de pressão estática obtidos nestas duas superfícies durante os ciclos de jacto pulsado, assim como do caudal de quantidade de movimento ejectado pelo orifício. Para fins de comparação foram registados os caudais mássicos de quantidade de movimento e de energia cinética impostos na condição de fronteira do tubo de ejecção. Estes valores são utilizados para simular um jacto constante com um dos três parâmetros em comum com o jacto pulsado, sendo a força propulsiva obtida caracterizada, recorrendo-se ao mesmo método utilizado na análise para o caso do modo de operação pulsado. Na figura 3.18 é mostrado um esquema axissimétrico da superfície de controlo utilizada, que está indicada a vermelho:



Figura 3.18 Esquema da superfície de controlo axissimétrica.

Para averiguar se a contabilização das forças de superfície são feitas de modo correcto observando a equação do balanço de quantidade de movimento segundo a direcção axial, é possível deduzir a força propulsiva que está a ser transmitida ao fluido como mostrado na expressão (13).

$$\int_{VC} \frac{\partial(\rho U_x)}{\partial t} dV = -\oint_{SC} \rho U_x U_j n_j dS + \oint_{SC} -P n_x dS + \oint_{SC} \tau_{xj} n_j dS \quad (13)$$

O primeiro membro da expressão (13) trata da força aplicada ao escoamento no interior do volume de controlo, a força que se deseja contabilizar. No segundo membro, os dois últimos termos são fontes de quantidade de movimento, ou seja, as forças de superfície sendo a primeira de origem invíscida, força de pressão, e a última de origem viscosa. O primeiro termo do segundo membro contabiliza a convecção de quantidade de movimento que está a entrar e a sair do interior do volume de controlo. Observando os gráficos abaixo referentes à evolução do impulso da força propulsiva contabilizada pela análise das superfícies de controlo e pela análise feita ao escoamento, ou seja, integrando ao longo de todo o volume de controlo a integranda do primeiro membro da expressão (13), e aplicando-se um integral temporal aos valores obtidos, conclui-se que a diferença é mínima, com um erro de 2,1%. Logo a contabilização das forças e da convecção de quantidade de movimento é feita de forma correcta.



• Figura 3.19 Evolução transiente do impulso aplicado ao escoamento.

Na figura 3.19 é representada a evolução transiente do impulso durante e após a ejecção de fluido pelo ejector. Esta representação, para além de servir como prova de uma correcta contabilização das forças de pressão e da convecção de quantidade de movimento, tem o objectivo de clarificar as fases propulsivas de um pulso de ejecção impulsivo. Como se constata, na fase inicial de ejecção ocorre um súbito aumento do impulso relacionado com as forças de pressão estática aplicadas devido à aceleração do escoamento ser muito elevada. Existe diferença entre os valores de pressão obtidos com condição de fronteira de velocidade imposta e a simulação numérica de uma parede em deslocamento para valores de aceleração muito elevados. No entanto, durante o pulso de jacto estas diferenças cancelam-se, como será demonstrado mais adiante. Na fase de validação o programa de velocidades utilizado para simular a experiência de Didden [3], não apresenta acelerações significativas, logo, não existem diferenças entre o campo de pressões de uma malha móvel para uma malha estática.

Após a fase de aceleração impulsiva, apesar de o impulso devido ao campo de pressões estáticas apresentar uma variação decrescente, o valor de impulso total cresce devido à convecção de quantidade de movimento a decorrer no bocal de ejecção, visto que a contribuição desta é significativamente maior. Após a desaceleração impulsiva, o valor de impulso decresce devido ao campo de pressões negativo aplicado para desacelerar o escoamento, sendo que, a partir deste ponto, devido ao facto de não estar a ocorrer qualquer ejecção de fluido por parte do ejector, todo o impulso obtido é resultante do efeito de sobre pressão originado pelo vórtice formado. Podemos observar que à medida que o vórtice se afasta, o valor do impulso atinge um máximo acabando por estabilizar. Neste caso em particular, a contribuição do impulso de pressão estática providenciado pelo vórtice representa cerca de 40% do impulso total medido, um valor semelhante a este é reportado por Krueger [5] na página 61 da sua tese.

É apresentada seguidamente uma análise referente às linhas de corrente de um vórtice, originado por um programa de velocidades impulsivo com número de formação igual a 1, num referencial fixo a este.



 Figura 3.20 Linhas de corrente no referencial fixo ao vórtice sobre a) o campo de pressões estáticas (Pa) e b) sobre o campo de magnitude de velocidade (m/s).

Na figura 3.20 é evidenciada a relação que existe entre o campo de pressões estáticas e as linhas de corrente do escoamento em redor do vórtice. A razão pela qual o campo de velocidades escolhido para demonstrar a anterior relação foi o observável num referencial fixo com o vórtice, está relacionada com o facto de a convecção do vórtice pelo escoamento criar uma componente de velocidade axial que dificulta a visualização do efeito de circulação do fluido em redor do anel de vorticidade. É possível inferir que conforme o campo de velocidades aumenta de magnitude e a curvatura das linhas de corrente é mais acentuada, o valor de pressão estática é maior, provando assim a relação que existe entre a sobre pressão criada pelo vórtice após a sua ejecção e a curvatura das linhas de corrente, assim como a relação que existe entre a intensidade de circulação do vórtice e a intensidade do campo de pressões gerado, visto que à medida que a circulação aumenta, a magnitude do campo de velocidade

também cresce, e como as linhas de correntes em redor do anel de vorticidade praticamente se mantêm inalteradas, o campo de pressões varia de forma semelhante ao representado na figura 3.20 a) com picos de pressão mais intensos.

### 3.4 Análise do parâmetro de comparação

Parte deste trabalho é averiguar qual dos parâmetros característicos de um escoamento, caudal mássico, caudal de quantidade de movimento e caudal de energia cinética, deve ser utilizado para fins de comparação entre jactos pulsados e jactos em regime constante e as consequências da utilização de cada um. As expressões utilizadas para fazer os balanços teóricos dos caudais acima citados são as expressões (14)-(16).

$$\dot{E} = 2\pi\rho \int_{0}^{\frac{D}{2}} \frac{U_{cf}(r)^{3}}{2} r \, dr \quad (14)$$
$$\dot{M} = 2\pi\rho \int_{0}^{\frac{D}{2}} U_{cf}(r)^{2} r \, dr \quad (15)$$
$$\dot{m} = 2\pi\rho \int_{0}^{\frac{D}{2}} U_{cf}(r) r \, dr \quad (16)$$

Os valores previstos pelas expressões acima são aplicados à condição de fronteira de velocidade imposta com um perfil de velocidades constante, produzindo então um jacto constante com as características desejadas. É de notar que o caudal de quantidade de movimento imposto na condição de fronteira não será igual ao caudal de quantidade de movimento medido e utilizado para o cálculo da força propulsiva, "thrust", no bocal de ejecção.

