

**ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**  
**DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE AEROACÚSTICA EM UMA CAVIDADE  
RESSONANTE E EM UM FÓLIO BIDIMENSIONAL COM FLAP**

Fábio Alexandre Castelli

São Paulo  
2008

**ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA**

**SIMULAÇÕES NUMÉRICAS DE AEROACÚSTICA EM UMA CAVIDADE  
RESONANTE E EM UM FÓLIO BIDIMENSIONAL COM FLAP**

Trabalho de Formatura apresentado à Escola  
Politécnica da Universidade de São Paulo para  
obtenção do título de graduação em Engenharia

Fábio Alexandre Castelli

Orientador: Prof. Dr. Júlio R. Meneghini

Área de concentração:  
Engenharia Mecânica

São Paulo  
2008

## FICHA CATALOGRÁFICA

Castelli, Fábio Alexandre

Simulações numéricas de aeroacústica em uma cavidade ressonante e em um fólio bidimensional com flap, por F. A. Castelli. São Paulo: EPUSP 2008.

Trabalho de Formatura – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecânica.

1.aerodinâmica 2.aeroacústica 3.Dinâmica dos fluidos computacional

## **RESUMO**

O som gerado pelo escoamento (aeroacústica) é um componente importante da radiação sonora total de uma aeronave, especialmente durante a aproximação para o pouso. Estudos recentes apontam que os sistemas para alta sustentação na asa (flap e slat) e o trem de pouso constituem as principais fontes de ruído de uma aeronave comercial em sua configuração de pouso. Neste contexto, no presente trabalho de formatura, o aluno desenvolveu simulações numéricas de aeroacústica em um Ressonador de Helmholtz (cavidade) e num fólio 2D (perfil EET) com flap tipo Fowler, ambos à baixo número de Mach e alto Reynolds. As simulações numéricas são realizadas em código de Volumes Finitos e são utilizados LES (*large eddy simulation*) e alguns modelos RANS (*Reynolds-averaged Navier-Stokes*) para o tratamento da turbulência. A aeroacústica é diagnosticada através do método direto e da analogia acústica de Lighthill. Para o Ressonador de Helmholtz, a comparação dos resultados numéricos com o analítico validou o modelo LES e reprovou os modelos RANS. Já a comparação dos resultados do fólio 2D com resultados de túnel de vento não invalidam os modelos implementados, no entanto mostram que simulações bidimensionais são incapazes de diagnosticar alguns fenômenos.

## **ABSTRACT**

Sound generated by flow (aeroacoustics) is an important component of total sound radiated by an aircraft, especially during approach condition. Previous studies identified that high lift systems (flap and slat) and landing gear are the major sound sources of typical civil aircrafts on landing configuration. Considering the above-mentioned context, in the present work, the student applied aeroacoustic numerical simulations for a Helmholtz Resonator (cavity) and for a 2D airfoil (ETT foil) with a deployed Fowler type flap, both cases were simulated with low Mach and high Reynolds numbers. The numerical simulations were performed in a Finite Volume code and for dealing with turbulence it was employed the LES and some RANS turbulence models. The aeroacoustic problems were analyzed by solving directly the governing equations and by applying the acoustic analogy of Lighthill. With relation to the Resonator of Helmholtz case, a comparison between the numerical results and the analytical solution validated the LES model whereas the RANS models produced unsuccessful results. Regarding the airfoil case, a comparison between the 2D simulations results and wind tunnel data did not invalidate the turbulence models employed, although the results indicated that 2D simulations does not predict well some flow features.

**Dedicatória**

Dedico esta obra aos meus pais Isidoro e Dalva

## Agradecimentos

Agradeço muito ao meu amigo Reinaldo Orselli que muito me ajudou na elaboração deste Trabalho de Formatura através de críticas e sugestões. Agradeço também aos meus melhores amigos da faculdade, aos amigos do aerodesign, à minha namorada Thamine e à minha família que tem me prestado apoio e suporte. E a Deus por ter me dado saúde e raciocínio.

## SUMÁRIO

### LISTA DE FIGURAS

### SIGLAS

1. ATIVIDADES PREVISTAS	12
2. O MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	13
2.1. Perspectivas históricas	13
2.2. A tarefa do MVF	14
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	15
3.1. Modelamento do escoamento fluidodinâmico.	15
3.2. Modelos de turbulência	16
3.2.1. RANS	16
3.2.2. LES	19
3.3. Tratamento da camada limite	19
3.4. Diagnóstico do som	21
3.5. Métodos de aeroacústica	22
4. O RESSONADOR DE HELMHOLTZ	24
4.1. Introdução	24
4.2. Geometria e malha	26
4.3. Simulação sob regime permanente	28
4.4. Simulação sob regime transitório	30
5. SISTEMAS HIPER SUSTENTADORES	32
5.1. Introdução	32
5.2. Geometria	35
5.3. Malha	36
5.4. Simulação sob regime permanente	37
5.5. Simulação sob regime transitório	38
5.5.1. Escoamento compressível	38
5.5.2. Escoamento incompressível	42
6. ANÁLISE E CONCLUSÃO	45
7. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	47

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	tarefa do método numérico	14
Figura 3.1	camada limite turbulenta	20
Figura 4.1	esquema físico do Ressonador de Helmholtz. RH com garganta comprido (a), e sem garganta ( <b>b</b> ).  representação esquemática do Ressonador de Helmholtz. esquema físico (a) e esquema elétrico (b).	24  25
Figura 4.2	geometria do Ressonador de Helmholtz	26
Figura 4.4	malha para o Ressonador de Helmholtz	28
Figura 4.5	detalhes da malha	28
Figura 4.6	campo de velocidades	29
Figura 4.7	campo de pressão	29
Figura 4.8	vetores de velocidade	29
Figura 4.9	pressão no pescoço	29
Figura 4.10	campo de velocidades	30
Figura 4.11	campo de pressão	30
Figura 4.12	histórico da pressão acústica no ponto 8	30
Figura 4.13	espectro do poder da pressão no ponto 8	31
Figura 5.1	alguns tipos de flap	33
Figura 5.2	nomenclatura para aerofólios multi-elementos	33
Figura 5.3	espectro acústico de um flap	34
Figura 5.4	asa ensaiada no túnel de vento	35
Figura 5.5	fólio EET com flap Fowler	35
Figura 5.6	malha e monitor de pressão	36
Figura 5.7	malha no fólio	36
Figura 5.8	malha no bordo de ataque	36
Figura 5.9	malha na cavidade	37
Figura 5.10	malha no flap	37
Figura 5.11	campo de velocidade	37
Figura 5.12	campo de pressão	37
Figura 5.13	coeficiente de pressão	38

Figura 5.14	velocidade (SA)	39
Figura 5.15	velocidade (LES)	39
Figura 5.16	pressão (SA)	39
Figura 5.17	pressão (LES)	39
Figura 5.18	velocidade no flap (SA)	39
Figura 5.19	velocidade no flap (LES)	39
Figura 5.20	viscosidade turbulenta modificada (SA)	40
Figura 5.21	histórico da pressão (SA)	40
Figura 5.22	histórico da pressão (LES)	41
Figura 5.23	espectro do SPL (método direto)	41
Figura 5.24	espectro do SPL (FW-H)	42
Figura 5.25	velocidade (LES) [m/s]	42
Figura 5.26	pressão (LES) [Pa]	42
Figura 5.27	viscosidade turbulenta (LES) [kg/m-s]	43
Figura 5.28	viscosidade turbulenta (LES)	43
Figura 5.29	viscosidade turbulenta (LES)	44
Figura 5.30	comparação com resultado experimental	46
Figura 6.1	malha estruturada	46
Figura 6.2	campo de pressão	46

## SIGLAS

CAA	<i>Computational Aeroacoustics</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
EET	<i>Energy Efficiency Transport</i>
FW-H	<i>Ffowcs Williams and Hawkings</i>
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
MDF	Método das Diferenças Finitas
MEF	Método dos Elementos Finitos
MVF	Método dos Volumes Finitos
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
RANS	<i>Reynolds-Averaged Navier-Stokes</i>
RH	Ressonador de Helmholtz
RSM	<i>Reynolds Stress Model</i>
SA	<i>Spalart-Allmaras</i>
SPL	<i>Sound Pressure Level</i>
SST	<i>Shear Stress Transport</i>

## 1. ATIVIDADES PREVISTAS

Conforme o cronograma de atividades estava inicialmente prevista uma revisão bibliográfica com o estudo/treinamento do simulador comercial FLUENT® e geradores de malha comerciais ICEM® e GAMBIT®, assim como o estudo dos métodos utilizados em Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD) e Aeroacústica Computacional (CAA). A seguir viriam a fase de pré-processamento dos problemas propostos, com a definição detalhada dos problemas, definição da geometria, construção da malha e definição das condições de contorno. A simulação e a análise completariam o cronograma proposto.

Na fase de treinamento foram utilizados tutoriais e o guia de usuário da FLUENT [3]. O estudo dos métodos aplicados em CFD se deu pelas referencias [1], [2], [8] e [9], e o estudo da acústica e outros conceitos relacionados pelas referencias [5] e [7].

Na fase de definição de geometria foram escolhidos o Ressonador de Helmholtz e o fólio EET (*Energy Efficiency Transport*). O primeiro possibilita uma comparação dos resultados numéricos aqui desenvolvidos com o resultado analítico [6] já conhecido. O segundo é um fólio desenvolvido por um grupo de estudos da NASA que apresenta importantes estudos e resultados experimentais (desenvolvidos no túnel de vento da NASA em Langley) e numéricos tanto em aerodinâmica quanto em aeroacústica, disponibilizados nas referencias de [13] a [16].

As malhas computacionais foram desenvolvidas em ambiente ICEM® (Ressonador de Helmholtz) e GAMBIT® (fólio EET). Foram geradas malhas estruturadas (elementos quadrangulares com vizinhos bem definidos em cada aresta) e malhas não-estruturadas com elementos triangulares. Todas as malhas utilizadas neste projeto contam com refinamento nas paredes (de camada limite) adequados com os métodos implementados no simulador, conforme sugere as referencias [3] e [4].

Os problemas foram definidos com escoamento a baixo número de Mach e alto Reynolds. O modelo de compressibilidade foi habilitado em algumas simulações. As simulações foram realizadas em ambiente FLUENT®, e o pós-processamento em ambientes FLUENT®, ENSIGHT® e MATLAB®.

## 2. O MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

### 2.1. Perspectivas históricas

O Método dos Volumes Finitos (MVF) é um método numérico para a solução de equações diferenciais. Este é o método utilizado no simulador comercial FLUENT®. Outros métodos tradicionais aplicados em problemas de engenharia são o Método dos Elementos Finitos (MEF) e o Método das Diferenças Finitas (MDF).

Historicamente o MDF era o método preferido para códigos de Dinâmica dos Fluidos Computacional (CFD, de *Computacional Fluids Dynamics*), enquanto que o MEF era e ainda é o preferido em códigos para mecânica dos sólidos. Isto se deve a natureza não linear dos fenômenos fluidodinâmicos (não linearidade da equação de *Navier-Stokes*) e a natureza linear dos fenômenos elásticos envolvidos nos problemas estruturais, assim, conforme [Maliska] os problemas de mecânica dos sólidos se assemelham a problemas puramente difusivos de transferência de calor.

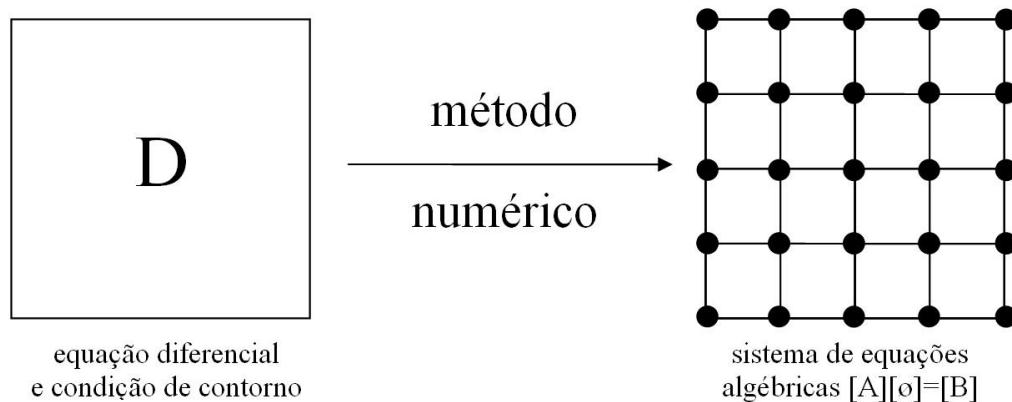
Até o início da década de 70 tinha-se o MDF com grande experiência na área de fluidos, porém sem habilidades para resolver problemas com geometrias complexas, e o MEF sem ferramentas para tratar os termos advectivos (não lineares), porém hábil no tratamento da geometria. Segundo [Maliska], em meados da década de 1970 os sistemas coordenados ortogonais convencionais começaram a ceder espaço para os sistemas coordenados generalizados coincidentes com a fronteira do domínio. Estes motivos motivaram pesquisas para o aprimoramento do MVF, que possibilita associar a interpretação física à matemática por respeitar o balanço de massa em volume elementar além de possibilitar a aplicação em problemas com geometrias mais complexas.

