

ADVERTIMENT. La consulta d'aquesta tesi queda condicionada a l'acceptació de les següents condicions d'ús: La difusió d'aquesta tesi per mitjà del servei TDX (www.tesisenxarxa.net) ha estat autoritzada pels titulars dels drets de propietat intel·lectual únicament per a usos privats emmarcats en activitats d'investigació i docència. No s'autoritza la seva reproducció amb finalitats de lucre ni la seva difusió i posada a disposició des d'un lloc aliè al servei TDX. No s'autoritza la presentació del seu contingut en una finestra o marc aliè a TDX (framing). Aquesta reserva de drets afecta tant al resum de presentació de la tesi com als seus continguts. En la utilització o cita de parts de la tesi és obligat indicar el nom de la persona autora.

ADVERTENCIA. La consulta de esta tesis queda condicionada a la aceptación de las siguientes condiciones de uso: La difusión de esta tesis por medio del servicio TDR (www.tesisenred.net) ha sido autorizada por los titulares de los derechos de propiedad intelectual únicamente para usos privados enmarcados en actividades de investigación y docencia. No se autoriza su reproducción con finalidades de lucro ni su difusión y puesta a disposición desde un sitio ajeno al servicio TDR. No se autoriza la presentación de su contenido en una ventana o marco ajeno a TDR (framing). Esta reserva de derechos afecta tanto al resumen de presentación de la tesis como a sus contenidos. En la utilización o cita de partes de la tesis es obligado indicar el nombre de la persona autora.

WARNING. On having consulted this thesis you're accepting the following use conditions: Spreading this thesis by the TDX (www.tesisenxarxa.net) service has been authorized by the titular of the intellectual property rights only for private uses placed in investigation and teaching activities. Reproduction with lucrative aims is not authorized neither its spreading and availability from a site foreign to the TDX service. Introducing its content in a window or frame foreign to the TDX service is not authorized (framing). This rights affect to the presentation summary of the thesis as well as to its contents. In the using or citation of parts of the thesis it's obliged to indicate the name of the author



UNIVERSITAT POLITÈCNICA
DE CATALUNYA
BARCELONATECH

*Departament de Mecànica de Fluids
Centre de Diagnòstic Industrial i Fluidodinàmica
Doctorat en Fluids, Turbomàquines i Potència
Fluida.*

Tesis Doctoral

Caracterització del flux a causa de la interacció rotor-estator en turbomàquines mitjançant CFD

de

Alfred Fontanals García

Presentada al Departament de Mecànica de Fluids
de la Universitat Politècnica de Catalunya
per a la obtenció del títol de Doctor per la
Universitat Politècnica de Catalunya

Director de la tesis

Prof. Dr. Miguel Coussirat Núñez

Co-director UPC de la tesis

Prof. Dr. Alfredo Guardo Zabaleta

Barcelona, novembre de 2012

A la Maria, el Xavier i la Judit

Reconeixements

Vull donar els meus agraïments als professors Dr. Miguel Coussirat i Dr. Alfredo Guardo per dirigir aquesta tesi, així com el seu inestimable suport durant la realització de la mateixa.

Al professor Dr. Eduard Egusquiza com ha coordinador del programa de doctorat i cap del grup d'investigació del Centre de Diagnòstic Industrial i Fluidodinàmica de la UPC, on he realitzat la meua recerca, per el seu ajut i els seus apreciats comentaris durant la realització de la recerca.

Al professor Dr. Joan Grau per els seus consells i la seva col·laboració, així com a la resta de companys del Departament de Mecànica de Fluids de l'EUNETIB, per donar-me tot el seu suport.

A l'Escola Universitària d'Enginyeria Tècnica Industrial de Barcelona, EUNETIB, per els ajuts a la participació en congressos.

Al projecte Hydrodyna i en particular el mes sincer agraïment als membres del Laboratory for Hydraulic Machines de l'EPF de Lausanne, Philippe Ausoni, Mohamed Farhat i François Avellan, per la seva col·laboració en la utilització de dades experimentals.

A la Universitat Politècnica de Catalunya per els ajuts en la matrícula del doctorat.

Al Ministerio de Educación y Ciencia per els ajuts dins el projecte DPI-2006-13359.

A la Paloma Ferrer per totes les gestions realitzades.

Als meus pares i a la meua estimada família, per la seva paciència i el seu inestimable suport.

A tots el meus sincers agraïments.