O método utilizado para averiguar a correcta comparação entre os dois modos de operação dos jactos consiste, numa primeira análise, da simulação numérica transiente de um programa de velocidades de um pulso de jacto com um dado período de ejecção, e um dado período de propagação do anel de vorticidade. Somando as duas fases obtemos o tempo de pulso do programa. Durante este tempo de pulso são recolhidos os dados na condição de fronteira imposta de velocidade referentes aos caudais de massa, quantidade de movimento e energia cinética e, com base no tempo de ejecção, é calculada a quantidade de cada um destes parâmetros que foi ejectada. Como mencionado anteriormente, a força propulsiva criada pelo pulso de fluido resulta do fluxo de quantidade de movimento no bocal de ejecção assim como da força de pressão estática no mesmo e na parede em redor, grande o suficiente para conter todo o campo de propulsivo do pulso. Com base nos dados recolhidos na condição de fronteira durante o tempo de ejecção, são calculadas as velocidades equivalentes dos jactos constantes que debitariam num mesmo tempo de pulso a mesma quantidade da referida variável de

comparação seleccionada, massa, quantidade de movimento ou energia cinética. Repetindo o mesmo processo utilizado na análise da força propulsiva do jacto pulsado, deriva-se o valor de força propulsiva do jacto constante, e compara-se este com o valor previamente obtido do modo de operação pulsada equivalente.

Observando as expressões acima para o cálculo dos caudais das características dinâmicas do jacto, podemos prever qual será a velocidade equivalente do jacto constante. Assumindo que  $U_{cf}(r,t) = U_{cf}(t)$ , ou seja, que o perfil de velocidades é invariante da distância radial, que o programa de velocidades é impulsivo puro, e que a forma do bocal de ejecção seja circular de raio r, podemos deduzir as seguintes equivalências, a dedução destas encontra-se no anexo A.2:

$$U_{cte_{eq\,m}} = U_{max} \frac{t_{ejec}}{t_{pulso}} \quad (17)$$

$$U_{cte_{eq\,M}} = U_{max} \sqrt{\frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}} \quad (18)$$

$$U_{cte_{eq\,E}} = U_{max} \sqrt[3]{\frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}} \quad (19)$$

Baseando-nos nas expressões (17)-(19), podemos concluir que a velocidade equivalente imposta na condição de fronteira do jacto constante irá ser sempre inferior à velocidade máxima do jacto pulsado independentemente da característica utilizada para fundamentar a comparação entre os modos de operação. No entanto, dependendo do parâmetro escolhido, a velocidade equivalente será maior ou menor para os três jactos constantes que debitam a mesma quantidade de massa, quantidade de movimento ou energia cinética respectivamente, equivalentes do jacto pulsado.

Como é lógico, quanto maior for a energia aplicada num típico jacto constante, em princípio, maior será a força propulsiva obtida do mesmo. Isto aplicado ao conceito de jacto pulsado, indicia que haverá sempre vantagens propulsivas para o modo de operação pulsada quando comparado com jactos constantes que debitem a mesma massa, debitando no entanto uma menor energia cinética. Para que um jacto pulsado num dado tempo de pulso emita a mesma quantidade de massa que um jacto constante, terá de gastar mais energia para ejectar o fluido num tempo inferior ao tempo de pulso, visto que enquanto a massa ejectada é proporcional ao módulo da velocidade, a energia cinética é proporcional ao cubo da velocidade como é mostrado na expressão (14). Logo um menor tempo de ejecção por parte do jacto pulsado implica que para emitir a mesma quantidade de massa de fluido, a velocidade do escoamento em ejecção terá de ser maior, implicando maior consumo energético. Tal não aconteceria se a

energia fosse também proporcional à velocidade, porque em média o consumo energético seria igual para os dois modos de operação dos jactos.

Utilizando as equações (17)-(19) para as velocidades equivalentes dos jactos constantes podemos averiguar qual seria o consumo energético de cada um dos jactos constantes em comparação com o consumo energético do jacto pulsado. A dedução está realizada no anexo A.3 resultando desta a elaboração das expressões (20)-(22).

$$\frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,m}}} = \left(\frac{t_{pulso}}{t_{ejec}}\right)^2 \quad (20)$$
$$\frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,M}}} = \sqrt{\frac{t_{pulso}}{t_{ejec}}} \quad (21)$$
$$\frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,E}}} = 1 \quad (22)$$

$$t_{pulso} > t_{ejec} \implies E_{pulsado} > E_{cte_{eq\,M}} > E_{cte_{eq\,M}}$$
 (23)

Conforme se pode observar nas expressões (20)-(23), fará sentido comparar os modos de operação de um jacto tendo como base o caudal de energia cinética dos dois modos propulsivos, neste caso, jacto pulsado e jacto constante.

## 3.5 Ganhos Propulsivos

### 3.5.1 Influência do programa de velocidades

Por forma a realizar uma comparação entre os resultados produzidos pelos diversos programas de velocidade e geometrias do bocal de ejecção, definiu-se que todas as simulações terão um tempo de propagação adimensional de 6, por forma a permitir contribuições do anel de vorticidade equivalentes. A definição de tempo de propagação é apresentada na expressão (24).

$$t_{prop} = t_{pulso} - t_{ejec} \quad (24)$$

Observando uma análise da força propulsiva e características de uma simulação de um pulso de jacto com número de formação de 4,5, com um tempo de ejecção de 2,58x10<sup>-3</sup> (s), um tempo de pulso de 6,00857x10<sup>-3</sup> (s), onde os jactos constantes são estudados em ar na malha computacional D, os resultados obtidos são apresentados na tabela 3.1.

Características	Jacto pulsado	Jacto Constante Equivalência de massa	Jacto Constante Equivalência de impulso de quantidade movimento	Jacto Constante Equivalência de energia
Massa (kg)	2,7591x10 <sup>-7</sup>	2,7591x10 <sup>-7</sup>	4,2213x10 <sup>-7</sup>	4,8775x10 <sup>-7</sup>
Impulso de Quantidade Movimento (N.s)	1,9265x10 <sup>-6</sup>	8,2009x10 <sup>-7</sup>	1,9196x10 <sup>-6</sup>	2,5627x10 <sup>-6</sup>
Energia (J)	6,7814x10 <sup>-6</sup>	1,2185x10 <sup>-6</sup>	4,3623x10 <sup>-6</sup>	6,7289x10 <sup>-6</sup>
"Thrust" médio (N)	3,0281x10 <sup>-4</sup>	1,5415x10 <sup>-4</sup>	3,5547x10 <sup>-4</sup>	4,7259x10 <sup>-4</sup>
Ganho "thrust" (%) jacto pulsado vs jacto constante	0	96,4	-14,8	-35,9

• Tabela 3.1 Ganhos propulsivos, programa de velocidade impulsivo.