No contexto dos pacotes comerciais o MVF é o método mais empregado entre todos com penetração industrial, preferência que se dá em função da sua robustez e facilidade na depuração. No entanto o MEF vem ganhando destaque, nos últimos anos, no contexto dos códigos acadêmicos para CFD.

## 2.2. A tarefa do MVF

A tarefa de um método numérico, seja ele MVF, MEF ou MEF, é resolver uma ou mais equações diferenciais (equações governantes do fenômeno físico) substituindo os termos derivados por expressões algébricas que envolvem as funções incógnitas de interesse. Na aproximação numérica isto é feito discretizando o domínio computacional do problema (como, por exemplo, toda a região molhada em escoamento interno de dutos ou campos próximos do escoamento externo sobre uma asa) por um número limitado de pontos sobre o domínio computacional, vindo a constituir a malha computacional. Quanto maior a densidade da malha (maior o número de pontos ou elementos) mais precisa será a solução numérica.

A **Figura 2.1** ilustra esta tarefa de transformar equações diferenciais definidas para um domínio  $D$  em um sistema de equações algébricas.



**Figura 2.1 – tarefa do método numérico**

No MVF a integração das derivadas é feita sobre cada volume elementar na forma conservativa, no espaço e no tempo. É satisfeita, portanto, a conservação das propriedades do escoamento em nível de volumes elementares.

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

#### 3.1. Modelamento do escoamento fluidodinâmico.

As equações governantes do escoamento devem respeitar as leis física de conservação [Malalasekera], são elas a conservação de massa do fluido, a 2<sup>a</sup> lei de Newton (conservação da quantidade de movimento) e a 1<sup>a</sup> lei da termodinâmica.

A equação de conservação da massa, ou da continuidade, escrita para um sistema de coordenadas não inercial, pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad 3.1$$

Já a equação da conservação do momento, definida através da equação de Navier-Stokes, tem a forma dada pela **equação (3.2)**, onde  $p$  é a pressão estática,  $\bar{\tau}$  o tensor de tensão,  $\rho \vec{g}$  força de corpo gravitacional e  $\vec{F}$  uma força externa. O tensor de tensão  $\bar{\tau}$  depende da viscosidade molecular  $\mu$  e sofre o efeito da dilatação volumétrica.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\bar{\tau}) + \rho \vec{g} + \vec{F} \quad 3.2$$

A equação da conservação da energia, dada pela **equação (3.3)**, também é definida através da equação de Navier-Stokes. O termo  $k_{eff}$  é a condutividade efetiva definida de acordo com a condutividade térmica turbulenta, e o termo  $\bar{J}$  representa o fluxo de difusão das espécies. Os termos do lado direito da **equação (3.3)** representam a transferência de energia por condução, a difusão, e a dissipação viscosa respectivamente.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (\vec{v}(\rho E + p)) = \nabla \cdot \left( k_{eff} \nabla T - \sum_j h_j \vec{J}_j + (\bar{\tau}_{eff} \cdot \vec{v}) \right) \quad 3.3$$

Para fechar o sistema de equações é necessário utilizar uma equação adicional de estado na forma  $\rho = \rho(R, T)$ .

### 3.2. Modelos de turbulência

Em escoamentos com flutuações de pequena escala e de alta freqüência a simulação direta da turbulência torna-se computacionalmente cara. É necessário manipular e reescrever as equações envolvidas para que o custo computacional, de tempo e tecnologia, seja adequado. Tais métodos de manipulação constituem os modelos de turbulência.

Há duas alternativas de tratamento das equações de Navier-Stokes para calcular as flutuações turbulentas de pequena escala, são elas a média de Reynolds e a filtragem das equações de Navier-Stokes. Tais métodos introduzem termos adicionais nas equações governantes que necessitam de um modelamento.

A média de Reynolds das equações de Navier-Stokes ou “Reynolds-Averaged Navier-Stokes” (RANS) governa o transporte das médias das variáveis fluidodinâmicas. Modelos RANS incluem Spalart-Allmaras, k- $\varepsilon$  e suas variantes, k- $\omega$  e suas variantes e RSM (*Reynolds Stress Model*). Possuem a vantagem de oferecerem menor custo computacional comparativamente ao LES e ao método direto.

Modelo LES (*large eddy simulation*) é uma alternativa de maior custo computacional, porém maior precisão numérica. Este modelo calcula diretamente os turbilhões de maior escala e modela, através das equações filtradas de Navier-Stokes, os turbilhões de menor escala.

#### 3.2.1. RANS

Na Média de Reynolds das equações de Navier-Stokes as variáveis são decompostas em função de seus valores médios e de seus termos de flutuação ( $\phi = \bar{\phi} + \phi'$ ). Manipulando adequadamente a equação de Navier-Stokes obtemos as equações médias apresentadas nas equações (3.4) e (3.5).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( -\rho \overline{u_i' u_j'} \right) \quad (3.5)$$

A tensão de Reynolds  $-\rho \overline{u_i' u_j'}$  é um termo adicional que representa os efeitos da turbulência. Este termo é modelado a partir da hipótese de Boussinesq nos modelos k- $\epsilon$ , k- $\omega$  e Spalart-Allmaras. Nesta hipótese vale a igualdade apresentada na equação (3.6). A maneira pela qual a viscosidade turbulenta  $\mu_t$  é aproximada distingue o modelo utilizado.

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left( \rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.6)$$

No modelo Spalart-Allmaras a viscosidade turbulenta é substituída pela viscosidade cinemática turbulenta modificada  $\tilde{v}$ . A relação entre as duas é dada pela equação (3.7), onde  $f_{v1}$  é uma função de amortecimento viscoso a ser calibrada. A equação (3.8) é a equação de transporte de  $\tilde{v}$ , que é a única equação adicional no modelo Spalart-Allmaras (modelo simples de uma equação desenvolvido para aplicações aeronáuticas). Os termos  $G_v$  e  $Y_v$  são, respectivamente, a produção e a destruição da viscosidade turbulenta nas regiões próximas a parede.  $\sigma_{\tilde{v}}$  e  $C_{b2}$  são constantes e  $\nu$  a viscosidade cinemática molecular.  $S_{\tilde{v}}$  é um termo fonte definido pelo usuário.

$$\mu_t = \rho \tilde{v} f_{v1} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \tilde{v}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \tilde{v} u_i) = G_v + \frac{1}{\sigma_{\tilde{v}}} \left[ \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{v}) \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left( \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_v + S_{\tilde{v}} \quad (3.8)$$

Nos modelos k- $\varepsilon$  a viscosidade turbulenta  $\mu_t$  é escrita em função da energia cinética turbulenta  $k$ , e da taxa de dissipação de energia  $\varepsilon$ , como mostra a equação (3.9). Portanto são duas equações de transporte adicionais, como mostra as equações (3.10) e (3.11). Os termos  $G$  representam a geração de energia cinética turbulenta,  $Y_M$  um termo de dilatação para escoamento compressível,  $C$  são constantes,  $\sigma_k$  e  $\sigma_\varepsilon$  números de Prandtl turbulentos, e  $S$  termos fontes definidos pelo usuário.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \end{aligned} \quad (3.12)$$

No modelo k- $\omega$  a viscosidade turbulenta  $\mu_t$  é escrita em função de  $k$  e também da taxa específica de dissipação  $\omega$ , como mostra a equação (3.12). As equações (3.13) e (3.14) são as duas equações adicionais de transporte. O coeficiente  $\alpha^*$  é uma correção para amortecimento da viscosidade turbulenta a baixos Reynolds, e  $\Gamma$  representa as difusidades efetivas de  $k$  e  $\omega$ . Os termos  $G$  representam geração das quantidades,  $Y$  dissipação das quantidades e  $S$  termos fontes definidos pelo usuário.

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega} \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\Gamma_\omega \frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (3.14)$$

### 3.2.2. LES

Em LES, turbilhões maiores (de maior escala) são resolvidos diretamente, enquanto que turbilhões de escalas menores são modelados. Há um filtro capaz de distinguir os turbilhões menores (menores que a dimensão da malha por exemplo). A variável filtrada pode ser definida como na equação (3.15), em que  $D$  representa o domínio computacional e  $G$  a função de filtro que determina a escala dos turbilhões modelados. As equações (3.16) e (3.17) são as equações filtradas de Navier-Stokes, onde  $\sigma_{ij}$  é um tensor de tensão que depende da viscosidade molecular, e  $\tau_{ij}$  uma tensão (*subgrid-scale stress*).

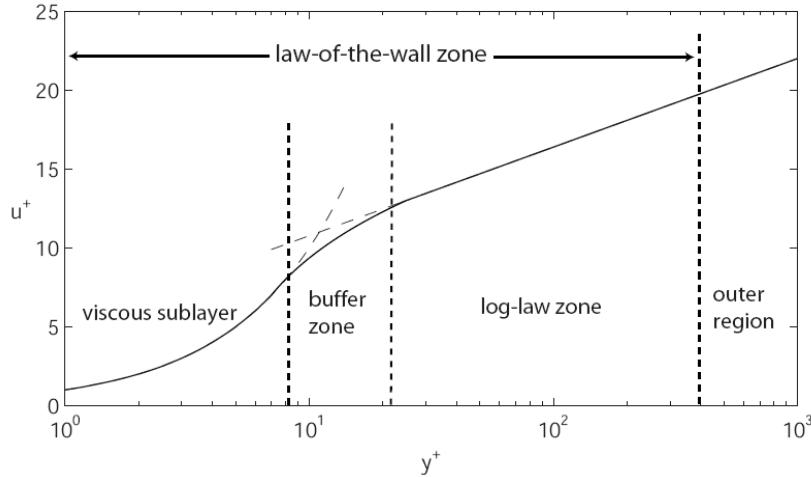
$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial(\rho \bar{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}\right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

### 3.3. Tratamento da camada limite

A camada limite pode ser dividida em três camadas como mostra a **Figura 3.1**. Junto à parede tem-se a subcamada viscosa, mais ao longe da parede a subcamada logarítmica, e entre as duas uma região de transição. Na subcamada laminar o escoamento é predominantemente laminar enquanto que a subcamada viscosa é dominada pela viscosidade turbulenta.



**Figura 3.1 – camada limite turbulenta**

Na subcamada viscosa o perfil de velocidades é aproximadamente linear, podendo ser bem representada pela equação (3.18), onde  $u$  é a velocidade do escoamento a uma distância  $y$  da parede, e  $u_\tau$  a velocidade de atrito definida em função da tensão de cisalhamento da parede.

$$u = \frac{u_\tau^2 y}{\nu} \quad (3.18)$$

Na subcamada logarítmica o perfil de velocidades comporta-se tal qual uma função logarítmica. Uma boa representação é dada pela equação (3.19).

$$u/u_\tau = 2,5 \ln(u_\tau y/\nu) + 5,45 \quad (3.19)$$

Um adimensional muito importante nas simulações de CFD é o  $y^+$ , definido como a relação entre as velocidades ( $y^+ = u/u_\tau$ ). Malhas de baixa densidade (pouco refinadas) nas regiões próximas às paredes (em camadas limites) tem o  $y^+$  muitas vezes maior que “um”, sendo assim são incapazes de simular a camada limite. Neste caso utiliza-se modelos com funções de parede tais como k- $\varepsilon$  e Spalart-Allmaras. Se

o refinamento nas regiões com camada limite for adequado ( $y^+ \approx 1$ ) utiliza-se modelos de turbulência sem funções de parede, tais como LES e k- $\omega$ .

### 3.4. Diagnóstico do som

A intensidade acústica  $I$ , seu nível de intensidade  $IL$  e o nível de pressão sonora  $SPL$  (do inglês *Sound Pressure Level*) são parâmetros úteis para quantificar o ruído sonoro.