Resum

A les turbomàquines pot haver una forta interacció entre els àleps del rodet i les directrius del difusor que afecten la dinàmica del flux i el rendiment estructural de les màquines. Aquest fenomen s'anomena interacció rotor-estator (RSI), i té una gran influència en el comportament de la màquina. Aquestes interaccions tenen impacte significatiu en les característiques de les vibracions i de l'acústica de la màquina i en algunes ocasions aquestes interaccions han portat a la fallada de l'àlep o la directriu.

Les inestabilitats i la turbulència juguen un paper fonamental en el RSI i l'ús de la dinàmica de fluids computacional (CFD) s'ha convertit en un requeriment habitual en el disseny de turbomàquines degut a la dificultat i elevat cost de l'experimentació necessària per identificar el fenomen RSI. Actualment els anàlisis de CFD basats en les equacions de Navier-Stokes amb mitjanes de Reynolds (RANS) i un model acoblat de viscositat de turbulència de remolí (EVM), es utilitza habitualment en el disseny de turbomàquines. Per tant l'elecció de un model de turbulència i del tractament de capa límit apropiat es lluny de ser trivial, donat que un modelat adequat de la turbulència té un paper important per la obtenció de bons resultats en CFD.

Per un millor coneixement del fenomen RSI, en la primera part d'aquest treball es realitza amb CFD un estudi no estacionari del flux sobre perfils aïllats, amb l'objectiu de determinar les habilitats dels models RANS en determinar les característiques del flux a la capa límit i el deixant. Es determinen numèricament les velocitats, les fluctuacions de velocitat i les freqüències del desprendiment de vòrtex en el deixant en quatre perfils, comparant els resultats obtinguts amb resultats experimentals.

Amb l'objectiu de poder conèixer millor la interacció RSI produïda per el moviment dels deixants del rotor sobre la capa límit de l'estator, en una segona part d'aquest treball, s'estudia amb CFD una cascada lineal d'àleps desplaçant-se davant una placa plana. Es determinen les velocitats i les fluctuacions de velocitat a la capa límit, així com les freqüències representatives de la interacció RSI sobre la placa, quan el sistema treballa a condicions de disseny i fora de condicions de disseny, i es comparen els resultats obtinguts amb resultats experimentals.

Com a objectiu final es modela amb CFD una bomba centrífuga amb difusor, amb un rodet amb alta càrrega d'àleps. Aquesta màquina s'estudia treballant a condicions de disseny i fora de condicions de disseny, amb l'objectiu de conèixer el complicat patró del flux que es produeix en aquest tipus de bomba. S'han determinat les fluctuacions de pressió degudes a la interacció entre el rodet i el difusor de la bomba, així com les seves freqüències característiques. Els resultats numèrics de CFD son comparats amb resultats experimentals.

Summary

In turbomachinery, a strong interaction between the impeller blades and the diffuser vanes may occur. This interaction affects the flow dynamics and the structural performance of the machine. This phenomenon is called rotor–stator interaction (RSI), and it has a significant impact on the characteristics of the vibrations and noise of the machine, and in some cases these interactions have led to the failure of the blades or vanes.

Instabilities and turbulence play a fundamental role in the RSI and the use of computational fluid dynamics (CFD) has become a standard in the design of turbomachinery due to the difficulty and high cost of experimentation necessary to identify the RSI phenomenon. Currently CFD analysis based on the Navier-Stokes Reynolds Averaging (RANS) and a coupled model of turbulent eddy viscosity (EVM) is commonly used in the design of turbomachinery. Therefore the choice of a turbulence model and the appropriate treatment of the boundary layer is far from trivial, because a suitable turbulence model is primordial for obtaining accurate numerical results using CFD.

For a better understanding of the RSI phenomenon, a CFD study on unsteady flow around isolated foils is presented, aiming to benchmark the capabilities of several turbulence models predicting the boundary layer and wake flow characteristics. Flow velocities, velocity fluctuations and vortex shedding frequency in the wake are numerically estimated for four different profiles, and these results are validated against experimental results.

In order to gain insight on how the RSI generated by the wakes of moving rotor blades affect the stator vanes boundary layer flow, a numerical study of a linear cascade of blades moving in front of a flat plate is presented. Flow velocity and velocity fluctuations in the plate’s boundary layer and the RSI characteristic frequencies are studied for design and off-design operating conditions.

The final chapters of the thesis deal with the modeling of a high blade load centrifugal pump with diffuser. Complex flow patterns within the machine are analyzed by means of CFD in design and off-design conditions. Pressure fluctuations generated as a result of RSI between the impeller and the diffuser are obtained, as well as the characteristic RSI frequencies. An experimental data set is used to validate the numerical results.