Os resultados da tabela 3.1 confirmam os factos mencionados anteriormente, um jacto pulsado quando comparado com um jacto que debita a mesma quantidade de energia cinética não padece de um benefício propulsivo. No entanto, se essa comparação for feita em relação a um jacto constante que debite a mesma massa, só nesta situação é que haverá ganhos propulsivos positivos para o modo de operação pulsada convencional. Os ganhos propulsivos são calculados segundo a expressão (25).

$$GT = \frac{T_{pul} - T_{cte}}{T_{cte}}.100$$
 (25)

A análise anterior foi dedicada a programas de velocidade impulsivos. Contudo, é do interesse do presente trabalho investigar qual a influência da forma dos mesmos para as características acima analisadas. Os programas de velocidade alternativos ao impulsivo são o programa de rampa parabólica e o programa de rampa linear.

Os programas de velocidades alternativos de crescimento linear e parabólico terão no final da fase de aceleração uma componente de desaceleração impulsiva tal como o programa de velocidades impulsivo, com uma desaceleração levada a cabo durante 50 incrementos temporais de 1x10<sup>-8</sup> (s). As fórmulas dos programas são expressas seguidamente.

Rampa Linear: (*t*) = *at* , L/D=4 *a*=1531,25 ; L/D=5 *a*=1225 ; L/D=6 *a*=1020,83; L/D=7 *a*=875;

Rampa Parabólica:  $U(t) = at^2$ , L/D=5 *a*=95277,7 ; L/D=6 *a*=66165 ; L/D=7 *a*=48611,11 ; L/D=8 *a* =37217,8 ;

Para ambos os tipos de programas de velocidade, estes são programados para começarem com velocidade zero e terminarem a fase de aceleração com a velocidade máxima de 7 (m/s) quando o valor objectivo de L/D é atingido pelo pulso de ejecção. Para visualizar os programas de velocidade são apresentadas nas figuras 3.21 e 3.22 as versões de cada tipo de programa de velocidades. O incremento temporal destas simulações é escolhido, por forma a obter um valor de incremento temporal adimensional igual ao utilizado nas anteriores simulações em ar com o valor de 0,0175.



• Figura 3.21 Programas de velocidade do tipo rampa linear.



• Figura 3.22 Programas de velocidade do tipo rampa parabólica.

Por forma a determinar qual o valor de número de formação óptimo do modo pulsado regendose pelo programa de velocidades em rampa linear, é necessário proceder à avaliação da circulação do vórtice de forma a determinar qual o valor máximo que este consegue adquirir e qual o correspondente L/D.

Os valores de circulação para o caso dos programas de velocidade de rampa linear são obtidos, fazendo uso do mesmo método anteriormente aplicado ao caso dos programas de velocidade impulsivos. É possível fazer medições coerentes de circulação até L/D=6 apresentadas na figura 3.23. Acima deste valor o anel de vorticidade tem a região de esteira demasiado próxima, e a linha de iso-vorticidade não tem a típica forma elíptica do vórtice quando este se encontra afastado da esteira como mostrado na figura 3.24, logo, a integração da vorticidade do vórtice produz resultados não coerentes. As medições da circulação nos anéis de vorticidade foram feitas, quando o centro dos mesmos se encontrava a aproximadamente 5 diâmetros de distância do bocal de ejecção.



• Figura 3.23 Circulação do anel de vorticidade para programa de velocidades de rampa linear.





vorticidade máxima casos a) L/D=6 e b) L/D=7.

No entanto, fazendo uso da medição do impulso da força propulsiva com origem na pressão estática, é possível deduzir qual o limite do número de formação para o programa de velocidades aplicado como já foi demonstrado anteriormente. Logo, observando o gráfico da figura 3.25 da evolução transiente do impulso da pressão estática, podemos concluir que o número de formação limite para o caso dos programas de velocidade com rampa linear é L/D=7.

Para confirmar o número de formação determinado anteriormente, recorrendo à análise de pressão estática sobre o eixo axissimétrico quando o núcleo do anel de vorticidade atinge os 5 diâmetros de distância axial, podemos constatar na figura 3.26 que, para a região de interesse antes do núcleo do vórtice, não existe um ganho significativo de pressão para programas de velocidade com número de formação superior a 7. É de notar que, à medida que o vórtice se afasta do bocal de ejecção a resolução da malha computacional no sentido axial vai se degradando, daí que os valores de pressão estática na região após o núcleo do vórtice apresentem discrepâncias tão elevadas como mostrado.



 Figura 3.25 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidade em rampa linear com diferentes números de formação.



• Figura 3.26 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria.

Com base nos dados obtidos para a simulação pulsada com L/D=7, procede-se de igual modo para a avaliação dos ganhos propulsivos face a um jacto constante, como realizado para o caso do programa de velocidades impulsivo. O tempo de ejecção e o tempo de pulso do programa de velocidades foram de 0,008 (s) e 0,014857 (s) respectivamente. Os resultados obtidos são apresentados na tabela 3.2.

Características	Jacto pulsado	Jacto Constante Equivalência de massa	Jacto Constante Equivalência de impulso de quantidade movimento	Jacto Constante Equivalência de energia
Massa (kg)	4,3213x10 <sup>-7</sup>	4,3212x10 <sup>-7</sup>	6,7866x10 <sup>-7</sup>	8,2293x10 <sup>-7</sup>
Impulso de Quantidade Movimento (N.s)	2,0139x10⁻ <sup>6</sup>	8,1351x10 <sup>-7</sup>	2,0066x10 <sup>-6</sup>	2,9504x10 <sup>-6</sup>
Energia (J)	5,3273x10 <sup>-6</sup>	7,6666x10 <sup>-7</sup>	2,9659x10 <sup>-6</sup>	5,2874x10 <sup>-6</sup>
"Thrust" médio (N)	1,3690x10 <sup>-4</sup>	6,2902x10 <sup>-5</sup>	1,5257x10 <sup>-4</sup>	2,2302x10 <sup>-4</sup>
Ganho "thrust" (%) jacto pulsado vs jacto constante	0	117,6	-10,2	-38,6

• Tabela 3.2 Ganhos propulsivos, programa de velocidades do tipo rampa linear.

