



PROJETO DE GRADUAÇÃO

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA DO
ENVELOPE DE BUFFET TRANSÔNICO EM
AEROFÓLIOS**

Por,

João Luiz Perez Costa

Brasília, 13 de dezembro de 2017

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

**FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA DO
ENVELOPE DE BUFFET TRANSÔNICO EM
AEROFÓLIOS**

Por,
João Luiz Perez Costa

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico

Banca Examinadora

Prof. Roberto Francisco Bobenrieth Miserda, UnB/ ENM (Orientador) _____

Prof. José Luiz Alves da Fontoura Rodrigues, UnB/ ENM _____

Prof. Luis Felipe de Aguilar Paulinyi, UnB/ ENM _____

Brasília 13 de dezembro de 2017

Resumo

Este trabalho tem como escopo o estudo numérico do fenômeno do buffet transônico em um aerofólio supercrítico. Busca-se obter o envelope de buffet utilizando um método de Euler bidimensional em volumes finitos onde a camada limite viscosa é modelada com uma condição de escorregamento parcial na superfície do aerofólio. Com isso, objetiva-se demonstrar a aplicabilidade do método como ferramenta para prever a ocorrência de buffet e contribuir com o entendimento físico desse fenômeno que ainda não é plenamente compreendido. Para isso, foi utilizado o cluster "Amadea" do CAA-Lab. Realizou-se um esforço intenso para otimizar o código do laboratório (VAT) para essa arquitetura e chegou-se a um ganho de desempenho de cerca de 70%. Com essa versão otimizada, realizou-se uma série de simulações com o OAT15A para ângulos de ataque de 0° a 3° e Mach 0.74 à Mach 0.90. Com isso, levantou-se um envelope de buffet parcial que parece consistente com a literatura. Porém, mais pontos são necessários ainda para se obter um envelope mais completo. De forma geral, porém, considera-se que o objetivo de provar a aplicabilidade da metodologia para prever a ocorrência do fenômeno foi bem sucedida. Finalmente, revisou-se o modelo do mecanismo do buffet transônico da literatura.

Palavras-chaves: Buffet Transônico, OAT15A, Aeroacústica, Fronteira Imersa, Equações de Euler, Envelope de Buffet.

Abstract

This work's scope is the numerical study of the transonic buffet phenomenon on a supercritical airfoil. It seeks to determine the buffet envelope via a two-dimensional finite volume Euler method, where the viscous boundary layer is modeled as a partial slip condition on the airfoil surface. The objective is to demonstrate the applicability of this method as a tool for buffet prediction and contribute to the physical understanding of this phenomenon, which is not yet fully understood. With this objective in mind, the newly installed "Amadea" cluster in the Computational Aeroacoustics Laboratory of the University of Brasília was used. An intense effort was made to optimize the lab's code for the hardware architecture of the new cluster and an approximate 70% gain in performance was achieved. With this optimized version, a series of simulations for the OAT15A airfoil were undertaken for angles of attack ranging from 0° to 3° and Mach numbers ranging from 0.74 to 0.90. In this manner, a partial numerical buffet envelope was developed for the OAT15A that seems consistent with the literature. However, more points are necessary to complete the envelope. Notwithstanding, the objective of demonstrating the method to transonic shock-buffet prediction is considered a success. Finally, the mechanism for the occurrence of buffet from the literature was revised.

Key-words: Transonic Shock-Buffet, OAT15A, Aeroacoustics, Immersed Boundary Method, Euler Equations, Buffet Envelope.

Lista de Figuras

Figura 1 – Diferentes Regimes de Vôo, retirado de (ANDERSON, 2003)	2
Figura 2 – Simulação do efeito do aumento do número de Mach em um NACA 0012, retirado de (MASON, 2006)	2
Figura 3 – Divergência de arrasto, retirado de (ANDERSON, 2001)	3
Figura 4 – Curvas de pressão para um aerofólio normal (1) e supercrítico (2)	3
Figura 5 – Exemplos do tipo de ruído gerado por um aerofólio no espectro de frequências - Ruído tonal e de banda larga. Retirado de (DOOLAN, 2008)	5
Figura 6 – Diferentes métodos aplicados à um escoamento transônico ao redor de um NACA 0012, retirado de (MASON, 2006)	7
Figura 7 – Mecanismo Proposto por (LEE, 1989) para o Buffet	8
Figura 8 – Oscilação do Coeficiente de Sustentação com o Buffet, retirado de (XIAO; TSAI; LIU, 2006)	8
Figura 9 – Envelope de Buffet e Locus das Oscilações Auto-Sustentadas para o aerofólio BGK no. 1, retirado de (LEE, 2001)	9
Figura 10 – Envelope de Buffet, retirado de (LEE, 2001)	9
Figura 11 – Classificação de Percy para os tipos de separação induzido pelo interação com o choque, relatado por (LEE, 2001)	10
Figura 12 – Experimento em túnel de vento demonstrando a influência do som na posição da onda, (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013)	11
Figura 13 – Relação entre frequência das perturbações e amplitude da oscilação da onda, (BRUCE; BABINSKY, 2008)	12
Figura 14 – Simulações com um NACA 0012, (CROUCH, 2009)	12
Figura 15 – Resultados de (HUANG; XIAO, 2012). Média temporal do coeficiente de pressão (a) e r.m.s da flutuação de pressão ao longo da corda (b)	13
Figura 16 – Gradiente de temperatura para o caso da base bidimensional para números de Mach de 0.7, 0.8 e 0.9 (de cima para baixo). Retirado de (MENDONCA, 2004)	16
Figura 17 – Comparação da pressão instantânea para uma simulação invíscida e viscosa. Retirado de (CARNEIRO, 2011)	17

Figura 18 – Simulação do aerofólio BACNLF para $M = 0.73$ e $\alpha = 0^\circ$. Retirado de (FILHO, 2013)	17
Figura 19 – Dados coletados para uma sonda na esteira de um aerofólio OAT15A à $M=0.73$. Retirado de (CAMARGO; AMARAL, 2016)	17
Figura 20 – Volume ao redor do ponto de malha, retirado de (MENDONCA, 2004)	25
Figura 21 – Malha Computacional do VAT	26
Figura 22 – Malha bidimensional com pontos da geometria (azul), volumes de contorno (cinza), volumes de isolamento (azul claro), vetores normais (vermelho) e velocidade na superfície (preto) com componentes normal (verde) e tangencial (laranja) (MISERDA; PIMENTA, 2016)	27
Figura 23 – Número de Transistors em processadores - Lei de Moore, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)	29
Figura 24 – Aumento da velocidade de processadores, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)	30
Figura 25 – Aumento da quantidade de paralelismo em cores/threads, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)	30
Figura 26 – Processo OpenMP/MPI	31
Figura 27 – Filosofia de threads do paradigma OpenMP	32
Figura 28 – A adição de dois vetores A e B utilizando registros vetoriais	32
Figura 29 – Esquema da hierarquia de memória em um computador, (HAGER; WELLEIN, 2011)	33
Figura 30 – Ordens de grandeza para largura de banda e latência dos vários níveis de memória, (HAGER; WELLEIN, 2011)	33
Figura 31 – Esquema da arquitetura do processador Knights Landing™, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)	34
Figura 32 – Detalhe de um tile do processador Knights Landing™, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)	35
Figura 33 – Esquema das subdivisões em blocos e tiles	36
Figura 34 – Esquema da linearização implementada no prefetch	37
Figura 35 – Desempenho das versões do código no processador Knights Landing™	41
Figura 36 – Distribuição de Temperatura no Tubo, adimensionalizado com base na temperatura uniforme inicial	43
Figura 37 – Distribuição de Pressão no Tubo	44
Figura 38 – Forma Esperada das Distribuições de Pressão e Temperatura, adaptado de (LIEPMANN; ROSHKO, 2001)	44
Figura 39 – Distribuição de Pressão ao longo do tubo para um tempo maior em um domínio maior	45
Figura 40 – Distribuição de temperatura com domínio maior	45
Figura 41 – Distribuição de Pressão Numérica comparada com os Valores Teóricos .	46
Figura 42 – Distribuição de Temperatura Numérica comparada com os Valores Teóricos	46

Figura 43 – Distribuição de Número de Mach Numérica comparada com o Valor Teórico	47
Figura 44 – Distribuição de Entropia ao longo do Tubo	47
Figura 45 – Geometria do Aerofólio OAT15A	48
Figura 46 – Pressão na Sonda 5 ao longo do Tempo	49
Figura 47 – Visualização com 50'000 iterações	50
Figura 48 – Visualização com 75'000 iterações	50
Figura 49 – Visualização com 100'000 iterações	51
Figura 50 – Visualização com 155'000 iterações	51
Figura 51 – Contornos do Número de Mach (esquerda) e distribuição do Coeficiente de Pressão (direita) para 155'000 iterações	52
Figura 52 – Saída da sonda 10 para todos os Machs à 0°	54
Figura 53 – Visualização da iteração 560'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 0^\circ$	55
Figura 54 – Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 0^\circ$	57
Figura 55 – Visualização da iteração 420'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 0^\circ$	58
Figura 56 – Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 0^\circ$	60
Figura 57 – Visualização da iteração 410'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 0^\circ$	61
Figura 58 – Pressão na sonda 7, $M = 0.82$, $\alpha = 0^\circ$	62
Figura 59 – Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 0^\circ$	63
Figura 60 – Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 0^\circ$	64
Figura 61 – Ciclo completo de oscilação	65
Figura 62 – Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 0^\circ$	66
Figura 63 – Visualização da iteração 310'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 0^\circ$	67
Figura 64 – Comparação da figura 68 com o experimento retirado de (SZUBERT et al., 2015)	68
Figura 65 – Comparação da figura 68 com o experimento retirado de (DYKE, 1988)	68
Figura 66 – Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$	69
Figura 67 – Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$	70
Figura 68 – Visualização da iteração 490'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$	71
Figura 69 – Visualização da iteração 200'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 0^\circ$	73
Figura 70 – Visualização da iteração 610'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 0^\circ$	75
Figura 71 – Saída da sonda 10 para todos os Machs à 1°	76
Figura 72 – Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 1^\circ$	77
Figura 73 – Comparação dos sinais de pressão à $M=0.80$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$	78
Figura 74 – Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 1^\circ$	79
Figura 75 – Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 1^\circ$	80
Figura 76 – Comparação dos sinais de pressão à $M=0.82$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$	81
Figura 77 – Sinal de pressão à $M=0.82$ na sonda 6 para $\alpha = 1^\circ$	82
Figura 78 – Visualização da iteração 320'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 1^\circ$	83
Figura 79 – Visualização da iteração 350'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 1^\circ$	84
Figura 80 – Visualização da iteração 440'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 1^\circ$	86

Figura 81 – Comparação dos sinais de pressão à $M=0.86$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$	87
Figura 82 – Visualização da iteração 400'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 1^\circ$	88
Figura 83 – Visualização da iteração 460'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 1^\circ$	90
Figura 84 – Sinais de pressão para $\alpha = 2^\circ$	91
Figura 85 – Visualização da iteração 230'000 para $M = 0.74$ e $\alpha = 2^\circ$	92
Figura 86 – Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 2^\circ$	94
Figura 87 – Visualização da iteração 220'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 2^\circ$	95
Figura 88 – Visualização da iteração 220'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 2^\circ$	96
Figura 89 – Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 2^\circ$	97
Figura 90 – Visualização da iteração 400'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 2^\circ$	99
Figura 91 – Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 2^\circ$	101
Figura 92 – Comparação dos sinais de pressão da sonda 10 à $M=0.90$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 2^\circ$	102
Figura 93 – Visualização da iteração 260'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$	103
Figura 94 – Visualização da iteração 360'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$	104
Figura 95 – Visualização da iteração 410'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$	105
Figura 96 – Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$	106
Figura 97 – Sinais de pressão da sonda 10 para $\alpha = 3^\circ$	107
Figura 98 – Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.74$ e $\alpha = 3^\circ$	108
Figura 99 – Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 3^\circ$	109
Figura 100 – Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 3^\circ$	110
Figura 101 – Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 3^\circ$	111
Figura 102 – Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 3^\circ$	112
Figura 103 – Envelope de Buffet parcial do aerofólio OAT15A	113
Figura 104 – Modelo de aeronave em túnel de vento transônico com paredes flexíveis, (MASON, 2006)	116
Figura 105 – Problema do Tubo de Choque	122

Lista de símbolos

Símbolos Latinos

c_p	Calor específico à pressão constante
C_p	Coefficiente de Pressão
L	Dimensão característica do escoamento
R	Constante do Gás
T	Temperatura
P	Pressão
e	Energia por unidade de massa
f	Pseudo-força por unidade de massa
t	Tempo
u	Velocidade do escoamento no eixo x
v	Velocidade do escoamento no eixo y
x	Eixo cartesiano x
y	Eixo cartesiano y
V	Volume
V_p	Volume ao redor de um ponto de malha
S	Área superficial
a	Velocidade do Som
s	Entropia
q_s	Fluxo superficial
C_l	Coefficiente de Sustentação
c	Corda

Símbolos Gregos

ρ	Massa específica
γ	Razão entre Calor específico à pressão e à volume constante
τ	Tempo de análise de uma grandeza
β_T	Variável de Visualização do VAT baseada no gradiente de Temperatura

Grupos Adimensionais

M	Número de Mach
Pr	Número de Prandtl
Re	Número de Reynolds

Subscritos

ref	Valor de referência
T	Valor Total
∞	Valor no infinito, não perturbado pelo aerofólio
m	Média Temporal
t	Tangente à superfície
n	Normal à superfície
i	Coordenada no eixo x da malha cartesiana
j	Coordenada no eixo y da malha cartesiana

Sobrescritos

'	Flutuação
*	Valor dimensional
—	Valor médio
b	Valor na fronteira

Siglas

<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics
<i>CFL</i>	Condição de Courant-Friedrichs-Levy
<i>CAA – Lab</i>	Computational Aeroacoustics Laboratory – Universidade de Brasília
<i>VAT</i>	Virtual Aeroacoustic Tunnel
<i>RANS</i>	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
<i>URANS</i>	Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes
<i>LES</i>	Large-Eddy Simulation
<i>IDDES</i>	Improved Delayed Detached-Eddy Simulation
<i>k – ω – SST</i>	k- ω -Shear Stress Transport Model (Modelo de Turbulência)
<i>SA</i>	Spallart-Almaras (Modelo de Turbulência)
<i>AIAA</i>	American Institute of Aeronautics and Astronautics
<i>NASA</i>	National Aeronautics and Space Administration
<i>ONERA</i>	Office National d’Etudes et Recherches Aéropatiales

Sumário

	1 INTRODUÇÃO	1
1.1	VÔO TRANSÔNICO	1
1.2	AEROFÓLIO SUPERCRÍTICO	2
1.3	CONCEITOS DE AEROACÚSTICA	4
1.3.1	Ruído de Banda Larga e Ruído Tonal	4
1.3.2	Ruído Auto-Induzido	4
1.4	MÉTODOS NUMÉRICOS PARA ESCOAMENTOS TRANSÔNICOS	6
1.5	BUFFET TRANSÔNICO	7
1.6	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA DAS INVESTIGAÇÕES RECENTES	10
1.7	RESUMO DOS TRABALHOS RECENTES NO CAA-Lab	14
1.8	OBJETIVO	15
	2 MODELO MATEMÁTICO	18
	3 MÉTODO NUMÉRICO	20
3.1	DISCRETIZAÇÃO EM VOLUMES FINITOS	21
3.2	ESQUEMA DE INTERPOLAÇÃO	22
3.3	DISSIPACÃO ARTIFICIAL	23
3.4	MARCHA TEMPORAL	24
3.5	DERIVADAS	24
3.6	CONDIÇÕES DE CONTORNO	26
3.6.1	Fronteira do Domínio	26
3.6.2	Superfície do Aerofólio	26
3.6.3	Condição de Escorregamento Parcial	28
	4 IMPLEMENTAÇÃO	29
4.1	A NECESSIDADE DE PARALELISMO	29
4.2	PARADIGMAS DE PROGRAMAÇÃO PARALELA NO VAT	31
4.3	NÍVEIS DE MEMÓRIA E LARGURA DE BANDA	32
4.4	O PROCESSADOR INTEL XEON PHI™ - KNIGHTS LANDING™	34

4.5	OTIMIZAÇÕES	35
4.5.1	Variáveis Globais	35
4.5.2	Tiles e Blocos	36
4.5.3	Linearização	37
4.5.4	Vetores Superfície e Volume	37
4.5.5	Alocação Etática vs. Dinâmica	37
4.5.6	Outras Otimizações	38
4.6	VERSÕES DO CÓDIGO	38
4.6.1	Versão 1D - ShockTube	38
4.6.2	Versões 112 e 113 (2D) - Condição de Escorregamento Parcial	39
4.6.3	Versões 145, 147, 148 e 149 (2D) - Otimizações para o Hardware	39
4.6.4	Versões 148sf e 148df (2D) - Final	39
4.6.5	Map Lighthill - Mapeamento Numérico do Tensor de Lighthill	40
4.7	DESEMPENHO DO CÓDIGO	41
	5 ESTUDO PRELIMINAR	42
5.1	TUBO DE CHOQUE	42
	6 RESULTADOS	48
6.1	AEROFÓLIO OAT15A	48
6.2	SEM CONDIÇÃO DE ESCORREGAMENTO	48
6.3	CAMPANHA DE SIMULAÇÃO	53
6.3.1	Alfa = 0°	53
6.3.2	Alfa = 1°	76
6.3.3	Alfa = 2°	91
6.3.4	Alfa = 3°	107
6.3.5	O Envelope de Buffet do OAT15A	113
6.3.6	Reavaliação do Modelo de Buffet	114
7	CONCLUSÃO	116
	REFERÊNCIAS	118
	APÊNDICES	121
	APÊNDICE A – TUBO DE CHOQUE	122

1 INTRODUÇÃO

O fenômeno do buffet transônico constitui hoje um dos limitantes para o envelope de operação de uma aeronave. As aeronaves comerciais utilizadas na atualidade operam, em condição de cruzeiro, no regime de voo denominado transônico. O buffet, que constitui na oscilação em determinada frequência da posição da onda de choque, acoplada ao surgimento oscilatório de separação e recolamento do fluxo à jusante da onda produz oscilações muitas vezes violentas de sustentação e turbulência, causando assim vibrações potencialmente perigosas da estrutura da aeronave. Esse fenômeno é hoje ainda um problema em aberto, seu mecanismo de funcionamento e sua previsão ainda não foram completamente resolvidos.

Este capítulo apresenta uma visão geral do assunto e uma revisão bibliográfica sobre investigações recentes do fenômeno, assim como uma motivação para este estudo.

1.1 VÔO TRANSÔNICO

Para diferentes velocidades, um fluxo irá se comportar de forma diferente dependendo da relação entre a velocidade do fluido e a velocidade do som naquele fluido. Define-se então diversos regimes do escoamento. Quando a magnitude do campo de velocidades é menor que a velocidade do som local em todo o escoamento, este é dito subsônico (imagem (a) na figura 1).

As ondas de pressão conseguem se propagar à montante, transmitindo a informação da presença do aerofólio. Quando a magnitude do campo de velocidade é maior que a velocidade do som em todo o escoamento, este é dito supersônico. As ondas de pressão não conseguem se propagar à montante e coalescem formando uma onda de choque (imagem (d) na figura 1). Tipicamente, o número de Mach não perturbado à montante deve ser $M > 1.2$.

Toda a faixa intermediária, em que existem locais do escoamento supersônicos e subsônicos é denominado de transônico. As aeronaves comerciais modernas operam na parte inferior do regime transônico (imagem (b) na figura 1), onde a velocidade da aeronave é subsônica, porém, devido à aceleração do fluxo no extradorso do aerofólio, existem regiões localmente supersônicas. Tipicamente isso ocorre no extradorso para aerofólios

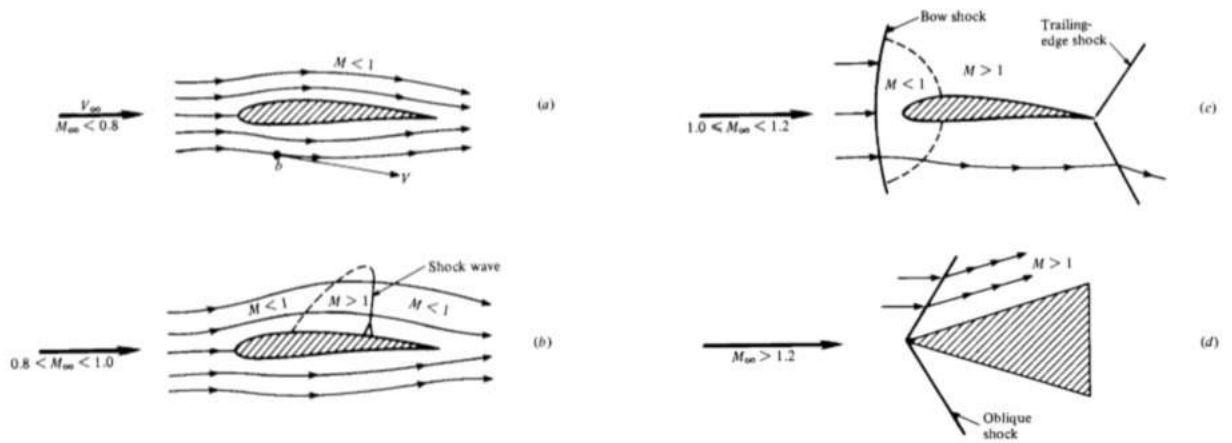


Figura 1: Diferentes Regimes de Vôo, retirado de (ANDERSON, 2003)

supercríticos com a formação de uma onda de choque para recuperação de pressão.

Este regime de voo é complicado por não poder ser aproximado por uma teoria linear, sendo, portanto, não-linear por natureza e, portanto, extremamente sensível à pequenas alterações. Isso faz com que seja complexo obter dados experimentais e numéricos. A ausência de uma aproximação analítica faz com que o problema deva ser resolvido numericamente.

1.2 AEROFÓLIO SUPERCRÍTICO

O aerofólio supercrítico foi desenvolvido na década de 60 na NASA por Richard Whitcomb como parte de um esforço para aumentar o número de Mach para o qual ocorria o fenômeno da divergência de arrasto. Esse fenômeno está associado ao fortalecimento das ondas de choque à medida que o número de Mach aumenta.

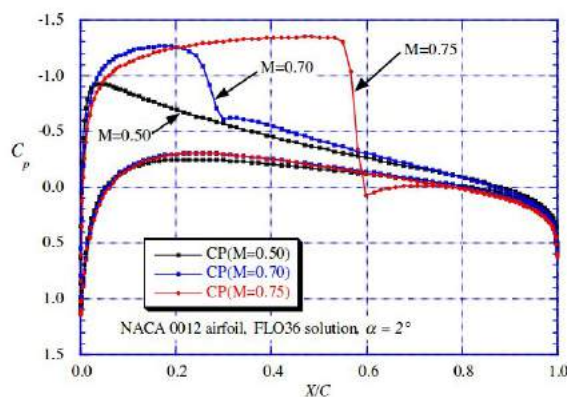


Figura 2: Simulação do efeito do aumento do número de Mach em um NACA 0012, retirado de (MASON, 2006)

Na figura 2 podemos ver que à medida que o Mach aumenta, a onda se desloca para trás e se torna mais forte. Com isso, o arrasto sobe rapidamente para um determinado

Mach, como pode ser visto na figura 3. Isso configura um limitante para a velocidade de uma aeronave, a chamada "barreira do som" e as dificuldades em atravessá-la estão atrelados a esse fenômeno.

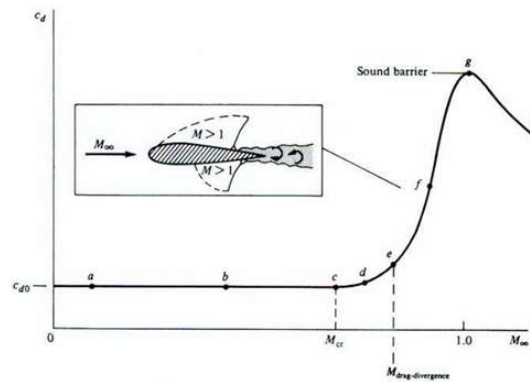


Figura 3: Divergência de arrasto, retirado de (ANDERSON, 2001)

O aerofólio supercrítico possui um bordo de fuga relativamente grande para expandir o fluxo e obter mais sustentação, um extradorso relativamente plano para manter um patamar de pressão e obter uma onda de choque fraca para recuperar a pressão, e bastante camber traseiro para gerar sustentação no intradorso. Evidentemente, esse camber traseiro também aumenta o momento picante, limitando o ganho visto o arrasto de trimagem do profundor.

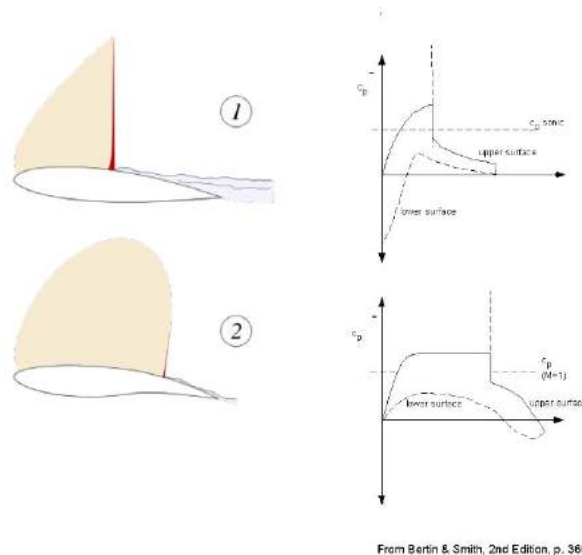


Figura 4: Curvas de pressão para um aerofólio normal (1) e supercrítico (2)

A figura 4 compara as curvas de pressão típicas de um aerofólio normal e um aerofólio supercrítico.

1.3 CONCEITOS DE AEROACÚSTICA

A aeroacústica consiste no estudo do som provocado pelo escoamento de ar ao redor dos corpos. O som nada mais é que uma flutuação de pressão captada pelos tambores no ouvido humano e interpretados pelo cérebro. Assim sendo, efeitos transientes do escoamento que produzem variações ou flutuações de pressão geram ruído. Estas flutuações de pressão são ondas que se propagam na velocidade do som.

Baseado no mínimo valor audível para um ser humano, cuja flutuação de pressão chamaremos de flutuação de pressão de referência, define-se uma escala logarítmica para quantificar o ruído chamada SPL (Sound Pressure Level), dada por:

$$SPL = 20 \log \left(\frac{P'_{rms}}{P'_{ref}} \right). \quad (1.1)$$

Onde P'_{rms} é a raiz da média do quadrado da flutuação de pressão.

1.3.1 Ruído de Banda Larga e Ruído Tonal

Dependendo de quais frequências estão associadas uma determinada potência acústica o ruído é chamado de ruído tonal ou de banda larga. Um ruído de banda larga é um ruído cuja potência está espalhada ao longo de um espectro de frequências. Quando um ruído está associada a uma frequência característica, ele é chamado de ruído tonal.

É importante notar que o ruído tonal é bastante incômodo ao ouvido humano enquanto que o ruído de banda larga não. Mesmo que um determinado ruído de banda larga seja de maior potência acústica, ele é menos incômodo que um ruído tonal de menor potência. Assim, uma estratégia para redução de ruído é espalhar a potência acústica por um espectro maior de frequências.

Tipicamente, em um aerofólio a dissipação de vorticidade no bordo de fuga produz ruído de banda larga quando este é afiado e ruído tonal quando possui uma espessura finita (DOOLAN, 2008).

1.3.2 Ruído Auto-Induzido

O encontro da camada limite no extradorso com a camada limite do intradorso no bordo de fuga é responsável pela geração de instabilidades no escoamento que geram um ruído característico de banda larga chamado de ruído auto-induzido no bordo de fuga. Quando um aerofólio possui um bordo de fuga de espessura finita (blunt trailing edge) existe também a produção de um ruído tonal devido à produção de vórtices na esteira propagados à uma frequência característica (DOOLAN, 2008).

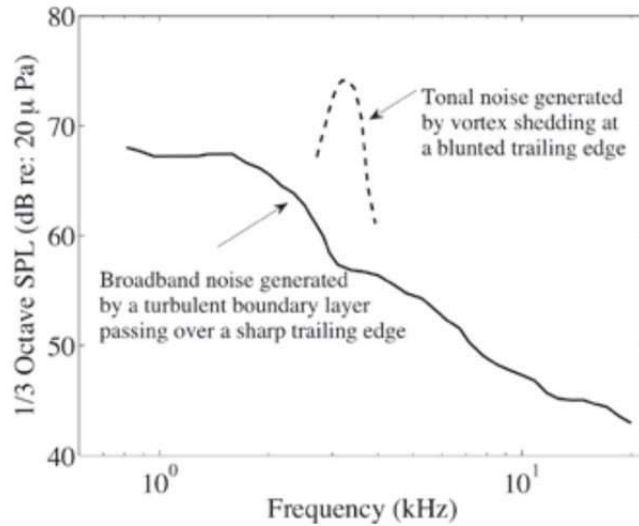


Figura 5: Exemplos do tipo de ruído gerado por um aerofólio no espectro de frequências - Ruído tonal e de banda larga. Retirado de (DOOLAN, 2008)

Assim sendo, o uso de métodos computacionais para prever o ruído auto-induzido consistem basicamente de um código CFD para caracterizar a fonte. O efeito das perturbações no infinito (que é o som ouvido pelo ser humano) podem ser calculadas diretamente pelo CFD se o domínio for suficientemente grande (método direto), ou propagadas a partir dos resultados na fronteira de um domínio menor ao redor da fonte por meio da equação de onda (métodos híbridos).

O cálculo direto é computacionalmente mais custoso, porém, o método híbrido assume uma propagação linear a partir de certo ponto que é aproximado. Também é difícil afirmar antes da simulação qual a extensão da região não-linear a partir da qual se pode utilizar a equação de onda. De qualquer forma, uma das limitações para a previsão de ruído auto-induzido no bordo de fuga é a ausência de modelos de turbulência adequados e dados experimentais disponíveis (DOOLAN, 2008). O uso de simulações LES têm fornecido melhores resultados, porém, ainda é demasiado custoso computacionalmente para aplicações industriais comparado com um método RANS. Todavia, ainda são necessários modelos adequados para resolver as pequenas escalas (DOOLAN, 2008).

As ondas sonoras, que nada mais são que flutuações de pressão são chamadas por alguns autores [(LEE, 2001), (XIAO; TSAI; LIU, 2006)] de “Kutta Waves” por se originarem no bordo de fuga e tem relação direta com o fenômeno do buffet (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013), conforme será detalhado nas seções 1.5 e 1.6.

1.4 MÉTODOS NUMÉRICOS PARA ESCOAMENTOS TRANSÔN- NICOS

(ANDERSON, 2003) e (JAMESON, 1976) apresentam uma visão geral dos métodos utilizados para simular escoamentos transônicos.

Pode-se resolver as equações completas de Navier-Stokes. Nenhuma hipótese simplificada é feita no modelo para o caso laminar. Para o caso turbulento é necessário modelar a camada limite turbulenta para que o custo computacional não seja proibitivo para geometrias que não as mais simples. A principal desvantagem dessa abordagem é o elevado refino da malha e, portanto, custo computacional, necessário na região das paredes.

Fazendo-se a hipótese de fluido invíscido, obtêm-se as equações de Euler. A espessura da camada limite escala com o inverso da raiz do número de Reynolds. Assim, para Re altos, essa aproximação é bastante razoável. Aeronaves comerciais na atualidade tendem a voar em regimes de voo com número de Reynolds da ordem de 10^7 ou 10^8 . Portanto, o efeito da espessura sob a topologia do escoamento pode ser desconsiderada para altos Reynolds. O coeficiente de fricção também escala com o inverso da raiz do número de Reynolds, apesar de o arrasto aumentar, porém, o arrasto por fricção será muito menor que o arrasto de onda (DRELA, 2014), (ANDERSON, 2003) e por isso pode ser desconsiderado também. Essas aproximações fazem com que é comumente utilizado as equações de Euler para escoamentos transônicos.

(ANDERSON, 2003) demonstra que o salto de entropia através de uma onda de choque escala com $(M_1^2 - 1)^3$. Ou seja, quando $(M_1^2 - 1)^3 \ll 1$, o escoamento pode ser assumido isentrópico com a onda de choque modelada como uma descontinuidade através da qual a entropia se conserva. Pelo teorema de Crocco, pode-se assumir então um escoamento essencialmente irrotacional, permitindo resolver numericamente a equação potencial. O custo computacional é reduzido pois resolve-se apenas uma equação diferencial com uma incógnita, porém, essa aproximação só poderia se justificar para escoamentos com ondas de choque fracas.

Finalmente, utilizando teoria de pequenas perturbações, chega-se a uma versão simplificada da equação potencial. Este modelo se restringe ainda mais a aerofólios finos à pequenos ângulos de ataque.

A figura 6 compara os métodos potencial, de pequenas perturbações e de Euler para um mesmo escoamento transônico. Nota-se que as equações de Euler fornecem um resultado mais preciso e com uma onda de choque mais definida que os outros dois.

Na indústria aeronáutica, métodos Euler 2D são utilizados para projeto e análise de aerofólios transônicos por este motivo. Também são utilizados no projeto e análise de aerofólios multi-elemento, visto que a dissipação artificial presente no método representa

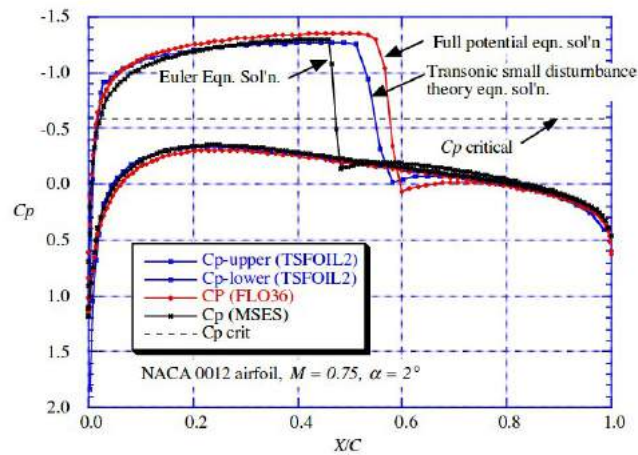


Figura 6: Diferentes métodos aplicados à um escoamento transônico ao redor de um NACA 0012, retirado de (MASON, 2006)

bem o formato da esteira (RESENDE, 2004).

Para o problema do buffet, os métodos potenciais são claramente inadequados visto as limitações de baixo ângulo e ondas fracas. Para melhor compreensão do fenômeno, optou-se por utilizar as equações de Euler, visto que ao invés de refinar a malha nas proximidades da parede, pode-se utilizar o poder computacional para fazer uma malha de alta resolução de forma uniforme em todo o escoamento. Permitindo visualizar a esteira com maior precisão.

1.5 BUFFET TRANSÔNICO

A partir de um certo limite de ângulo de ataque e número de Mach, a onda de choque no extradorso do aerofólio supercrítico em regime transônico começa a apresentar oscilações de posição auto-sustentadas. Essas oscilações são acopladas à um engrossamento, separação e recolamento da camada limite. Esse fenômeno é denominado buffet transônico. Quando a onda de choque se desloca à jusante, ela vai ficando progressivamente mais forte, até que o gradiente adverso de pressão na base do choque causa uma separação da camada limite turbulenta. O choque então começa a se deslocar à montante, aumentando a região de separação no extradorso. Ao atingir o ponto mais à montante, a camada limite recola novamente no aerofólio e o ciclo se repete.

Apesar de esse fenômeno ser conhecido a mais de 50 anos (LEE, 2001), ele ainda não é plenamente compreendido e ainda se trata de um problema em aberto [(CROUCH, 2009),(HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013),(JACQUIN et al., 2005),(LEE, 2001)]. Porém, suas consequências não devem ser negligenciadas. Essa oscilação da onda produz uma oscilação grande do coeficiente de sustentação (C_L), isso causa uma vibração perigosa que pode levar à falha estrutural da aeronave.

Além disso, a separação periódica gera uma esteira turbulenta que pode atingir

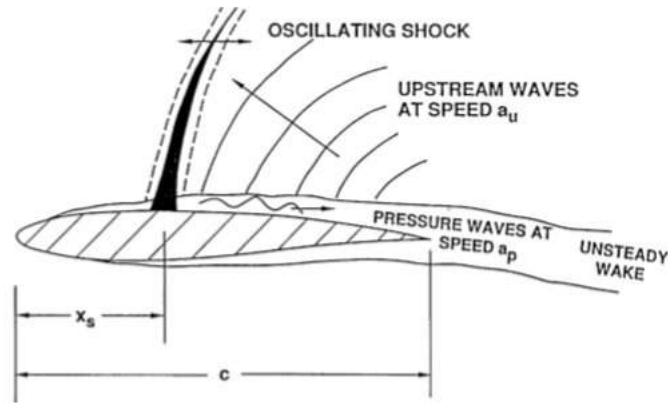


Figura 7: Mecanismo Proposto por (LEE, 1989) para o Buffet

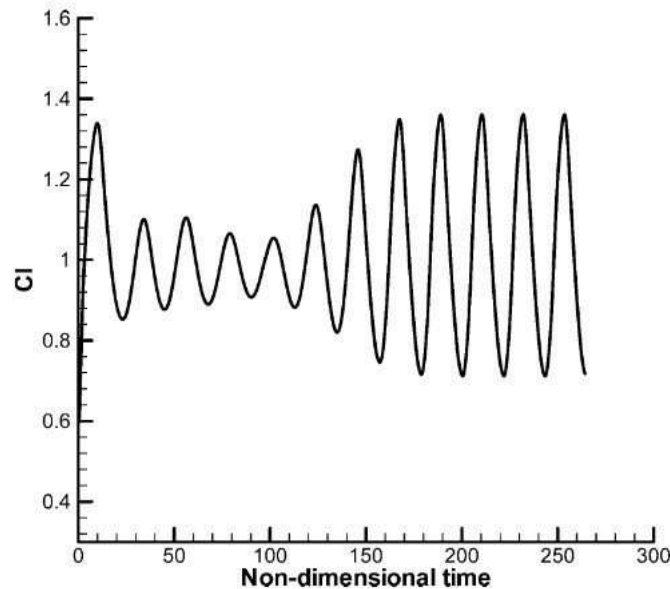


Figura 8: Oscilação do Coeficiente de Sustentação com o Buffet, retirado de (XIAO; TSAI; LIU, 2006)

os estabilizadores da aeronave, causando vibrações e potenciais perdas de eficiência de controle.

Assim, um envelope de buffet pode ser determinado para um aerofólio para uma faixa de ângulos de ataque e números de Mach, como pode ser visto na figura 8. O envelope geralmente caracteriza, por segurança, o ponto onde ocorrem separações significativas.

Esse envelope é um importante limitante na definição do envelope operacional de uma aeronave. O ponto de projeto (condição de cruzeiro para aeronaves comerciais) deve ter um C_L e número de Mach com uma folga suficiente do envelope de buffet, conforme ilustrado na figura 9. Dependendo do tipo de aeronave, essas limitações são normatizadas. Para uma aeronave de transporte, o envelope de buffet não pode ser excedido por mais de 3 segundos em nenhuma condição ou manobra de vôo (LEE, 2001).

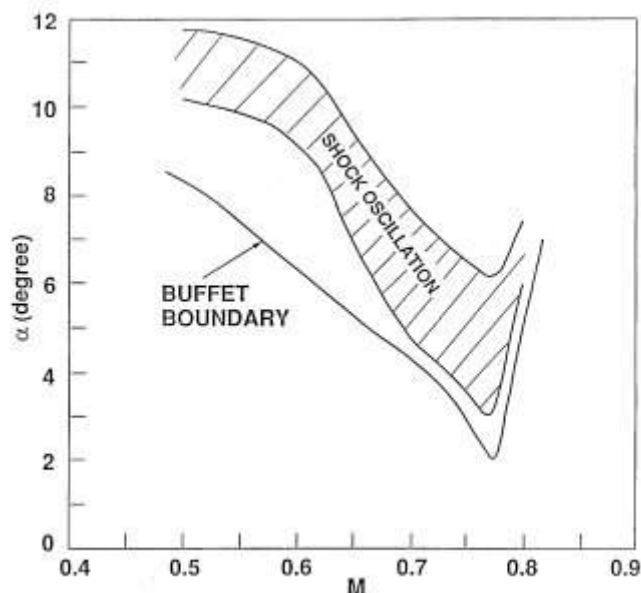


Figura 9: Envelope de Buffet e Locus das Oscilações Auto-Sustentadas para o aerofólio BGK no. 1, retirado de (LEE, 2001)

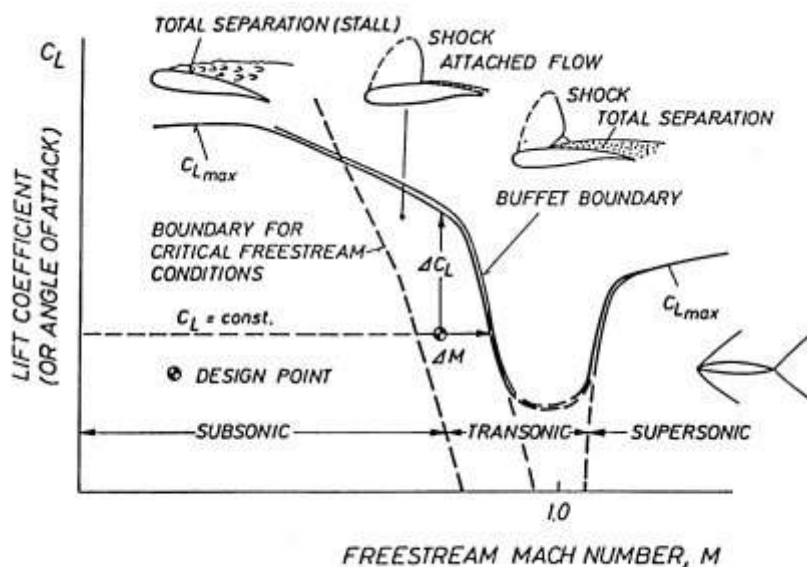


Figura 10: Envelope de Buffet, retirado de (LEE, 2001)

É interessante notar que para o regime subsônico, o envelope de separação coincide com o C_{Lmax} da aeronave, ponto a partir do qual se terá separação em grande parte do extradorso e conseqüente perda de sustentação. A partir do regime supersônico, o envelope volta a crescer, fazendo com que exista um “corredor” por onde pode-se passar do regime subsônico para supersônico sem que ocorra o fenômeno do buffet. As aeronaves supersônicas são projetadas com C_L de projeto que permita fazer essa passagem.

1.6 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA DAS INVESTIGAÇÕES RECENTES

Como dito anteriormente, o buffet transônico é um problema ainda em aberto. Buscou-se então fazer uma breve revisão das pesquisas e resultados mais recentes a respeito do tema.

(JACQUIN et al., 2005) ensaiaram o perfil supercrítico OAT15A no túnel de vento transônico S3Ch da Onera numa faixa de ângulos de ataque de 1,3 e 3,9 graus para Mach 0,73 e numa faixa de Mach 0,71 à 0,75 para um ângulo de ataque de 3 graus. O objetivo é fornecer dados de validação de métodos numéricos para a comunidade CFD. Concluiu-se que para Mach 0,73 o fenômeno começa com ângulo de 3,1 graus e se torna periódico com amplitude constante a partir de 3,5. A posição do choque é em 48% da corda, que é a posição mais à jusante quando começa a oscilação. Para o maior ângulo (3,9), a posição mais à montante do choque chega até aproximadamente 30% da corda. Constatou-se que a frequência característica aumenta com número de Mach e que o fenômeno é extremamente sensível à alterações do número de Mach. Correlações entre os valores de SPL medidos em várias posições da envergadura mostram que o fenômeno é essencialmente bidimensional.

(LEE, 2001), (LEE, 1989) revisa o histórico de métodos existentes para determinação do envelope de buffet desde os métodos empíricos baseados no divergente de pressão no bordo de fuga até as simulações Navier-Stokes com modelos de turbulência (URANS e LES). Segundo (LEE, 2001), os modelos de turbulência mais bem-sucedidos são o Spallart-Allmaras e o $k-\omega$ -SST.

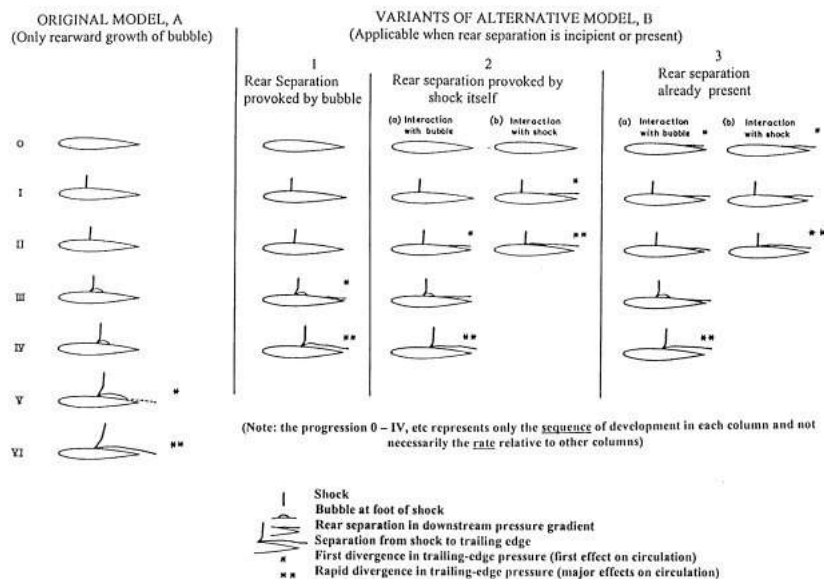


Figura 11: Classificação de Percy para os tipos de separação induzido pelo interação com o choque, relatado por (LEE, 2001)

Também é ensaiado experimentalmente o aerofólio supercrítico BGK no. 1 em um

túnel de vento transônico para validar o modelo de buffet da figura 7. São medidos os valores médios de pressão e as flutuações instantâneas por meio de transdutores Kulite posicionados ao longo da corda. A flutuação de pressão no bordo de fuga e na base do choque são medidas e utilizadas para encontrar a velocidade local de propagação das perturbações ao longo da camada limite e do bordo de fuga em direção à onda de choque. A velocidade de propagação é assumida constante e de valor igual ao medido na superfície. O inverso do tempo necessário para propagação da base do choque até o bordo de fuga e de volta até a onda de choque é comparada com a frequência característica, obtendo bons resultados[(LEE, 2001)].

(HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013) ensaiaram experimentalmente o aerofólio supercrítico DRA 2303 utilizando medidores de pressão na superfície da mesma forma que (JACQUIN et al., 2005) e (LEE, 2001) e também utilizando técnicas PIV para visualização do escoamento. As tentativas de medir a velocidade de propagação para validar o modelo de Lee forneceram resultados contraditórios (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013). O modelo de Lee é alterado, propondo que o deslocamento das perturbações no sentido à montante se dá do bordo de fuga até o topo da onda de choque ao invés da base, levando em conta assim a maior sensibilidade de ondas fracas ao fenômeno. (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013) propõe que o mecanismo essencial para a oscilação são as Kutta waves a partir do bordo de fuga, que nada mais é do que o ruído auto-induzido. Para testar essa hipótese um gerador de ruído é posicionado a jusante do aerofólio emitindo ondas senoidais. As oscilações do choque se mostraram sensíveis ao ruído artificial.

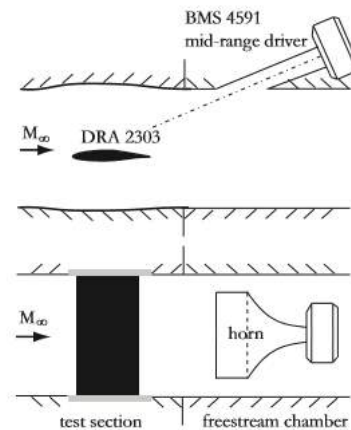


Figura 12: Experimento em túnel de vento demonstrando a influência do som na posição da onda, (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013)

Em um ensaio em túnel de seção constante, (BRUCE; BABINSKY, 2008) conseguiram produzir oscilações da onda de choque por meio de flutuações de pressão impostas à jusante da onda. Esse comportamento observado experimentalmente coincide bem com um modelo analítico invíscido desenvolvido por (BRUCE; BABINSKY, 2008) em que a onda se movimenta de forma a manter o Mach relativo à montante consistente com a

pressão à jusante.

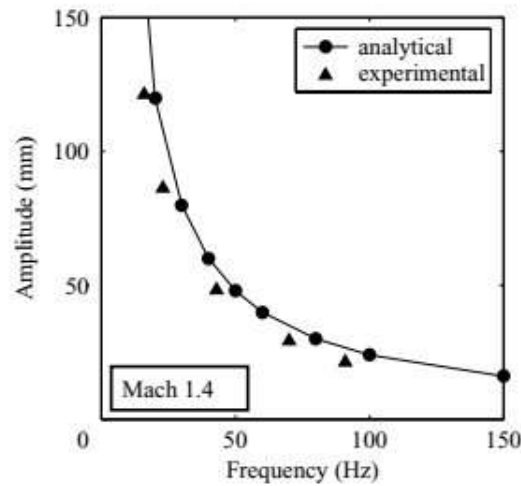


Figura 13: Relação entre frequência das perturbações e amplitude da oscilação da onda, (BRUCE; BABINSKY, 2008)

Já no campo numérico, (CROUCH, 2009) simulou um aerofólio NACA 0012 utilizando as equações médias de Reynolds na sua versão transiente (URANS). A justificativa para o uso desse método é de que a frequência de oscilação do choque é muito menor do que as frequências das oscilações devido à camada limite turbulenta. Porém, adverte-se que não existe uma base teórica rigorosa para o uso desse método (CROUCH, 2009). Os resultados são comparados com resultados experimentais e com o previsto utilizando teoria de instabilidades (CROUCH, 2009). A concordância é muito boa até Mach 0,8, a partir desse Mach, os resultados numéricos e a teoria mostram um comportamento bem diferente do verificado experimentalmente.