TAULA DE CONTINGUTS

Resum	i
Summary	iii
Reconeixements	v
Taula de continguts	vii
Llistat de figures	xiii
Llistat de taules	xix

NOMENCLATURA

xxi

Capítol 1. INTRODUCCIÓ	1
1.1. Interacció rotor-estator	2
1.2. Dinàmica de fluids computacional	4
1.2.1. Estat de l'art en CFD del RSI	4
1.3. Selecció d'objectius	7
1.4. Metodologia i estructura	7

Capítol 2. MODELAT DE LA TURBULÈNCIA	9
2.1. Equacions fonamentals	9
2.1.1. Formulació de volums finits	9
2.1.1.1. Equació de conservació de la massa	9
2.1.1.2. Equació de quantitat de moviment	10
2.1.2. Models de turbulència	10
2.1.2.1. Mitjanes de Reynolds	11
2.1.2.2. Model Spalart-Allmaras	13
2.1.2.3. Model estàndard $k-\varepsilon$	13
2.1.2.4. Model RNG $k-\varepsilon$	14
2.1.2.5. Model realizable $k-\varepsilon$	14
2.1.2.6. Model estàndard $k-\omega$	15
2.1.2.7. Model SST $k-\omega$	15
2.1.2.8. Model RSM	16
2.1.2.9. Model LES	16
2.1.2.10. Model DES	17
2.1.2.11. Esforç Computacional	17
2.1.3. Tractament de la capa límit	18
2.1.3.1. Funcions de paret i modelat prop de la paret	19
2.2. Solució numèrica	20
2.3. Programari de CFD	22
2.3.1. Preprocessat	22
2.3.2. Solucionador de CFD	25
2.3.2.1. Condicions de contorn	25
2.3.2.2. Ajust dels paràmetres de iteració	25
2.3.3. Postprocessat	26

Capítol 3. CFD DEL FLUX A LA CAPA LÍMIT I AL DEIXANT EN ÀLEPS	29
3.1. Perfil Nakayama	30
3.1.1. Model geomètric i disseny del mallat	31
3.1.2. Configuració del model	32
3.1.3. Resultats	33
3.1.3.1. Coeficient de pressió	33
3.1.3.2. Velocitats mitges	35
3.1.3.3. Fluctuacions de velocitat	38
3.1.4. Estudi del flux	40
3.2. Perfil NACA0015	41
3.2.1. Model geomètric i disseny del mallat	41
3.2.2. Configuració del model	41
3.2.3. Resultats	42
3.2.3.1. Velocitats mitges	42
3.2.3.2. Freqüències	42
3.2.4. Estudi del flux	44
3.3. Perfil NACA0009	46
3.3.1. Model geomètric i disseny del mallat	46
3.3.2. Configuració del model	46
3.3.3. Resultats	47
3.3.3.1. Freqüències	47
3.3.3.2. Velocitats mitges	49
3.3.4. Estudi del flux	51
3.4. Conclusions	55
Capítol 4. CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA CASCADA D'ÀLEPS	57
4.1. Cascada d'àleps	58
4.2. Model geomètric i disseny del mallat	59
4.3. Configuració del model	60
4.4. Resultats	61
4.4.1. Intensitat de turbulència	61
4.4.2. Velocitats	64
4.4.3. Fluctuació de velocitat	69
4.4.4. Freqüències	74
4.5. Conclusions	79
Capítol 5. CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA BOMBA	83
5.1. Bomba centrífuga amb difusor	84
5.1.1. Model geomètric i disseny del mallat	85
5.1.2. Configuració del model	85
5.1.3. Fluctuacions de pressió	87
5.1.4. Flux entre el rodet i el difusor	99

5.1.5. Interferència hidrodinàmica entre rodet i distribuïdor	102
5.1.6. Freqüències	105
5.1.7. Estudi del flux	109
5.2. Bomba sense directrius	119
5.2.1. Fluctuacions de pressió	119
5.2.2. Flux a la sortida del rodet	122
5.2.3. Freqüències	122
5.2.4. Estudi del flux	123
5.3. Conclusions	126
Capítol 6. CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA BOMBA FORA DE CONDICIONS DE DISSENY	131
6.1. Bomba a càrrega parcial	133
6.1.1. Flux entre el rodet i el difusor	139
6.1.2. Fluctuacions de pressió	139
6.1.3. Freqüències	142
6.2. Bomba a sobre càrrega	144
6.2.1. Flux entre el rodet i el difusor	148
6.2.2. Fluctuacions de pressió	149
6.2.3. Freqüències	151
6.3. Comparativa condicions de treball	153
6.4. Conclusions	160
Capítol 7. CONCLUSIONS I FUTURS TREBALLS	163
7.1. Flux a la capa límit i al deixant en àleps	163
7.2. Interacció rotor - estator en una cascada d'àleps	164
7.3. Interacció rotor - estator en una bomba	166
7.4. Interacció rotor - estator en una bomba fora de condicions de disseny	168
7.5. Futurs treballs	170
BIBLIOGRAFIA	171
Annex A. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES	177
A.1. Perfil Nakayama	177
A.1.1. Perfil convencional A	177
A.1.1.1. Geometria i mallat del perfil A	177
A.1.1.2. Experiències numèriques perfil A	178
A.1.1.3. Opcions	179
A.1.2. Perfil super crític B	180
A.1.2.1. Geometria i mallat del perfil B	180
A.1.2.2. Experiències numèriques perfil B	181
A.1.2.3. Opcions	181
A.2. Perfil NACA0015	182