Procedendo de forma igual para a análise do caso do programa de velocidades em rampa parabólica, obtemos também um problema de avaliação da circulação dos anéis de vorticidade para valores de números de formação superiores a 7 pelas mesmas razões apontadas acima. Os dados obtidos da análise da circulação são apresentados na figura 3.27.



 Figura 3.27 Circulação do anel de vorticidade para programa de velocidades de rampa do tipo parabólica.

No entanto, tal como efectuado anteriormente, analisando a evolução transiente do impulso devido à força de pressão estática e recorrendo à análise de pressão estática sobre o eixo axissimétrico quando o núcleo do anel de vorticidade atinge os 5 diâmetros de distância axial, podemos deduzir qual o número de formação ao qual o máximo de circulação no vórtice é atingido. É possível concluir com base nas figuras 3.28 e 3.29 que, o valor crítico também corresponde a L/D=7.



 Figura 3.28 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidade do tipo rampa parabólica com diferentes números de formação.


Figura 3.29 Evolução de pressão estática ao longo do eixo de simetria.

Realizando uma análise comparativa com os modos de operação de jacto constante, apresentamos os resultados na tabela 3.3, onde o tempo de ejecção e de pulso são respectivamente 0,012 (s) e 0,022564 (s).

Características	Jacto pulsado	Jacto Constante Equivalência de massa	Jacto Constante Equivalência de impulso de quantidade movimento	Jacto Constante Equivalência de energia
Massa (kg)	4,3266x10 <sup>-7</sup>	4,3264x10 <sup>-7</sup>	7,8903x10 <sup>-7</sup>	1,0247x10 <sup>-6</sup>
Impulso de Quantidade Movimento (N.s)	1,8170x10 <sup>-6</sup>	5,4439x10 <sup>-7</sup>	1,8106x10 <sup>-6</sup>	3,0540x10 <sup>-6</sup>
Energia (J)	4,5838x10 <sup>-6</sup>	3,4354x10 <sup>-7</sup>	2,0785x10 <sup>-6</sup>	4,5499x10 <sup>-6</sup>
"Thrust" médio (N)	8,2317x10 <sup>-5</sup>	2,8529x10 <sup>-5</sup>	9,2756x10 <sup>-5</sup>	1,5501x10 <sup>-4</sup>
Ganho "thrust" (%) jacto pulsado vs jacto constante	0	188,5	-11,3	-46,9

#### • Tabela 3.3 Ganhos propulsivos, programa de velocidade do tipo rampa parabólica.

Com base nos resultados da tabela 3.3, os programas de velocidade em rampa linear e parabólica têm parâmetros L/D com valores superiores ao programa de velocidade impulsivo. Devido a este facto, os vórtices formados pelos diferentes programas de velocidade irão ter dimensões e valores de circulação distintos, contribuindo de forma diferente para o impulso da força de pressão estática exercida pelo vórtice após a sua formação.

O facto de os programas de velocidade em rampa conterem uma fase de ejecção de fluido acelerada ao longo de todo o pulso, implica que a velocidade auto-induzida que o vórtice adquire à medida que se forma aumentando o valor de circulação do mesmo durante o processo de ejecção, será em princípio inferior à velocidade do jacto ejectado até um determinado ponto mais tardio do que para o caso de um pulso de jacto com velocidade constante. Deste ponto em diante, a circulação do vórtice que mantém o campo de velocidades, propulsiona-o, uma vez mais, para longe da camada vorticosa a ser arrastada para o interior do mesmo, terminando assim a fase de crescimento do anel de vorticidade.

Observando na figura 3.30 os gráficos de impulso adimensional de força com origem na pressão estática do vórtice, é possível constatar que o programa de velocidades com rampa parabólica de aceleração, que produz um anel de vorticidade cuja génese tem um número de formação limite superior ao vórtice formado por um programa de velocidades impulsivo, apresenta valores superiores a todos os programas de velocidade.



 Figura 3.30 Evolução transiente do impulso de pressão estática para programas de velocidade do tipo rampa parabólica, rampa linear e NIVP.

#### 3.5.2 Influência do ejector

Da observação sobre as análises feitas até agora, é possível apontar dois pontos para o aumento do benefício propulsivo do vórtice formado durante a ejecção de um pulso.

- Capacidade de convecção e armazenamento de vorticidade no interior do vórtice.
- Retenção do anel de vorticidade nas imediações da região de ejecção.

Com o objectivo de atingir os pontos acima mencionados, é necessário considerar um desenho geométrico do bocal de ejecção que permita tais feitos.

A aproximação levada a cabo incidiu sobre a variação de duas características do bocal de ejecção:

- Diâmetro.
- Formato axissimétrico.

O raio de curvatura do anel de vorticidade criado durante o pulso de fluido pode afectar a velocidade que este adquire durante o processo de formação. Para analisar os efeitos desta característica é criada uma outra malha computacional, a malha F, com a mesma dimensão que a malha original, no entanto com o dobro do diâmetro para o orifício de ejecção com o valor de 0,008 (m), sendo simulados e comparados dois programas de velocidade impulsivos idênticos, com iguais velocidades de ejecção, garantindo que a velocidade da camada de corte, durante a fase de enrolamento da mesma, não influência a velocidade de propagação do anel em formação. Apesar dos dois jactos pulsados não apresentarem valores de Reynolds equivalentes, como se trata de uma análise transiente de curta duração, onde o objecto de estudo é o enrolamento da camada de corte, pode se considerar que ambas as camadas de corte apresentam condições dinâmicas semelhantes entre os dois ejectores sendo a comparação apresentada na figura 3.31 válida.



 Figura 3.31 Evolução transiente da coordenada axia da posição do centro do anel de vorticidade.

Como se pode constatar da figura 3.31, o ensaio inclui a fase de formação do vórtice, a desaceleração impulsiva onde a distância axial do vórtice aumenta bruscamente e o início da fase de propagação do mesmo. Previsivelmente, durante a fase inicial do processo de formação, ambas as geometrias apresentam anéis de vorticidade a deslocarem-se à mesma velocidade, visto que nesta fase a circulação dos vórtices ainda não é intensa o suficiente para

auto-induzir um campo de velocidades significativo. À medida que o anel de vorticidade se forma e a sua circulação aumenta, o campo de velocidades induzido pela mesma faz-se notar a partir de 0,001 (s) de tempo de ejecção. A propagação do vórtice formado na geometria com diâmetro maior faz-se com uma menor velocidade do que na geometria de menor diâmetro.