A intensidade acústica  $I$  é uma relação entre a energia média do escoamento e a área de passagem normal à direção do escoamento. Já o nível de intensidade acústica  $IL$ , definido na equação (3.20), relaciona a intensidade acústica com um valor de referência. Atribui-se a este valor de referência um valor que representa a intensidade sonora inaudível ao ouvido humano ( $I_o = 10^{-12} W/m^2$ ). A intensidade sonora é expressa em Decibéis (dB).

$$IL = 10 \log \left( \frac{I}{I_o} \right) \quad (3.20)$$

Em escoamentos de ar é mais utilizado o nível de pressão sonora  $SPL$ , definido pela equação (3.21). Este, assim como  $IL$ , compara o nível acústico com uma referência, no entanto utiliza a pressão sonora do ar em sua formulação. As equações (3.22) e (3.23) relacionam a pressão sonora efetiva  $P_e$  e de referência  $P_o$  com a intensidade sonora. A uma temperatura de 20°C e à pressão atmosférica padrão a densidade de referência é  $\rho_o = 1,21 \text{ Kg/m}^3$  e a velocidade do som  $c = 343 \text{ m/s}$  conforme [5], logo  $P_o = 0,00002 \text{ Pa}$ .

$$SPL = 20 \log \left( \frac{P_e}{P_o} \right) \quad (3.21)$$

$$I = \frac{P_e^2}{\rho_o c} \quad (3.22)$$

$$I_o = \frac{P_o^2}{\rho_o c} \quad (3.23)$$

### 3.5. Métodos de aeroacústica

O grande desafio numérico na previsão de ondas de som se deve às baixas energias do som em comparação àquelas associadas às flutuações fluido-dinâmicas, tipicamente por diversas ordens de valor. Isto gera desafios principalmente quando se pretende prever propagação do som para campos distantes. O simulador FLUENT® oferece algumas abordagens para aeroacústica, dentre as quais são utilizados neste trabalho de formatura o *método direto* e o *método integral baseado na analogia acústica*. Há ainda no simulador um método que utiliza modelos de banda larga para fontes de ruído.

No método direto tanto a geração quanto a propagação de ondas de som são computadas diretamente através da solução das equações fluidodinâmicas adequadas. Este método requer a solução temporal das equações governantes e o emprego de modelos capazes de modelar efeitos viscosos e turbulentos, tais como URANS (Unsteady Reynolds Navier-Stokes) e LES (Large Eddy Simulation). O método direto é computacionalmente caro e só se torna praticável quando os receptores estão na região de campo próximo. Outrossim, é necessário solucionar a propagação do som através da forma compressível das equações governantes.

O método integral baseado na analogia acústica é uma alternativa viável para a previsão do ruído em campos de média a longa distância, tal como um receptor posicionado a centenas de corda de distância de uma asa. Nesta aproximação o escoamento em campos próximos, obtido através das equações governantes, é utilizado para prever o som em campos mais distantes com o aval das soluções de integrais derivadas analiticamente, desacoplando, assim, a propagação do som de sua geração. O FLUENT® oferece esse método através da equação de *Ffowcs Williams and Hawkings* (FW-H) e de suas soluções integrais. A equação de FW-H,

apresentada na equação (3.24), é uma equação de onda não homogênea derivada da manipulação da equação da continuidade e das equações de Navier-Stokes.

$$\frac{1}{a_o^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 p' = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{ T_{ij} H(f) \} - \frac{\partial}{\partial x_i} \{ [P_{ij} n_j + \rho u_i (u_n - v_n)] \delta(f) \} \quad (3.24)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial t} \{ [\rho_o v_n + \rho (u_n - v_n)] \delta(f) \}$$

Onde

$u_i$  = componente da velocidade do fluido na direção  $x_i$

$u_n$  = componente da velocidade do fluido normal a superfície fonte

$v_i$  = componente da velocidade da superfície na direção  $x_i$

$v_n$  = componente da velocidade da superfície normal a superfície

$\delta(f)$  = função delta de Dirac

$H(f)$  = função Heaviside

O termo  $p'$  é a pressão sonora para campos distantes,  $T_{ij}$  o tensor da tensão de Lighthill e  $P_{ij}$  o tensor da tensão compressivo. O termo  $f$  define a superfície a ser tratada. A superfície fonte (emissora) é representada para  $f = 0$ .

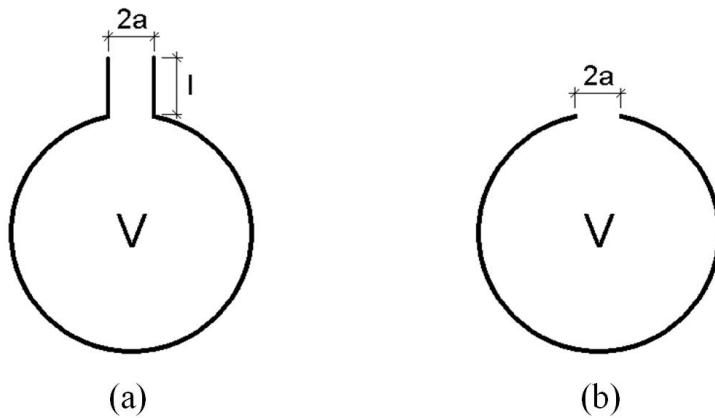
Os sinais de pressão sonora obtidos podem ser processados através de transformação de Fourier como “Fast Fourier Transform” (FFT), e associados a capacidades de pós-processamento para a amostragem de quantidades acústicas tais como nível sonoro de pressão (SPL) e poder de espectro.

## 4. O RESSONADOR DE HELMHOLTZ

### 4.1. Introdução

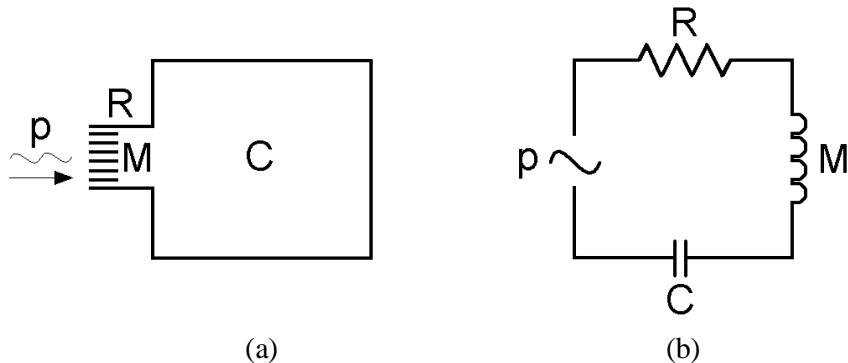
O Ressonador de Helmholtz (RH) constitui um importante sistema acústico análogo a um sistema mecânico oscilatório simples conforme Kinsler [5]. Ele consiste de um invólucro rígido e de uma garganta comunicante como mostrado pela **Figura 4.1**.  $V$  é o volume interno do invólucro, e  $l$  e  $2a$  as dimensões da garganta.

Fazendo uma analogia com o sistema massa, mola e amortecedor, considerase o gás instalado na garganta a massa, o gás contido no interior da cavidade o elemento mola, e a dissipação de energia acústica que se dá no meio externo o elemento dissipativo. De fato, o gás na garganta move-se como um corpo único, comprimindo e expandindo o gás contido no interior da cavidade, e a dissipação se dá pela irradiação para o meio externo e também pelo atrito viscoso, este em menor intensidade.



**Figura 4.1 – esquema físico do Ressonador de Helmholtz. RH com garganta comprido (a), e sem garganta (b).**

É possível desenvolver uma expressão analítica para a freqüência sonora emitida de um RH. Para isso pode-se utilizar uma analogia com o sistema elétrico resistor, capacitor e indutor. A **Figura 4.2a** é uma representação do esquema físico, e a **Figura 4.2b** a representação do circuito elétrico para o RH.



**Figura 4.2 – representação esquemática do Ressonador de Helmholtz.**  
**esquema físico (a) e esquema elétrico (b).**

Na analogia a indutância elétrica corresponde à inertância acústica  $M$ , e a capacidade elétrica à capacidade acústica  $C$ . A resistência pode ser desprezada já que os efeitos da irradiação e da viscosidade são pequenos. Na **Tabela 4.1** estão as expressões para a inertância e capacidade, e suas respectivas dimensões.  $m$  é a massa de ar na garganta,  $S$  a área de passagem da garganta  $\rho_o$  a densidade do gás e  $c$  a velocidade do som.

	<b>fórmula</b>	<b>dimensão</b>
<b>Inertância (M)</b>	$M = m/S^2$	$Kg/m^4$
<b>Capacitância (C)</b>	$C = V/\rho_o c^2$	$m^4 s/Kg$

Tabela 4.1 – analogia entre acústica e elétrica para o RH

A impedância acústica  $Z$ , definida por  $Z = R + jX$ , é um número complexo. Para que haja ressonância a reatância acústica  $X$  necessita ser nula [Kinsler]. A reatância depende da freqüência natural  $\omega_o$ , da inertância e da capacitância segundo a relação  $X = \omega_o M - 1/(\omega_o C)$ . Desta forma, manipulando a expressão anterior a partir das definições dos termos, é possível demonstrar a fórmula analítica para a freqüência natural (em  $rad/s$ ) apresentada na equação (4.1). Dividindo-se a expressão por  $2\pi$  obtem-se a expressão para a freqüência natural na escala  $Hz$ , apresentada na equação (4.2).

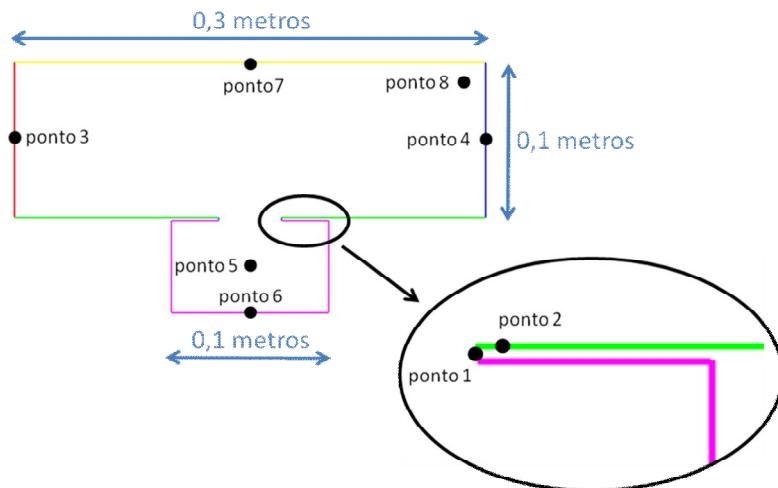
$$\omega_o = c \sqrt{\frac{S}{l'V}} \quad (4.1)$$

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{l'V}} \quad (4.2)$$

A equação (4.2) é uma expressão analítica útil a ser comparada com resultados numéricos de CFD. O comprimento efetivo  $l'$  é o comprimento corrigido da garganta do RH dado por  $l' = l + 2\Delta l$ . Para gargantas compridas, como na **Figura 2.1a**, vale a aproximação  $\Delta l = 0,85a$ , e para RH sem garganta, **Figura 2.1b**, vale  $\Delta l = 0,6a$ .

## 4.2. Geometria e malha

O Ressonador de Helmholtz simulado neste trabalho de formatura é bidimensional e possui cavidade retangular como mostra a **Figura 4.3**. A figura mostra que a cavidade possui 10cm de largura e o domínio computacional 30cm. Além destas dimensões o RH apresenta garganta com 2mm de altura e 4cm de largura, e a altura da cavidade é de 6cm. Alguns monitores (pontos numerados de 1 a 8) são utilizados na análise dos resultados.