A.2.1. Geometria i mallat del perfil NACA0015	182
A.2.2. Experiències numèriques	183
A.2.3. Opcions	183
A.3. Perfil NACA0009	185
A.3.1. Geometria i mallat del perfil NACA0009	185
A.3.2. Experiències numèriques	185
A.3.3. Opcions	187
A.4. Cascada d'àleps	188
A.4.1. Geometria i mallat del perfil NACA0024 i la placa plana	188
A.4.2. Experiències numèriques	180
A.4.3. Opcions	191
A.5. Bomba Tsukamoto	193
A.5.1. Geometria i mallat de la bomba	193
A.5.2. Experiències numèriques	194
A.5.3. Opcions	195

Annex B. APLICACIONS SCILAB	199
B.1. Aplicacions perfils Nakayama	199
B.2. Aplicació ProcessaNakayama	200
B.3. Aplicació ProcessaLift_pos	207

Annex C. MODELS DE TURBULÈNCIA	209
C.1. Model Spalart-Allmaras	209
C.1.1. Equació de transport	209
C.1.2. Modelant la viscositat turbulenta	209
C.1.3. Modelant la producció turbulenta	210
C.1.4. Modelant la destrucció turbulenta	210
C.1.5. Constants del model	211
C.1.6. Condicions de contorn de paret	211
C.1.7. Modelat de la transferència de calor per convecció i de massa	211
C.2. Models de la família $k-\varepsilon$	212
C.2.1. EL model estàndard $k-\varepsilon$	212
C.2.1.1. Equacions de transport	212
C.2.1.2. Modelat de la viscositat turbulenta	213
C.2.1.3. Constants del model	213
C.2.2. El model RNG $k-\varepsilon$	213
C.2.2.1. equacions de transport	213
C.2.2.2. Modelat de la viscositat efectiva	214
C.2.2.3. Càlcul del numero de Prandtl efectiu invers	214
C.2.2.4. El terme R_ε en l'equació de ε	215
C.2.2.5. Constants del model	216
C.2.3. El model realizable $k-\varepsilon$	216
C.2.3.1. Equacions de transport	217
C.2.3.2. Modelat de la viscositat turbulenta	217
C.2.3.3. Constants del model	218
C.2.4. Modelat de la producció turbulenta en els models $k-\varepsilon$	218

C.2.5. Funcions de paret	219
C.2.5.1. Momentum	219
C.2.5.2. Energia	220
C.2.5.3. Espècies	221
C.2.5.4. Turbulència	221
C.2.6. Transferència de calor convectiva i de massa en els models $k-\varepsilon$	222
C.3. Els models de la família $k-\omega$	223
C.3.1. El model estàndard $k-\omega$	223
C.3.1.1. Equacions de transport	223
C.3.1.2. Modelat de la difusibilitat efectiva	224
C.3.1.2.1. Correcció de baix número de Reynolds	224
C.3.1.3. Modelat de la producció turbulenta	225
C.3.1.3.1. Producció de k	225
C.3.1.3.2. Producció de ω	225
C.3.1.4. Modelat de la dissipació de turbulència	225
C.3.1.4.1. Dissipació de k	225
C.3.1.4.2. Dissipació de ω	226
C.3.1.4.3. Correcció de compressibilitat	226
C.3.1.5. Constants del model	227
C.3.1.6. Condicions de contorn de paret	227
C.3.2. El model SST $k-\omega$	228
C.3.2.1. Equacions de transport del model SST $k-\omega$	228
C.3.2.2. Modelat de la difusibilitat efectiva	228
C.3.2.3. Modelat de la producció turbulenta	230
C.3.2.3.1. Producció de k	230
C.3.2.3.3. Producció de ω	230
C.3.2.4. Modelat de la dissipació turbulenta	230
C.3.2.4.1. Dissipació de k	230
C.3.2.4.2. Dissipació de ω	231
C.3.2.5. Modificació de la difusió creuada	231
C.3.2.6. Constants del model	231
C.4. El model dels esforços de Reynolds (RSM)	231
C.4.1. Equacions de transport dels esforços de Reynolds	232
C.4.2. Modelat del transport difusiu turbulent	232
C.4.3. Modelat del terme de tensió de pressió	232
C.4.3.1. Model lineal de tensió de pressió	232
C.4.3.2. Modificacions per baixos Reynolds del model lineal de tensió de pressió	234
C.4.3.3. Model quadràtic de tensió de pressió	234
C.4.4. Efectes de la flotació en turbulència	235
C.4.5. Modelat de l'energia cinètica turbulenta	236
C.4.6. Modelat de la taxa de dissipació	236
C.4.7. Modelat de la viscositat turbulenta	237
C.4.8. Condicions de contorn de paret	237
C.4.9. Modelat de la transferència de calor convectiva i de massa	238
C.5. El model Detached Eddy Simulation (DES)	238
C.5.1. El model RANS Spalart-Allmaras	239
C.5.2. El model RANS realizable $k-\varepsilon$	239
C.5.3. El model RANS SST $k-\omega$	240