Olhando para um segmento do anel de vorticidade, e aproximando este a um filamento de vórtice, podemos deduzir que quanto maior for o raio de curvatura do anel de vorticidade, maior será a distância ao filamento por parte do restante anel. Logo, a influência do campo de velocidades induzido pelo filamento sobre o restante anel é menor, visto que conforme a lei de Biot-Savart, a velocidade induzida por um filamento de vórtice decai com o cubo da distância ao mesmo como se pode verificar na expressão (26):

$$\delta \vec{U}(\vec{r}) = \frac{\Gamma}{4\pi} \frac{\delta \vec{l} \times \vec{t}}{t^3} \quad (26)$$

Podemos deduzir que um requisito do novo desenho do bocal de ejecção seja obter anéis de vorticidade com raios de curvatura elevados permitindo assim uma velocidade de propagação baixa.

A seguinte simulação na malha com maior diâmetro de ejector é executada mantendo o mesmo valor de Reynolds e com um igual incremento temporal adimensional aplicado as anteriores simulações, implicando uma velocidade máxima no programa de velocidade impulsivo de 3,5 (m/s) e um incremento temporal de  $4 \times 10^{-5}$  (s). O programa de velocidades tem um valor de L/D=4,5.

Com base nos dados da condição fronteira de velocidade imposta referentes aos caudais de massa, quantidade de movimento e energia cinética, avalia-se os ganhos de operar uma geometria com maior diâmetro de ejecção. Os tempos de ejecção e de pulso são de 0,009961 (s) e 0,0236752 (s) respectivamente. O jacto constante é calculado na malha computacional F com diâmetro do bocal de ejecção de 0,008 (m).

Características	Jacto pulsado	Jacto Constante Equivalência de massa	Jacto Constante Equivalência de impulso de quantidade movimento	Jacto Constante Equivalência de energia
Massa (kg)	2,1466ex10 <sup>-6</sup>	2,1466x10 <sup>-6</sup>	3,3064x10 <sup>-6</sup>	3,8269x10 <sup>-6</sup>
Impulso de Quantidade Movimento (N.s)	7,4995ex10 <sup>-6</sup>	3,1552x10 <sup>-6</sup>	7,4859x10 <sup>-6</sup>	1,0028x10 <sup>-5</sup>
Energia (J)	1,3186x10 <sup>-5</sup>	2,3215x10 <sup>-6</sup>	8,5149x10 <sup>-6</sup>	1,3196x10 <sup>-5</sup>
"Thrust" médio (N)	3,1217x10 <sup>-4</sup>	1,4617x10 <sup>-4</sup>	3,4270x10 <sup>-4</sup>	4,5559x10 <sup>-4</sup>
Ganho "thrust" (%) jacto pulsado vs jacto constante	0	113,6	-8,9	-31,5

• Tabela 3.4 Ganhos propulsivos, geometria de maior diâmetro.

Como se observa na tabela 3.4, da utilização de um bocal de ejecção de maior dimensão resulta uma pequena melhoria nas características propulsivas do modo de operação pulsada.

Procedendo agora para a análise de variação da forma do ejector, é necessário ter em conta que existem diversas formas possíveis para o desenho da nova geometria, sendo que aqui apenas se faz uma abordagem com uma alteração geométrica simples com grandes consequências em termos de evolução transiente do escoamento.

A geometria utilizada, apresentada na figura 3.32, tem um ejector anelar com um diâmetro máximo de 6 (mm) e um diâmetro mínimo de 2 (mm), tratando-se da malha computacional G.



• Figura 3.32 Malha computacional axissimétrica com bocal de ejecção anelar.

Para a simulação numérica nesta geometria, procedeu-se segundo o programa de velocidades impulsivo com número de formação de 4,5, igual ao aplicado à malha computacional D nas anteriores simulações, com um também igual incremento temporal de  $1x10^{-5}$  (s).

O campo de velocidades induzido pelo anel de vorticidade pode ser utilizado para obrigar o vórtice a permanecer nas imediações do ejector, recorrendo a um desenho do mesmo com uma forma semelhante à da geometria anterior. Durante a simulação na região central do ejector, forma-se um anel de vorticidade que devido à velocidade induzida pelo mesmo permanece em contacto com a parede do ejector, permanecendo junto ao eixo de simetria enquanto o anel de vorticidade exterior se encontrar nas imediações, impondo sobre o primeiro uma velocidade induzida no sentido do eixo de simetria. Quando o vórtice exterior se afasta do ejector, a sua influência sobre o anel interior deixa de ser tão significativa, e inicia-se a fase de alargamento do anel interior devido à condição de fronteira de parede que actua como um espelho, impondo portanto uma velocidade induzida no sentido a condição de fronteira de parede que actua como um espelho, interior. Na figura 3.33 está representada um esquema da evolução transiente dos dois núcleos dos vórtices interior e exterior, a região com condição de fronteira de parede em redor do bocal de ejecção está representada a vermelho.



Figura 3.33 Evolução transiente da posição dos centros dos anéis de vorticidade

Por forma a realizar a análise de ganhos propulsivos da presente geometria é necessário recorrer à definição de um diâmetro equivalente para a mesma, visto não se tratar de um bocal de ejecção com forma de tubo e sim anelar. Para tal, com base na expressão (27), é definido o diâmetro equivalente da geometria de ejecção da malha G.

$$\frac{\pi}{4}D_{eq}^{2} = \frac{\pi}{4}(D_{ext}^{2} - D_{int}^{2}) \quad (27)$$

Para valores de diâmetros exteriores e interiores de 0,006 (m) e 0,002 (m), obtemos 0,00566 (m) para diâmetro equivalente.

Após a análise de dados dos jactos constantes produzidos pela malha computacional H, com um bocal de ejecção tubular com diâmetro igual ao diâmetro equivalente determinado pela expressão (27), são apresentados os resultados na tabela 3.5, onde o tempo de ejecção do modo pulsado foi de 2,581x10<sup>-3</sup> (s), e o tempo de pulso total de 7,431x10<sup>-3</sup> (s).

Características	Jacto pulsado	Jacto Constante Equivalência de massa	Jacto Constante Equivalência de impulso de quantidade movimento	Jacto Constante Equivalência de energia
Massa (kg)	5,5182x10 <sup>-7</sup>	5,5182x10 <sup>-7</sup>	9,3887x10 <sup>-7</sup>	1,1247x10 <sup>-6</sup>
Impulso de Quantidade Movimento (N.s)	3,8487x10 <sup>-6</sup>	1,3261x10 <sup>-6</sup>	3,8388x10 <sup>-6</sup>	5,5093x10 <sup>-6</sup>
Energia (J)	1,3562x10 <sup>-5</sup>	1,5939x10 <sup>-6</sup>	7,8837x10 <sup>-6</sup>	1,3547x10 <sup>-5</sup>
"Thrust" médio (N)	4,7310x10 <sup>-4</sup>	1,9665x10 <sup>-4</sup>	5,6064x10 <sup>-4</sup>	8,0131x10 <sup>-4</sup>
Ganho "thrust" (%) jacto pulsado vs jacto constante	0	140,6	-15,6	-40,9

• Tabela 3.5 Ganhos propulsivos, geometria em forma anelar.