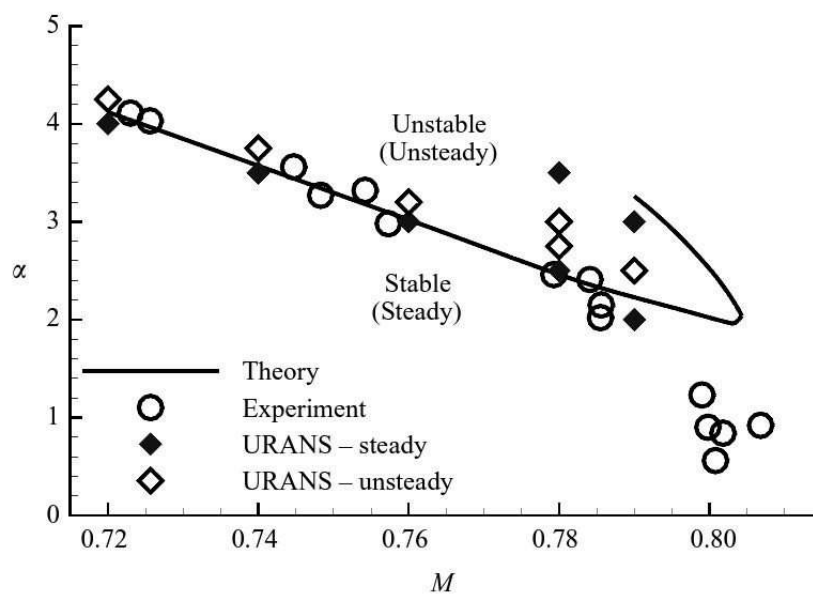


Figura 14: Simulações com um NACA 0012, (CROUCH, 2009)

Nenhuma menção é feita nesse estudo à posição da onda de choque. Já a frequência obtida é um pouco menor que a experimental.

(XIAO; TSAI; LIU, 2006), simularam numericamente o aerofólio BGK no.1 utilizando um método URANS com modelo de turbulência $k-\omega$ -SST proposto por Olsen e Coakley e relatado em (XIAO; TSAI; LIU, 2006). Três casos foram simulados. Dois estáveis e um com oscilação do choque. O método previu corretamente a oscilação no terceiro caso, porém, o ângulo de ataque teve que ser aumentado ligeiramente em relação ao caso experimental para posicionar corretamente a onda de choque. As velocidades de propagação com base nas flutuações de pressão também foram utilizadas para comparar o tempo teórico de propagação das perturbações com a frequência obtida, gerando resultados satisfatórios(XIAO; TSAI; LIU, 2006).

Por fim, segundo (HUANG; XIAO, 2012), o método URANS não fornece bons resultados pois a oscilação do choque só aparece a um ângulo de ataque maior que o experimental, ele tende a posicionar a onda de choque mais à jusante do caso experimental e é muito sensível ao método de turbulência empregado. Para chegar a essa conclusão, Huang simulou o aerofólio OAT15A com um método URANS e com um método IDDES. No segundo caso, notou grandes quantidades de estruturas tridimensionais de pequena escala sendo geradas pela dissipação das camadas cisalhantes que não aparecem no URANS. Isso significaria que o URANS possui demasiada dissipação para simular adequadamente o buffet. Com a simulação IDDES a onda de choque se posicionou ligeiramente à montante do caso experimental, porém, a amplitude da oscilação, o valor r.m.s das flutuações e a frequência se assemelham muito aos resultados experimentais. (HUANG; XIAO, 2012) também percebeu que a camada cisalhante oscila junto com a onda de choque. O principal defeito do método, segundo o autor, é que a viscosidade turbulenta é superestimada no meio do aerofólio, sendo possivelmente a causa das pequenas variações observadas no valor das flutuações (ainda que esta esteja mais próxima dos resultados experimentais que os outros métodos).

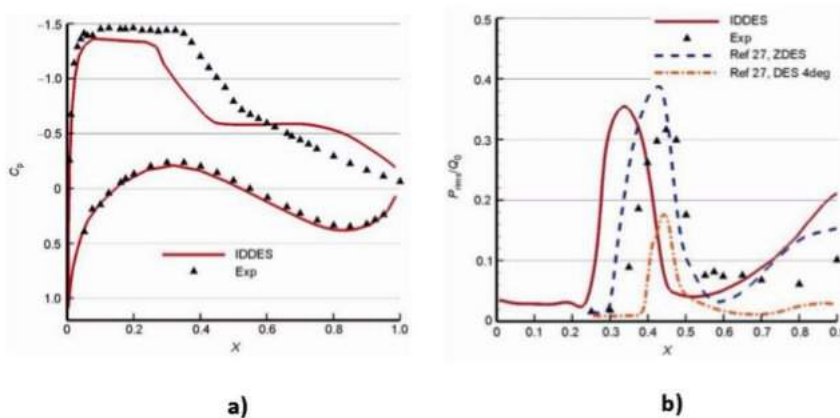


Figura 15: Resultados de (HUANG; XIAO, 2012). Média temporal do coeficiente de pressão (a) e r.m.s da flutuação de pressão ao longo da corda (b)

1.7 RESUMO DOS TRABALHOS RECENTES NO CAA-Lab

Este trabalho é o produto de um esforço intenso e contínuo no laboratório de aeroacústica computacional da Universidade de Brasília (CAA-Lab) de estudar numericamente os efeitos da compressibilidade e suas interações com as regiões viscosas em regimes transônicos. Nesta seção, busca-se resumir brevemente alguns dos trabalhos realizados no laboratório neste tema que são de maior relevância para o presente trabalho.

Em dissertação de mestrado, (MENDONCA, 2004) estudou a interação entre a camada limite laminar com os efeitos de compressibilidade em uma base bidimensional. Esse trabalho envolveu uma validação do código comparando os resultados numéricos com resultados analíticos de uma camada limite laminar adiabática com gradiente de pressão nulo e do choque destacado ao redor de um cilindro. Em seguida, foram simulados números de Mach de 0.3, onde começam aproximadamente a ocorrer efeitos de compressibilidade, até 1.4. As observações da topologia do escoamento providenciaram os primeiros indícios da relação entre ondas aeroacústicas e o mecanismo do buffet.

A figura 16 mostra a propagação à montante das ondas aeroacústicas formadas pelo desprendimento dos vórtices que formam a esteira de von Karman. Para a segunda imagem da sequência, com o aumento do número de Mach vemos o aumento da intensidade dessas ondas, com a formação de um choque lambda no local da separação, como pode ser visto no detalhe da imagem à direita. Finalmente, na terceira e última imagem, para Mach 0.9, vemos a formação de ondas de choque e como estas servem de "guia" para a propagação das ondas acústicas, que não conseguem ultrapassar a onda de choque para a zona de silêncio adiante.

Subsequentemente, (CARNEIRO, 2011) simulou o aerofólio BGK-1 para condições de buffet utilizando as equações de Euler e as equações de Navier-Stokes. Porém, percebeu-se que a reflexão das ondas na fronteira do domínio causam instabilidades que dominam a simulação. Assim, percebeu-se a necessidade de uma região adequada de stretching (seção 3.6) para dissipar essas ondas que atingem a fronteira do domínio.

Comparando a pressão instantânea das simulações Euler e Navier-Stokes, concluiu que o efeito da viscosidade é desprezível para a geração de ruído, como pode ser visto na figura 17. Observou também que as equações de Euler eram incapazes de gerar o fenômeno do buffet.

Em 2013, (FILHO, 2013) simulou o buffet transônico para uma condição de aderência com as equações de Navier-Stokes (laminar) e descobriu um fenômeno demasiado intenso. O fenômeno do buffet ocorria de forma muito intensa para qualquer ângulo de ataque. Simulou-se posteriormente um aerofólio BANCLF que é um aerofólio transônico desenvolvido para fluxo laminar, o que corresponderia melhor ao que estava sendo simulado.

Notou-se que o fenômeno ainda era bem intenso, com as ondas de choque tendo

energia suficiente para continuar se propagando à montante do aerofólio ao invés de retornar em seu movimento oscilatório. Em (FILHO, 2013) também foi realizado um estudo de resolução em que se verificou que uma resolução de 1000 volumes para a corda do aerofólio não alterava significativamente o escoamento comparado com uma resolução de 2000 volumes.

Finalmente, (CAMARGO; AMARAL, 2016) simularam um aerofólio OAT15A com as equações de Euler utilizando condições sem aderência, com aderência e com vários graus de escorregamento parcial (ver seção 3.6) para as mesmas condições experimentais presentes em (JACQUIN et al., 2005). Essa condição de escorregamento parcial foi calibrada até que os resultados batessem com os experimentais, o que aconteceu para um escorregamento de 97%.

1.8 OBJETIVO

Construindo em cima de trabalhos anteriores realizados no Laboratório de Aeroacústica Computacional da Universidade de Brasília (CAA-Lab), este trabalho visa demonstrar a capacidade de prever o envelope de buffet utilizando um método de Euler em volumes finitos. Como se pode perceber na revisão bibliográfica apresentada (seção 1.6), o consenso na comunidade acadêmica é de que os efeitos viscosos e uma simulação da camada limite são essenciais para o fenômeno do buffet. Este trabalho visa demonstrar que uma simples modelagem do déficit de momentum da camada limite em uma solução numérica das equações de Euler são suficientes. Para isso, busca-se obter numericamente o envelope de buffet para um aerofólio que possui dados experimentais utilizando o código Virtual Aeroacoustic Tunnel (VAT) do CAA-Lab.

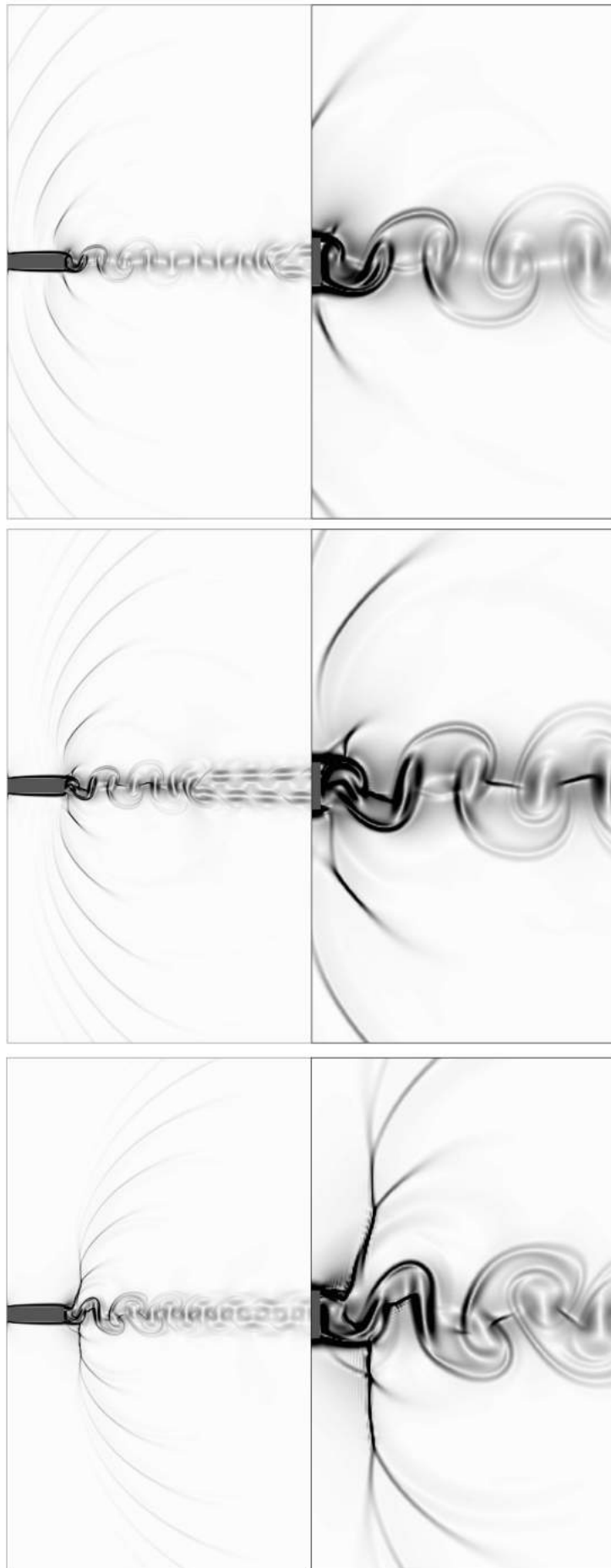


Figura 16: Gradiente de temperatura para o caso da base bidimensional para números de Mach de 0.7, 0.8 e 0.9 (de cima para baixo). Retirado de ([MENDONCA, 2004](#))

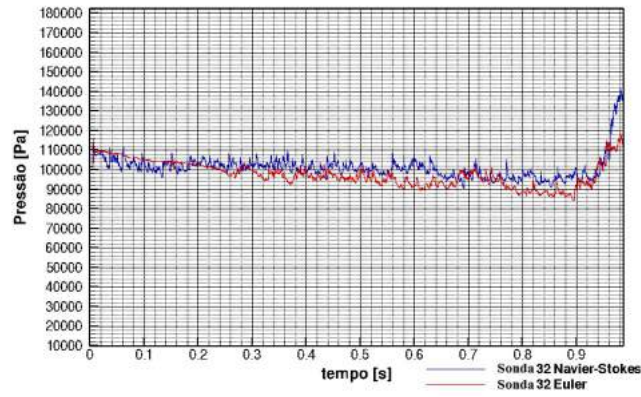


Figura 17: Comparação da pressão instantânea para uma simulação invíscida e viscosa. Retirado de (CARNEIRO, 2011)

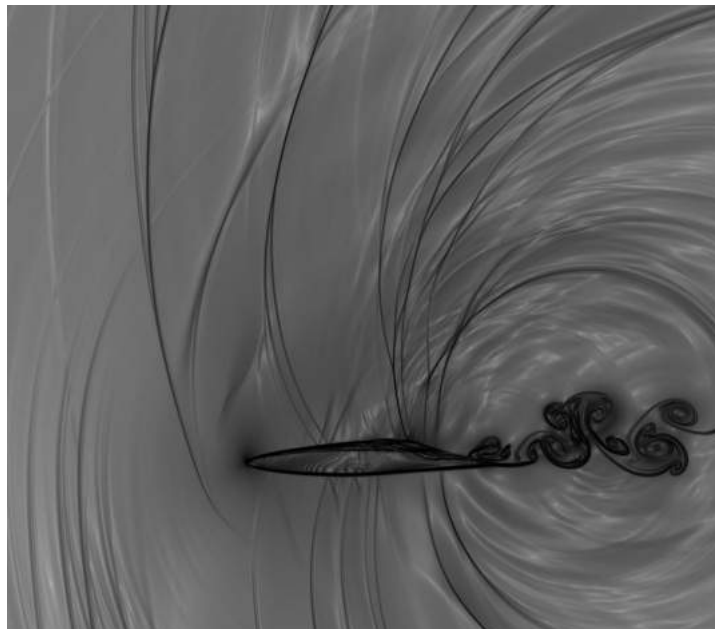


Figura 18: Simulação do aerofólio BACNLF para $M = 0.73$ e $\alpha = 0^\circ$. Retirado de (FILHO, 2013)

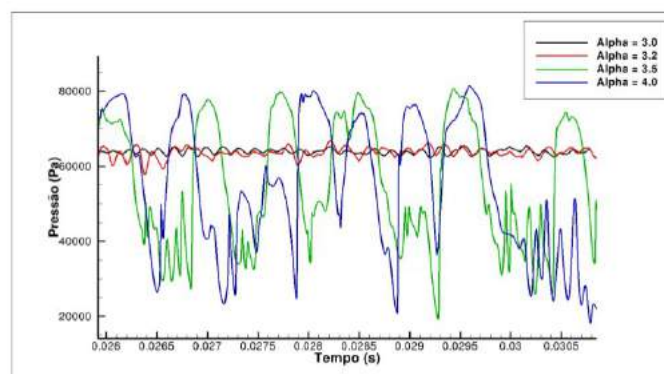


Figura 19: Dados coletados para uma sonda na esteira de um aerofólio OAT15A à $M=0.73$. Retirado de (CAMARGO; AMARAL, 2016)

2 MODELO MATEMÁTICO

As equações governantes do problema são as equações compressíveis de Euler na sua forma conservativa, transiente e adimensional,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \rho f_i, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho e_T) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho e_T u_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}(P u_i) + \rho f_i u_i. \quad (2.3)$$

Desconsiderando forças de campo, temos que a energia total por unidade de massa é a soma da energia interna e cinéticas por unidade de massa:

$$e_T = e + e_k = e + \frac{(u_i)^2}{2}. \quad (2.4)$$

Considerando o ar como um gás ideal e caloricamente perfeito, temos as equações constitutivas dadas por:

$$e = c_v T, \quad (2.5)$$

$$P = \rho R T. \quad (2.6)$$

O termo f nas equações (2.2) e (2.3) representa uma pseudo-força por unidade de massa para um referencial não inercial. Após o aerofólio ter sido acelerado para a velocidade de referência, esse termo torna-se zero e a equação retoma a forma para um referencial inercial em que $f=0$.

A adimensionalização das variáveis é definida conforme sugerido por ([ANDERSON; TANNEHILL; PLETCHER, 1997](#)):

$$\begin{aligned} x &= \frac{x^*}{L^*}, & y &= \frac{y^*}{L^*}, & t &= \frac{t^*}{L^*/U_{ref}^*}, & u &= \frac{u^*}{U_{ref}^*}, & v &= \frac{v^*}{U_{ref}^*}, \\ P &= \frac{P^*}{\rho(U_{ref}^*)^2}, & \rho &= \frac{\rho^*}{\rho_{ref}^*}, & T &= \frac{T^*}{T_{ref}^*}, & e &= \frac{e^*}{(U_{ref}^*)^2}, & f &= \frac{f^*}{\rho(U_{ref}^*)^2/L^*}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Onde as variáveis com asterisco são dimensionais e as com subscrito ref denotam propriedades de referência. No presente problema, o comprimento de referência L^* é a corda do aerofólio, e as propriedades de referência são as propriedades do escoamento não perturbado à montante do aerofólio.

O número de Mach de referência é dado por:

$$M_{ref} = \frac{U_{ref}^*}{\sqrt{\gamma R T_{ref}^*}}, \quad (2.8)$$

onde γ é a razão entre calor específicos a pressão e à volume constante. Adimensionalizando as equações constitutivas (2.5) e (2.6) e rearranjando, temos:

$$P = (\gamma - 1)\rho e, \quad (2.9)$$

$$T = \frac{\gamma M_{ref}^2 P}{\rho}. \quad (2.10)$$

Com as equações governantes (Eqs. (2.1) a (2.3)) e constitutivas (Eqs. (2.9) e (2.10)) junto com a equação (2.4), tem-se um sistema fechado de 6 incógnitas e 6 equações, sendo uma incógnita e uma equação vetoriais.

3 MÉTODO NUMÉRICO

O método utilizado segue uma filosofia de captura de choque pois, não se sabe a priori a localização da onda de choque e esta deve poder se mover ao longo do tempo. Para isso, as equações governantes são utilizadas em forma conservativa (Eqs. (2.1) a (2.3)) pois assim, as variáveis dependentes não variam através do choque, concedendo maior estabilidade numérica ao método (ANDERSON, 1995). Para a forma bidimensional, as equações governantes (Eqs. (2.1) a (2.3)) podem ser reorganizadas como:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \mathbf{R}, \quad (3.1)$$

onde \mathbf{U} é o vetor das variáveis conservativas:

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_T \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

e os vetores de fluxo são dados por:

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho uu + P \\ \rho uv \\ \rho(\rho e_T + P)u \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu \\ \rho vv + P \\ \rho(\rho e_T + P)v \end{bmatrix}. \quad (3.3)$$

O vetor \mathbf{R} é chamado de vetor fonte (ANDERSON, 1995), e é dado por:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 0 \\ \rho f_x \\ \rho f_y \\ \rho(f_x u + f_y v) \end{bmatrix}. \quad (3.4)$$

Após a aceleração, as equações de Euler voltam para a forma com referencial inercial e $\mathbf{R} = 0$.

3.1 DISCRETIZAÇÃO EM VOLUMES FINITOS

Definindo o tensor $\mathbf{\Pi}$ como:

$$\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \otimes \mathbf{i} + \mathbf{F} \otimes \mathbf{j}. \quad (3.5)$$

A equação (3.1) pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} = \mathbf{R}. \quad (3.6)$$

Integrando a equação (3.6) ao redor de um volume de controle finito e aplicando o teorema da divergência, temos que:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} \int_V \mathbf{U} dV = - \int_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.7)$$

Define-se os vetores das variáveis médias dentro de um volume por:

$$\bar{\mathbf{U}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{U} dV, \quad \bar{\mathbf{R}} \equiv \frac{1}{V} \int_V \mathbf{R} dV. \quad (3.8)$$

Assim, a equação (3.7) pode ser rearranjada para:

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{U}}}{\partial t} = - \frac{1}{V} \int_S (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n}) dS + \bar{\mathbf{R}}. \quad (3.9)$$

Em outras palavras, conhece-se apenas as propriedades médias de um determinado volume finito. Avaliando a integral superficial na equação (3.9) sobre um volume de controle quadrilateral em uma malha estruturada e discretizando a derivada temporal, tem-se que:

$$\frac{\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j}}{\Delta t} = - \frac{1}{V_{i,j}} [(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{i+1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{i-1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{j+1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{j-1/2}] + \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \quad (3.10)$$

A equação (3.10) implica que o tensor $\mathbf{\Pi}$ é considerado constante ao longo da superfície do volume discretizado. Define-se em seguida a função \mathcal{F} do fluxo líquido do tensor pelo volume de controle como:

$$\mathcal{F}_{i,j} = - \frac{\Delta t}{V_{i,j}} [(\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{i+1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{i-1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{j+1/2} + (\mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{n})_{j-1/2}], \quad (3.11)$$

e a função \mathcal{R} do vetor de fontes:

$$\mathcal{R}_{i,j} = \Delta t \cdot \bar{\mathbf{R}}_{i,j}. \quad (3.12)$$

Para reescrever a equação (3.10) como:

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = -\mathcal{F}_{i,j} + \mathcal{R}_{i,j}, \quad (3.13)$$

o fluxo do tensor Π calculado para a superfície $(i+1/2)$ é dado por:

$$(\Pi \cdot \mathbf{n})_{i+1/2} = \begin{bmatrix} \rho_{i+1/2}(q_S)_{i+1/2} \\ (\rho u)_{i+1/2}(q_S)_{i+1/2} + P_{i+1/2}(S_x)_{i+1/2} \\ (\rho v)_{i+1/2}(q_S)_{i+1/2} + P_{i+1/2}(S_y)_{i+1/2} \\ (\rho e_T)_{i+1/2}(q_S)_{i+1/2} + P_{i+1/2}(q_S)_{i+1/2} \end{bmatrix}, \quad (3.14)$$

onde (q_S) é o fluxo volumétrico, dado por:

$$(q_S)_{i+1/2} = \mathbf{u}_{i+1/2} \cdot \mathbf{S}_{i+1/2} = u_{i+1/2}(S_x)_{i+1/2} + v_{i+1/2}(S_y)_{i+1/2}. \quad (3.15)$$

3.2 ESQUEMA DE INTERPOLAÇÃO

Na discretização apresentada na seção anterior, conhece-se apenas as propriedades médias dentro de cada volume finito. Para calcular o valor das variáveis conservativas na superfície do volume, necessárias para as equações (3.14) e (3.15) da seção anterior, utiliza-se um esquema de interpolação proposto por (PIMENTA, 2016), de quarta ordem de precisão espacial, tal que:

$$\rho_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\bar{\rho}_{i,j} + \bar{\rho}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\bar{\rho}_{i-1,j} + \bar{\rho}_{i+2,j}), \quad (3.16)$$

$$(\rho u)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\overline{\rho u}_{i,j} + \overline{\rho u}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho u}_{i-1,j} + \overline{\rho u}_{i+2,j}), \quad (3.17)$$

$$(\rho v)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\overline{\rho v}_{i,j} + \overline{\rho v}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho v}_{i-1,j} + \overline{\rho v}_{i+2,j}), \quad (3.18)$$

$$(\rho e_T)_{i+1/2} = \frac{9}{16}(\overline{\rho e_T}_{i,j} + \overline{\rho e_T}_{i+1,j}) - \frac{1}{16}(\overline{\rho e_T}_{i-1,j} + \overline{\rho e_T}_{i+2,j}). \quad (3.19)$$

A média de Favre é utilizada para aproximar a média do valor das variáveis primitivas no volume finito a partir das variáveis conservativas:

$$\tilde{u}_{i,j} = \frac{\overline{\rho u}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad \tilde{v}_{i,j} = \frac{\overline{\rho v}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}, \quad \tilde{e}_{T,i,j} = \frac{\overline{\rho e_T}_{i,j}}{\bar{\rho}_{i,j}}. \quad (3.20)$$

A média aproximada da energia interna dentro do volume pode ser calculada por:

$$\tilde{e}_{i,j} = \tilde{e}_{T,i,j} - \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j}^2 + \tilde{v}_{i,j}^2), \quad (3.21)$$

assim, com base nas equações (3.20) e (3.21), o valor aproximado das variáveis primitivas na superfície pode ser calculado diretamente pelo mesmo esquema de interpolação proposto (Eqs. (3.16) a (3.19)).

3.3 DISSIPACÃO ARTIFICIAL

Sendo o esquema de interpolação de quarta ordem, visando evitar instabilidades e oscilações incluiu-se na equação (3.13) uma dissipação artificial (MISERDA; PIMENTA, 2016) que é baseado no método proposto por (JAMESON; SCHMIDT; TURKEL, 1981) para métodos numéricos com captura de choque:

$$\Delta \bar{\mathbf{U}}_{i,j} = -\mathcal{F}_{i,j} + \mathcal{R}_{i,j} + \mathcal{D}_{i,j}, \quad (3.22)$$

onde essa dissipação é a soma das dissipações que agem em todas as superfícies do volume finito, calibradas pelo valor local de CFL no volume:

$$\mathcal{D}_{i,j} = C_{i,j}[(d_{i+1/2} - d_{i-1/2}) + (d_{j+1/2} - d_{j-1/2})], \quad (3.23)$$

onde C é o número de Courant do volume de controle cuja definição é dada por:

$$C = \frac{V + a}{\Delta x} \Delta t, \quad (3.24)$$

que para um volume bidimensional é escrito como:

$$C_{i,j} = \frac{\sqrt{\tilde{u}_{i,j}^2 + \tilde{v}_{i,j}^2} + a_{i,j}}{\sqrt{V_{i,j}}} \Delta t. \quad (3.25)$$

A dissipação na superfície é dada por uma combinação de um operador de segunda ordem e um de quarta ordem:

$$d_{i+1/2} = \epsilon_{i+1/2}^{(2)}[\bar{\mathbf{U}}_{i+1,j} - \bar{\mathbf{U}}_{i,j}] - \epsilon_{i+1/2}^{(4)}[\bar{\mathbf{U}}_{i+2,j} - 3\bar{\mathbf{U}}_{i+1,j} + 3\bar{\mathbf{U}}_{i,j} - \bar{\mathbf{U}}_{i-1,j}]. \quad (3.26)$$

Os operadores são dados por:

$$\epsilon_{i+1/2}^{(4)} = \max[0, (K^{(4)} - \epsilon_{i+1/2}^{(2)})], \quad (3.27)$$

$$\epsilon_{i+1/2}^{(2)} = \max[(\psi_{rot})_{i+1/2}, (\psi_{div})_{i+1/2}, (\psi_{prs})_{i+1/2}, (\psi_{den})_{i+1/2}], \quad (3.28)$$

onde as variáveis ψ são sensores baseados na vorticidade, divergência, pressão e densidade, calculadas como:

$$(\psi_{rot})_{i+1/2} = K_{rot}^{(2)} \cdot |\nabla \times \tilde{\mathbf{u}}|_{i+1/2}, \quad (3.29)$$

$$(\psi_{div})_{i+1/2} = K_{div}^{(2)} \cdot |\nabla \cdot \tilde{\mathbf{u}}|_{i+1/2}, \quad (3.30)$$

$$(\psi_{prs})_{i+1/2} = K_{prs}^{(2)} \cdot |\nabla \tilde{P}|_{i+1/2}, \quad (3.31)$$

$$(\psi_{den})_{i+1/2} = K_{den}^{(2)} \cdot |\nabla \tilde{\rho}|_{i+1/2}. \quad (3.32)$$

Os termos K são constantes de calibração. Para maiores detalhes, ver ([MISERDA; PIMENTA, 2016](#)).

3.4 MARCHA TEMPORAL

A marcha temporal utilizada no VAT é um método de Runge-Kutta de terceira ordem proposto por Shu e relatado por ([YEE, 1995](#)), específico para aplicação em métodos de captura de choque. Dado por:

$$\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^1 = \bar{\mathbf{U}}_{i,j}^n - (\mathcal{F}_{i,j}^n - \mathcal{R}_{i,j}^n - \mathcal{D}_{i,j}^n), \quad (3.33)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^2 = \frac{3}{4}\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^n + \frac{1}{4}\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^1 - \frac{1}{4}(\mathcal{F}_{i,j}^1 - \mathcal{R}_{i,j}^1 - \mathcal{D}_{i,j}^1), \quad (3.34)$$

$$\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^{n+1} = \frac{1}{3}\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^n + \frac{2}{3}\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^2 - \frac{2}{3}(\mathcal{F}_{i,j}^2 - \mathcal{R}_{i,j}^2 - \mathcal{D}_{i,j}^2). \quad (3.35)$$

3.5 DERIVADAS

Para o cálculo dos sensores explicitados na seção [3.3](#), é necessário calcular os gradientes e rotacionais na superfície de controle. Para se obter as derivadas necessárias nestas superfícies, é utilizado o teorema do gradiente proposto por ([HIRSCH, 2007](#)), cuja implementação com quarta ordem de precisão espacial no código VAT é descrito em maiores detalhes por ([MENDONCA, 2004](#)).

Basicamente, obtém-se a média da derivada num volume ao redor de um ponto de malha conforme ilustrado na figura [20](#), onde a área hachurada é o volume correspondente

à discretização da seção 3.1 e a linha tracejada engloba o volume ao redor do ponto. A média da derivada no volume ao redor do ponto é dada por:

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i,j} = \frac{1}{V_p} \int_{S_p} u d(S_x)_p = \frac{1}{V_p} [f(u)_x]_{i,j}, \quad (3.36)$$

onde a integral é o fluxo líquido através do volume englobando o ponto de malha.

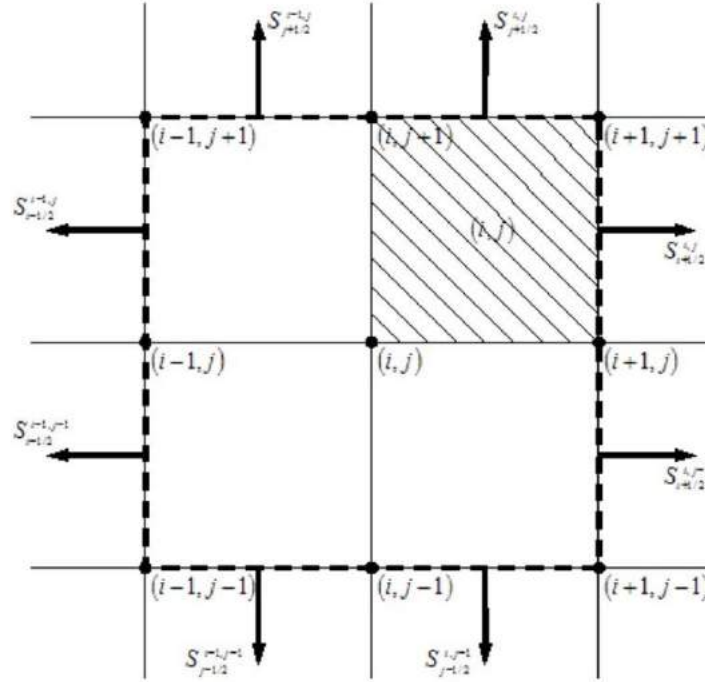


Figura 20: Volume ao redor do ponto de malha, retirado de (MENDONCA, 2004)

O fluxo líquido é dado por:

$$[f(\tilde{u})_x]_{i,j} = [f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{i-1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j+1/2} + [f(\tilde{u})_x]_{j-1/2}, \quad (3.37)$$

onde:

$$[f(\tilde{u})_x]_{i+1/2} = \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j} + \tilde{u}_{i+1,j})(S_x)_{i+1/2}^{i,j} + \frac{1}{2}(\tilde{u}_{i,j-1} + \tilde{u}_{i+1,j-1})(S_x)_{i+1/2}^{i,j-1}. \quad (3.38)$$

A derivada na superfície então, por exemplo, a superfície $(i+1/2)$ do volume hachurado, é dado pela média das derivadas médias nos pontos que a definem:

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1/2} = \frac{1}{2} \left[\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j} + \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)}_{i+1,j+1} \right]. \quad (3.39)$$

3.6 CONDIÇÕES DE CONTORNO

3.6.1 Fronteira do Domínio

Por conta do stencil utilizado na interpolação, são incluídos além da fronteira do domínio computacional dois volumes onde condições de contorno são impostas a cada passo do Runge-Kutta. Por exemplo, na direção x tem-se que:

$$u(-1, j) = u(1, j), \quad u(0, j) = u(1, j). \quad (3.40)$$

Para evitar reflexões das ondas acústicas para dentro do domínio, cria-se uma região com volumes esticados por um fator de 1.05 para dissipar as ondas que saem pela fronteira. Uma imagem de uma malha típica utilizada no VAT se encontra na figura 21. A região de interesse encontra-se no centro da figura.

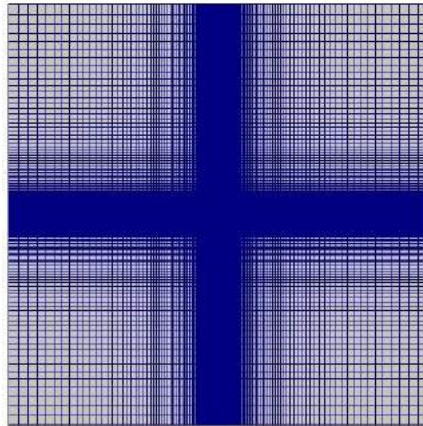


Figura 21: Malha Computacional do VAT

3.6.2 Superfície do Aerofólio

A geometria do aerofólio é definida por um arquivo que contém as coordenadas em x e y de cada um dos pontos que definem o aerofólio e das componentes i e j do vetor normal à superfície do aerofólio nesse ponto.

As condições de contorno são impostas aos volumes de controle que possuem pontos da geometria no seu interior, caso um volume possua mais de um ponto, o vetor normal é a média dos vetores normais de todos os pontos presentes no volume.

As condições impostas na superfície são que a difusão de momento, gradientes de pressão, densidade e temperatura são nulas na direção normal à superfície.

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_n} = \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial x_n} = 0, \quad (3.41)$$

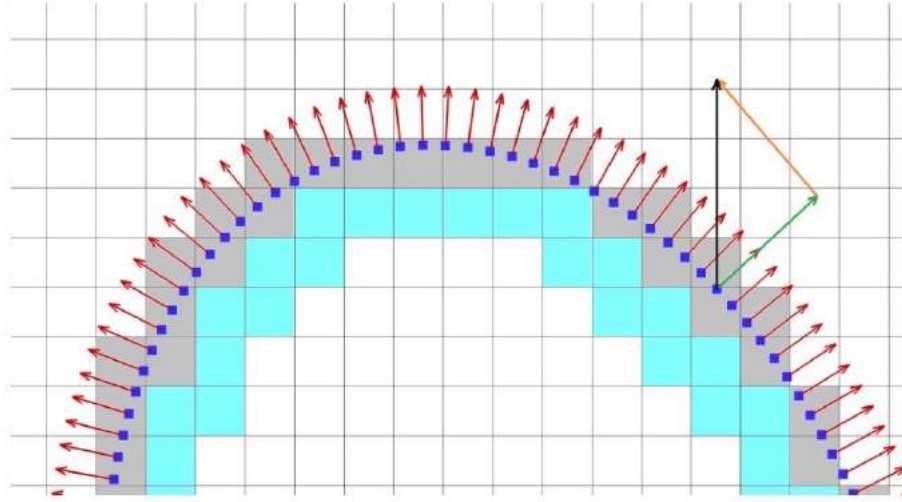


Figura 22: Malha bidimensional com pontos da geometria (azul), volumes de contorno (cinza), volumes de isolamento (azul claro), vetores normais (vermelho) e velocidade na superfície (preto) com componentes normal (verde) e tangencial (laranja) (MISERDA; PIMENTA, 2016)

sendo que \mathbf{n} é um vetor normal à superfície com componentes $\mathbf{n} = n_x \mathbf{i} + n_y \mathbf{j}$, as derivadas de uma determinada propriedade média \tilde{g} qualquer do escoamento é:

$$\frac{\partial \tilde{g}}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{g}}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{g}}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial n} + \frac{\partial \tilde{g}}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial n} = n_x \frac{\partial \tilde{g}}{\partial x} + n_y \frac{\partial \tilde{g}}{\partial y}, \quad (3.42)$$

onde essa derivada na fronteira, juntando-se (3.42) e (3.41) é dada por:

$$0 = n_x \left(\frac{\partial \tilde{g}}{\partial x} \right)_{i,j}^b + n_y \left(\frac{\partial \tilde{g}}{\partial y} \right)_{i,j}^b. \quad (3.43)$$

Essa derivada na fronteira é calculada utilizando um esquema de diferenças finitas progressivo proposto por (ANDERSON; TANNEHILL; PLETCHER, 1997) a partir de um ajuste polinomial, na direção x é dado por

$$\left(\frac{\partial \tilde{g}}{\partial x} \right)_{i,j}^b = \frac{1}{12\Delta x} \left[-25\tilde{g}_{i,j}^b + 48\tilde{g}_{i+1,j} - 36\tilde{g}_{i+2,j} + 16\tilde{g}_{i+3,j} - 3\tilde{g}_{i+4,j} + O(\Delta x)^4 \right]. \quad (3.44)$$

Definindo o operador diferencial

$$D_i^+ \tilde{g} = \frac{1}{25} (48\tilde{g}_{i+1,j} - 36\tilde{g}_{i+2,j} + 16\tilde{g}_{i+3,j} - 3\tilde{g}_{i+4,j}), \quad (3.45)$$

o que nos permite escrever a equação (3.44) como

$$\left(\frac{\partial \tilde{g}}{\partial x} \right)_{i,j}^b = \frac{25}{12\Delta x} \left[-\tilde{g}_{i,j}^b + D_i^+ \tilde{g} + O(\Delta x)^4 \right]. \quad (3.46)$$

Como a derivada é nula, conforme a equação (3.43),

$$\tilde{g}_{i,j}^b = D_i^+ \tilde{g} + O(\Delta x)^4. \quad (3.47)$$

Repetindo a argumentação para a direção y, temos para o caso geral que

$$\tilde{g}_{i,j}^b = \frac{|n_x| D_i^+ \tilde{g} + |n_y| D_j^+ \tilde{g}}{|n_x| + |n_y|}. \quad (3.48)$$

Como $\tilde{\mathbf{u}}_n$ é conhecido na fronteira, a velocidade tangencial na fronteira é dada por

$$(\tilde{u}_{t_x})_{i,j}^b = (\tilde{u} - \tilde{u}_{n_x})_{i,j}^b, \quad (\tilde{u}_{t_y})_{i,j}^b = (\tilde{u} - \tilde{u}_{n_y})_{i,j}^b. \quad (3.49)$$

Assim, o vetor das variáveis conservativas se torna na superfície

$$\bar{\mathbf{U}}_{i,j}^b = \begin{bmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}(\tilde{u}_{t_x} + \tilde{u}_{n_x}) \\ \bar{\rho}(\tilde{u}_{t_y} + \tilde{u}_{n_y}) \\ \bar{\rho}[\tilde{e} + [(\tilde{u}_{t_x} + \tilde{u}_{n_x})^2 + (\tilde{u}_{t_y} + \tilde{u}_{n_y})^2]] \end{bmatrix}. \quad (3.50)$$

Para maiores detalhes a respeito do método de fronteira imersa implementada no VAT, ver (MISERDA; PIMENTA, 2016).

3.6.3 Condição de Escorregamento Parcial

Conforme verificado por (HUANG; XIAO, 2012) e por (CAMARGO; AMARAL, 2016), as equações de Euler não são suficientes para simular o efeito do buffet transônico. Porém, em estudos anteriores no CAA-Lab, (CAMARGO; AMARAL, 2016) simularam o fenômeno utilizando as equações de Euler impondo uma condição de escorregamento parcial na superfície do aerofólio. Da mesma forma que a componente normal à superfície é imposta como 0 na subrotina 'immersed boundary' (Eq. (3.41)), a velocidade tangencial é imposta como sendo uma fração da velocidade calculada no método invíscido. Em outras palavras, na equação (3.50) as componentes tangenciais são substituídas por

$$u_t = f_{slip} u_t, \quad v_t = f_{slip} v_t. \quad (3.51)$$

Onde um fator de escorregamento de 1 é o escoamento invíscido anterior e um fator de 0 é uma condição de não-escorregamento. O objetivo desse fator de escorregamento parcial é gerar um defeito de momento na superfície do aerofólio e desencadear o processo do buffet.

4 IMPLEMENTAÇÃO

O presente capítulo irá detalhar os esforços realizados na execução deste trabalho para manter o código VAT no máximo de sua performance, otimizado para execução nos processadores do cluster "Amadea", recém instalado no CAA-Lab.

4.1 A NECESSIDADE DE PARALELISMO

A capacidade de processamento dos computadores têm evoluído a um passo constante desde sua invenção. Esta evolução se deve em grande parte à diminuição do tamanho dos transistores, o que significa que um número cada vez maior deles podem ser colocados em um chip de um determinado tamanho. Em 1965, co-fundador da IntelTM Gordon Moore, analisando dados do crescimento da indústria, previu que o número de transistores em um circuito integrado denso dobraria a cada dois anos. Essa tendência, conhecida como Lei de Moore, têm se mantido verdadeira até os dias atuais, como pode ser observado na figura 23.

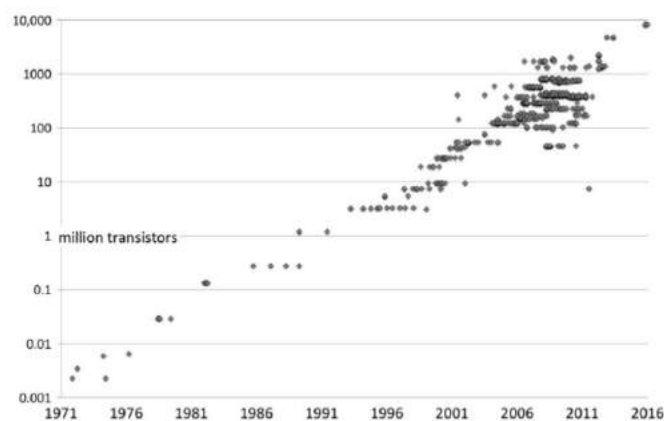


Figura 23: Número de Transistores em processadores - Lei de Moore, ([JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016](#))

Apesar desses avanços, a frequência dos processadores disponíveis no mercado têm se estabilizado (figura 24). Isso é consequência de que a potência dissipada em forma de calor por um processador aumenta com o cubo da frequência ([HAGER; WELLEIN, 2011](#)). Mais precisamente, a potência varia linearmente com a frequência e de forma quadrática com a voltagem, que é por sua vez função da frequência.

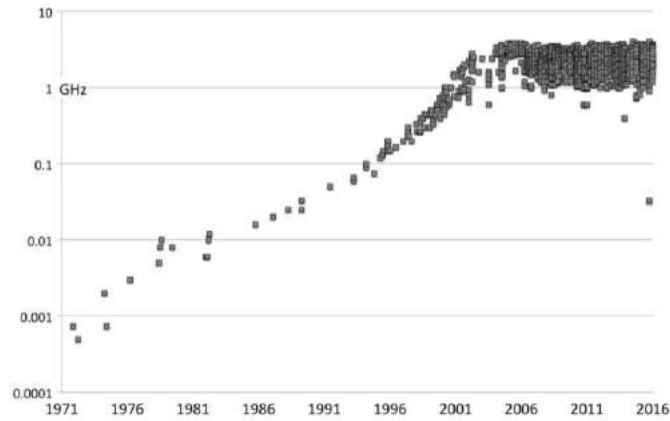


Figura 24: Aumento da velocidade de processadores, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)

A solução para aumentar a capacidade de processamento sem pagar os custos onerosos com resfriamento associados têm sido dividir os cálculos a serem realizados entre vários processadores trabalhando em conjunto. Essa evolução não tem se restringido ao mundo da computação de alto desempenho: notebooks e computadores pessoais usualmente possuem dois ou quatro cores ou núcleos em seus processadores.

A figura 25 evidencia essa tendência: vemos um aumento significativo de cores por processador na última década. Em geral esses processadores utilizam de multi-threading, em que existe mais de uma thread ou cores lógicas para cada core físico. Isso é feito para mascarar a latência. Quando uma thread está ocupada aguardando dados a outra executa suas instruções.

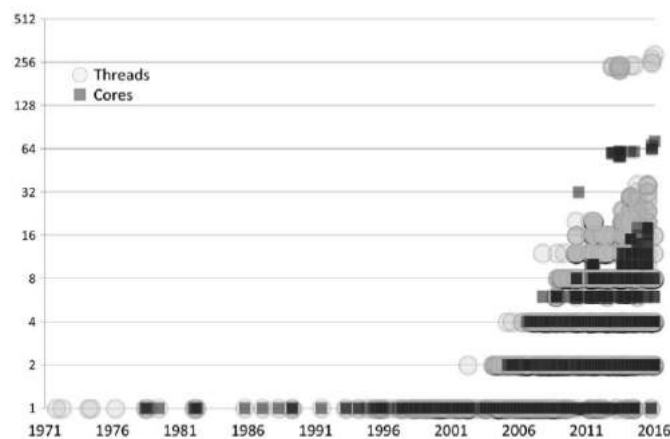


Figura 25: Aumento da quantidade de paralelismo em cores/threads, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)

A consequência mais importante do ponto de vista do desenvolvimento de softwares e códigos é a necessidade de um conhecimento do hardware utilizado. No modelo de programação serial, era suficiente se preocupar apenas com a lógica do algoritmo em uma linguagem de alto nível, confiando que o compilador se encarregaria de gerar o código assembler da forma mais eficiente para a máquina em questão. No modelo de

programação paralela isso não é mais possível. Todos os esforços de fazer um compilador que identificasse sozinho as regiões paralelizáveis do código e fizesse isso da forma mais eficiente para o hardware em questão falharam (HAGER; WELLEIN, 2011).

O código VAT, por se tratar de um método de fronteira imersa com uma malha cartesiana regular, conforme detalhado no capítulo 3, é altamente paralelizável. Portanto, manter o código atualizado e otimizado para a arquitetura em que ele vai ser executado fornece ganhos significativos de desempenho, como será demonstrado adiante.

4.2 PARADIGMAS DE PROGRAMAÇÃO PARALELA NO VAT

A versão do VAT utilizada neste trabalho possui implementação de paralelismo utilizando-se de paradigmas OpenMP e MPI.

O MPI (Message Passing Interface) é um padrão industrial para comunicação paralela entre diversos processos, que podem ser processadores ou nodos de um cluster. Cada processo realiza tarefas independentemente enquanto aciona funções para envio e recebimento de dados de outros processos. Cabe ao programador identificar as seções de seu código que podem ser paralelizadas dessa forma e indicar isso ao compilador. No VAT, a malha é particionada horizontalmente em intervalos regulares na direção vertical. Cada processo calcula uma faixa assim definida da malha.

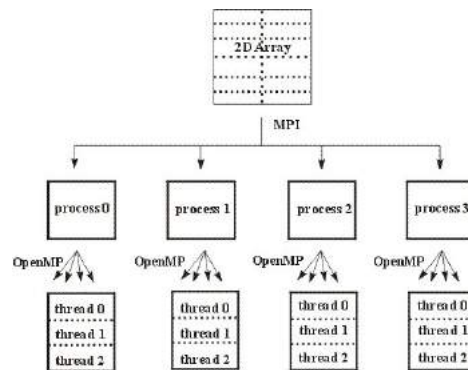


Figura 26: Processo OpenMP/MPI

Já o OpenMP é uma interface de programação para programação paralela com memória compartilhada, geralmente entre os cores de um processador e baseia-se no conceito de threads. Para uma determinada tarefa, a linha de execução principal (chamada de thread mestra) divide o segmento de código a ser executado entre um time de threads que irá trabalhar concomitantemente.

Pode-se definir quais dados serão acessíveis a todas as threads e quais serão copiados individualmente para cada thread, assim, evita-se o problema do data race entre threads em que mais de uma thread está sobrescrevendo dados novos num mesmo vetor ou variável sem conhecimento das outras que a estão usando para seus cálculos.

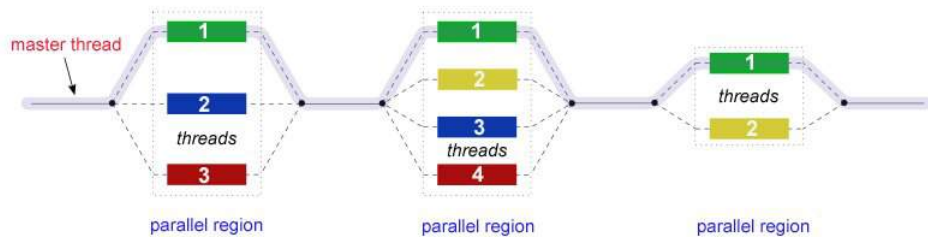


Figura 27: Filosofia de threads do paradigma OpenMP

Da mesma forma que em MPI, cabe ao programador indicar quais segmentos de seu código podem ser paralelizados.

Finalmente, o uso de registros vetoriais permite a realização de cálculos utilizando as diretivas SIMD (Single Instruction Multiple Data) que basicamente consiste em utilizar um registro maior (vetorial) para realizar uma mesma operação em mais de um elemento de um array concomitantemente.