C.6. El model Large Eddy Simulation (LES)	240
C.6.1. Equacions filtrades de Navier-Stokes	241
C.6.2. Models d'escala de subgrid	242
C.6.2.1. Model Smagorinsky-Lilly	243
C.6.2.2. Model Dynamic Smagorinsky-Lilly	244
C.6.2.3. Model Wall-Adapting Local Eddy-Viscosity (WALE)	244
C.6.2.4. Model Dynamic Kinetic Energy Subgrid-Scale	244
C.6.3. Condicions de contorn d'entrada per el model DES	245
C.6.3.1. No pertorbacions	245
C.6.3.2. Mètode de vòrtex	245
C.6.3.3. Sintetitzador espectral	246
Annex D. PARTICIPACIÓ EN CONGRESSOS	247

LLISTAT DE FIGURES

Capítol 1

Figura 1.1. Despreniment de vòrtex a la sortida d'un àlep	2
Figura 1.2. Vòrtex de von Kármán per cavitació: a) condicions de <i>lock-off</i> , b) <i>lock-in</i>	3
Figura 1.3. Flux del deixant a la sortida de un perfil	3

Capítol 2

Figura 2.1. Subdivisions de la regió propera a la paret	19
Figura 2.2. Representació esquemàtica de les malles. Esquerra:Funció de paret; Dreta: Modelat prop de la paret	20
Figura 2.3. Diagrama de flux de la solució numèrica en programes comercials CFD	21
Figura 2.4. Estructura de funcionament del programes comercials de CFD	22
Figura 2.5. Tipus relatius de malla. a) gruixuda; b) mitjana ; c) fina	23
Figura 2.6. Malles a l'entrada d'una directriu amb diferent tractament de paret. Esquerra: modelat prop de la paret; Dreta: funció de paret	24
Figura 2.7. Tipus de malla: estructurada (E); desestructurada (D)	24
Figura 2.8. Editor de programació i gràfics obtinguts amb <i>Scilab</i> , de la variació del coeficient de sustentació i les seves freqüències	27
Figura 2.9. Flux a la sortida de un perfil. Dalt: contorns de velocitat; Baix: vectors de velocitat	28

Capítol 3

Figura 3.1. Perfils Nakayama: a) Convencional, perfil A; b) supercrític, perfil B	31
Figura 3.2. Domini computacional en l'estudi d'àleps	31
Figura 3.3. Detall de la malla a la sortida del perfil A. Esquerra) malla WF; dreta) malla TLM	33
Figura 3.4. Coeficient de pressió, C_p . Perfil B. Models de turbulència EVM i RSM. Tractament de paret TLM	34
Figura 3.5. Coeficient de pressió, C_p . Perfil B. Models de turbulència EVM i RSM. Tractament de paret TLM	34
Figura 3.6. Velocitat mitja en el perfil B (SST), amb diferents tractament de paret: WF i TLM	35
Figura 3.7. Perfil B. Velocitats obtingudes a diferents x/C . Model SST- $k-\omega$ i TLM	36
Figura 3.8. Velocitats mitges a la capa límit i el deixant, en el perfil A. (TLM)	37
Figura 3.9. Velocitats mitges a la capa límit i el deixant, en el perfil B. (TLM)	37
Figura 3.10. Resultats de $\langle u'^2 \rangle / U_{ref}^2$ en el perfil A (RSM), amb diferents tractaments de paret	38
Figura 3.11. Esforços de Reynolds en el perfil A. $x/C=0,893$. Models de turbulència $r-k-\epsilon$, SST $k-\omega$, RSM.(TLM)	39