É de notar que o programa de velocidades aplicado acima tem um número de formação igual a 3.2 quando é utilizado para o valor de diâmetro na expressão de L/D, o diâmetro equivalente calculado anteriormente. Como se constata, da utilização de uma geometria anelar resulta uma melhoria significativa face à geometria tubular convencional.

## 3.6 Consumo de energia mecânica

#### 3.6.1 Perspectiva computacional

Como foi mencionado anteriormente, fazendo uso de malhas deformáveis, mais precisamente do modo de "Layering" do bloco de "Dynamic Mesh" do software "Fluent", é possível averiguar qual a energia mecânica gasta para acelerar o escoamento. Para a determinação de tal, é simulada a ejecção de um jacto constante recorrendo à malha computacional J, assim como é feita a simulação de um pulso de jacto, segundo o programa de velocidade impulsivo com número de formação igual a 4,5 aplicado à malha computacional D nas anteriores simulações, sendo esta última executada na malha computacional I. Fazendo uso dos valores de pressão estática registados na superfície da parede em deslocamento, simulando um pistão a acelerar o escoamento, e sabendo as velocidades a que estas fronteiras móveis se deslocam, é possível obter a potência instantânea que está a ser aplicada ao escoamento por parte do pistão. Integrando estes dados ao longo do tempo de pulso, para o caso do jacto constante, e

ao longo do tempo de ejecção, para o caso do jacto pulsado, obtemos então a energia mecânica debitada pelo sistema.

Para o caso do jacto constante, é procurada uma potência instantânea constante durante o pulso de jacto longo utilizado para simular a ejecção constante. É apresentada de seguida na figura 3.34 a variação da força de pressão estática na superfície em deslocamento. Parte das fases de aceleração e paragem súbitas foram omitidas por forma a facilitar a observação da região de pressão estática aproximadamente constante.







 Figura 3.35 Energia mecânica exercida pela parede móvel, jacto pulsado.

Como se pode constatar, o valor da força de pressão estática estabilizado a que o pistão está sujeito é de 0,003496 (N), e sabendo que a parede se desloca à velocidade constante de 0,12 (m/s) obtemos o valor de potência instantânea correspondente a 4,1952x10<sup>-4</sup> (W). Para um tempo de pulso de 5,9962x10<sup>-3</sup> (s) obtemos um gasto de energia mecânica igual a 2,5155x10<sup>-6</sup> (J).

O cálculo da energia mecânica consumida pelo jacto pulsado simulado que debita a mesma massa, 2,7702x10<sup>-7</sup> (kg), que o jacto constante anterior durante o tempo de pulso, baseia-se na integração da potência mecânica instantânea durante toda a fase de ejecção de fluido, sendo o consumo de energia mecânica igual a 1,2584x10<sup>-5</sup> (J) como mostrado na figura 3.35.

Os valores de força propulsiva médios medidos para ambos os jactos são de 3,0919x10<sup>-4</sup> (N) e 1,677x10<sup>-4</sup> (N) para o caso de jacto pulsado e jacto constante respectivamente. Podemos constatar que existe de facto um ganho propulsivo de 85,5% por parte da utilização de um jacto pulsado. No entanto, o consumo energético inerente deste modo de operação tem um acréscimo de 400,3% da energia consumida por parte do jacto constante.

Mais uma vez, por forma a mostrar a validade dos resultados da utilização de uma malha computacional móvel para simular a ejecção de fluido, é mostrada na figura 3.36 a comparação entre os impulsos obtidos recorrendo do programa de velocidades impulsivo com L/D=4,5 aplicados nas malhas computacionais estática D e móvel I. Como foi mencionado anteriormente, os valores de impulso divergem apenas nas fases de aceleração e desaceleração impulsivas. No entanto, os efeitos cancelam-se e os resultados finais apresentam um erro de apenas 2,011%.





Por forma a garantir que o cálculo do valor de gasto de energia mecânica para um jacto constante não dependa significativamente da dimensão do reservatório de fluido a ser ejectado, é determinada a energia mecânica utilizada para um jacto constante que debite a mesma massa que o jacto constante anterior, esta análise é realizada na malha computacional K. O valor de força de pressão estática estabilizado na superfície do pistão atingido foi de 0,00084 (N), o pistão deslocava-se com uma velocidade de 0,48 (m/s) durante o tempo de pulso de 5,9962x10<sup>-3</sup> (s), resultando num consumo de energia mecânica de 2,417x10<sup>-6</sup> (J), praticamente idêntica à determinada anteriormente.

A mesma análise referente ao gasto de energia mecânica foi realizada para o programa de velocidades em rampa linear com L/D=7. A análise de um pulso deste programa com um tempo de pulso de 0,017785 (s) e um tempo de propagação adimensional de 8,4 resultou nos seguintes dados: um consumo de massa e energia mecânica de  $4,3217 \times 10^{-7}$  (kg) e  $1,37084 \times 10^{-5}$  (J) respectivamente sendo a força propulsiva média de  $1,1754 \times 10^{-4}$  (N). Para o jacto constante o thrust médio é de  $4,631 \times 10^{-5}$  (J), a massa debitada é idêntica à do jacto pulsado e o consumo energético é de  $1,2128 \times 10^{-6}$  (J). Com base nestes dados podemos inferir que apesar do programa em rampa linear apresentar um ganho propulsivo de 153,8%, o consumo energético inerente tem um acréscimo de 1030% da energia gasta pelo jacto constante.

#### 3.6.1 Perspectiva biológica

Como consta nos artigos mencionados, os vários mecanismos biológicos que recorrem de jactos pulsados para funcionar, tendem a maximizar o impulso obtido pela ejecção pulsada de fluido. Esta tendência não é originada por razões de eficiência energética e sim por razões limitativas da anatomia dos mecanismos, sendo que o objectivo de optimizar o pulso de ejecção seja maximizar o impulso possível de gerar com a massa que é possível de ejectar pelo mecanismo. Observando uma citação do artigo Dabiri [2] na página 26, passo a citar:

"Whereas the transition from maximum efficiency to maximal impulse occurs as a disease pathology in the left heart, this transition occurs in squid as part of ontogenetic development from hatchling to adult, concomitant with lateral fin development."