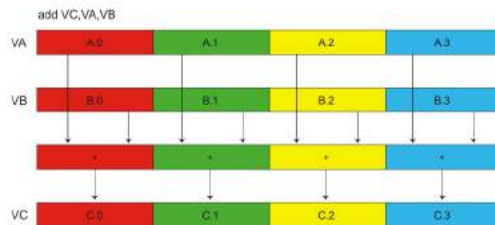


Figura 28: A adição de dois vetores A e B utilizando registros vetoriais

A figura 28 ilustra uma operação simples de soma utilizando o paradigma SIMD.

4.3 NÍVEIS DE MEMÓRIA E LARGURA DE BANDA

Existem dois limitantes para a realização de simulações de alto desempenho: a capacidade de processamento e a frequência e eficiência com que os dados são trazidos da memória para as unidades aritméticas do computador. A capacidade de processamento é função da frequência do processador e da quantidade de processadores. A velocidade de transferência de dados entre a memória e a CPU é chamada de largura de banda e é dado em quantidade de dados por unidade de tempo.

A organização da memória de um computador típico está ilustrado de forma simples na figura 29. Os dois (ou três dependendo do computador) níveis de memória cache são as mais próximas da unidade aritmética e as mais rápidas, porém, são também limitadas em seu tamanho. A memória principal, do tipo RAM, é externa ao processador e mais lenta que a memória cache.

Quando o processador precisa de um dado, ele o procura na memória cache. Não

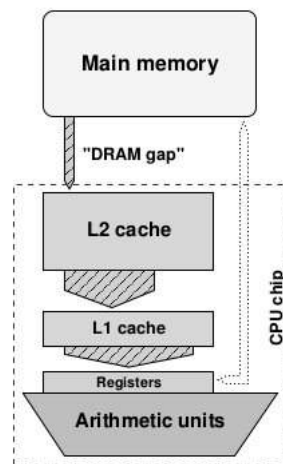


Figura 29: Esquema da hierarquia de memória em um computador, (HAGER; WELLEIN, 2011)

sendo encontrado esse dado ele o procura na memória principal. Essa ocorrência é chamada de "cache miss". A figura 30 mostra ordens de grandeza típicas para a largura de banda para os níveis de memória e a latência, que é uma medida do tempo necessário para buscar a informação na memória caso ela não esteja disponível para o processador.

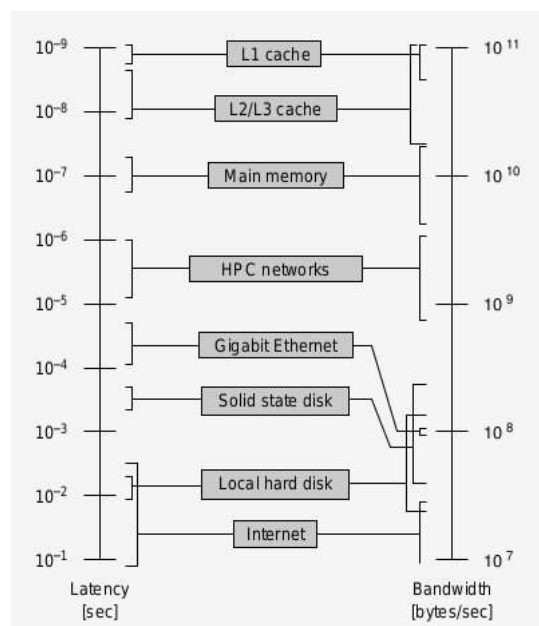


Figura 30: Ordens de grandeza para largura de banda e latência dos vários níveis de memória, (HAGER; WELLEIN, 2011)

As aplicações científicas de simulação tipicamente empregam loops sobre quantidades enormes de dados, que não cabem na cache. Assim sendo, elas são frequentemente limitadas em seu desempenho pela largura de banda e não pela capacidade de processamento. Torna-se evidente, portanto, a necessidade de garantir que a memória cache seja alimentada de uma forma eficiente.

4.4 O PROCESSADOR INTEL XEON PHI™ - KNIGHTS LANDING™

O processador utilizado no cluster "Amadea" do CAA-Lab é o processador Xeon Phi™ da Intel™ de segunda geração, conhecido como Knights Landing™. Esse processador, na versão que equipa o cluster possui 64 cores, 32 MB de memória cache e 16 GB de memória MCDRAM interna ao processador. A figura 31 apresenta um esquema da arquitetura do processador. Os cores são distribuídos em "tiles" de 2 cores cada. Cada core tem sua memória cache L1 e uma memória cache L2 que é compartilhada entre os dois cores de um mesmo tile. A figura 32 apresenta um esquema da arquitetura de um tile.

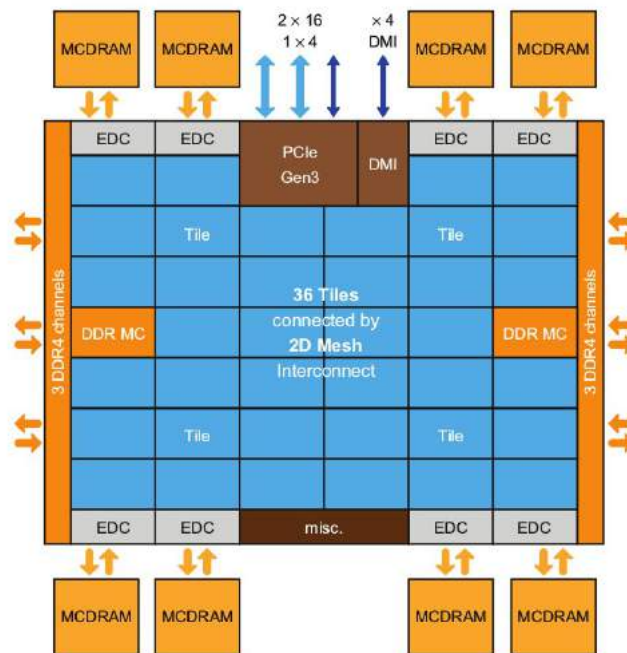


Figura 31: Esquema da arquitetura do processador Knights Landing™, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)

Os tiles são conectados entre si em uma malha bidimensional com coerência de memória cache, conforme a figura 31, que permite realizar a conexão de forma mais compacta e com maior largura de banda e latência reduzida em relação às gerações anteriores (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016). Coerência de memória cache significa que todas as memórias L2 são visíveis por todas as cores. A coerência das memórias L2 é controlada por meio de protocolos MESIF ((M)odified (E)xclusive (S)hared (I)nvalid (F)orward). As linhas presentes nos níveis L1 e L2 são controladas por um endereçamento distribuído em que cada tile possui um pedaço dos tags em uma unidade de hardware denominada de CHA (cache/home agent) (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016).

Cada tile possui também quatro processadores vetoriais (VPU), sendo dois por core, e um CHA, que é o ponto onde as tiles se conectam entre si.

O processador ainda possui uma memória MCDRAM interna ao processador de 16 GB dividida em 8 blocos de 2GB que pode ser configurada para ser utilizada como



Figura 32: Detalhe de um tile do processador Knights LandingTM, (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016)

memória cache, memória RAM ou um híbrido dos dois. A memória MCDRAM não é mais rápida do que a memória principal (DDR) para um único acesso, mas têm uma largura de banda maior (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016).

Uma funcionalidade exclusiva do compilador Fortran IntelTM é a diretiva `fastmem` ou memória rápida. Ela indica ao compilador que durante a alocação os arrays indicados sejam colocados na MCDRAM.

4.5 OTIMIZAÇÕES

As otimizações feitas no código VAT se baseiam em cinco conceitos diretamente relacionados ao hardware descrito na seção 4.4: o uso de variáveis globais para conter o vetor das variáveis conservativas U (Eq. (3.2)), o uso de prefetching em dois níveis, a linearização dos dados para prefetch, e o uso de alocação dinâmica ou estática com uso das diretivas `fastmem` explicadas anteriormente.

4.5.1 Variáveis Globais

Em teoria as variáveis vetoriais passadas para as subrotinas em fortran são passadas por referência (CHAPMAN, 2007), o que significa que não são criadas cópias desses vetores para serem utilizadas na subrotina. As operações da subrotina deveriam ser realizadas nos vetores originais. Porém, na prática, constatou-se que estavam sendo criadas cópias do vetor das variáveis conservativas (Eq. (3.2)) no chamado às subrotinas. Provavelmente tratam-se de "otimizações" realizadas pelo compilador sobre as quais não se tem controle.

Para evitar a cópia desnecessária de dados, diminuindo a quantidade de memória necessária para a execução do programa e para ter controle sobre a posição em memória desses vetores com o uso das diretivas `fastmem`, os vetores das variáveis conservativas (Eq. (3.2)), dos pontos de malha, das fronteiras e das sondas foram declaradas como globais em um módulo separado.

Do ponto de vista do desenvolvimento de software, essa prática não é recomendada. Porém, tendo em vista os ganhos em memória e desempenho em uma aplicação de computação de alto desempenho se torna aceitável.

4.5.2 Tiles e Blocos

Para que as unidades aritméticas sejam alimentadas da forma mais eficiente possível para minimizar a latência devido ao "cache miss" (seção 4.3), o domínio é subdividido em blocos do tamanho da memória cache e explicitamente copiados do vetor principal com o tamanho do domínio para um vetor local da subrotina do tamanho do bloco. Isso força explicitamente o compilador a trazer os dados que vão ser utilizados e trazê-los para a cache. Essa técnica é chamada de prefetch, pois o programador explicita os dados que serão utilizados e devem ser trazidos para a memória rápida antes de sua utilização (JEFFERS; REINDERS; SODANI, 2016).

A implementação dos blocos já existia nas versões anteriores do VAT, porém, o processador Knights LandingTM possui uma arquitetura mais complexa. Dados podem ser trazidos da memória principal para a MCDRAM e da MCDRAM para a memória cache. Assim, são utilizados dois níveis de prefetch. O domínio é subdividido em blocos do tamanho da MCDRAM e cada bloco é subdividido em tiles do tamanho da memória cache.

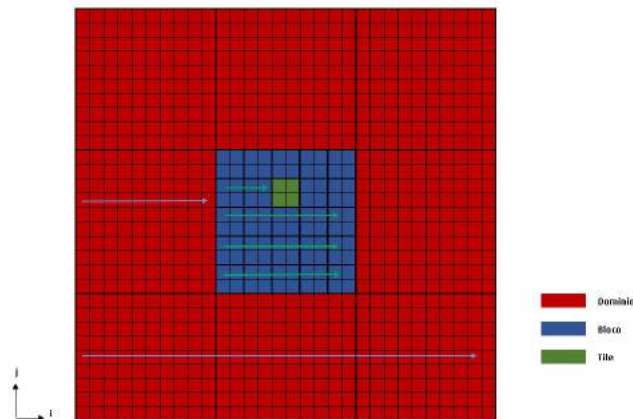


Figura 33: Esquema das subdivisões em blocos e tiles

A figura 33 ilustra as subdivisões do domínio. Como o método é centrado no espaço e explícito no tempo, resolve-se o domínio todo tile por tile, bloco por bloco como indicado pelas setas da figura 33, garantindo uma alimentação eficiente das unidades aritméticas do processador.

Experimentou-se também dividir o prefetch em três níveis: blocos, partes e tiles, representando a memória MCDRAM, cache L2 e cache L1 respectivamente. Porém, essa subdivisão em três níveis apresentou desempenho insatisfatório comparado à divisão em dois níveis e foi abandonada.

4.5.3 Linearização

No caso da versão 2D do VAT, os vetores de dados como por exemplo o que contêm as variáveis conservativas (Eq. (3.2)) são bidimensionais, porém, a memória de um computador é unidimensional. Um array bidimensional em uma linguagem de alto nível é interpretado pelo computador como uma sequência de dados, onde os dados de cada linha da matriz são colocadas em sequência.

A linearização consiste em realizar manualmente essa transformação no prefetch. Os arrays locais da subrotina são unidimensionais e recebem linha a linha os dados dos arrays globais no momento do prefetch. A lógica de linearização está ilustrada na figura 34.

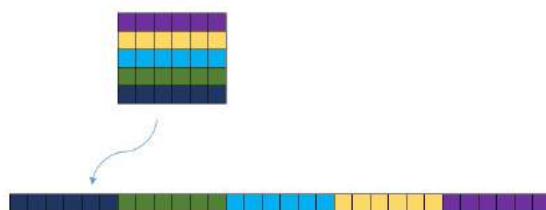


Figura 34: Esquema da linearização implementada no prefetch

O código foi implementado fazendo a linearização no download dos blocos, das tiles e das partes quando esse nível foi testado. A configuração que rendeu o melhor desempenho foi a linearização apenas para os tiles alocados na memória cache.

4.5.4 Vetores Superfície e Volume

Como o código VAT é limitado mais severamente em sua performance pela largura de banda do que pelos cálculos em si, decidiu-se suprimir os arrays que continham o valor das áreas superficiais e volumes para cada volume de controle e estes são recalculados a cada iteração quando são necessários (nas equações (3.12), (3.14) e (3.15)).

Apesar de essa otimização parecer intuitivamente equivocada, ela se explica por dois motivos. Primeiramente, pelo fato da malha ser cartesiana e regular o cálculo do volume e da área superficial é muito simples. Segundo, buscar essa informação na memória é cerca de 100 ciclos de relógio a mais do que simplesmente calcular o valor novamente.

4.5.5 Alocação Estática vs. Dinâmica

A alocação estática significa que o tamanho dos arrays já são declarados no código e fixos após a compilação, enquanto que na alocação dinâmica o espaço em memória é

alocado durante a execução. A forma tradicional de se declarar os vetores em CFD é utilizando alocação dinâmica, visto que o usuário deve alterar estes valores. Porém, como o VAT é desenvolvido inteiramente no CAA-Lab, pode-se simplesmente alterar os valores no código e recompilar o programa.

Em tese a alocação estática fornece ganhos em desempenho pois como o compilador já sabe o tamanho dos arrays no momento da compilação, ele pode otimizar mais agressivamente. Porém, especificamente para o Knights LandingTM, a diretiva `fastmem` (seção 4.4) só aceita alocação dinâmica. As duas formas de alocação foram testadas durante a otimização.

4.5.6 Outras Otimizações

Fora as otimizações acima, foram feitas pequenas melhorias onde possível. Reduziu-se a quantidade de cálculos realizados na subrotina `euler solve`, paralelizou-se as subrotinas de atualização da fronteira do domínio, da fronteira imersa, de indexação e movimento das fronteiras imersas. Também foram feitas modificações de forma a padronizar os códigos do laboratório, adotando certos padrões da versão 3D como por exemplo um arquivo de input das sondas separado do input de dados e uma verificação do tamanho dos blocos e tiles relativos ao tamanho das memórias disponíveis antes da execução.

4.6 VERSÕES DO CÓDIGO

As otimizações descritas na seção 4.5 foram implementadas e testadas paulatinamente. Para melhor compreensão do processo e das métricas de desempenho adiante (seção 4.7), esta seção explicita as versões do código desenvolvidas ao longo deste trabalho e quais das otimizações e idéias acima foram implementadas em cada uma.

4.6.1 Versão 1D - ShockTube

Foi implementada uma versão unidimensional da metodologia exposta no capítulo 3, ou seja, a equação (3.1) se torna:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} = \mathbf{0} \quad (4.1)$$

Onde os vetores em (3.2) e (3.3) têm apenas 3 termos (continuidade, momento em x e energia).

4.6.2 Versões 112 e 113 (2D) - Condição de Escorregamento Parcial

A versão denominada 112 era a versão bidimensional OpenMP/MPI do VAT mais recente antes da execução deste trabalho.

A condição de escorregamento parcial foi implementada por (CAMARGO; AMARAL, 2016) na versão CUDA/Fortran do código VAT. Com o objetivo de realizar uma campanha de simulações no cluster novo do laboratório com arquitetura IntelTM para levantar o envelope de buffet de um aerofólio, essa condição foi implementada na versão OpenMP/MPI do VAT tirando vantagem das diretivas “parallel do” para executar a imposição dessa condição de fronteira em paralelo em um time de threads concorrentes.

4.6.3 Versões 145, 147, 148 e 149 (2D) - Otimizações para o Hardware

A versão 145, partindo da versão 113, implementa os quatro conceitos chaves desenvolvidos na seção anterior: os arrays globais, a linearização, o prefetch em duas etapas e o cálculo dos volumes e superfícies. Esses três conceitos foram implementados em etapas (versões 142-1, 142-2, 142-3 e 142-4 respectivamente). A linearização é feita à nível do bloco e os arrays do domínio, do bloco e do tile são alocados dinamicamente no programa principal.

A versão 147 muda os arrays dos tiles para alocação estática na subrotina, a linearização é feita à nível dos tiles apenas e os arrays dos blocos são colocados na MCDRAM por meio da diretiva fastmem.

A versão 148 retira a alocação de memória do programa principal para subrotinas específicas dentro do módulo onde elas são declaradas.

Finalmente, na versão 149, testou-se o conceito do prefetch em três etapas, porém, o desempenho foi inferior à versão 148 e o conceito foi abandonado.

4.6.4 Versões 148sf e 148df (2D) - Final

A partir da versão 148 que obteve o melhor desempenho, criou-se a versão 148sf (Static Fast) em que os arrays globais são declarados estaticamente e os arrays do bloco são alocados na MCDRAM.

Finalmente, percebendo que o problema 2D inteiro poderia caber na MCDRAM, criou-se a versão 148df (Dynamic Fast) em que o bloco e o domínio são alocações dinâmicas em subrotinas próprias com a opção de utilizar a diretiva fastmem para o problema todo ou para o bloco apenas. O tile permanece declarado estaticamente na subrotina para ser alocado na memória cache. Esta foi a versão mais eficiente e é a versão final que será utilizada nas simulações 2D no CAA-Lab.

4.6.5 Map Lighthill - Mapeamento Numérico do Tensor de Lighthill

Partindo das equações do momento e da continuidade (Eqs. (2.1) e (2.2)), aplicando a derivada temporal na equação da continuidade, o divergente na equação do momento e combinando as duas, obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 P}{\partial x_i^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (\rho u_i u_j). \quad (4.2)$$

Para um observador distante e subtraindo ambos os lados da equação por $a_0^2 \nabla^2 \rho'$, obtém-se:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (4.3)$$

onde T_{ij} é o tensor de Lighthill, que na forma invíscida é dado por:

$$T_{ij} = (P' - a_0^2 \rho') \delta_{ij} + \rho u_i u_j, \quad (4.4)$$

onde a_0 representa a velocidade do som adimensional não perturbada que é calculada como a_{inf} adimensionalizado pela velocidade de referência, conforme a equação (2.7).

Cada termo da equação (4.4) representa uma fonte de ruído em um escoamento. O primeiro termo é o desvio homoentrópico e o segundo é o transporte advectivo da quantidade de movimento.

Os dois termos à esquerda da equação (4.3) constituem a equação da onda.

Baseado nesse conceito, implementou-se uma subrotina para mapear o tensor de Lighthill na solução numérica já existente. O objetivo é verificar como e onde o escoamento diverge das hipóteses de escoamento homoentrópico comumente aplicadas em teoria aeroacústica (RIENSTRA; HIRSCHBERG, 2016).

As flutuações de pressão e massa específica são calculadas com base no valor médio ao longo da execução que é calculado na subrotina 'u-m-prim' somando de forma ponderada cada valor ao longo do tempo e no valor instantâneo, tal que:

$$P' = P - P_m. \quad (4.5)$$

O código da subrotina 'lighthill map' resultante encontra-se nos anexos.

4.7 DESEMPENHO DO CÓDIGO

Para se avaliar o desempenho da nova versão otimizada, comparou-se o tempo por iteração de um dos casos deste trabalho, rodando a versão 148df, com um problema 2D de aproximadamente 36.7 milhões de volumes com um caso de outro trabalho sendo executado na versão 112 original com um problema 2D de aproximadamente 33 milhões de volumes de controle.

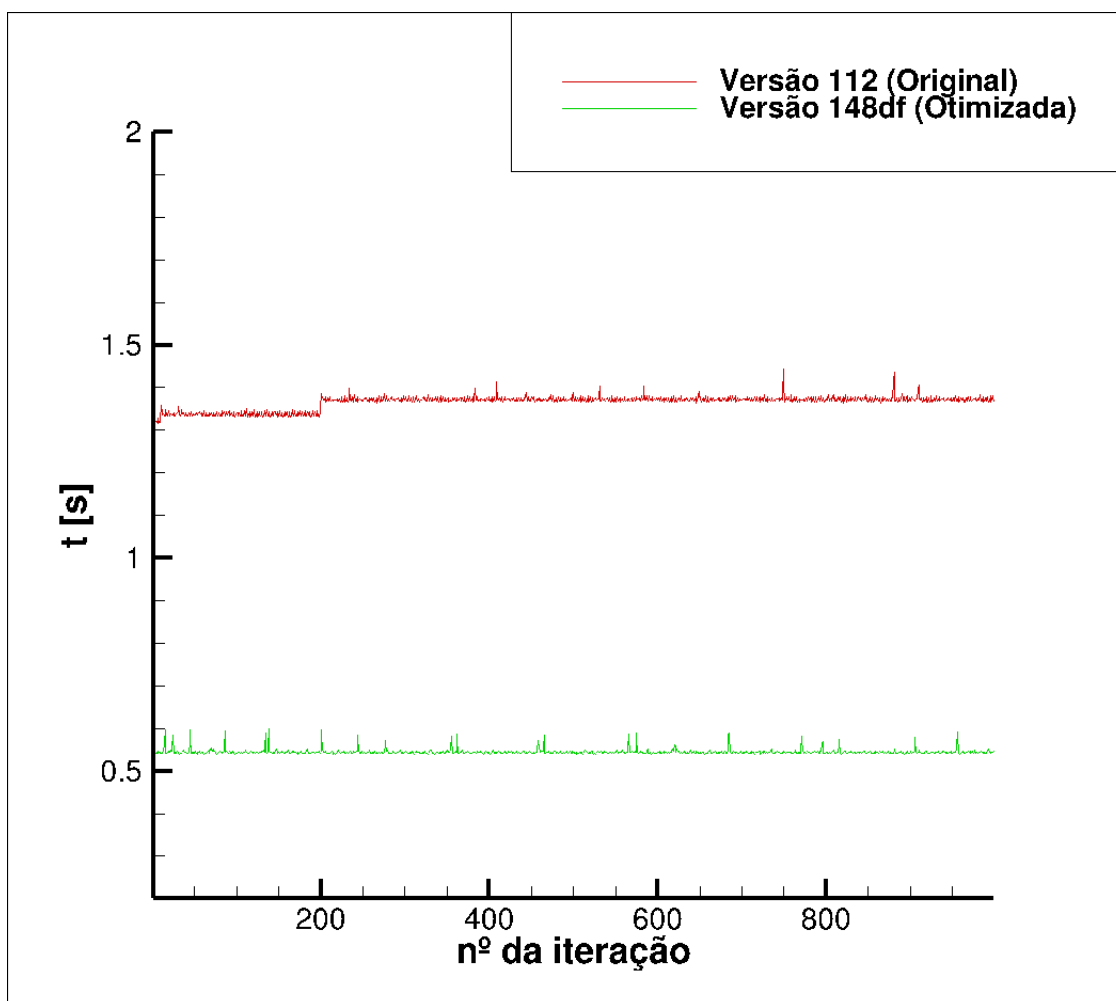


Figura 35: Desempenho das versões do código no processador Knights Landing™

Dos dados obtidos, conclui-se que para a arquitetura do cluster, a versão otimizada apresenta desempenho cerca de 70% superior à versão original.

5 ESTUDO PRELIMINAR

Este capítulo apresenta um estudo preliminar separado. Simulou-se o caso do tubo de choque, que é um problema clássico de escoamentos compressíveis. O objetivo era junto com o desenvolvimento da versão unidimensional (seção 4.6.1) averiguar a compreensão de escoamentos compressíveis e CFD, necessários à elaboração do projeto e fazer um estudo qualitativo sobre resolução de malha e tamanho do domínio.

5.1 TUBO DE CHOQUE

A diferença de pressão inicial foi $\frac{P_4}{P_1} = 45$, que é suficiente para a formação de uma onda de choque normal forte com um escoamento induzido supersônico. Em outras palavras, uma razão de pressão inicial através do diafragma de 45 (um resumo rápido da teoria analítica para um tubo de choque se encontra no apêndice A). Impôs-se essa pressão inicial diferente nas duas metades do domínio onde o instante $t = 0$ representa a abertura do diafragma. Simulou-se o caso em que o gás na seção de alta e baixa pressão é o mesmo (ar) com temperatura uniforme. Para avaliar a sensibilidade à malha do problema, esse caso foi resolvido para uma resolução de 400, 1500, 3000 e 5000 volumes no tubo.

Comparando os resultados nas figuras 36 e 37 com a figura 38 retirada de (LIEPMANN; ROSHKO, 2001), percebe-se que 400 volumes é uma resolução insuficiente, com pouca definição na onda de choque e os patamares esperados não se formam corretamente. Já para a resolução com 5000 volumes, o resultado é praticamente idêntico ao caso com 3000 volumes. Pode-se dizer então que houve convergência de malha. Para a distribuição de pressão os resultados estão bons. Porém, para a temperatura, o patamar inferior ainda não está bem definido. Como isso provavelmente resulta de uma falta de tempo de simulação para ele se desenvolver, fez-se uma simulação com resolução de 3000 volumes, mas dobrando o domínio computacional, totalizando 6000 volumes.

Percebe-se que de fato, com mais tempo de simulação o patamar começa a se desenvolver corretamente.

Nas figuras de 41 a 43, compara-se os valores obtidos na simulação com os valores teóricos esperados utilizando as equações (A.1) a (A.5).

Finalmente, com os valores de pressão e temperatura obtidos, plota-se a variação

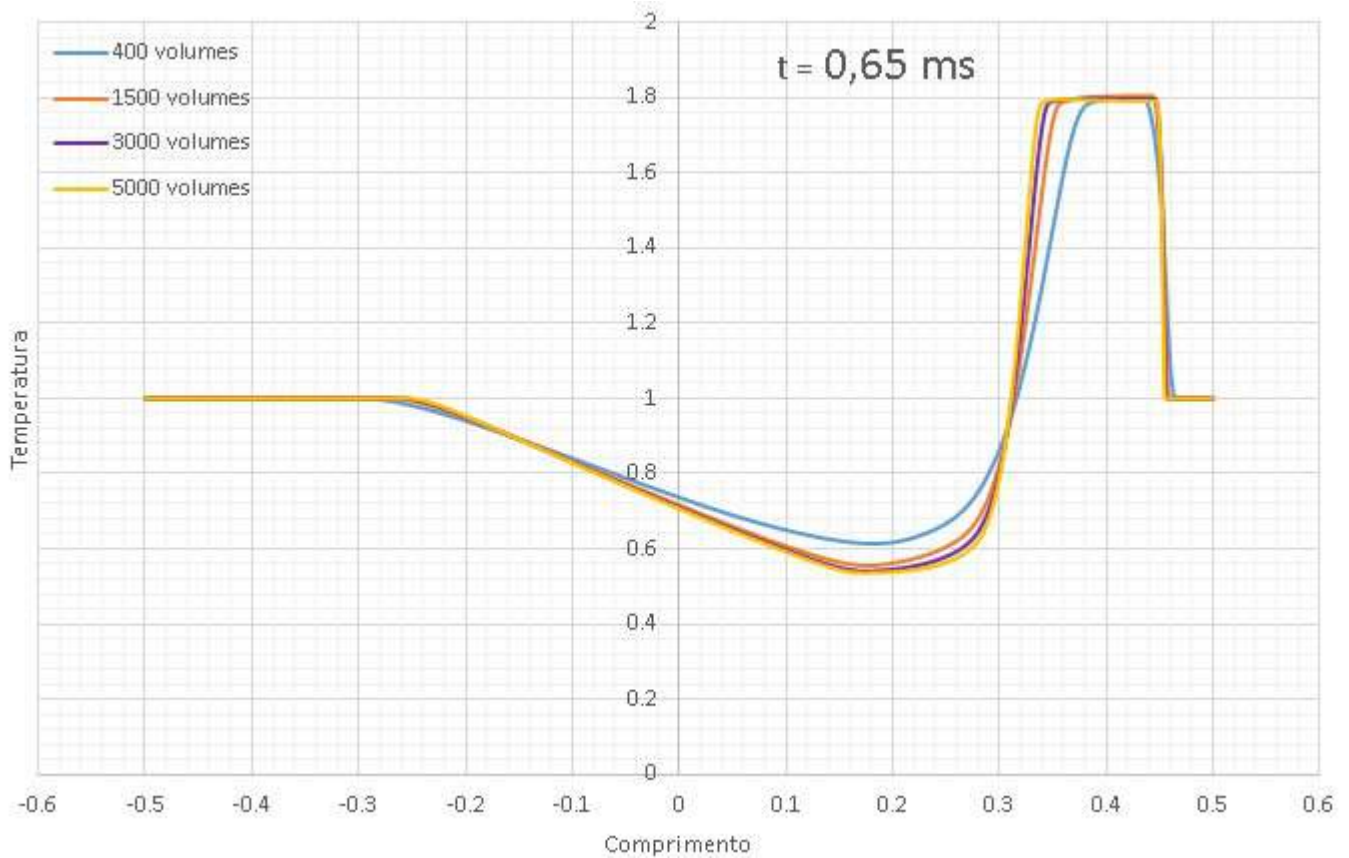


Figura 36: Distribuição de Temperatura no Tubo, adimensionalizado com base na temperatura uniforme inicial

de entropia em cada ponto do escoamento dado por:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}, \quad (5.1)$$

onde as temperaturas e pressões em 1 são a temperatura e pressão iniciais naquele ponto.

Onde a entropia é adimensionalizada como:

$$s = \frac{s^*}{c_p}. \quad (5.2)$$

Percebe-se claramente que a onda de expansão é de fato isentrópica, observando que a entropia não varia à esquerda do diafragma. Para a passagem da onda de choque, há um aumento da entropia atrás da onda, como seria de se esperar, visto que se trata de um fenômeno irreversível. A parte negativa do gráfico corresponde à movimentação da superfície de contato que se desloca com a velocidade induzida após a passagem do choque. Em outras palavras, a diferença de pressão induzida pela passagem da onda de choque realiza um trabalho sobre o fluido, fazendo com que se tenha uma diminuição líquida da entropia ao final do processo.

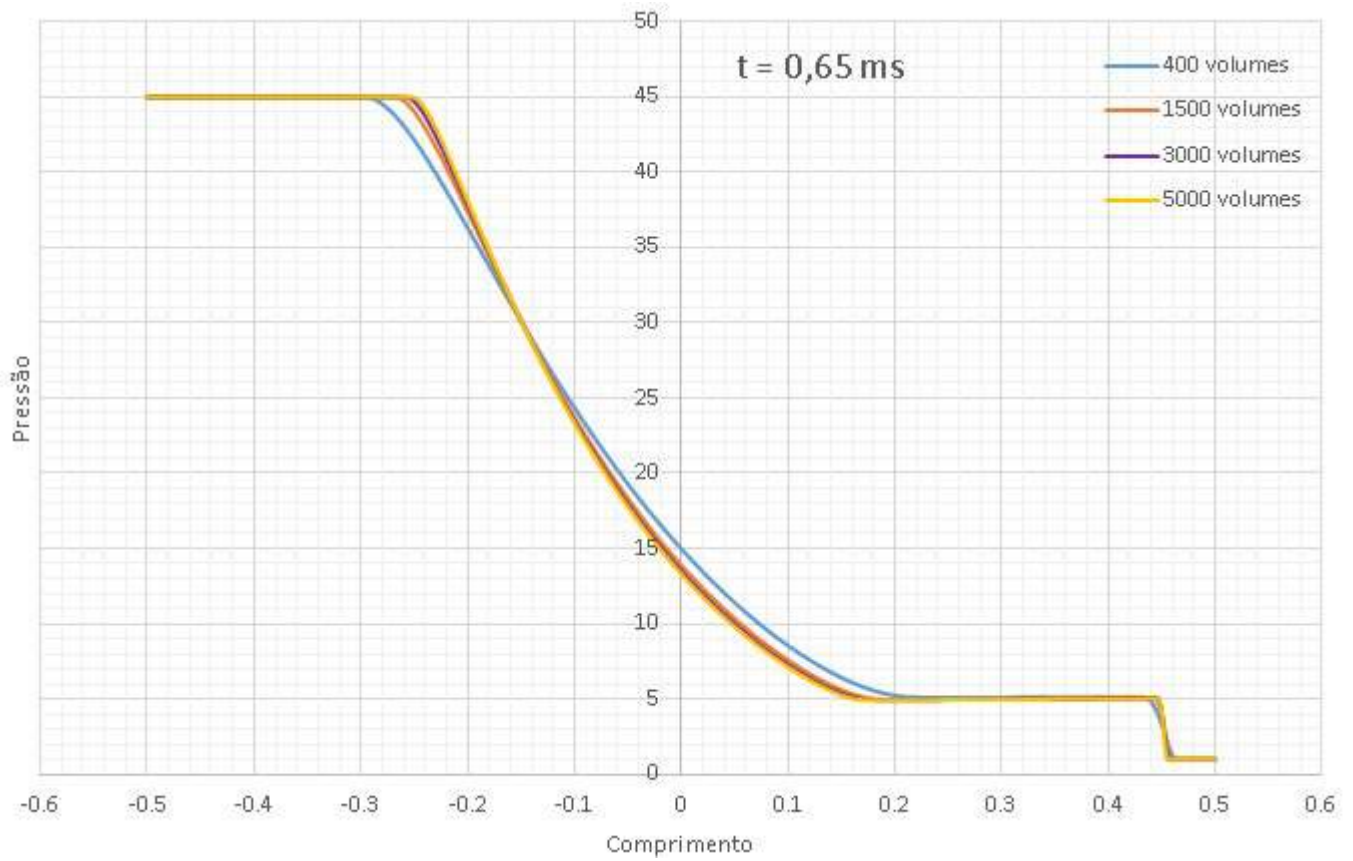


Figura 37: Distribuição de Pressão no Tubo

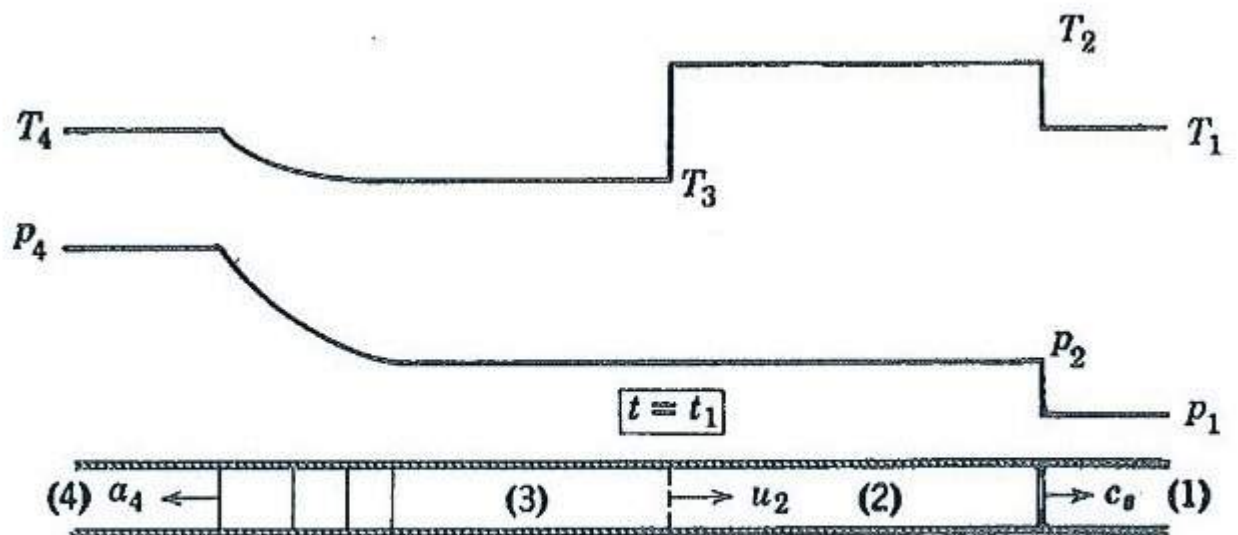


Figura 38: Forma Esperada das Distribuições de Pressão e Temperatura, adaptado de (LIEPMANN; ROSHKO, 2001)

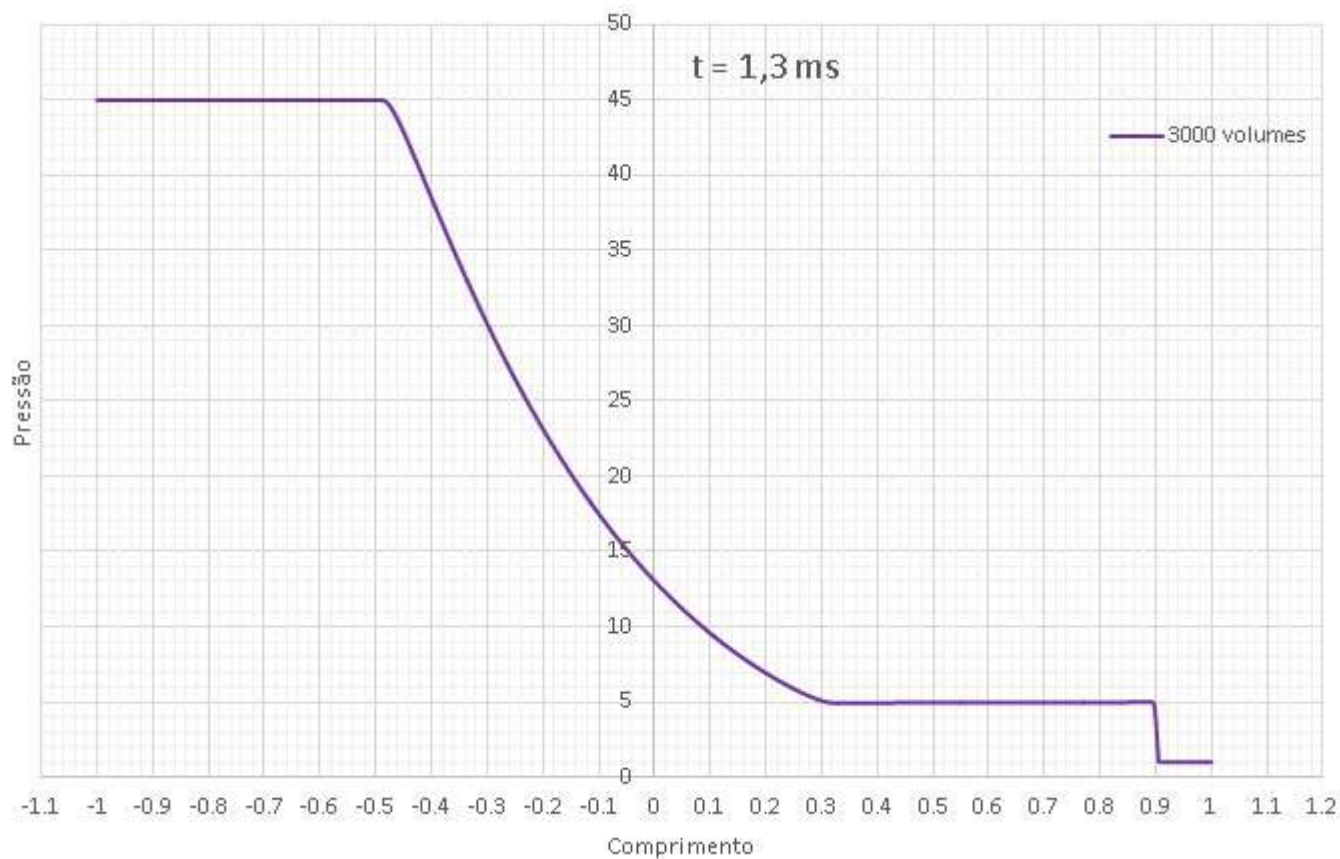


Figura 39: Distribuição de Pressão ao longo do tubo para um tempo maior em um domínio maior

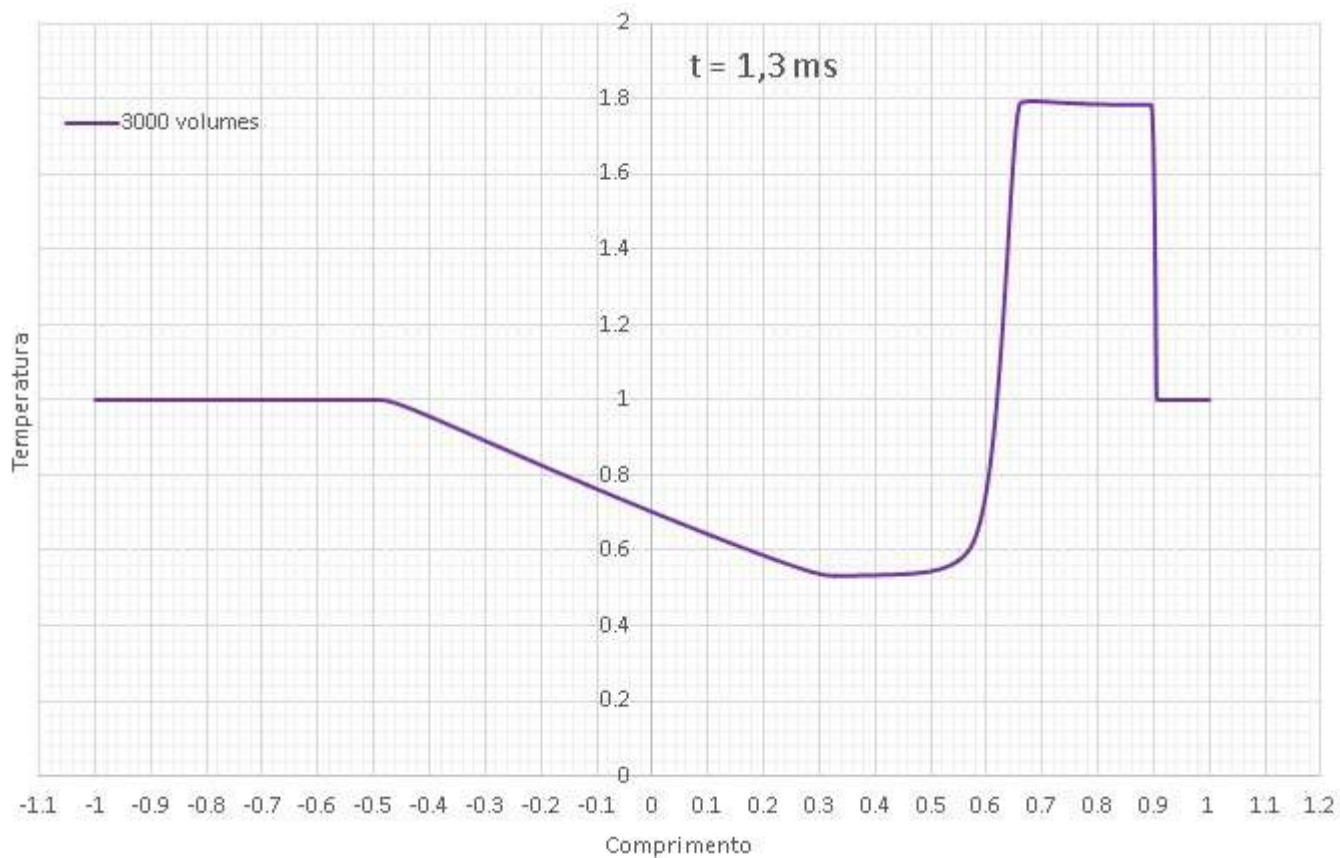


Figura 40: Distribuição de temperatura com domínio maior

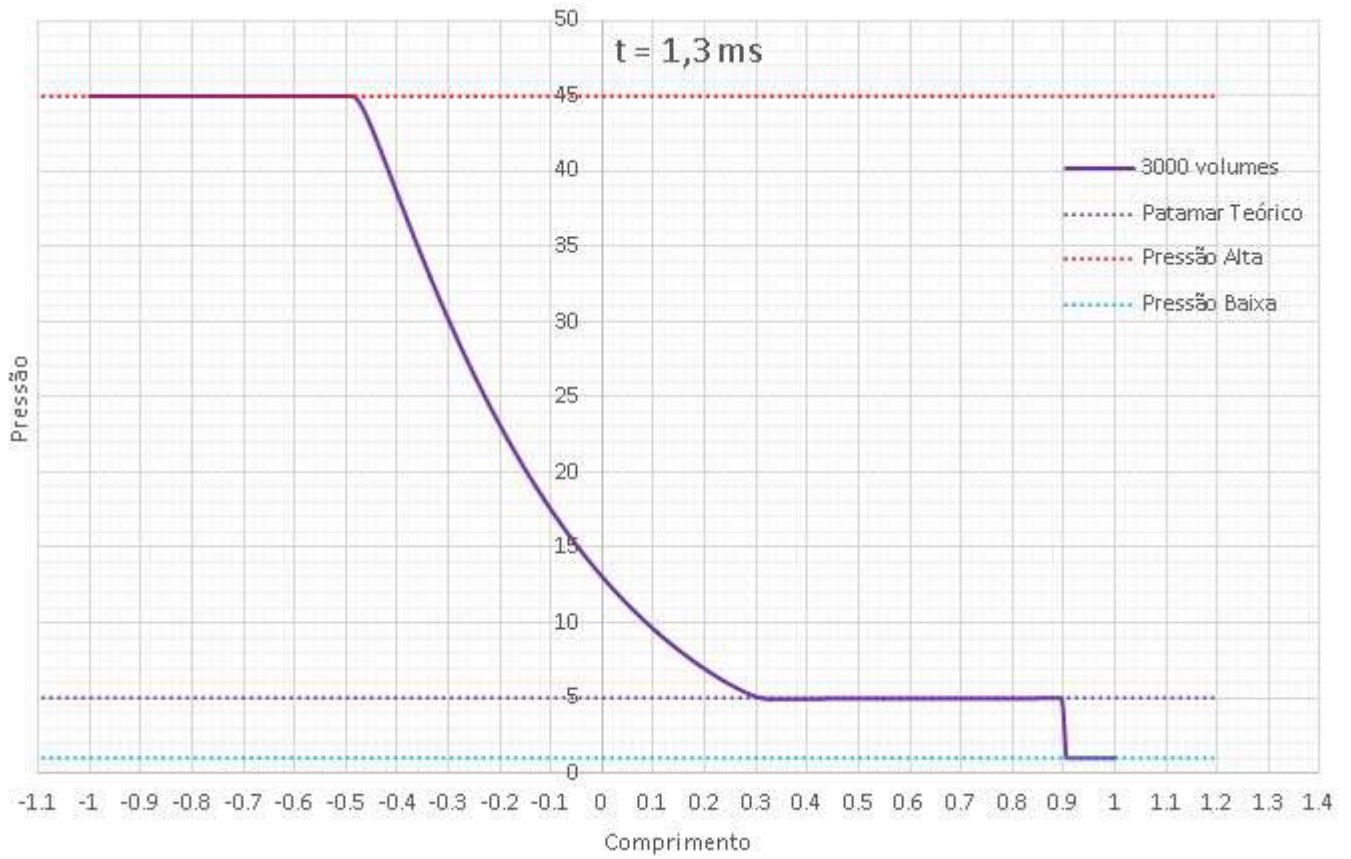


Figura 41: Distribuição de Pressão Numérica comparada com os Valores Teóricos

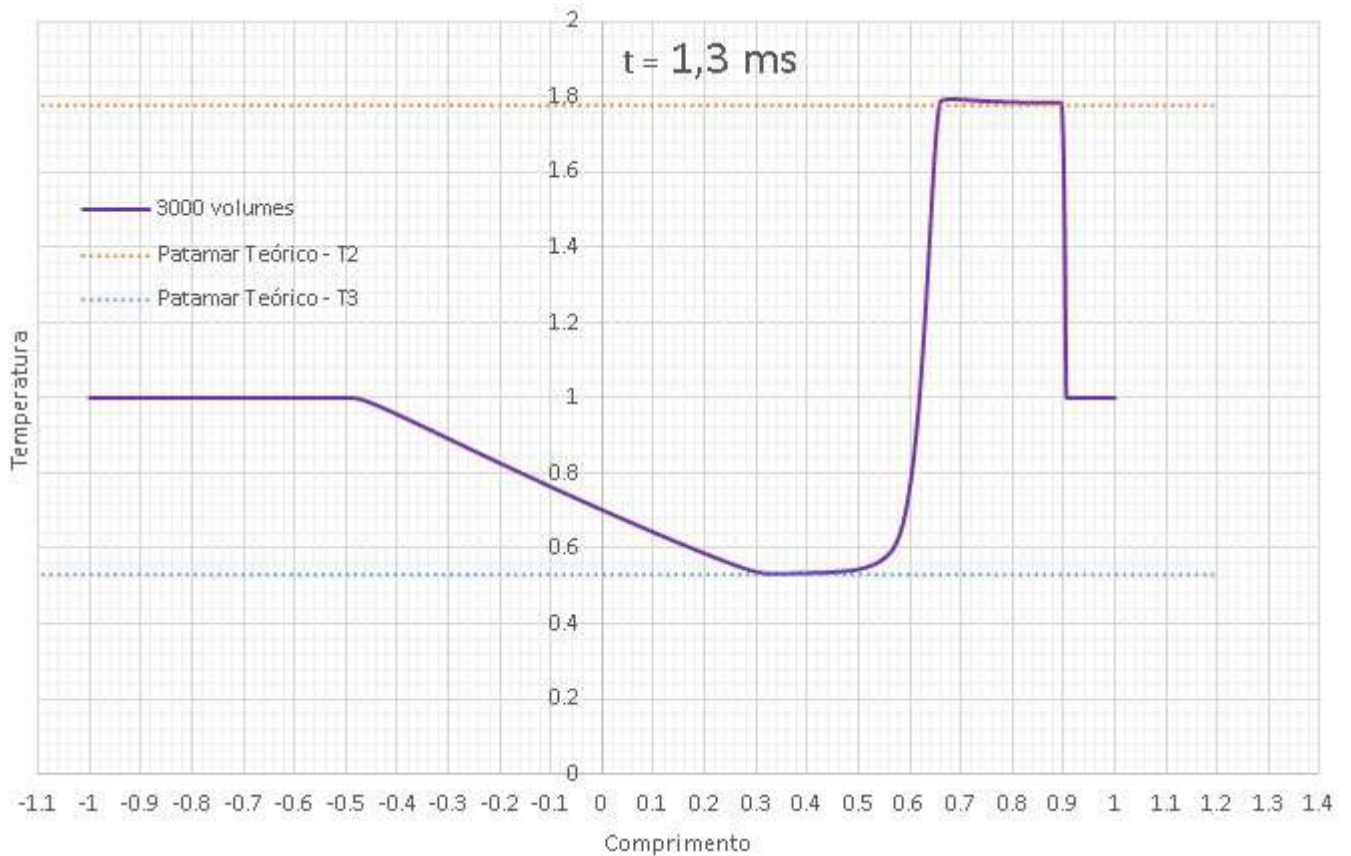


Figura 42: Distribuição de Temperatura Numérica comparada com os Valores Teóricos