Figura 3.12. Esforços de Reynolds en el perfil B. $x/C=0,893$. Models de turbulència $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$, RSM. (TLM)	39
Figura 3.13. Perfil B.	40
Figura 3.14. Detall de la malla a la sortida de l'àlep	41
Figura 3.15. Velocitats en el deixant en el talls $x/C=0,0, 0,1, 0,2$ i $0,4$ (coordenada $x=0$ a la vora de sortida de l'àlep)	43
Figura 3.16. Contorns de velocitat en el perfil NACA0015	44
Figura 3.17. Vectors velocitat a la sortida del perfil	44
Figura 3.18. Contorns de velocitat a la sortida de l'àlep amb el model DES	45
Figura 3.19. Contorns d'intensitat de turbulència a la sortida de l'àlep. Model DES	45
Figura 3.20. Perfil NACA0009 truncat	46
Figura 3.21. Detall de la malla a la vora de sortida	47
Figura 3.22. Fluctuació del C_l i freqüència característica. Model RSM	48
Figura 3.23. Velocitats a la capa límit de l'àlep. Perfil rugós (línea: SST; ° experiment)	49
Figura 3.24. Velocitats a la capa límit de l'àlep. Perfil llis (línea: SST; ° experiment)	50
Figura 3.25. Contorns de velocitat en el deixant. SST	51
Figura 3.26. Contorns de intensitat de turbulència en el deixant. SST	51
Figura 3.27. Vectors de velocitat en el deixant. LES	52
Figura 3.28. Vectors de velocitat en el deixant. LES	52
Figura 3.29. Contorns de vorticitat del despreniment de vòrtex. Model SST $k-\omega$ transicional	53
Figura 3.30. Contorns de velocitat del despreniment de vòrtex. Model SST $k-\omega$ transicional	54

Capítol 4

Figura 4.1. Característiques del sistema rotor-estator	58
Figura 4.2. Esquema general i condicions de contorn del model numèric	59
Figura 4.3. Detall de la malla adoptada	60
Figura 4.4. Intensitat de turbulència numèrica a diferents freqüències. SST. ($f=20, 30$ i 40 Hz)	61
Figura 4.5. Intensitat de turbulència amb RSI i sense RSI. SST. ($f=20$ Hz)	62
Figura 4.6. Intensitat de turbulència amb RSI i sense RSI. SST. ($f=40$ Hz)	62
Figura 4.7. Intensitat de turbulència amb el model SST (esquerra) i DES (dreta). $f=20$ Hz.	63
Figura 4.8. Intensitat de turbulència amb el model SST (esquerra) i DES (dreta). $f=40$ Hz.	63
Figura 4.9. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x = 0,1, 0,3, 0,5, i 0,7$ m. ($f=0$ Hz)	66
Figura 4.10. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x = 0,1, 0,3, 0,5, i 0,7$ m. ($f=20$ Hz)	66
Figura 4.11. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x = 0,1, 0,3, 0,5, i 0,7$ m. ($f=30$ Hz)	67
Figura 4.12. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x = 0,1, 0,3, 0,5, i 0,7$ m. ($f=40$ Hz)	67
Figura 4.13. Velocitat a la capa límit a la placa. Models SST i DES. $x=0,1$ i $0,3$ m. ($f=20$ Hz)	68
Figura 4.14. Velocitat a la capa límit a la placa. Models SST i DES. $x=0,1$ i $0,3$ m. ($f=40$ Hz)	68
Figura 4.15. Variació de velocitat a la capa límit. DES. $x=0,1$ m	69
Figura 4.16. Velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit en el punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm). DES. $f=20$ Hz.	71
Figura 4.17. Velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit en el punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm). DES. $f=40$ Hz (valors experimentals no disponibles).	71
Figura 4.18. Variació de velocitat, fluctuació de velocitat i pressió al punt 120 de la capa límit. SST. Esquerra: $f=20$ Hz; dreta: $f=40$ Hz	72