**Figura 4.3 – geometria do Ressonador de Helmholtz**

A partir das dimensões geométricas e da velocidade do som, a freqüência sonora deste ressonador pode ser estimada analiticamente a partir da equação (4.2). Adaptando-se a equação à geometria proposta obtem-se a equação (4.3).

$$f = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V\left(L + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{D_h}{2}\right)}} = 556,33Hz \quad (4.3)$$

onde

$c$  = velocidade do som

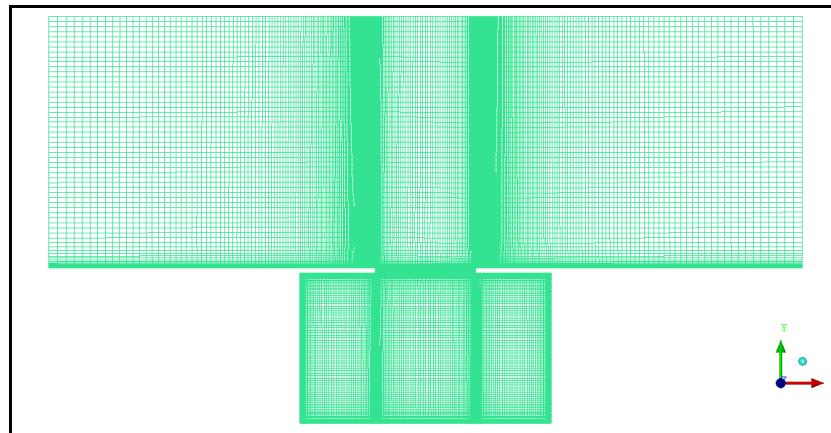
$S$  = área do orifício (garganta)

$V$  = volume da cavidade

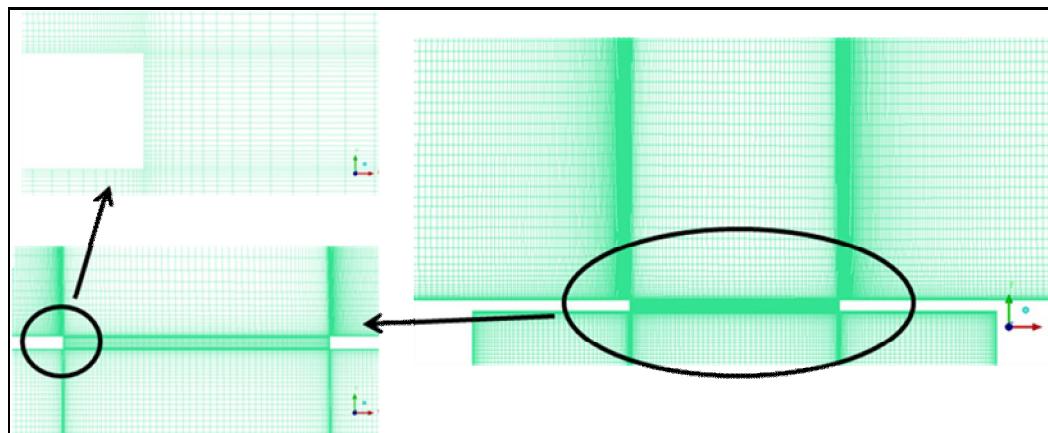
$L$  = comprimento do orifício

$D_h$  = diâmetro hidráulico do orifício

A malha utilizada nas simulações, apresentada na **Figura 4.4**, é totalmente estruturada e conta com 48.028 elementos. Na região superior do domínio são 395 elementos distribuídos horizontalmente, 160 em cada lado e 75 no centro. No interior da cavidade, na região inferior, são 199 elementos distribuídos na horizontal, com os mesmo 75 elementos no centro, mas 62 em cada lado. Na direção vertical a região superior do domínio conta com 68 elementos, 23 deles na camada limite e 45 fora dela. No pescoço há 27 elementos e na cavidade 97 elementos distribuídos verticalmente. Todas as paredes possuem refinamento para camada limite com razão de crescimento exponencial igual a 1,3. Os elementos mais próximos à parede têm altura aproximada de 3,1e-5m. O  $y^+$  da malha é inferior a 3, o que mostra que a malha está em acordo com modelos de turbulência que não utilizam funções de parede.



**Figura 4.4 - malha para o Ressonador de Helmholtz**



**Figura 4.5 – detalhes da malha**

### 4.3. Simulação sob regime permanente

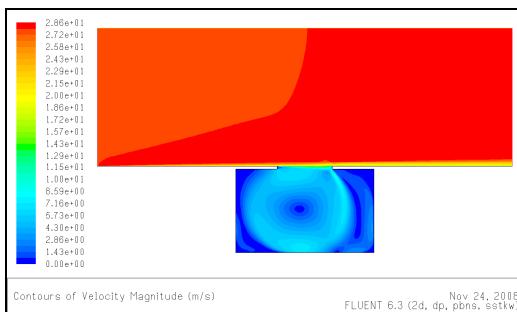
Não foi adotado modelo de compressibilidade e foi utilizado o modelo de turbulência k- $\omega$  SST (*Shear Stress Transport*). O ar entra à esquerda do domínio computacional a uma velocidade de 27,78m/s ( $M \approx 0,08$ ). Na saída do domínio, à direita do domínio computacional, o ar está sob pressão atmosférica. O  $Re$  baseado na largura da garganta é turbulento e igual a 76.100.

Na **Tabela 4.2**, e na **Figura 4.6** à **Figura 4.9** são apresentados resultados dos campos de velocidade e de pressão. As maiores velocidades estão à jusante (pontos 4, 7 e 8), superiores até mesmo à velocidade de entrada, mostrando que ocorre uma aceleração. As menores velocidades ocorrem no interior da cavidade por causa do

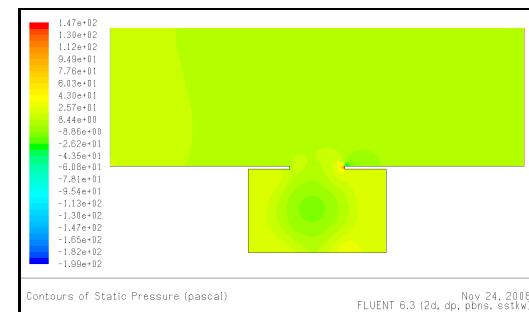
vórtice ali formado, e na parede direita da garganta (ponto1) devido à estagnação provocada pela separação do escoamento. Em consequência, a pressão estática no ponto 1 é a maior, por causa da estagnação do escoamento, e é menor no ponto 2 devido a separação da camada limite que ali se verifica.

Pontos	Velocidade (m/s)	Pressão estática (Pa)
<b>1</b>	0	144,847
<b>2</b>	5,641e-4	-138,796
<b>3</b>	27,8	9,92931
<b>4</b>	28,091	0
<b>5</b>	0,834	-11,3809
<b>6</b>	9,31e-5	8,44091
<b>7</b>	27,916	5,1325
<b>8</b>	28,056	0,353

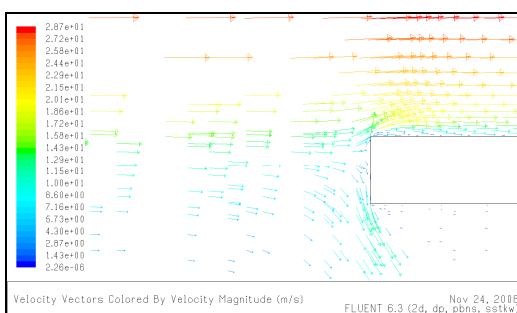
**Tabela 4.2 – velocidades e pressões monitoradas**



**Figura 4.6 - campo de velocidades**



**Figura 4.7 – campo de pressão**



**Figura 4.8 – vetores de velocidade**

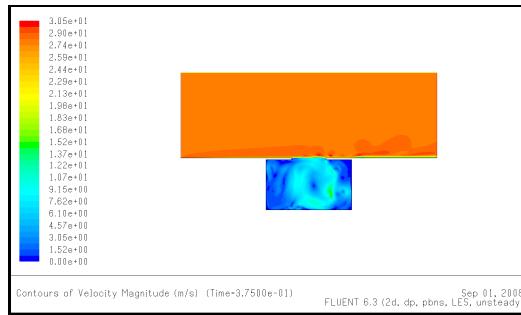


**Figura 4.9 – pressão no pescoço**

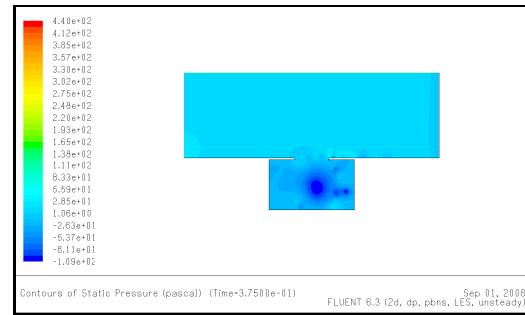
#### 4.4. Simulação sob regime transitório

Aqui foi adotado modelo de compressibilidade para permitir a abordagem do Método Direto de Aeroacústica, que pressupõe o diagnóstico direto da pressão sonora sem a aplicação de modelos aeroacústicos. O modelo de turbulência utilizado é o LES.

Os resultados aerodinâmicos (campos de velocidade e pressão) são apresentados na **Figura 4.10** e **Figura 4.11**.

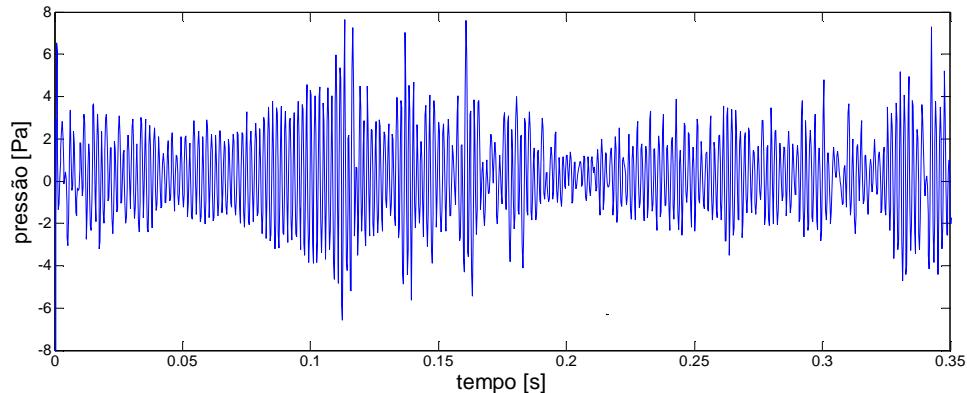


**Figura 4.10 - campo de velocidades**

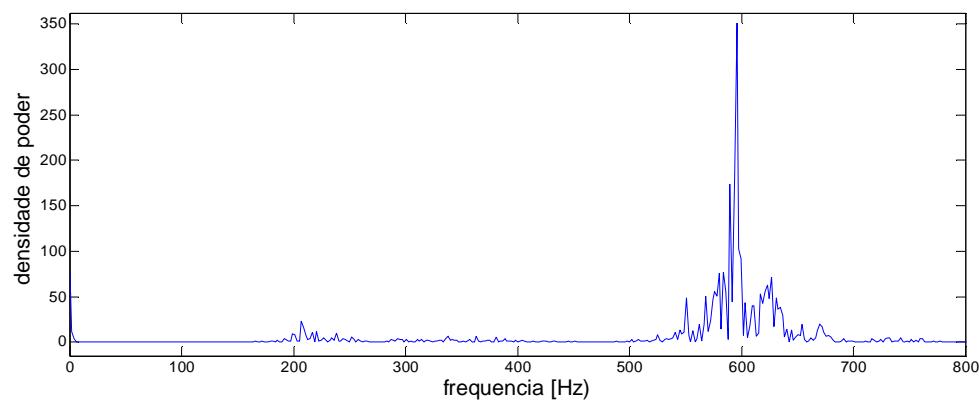


**Figura 4.11 - campo de pressão**

A **Figura 4.10** mostra o histórico de pressão (0,35s de simulação) monitorado no ponto 8, localizado a jusante do escoamento e no alto do domínio computacional como mostra a **Figura 4.3**. A **Figura 4.13** mostra o poder de espectro sonoro, obtido através de “Fast Fourier Transform” (FFT).



**Figura 4.12 – histórico da pressão acústica no ponto 8**



**Figura 4.13 - espectro do poder da pressão no ponto 8**

O resultado numérico para a freqüência sonora é de aproximadamente 600Hz de acordo com a **Figura 4.13**, sendo, portanto, aproximadamente igual ao valor analítico de 556,33Hz calculado na equação (4.3). O erro percentual é inferior a 10%.

## 5. SISTEMAS HIPER SUSTENTADORES

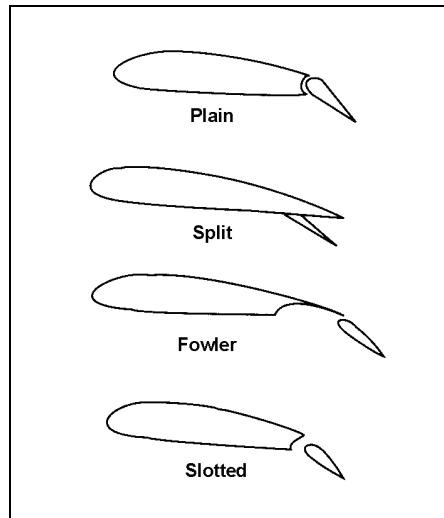
### 5.1. Introdução

Flap e slat são elementos hiper sustentadores instalados nos bordos de fuga e de ataque respectivamente. Estes foram desenvolvidos para permitir que aeronaves velozes decolem e pousem a velocidades inferiores ao do vôo em cruzeiro, permitindo assim a operação em aeroportos com pista limitada. Isto é possível porque tais dispositivos aumentam o coeficiente de sustentação máximo da aeronave  $C_{Lmáx}$  (definido como a razão entre a sustentação e a pressão dinâmica) e assim atrasam o estol da aeronave (aumenta-se o ângulo de estol), permitindo voar a uma velocidade abaixo da velocidade de estol quando tais superfícies são acionadas.