Esta evolução do modo de propulsão das lulas pode estar relacionada com o facto de que, para lulas de pequenas dimensões, o número de formação máximo que conseguem atingir é muito pequeno e, como a sua dimensão reduzida proporciona gastos de locomoção reduzidos, a eficiência energética na locomoção é posta em segundo plano e é sim optimizado o máximo impulso possível de obter, com a reduzida quantidade de massa de água que conseguem aspirar. Quando as lulas são adultas, o número de formação máximo é muito mais elevado, e os gastos energéticos de locomoção são elevados devido à sua dimensão, por isso normalmente quando se deslocam utilizam as suas membranas e usam o jacto de água para fins de fuga, onde inicialmente tentam maximizar o impulso de ejecção recorrendo à

maximização do vórtice formado obtendo uma aceleração mais intensa por forma a fugir do perigo eminente. Daí a justificação do gasto energético para optimizar o pulso de ejecção. Após a fase inicial da fuga segue-se uma fase de jacto constante prolongado, por forma a continuar a fuga com um menor esforço visto este modo de propulsão ser mais eficiente energeticamente. Se as lulas gerissem a sua massa de água aspirada por forma a ejectar apenas pulsos de jacto optimizados durante uma fuga, apesar de a lula obter uma velocidade de locomoção e uma aceleração superiores, como se trata de um organismo biológico que tem de sobreviver a várias tentativas de fuga, este modo de locomoção iria desgastar por completo as suas reservas de energia expondo a lula a uma situação de vulnerabilidade.

# Capítulo 4

#### 4.1 Conclusões

Ao longo deste estudo foi possível concluir os seguintes pontos:

- O início do enrolamento da camada limite à saída do ejector advém do facto de ocorrer uma separação em redor do bocal de ejecção, e subsequente formação de uma bolha de recirculação que aumenta de dimensão e inicia o enrolamento da camada de vorticidade.
- O núcleo do vórtice apresenta um enrolamento em espiral constituído pela camada de vorticidade e camada do escoamento do centro do tubo. A primeira é convectada para o interior do núcleo do anel de vorticidade, enquanto este se deslocar a uma velocidade inferior à velocidade de convecção da camada de vorticidade. O excesso de vorticidade na esteira aglomera-se em forma de vórtices secundários.
- Um jacto pulsado arrasta mais massa do que um jacto constante, devido à sobrepressão que se exerce na região de ejecção, que actua como uma força aplicada na atmosfera, acelerando o escoamento, e devido ao enrolamento do vórtice que convecta massa para o seu interior.
- O transporte de energia cinética por parte de um pulso de jacto, é mais eficaz do que o transporte feito por um jacto constante até pelo menos dois diâmetros de distância axial do bocal de ejecção. No entanto, não é energeticamente mais eficiente a fazê-lo.
- A contribuição do impulso de pressão estática originado pelos anéis de vorticidade, representa até 40 % do impulso total gerado pela ejecção para o caso do programa de velocidade impulsivo com número de formação 4.5.
- A sobrepressão originada pelo anel de vorticidade advém do campo de velocidades e da curvatura das linhas de corrente em redor do vórtice. Por forma a equilibrar as forças centrífugas há um aumento da pressão estática local no sentido do aumento da curvatura das linhas de corrente e no sentido de aumento da magnitude do campo de velocidades.
- A utilização do caudal de energia cinética, como parâmetro comparativo entre os diversos modos de operação dos jactos, demonstra que em geral não existe benefício propulsivo da utilização de jactos pulsados em comparação a jactos constantes para regimes laminares de escoamento.
- A utilização de programas de velocidade com uma fase de aceleração em rampa parabólica apresenta maiores ganhos propulsivos, face aos jactos constantes equivalentes que debitam a mesma massa, tendo-se observados ganhos de 188%.
- A utilização de uma malha com um bocal de ejecção de maior diâmetro produz vórtices que se propagam a velocidades inferiores, devido ao maior raio de curvatura do anel de vorticidade, contribuindo portanto para a retenção do campo de sobrepressão

gerado pelo vórtice perto da região do bocal de ejecção, resultando num ligeiro ganho propulsivo face à ejecção feita por um bocal de diâmetro inferior.

- O uso de uma geometria anelar para ejecção pulsada gera um escoamento complexo de anéis de vorticidade, resultando da sua interacção a retenção de um anel de vorticidade nas imediações do ejector, tendo-se observado ganhos propulsivos de 140% face a jactos constantes que debitem a mesma massa.
- O consumo de energia mecânica por parte de um jacto pulsado tem um acréscimo de 400% da energia mecânica gasta num jacto constante que debite a mesma massa. O ganho propulsivo da utilização do jacto pulsado face ao jacto constante representa neste caso 85%. Não é energeticamente eficiente recorrer de jactos pulsados convencionais para fins propulsivos.

### 4.2 Recomendações para futuros trabalhos

Para futuros trabalhos seria interessante medir experimentalmente os valores de pressão estática na área de saída do bocal de ejecção e região em redor, durante a fase de ejecção de fluido e subsequente propagação do vórtice formado.

Outros aspectos de interesse:

- Fazer uma análise dos ganhos propulsivos para anéis de vorticidade criados em escoamento turbulento.
- Avaliar o consumo de energia mecânica aplicada para um jacto constante e o mesmo para a aceleração de um jacto pulsado numa análise experimental e averiguar a razão entre a força propulsiva gerada e energia mecânica consumida para os dois modos propulsivos.

Em futuros trabalhos computacionais poderá ser interessante avaliar o deslocamento de um corpo propulsionado por um jacto pulsado.

Tópicos importantes a analisar:

- Estudar os efeitos de deslocamento pulsado do corpo.
- Compreender qual a interacção que existe entre a esteira do corpo em deslocamento e os anéis de vorticidade formados pelo jacto pulsado.
- Analisar eventuais benefícios na redução do efeito de esteira por interacção com os vórtices ejectados.

Ainda na perspectiva de trabalhos computacionais será interessante o projecto de design da geometria de um ejector de jactos pulsados que propicie a formação de anéis de vorticidade não limitados pelo processo de formação convencional.

Directrizes iniciais do projecto:

- Estudar o uso do campo de velocidades originado pelos vórtices de forma a controlar a posição dos mesmos nas imediações do ejector.
- Analisar o benefício propulsivo da utilização destes sistemas de ejectores, comparando gastos de energia mecânica e força propulsiva entre jactos pulsados e jactos constantes.

#### Bibliografia

[1] Brederode, V. 1997. Fundamentos de Aerodinâmica Incompressível. Edição do Autor.