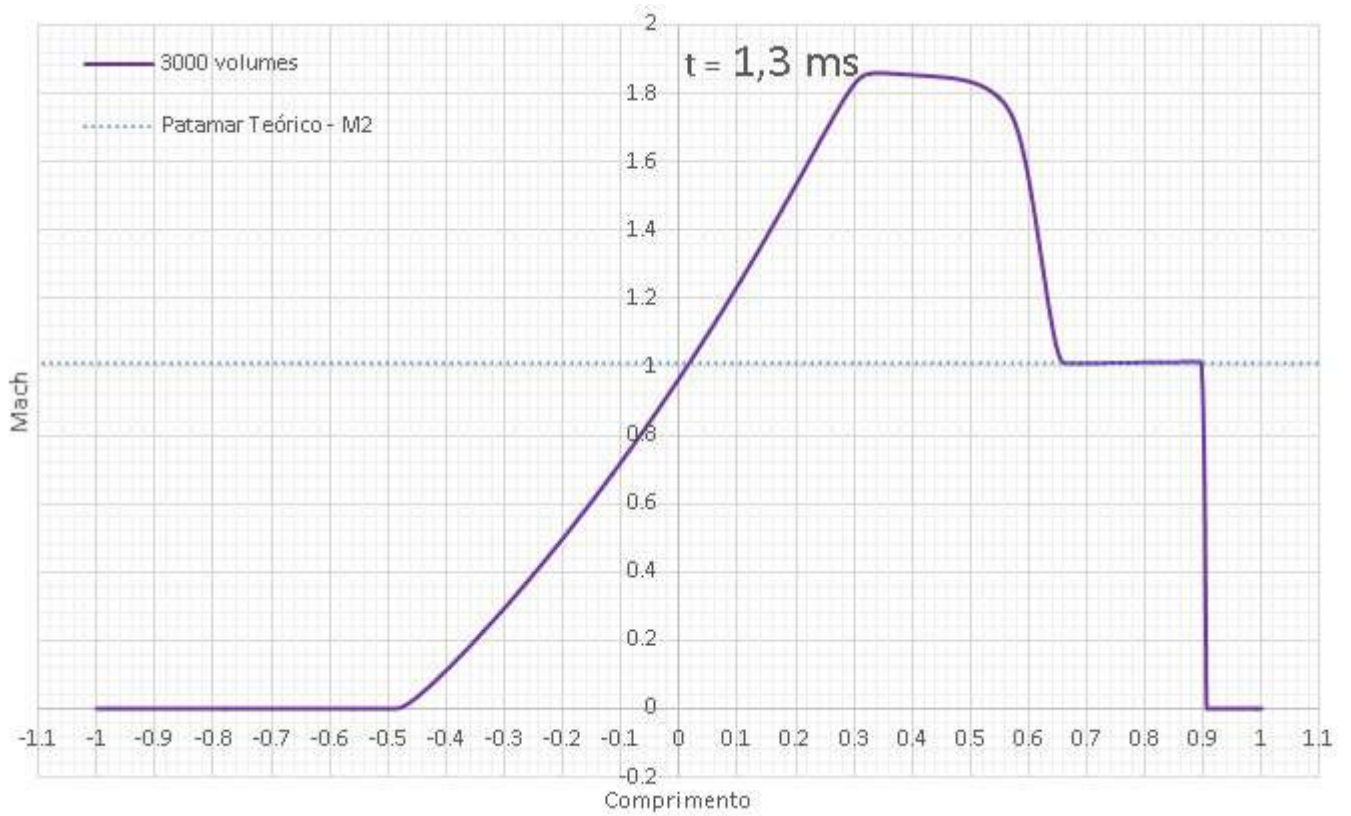


Figura 43: Distribuição de Número de Mach Numérica comparada com o Valor Teórico

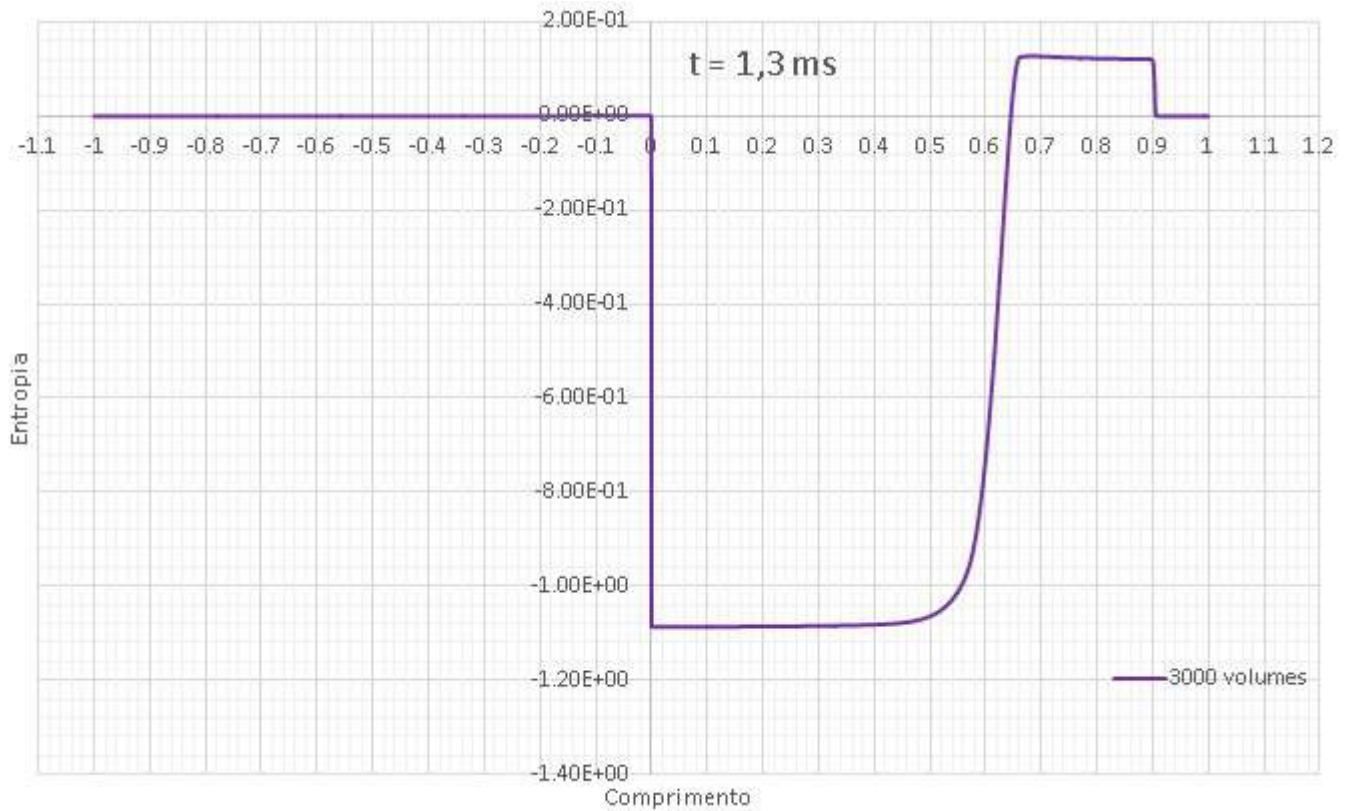


Figura 44: Distribuição de Entropia ao longo do Tubo

6 RESULTADOS

6.1 AEROFÓLIO OAT15A

Foi simulado inicialmente o aerofólio supercrítico OAT15A, desenvolvido pela Onera. A escolha dessa geometria se deu pelo fato deste ser um caso representativo do tipo de aerofólio utilizado pela indústria em aplicações transônicas e possuir resultados experimentais (JACQUIN et al., 2005) para uma faixa de ângulos de ataque que indicam com precisão o começo do fenômeno de buffet.

Além disso, existem resultados numéricos disponíveis (HUANG; XIAO, 2012) utilizando outras metodologias para comparação.

A geometria do aerofólio com a posição das sondas estáticas está indicada na figura 45.

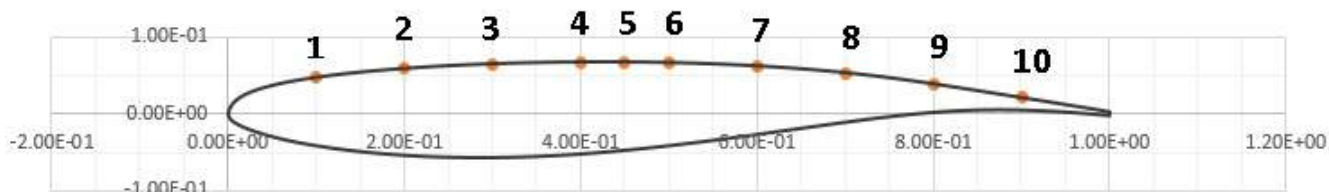


Figura 45: Geometria do Aerofólio OAT15A

6.2 SEM CONDIÇÃO DE ESCORREGAMENTO

O caso simulado foi feito inicialmente sem condição de escorregamento parcial, com ângulo de ataque de 15 graus e número de Mach 0,73. A resolução foi de 1000 volumes na corda do aerofólio com um domínio quadrado de $3c$. A região de dissipação possuía 548 volumes com fator de esticamento de 1,05, ou seja, uma malha de 4096 por 4096, totalizando mais de 16 milhões de volumes.

Verificando o valor a pressão adimensional na sonda de número 5, que se encontra na superfície do extradorso do aerofólio em 45% da corda, pode-se concluir (figura 46)

que a simulação converge para um regime permanente por volta de 120 mil iterações. A sonda de número 5 é observada pois ela se encontra logo à montante da posição esperada para a onda de choque (JACQUIN et al., 2005).

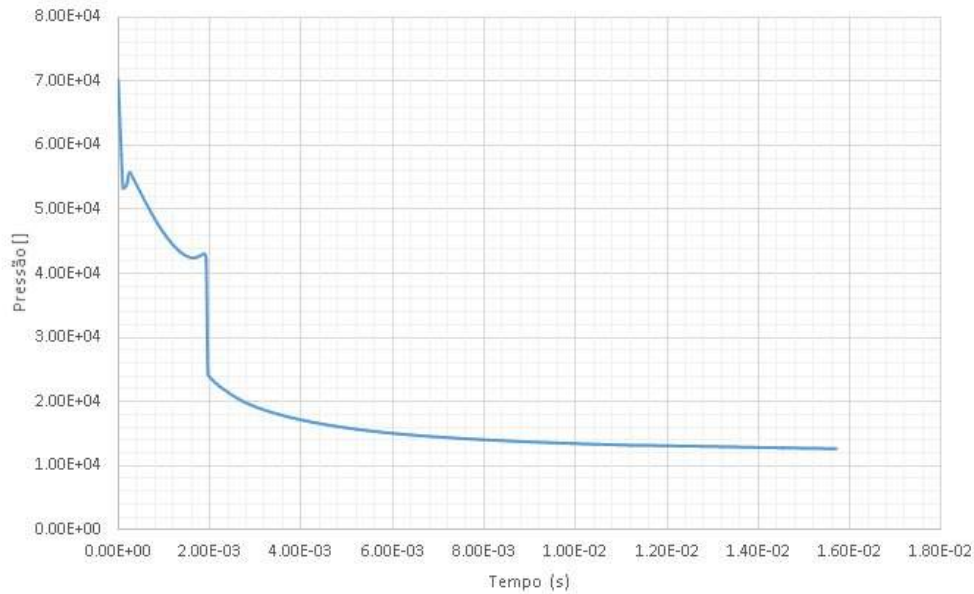


Figura 46: Pressão na Sonda 5 ao longo do Tempo

Para visualizar o escoamento ao redor do aerofólio, utiliza-se a variável de visualização $\beta_T = |\nabla T|^{1/10}$. Utiliza-se essa variável, devidamente calibrada, pois a experiência no CAA-Lab tem mostrado que a temperatura possui os maiores gradientes, apesar de possuir as menores flutuações. Essa variável permite visualizar simultaneamente os efeitos aerodinâmicos e aeroacústicos.

A aceleração do repouso até a velocidade desejada foi feita em 1000 iterações. Na figura 47, o aerofólio ainda está sofrendo os efeitos transientes dessa aceleração brusca.

Aproximadamente em 75'000 iterações (figura 48), nota-se a formação dos vórtices na esteira e de separação no bordo de fuga do aerofólio.

Em 100'000 iterações (figura 49), já nota-se que a esteira está emitindo vórtices em uma frequência característica e a separação está mais evidente. A onda de choque continua se deslocando à montante.

Para 155'000 iterações, já se atingiu um regime estável. A onda de choque se estabiliza em aproximadamente 54% da corda.

Não se observa nenhuma oscilação da onda de choque após esse período. Nos resultados experimentais em (JACQUIN et al., 2005), para esse número de Mach, o início do buffet se dá por volta de 3,2 graus de ângulo de ataque, já tendo atingido um estado de oscilação periódico em 3,5. Pode ser que após um certo ângulo de ataque o escoamento volte a se estabilizar conforme relatado por (CROUCH, 2009) em suas simulações. Mais provavelmente, porém, as equações de Euler sem a modelagem da condição de escorregamento parcial não permitem que o fenômeno se desenvolva.

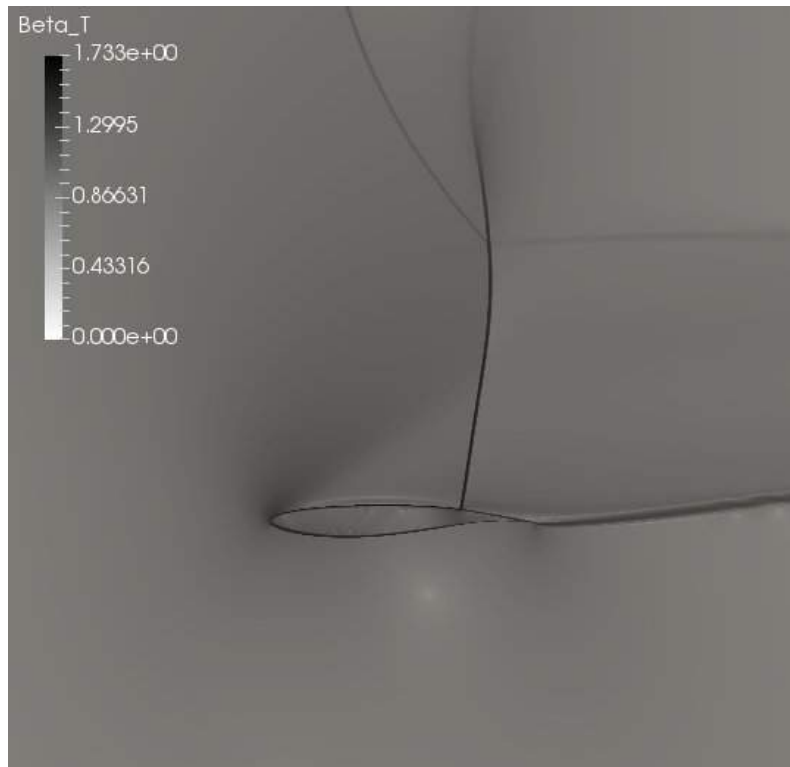


Figura 47: Visualização com 50'000 iterações

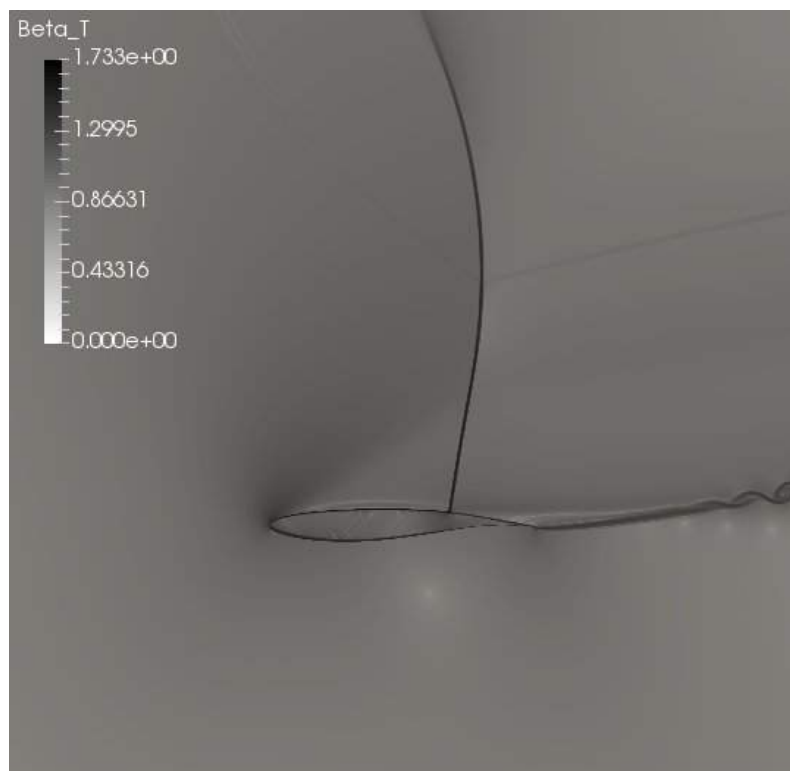


Figura 48: Visualização com 75'000 iterações

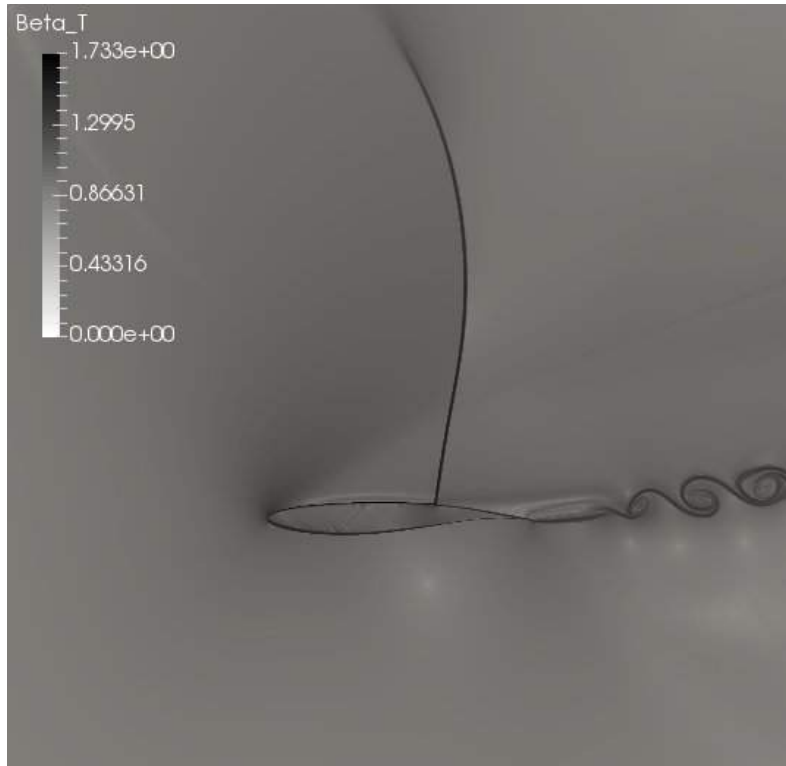


Figura 49: Visualização com 100'000 iterações

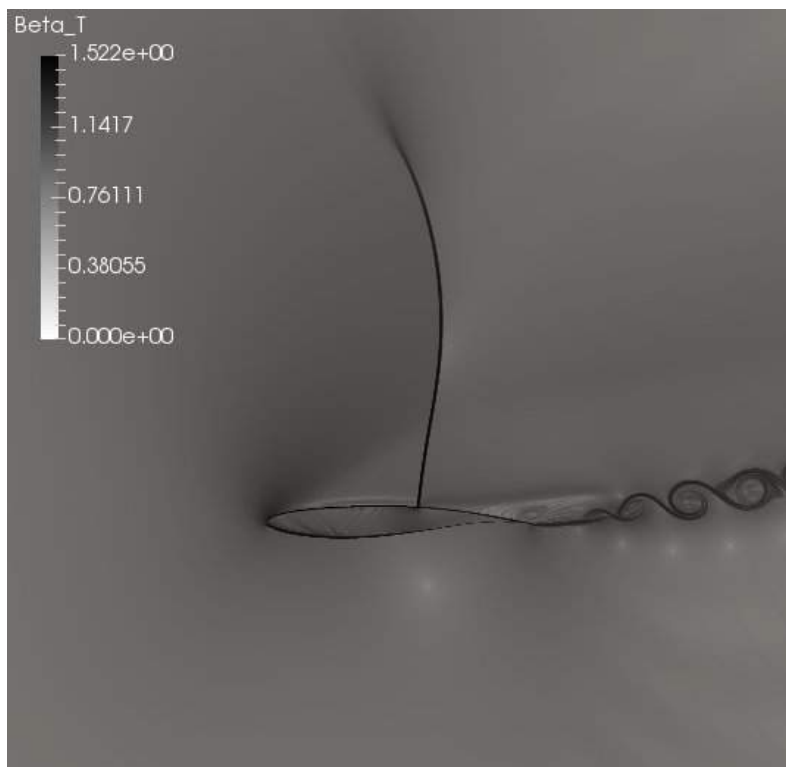


Figura 50: Visualização com 155'000 iterações

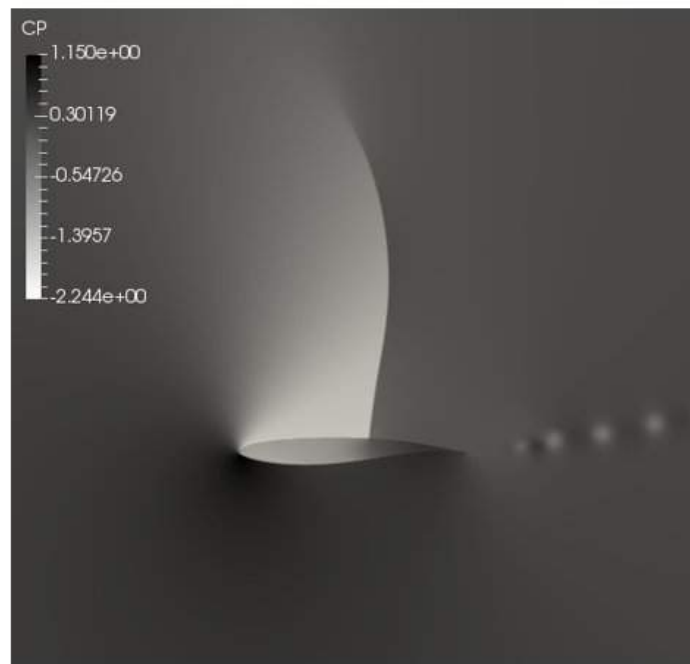
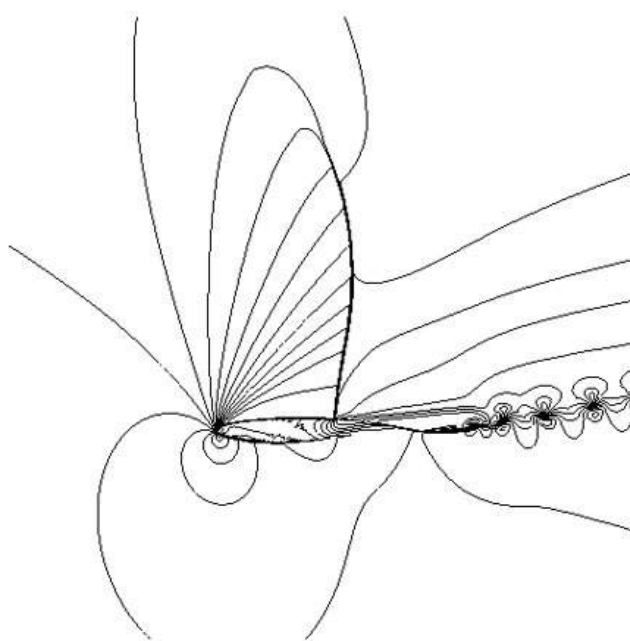


Figura 51: Contornos do Número de Mach (esquerda) e distribuição do Coeficiente de Pressão (direita) para 155'000 iterações

6.3 CAMPANHA DE SIMULAÇÃO

Com o objetivo de levantar o envelope de buffet transônico para o OAT15A, realizou-se uma campanha de simulações no cluster do laboratório. Utilizou-se a versão otimizada 148df desenvolvida no escopo deste trabalho (seção 4.6) com um nó do cluster por caso. Isso permitiu rodar entre 6 e 8 casos simultaneamente, dependendo da disponibilidade dos nós, que rodaram durante aproximadamente uma semana cada.

Foi utilizada a condição de escurecimento parcial de 0.97 calibrada em (CAMARGO; AMARAL, 2016), com um domínio de 6 comprimentos característicos na horizontal e 4 na vertical. Conforme estudo em (FILHO, 2013) e verificado qualitativamente em 5.1, uma resolução de 1000 volumes por comprimento característico (corda do aerofólio) já é suficiente. Para facilitar a partição da malha em blocos e tiles (seção 4.5.2), utilizou-se uma resolução de 1024 volumes por comprimento característico com 512 volumes de stretching em todas as direções, totalizando pouco mais de 36.7 milhões de volumes. O passo temporal foi de 10^{-7} s e foram feitas visualizações a cada 10'000 iterações, ou seja, a cada 1 ms na simulação.

Sabendo dos experimentos em (JACQUIN et al., 2005) que o fenômeno ocorre à um número de Mach de 0.73 para 3.5° de ângulo de ataque, foram simulados vários números de Mach de 0.74 a 0.90 variando de 0.02 e o ângulo de ataque de 0° a 3° variando de 1° com o objetivo de obter a curva do envelope de forma suficientemente precisa.

6.3.1 Alfa = 0°

Primeiramente, realizou-se uma passagem com ângulo de ataque de 0° variando o número de Mach de 0.76 a 0.90 para tentar encontrar o ponto onde o envelope cruza o eixo das abcissas no gráfico. Tendo este ponto e o ponto experimental (0.73;3.5) teria-se uma estimativa de onde procurar outros pontos no intervalo de 0° a 3° . Esta região também é de considerável dificuldade em se obter dados experimentais (CROUCH, 2009), como pode ser verificado nas figuras 14 e 9.

Plota-se na figura 52 a saída na sonda de número 10, a mais perto do bordo de fuga. Dessa figura, nota-se imediatamente duas coisas: a ocorrência de uma oscilação de baixa frequência para Mach 0.78 a 0.86 e uma oscilação de alta frequência para todos os casos. A oscilação de baixa frequência é característica do buffeting transônico e a oscilação de alta frequência é o ruído auto-induzido a partir do bordo de fuga.

Após uma determinada velocidade, o escoamento volta a se estabilizar e a oscilação de baixa frequência desaparece. Temos portanto, uma faixa de valores em que ocorre o fenômeno do buffet e não apenas uma fronteira à partir do qual ele ocorre até que se quebre a barreira do som. Isso está de acordo com a figura 9. Outra observação é o aumento da amplitude da alta frequência até que o fenômeno se estabilize novamente.

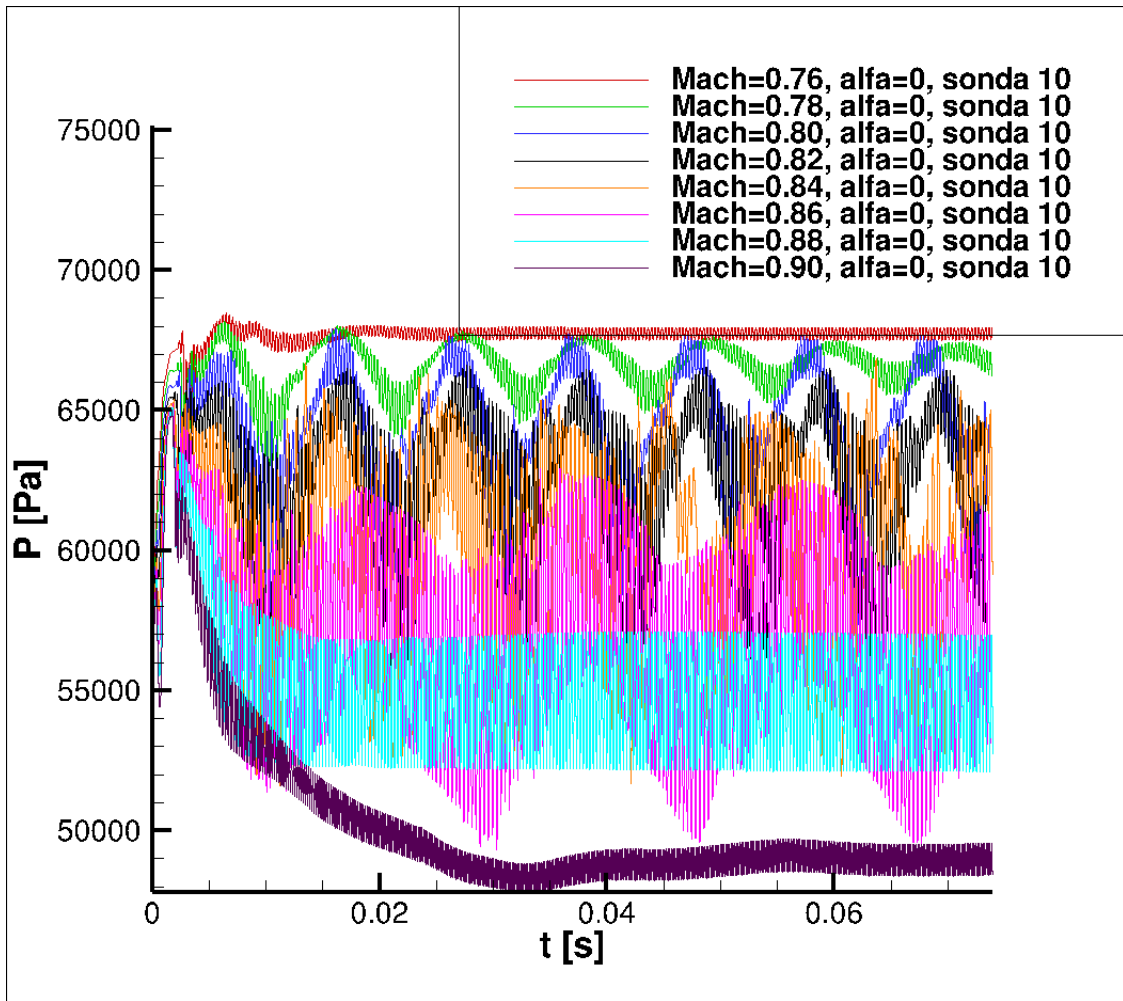


Figura 52: Saída da sonda 10 para todos os Machs à 0°

- $M = 0.76$

Para este caso (figura 53), não há oscilação de baixa frequência e a convergência é atingida após aproximadamente 25'000 iterações. Existe apenas uma onda de choque de pequena intensidade no intradorso do aerofólio que se estabiliza à aproximadamente 35% da corda. Vemos o ruído auto-induzido, a camada de deslizamento com separação no intradorso e no extradorso e a esteira regular.

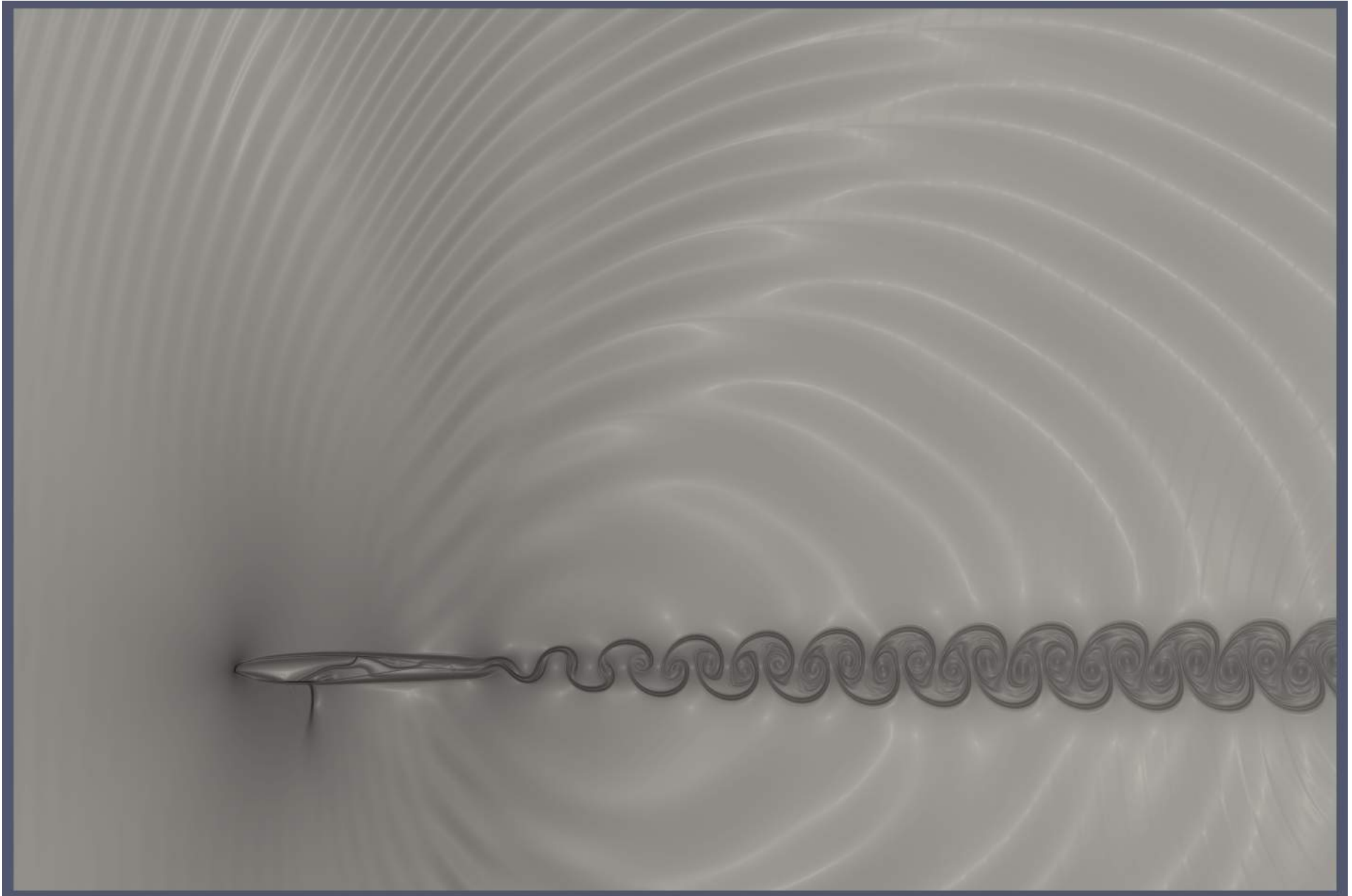


Figura 53: Visualização da iteração 560'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.78$

Neste caso vemos uma oscilação de baixa frequência começando a aparecer. A onda do intradorso se movimenta alternadamente com a onda que aparece no extradorso. A figura 54 mostra o momento em que a onda no extradorso está na posição mais à montante e a onda do intradorso está na posição mais à jusante. Já na figura 55, a onda do intradorso está mais à montante e a onda do extradorso desaparece por completo se movendo à jusante. A figura 54 representa o pico da oscilação de baixa frequência detectada pela sonda 10 (Figura 52) enquanto que a figura 55 corresponde ao vale.

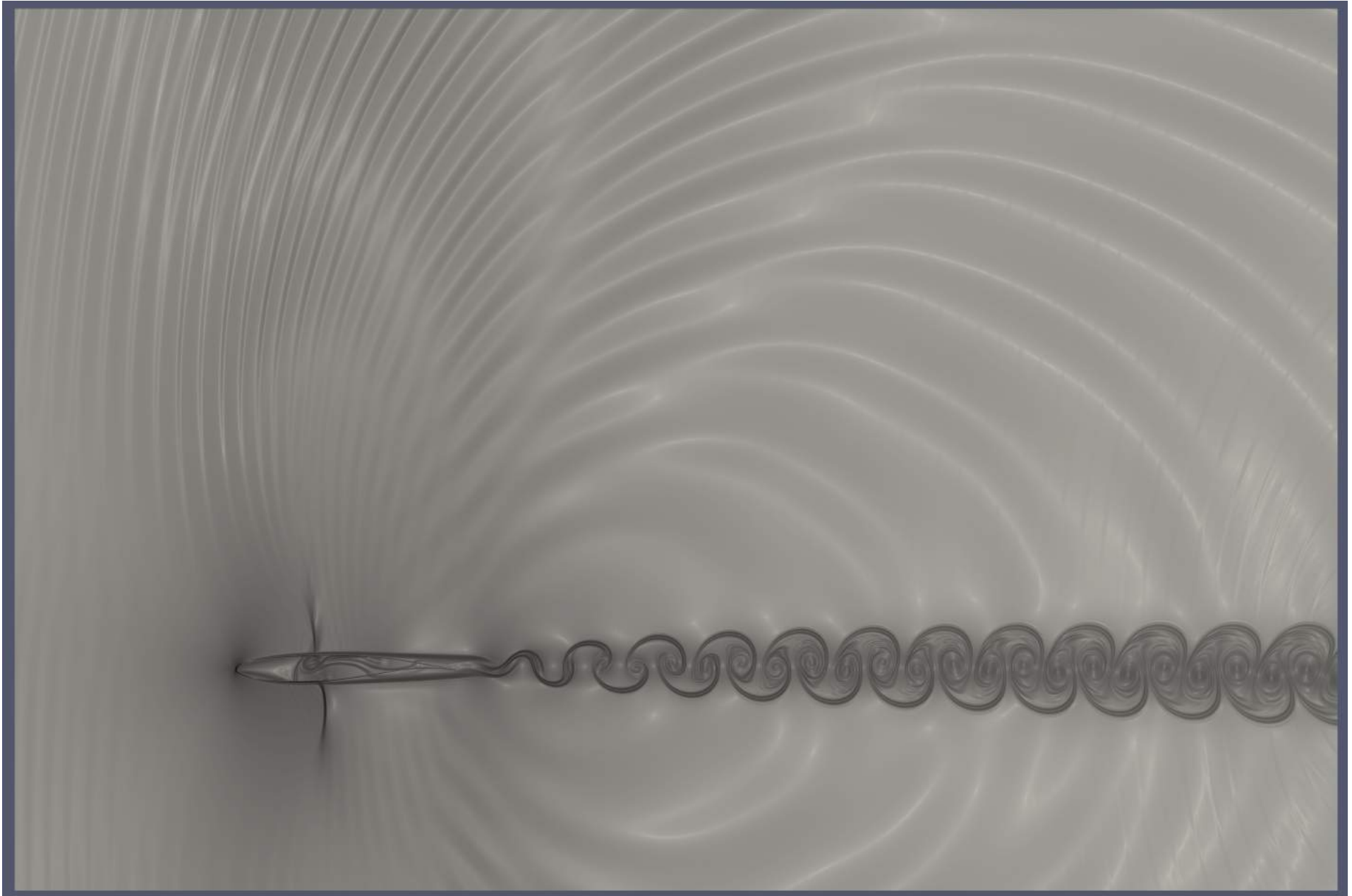


Figura 54: Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 0^\circ$

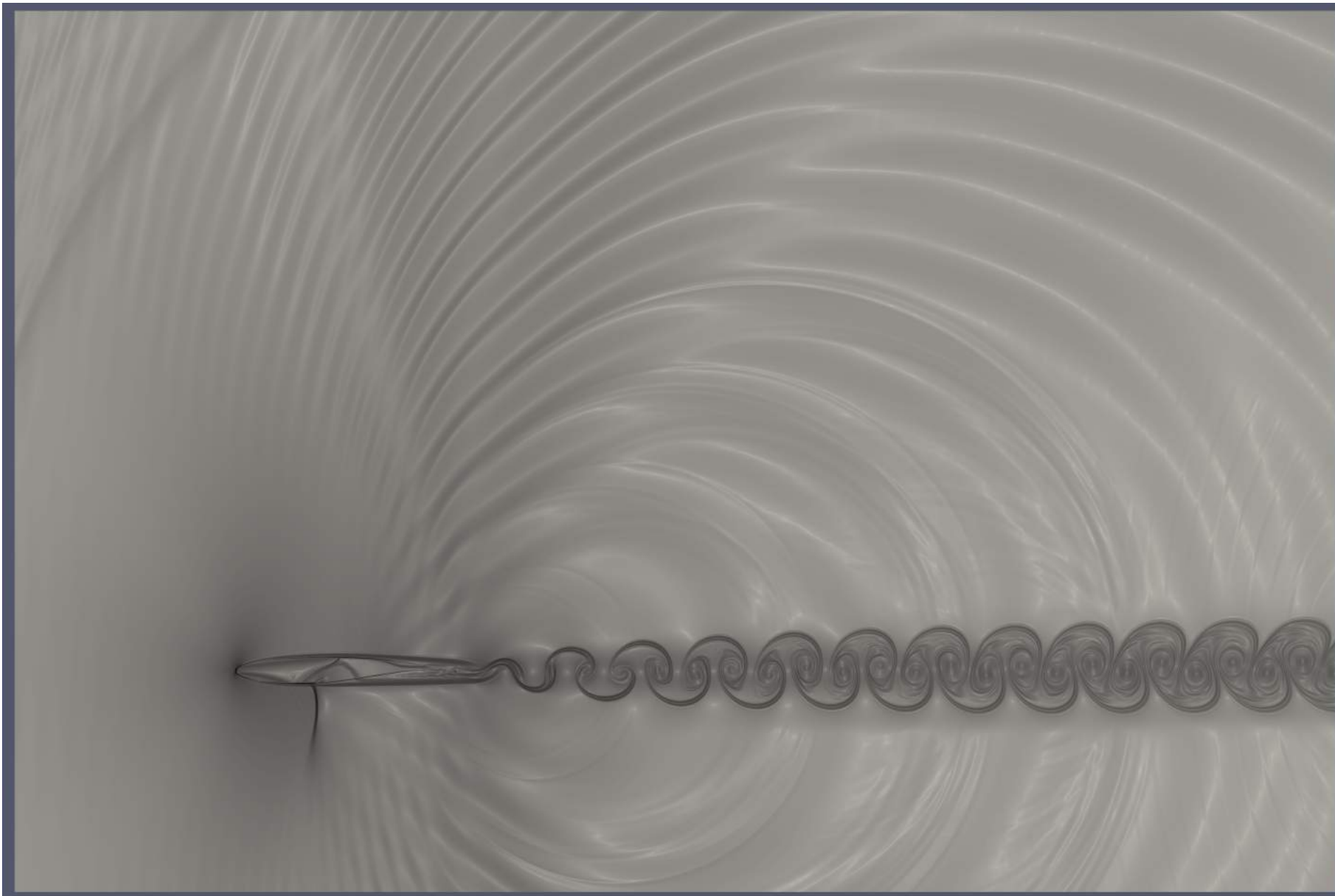


Figura 55: Visualização da iteração 420'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.80$

Aumentando um pouco mais a velocidade, notamos o mesmo comportamento descrito para $M = 0.78$, porém, a onda de choque no extradorso se torna significativamente mais forte do que no caso anterior. Novamente, a figura 56 corresponde ao pico da oscilação de baixa na figura 52 e a figura 57 corresponde ao vale.

Nota-se o aumento da separação, principalmente no intradorso, quando a onda está se deslocando à montante. Esta interação entre separação e deslocamento da onda é um elemento clássico do buffet.

Percebe-se também a variação de frequência do ruído auto-induzido relatado em (CAMARGO; AMARAL, 2016). Esta variação é claramente visível na figura 57.

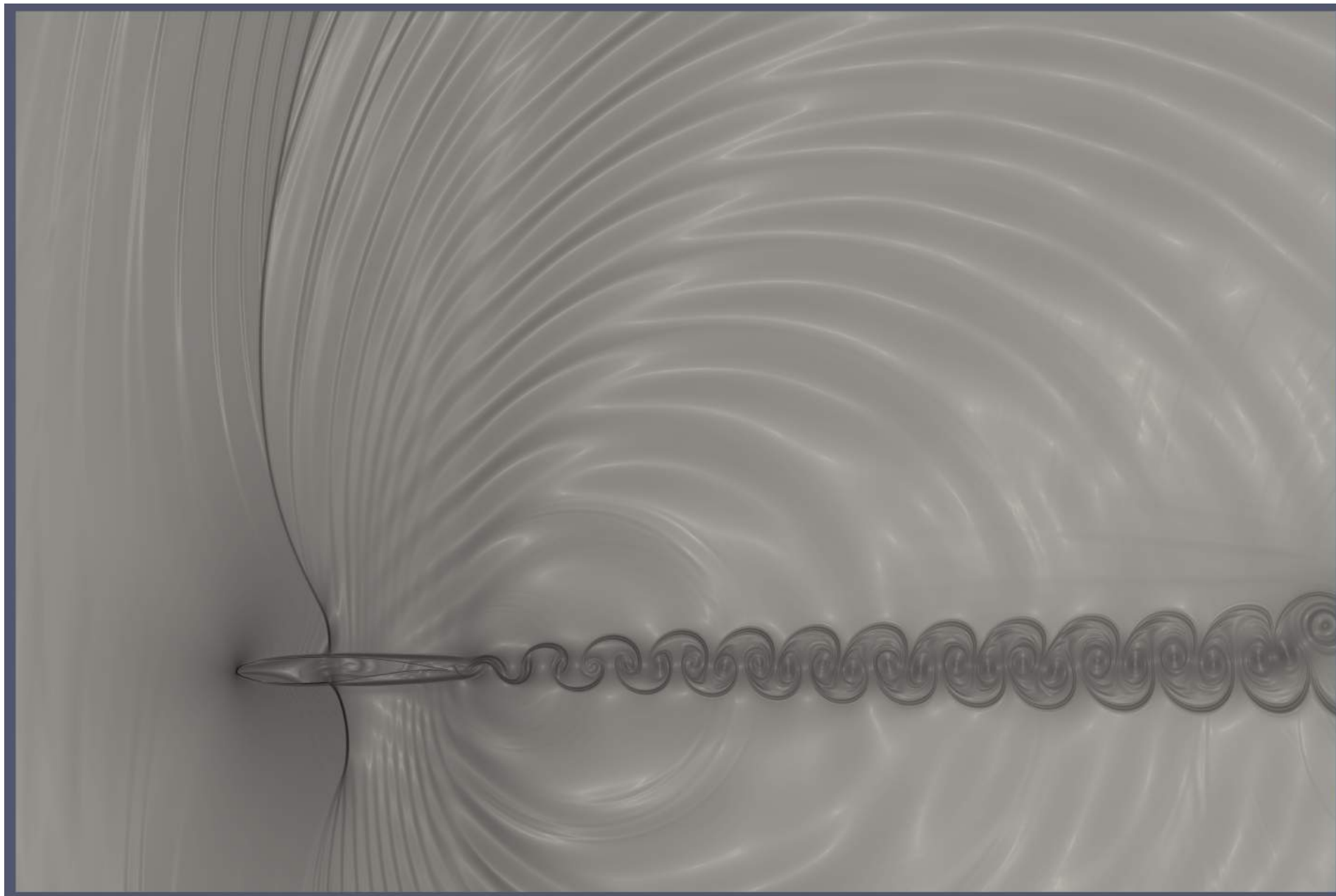


Figura 56: Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 0^\circ$

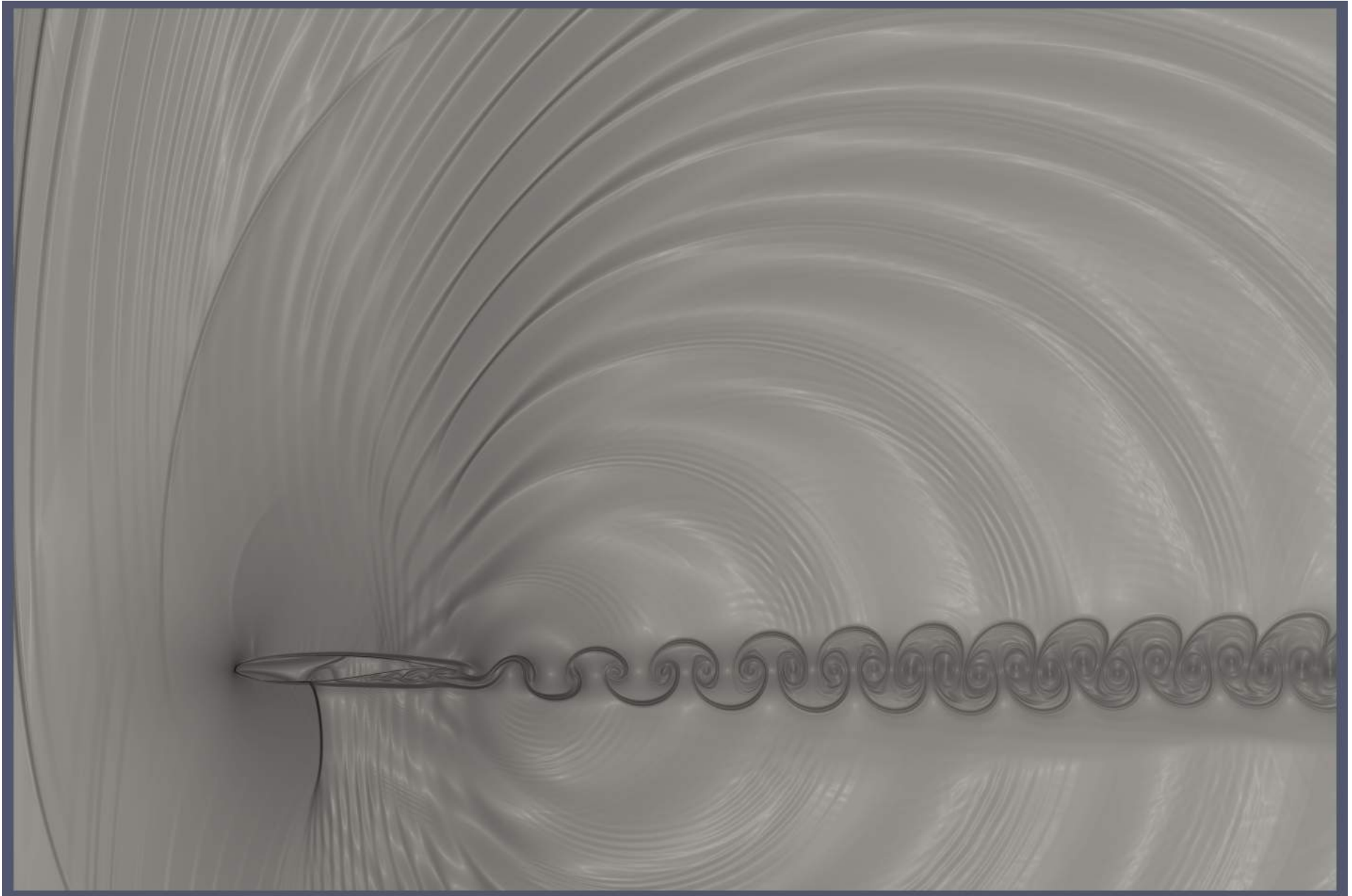


Figura 57: Visualização da iteração 410'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.82$

Para este número de Mach o fenômeno se intensifica mais. A onda de choque do extradorso não desaparece à jusante. Nota-se uma intensificação da intensidade das ondas de pressão que interagem com a onda de choque no extradorso: as Kutta-waves relatadas na literatura.