A velocidade mínima permissível de uma aeronave é estimada em função da velocidade de estol  $V_s$  cuja aproximação é dada pela equação (2.9). De fato, quanto maior este coeficiente menor a velocidade de estol, reduzindo a restrição de velocidade mínima.

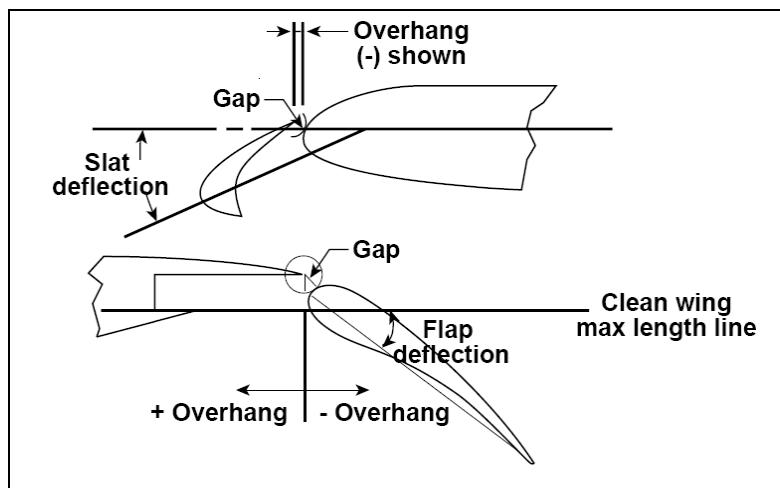
$$V_s = \sqrt{\frac{2W}{\rho S C_{Lmáx}}} \quad (2.9)$$

Alguns métodos para aumentar o coeficiente de sustentação consistem de aumentar a sustentação na região central e posterior do aerofólio e energizar a camada limite original para que a mesma torne-se capaz de vencer o gradiente adverso de pressão no extradorso do folio e, dessa forma, retardar o descolamento da camada limite. Isto pode ser obtido com flaps tipo Fowler (**Figura 5.1**) que aumentam a cambagem (se deslocam aumentando a corda) e energizam a camada limite pela passagem de escoamento na cavidade entre a asa e o flap. Além disso, o aumento da área alar (provocado pelo aumento da corda) também contribui para a redução da velocidade de estol. O flap tipo Fowler é analisado nas simulações deste presente trabalho. Ele possui vantagens sobre os demais flaps, representados na **Figura 5.1**, como alta eficiência (aumenta o  $C_{Lmáx}$  em até 90%) e pouco arrasto. Possuem a desvantagem de exigir um mecanismo complicado e pesado.



**Figura 5.1 – alguns tipos de flap**

A **Figura 5.2** ilustra os parâmetros geométricos para um sistema hiper sustentador. O “gap” é uma distância entre os elementos hiper sustentadores e os respectivos bordos do fólio, e o “overhang” uma localização longitudinal dos elementos. Há ainda o ângulo de deflexão dos elementos hiper sustentadores. O perfil estudado neste presente relatório apresenta flap em configuração de pouso com 30 graus de deflexão.



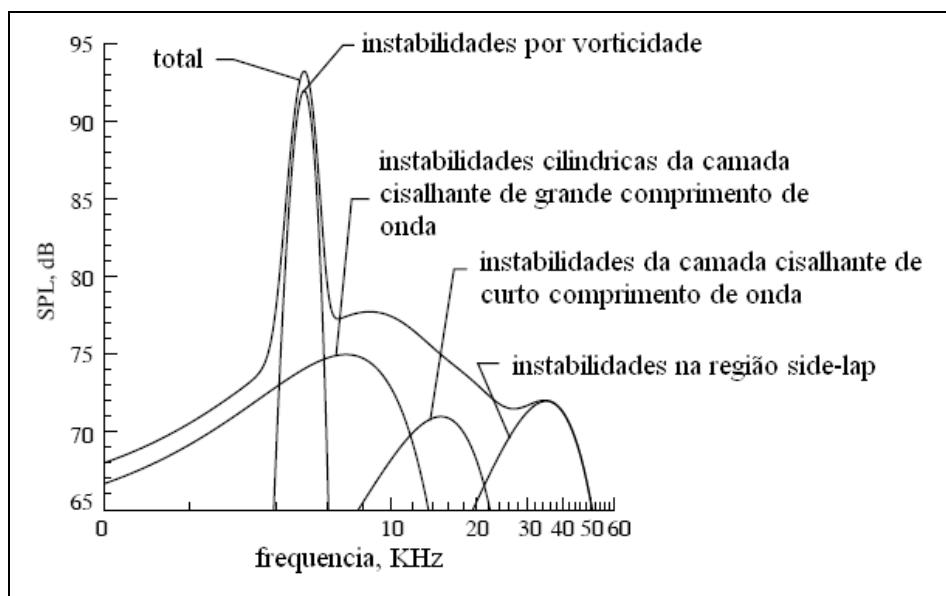
**Figura 5.2 - nomenclatura para aerofólios multi-elementos**

O som gerado pelo escoamento (aeroacústica) é um componente importante da radiação sonora total de uma aeronave, especialmente durante o pouso. Estudos

recentes em modelos reduzidos de alguns aviões (AIRBUS e McDonnell Douglas DC-10) apontam que os sistemas de alta-sustentação e o trem de pouso são as principais fontes de ruído de uma aeronave numa configuração de pouso [Choudhari].

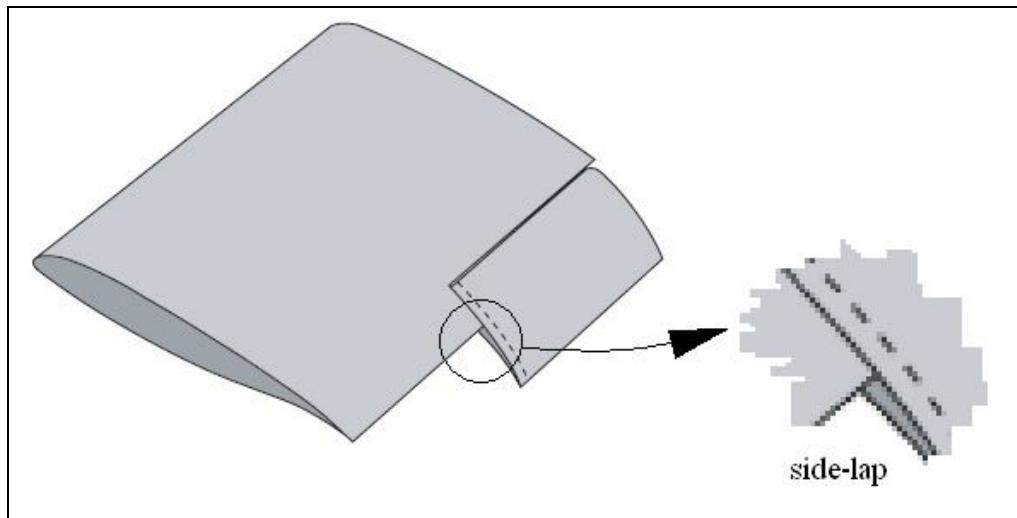
A aeroacústica das aeronaves comerciais expõe as comunidades adjacentes aos grandes aeroportos a um alto nível de ruído [Khorrami]. Por consequência da sucessiva redução do ruído dos propulsores e da crescente regulamentação sobre o ruído aeronáutico, a aeroacústica tornou-se um componente importante da emissão acústica total, particularmente durante o pouso, quando a aeronave opera com baixa potência de motor [Berkman]. Pode-se ainda inferir que as fontes dominantes de ruído devido ao escoamento em aeronaves subsônicas estão relacionadas com instabilidades aerodinâmicas devido aos sistemas hiper sustentadores e de trem de pouso.

Recentes estudos, dentre os quais pesquisas realizadas pela “NASA Ames Research Center” e pela “NASA Langley Research Center”, sugerem que uma porção significante do ruído aeronáutico é devido ao flap. Segundo estudos da referência [13], quatro fontes principais de ruído podem ser identificadas ao longo de um espectro sonoro típico de som gerado através de uma asa com flap, ilustrados na **Figura 5.3**.



**Figura 5.3 – espectro acústico de um flap**

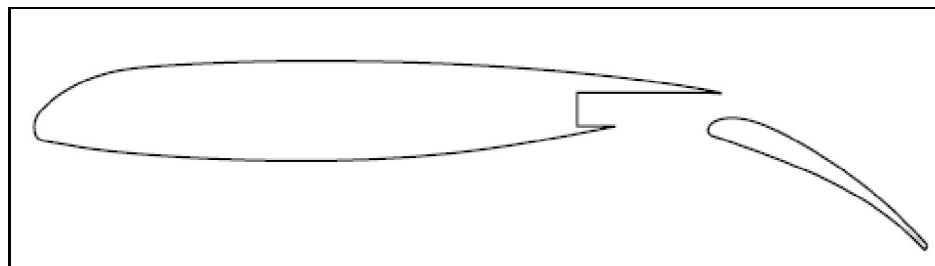
A **Figura 5.4** ilustra uma asa de flap parcial utilizada em experimentos no túnel de vento de Langley. Os resultados experimentais desse túnel são fontes de comparação com os resultados numéricos desse trabalho de formatura. A região do “side-lap” em detalhe é responsável por parte do ruído gerado.



**Figura 5.4 – asa ensaiada no túnel de vento**

## 5.2. Geometria

O fólio simulado neste presente trabalho é o NASA EET (*Energy Efficient Transport*) com flap tipo Fowler. O fólio possui corda de 55cm na configuração de cruzeiro, e 63cm na configuração da **Figura 5.5**. O flap possui corda de 16,5cm (30% da corda da asa), sua deflexão é de 30°, “gap” relativo de 3% e “overhang” relativo de 1,7% (positivo). O ângulo de ataque do fólio é de 5°.

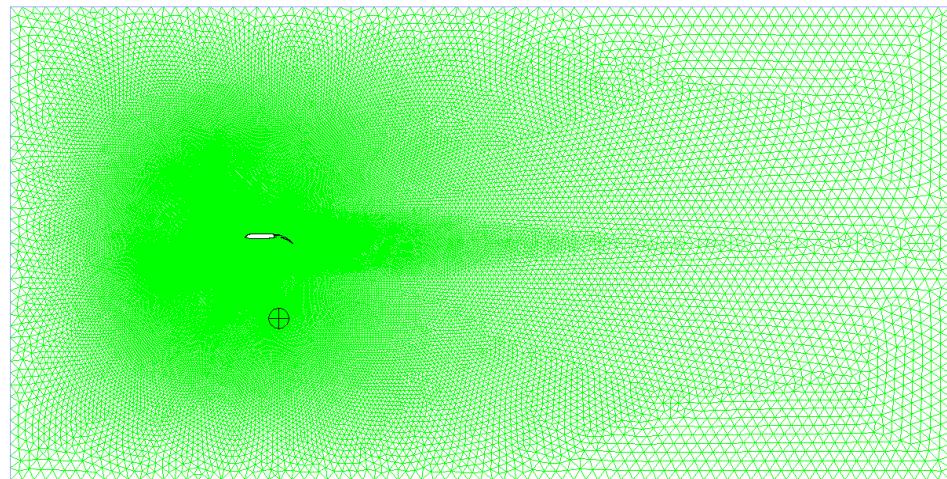


**Figura 5.5 - fólio EET com flap Fowler**

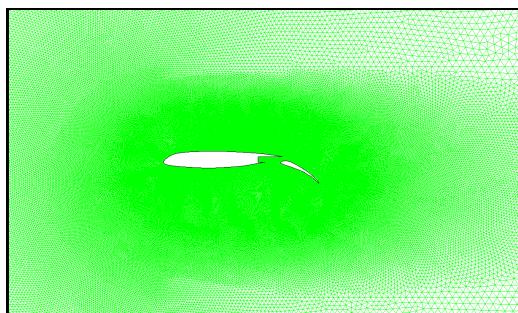
### 5.3. Malha

A malha para o fólio com flap é bidimensional, conta com elementos estruturados na camada limite e elementos triangulares no restante do domínio. No total são 322.221 elementos. A camada limite é constituída por 26 camadas e altura aproximada de  $5,7e-3m$  ( $y^+ < 0,5$ ).