[2] Dabiri, J. 2009. Optimal Vortex Formation as a Unifying Principle in Biological Propulsion. Annual Review of Fluid Mechanics. **Vol.41**, 17-33.

[3] Didden, N. 1979. On the Formation of Vortex Rings Rolling-up and Production of Circulation. Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP). **Vol.30**, 101-116.

[4] Gharib, M., Rambod, E. and Shariff, K. 1998. A universal time scale for vortex ring formation. Journal of Fluid Mechanics. **Vol.360**, 121-140.

[5] Krueger, P. 2001. Ph.D. thesis. California Institute of Technology. Pasadena, California.

[6] Krueger, P., Moslemi, A., Nichols, J., Bartol, I. and Stewart, W. 2008. Vortex Rings in Bioinspired and Biological Jet Propulsion. Advances in Science and Technology. **Vol.58**, 237-246.

[7] Maxworthy, T. 1977. Some experimental studies of vortex rings. Journal of Fluid Mechanics. **Vol.81**, 465-495.

[8] McGowan, A. 2008. Advanced Course in Morphing Aircraft, Materials Mechanisms and Systems. Centro de Congressos, Lisbon, Portugal.

[9] Mohseni, K., Ran, H. and Colonius, T. 2001. Numerical Experiments on Vortex Ring Formation. Journal of Fluid Mechanics. **Vol.430**, 267-282.

[10] Pullin, D. 1979. Vortex Ring Formation at Tube and Orifice Openings. Physics of Fluids. **Vol.22**, 401-403.

[11] Rosenfeld, M., Rambod, E. and Gharib, M. 1998. Circulation and formation number of laminar vortex rings. Journal of Fluid Mechanics. **Vol.376**, 297-318.

[12] Saffman, P. 1978. The Number of Waves on Unstable Vortex Rings. Journal of Fluid Mechanics. Vol.84, 625-639.

[13] S.James and C. K. Madnia. 1996. Direct numerical simulation of a laminar vortex ring. Physics of Fluids. Vol.8, No.9, 2400-2414.

[14] Wakelin, S. and Riley, N. 1997. On the formation and propagation of vortex rings and pairs of vortex rings. Journal of Fluid Mechanics. **Vol.332**, 121-139.

[15] Weigand, A. and Gharib, M. On the evolution of laminar vortex rings. Experiments in Fluids. **Vol.22**, **No.6**, 447-457.

[16] Yao, Z., Jian-ping, W. and Xungang, S. 1998. On the formation of vortex rings and pairs. ACTA MECHANICA SINICA. **Vol.14**, **No.2**, 113-129.

### Anexos

# A.1

	Região confinada			Região de atmosfera				
Nome	Nºpontos eixo axissimétrico	N⁰pontos eixo radial	Dimensão axial (m)	Dimensão radial (m)	Nºpontos eixo axissimétrico	N⁰pontos eixo radial	Dimensão axial (m)	Dimensão radial (m)
A_long	N/A	N/A	N/A	N/A	163	72	0,5	0,012
А	30	23	0,008	0,002	163	72	0,5	0,012
В	30	23	0,008	0,002	77	72	0,04	0,012
С	60	46	0,008	0,002	154	144	0,04	0,012
D	120	60	0,008	0,002	154	158	0,04	0,012
E	30	34	0,008	0,002	515	171	0,04	0,012
F	120	85	0,008	0,004	154	185	0,04	0,012
G	90	90	0,008	0,002	154	233	0,04	0,012
Н	90	70	0,008	0,00283	154	170	0,04	0,012
I	90/120	60/60	0,016/0,008	0,002/0,002	154	158	0,04	0,012
J	51/120	90/60	0,01/0,008	0,01/0,002	154	158	0,04	0,012
K	110/120	110/60	0,022/0,008	0,005/0,002	154	158	0,04	0,012

• Anexo A.1: Tabela de malhas computacionais utilizadas.

## A.2

$\dot{m}_{pulsado} = \pi \rho r^2 U_{max}$	$m_{pulsado} = \pi \rho r^2 U_{max} t_{ejec} = m_{cte_{eqm}}$
$\dot{M}_{pulsado} = \pi \rho r^2 U_{max}^2$	$M_{pulsado} = \pi \rho r^2 U_{max}^2 t_{ejec} = M_{cte_{eqM}}$
$\dot{E}_{pulsado} = \pi \rho r^2 \; \frac{U_{max}{}^3}{3}$	$E_{pulsado} = \pi \rho r^2 \; \frac{U_{max}^3}{3} t_{ejec} = \; E_{cte_{eqE}}$
$\dot{m}_{cte_{eqm}} = \pi \rho r^2 U_{max} \frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}$	$U_{cte_{eqm}} = U_{max} \frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}$
$\dot{M}_{cte_{eqM}} = \pi \rho r^2 U_{max}^2 \frac{t_{eje}}{t_{puls}}$	$U_{cte_{eqM}} = U_{max} \sqrt{\frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}}$
$\dot{E}_{cte_{eqE}} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}$	$U_{cte_{eqE}} = U_{max} \sqrt[3]{rac{t_{ejec}}{t_{pulso}}}$

#### • Anexo A.2: Dedução de velocidades dos jactos constantes equivalentes.

$$\dot{E}_{cte_{eq\,m}} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \left(\frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}\right)^3 \qquad E_{cte_{eq\,m}} = \dot{E}_{cte_{eq\,m}} t_{pulso} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \frac{t_{ejec}^3}{t_{pulso}^2}$$

$$\dot{E}_{cte_{eq\,M}} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \sqrt{\left(\frac{t_{ejec}}{t_{pulso}}\right)^3} \qquad E_{cte_{eq\,M}} = \dot{E}_{cte_{eq\,M}} t_{pulso} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \sqrt{\frac{t_{ejec}^3}{t_{pulso}}}$$

$$\dot{E}_{cte_{eq\,E}} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} \frac{t_{ejec}}{t_{pulso}} \qquad \qquad E_{cte_{eq\,E}} = \dot{E}_{cte_{eq\,E}} t_{pulso} = \pi \rho r^2 \frac{U_{max}^3}{2} t_{ejec}$$

 $\frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,m}}} = \left(\frac{t_{pulso}}{t_{ejec}}\right)^2 \qquad \qquad \frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,M}}} = \sqrt{\frac{t_{pulso}}{t_{ejec}}} \qquad \qquad \frac{E_{pulsado}}{E_{cte_{eq\,E}}} = 1$ 

 $t_{pulso} > t_{ejec} => E_{pulsado} > E_{cte_{eqM}} > E_{cte_{eqM}}$ 

• Anexo A.3: Dedução de energias cinéticas dos jactos constantes equivalentes.