A variação de frequência no ruído auto-induzido ainda é visível. Nota-se também uma desorganização da esteira quando a onda no extradorso está à montante (Figura 59).

É interessante notar que a onda de choque do extradorso se desloca muito mais no extradorso. Já no intradorso o deslocamento é pequeno. A posição da onda varia de aproximadamente 53% a 75% no extradorso e de 40% a 45% no intradorso. Plotando a saída da sonda 7, que fica entre as posições à montante e à jusante da onda, vemos claramente a frequência de oscilação.

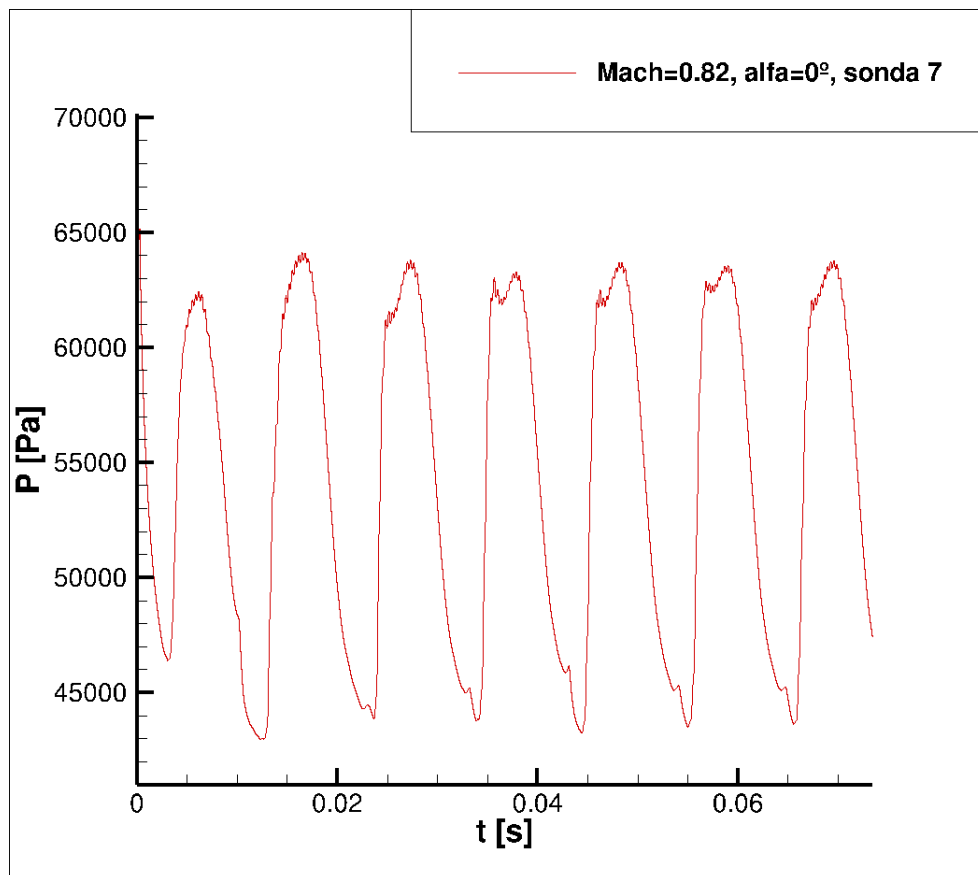


Figura 58: Pressão na sonda 7, $M = 0.82$, $\alpha = 0^\circ$

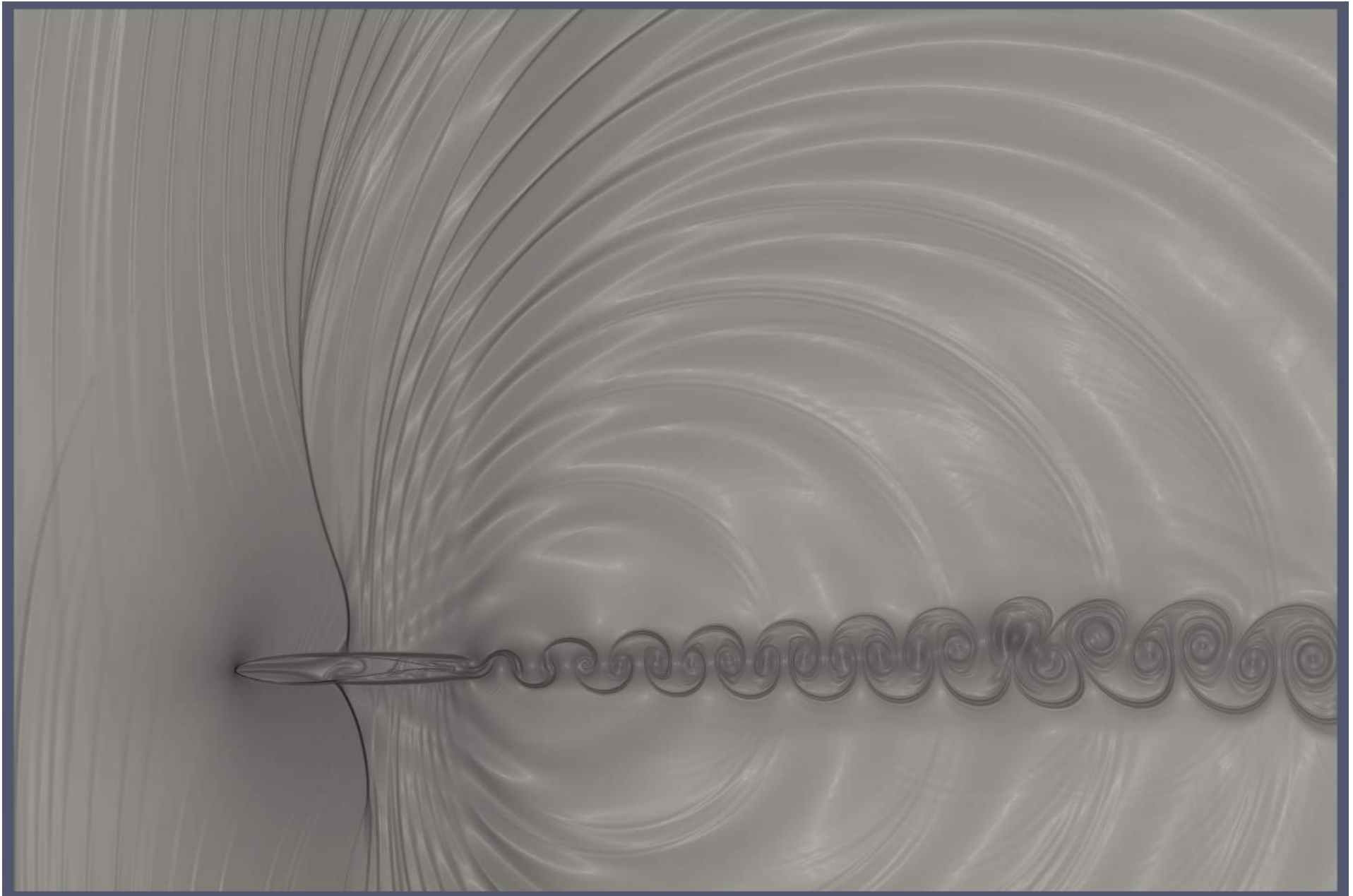


Figura 59: Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 0^\circ$

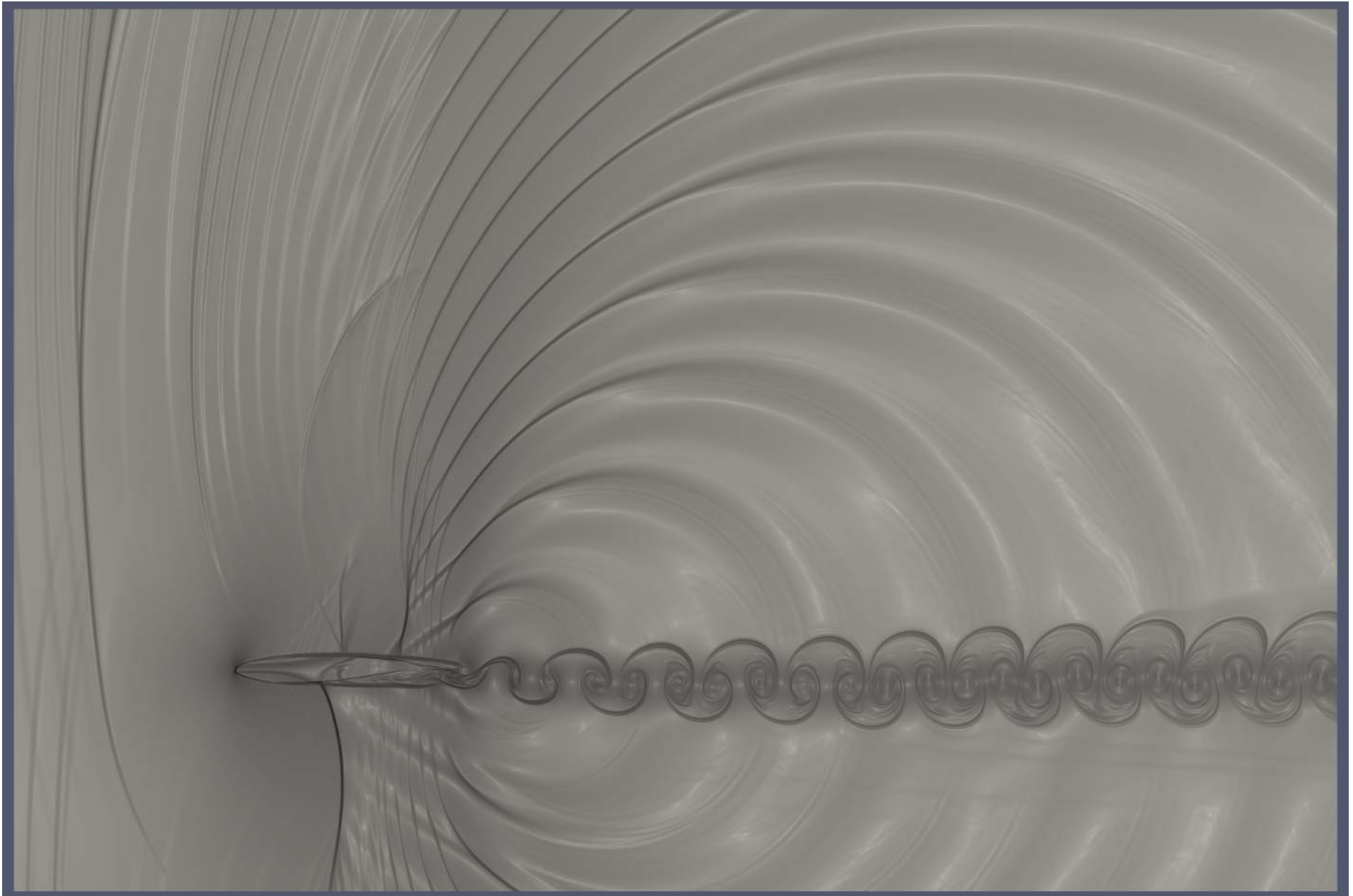


Figura 60: Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.84$

Aqui observa-se novamente o mesmo mecanismo descrito no caso anterior. Nota-se o nível de desorganização da esteira para a posição mais à montante da onda. A onda do extradorso caminha entre 60% e 70% da corda aproximadamente, enquanto que a onda do intradorso caminha entre 42% e 48% da corda, de forma alternada como anteriormente.

A figura 62 representa o pico da oscilação de baixa na figura 52 com a onda do extradorso mais à montante e a do intradorso mais à jusante enquanto que a figura 63 representa o vale da oscilação de baixa frequência.

A figura 61 mostra o ciclo completo de uma oscilação de baixa frequência.

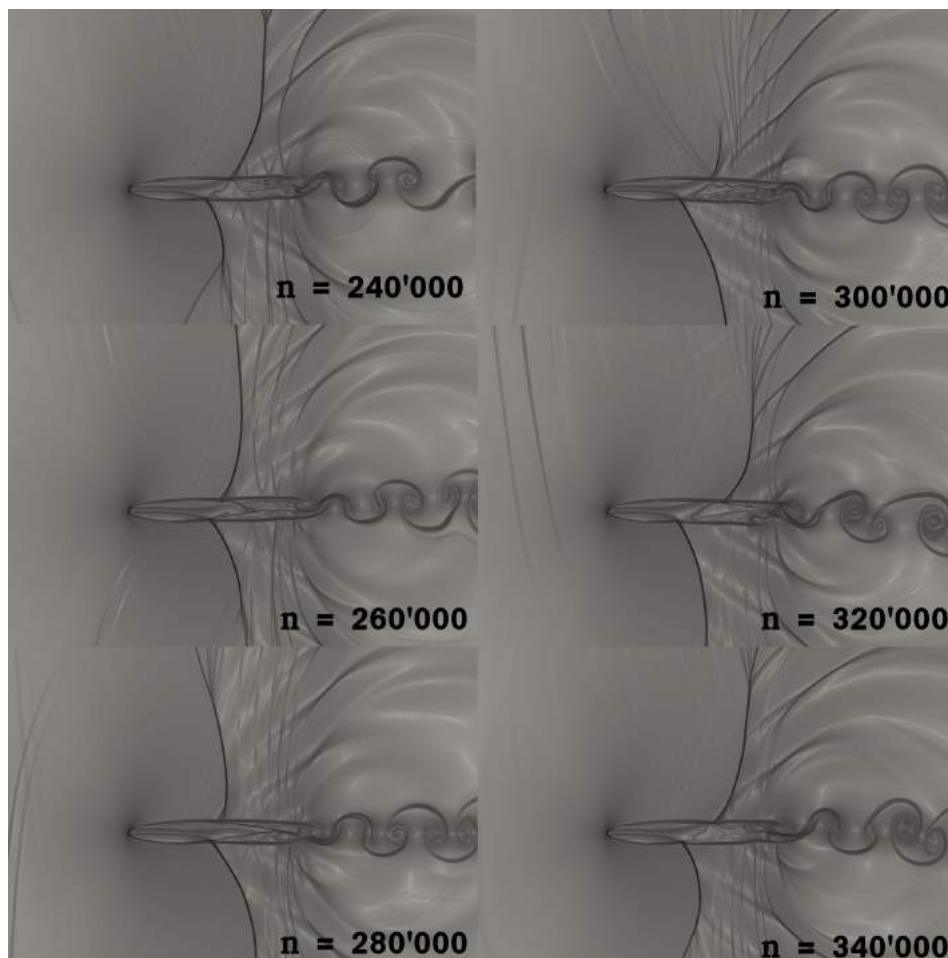


Figura 61: Ciclo completo de oscilação

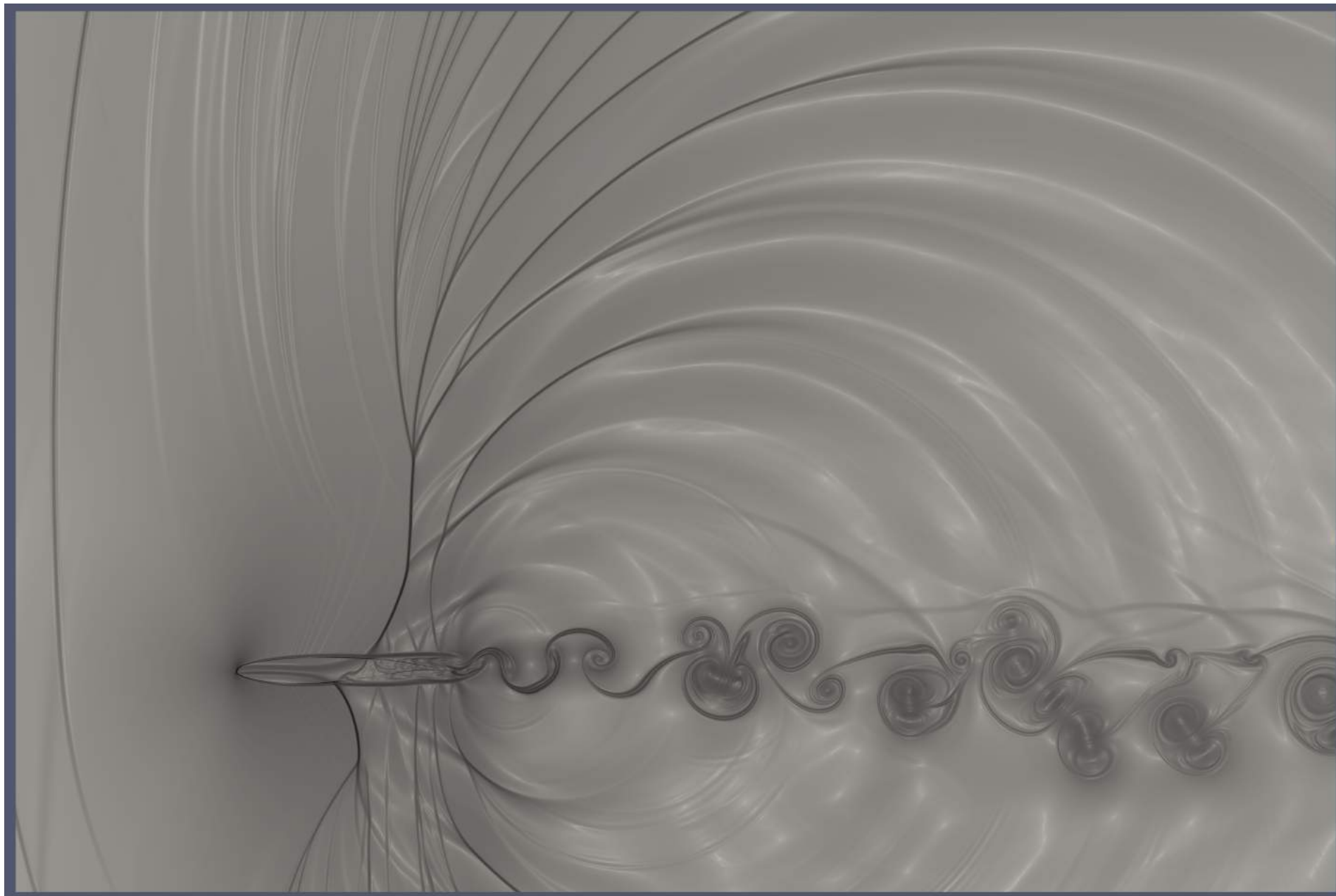


Figura 62: Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 0^\circ$

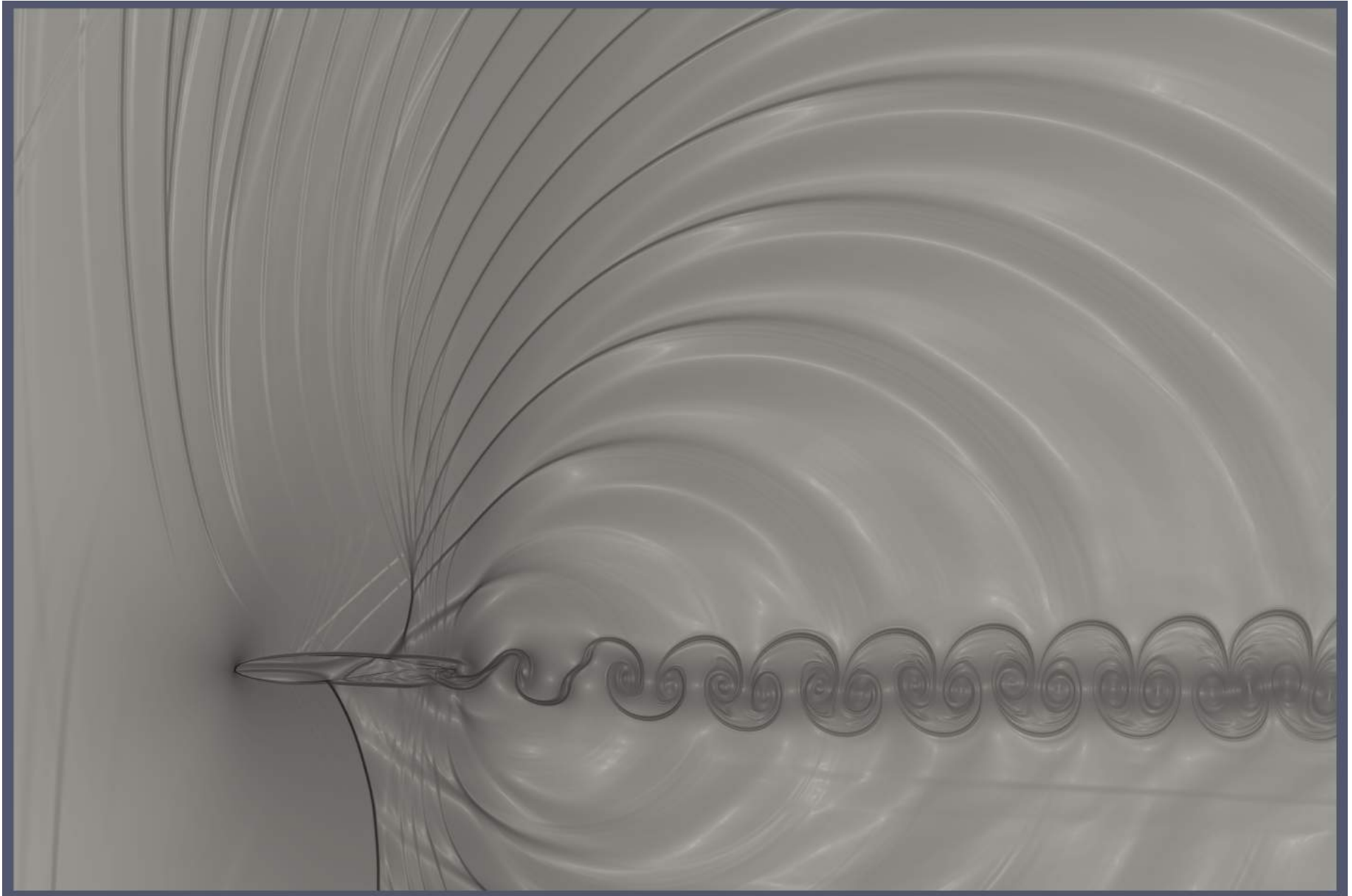


Figura 63: Visualização da iteração 310'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.86$

Para $M = 0.86$, ao se mover à jusante, o choque do extradorso forma uma estrutura em lambda com a separação em baixo (Figura 67). Essa estrutura pode ser vista também em vários estudos experimentais de buffet a ângulos de ataque nulo. O experimento de Duncan et al. relatado por (SZUBERT et al., 2015) para um aerofólio simétrico e em (DYKE, 1988) para um aerofólio biconvexo. As figuras abaixo comparam os resultados da simulação à esses resultados experimentais.

A figura 66 corresponde ao pico e a figura 67 corresponde ao vale da oscilação de baixa frequência.

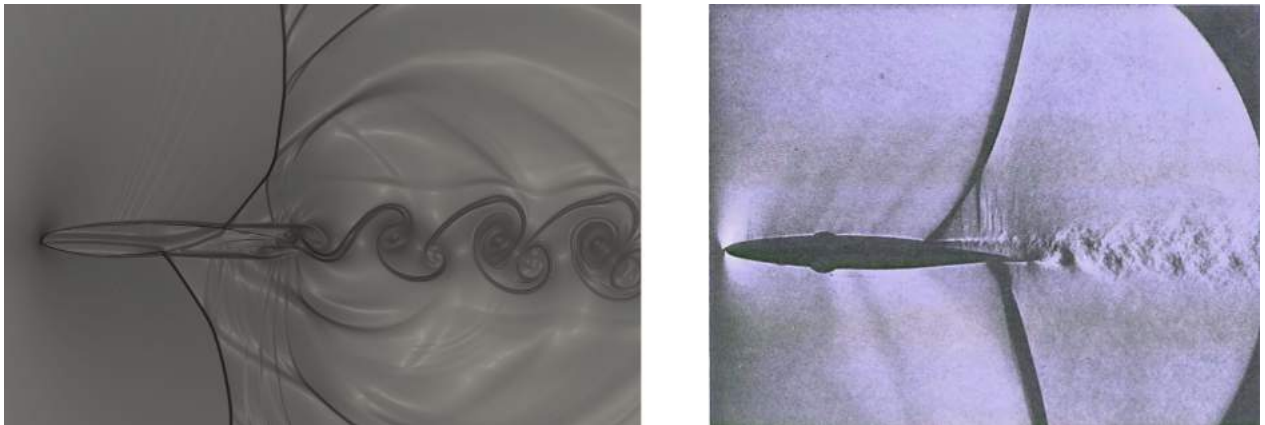


Figura 64: Comparação da figura 68 com o experimento retirado de (SZUBERT et al., 2015)

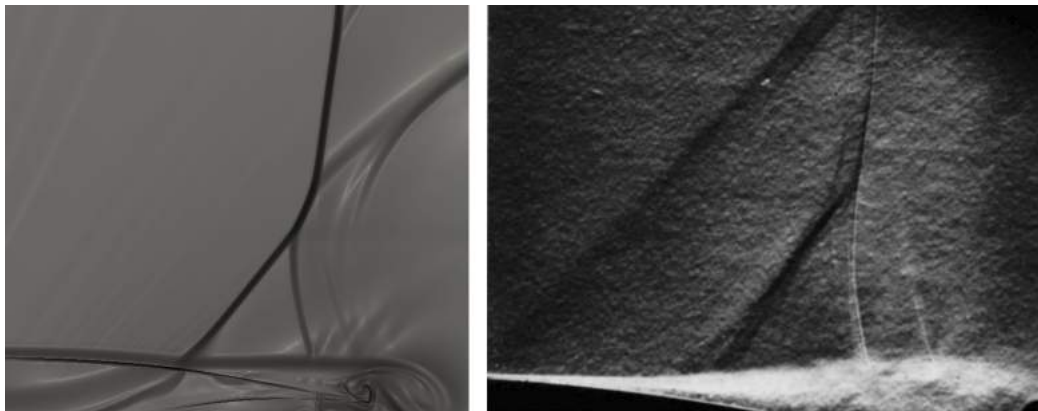


Figura 65: Comparação da figura 68 com o experimento retirado de (DYKE, 1988)

Mesmo não se tratando de aerofólios supercríticos, percebe-se a similaridade das fotos com a simulação. As mesmas estruturas estão presentes: a separação após o primeiro choque do lambda, o choque em lambda no bordo de fuga, a emissão regular de vórtices na esteira e até mesmo as Kutta-waves impactando no choque.

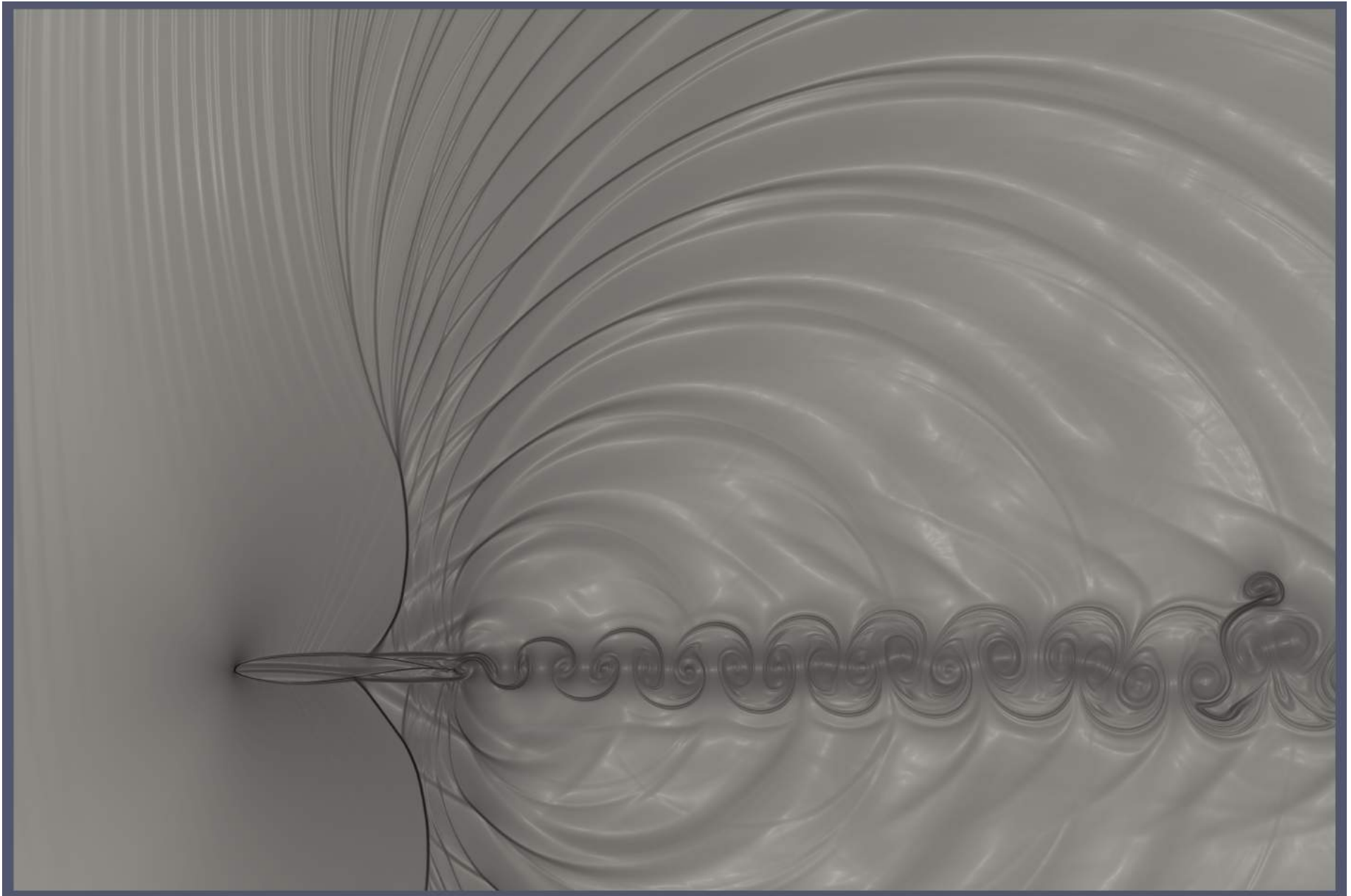


Figura 66: Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$

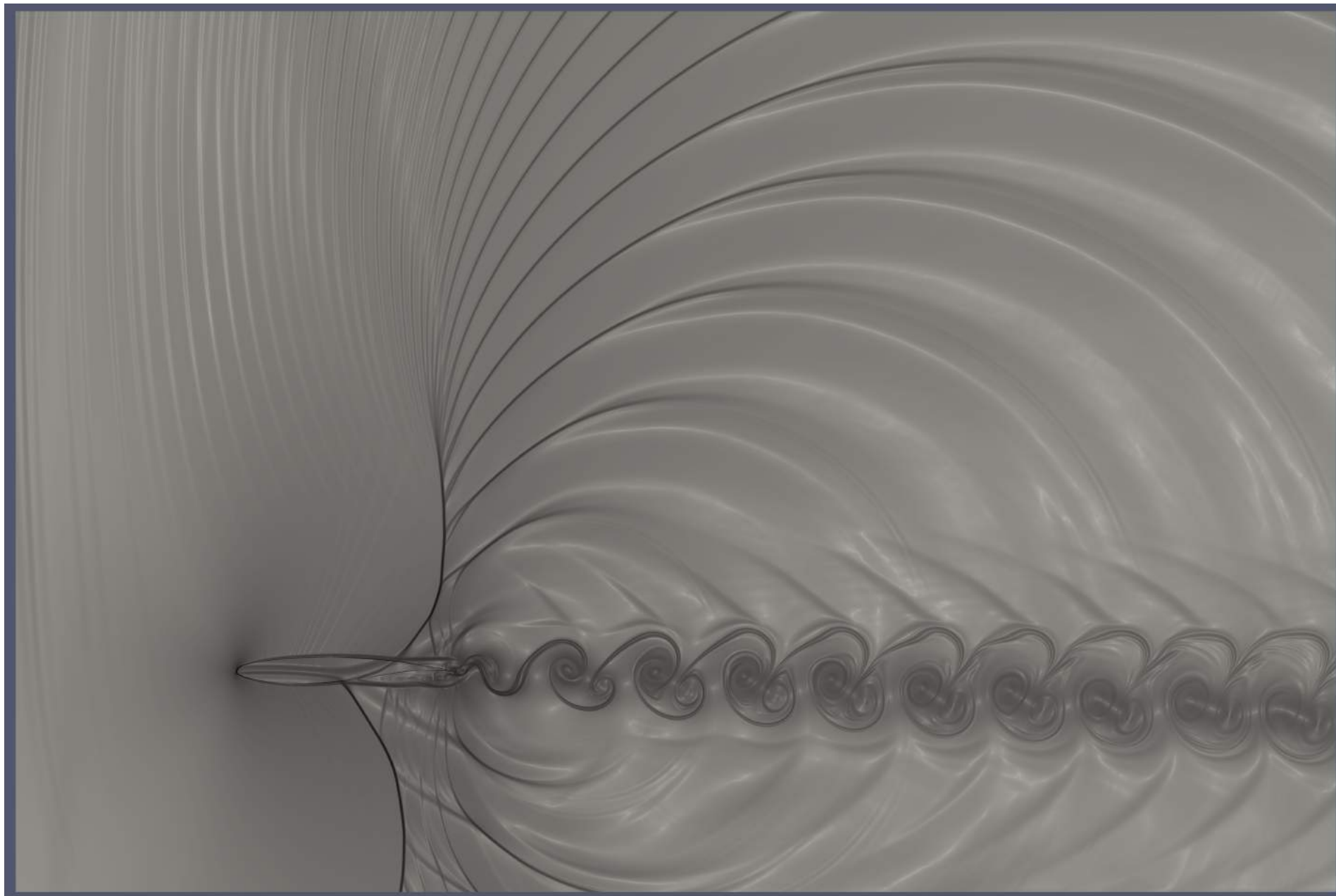


Figura 67: Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$

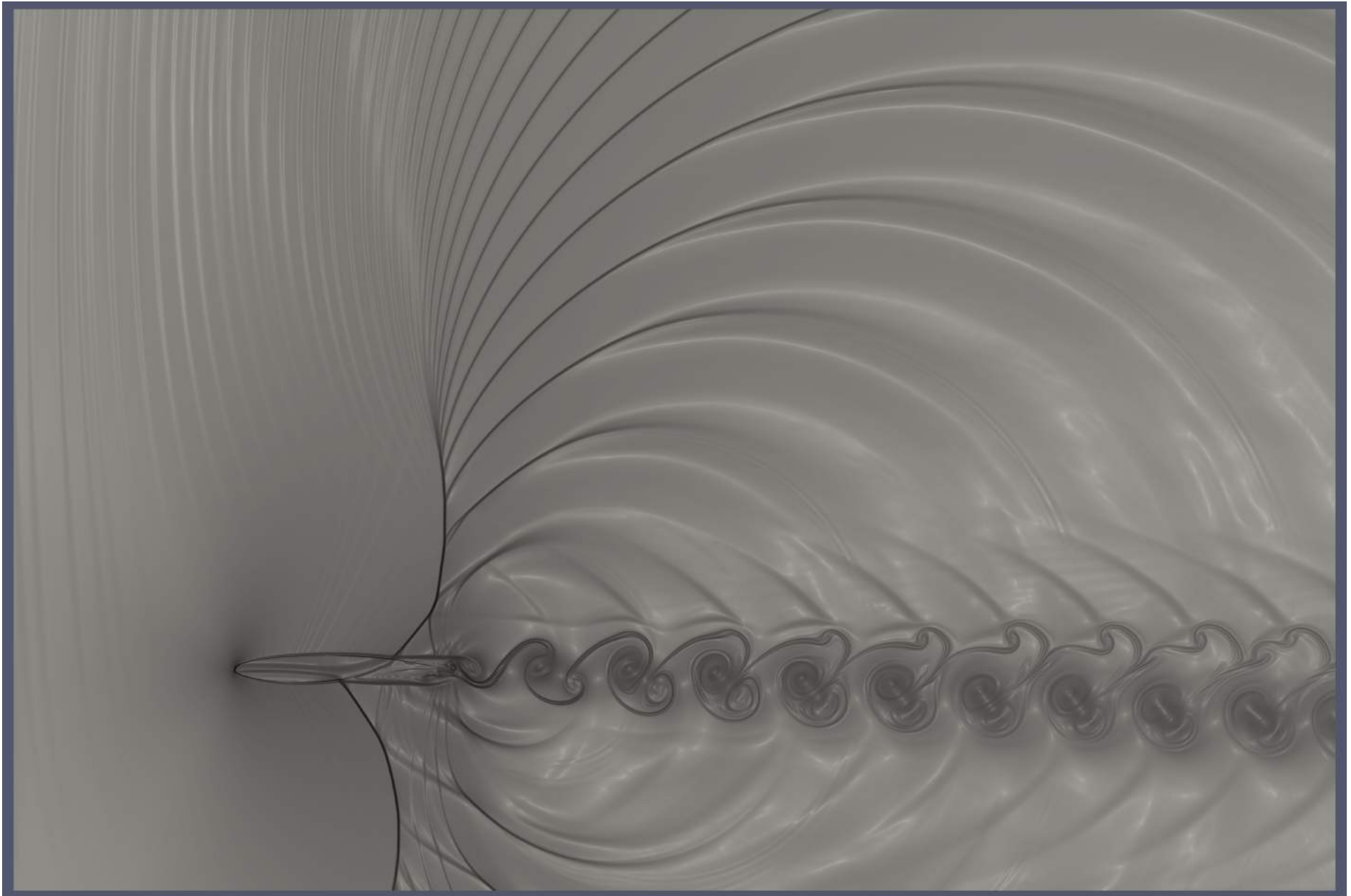


Figura 68: Visualização da iteração 490'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 0^\circ$

A figura 67 está no mesmo vale da baixa oscilação que a figura 68, mas estas correspondem a pico e vale da oscilação de alta frequência.

- $M = 0.88$

Neste caso, o choque lambda se estabiliza no bordo de fuga do aerofólio, tanto no extradorso quanto no intradorso. Percebe-se a formação de uma camada de deslizamento acima e abaixo da esteira. Essa camada de deslizamento é característica deste tipo de estrutura com os choques em lambda. Com a diferença súbita de forma do choque, as propriedades depois da onda são diferentes para o fluido que passa pelo lambda e para o fluido que passa pela onda de choque acima. Essa diferença de velocidades é responsável pela formação da camada de deslizamento.

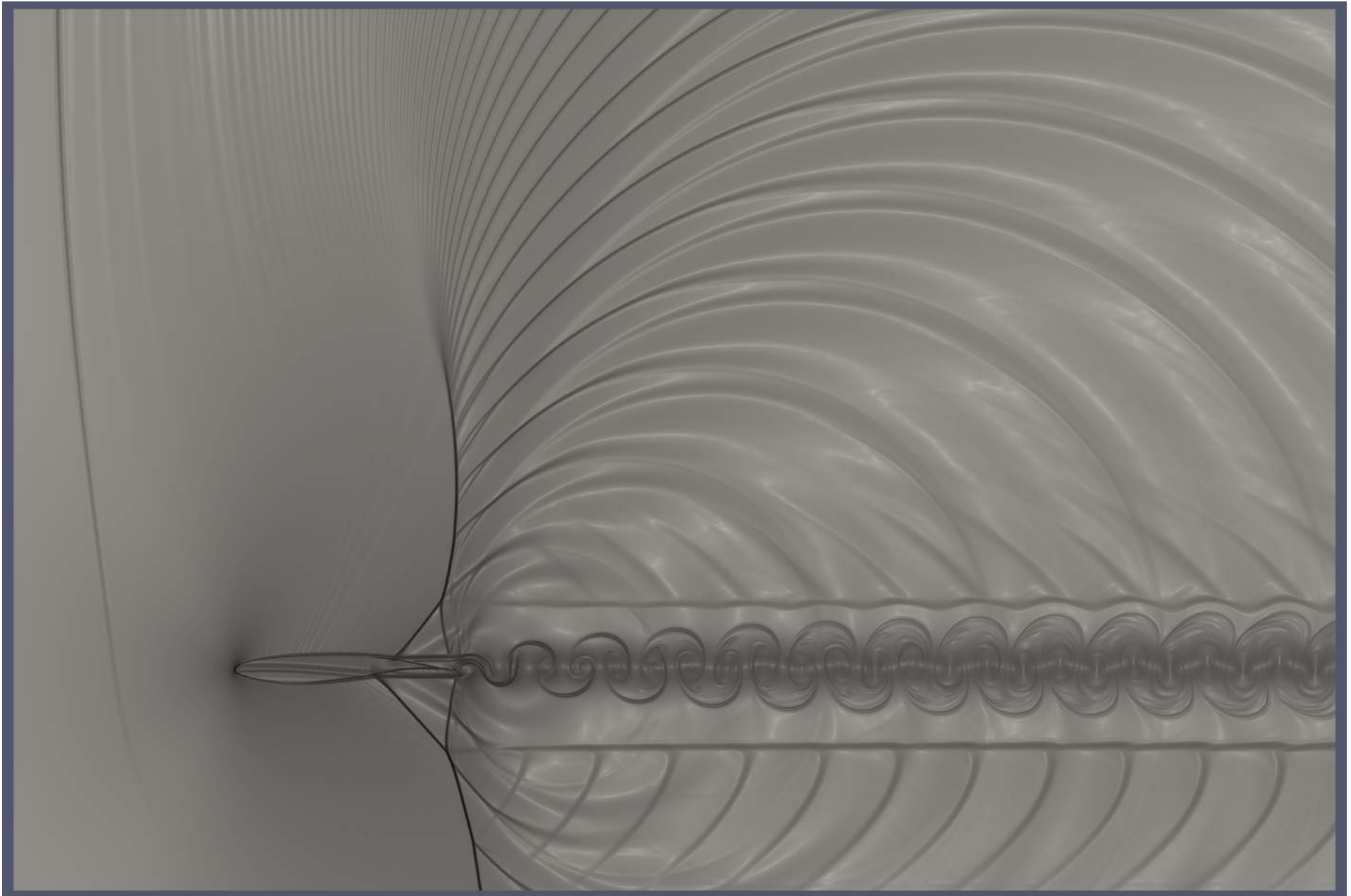


Figura 69: Visualização da iteração 200'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 0^\circ$

- $M = 0.90$

No último caso, temos a mesma estrutura do caso anterior. A única diferença é que as ondas de pressão se tornaram menos intensas e mais constantes. Isso explica a diminuição da amplitude das oscilações de alta frequência observadas na figura 52. Essa estrutura é típica de um aerofólio no limite superior do regime transônico (ver figura 1 (c)). Se o número de Mach continuasse sendo aumentado, teríamos a formação de um choque destacado à frente do aerofólio.

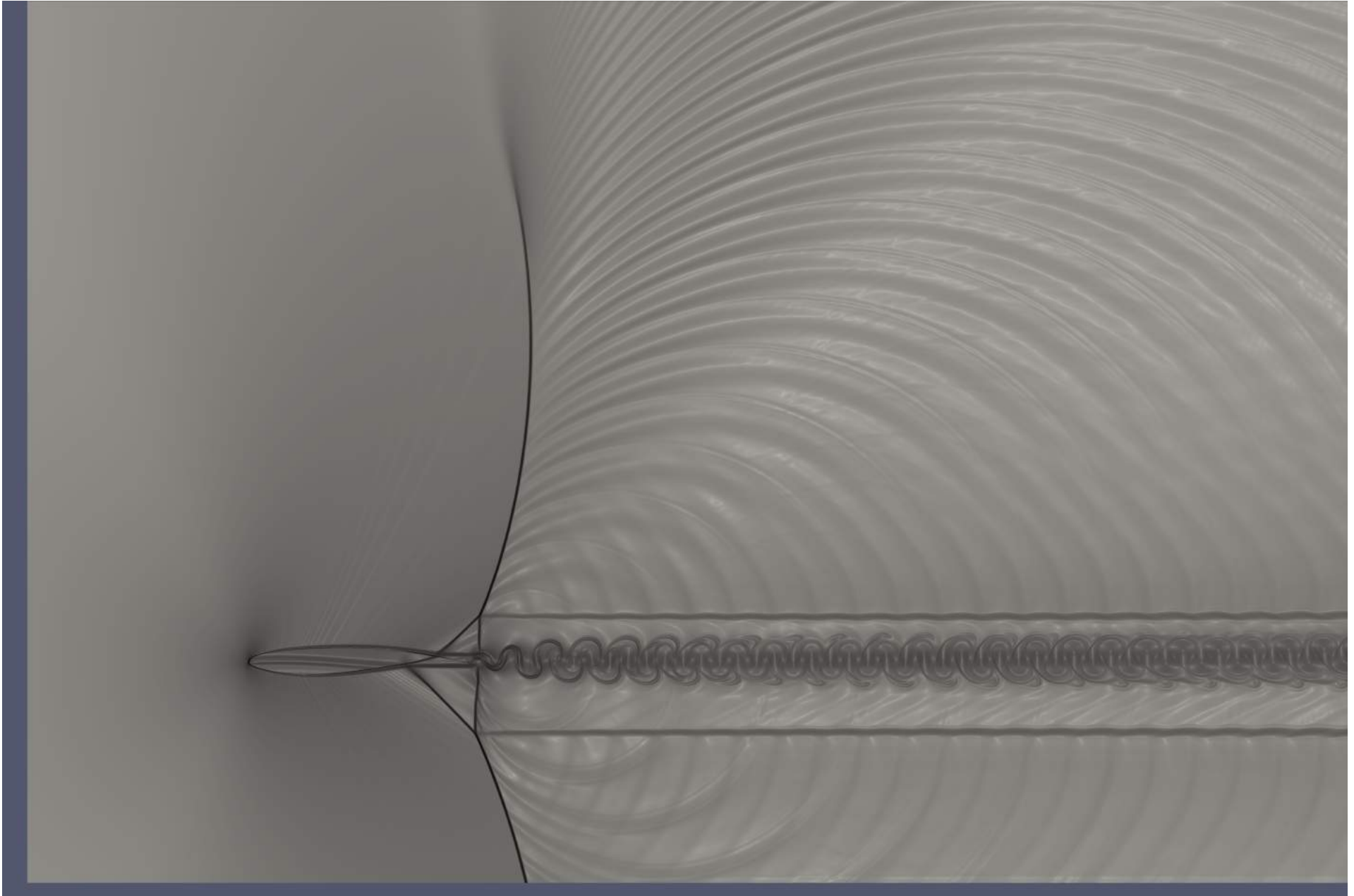


Figura 70: Visualização da iteração 610'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 0^\circ$

6.3.2 Alfa = 1°

Aumentando em um grau o ângulo de ataque, devido à disponibilidade de nós do cluster, foram feitos 6 pontos ao invés de 8. Decidiu-se suprimir os números de Mach de 0.76 e 0.90, já que estes não apresentaram buffet a 0° e a expectativa era de que o intervalo se estreitasse e se movesse na direção de Machs menores.

Plota-se novamente (Figura 71) os valores na sonda 10 para todas as velocidades simuladas.