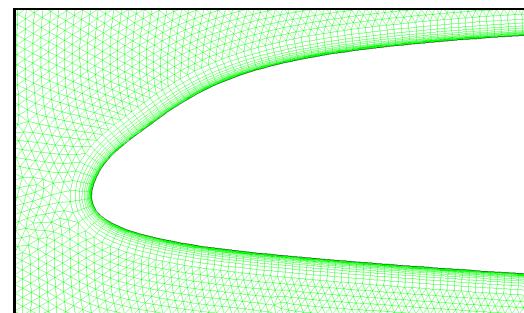
O domínio computacional se estende 5 cordas a montante, acima e abaixo do fólio, e 15 cordas a jusante. A **Figura 5.6** mostra um ponto localizado logo abaixo do fólio. Neste ponto é monitorado o ruído acústico.



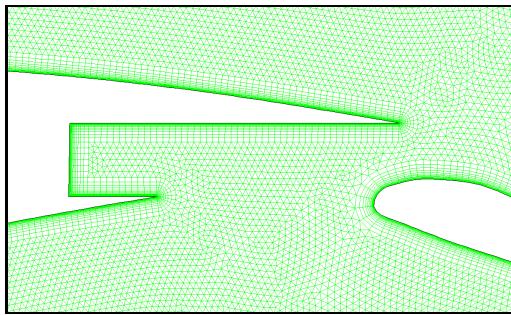
**Figura 5.6 – malha e monitor de pressão**



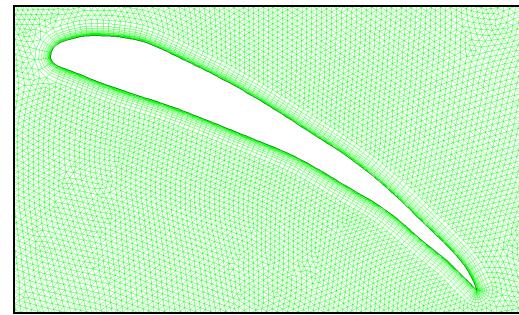
**Figura 5.7 – malha no fólio**



**Figura 5.8 – malha no bordo de ataque**



**Figura 5.9 – malha na cavidade**



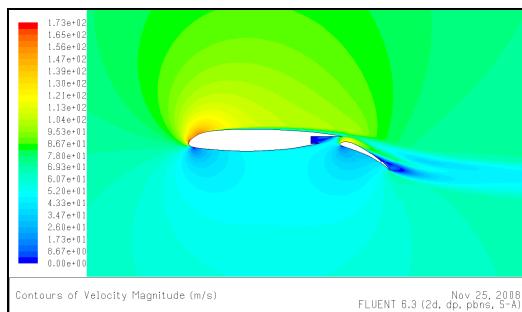
**Figura 5.10 – malha no flap**

#### 5.4. Simulação sob regime permanente

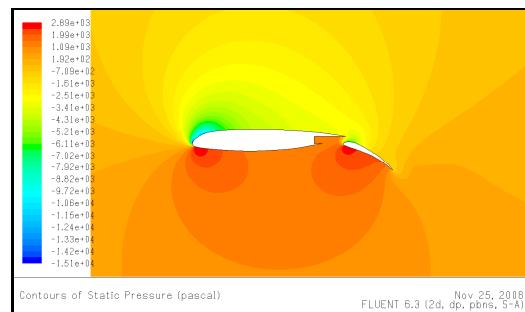
Aqui foi utilizado o modelo de turbulência “Spalart-Allmaras”. Foram realizadas simulações com e sem modelo de compressibilidade sob o intuito de explorar estas aplicabilidades no trato de aeroacústica durante a simulação transiente. O número de Reynolds é igual a 2,93e6, portanto escoamento é turbulento.

Na simulação com modelo de compressibilidade foi imposta a condição de pressão distante na fronteira de entrada (*Pressure Far-Field*), e na simulação sem modelo de compressibilidade foi imposta velocidade de escoamento. Em ambas as simulações o Mach do escoamento na entrada é igual a 0,2. Na fronteira de saída foi imposta pressão atmosférica em ambas as simulações.

Os resultados aerodinâmicos com e sem compressibilidade se assemelham. A **Figura 5.11** e a **Figura 5.12** apresentam os campos de velocidade e pressão.



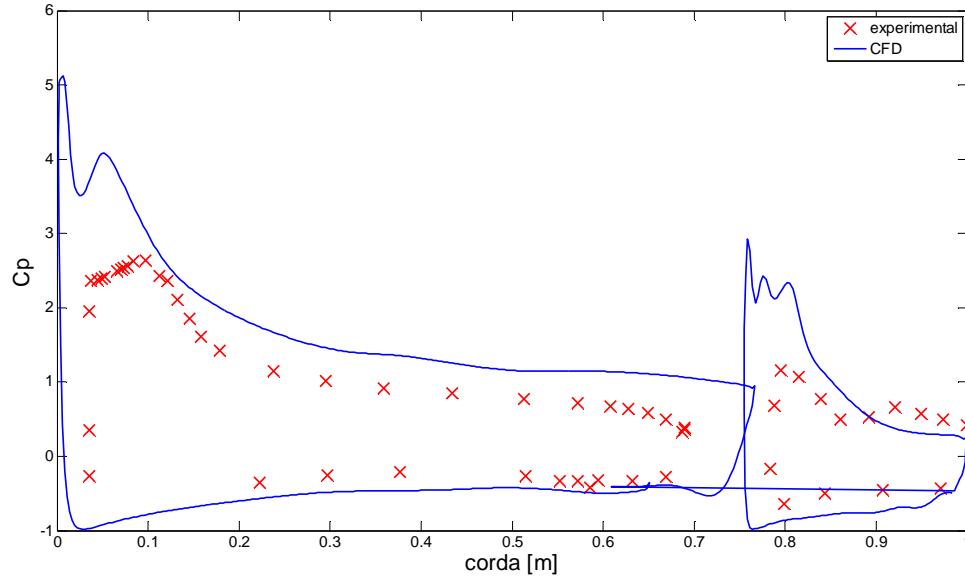
**Figura 5.11 - campo de velocidade (SI)**



**Figura 5.12 - campo de pressão (SI)**

Os resultados numéricos e experimentais [13] são qualitativamente semelhantes. O resultado numérico prevê uma sustentação maior já que o salto de

pressão é maior de acordo com a **Figura 5.13**, no entanto esta discrepância já era esperada já que a geometria simulada é 2D e a experimentada tridimensional.



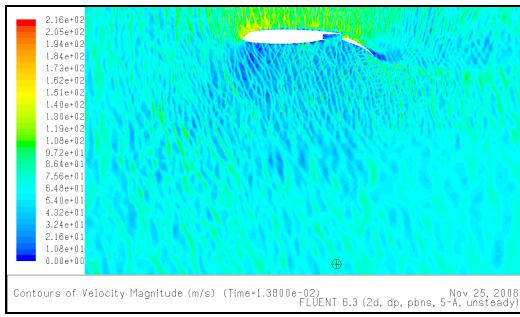
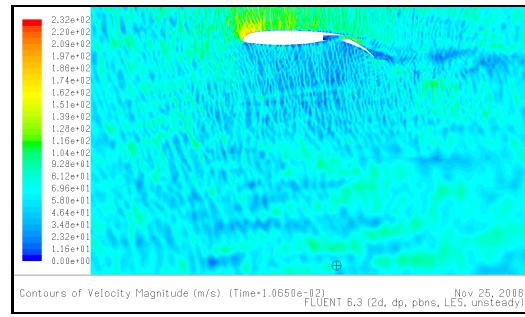
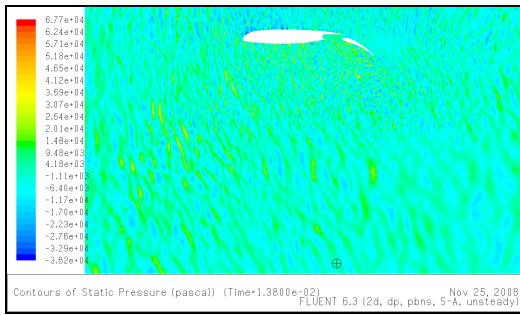
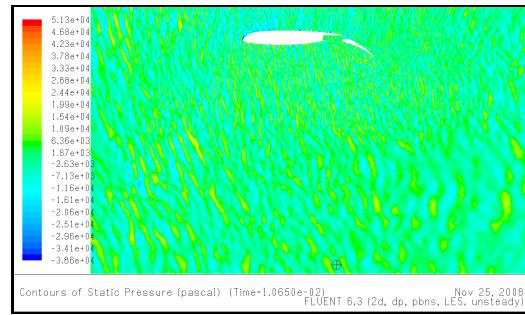
**Figura 5.13 – coeficiente de pressão**

## 5.5. Simulação sob regime transitório

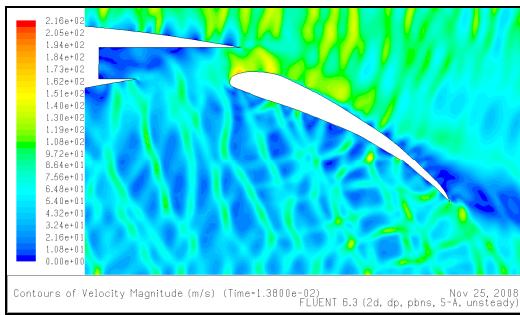
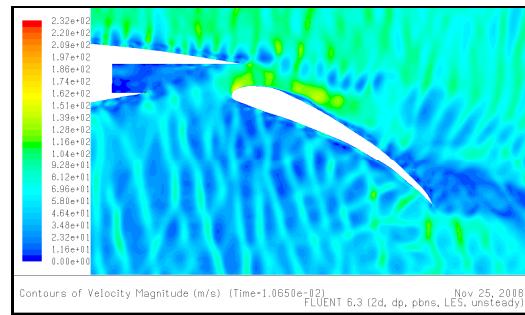
Os resultados para escoamento compressível e incompressível são apresentados separadamente. Em ambos é utilizada a analogia acústica de Lighthill (presente nas equações de *Ffowcs Williams and Hawking*), já o método direto de aeroacústica é aplicado somente nas simulações para escoamento compressível devidos às restrições. São utilizados 2 modelos de turbulência: o Spalart-Allmaras (SA) e o LES.

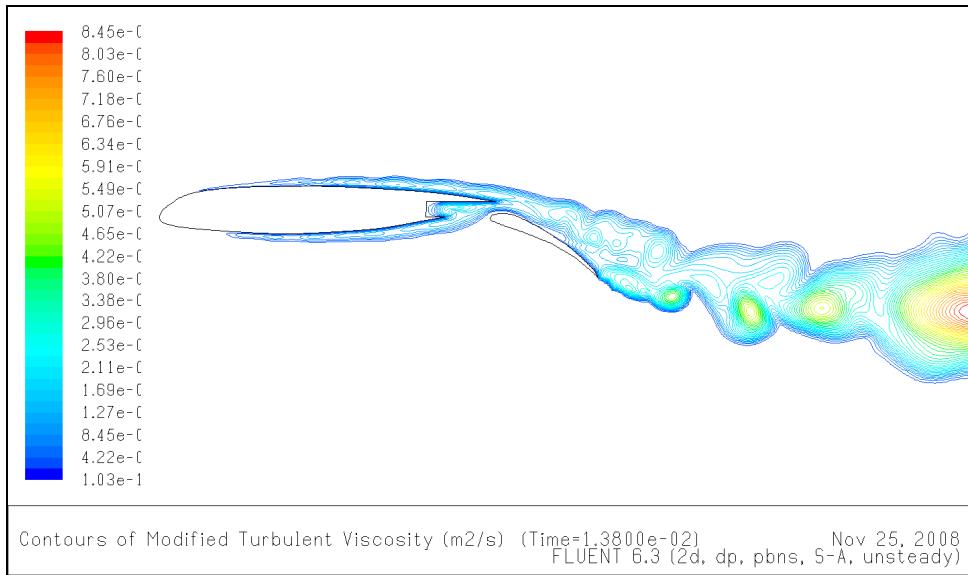
### 5.5.1. Escoamento compressível

Os campos de velocidade e de pressão são bastante afetados com a compressibilidade. As figuras a seguir mostram os saltos de pressão devido ao efeito da compressão no fluido. Da **Figura 5.14** a **Figura 5.19** são apresentados resultados das simulações SA e LES lado a lado para facilitar uma análise comparativa.