Figura 4.19. Fluctuació de velocitat per $f=0$ Hz. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5$ i $0,7$ m	73
Figura 4.20. Fluctuació de velocitat per $f=20$ Hz. $x=0,1$ i $0,3$ m	73
Figura 4.21. Fluctuació de velocitat per $f=40$ Hz. $x=0,1$ i $0,3$ m	74
Figura 4.22. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=20$ Hz. SST	75
Figura 4.23. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=30$ Hz. SST	75
Figura 4.24. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=40$ Hz. SST	75
Figura 4.25. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=20$ Hz. SST	76
Figura 4.26. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=30$ Hz. SST	76
Figura 4.27. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=40$ Hz. SST	76
Figura 4.28. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=20$ Hz. SST	77
Figura 4.29. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=30$ Hz. SST	77
Figura 4.30. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=40$ Hz. SST	77
Figura 4.31. Velocitat i freqüències al punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm) de la capa límit. $f=20$ Hz. DES	78
Figura 4.32. Velocitat i freqüències al punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm) de la capa límit. $f=40$ Hz. DES	79

Capítol 5

Figura 5.1. Geometria i condicions de contorn de la bomba amb difusor	84
Figura 5.2. Detall de la malla amb $y^+=20$	86
Figura 5.3. Punts de mesura de la fluctuació de pressió en el difusor	87
Figura 5.4. Camp de velocitats relatives en el rodet de una turbina	88
Figura 5.5. Camp de velocitats relatives en el rodet de una bomba	89
Figura 5.6. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. $r-k-\varepsilon$	91
Figura 5.7. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. SST $k-\omega$	91
Figura 5.8. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. RSM	92
Figura 5.9. Valor de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$. r1c1. Comparativa tractament de paret. $r-k-\varepsilon$	92
Figura 5.10. Valor de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$. r1c3. Comparativa tractament de paret. $r-k-\varepsilon$	93
Figura 5.11. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r1c1. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF	93
Figura 5.12. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r1c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF	94
Figura 5.13. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r2c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF	94
Figura 5.14. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r3c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF	94
Figura 5.15. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció radial (línia c1)	97
Figura 5.16. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció circumferencial (línia r1)	98
Figura 5.17. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció radial (línia c3)	99
Figura 5.18. Pressió i components de la velocitat relativa a la sortida del rodet	100

$(R/R_2=1,016)$. Models de turbulència: $r-k-\varepsilon$, SST i RSM. $(Q/Q_d=1,0)$	
Figura 5.19. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet $(R/R_2=1,016)$. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$	101
Figura 5.20. Interacció rotor-estator de la bomba	103
Figura 5.21. Freqüències representatives de la fluctuació de pressió en el punt r1c1	104
Figura 5.22. Harmònics de la fluctuació de pressió en el punt r1c1. $\theta=65^\circ$	105
Figura 5.23. Fluctuació de pressió en el punt r1c1. $\theta=65^\circ$	105
Figura 5.24. Valors experimentals de les freqüències de la fluctuació de pressió a la línia c3 del distribuïdor	106
Figura 5.25. Valor experimental de les freqüències de la fluctuació de pressió al punt r1c1 del distribuïdor	106
Figura 5.26. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 del distribuïdor. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$	107
Figura 5.27. Bomba amb directrius. C_1 als àleps del rodet i del distribuïdor i freqüències representatives. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$	109
Figura 5.28. Components de velocitat relativa en el rodet. $(Q/Q_d=1,0)$	110
Figura 5.29. Components de velocitat relativa al rodet a $r/R_2=\{0.53, 0.62, 0.72, 0.81, 0.91, 1.00\}$. $(Q/Q_d=1,0)$	111
Figura 5.30. Components de velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2= \{1,03, 1,17, 1,30\}$. $(Q/Q_d=1,0)$	111
Figura 5.31. Contorns de velocitat relativa en el rodet. $(Q/Q_d=1,0)$	113
Figura 5.32. Vectors de velocitat relativa al rodet. $(Q/Q_d=1,0)$	113
Figura 5.33. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat ; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. $r-k-\varepsilon$ $(Q/Q_d=1,0)$	114
Figura 5.34. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon$ $(Q/Q_d=1,0)$	115
Figura 5.35. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat absoluta; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon$ $(Q/Q_d=1,0)$	116
Figura 5.36. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat absoluta; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon$ $(Q/Q_d=1,0)$	117
Figura 5.37. Intensitat de turbulència a la sortida del rodet. $r-k-\varepsilon$ $(Q/Q_d=1,0)$	118
Figura 5.38. Bomba sense difusor	119
Figura 5.39. Punts de mesura de la pressió a la sortida del rodet	119
Figura 5.40. Valors de pressió no estacionaria, $\Delta\Psi$. Punt r1c3. $(Q/Q_d=1,0)$	120
Figura 5.41. Valors de pressió no estacionaria, $\Delta\Psi$. Punt r2c3. $(Q/Q_d=1,0)$	120
Figura 5.42. Valors de pressió no estacionaria, $\Delta\Psi$. Punt r3c3. $(Q/Q_d=1,0)$	121
Figura 5.43. Valor del Cl. $(Q/Q_d=1,0)$	121
Figura 5.44. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $R/R_2=1,016$. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$	122
Figura 5.45. Bomba sense directrius. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c3, r2c3, r3c3 del difusor i del C_1 al rodet. $(Q/Q_d=1,0)$	123
Figura 5.46. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. $(Q/Q_d=1,0)$	124
Figura 5.47. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. $(Q/Q_d=1,0)$	125
Figura 5.48. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. $(Q/Q_d=1,0)$	126