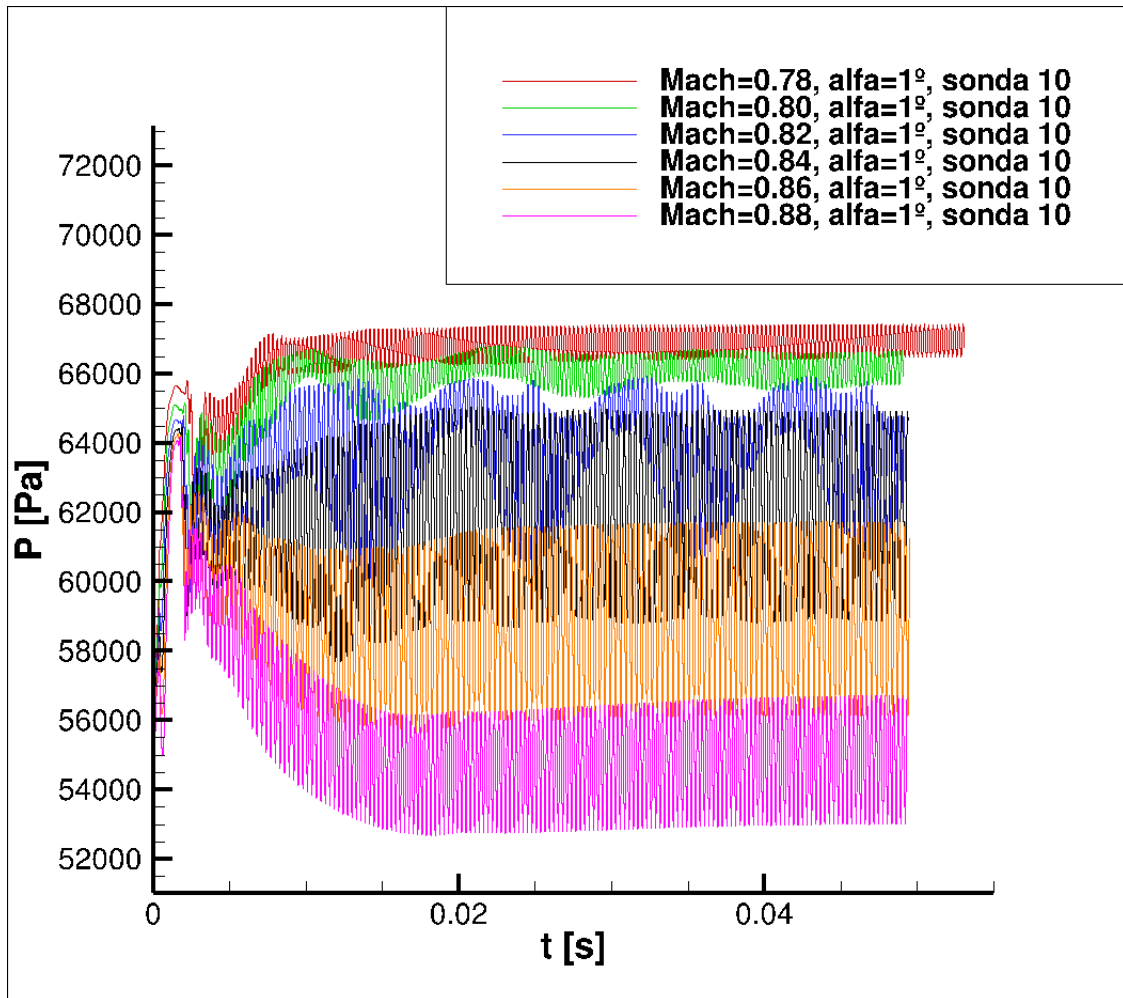


Figura 71: Saída da sonda 10 para todos os Machs à 1°

Nota-se de que de fato houve uma estreitada do intervalo em que ocorrem oscilações de baixa frequência, que só ocorrem para $M = 0.80$ e $M = 0.82$.

- $M = 0.78$

Este caso é muito similar ao caso com ângulo de ataque de 0° e Mach de 0.76, sem choque no extradorso e com um pequeno choque no intradorso que se estabiliza a aproximadamente 40% da corda.

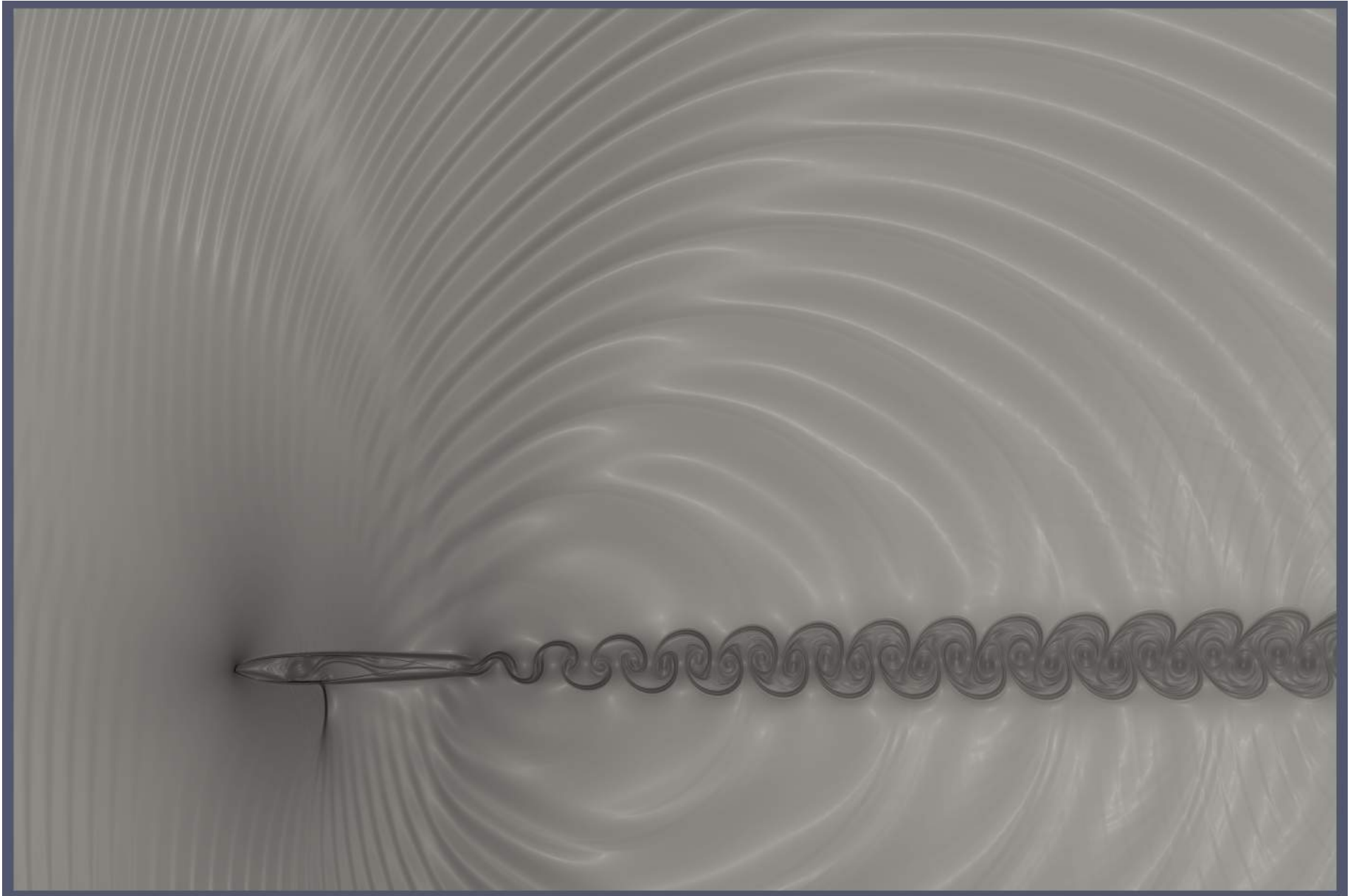


Figura 72: Visualização da iteração 380'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 1^\circ$

- $M = 0.80$

Para $M = 0.80$, nota-se o começo de uma oscilação de baixa frequência que praticamente se amortece por completo após passado o transiente. A figura 73 mostra a comparação entre o sinal na sonda 10 à 0.80 Mach para $\alpha = 1^\circ$ e $\alpha = 0^\circ$.

A figura 74 representa o pico, com a onda de choque do extradorso à montante e a figura 75 corresponde ao vale com o choque à jusante. Percebe-se que as ondas do intradorso e do extradorso se alternam como verificado para os casos em que $\alpha = 0^\circ$, apesar de que quase imperceptivelmente. Entende-se que para este Mach o fenômeno está começando a aparecer.

Na figura 75 nota-se também a variação de frequência do ruído auto-induzido.

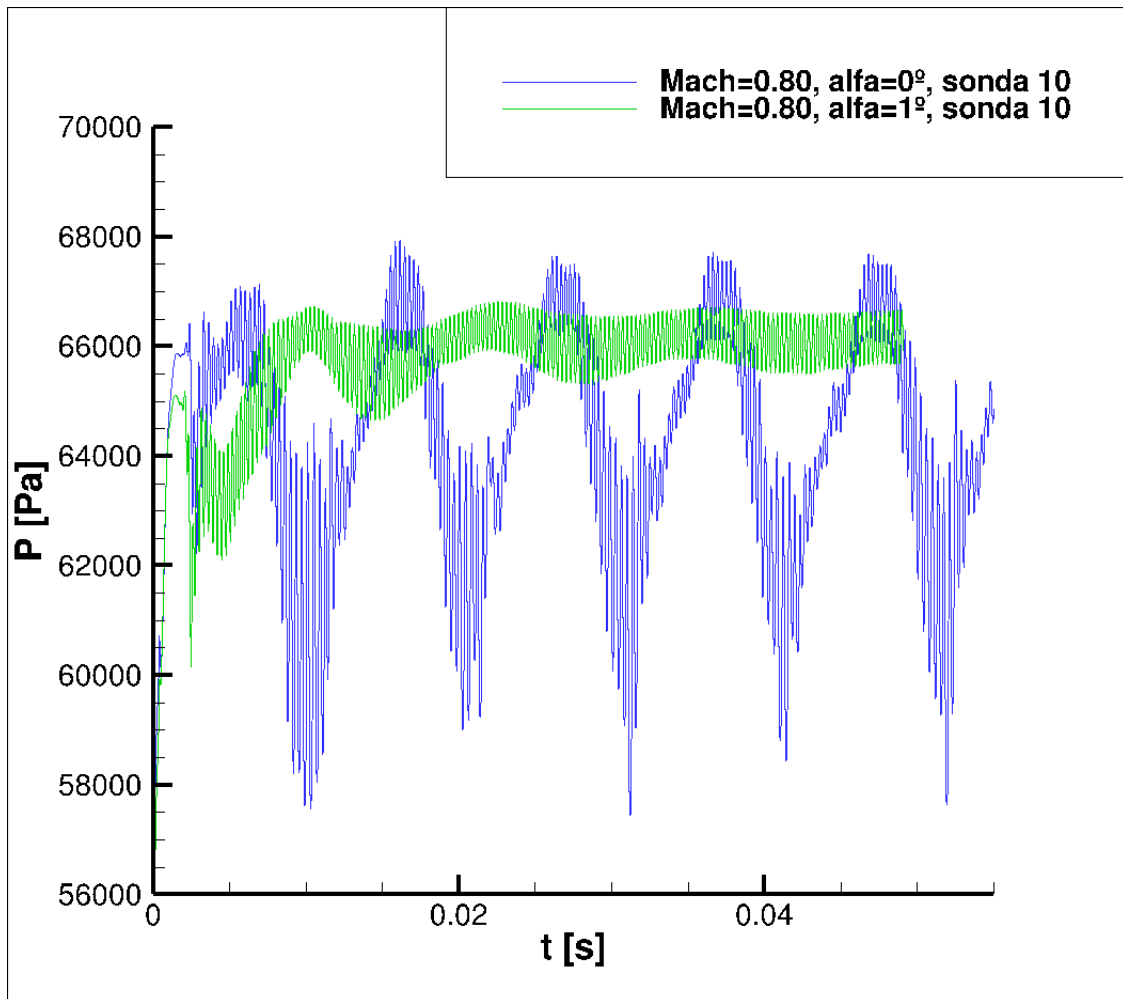


Figura 73: Comparação dos sinais de pressão à $M=0.80$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$

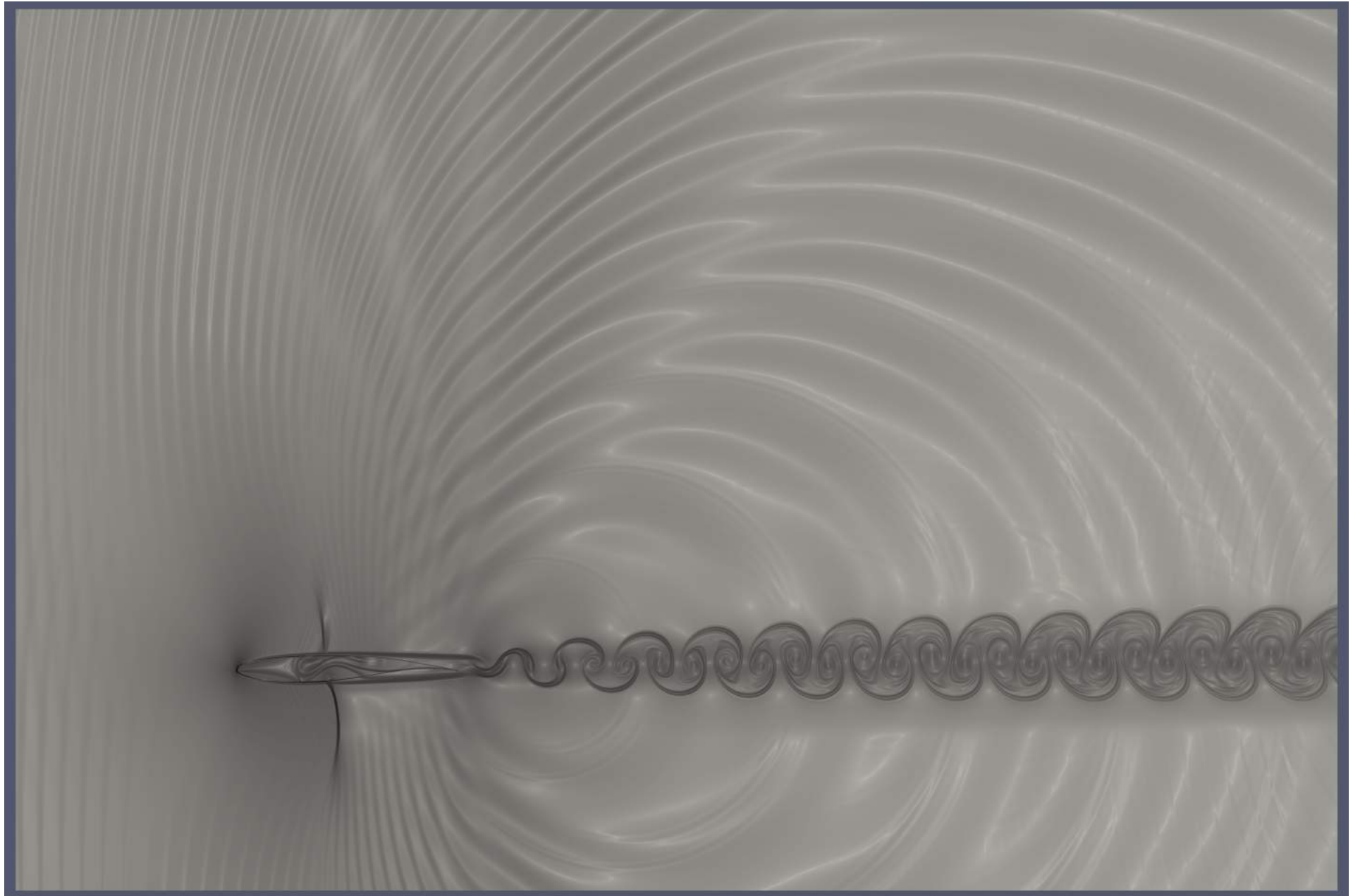


Figura 74: Visualização da iteração 370'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 1^\circ$

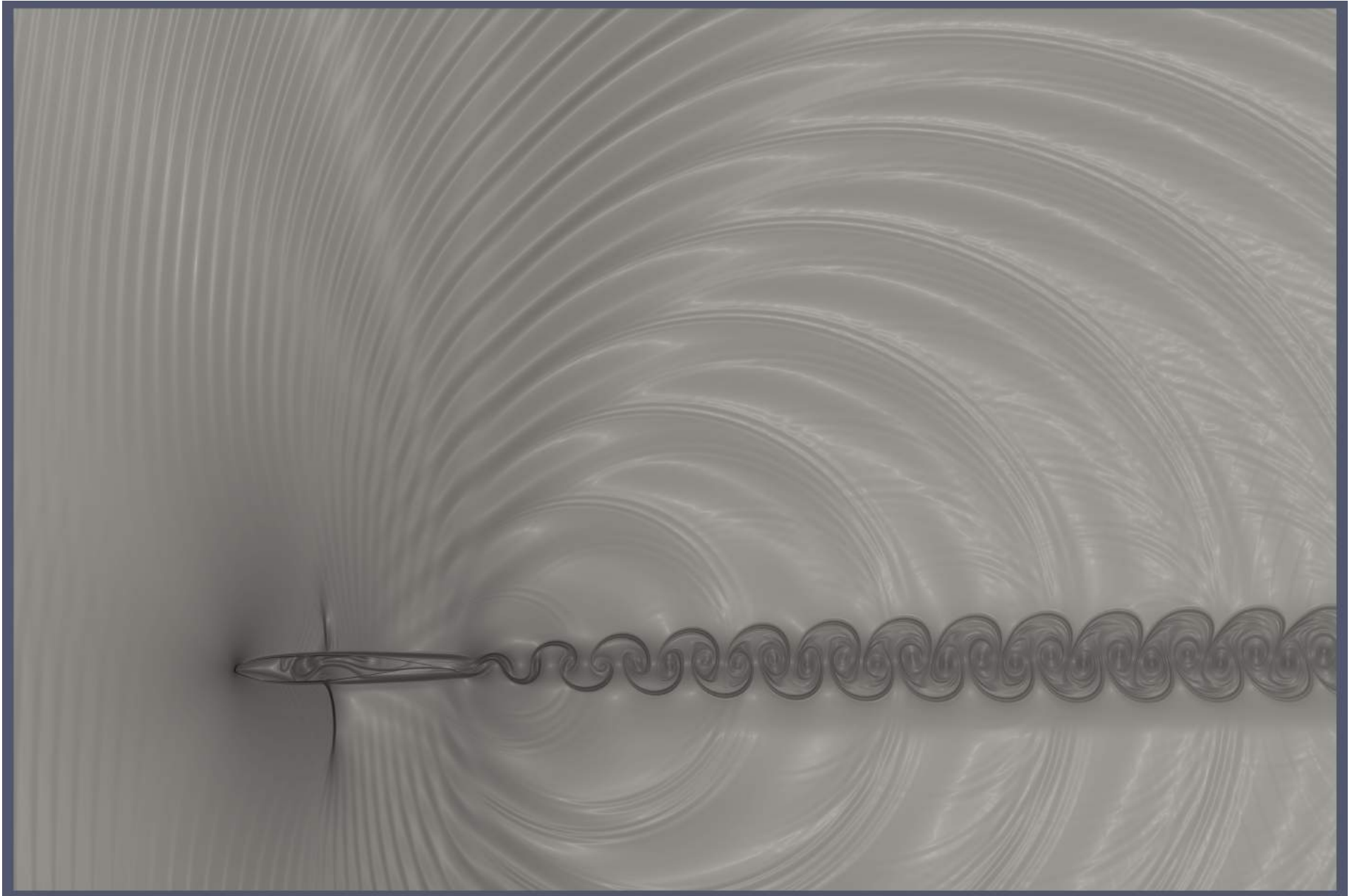


Figura 75: Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 1^\circ$

- $M = 0.82$

Para este caso, já temos uma oscilação de baixa frequência bem desenvolvida. O choque no extradorso varia de 45% a 54% da corda. Verifica-se a variação de frequência no ruído e observa-se claramente as Kutta-waves, que são o próprio ruído auto-induzido, impactando o choque.

A figura 76 compara os sinais na sonda 10 à 0.82 Mach para $\alpha = 1^\circ$ e $\alpha = 0^\circ$. A figura 77 mostra o sinal da sonda 6, localizada no meio entre o ponto mais à montante e à jusante do choque.

A figura 78 corresponde ao pico da oscilação de baixa frequência na figura 76 e a figura 79 ao vale.

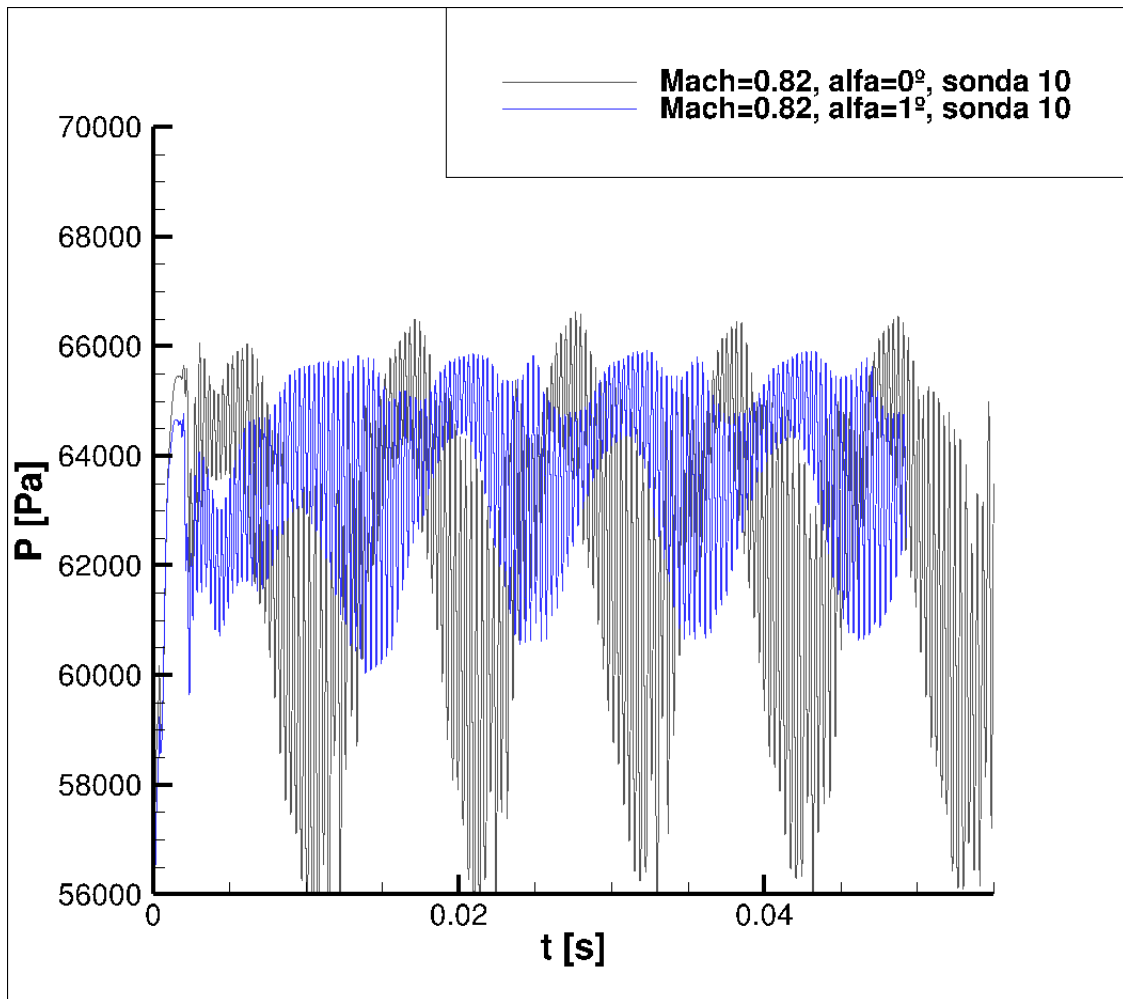


Figura 76: Comparação dos sinais de pressão à $M=0.82$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$

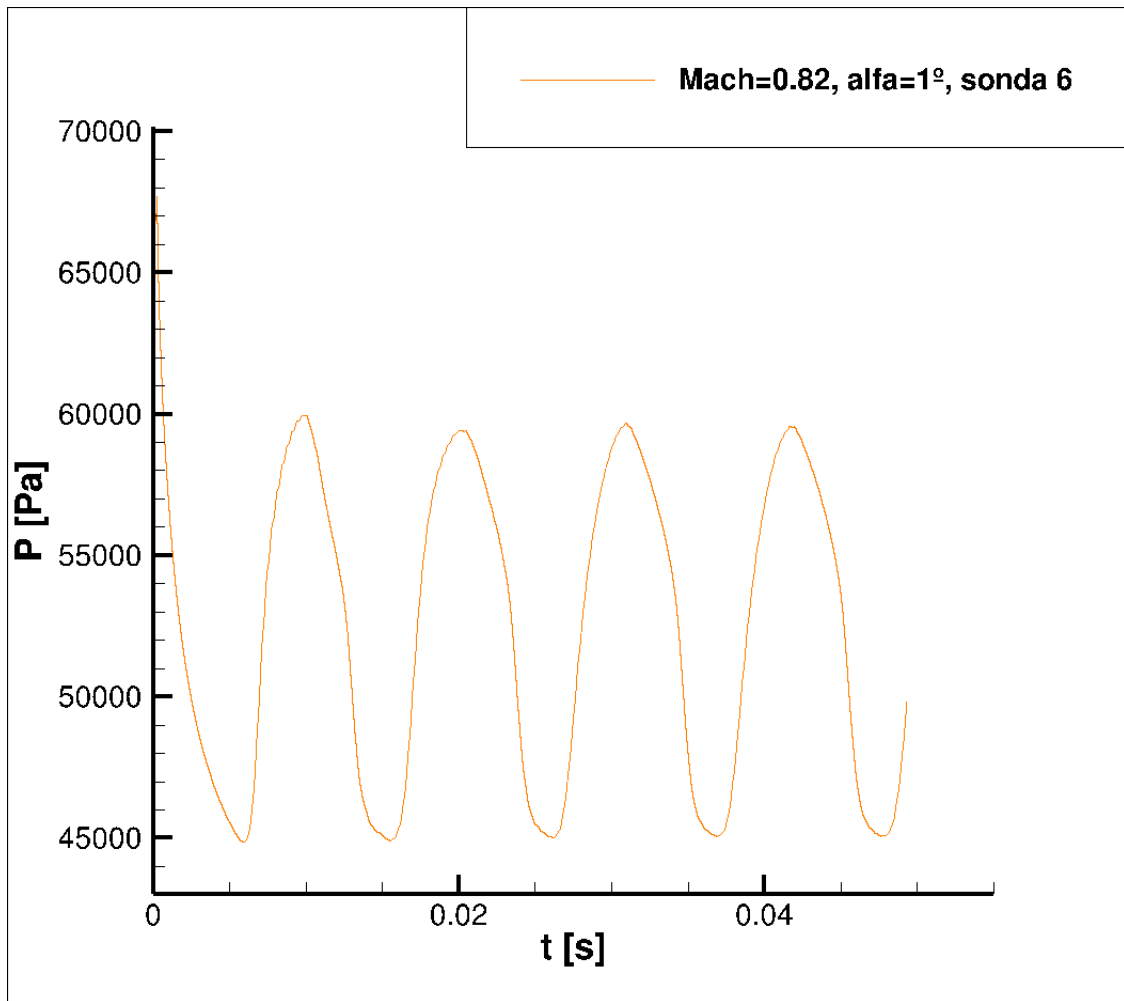


Figura 77: Sinal de pressão à $M=0.82$ na sonda 6 para $\alpha = 1^\circ$

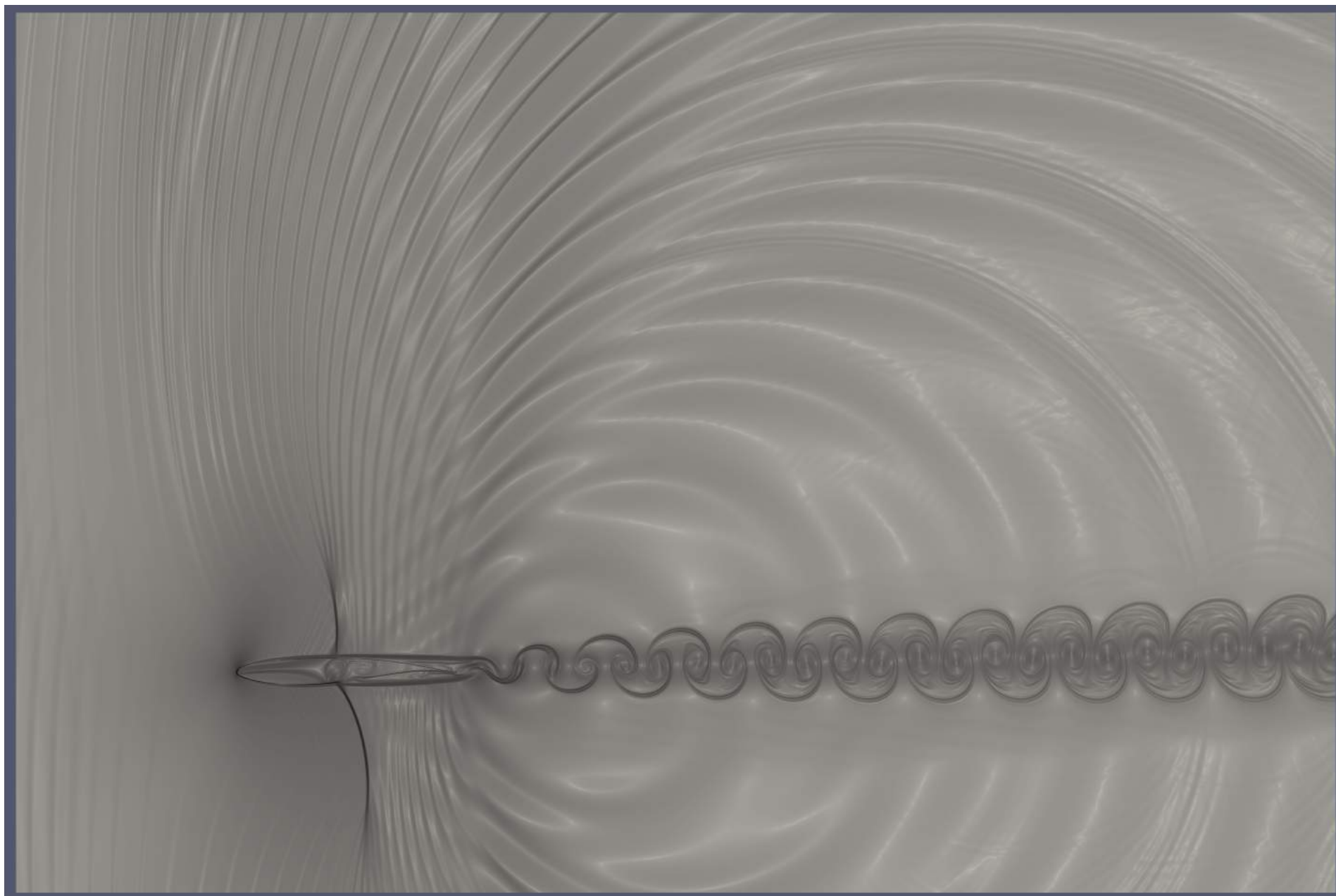


Figura 78: Visualização da iteração 320'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 1^\circ$

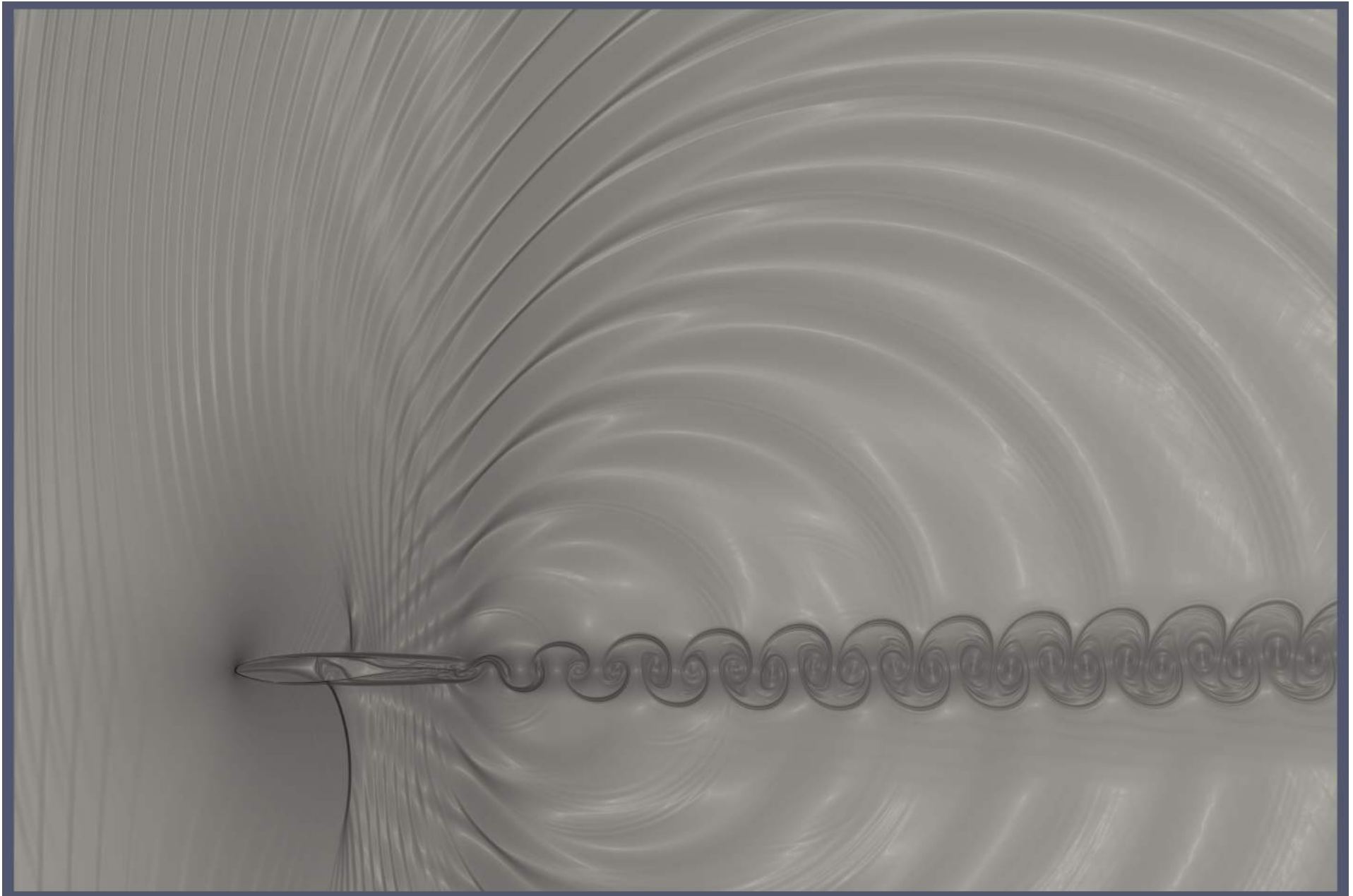


Figura 79: Visualização da iteração 350'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 1^\circ$

- $M = 0.84$

Subindo novamente a velocidade o choque volta a se estabilizar, conforme verifica-se na figura 71. A onda do extradorso e do intradorso se localizam à aproximadamente 55% e 50% da corda, respectivamente.

Observando a figura 80, nota-se que apesar de as Kutta-waves estarem presentes, não há variação na frequência do ruído auto-induzido e a esteira não apresenta instabilidades.

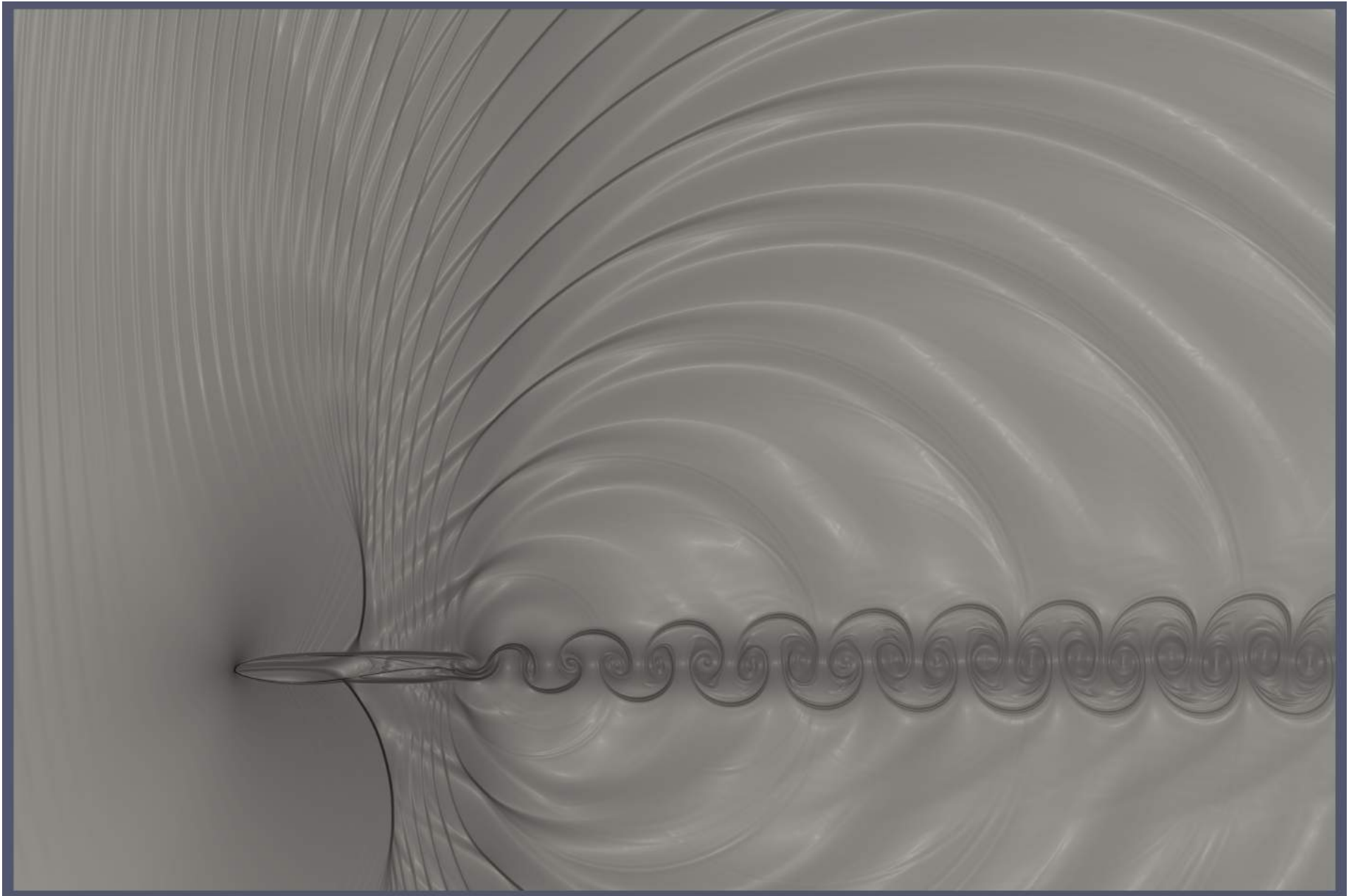


Figura 80: Visualização da iteração 440'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 1^\circ$

- $M = 0.86$

Em $M = 0.86$, nota-se a formação da mesma estrutura com choque lambda discutido na seção 6.3.1, porém desta vez no intradorso. Isso se deve ao fato de se tratar de um aerofólio não simétrico. A figura 76 compara os sinais na sonda 10 à 0.80 Mach para $\alpha = 1^\circ$ e $\alpha = 0^\circ$.

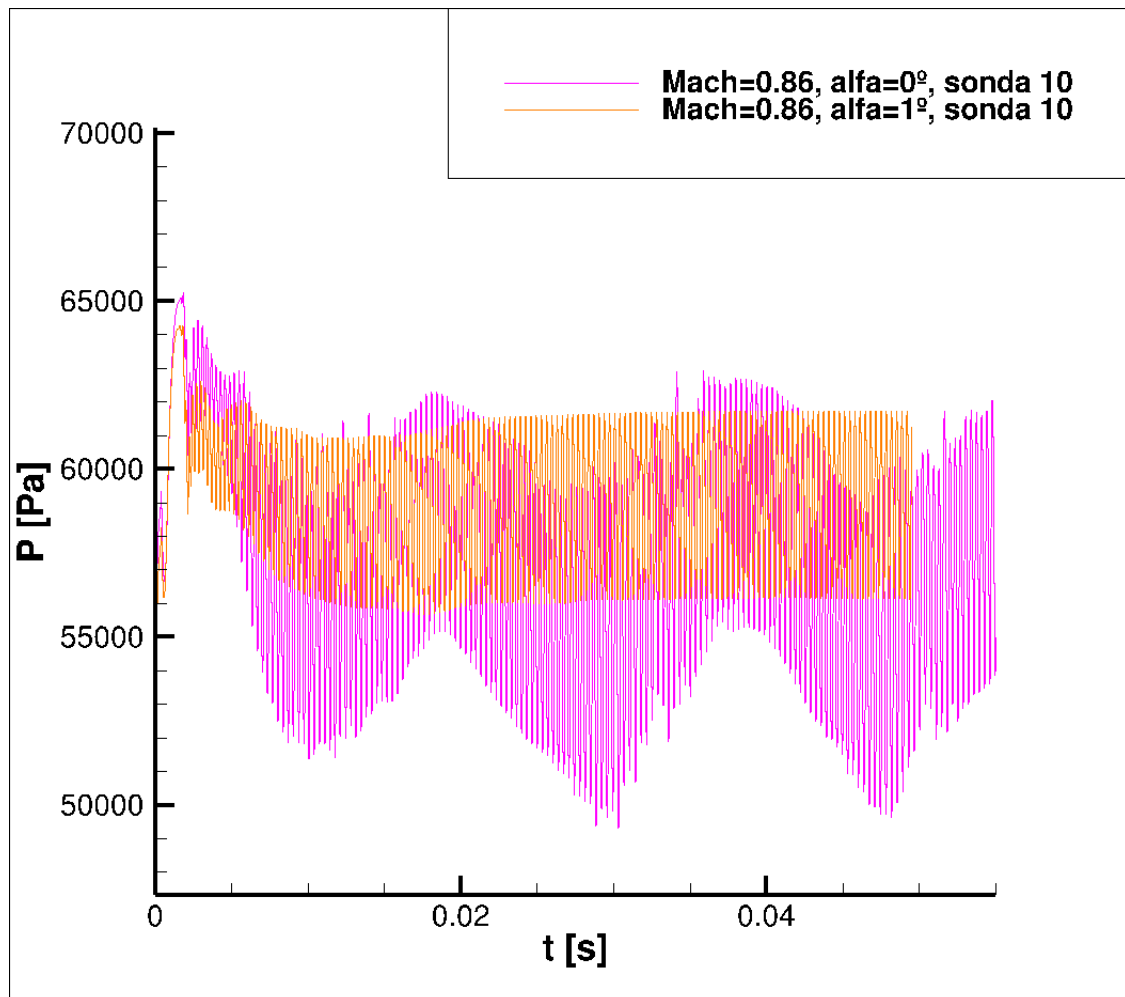


Figura 81: Comparação dos sinais de pressão à $M=0.86$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$

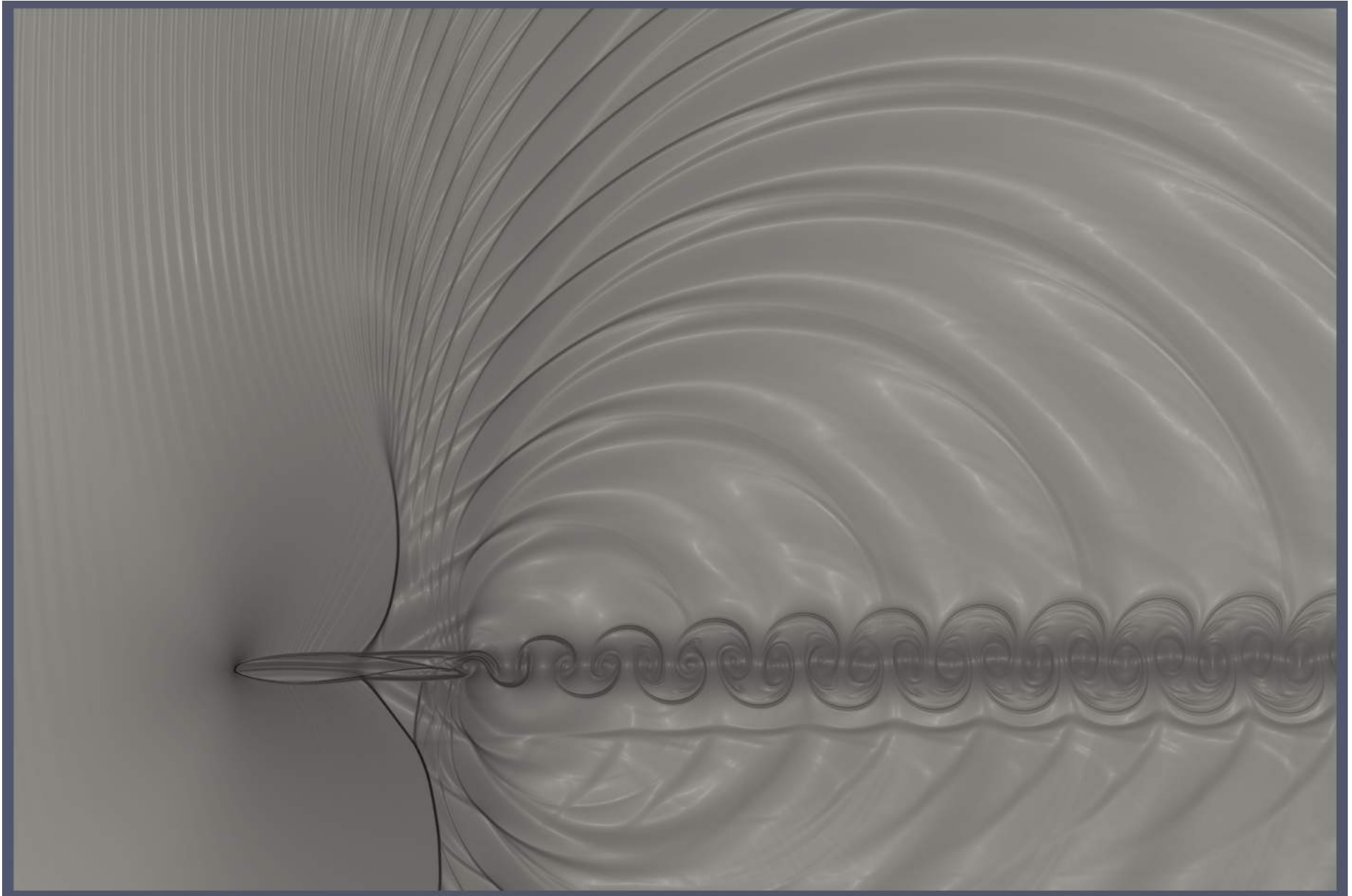


Figura 82: Visualização da iteração 400'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 1^\circ$

- $M = 0.88$

Finalmente, neste caso se forma a estrutura com o lambda duplo no bordo de fuga como ilustrado na figura 1(c) da mesma forma que para $\alpha = 0^\circ$.

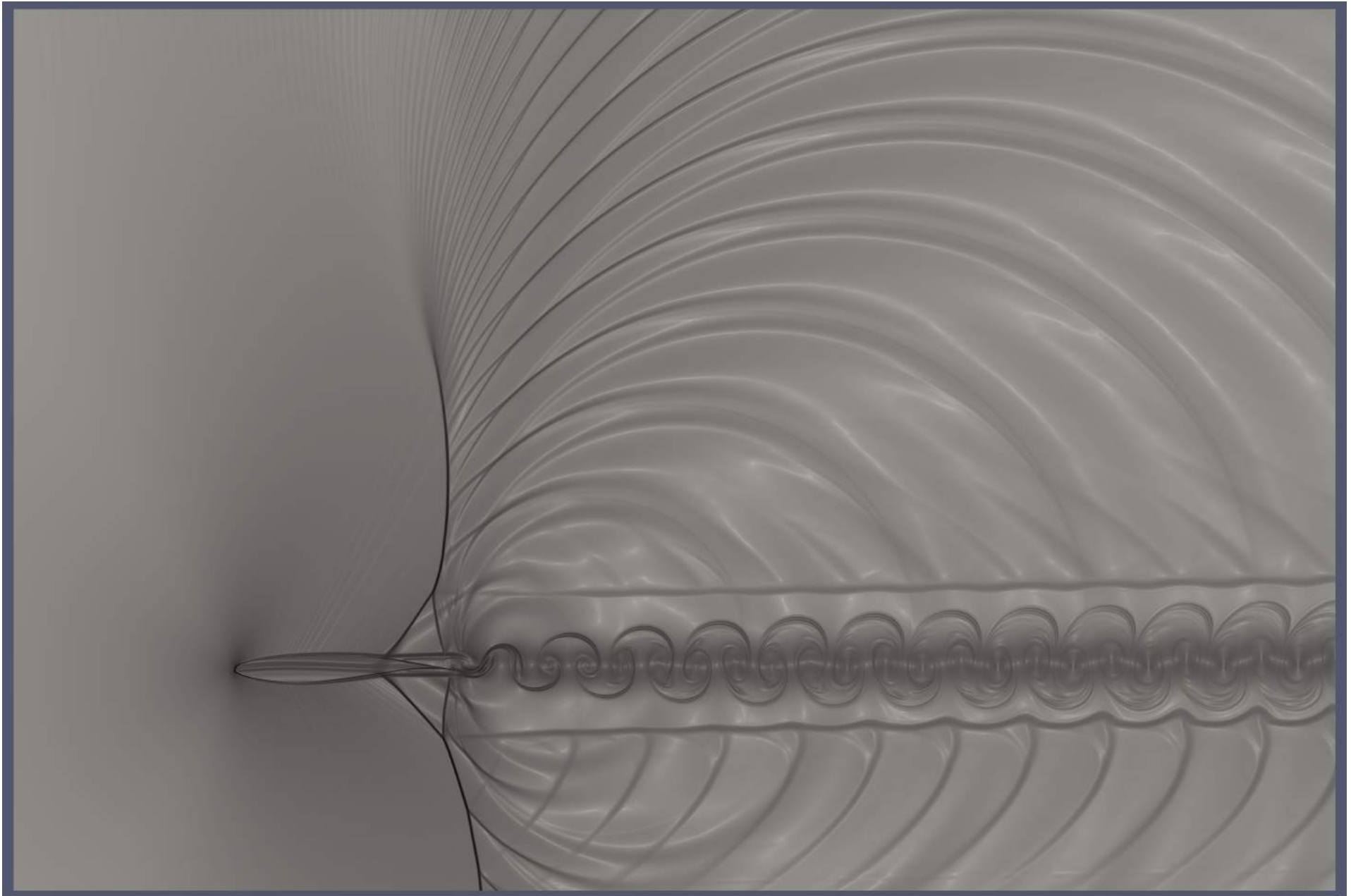


Figura 83: Visualização da iteração 460'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 1^\circ$

6.3.3 Alfa = 2°

Para o ângulo de ataque $\alpha = 2^\circ$, varreu-se o espaço do envelope de 0.74 Mach à 0.90 sem encontrar de fato o buffet. Em 0.90 Mach aparece uma pequena oscilação de baixa frequência associada à variação do tamanho dos choques lambda o que possivelmente indica o início do buffet transônico, porém, mais pontos devem ser simulados para averiguar essa possibilidade.