**Figura 5.14 - velocidade (SA)****Figura 5.15 - velocidade (LES)****Figura 5.16 - pressão (SA)****Figura 5.17 - pressão (LES)**

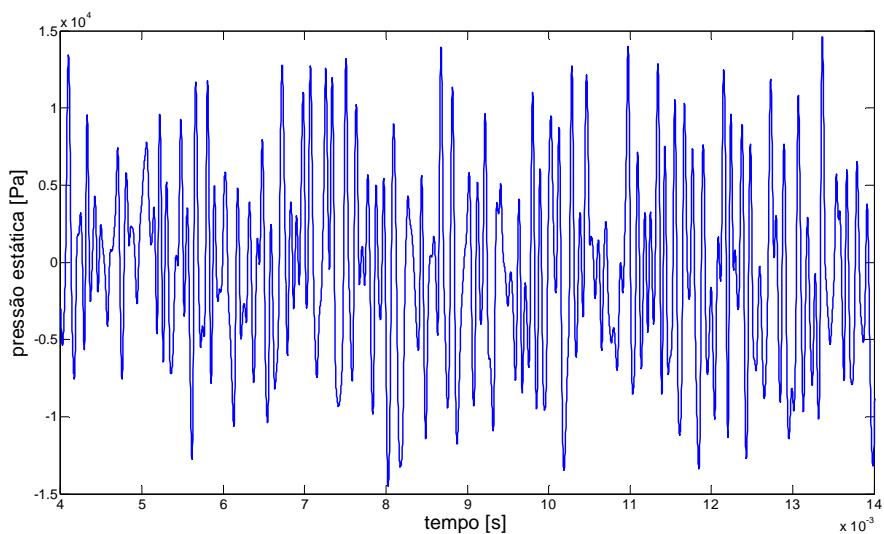
As ondas de pressão provocadas devem contribuir para o ruído aeroacústico, assim como as instabilidades da camada cisalhante (desprendimento de turbilhões) ao longo da asa e do flap. A **Figura 5.20** mostra a viscosidade turbulenta modificada. Nota-se que os maiores turbilhões são gerados no bordo de fuga do flap.

**Figura 5.18 - velocidade no flap (SA)****Figura 5.19 - velocidade no flap (LES)**

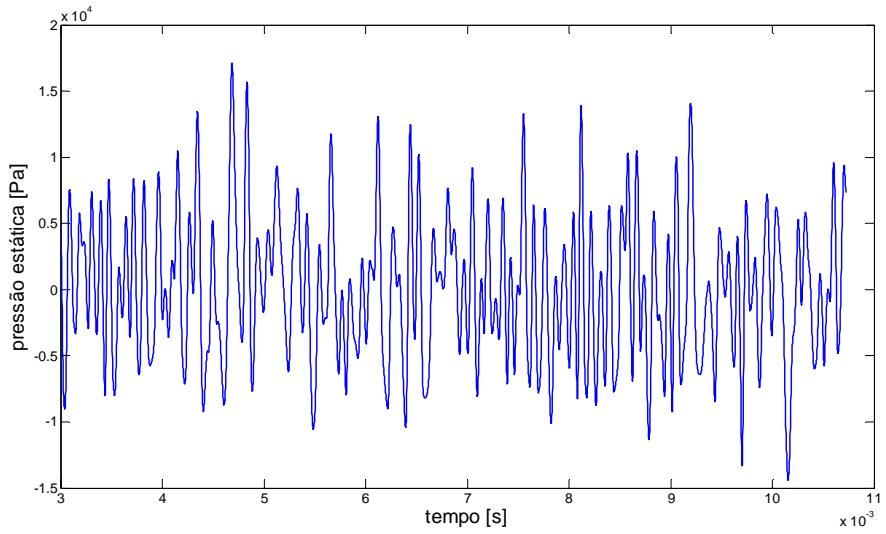


**Figura 5.20 - viscosidade turbulenta modificada (SA)**

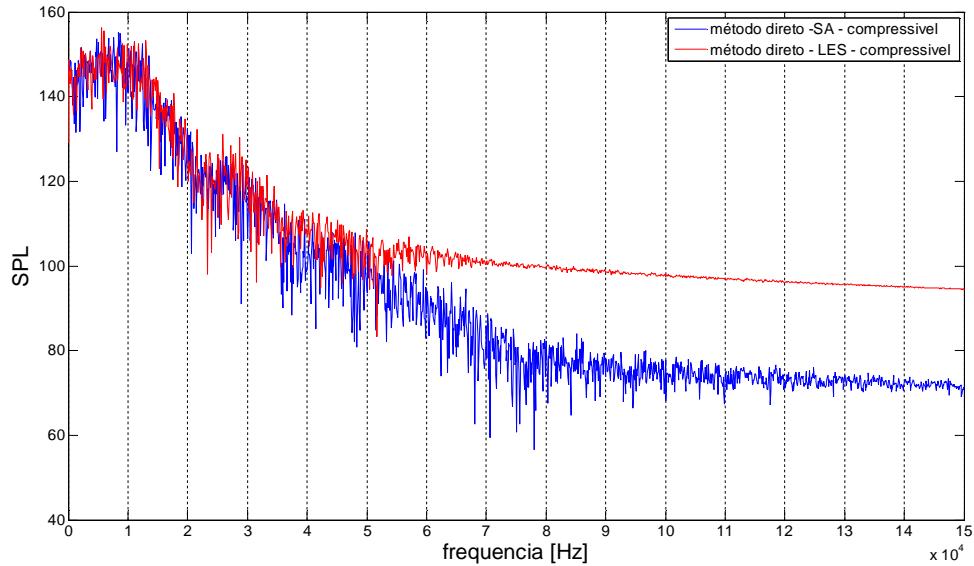
Conforme o método direto de aeroacústica, a **Figura 5.21** e **Figura 5.22** mostram os históricos temporais da pressão estática no monitor localizado “1m” abaixo do fólio. O espectro do nível de pressão é semelhante nas simulações SA e LES. As freqüências principais são aproximadamente 10.000Hz e 25.000Hz, e o SPL máximo aproximadamente 150 conforme a **Figura 5.23**.



**Figura 5.21 - histórico da pressão (SA)**

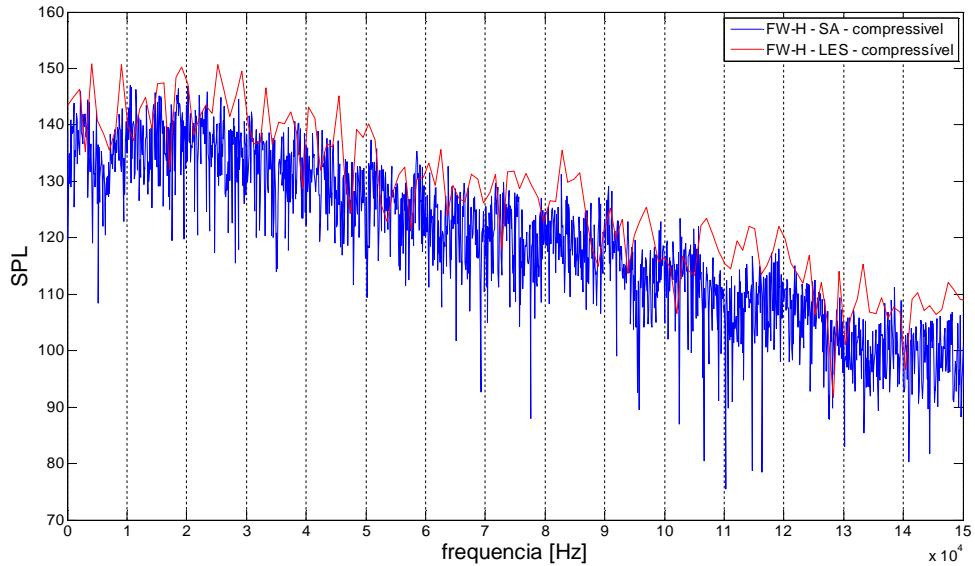


**Figura 5.22 - histórico da pressão (LES)**



**Figura 5.23 – espectro do SPL (método direto)**

A **Figura 5.24** dá o espectro do som segundo a abordagem integral baseada na analogia acústica. Novamente, ambas as simulações, SA e LES, se equiparam. Não é possível determinar freqüências principais, mas pode-se dizer que o ruído é mais intenso (150dB) nas freqüências mais baixas, inferiores a 40.000Hz (ruído de banda larga).

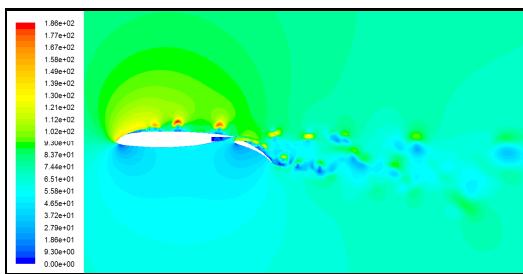


**Figura 5.24 – espectro do SPL (FW-H)**

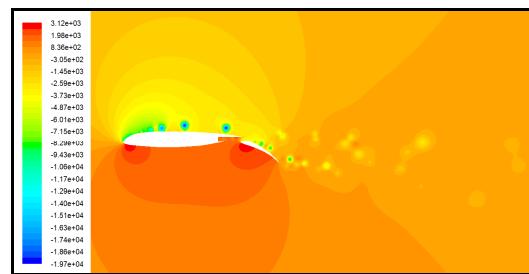
### 5.5.2. Escoamento incompressível

O modelo de turbulência SA apresentou problemas nas simulações transientes com escoamento incompressível. Por isso são apresentados aqui somente os resultados para o modelo LES.

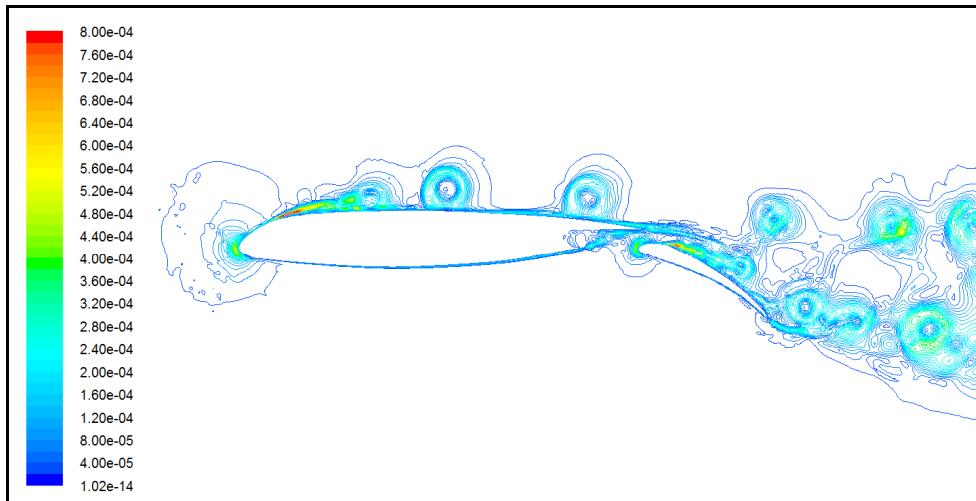
A **Figura 5.25** e a **Figura 5.26** mostram os campos de velocidade e de pressão. Nota-se, facilmente, o desprendimento de turbilhões ao longo do fólio e do flap. A **Figura 5.27** mostra mais claramente este fenômeno.



**Figura 5.25 - velocidade (LES) [m/s]**

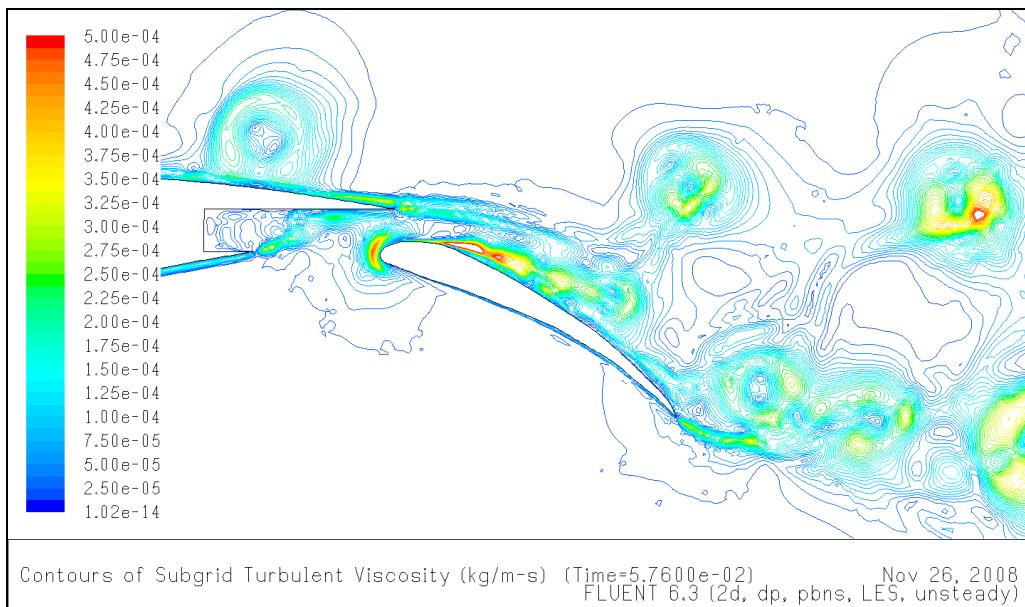


**Figura 5.26 - pressão (LES) [Pa]**



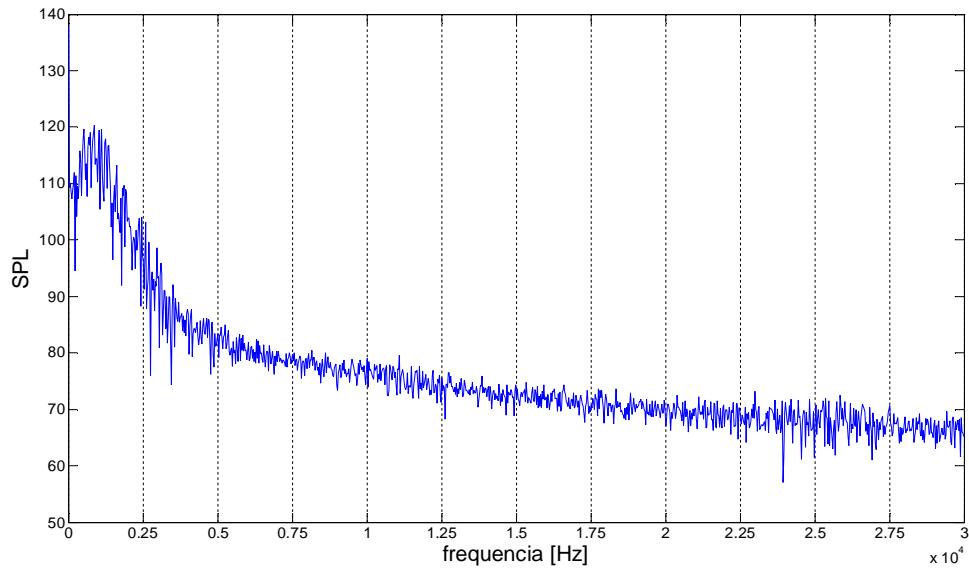
**Figura 5.27 - viscosidade turbulenta (LES) [kg/m-s]**

O campo de vorticidade apresentado na **Figura 5.27** aponta ao menos duas fontes de ruído, ou de instabilidade de camada cisalhante. O extradorso da asa é responsável por um ruído de menor freqüência, porém maior intensidade. No flap, o fenômeno de geração de vorticidade é mais complicado. Conforme a figura há um desprendimento de vórtice a alta freqüência na camada cisalhante próximo ao bordo de fuga.

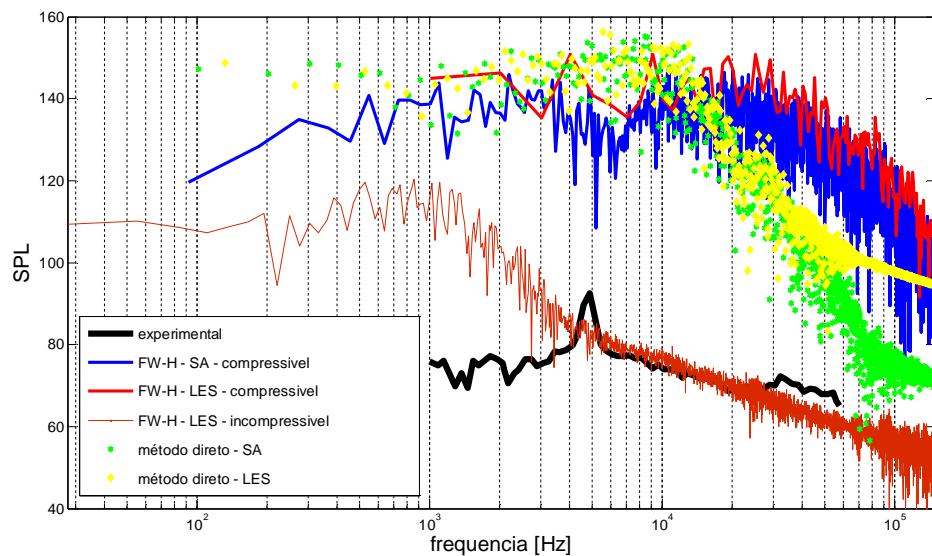


**Figura 5.28 - viscosidade turbulenta (LES)**

O espectro do SPL mostra que as principais frequências são baixas, inferiores a 3000Hz. De acordo com a **Figura 5.29** a freqüência principal é de aproximadamente 1000Hz com SPL igual a 120. A **Figura 5.30** compara o resultado aeroacústico experimental com todas as simulações realizadas aqui.



**Figura 5.29 - viscosidade turbulenta (LES)**



**Figura 5.30 – comparação com resultado experimental**

## 6. ANÁLISE E CONCLUSÃO

As simulações do Ressonador de Helmholtz indicam que modelos de turbulência RANS de 2 equações não são adequados para prever o ruído a partir do método direto de aeroacústica, mesmo com modelo de compressibilidade. As manipulações para as equações médias de Navier-Stokes amortecem as amplitudes das propriedades do escoamento. Já o modelo LES mostrou-se eficaz. Comparado ao resultado analítico o erro percentual com modelo LES foi inferior a 8%.

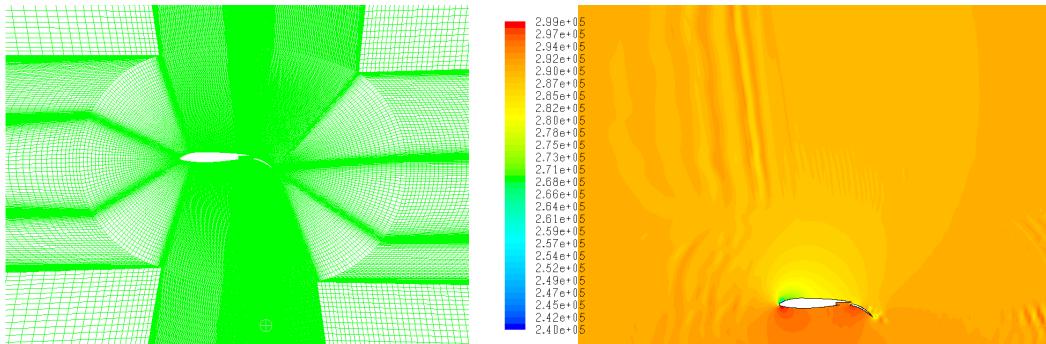
Já as simulações do aerofólio com flap mostram que a compressibilidade afeta bastante o resultado aeroacústico, mesmo a baixo Mach. Embora a analogia acústica seja o método mais adequado para malhas de baixo custo nota-se que não foram alcançados resultados satisfatórios, sobretudo nas simulações com modelo de compressibilidade. A **Figura 5.30** compara o resultado de experimento no túnel de vento de “Langley”, em Choudhari [13], com todas as simulações. Nas simulações compressíveis com FW-H o ruído acústico é muito intenso e prevalece alto em freqüências muito elevadas. Na simulação incompressível o resultado é satisfatório para altas freqüências, mas o ruído tonal ocorre a uma freqüência inferior em comparação ao resultado experimental. Nos resultados pelo método direto de aeroacústica o espectro do ruído é mais alto, porém o ruído tonal ocorre a uma freqüência pouco superior do resultado experimental.

A analogia acústica é mais aplicável em campos distantes (*far field*), por isso a aplicação do monitor sonoro a apenas um metro do fólio impediu uma performance melhor deste método. Outrossim, este método é sensível a parâmetros de simulação tais como densidade ótima de malha, passo de tempo e tempo de simulação, por isso um estudo de sensibilidade deve ser feito para se atingir resultados mais satisfatórios. Os resultados pelo método direto podem ser considerados bons. Casalino [17] e Cox [18] mostram estudo em cilindros que atestam que simulações bidimensionais geralmente provocam aumento da freqüência e do nível sonoro. Os resultados pela analogia acústica com escoamento incompressível também são razoavelmente satisfatórios. Provavelmente, as instabilidades da camada cisalhante ocorrem a uma freqüência maior, daí uma possível discrepância do ruído tonal de baixa freqüência (1.000Hz) seja devido ao resultado aerodinâmico além da qualidade da malha.

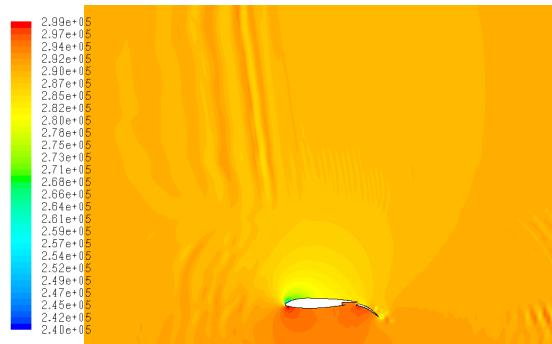
Alguns fenômenos experimentais são impossíveis de ser identificados em simulações 2D porque são essencialmente tridimensionais, como o ruído pela geração de vórtices e o ruído de *side lap* provocado pela interferência entre as laterais do flap e da asa. Por isso simulações tridimensionais são mais satisfatórias.

Estudos de correlação podem ser feitos. Como simulações 2D de baixo custo resultam espectros sonoros mais intensos deve-se correlacionar resultados 2D e 3D para permitir o diagnóstico rápido e mais barato do ruído. Correções dos modelos numéricos de aeroacústica também podem ser feitos.

A qualidade da malha também afeta os resultados, sobretudo quando se utiliza modelo de compressibilidade em regime transitório. Antes da malha híbrida uma malha totalmente estruturada, mostrada na **Figura 6.1**, foi utilizada nas simulações do aerofólio com flap. Como existem algumas regiões muito refinadas e outras bem menos refinadas ocorrem ondas de pressão em regiões localizadas, distorcendo o resultado aerodinâmico.



**Figura 6.1 – malha estruturada**



**Figura 6.2 – campo de pressão**

## 7. REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Maliska, Clovis R., Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional: fundamentos e coordenadas generalizadas. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos, 2004, 2.ed.
- [2] Versteeg H.K. and Malalasekera W., An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method. Harlow, Essex, England; Longman Scientific & Technical : New York: Wiley, 1995.
- [3] Fluent 6.3 User's Guide.
- [4] Fox, Robert W., Mcdonald T., Introdução a mecânica dos fluidos, [Trad] a M de Souza Melo. Rio de Janeiro : Guanabara, 1995, 4. Ed.
- [5] Kinsler L. E., Frey A. R., Fundamentals of acoustics. New York : Wiley, [1962], 2 ed.
- [6] Tang S. H., Tan H.S., Tan K. L. Hsu T.S., Velocity of sound and resonance absorption determination from a low-cost Helmholtz experiment. Eur. J. Phys. (6) 1985, pp.134-138
- [7] Crawford F. S., 1965 Waves Berkeley Physics Course Vol. 3 (New York: McGraw-Hill) p. 218
- [8] Hinze J. O., Turbulence. McGraw-Hill Publishing Co., New York, 1975
- [9] B. E. Launder and D. B. Spalding. Lectures in Mathematical Models of Turbulence. Academic Press, London, England, 1972.
- [10] J. Smagorinsky. General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment. Month. Wea. Rev., 91:99{164, 1963}.
- [11] Etkin, B.; Dynamics of flight: Stability and control; New York: Wiley, c1996,  
3 ed.
- [12] Raymer P. D.; Aircraft design: a conceptual approach; Washington, D.C.: American Institute of Aeronautics and Astronautics, c1989, AIAA education series.
- [13] Choudhari M. M., Aeroacoustic Experiments in the Langley Low-Turbulence Pressure Tunnel. NASA/TM-2002-211432. February 2002.

- [14] Lin J. C. and Dominik C. J., Parametric Investigation of a High-Lift Airfoil at High Reynolds Numbers. NASA Langley Research Center, Hampton, VA 23681-0001 and McDonnell Douglas Aerospace, Long Beach, CA 90810-1870.
- [15] Berkman M. E., Investigation of High-Lift Flowfield of an Energy Efficient Transport Wing. Journal od Aircraft, Vol. 37, No. 1, January-February 2000.
- [16] Khorrami M. R., Reynolds-Averaged Navier-Stokes Computations of a Flap-Side-Edge Flowfield. AIAA Journal, Vol 37, No. 1, January 1999.
- [17] Casalino D., Jacob M.; Prediction of aerodynamic sound from circular rods via spanwise statistical modelling; Journal Of Sound and Vibration 262 (2003).
- [18] Cox S., Rumsey C. L. and Brentner K. S., Younis B. A.; Computation of sound generated by viscous flow over a circular cylinder; NASA Technical Memorandum 110339, March 1997.