Devido à disponibilidade do cluster decidiu-se por interromper os 6 primeiros pontos quando estes já mostraram sinais claros de convergência para poder simular também mais um ângulo de ataque. A figura 84 mostra os sinais da sonda 10 para $\alpha = 2^\circ$.

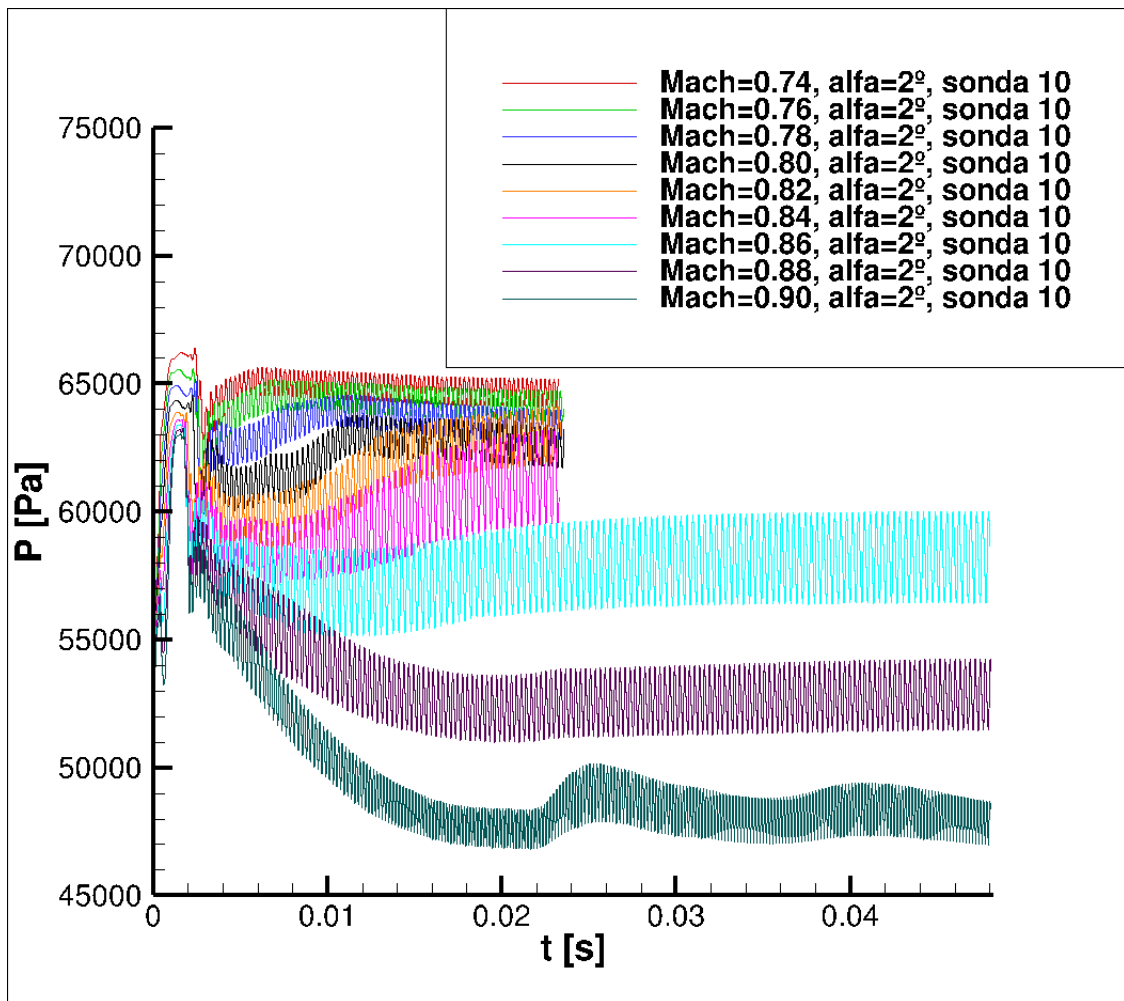


Figura 84: Sinais de pressão para $\alpha = 2^\circ$

- $M = 0.74$

Neste caso, não se formam ondas de choque. A velocidade do escoamento ao redor do aerofólio não atinge valores supersônicos em nenhum momento.

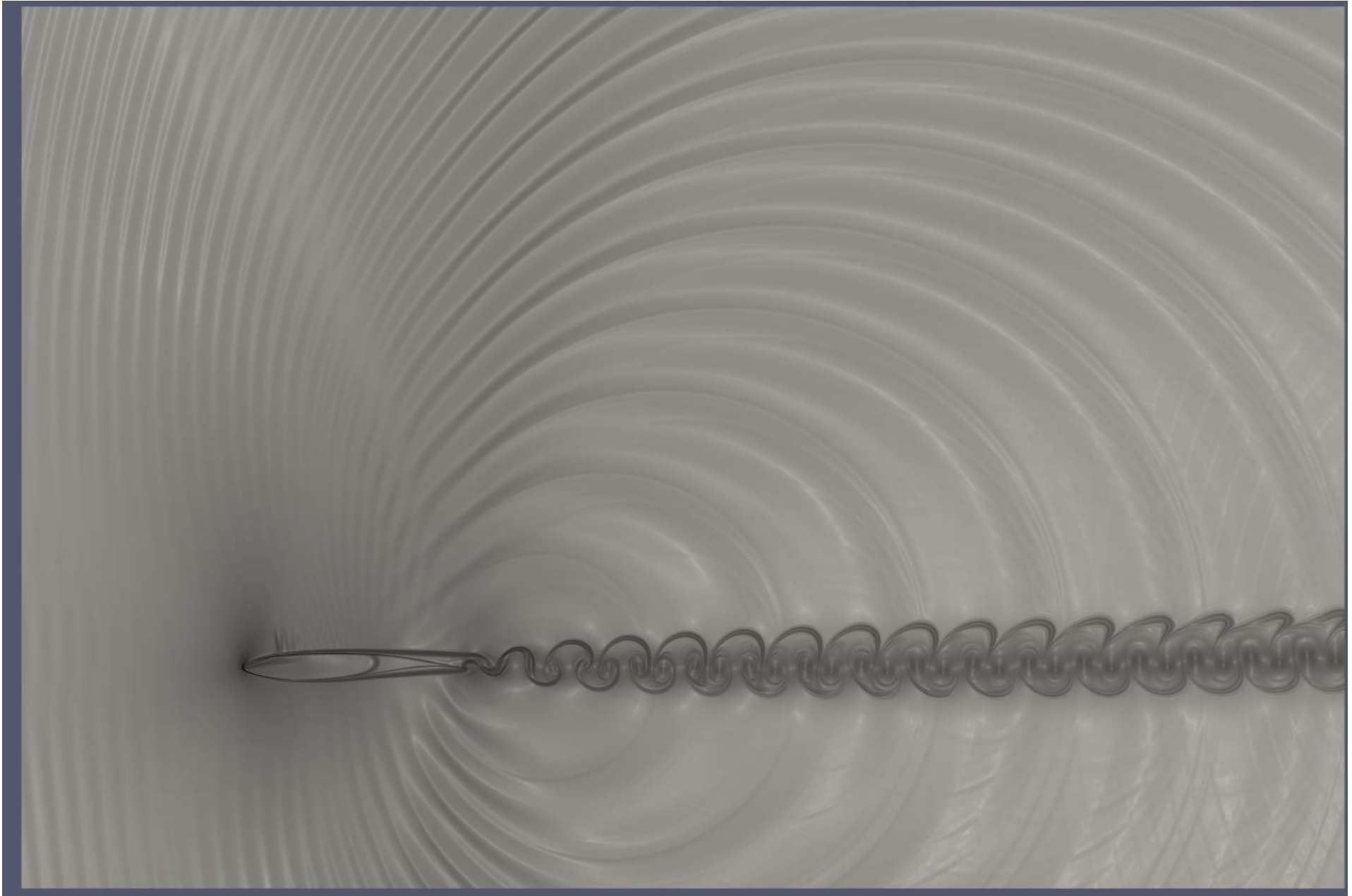


Figura 85: Visualização da iteração 230'000 para $M = 0.74$ e $\alpha = 2^\circ$

- $M = 0.76$

Para os casos de $M = 0.76$ a $M = 0.84$ existe separação após o choque, as ondas de Kutta são claramente visíveis, porém, não há variação de frequência ou desorganização da esteira.

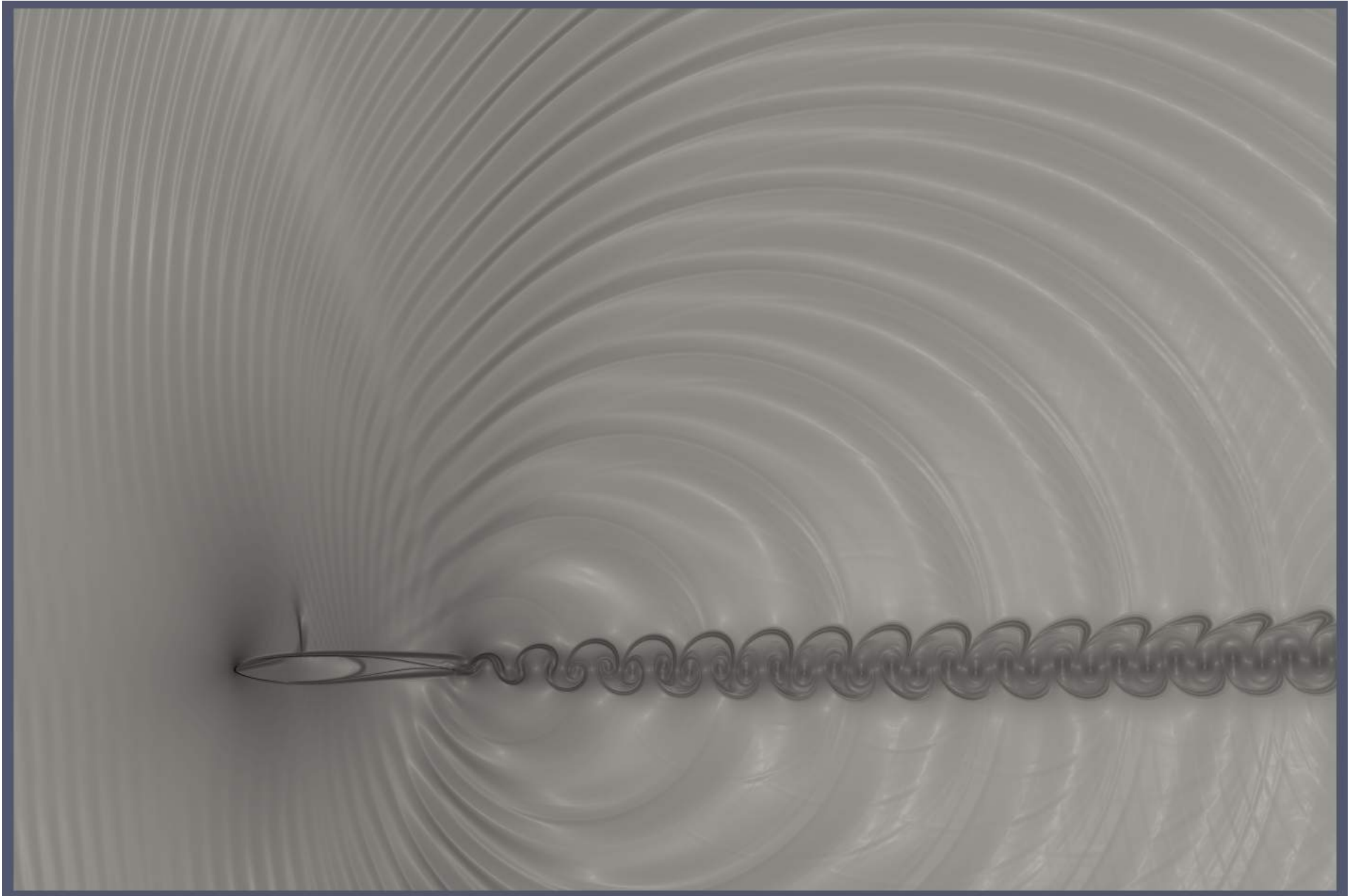


Figura 86: Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 2^\circ$

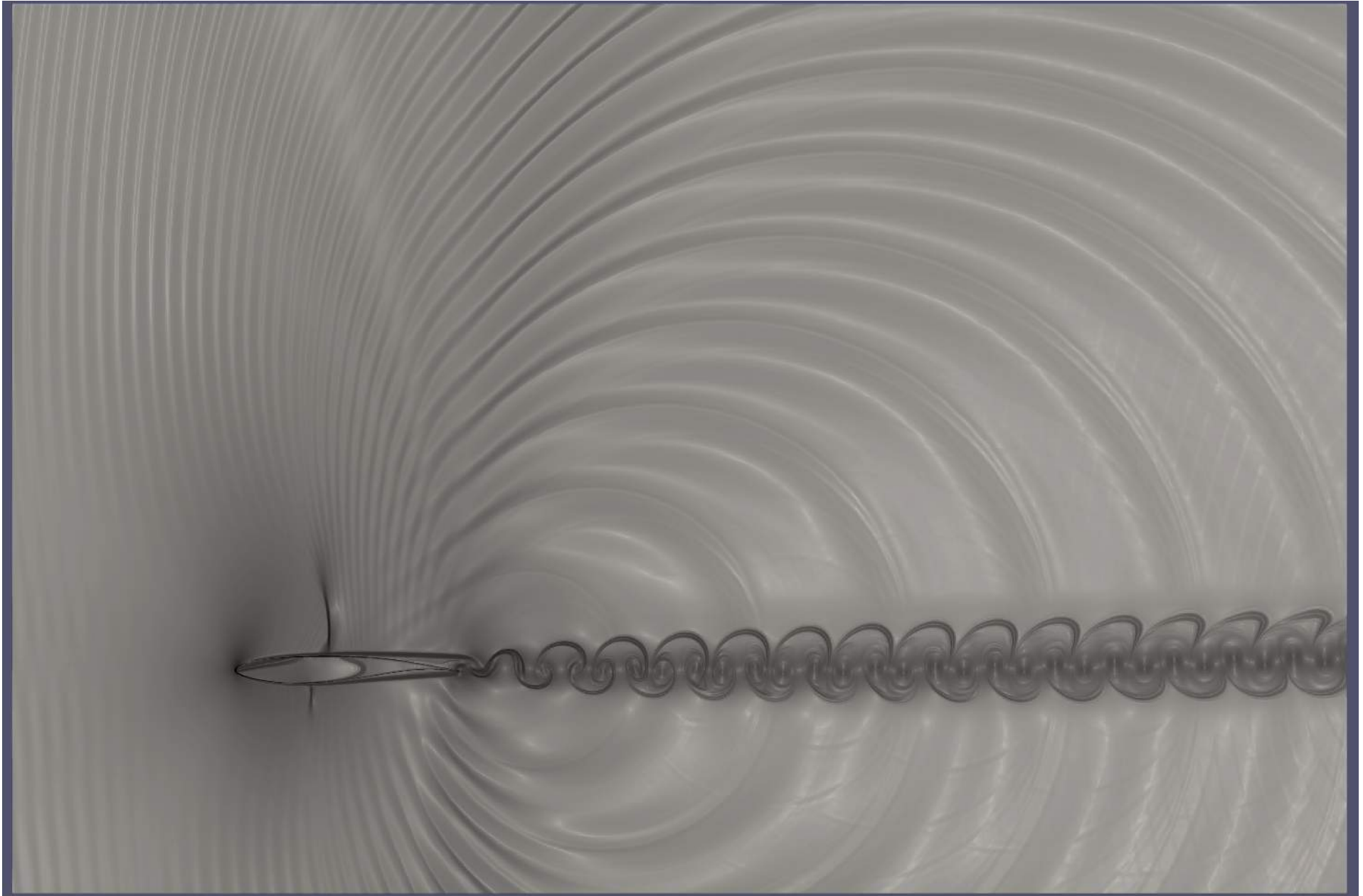


Figura 87: Visualização da iteração 220'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 2^\circ$

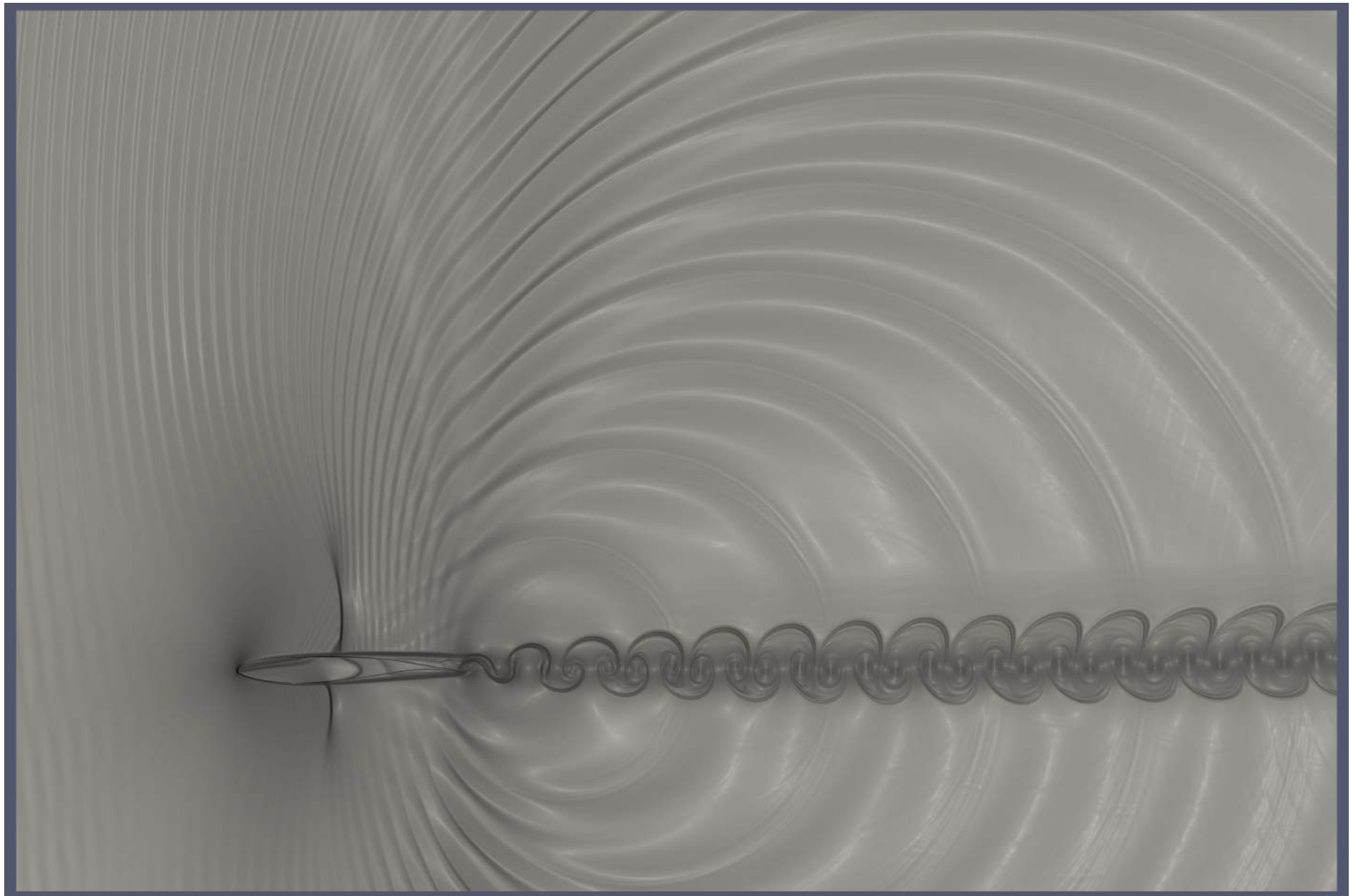


Figura 88: Visualização da iteração 220'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 2^\circ$

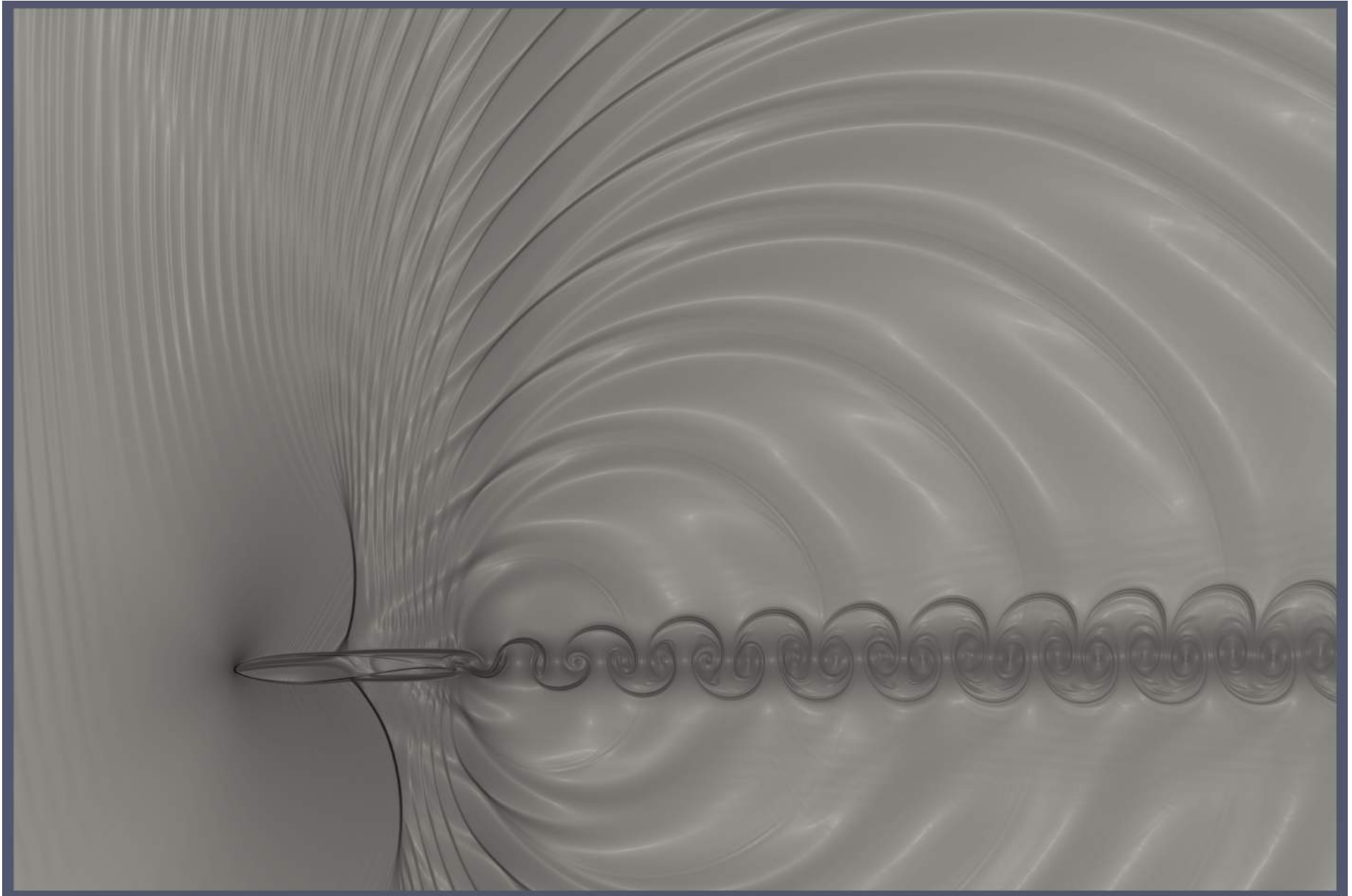


Figura 89: Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.84$ e $\alpha = 2^\circ$

- $M = 0.86$

Verifica-se a presença da estrutura em lambda da mesma forma que nos dois ângulos de ataque antecedentes e as ondas de pressão impactando o choque. Porém, não se nota variação de frequência do ruído.

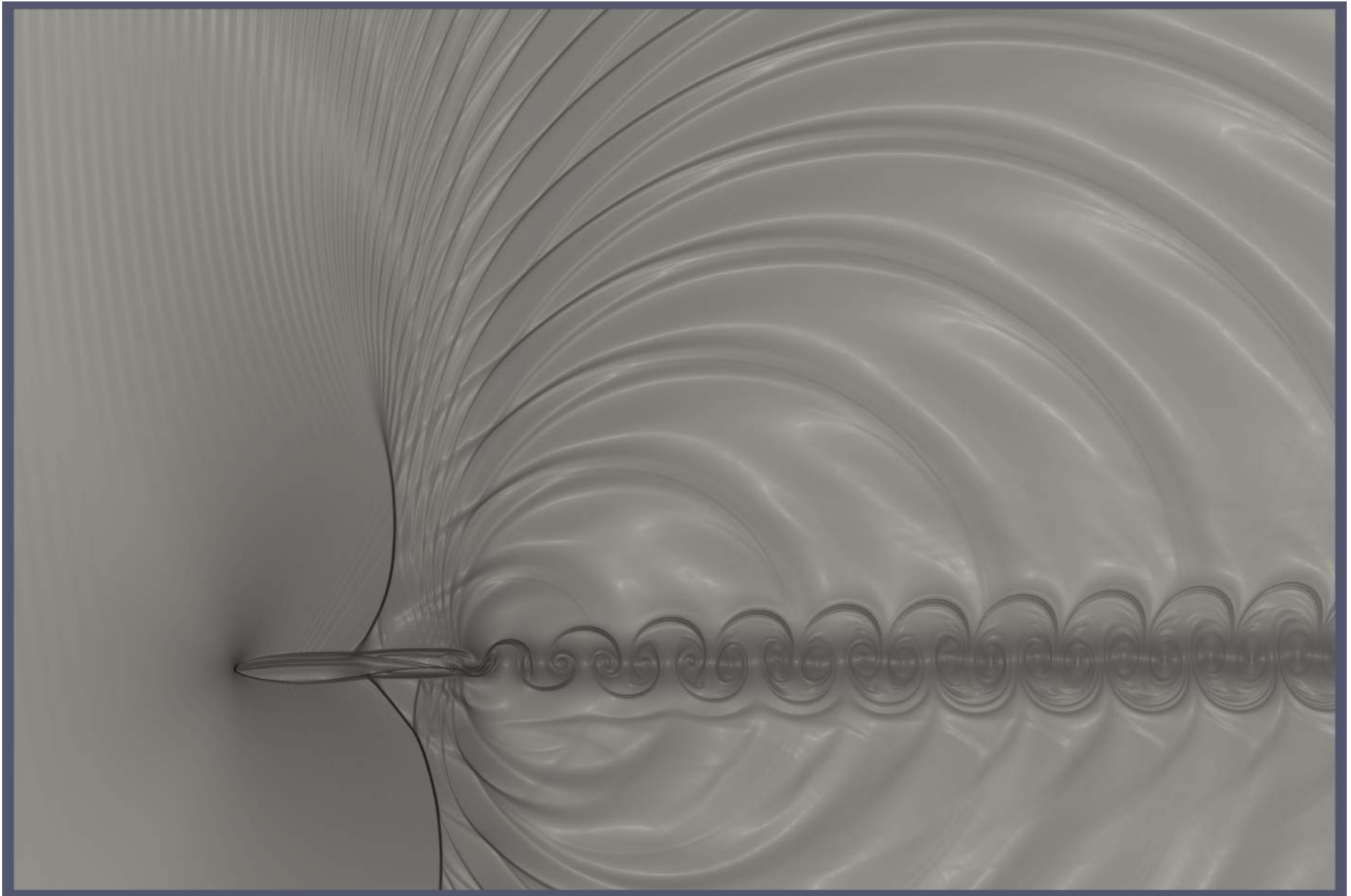


Figura 90: Visualização da iteração 400'000 para $M = 0.86$ e $\alpha = 2^\circ$

- $M = 0.88$

Para este caso a estrutura com os dois lambdas no bordo de fuga já estão formadas. A onda de choque do intradorso, porém, é maior que o domínio, tanto para este caso quanto o próximo, o que pode estar afetando os resultados.

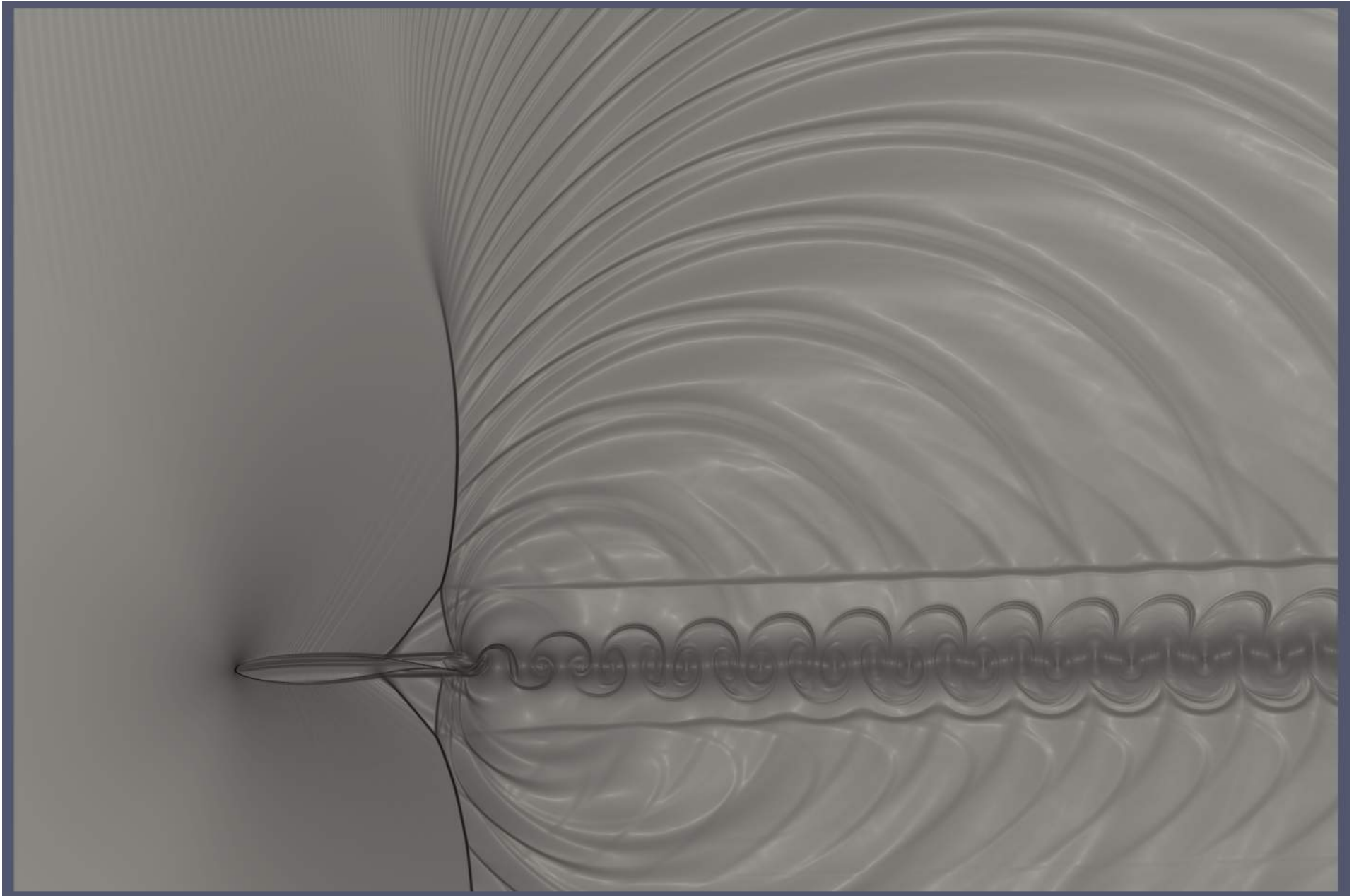


Figura 91: Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.88$ e $\alpha = 2^\circ$

- $M = 0.90$

As figuras 93 a 96 mostram a oscilação de baixa frequência para este caso. Nota-se que a onda de choque em lambda não oscila sobre a corda, apenas varia de intensidade. Não há variação de frequência do ruído no bordo de fuga, porém, nota-se a desorganização e reorganização da esteira. A figura 92 compara os sinais na sonda 10 para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 2^\circ$

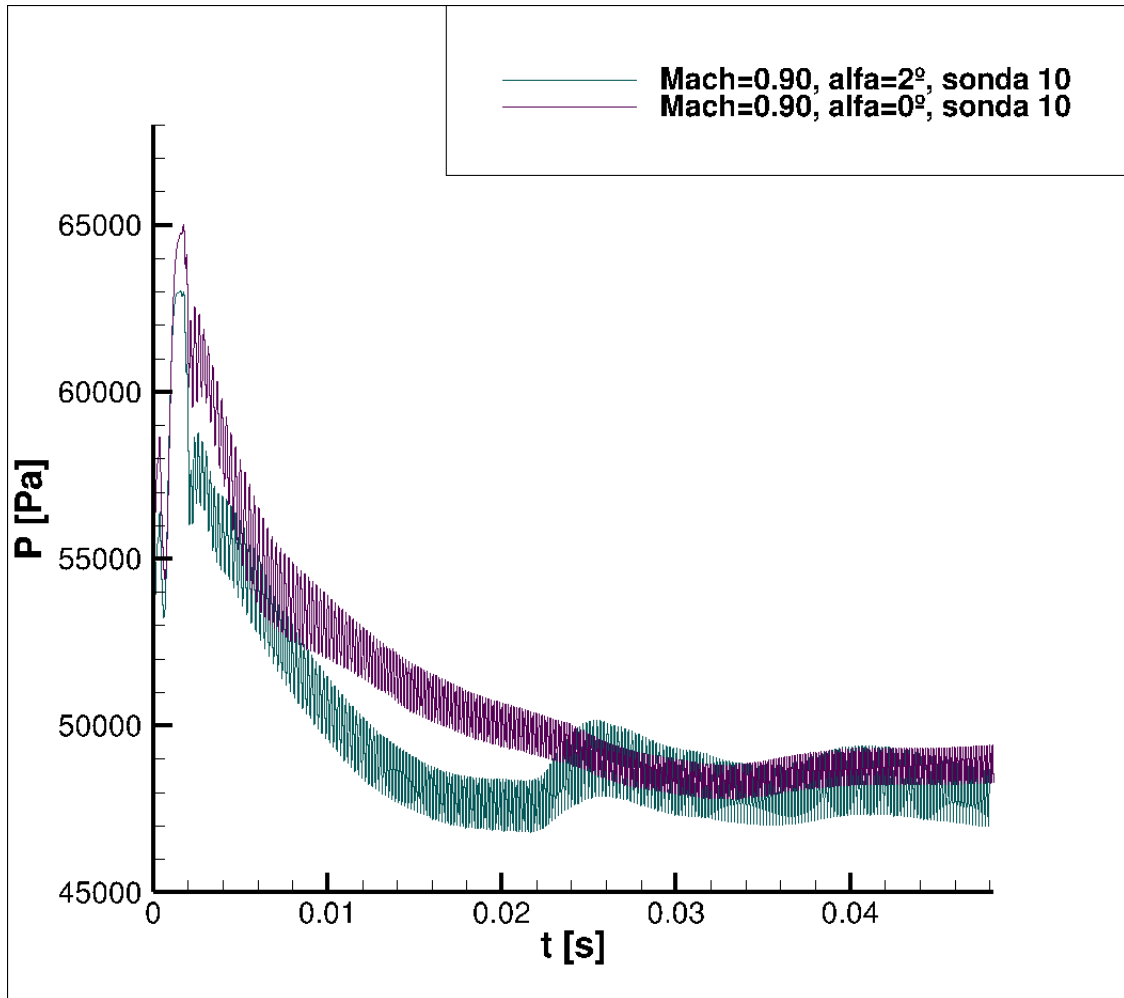


Figura 92: Comparação dos sinais de pressão da sonda 10 à $M=0.90$ para $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 2^\circ$

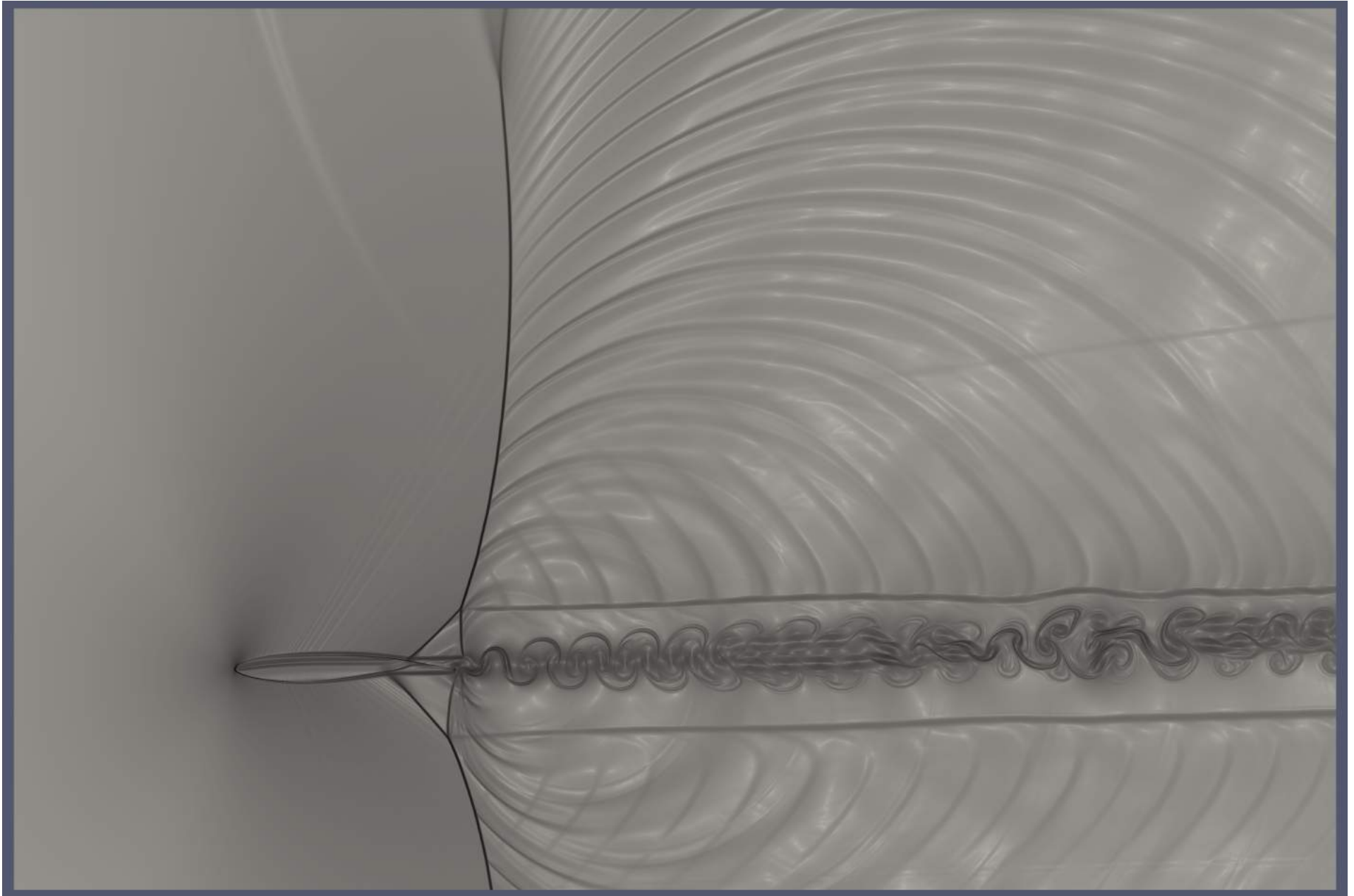


Figura 93: Visualização da iteração 260'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$

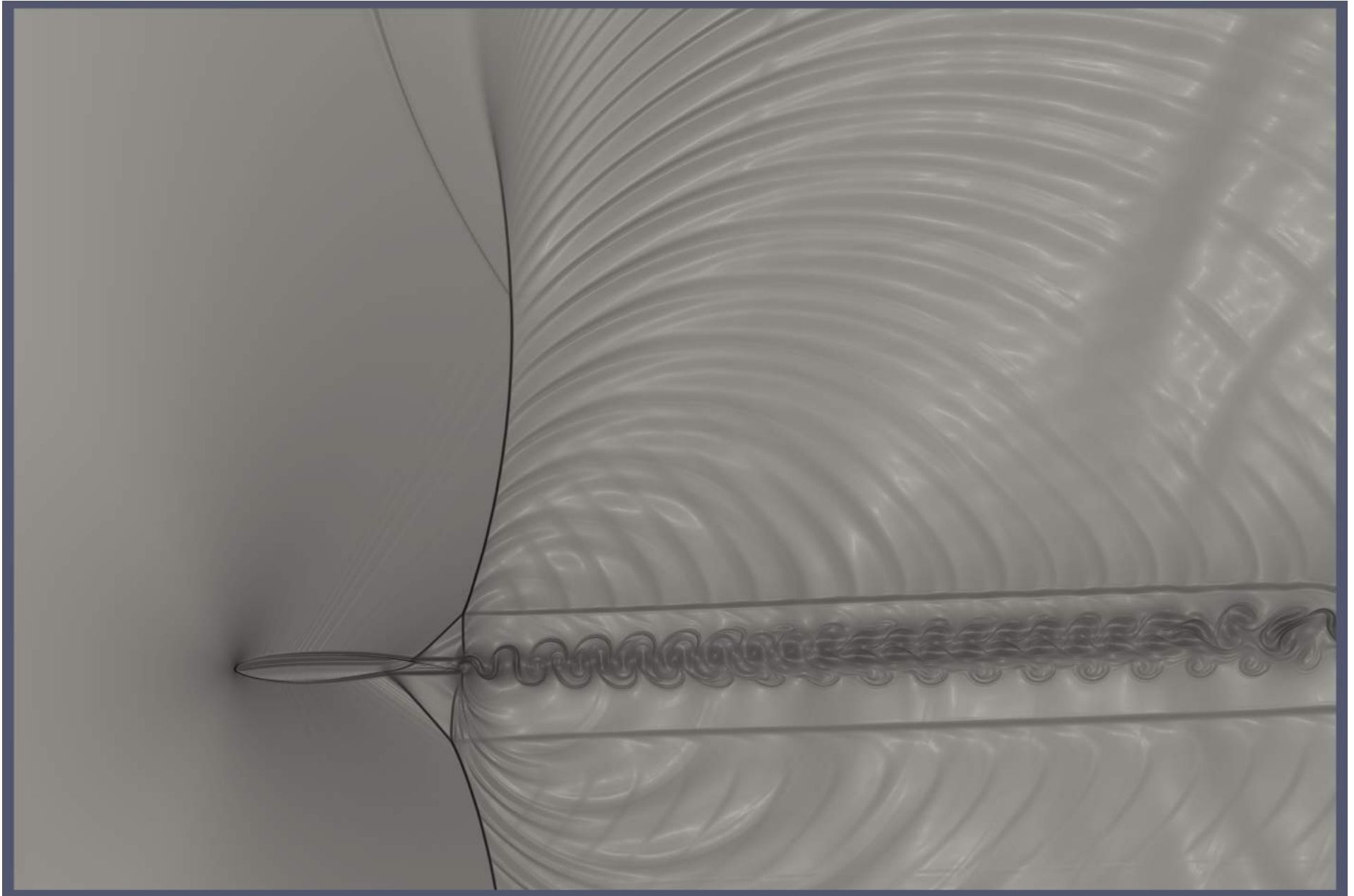


Figura 94: Visualização da iteração 360'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$

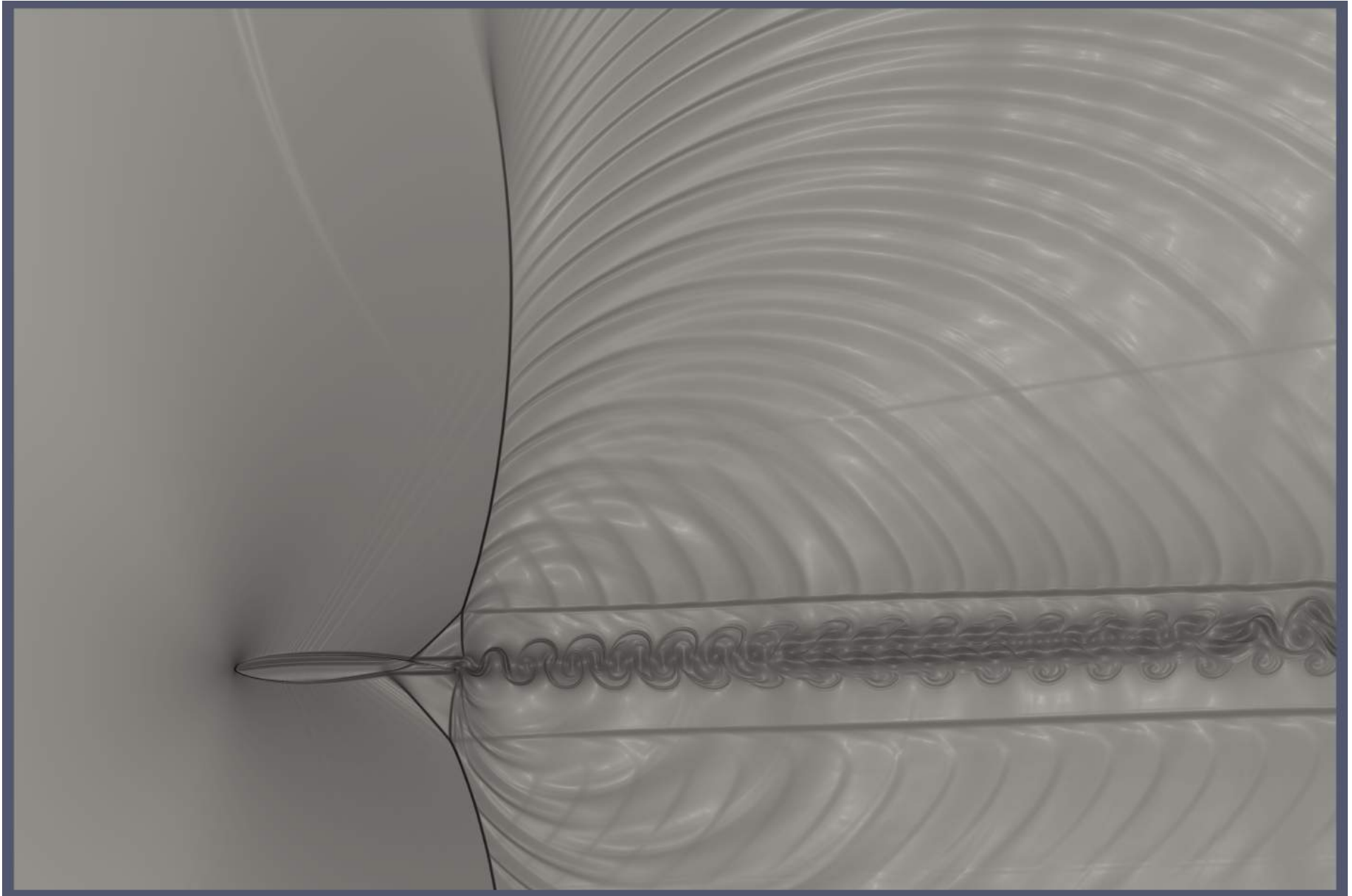


Figura 95: Visualização da iteração 410'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$

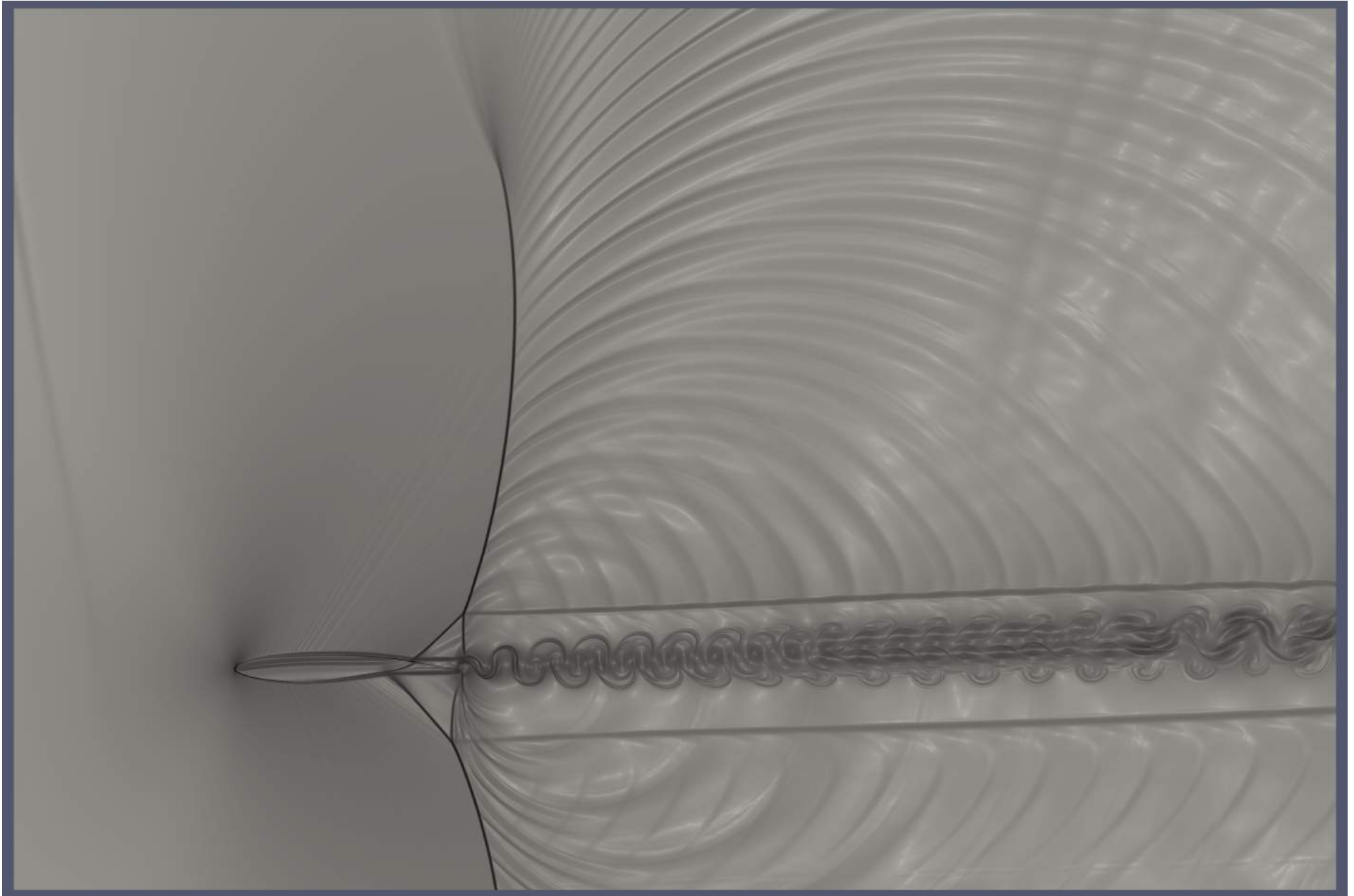


Figura 96: Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.90$ e $\alpha = 2^\circ$

6.3.4 Alfa = 3°

Elevando mais uma vez o ângulo de ataque, variou-se o Mach de 0.74 (pois sabe-se que existe buffet para $M=0.73$ e $\alpha = 3^\circ$) até 0.82 e não foram obtidas oscilações de baixa frequência em nenhum caso. Todas os casos se estabilizaram, não se nota nenhuma das estruturas associadas ao buffeting descritas anteriormente: variação de frequência do ruído auto-induzido, instabilidades na esteira de Kelvin-Helmholtz ou variação da posição do choque. O choque caminha para trás e se intensifica com o aumento do número de Mach, como discutido na seção 1.2.

O último caso simulado apresenta choque lambda e uma pequena onda de choque no intradorso (Figura 102) e parece indicar que está prestes a oscilar.

A figura 97 mostra a convergência de todos os casos simulados.

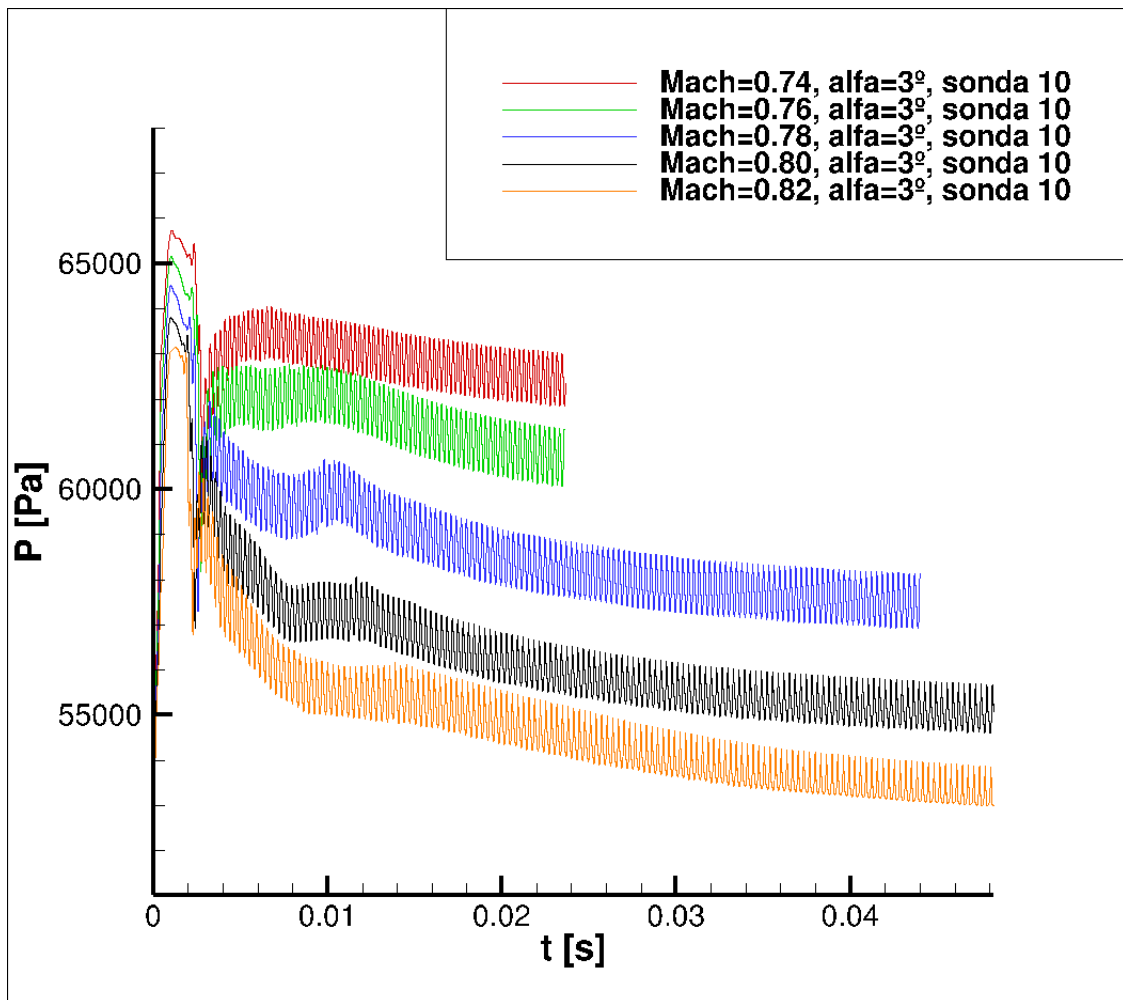


Figura 97: Sinais de pressão da sonda 10 para $\alpha = 3^\circ$

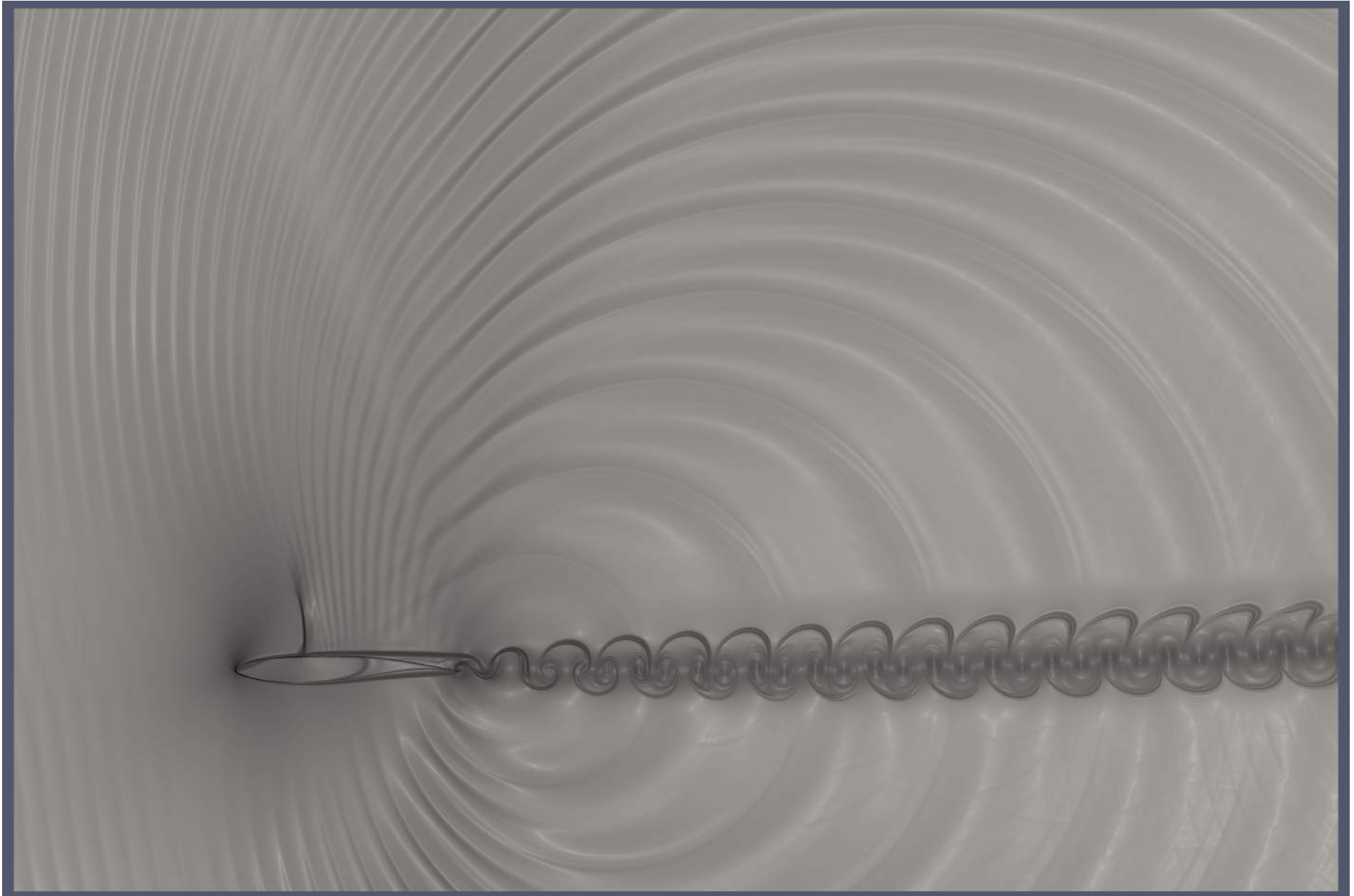


Figura 98: Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.74$ e $\alpha = 3^\circ$

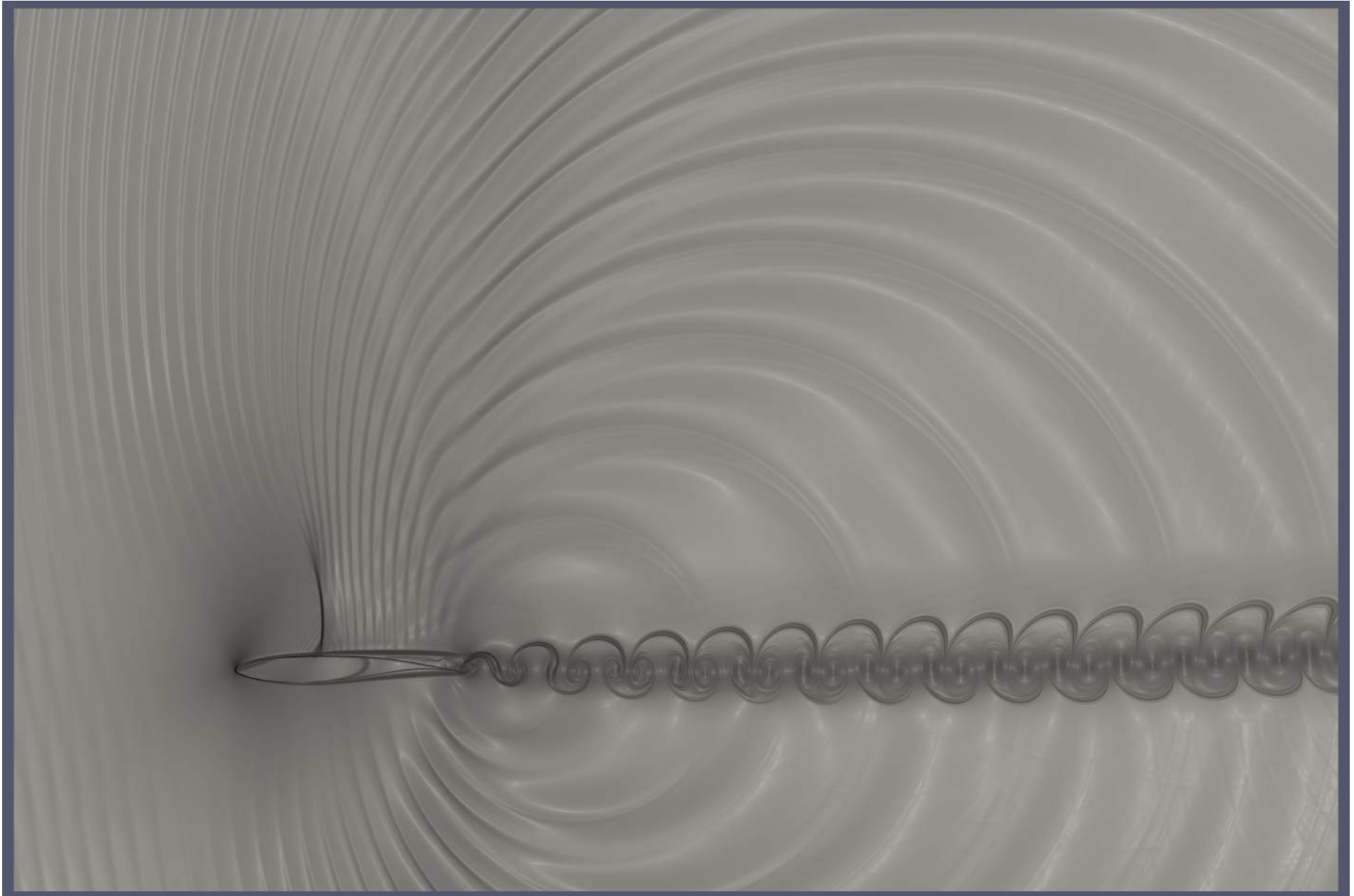


Figura 99: Visualização da iteração 240'000 para $M = 0.76$ e $\alpha = 3^\circ$

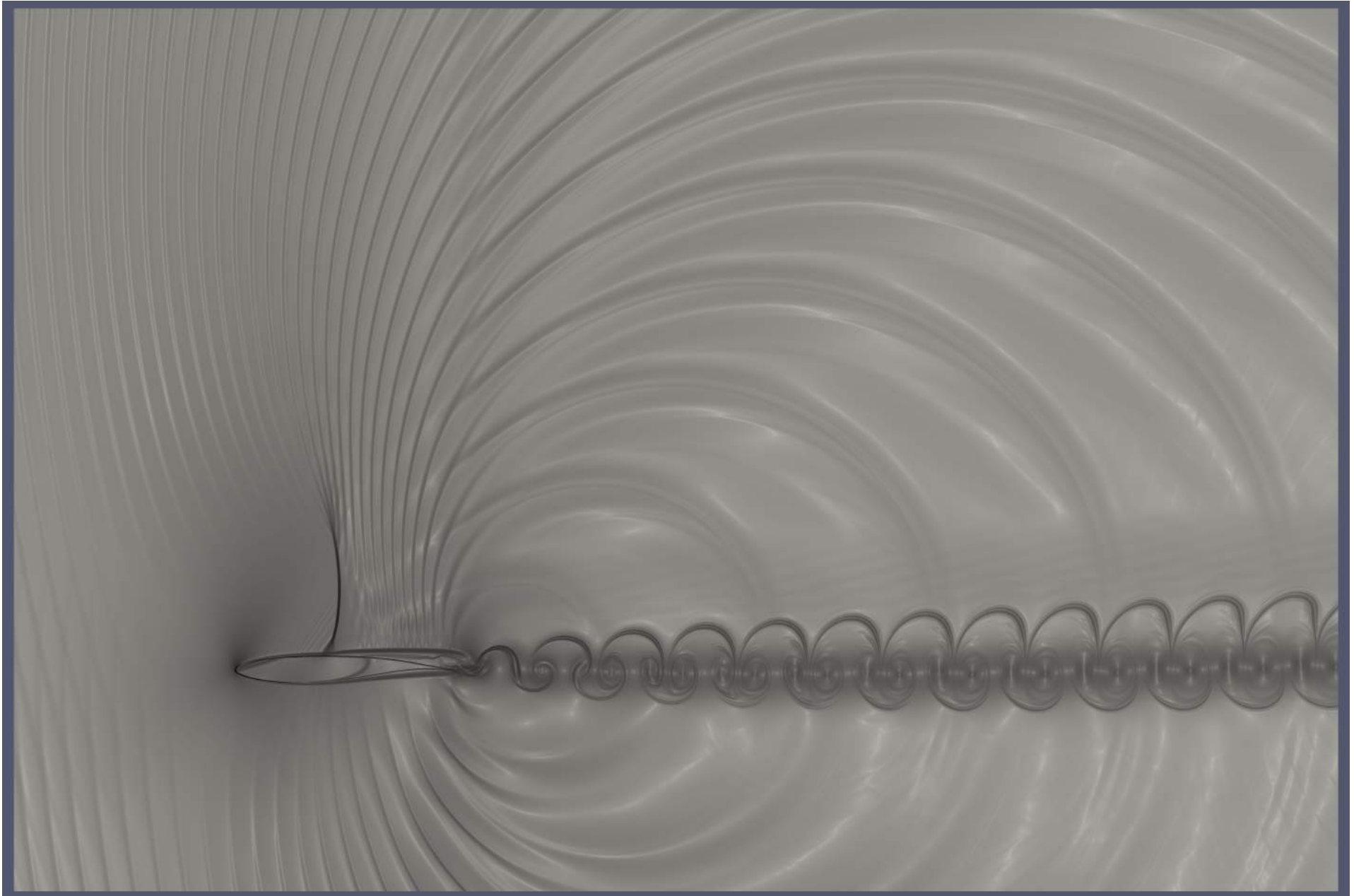


Figura 100: Visualização da iteração 430'000 para $M = 0.78$ e $\alpha = 3^\circ$

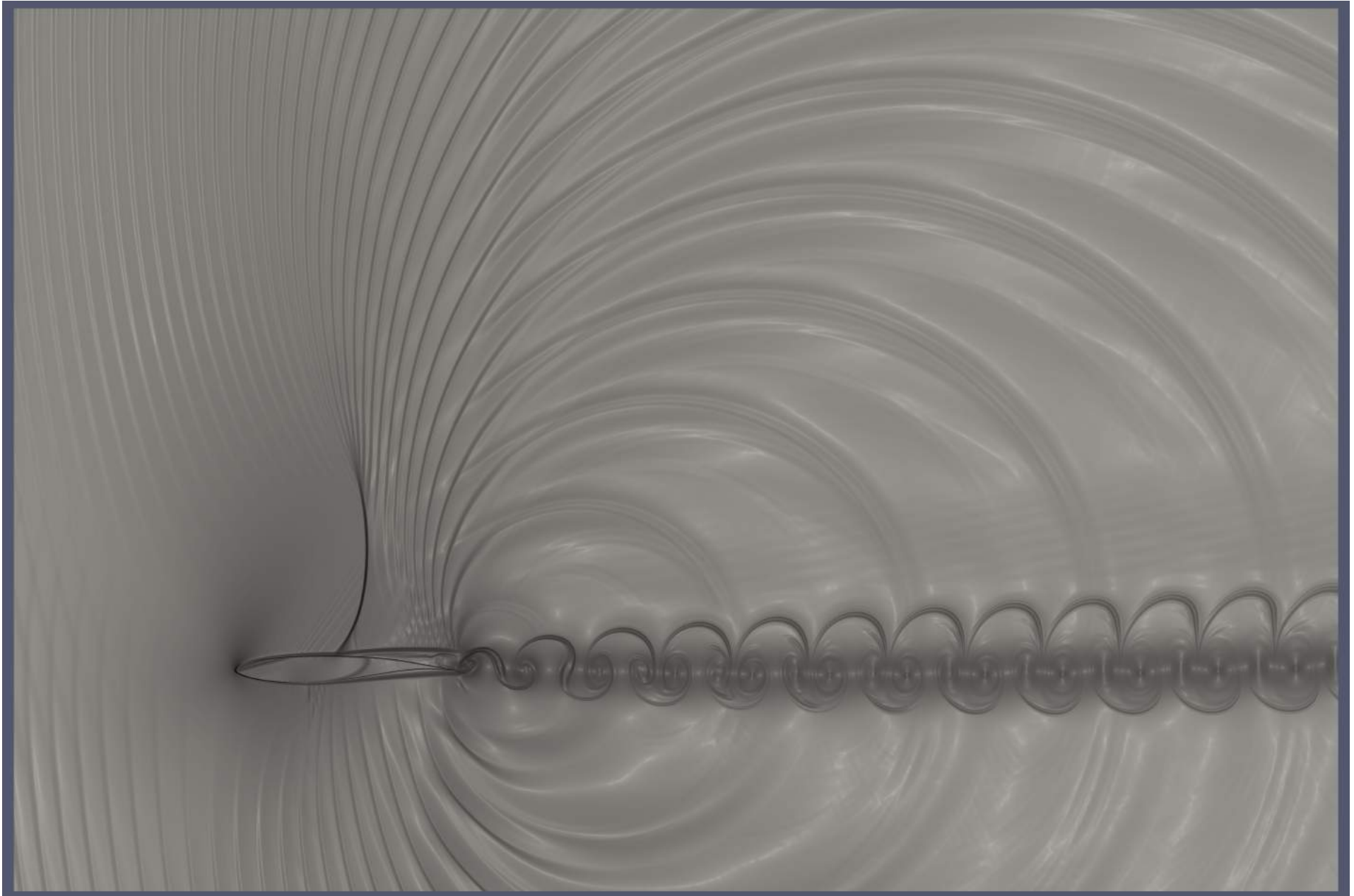


Figura 101: Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.80$ e $\alpha = 3^\circ$

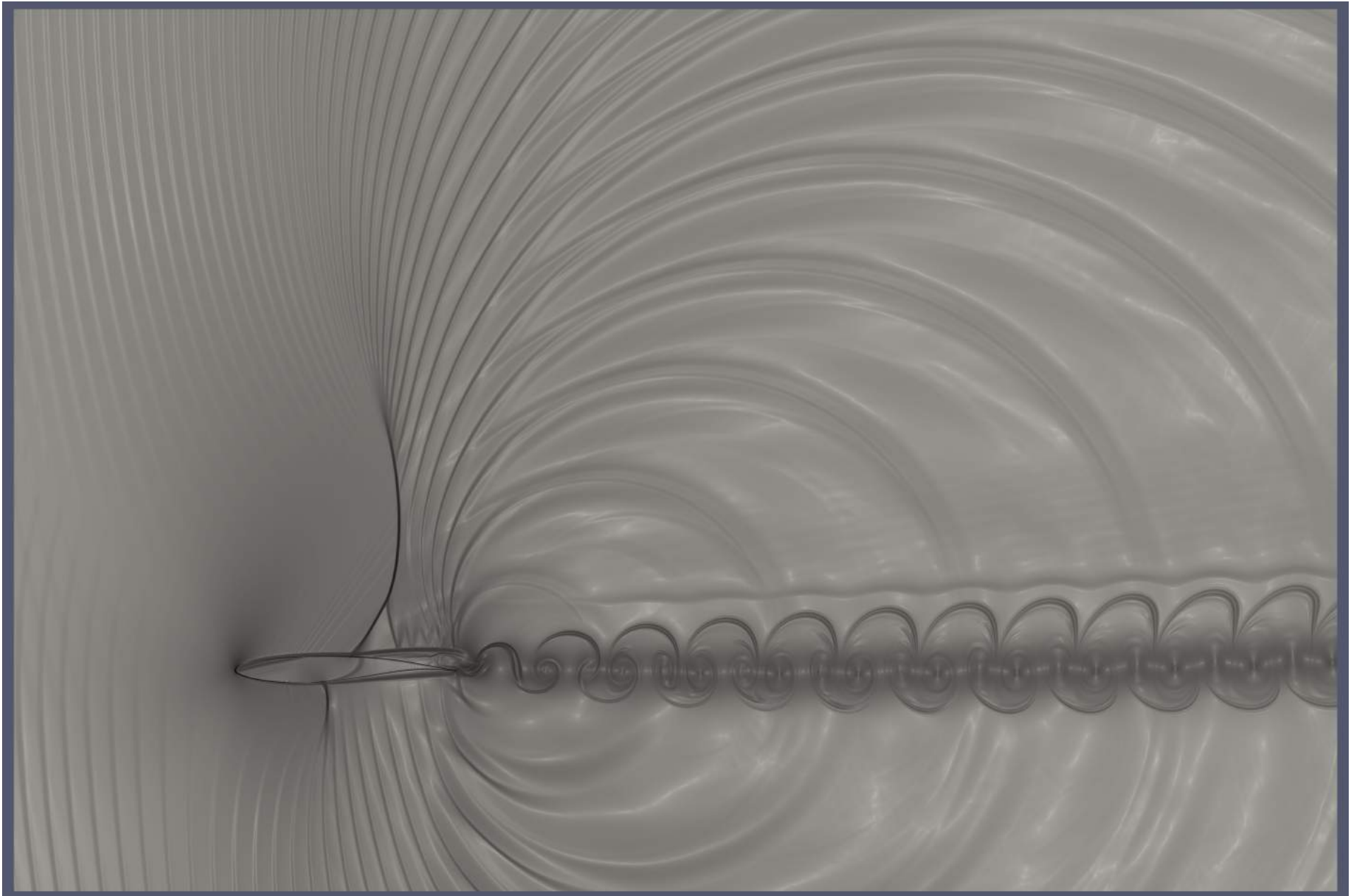


Figura 102: Visualização da iteração 480'000 para $M = 0.82$ e $\alpha = 3^\circ$

6.3.5 O Envelope de Buffet do OAT15A

Com base nas simulações apresentadas anteriormente, pode-se começar a desenhar o envelope de buffet do OAT15A. Para os ângulos de $\alpha = 0^\circ$ e $\alpha = 1^\circ$, o locus das oscilações auto-sustentadas apresentam um comportamento similar ao esperado. Para os ângulos de $\alpha = 2^\circ$ e $\alpha = 3^\circ$, não foi possível encontrar o fenômeno.

Dois hipóteses foram desenvolvidas para explicar este resultado. Primeiramente, é possível que, como a faixa de números de Mach para os quais se obteve oscilações de baixa frequência mostrou estar diminuindo de $\alpha = 0^\circ$ para $\alpha = 1^\circ$, o salto dado no número de Mach de um caso para outro já fosse grande demais para detectar a faixa de buffet. Outra explicação é que talvez tenha se encontrado a condição de projeto do aerofólio, e que por isso, realmente o buffet ocorra a velocidades mais elevadas ou não ocorra de todo. Isso não seria inconsistente com o que se tem na literatura, como o envelope do BGK-1 por exemplo (Figura 9), onde para baixos ângulos de ataque simplesmente não há buffet. Ou ainda, na figura 10 fala-se de uma faixa de ângulos de ataque para os quais é possível chegar à velocidades supersônicas sem encontrar buffet.

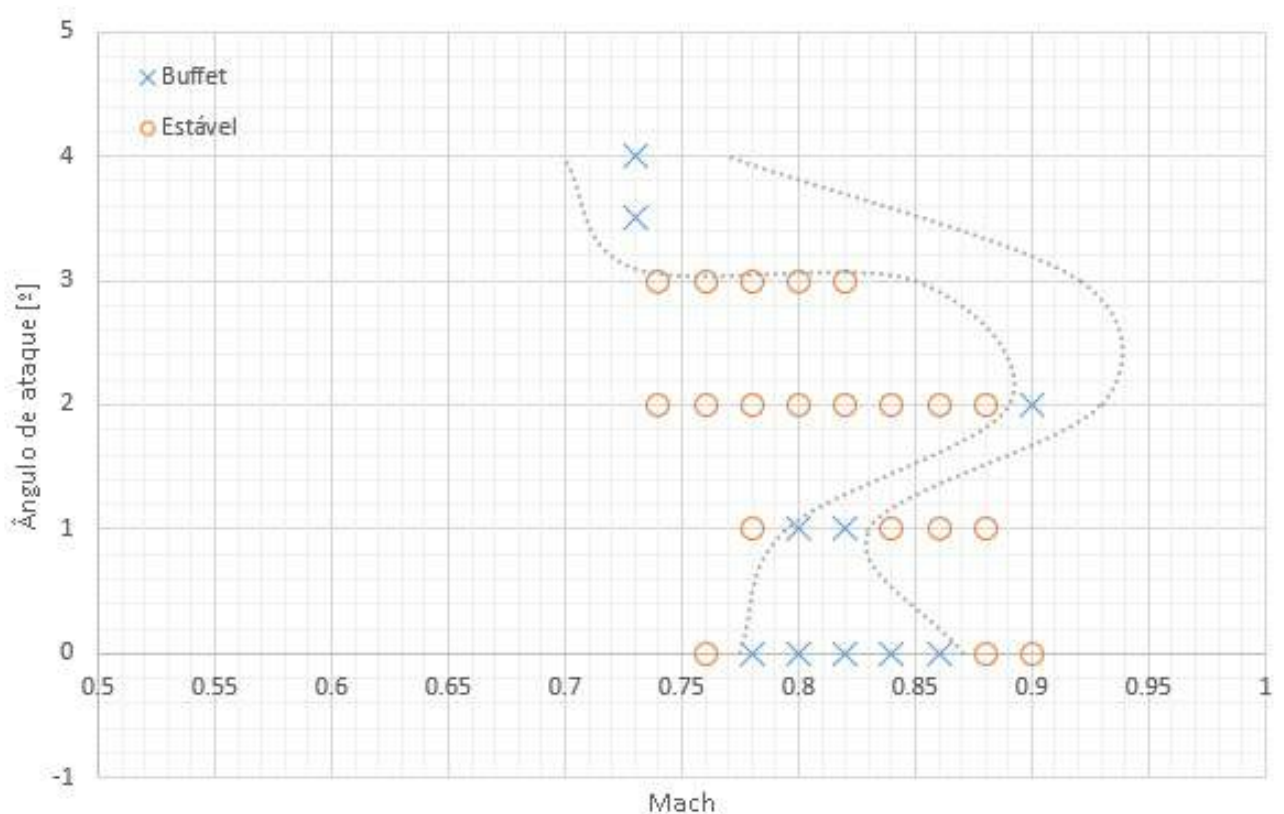


Figura 103: Envelope de Buffet parcial do aerofólio OAT15A

A figura 103 apresenta um resumo dos pontos obtidos neste trabalho. É necessário frizar que as linhas cinzas servem apenas à ajudar na visualização. São necessários mais casos para averiguar com certeza esses limites a partir de $\alpha = 2^\circ$.

6.3.6 Reavaliação do Modelo de Buffet

O modelo proposto por (LEE, 1989) (Figura 7) mostra muitas similaridades com o que foi observado na seção 6.3, porém algumas coisas ficam mal explicadas. O que são as perturbações que se propagam pela camada limite e as Kutta-waves?

O modelo proposto em (CAMARGO; AMARAL, 2016) é de que o choque se moveria para à frente devido à separação que causa um "descamber". Em essência, para o fluxo invíscido, a região separada atua como um flap defletido para cima, causando uma redução de circulação e sustentação à zero graus para o aerofólio. Esse mecanismo é descrito em detalhes em (DRELA, 2014). Isso explica a movimentação do choque para frente, o que parece contrariar a tendência esperada (MASON, 2006). A movimentação do choque para frente, porém, o enfraquece. Assim o gradiente de pressão através do choque diminui até que em certo ponto esse gradiente adverso não é mais suficiente para causar separação, fazendo com que a camada limite consiga aderir novamente ao aerofólio e permitir à onda caminhar para trás, ganhando força. Esse ciclo se repete quando a onda de choque se torna forte o suficiente para causar separação. Esse mecanismo pode ser visto claramente na figura 61. Porém, em vários casos deste trabalho, nota-se a ocorrência do buffet sem a separação e recolamento da camada limite descrita por (CAMARGO; AMARAL, 2016), como por exemplo o caso $\alpha = 0^\circ$, $M = 0.86$ (figuras 66 a 68).

Outra relação apontada em (CAMARGO; AMARAL, 2016) é a relação da mudança de frequência do ruído auto-induzido com a oscilação auto-sustentada. Em (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013), foi demonstrado que a alteração de frequência é capaz de afetar a onda de choque. Essa variação pode ser visto claramente na figura 79 e em todas as que apresentam oscilações de baixa frequência desenvolvidas.

O principal argumento para esse modelo é que o buffet ocorre para uma condição sem escorregamento parcial nenhum, conforme relatado em (CAMARGO; AMARAL, 2016), ele apenas ocorre à um ângulo de ataque demasiadamente alto. Isso faz sentido, visto que a separação só ocorrerá quando o gradiente de pressão for suficiente para parar o fluido com velocidade tangencial. O momentum das partículas fluidas junto ao aerofólio são muito maiores para o caso Euler do que na realidade. A condição de escorregamento parcial serve então apenas para introduzir um déficit de momentum apropriado para que o gradiente de pressão seja suficiente para separar o escoamento. Em outras palavras, não é necessário gastar enormes recursos simulando a camada limite para obter a forma do perfil de velocidades e resolver as escalas turbulentas na camada limite, apenas um déficit de momentum é necessário para que o fenômeno, que é essencialmente invíscido, possa ocorrer.

Quando existe a presença de ondas de choque no intradorso e no extradorso o fenômeno se torna mais complexo. Claramente as estruturas se influenciam mutuamente. Uma coisa que pode ser notada em todos os casos em que há buffet para baixos ângulos de ataque (Figuras 66, 79) é que a ocorrência do fenômeno sempre vem acompanhado

de instabilidades na esteira de Kelvin-Helholtz e uma assimetria entre o extradorso e intradorso.

Conforme relatado em 1.6, os experimentos em (BRUCE; BABINSKY, 2008) demonstram que a ocorrência da oscilação da onda é um fenômeno puramente invíscido governado pela teoria clássica de escoamentos compressíveis (equações de Rankine-Hugoniot - ver Apêndice A). As propriedades do escoamento após o choque dependem exclusivamente do número de Mach antes do choque. Assim, a onda de choque se movimenta de forma que o número de Mach relativo à montante seja compatível com a pressão à jusante. Isso explica a sensibilidade da onda ao som relatado por (HARTMANN; FELDHUSEN; SCHRODER, 2013). A relação entre frequência das perturbações e a amplitude da oscilação da onda (figura 13) relatado em (BRUCE; BABINSKY, 2008) é claramente observado neste trabalho. O caso com a oscilação de menor amplitude é $\alpha = 1^\circ$, $M = 0.78$ (figura 72) onde a frequência das perturbações é visivelmente alta. O caso onde foi observado a maior amplitude de oscilação da onda foi $\alpha = 0^\circ$, $M = 0.82$ (figuras 59 e 60) onde se nota a baixa frequência da perturbações.

Dessa forma, propõe-se que o mecanismo para o buffet transônico em aerofólios é análogo ao observado nos experimentos de (BRUCE; BABINSKY, 2008) em que o choque se movimenta em resposta à variação de pressão em baixa frequência. Essa variação de pressão nada mais é que o ruído auto-induzido do aerofólio. Assim, a condição de escorregamento parcial permite que o fenômeno ocorra no momento correto pois o déficit de momentum altera a frequência do ruído auto-induzido no bordo de fuga, independente desse déficit resultar em separação após o choque ou não.

7 CONCLUSÃO E TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho teve o objetivo de demonstrar a capacidade do método apresentado nos capítulos 2, 3 e 4 de prever adequadamente o fenômeno do buffet transônico de forma significativamente mais barata do ponto de vista computacional quando comparado ao que é feito hoje na indústria. Ao invés de gastar recursos simulando a camada limite com altíssima resolução e os termos viscosos associados, modela-se simplesmente a camada limite como uma condição de escorregamento parcial calibrada e gasta-se os recursos fornecendo resolução para o domínio como um todo. Pode-se verificar nos resultados obtidos (seção 6.3) que a topologia do escoamento varia bastante, sendo de difícil ou impossível previsão antes da simulação. Assim sendo, qualquer refino de malha para o choque ou para a esteira inevitavelmente irá introduzir tendências no resultado que podem não corresponder à realidade.

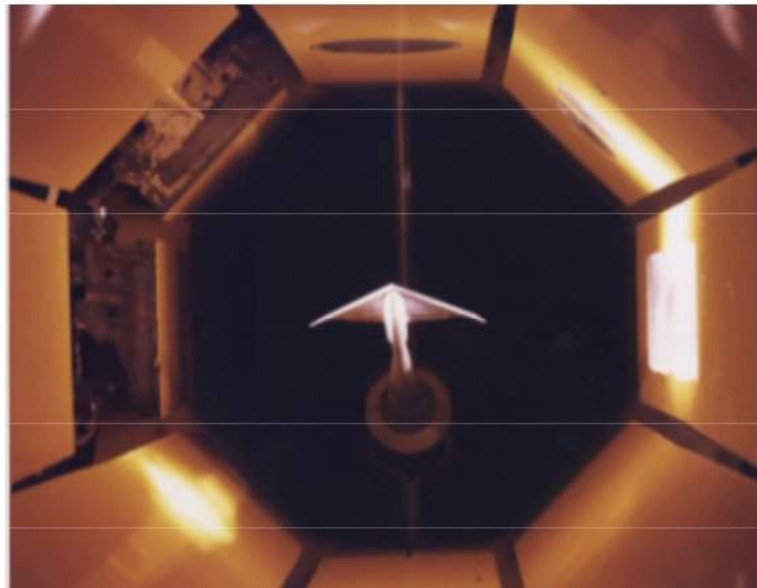


Figura 104: Modelo de aeronave em túnel de vento transônico com paredes flexíveis, (MASON, 2006)

A simulação numérica também possui uma vantagem em relação a ensaios experimentais do fenômeno. Como pode ser observado nas visualizações apresentadas, o

fenômeno depende das flutuações de pressão geradas no bordo de fuga e produz ondas as vezes bastante intensas. Por mais que um túnel de vento transônico apresente paredes flexíveis, a reflexão dessas ondas irá voltar a impactar o aerofólio, fazendo com que esse tipo de ensaio seja muito caro e de precisão duvidosa.

Para a continuação deste esforço, primeiramente será necessário coletar mais pontos para definir com precisão os limites do envelope. Porém, os dados experimentais de perfis supercríticos não são divulgados. O OAT15A utilizado neste trabalho possui dados apenas para Mach 0.73. Para continuar o desenvolvimento deste modelo, é necessário uma parceria industrial para validar os dados simulados. Outra alternativa é levantar o envelope do aerofólio NACA 0012 que possui dados experimentais divulgados (CROUCH, 2009). A desvantagem dessa abordagem é que o NACA 0012 não é um aerofólio transônico e portanto, traçar o seu envelope de buffet seria de utilidade limitada comparado à um perfil supercrítico.

Referências

- ANDERSON, D. A.; TANNEHILL, J. C.; PLETCHER, R. H. *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*. 2. ed. [S.l.]: Taylor and Francis, 1997. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 27.
- ANDERSON, J. D. *Computational Fluid Dynamics – The Basics with Applications*. 1. ed. [S.l.]: McGraw Hill, 1995. Citado na página 20.
- ANDERSON, J. D. *Fundamentals of Aerodynamics*. 3. ed. [S.l.]: McGraw Hill, 2001. Citado 2 vezes nas páginas iv e 3.
- ANDERSON, J. D. *Modern Compressible Flow - With Historical Perspective*. 3. ed. [S.l.]: McGraw Hill, 2003. Citado 4 vezes nas páginas iv, 2, 6 e 123.
- BRUCE, P. J. K.; BABINSKY, H. Unsteady shock wave dynamics. *Journal of Fluid Mechanics*, Department of Engineering, University of Cambridge, UK, v. 603, March 2008. Citado 4 vezes nas páginas iv, 11, 12 e 115.
- CAMARGO, E. A.; AMARAL, T. L. *Simulação numérica do buffet transônico utilizando as equações de euler*. Dissertação (Projeto de Graduação em Engenharia Mecânica) — Universidade de Brasília, Brasília, 2016. Citado 8 vezes nas páginas v, 15, 17, 28, 39, 53, 59 e 114.
- CARNEIRO, T. C. A. *Simulação numérica do escoamento em regime transônico no aerofólio BGK-1*. Dissertação (Projeto de Graduação em Engenharia Mecânica) — Universidade de Brasília, Brasília, 2011. Citado 3 vezes nas páginas iv, 14 e 17.
- CHAPMAN, S. J. *Fortran 95/2003 for Scientists and Engineers*. 3. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 2007. Citado na página 35.
- CROUCH, J. D. Origin of transonic buffet on airfoils. *Journal of Fluid Mechanics*, The Boeing Company, Seattle, USA, v. 628, p. 357–369, February 2009. Citado 6 vezes nas páginas iv, 7, 12, 49, 53 e 117.
- DOOLAN, C. J. A review of airfoil trailing edge noise and its prediction. *Acoustics Australia*, School of Mechanical Engineering, University of Adelaide, Australia, v. 36, n. 1, April 2008. Citado 3 vezes nas páginas iv, 4 e 5.
- DRELA, M. *Flight Vehicle Aerodynamics*. 1. ed. [S.l.]: MIT Press, 2014. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 114.
- DYKE, M. V. *An Album of Fluid Motion*. 4. ed. [S.l.]: Parabolic Press, 1988. Citado 2 vezes nas páginas vi e 68.

- FILHO, M. de A. D. *Simulação numérica do buffet transônico laminar em aerofólios supercríticos*. Dissertação (Projeto de Graduação em Engenharia Mecânica) — Universidade de Brasília, Brasília, 2013. Citado 5 vezes nas páginas [v](#), [14](#), [15](#), [17](#) e [53](#).
- HAGER, G.; WELLEIN, G. *Introduction to High Performance Computing for Scientists and Engineers*. 1. ed. [S.l.]: CRC Press, 2011. Citado 4 vezes nas páginas [v](#), [29](#), [31](#) e [33](#).
- HARTMANN, A.; FELDHUSEN, A.; SCHRODER, W. On the interaction of shock waves and sound waves in transonic buffet flow. *Physics of Fluids*, Institute of Aerodynamics, RWTH Aachen University, Aachen, Germany, v. 25, February 2013. Citado 6 vezes nas páginas [iv](#), [5](#), [7](#), [11](#), [114](#) e [115](#).
- HIRSCH, C. *Numerical Computation of Internal and External Flows*. 2. ed. [S.l.]: Butterworth-Heinemann, 2007. v. 1. Citado na página [24](#).
- HUANG, J.; XIAO, Z. Simulation of shock wave buffet and its suppression on an oat15a supercritical airfoil by iddes. *Science China*, School of Aerospace Engineering, Tsinghua University, Beijing, China, v. 55, January 2012. Citado 4 vezes nas páginas [iv](#), [13](#), [28](#) e [48](#).
- JACQUIN, L. et al. An experimental study of shock oscillation over a transonic supercritical profile. In: *35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit*. ONERA, Chatillon, France: [s.n.], 2005. Citado 7 vezes nas páginas [7](#), [10](#), [11](#), [15](#), [48](#), [49](#) e [53](#).
- JAMESON, A. Transonic flow calculations. In: *VKI Lecture Series*. ERDA Mathematics and Computing Laboratory, New York, USA: [s.n.], 1976. Citado na página [6](#).
- JAMESON, A.; SCHMIDT, W.; TURKEL, E. Numerical solutions of the euler equations by finite-volume methods using runge-kutta time-stepping schemes. In: *14th AIAA Fluid and Plasma Dynamics Conference*. [S.l.: s.n.], 1981. Citado na página [23](#).
- JEFFERS, J.; REINDERS, J.; SODANI, A. *Intel Xeon Phi Processor High Performance Programming: Knights Landing Edition*. 1. ed. [S.l.]: Elsevier, 2016. Citado 6 vezes nas páginas [v](#), [29](#), [30](#), [34](#), [35](#) e [36](#).
- LEE, B. H. K. Oscillatory shock motion caused by transonic shock boundary layer interaction. *AIAA Journal*, National Research Council, Ottawa, Canada, v. 28, n. 5, June 1989. Citado 4 vezes nas páginas [iv](#), [8](#), [10](#) e [114](#).
- LEE, B. H. K. Self-sustained shock oscillations on airfoils at transonic speed. *Progress in Aerospace Sciences*, Aerodynamics Laboratory, Institute for Aerospace Research, National Research Council, Ottawa, Canada, v. 37, p. 147–196, 2001. Citado 7 vezes nas páginas [iv](#), [5](#), [7](#), [8](#), [9](#), [10](#) e [11](#).
- LIEPMANN, H. W.; ROSHKO, A. *Elements of Gasdynamics*. 2. ed. [S.l.]: Dover Publications, 2001. v. 1. Citado 4 vezes nas páginas [v](#), [42](#), [44](#) e [123](#).
- MASON, W. H. Transonic aerodynamics of airfoils and wings. In: *Configuration Aerodynamics*. Virginia Tech, Blacksburg, USA: Virginia Tech Press, 2006. cap. 7. Citado 6 vezes nas páginas [iv](#), [vii](#), [2](#), [7](#), [114](#) e [116](#).
- MENDONÇA, A. F. *Simulação Numérica do Escoamento Transônico Laminar em uma Base Bidimensional*. Dissertação (Mestrado) — Universidade de Brasília, Brasília, 2004. Citado 6 vezes nas páginas [iv](#), [v](#), [14](#), [16](#), [24](#) e [25](#).

MISERDA, R. F. B.; PIMENTA, B. G. A moving-body immersed boundary method for direct noise computations of transonic rotor-stator interactions. *Computers and Fluids (in press)*, CAA-Lab, UnB, Brasília, Brasil, February 2016. Citado 5 vezes nas páginas [v](#), [23](#), [24](#), [27](#) e [28](#).

PIMENTA, B. G. *Simulação numérica de ondas não-lineares em dinâmica dos gases e ruído de interação rotor-estator em turbofans aeronáuticos*. Tese (Doutorado) — Universidade de Brasília, Brasília, 2016. Citado na página [22](#).

RESENDE, O. C. de. The evolution of the aerodynamic design tools and transport aircraft wings at embraer. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, Embraer, São José dos Campos, Brasil, v. 26, October 2004. Citado na página [7](#).

RIENSTRA, S. W.; HIRSCHBERG, A. *An Introduction to Acoustics*. 2. ed. [S.l.]: Eindhoven University of Technology, 2016. Citado na página [40](#).

SZUBERT, D. et al. Shock-vortex shear-layer interaction in the transonic flow around a supercritical airfoil at high reynolds number in buffet conditions. *Journal of Fluids and Structures*, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Toulouse, France, n. 55, p. 276–302, March 2015. Citado 2 vezes nas páginas [vi](#) e [68](#).

XIAO, Q.; TSAI, H. M.; LIU, F. Numerical study of transonic buffet on a supercritical airfoil. *AIAA Journal*, National University of Singapore, Republic of Singapore, v. 44, n. 3, March 2006. Citado 4 vezes nas páginas [iv](#), [5](#), [8](#) e [13](#).

YEE, H. C. Explicit and implicit compact high-resolution shock-capturing methods for multidimensional euler equations i: Formulation. *NASA Technical Memorandum 110364*, Ames Research Center, Moffet Field, California, 1995. Citado na página [24](#).

Apêndices

A Tubo de Choque

O problema do tubo de choque é um problema clássico de escoamentos compressíveis, ele possui uma série de aplicações práticas: é utilizado para o estudo de gases em alta temperatura na física e na química, pode ser utilizado como túnel de vento supersônico ou hipersônico e é o mecanismo por trás do funcionamento das armas de fogo. Uma seção do tubo contém um certo gás à alta pressão que é separado por um diafragma de um outro gás à baixa temperatura, como indicado na figura 105. Com a abertura do diafragma, uma onda de choque irá se propagar na direção da seção de baixa pressão, elevando a pressão e gerando um escoamento atrás de si e uma onda de expansão irá se propagar na direção da seção de alta pressão, baixando a pressão.

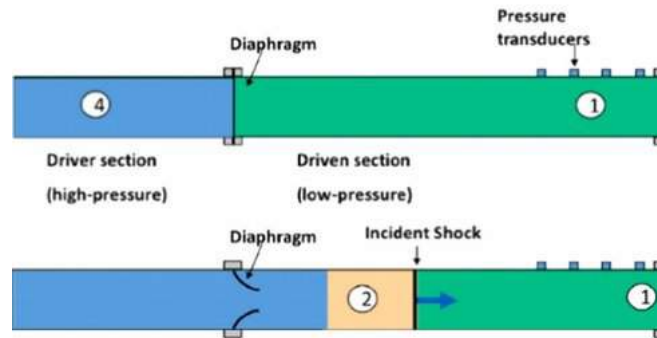


Figura 105: Problema do Tubo de Choque

Uma das características interessantes desse problema é que ele possui solução analítica para escoamento unidimensional e, portanto, é comumente utilizado como um caso de validação de códigos de CFD para demonstrar a capacidade de captura de choque.

A partir das equações para uma onda de choque normal mudando o referencial para o tubo, obtêm-se uma relação para a razão entre a pressão atrás e na frente do choque a partir das pressões iniciais.

$$\frac{P_4}{P_1} = \frac{P_2}{P_1} \left(1 - \frac{(\gamma_4 - 1) \left(\frac{a_1}{a_4} \right) \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right)}{\sqrt{2\gamma_1 [2\gamma_1 + (\gamma_1 + 1) \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right)]}} \right)^{\frac{2\gamma_4}{\gamma_4 - 1}} \quad (\text{A.1})$$

E para a velocidade induzida atrás do choque:

$$u_p = \frac{a_1}{\gamma} \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right) \sqrt{\frac{\frac{2\gamma}{\gamma+1}}{\frac{P_2}{P_1} + \frac{\gamma-1}{\gamma+1}}} \quad (\text{A.2})$$

Os saltos das outras propriedades podem ser obtidos pelas equações de Rankine-Hugoniot:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_2}{P_1} \left(\frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{P_2}{P_1}}{1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_2}{P_1}} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{1 + \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{P_2}{P_1}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} + \frac{P_2}{P_1}} \right) \quad (\text{A.4})$$

A pressão em 3 será a mesma que em 2 (mas não as outras propriedades). Como a onda de expansão é isentrópica, a variação das outras propriedades termodinâmicas através das ondas de expansão pode ser determinada com as relações isentrópicas:

$$\frac{P_3}{P_4} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_4} \right)^\gamma = \left(\frac{T_3}{T_4} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{A.5})$$

Para maiores detalhes a respeito da solução analítica e sua derivação, ver ([ANDERSON, 2003](#)) ou ([LIEPMANN; ROSHKO, 2001](#)).