Capítol 6

Figura 6.1. Corba característica de la bomba	132
Figura 6.2. Vectors de velocitat absoluta a la bomba. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	133
Figura 6.3. Vectors de velocitat relativa en el rodet. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	134
Figura 6.4. Components de velocitat relativa al rodet a $r/R_2=\{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	134
Figura 6.5. Vectors de velocitat amb el bloqueig dels passatges del difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	135
Figura 6.6. Vectors velocitat absoluta al difusor i vectors velocitat relativa al rodet. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	136
Figura 6.7. Velocitats en el difusor a diferents instants de temps. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	137
Figura 6.8. Intensitat de turbulència en (%). Esquerra: $t_1=2,5056$ s; dreta: $t_2=2,5185$ s. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	138
Figura 6.9. Fluctuació de pressió al punt r1c3 i rotació de l'estancament en el difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	138
Figura 6.10. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $R/R_2=1,016$, amb el bloqueig (B) dels canals del difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	139
Figura 6.11. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c1. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	140
Figura 6.12. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	140
Figura 6.13. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r2c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	141
Figura 6.14. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r3c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	141
Figura 6.15. Fluctuació de pressió a la línia c3. $Q/Q_d=0,61$. $r-k-\varepsilon$	142
Figura 6.16. Freqüències als punts r1c1, r1c3, r2c3, r3c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	143
Figura 6.17. Freqüències de la fluctuació del C_l . ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$	143
Figura 6.18. Vectors de velocitat absoluta a la bomba. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	144
Figura 6.19. Rodet. a) Vectors de velocitat relativa; b) Intensitat de turbulència en (%). ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	145
Figura 6.20. Voluta. a) Vectors de velocitat absoluta. b) Intensitat de turbulència en (%). ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	146
Figura 6.21. Velocitat relativa al rodet a $r/R_2=\{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	146
Figura 6.22. Vectors velocitat absoluta al difusor i voluta. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	147
Figura 6.23. Velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2= \{1,03, 1,17, 1,30\}$. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	147
Figura 6.24. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $r/R_2=1,016$. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	148
Figura 6.25. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c1. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	149
Figura 6.26. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c3. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	149
Figura 6.27. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r2c3. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	150
Figura 6.28. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r3c3. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	150
Figura 6.29. Fluctuació de pressió a la línia c3. $Q/Q_d=1,36$. $r-k-\varepsilon$	151
Figura 6.30. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 del difusor. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	152
Figura 6.31. C_l als àleps del rodet i del distribuïdor i freqüències representatives. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$	152

Figura 6.32. Velocitat relativa a l'entrada del àleps del rodet. $r-k-\varepsilon$	154
Figura 6.33. Velocitat relativa al rodet a $r/R_2=\{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$. $r-k-\varepsilon$	155
Figura 6.34. Velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2= \{1,03, 1,17, 1,30\}$. $r-k-\varepsilon$	156
Figura 6.35. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r1c1. $r-k-\varepsilon$. a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt	157
Figura 6.36. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r1c3. $r-k-\varepsilon$. a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt	157
Figura 6.37. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r2c3. $r-k-\varepsilon$. a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt	158
Figura 6.38. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r3c3. $r-k-\varepsilon$. a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt	158

Annex A

Figura A.1. Perfil convencional A de Nakayama	177
Figura A.2. Detall mallat perfil A de Nakayama	178
Figura A.3. Perfil convencional B de Nakayama	180
Figura A.4. Detall mallat perfil B de Nakayama	180
Figura A.5. Perfil NACA0015	182
Figura A.6. Detall mallat perfil NACA0015	182
Figura A.7. Perfil NACA0009 truncat	185
Figura A.8. Detall mallat Perfil NACA0009 truncat	185
Figura A.9. Geometria i domini computacional de la cascada d'àleps	189
Figura A.10. Mallat en els àleps i l'entrada de la placa plana	189
Figura A.11. Geometria de la bomba	193
Figura A.12. Detall de la malla en la bomba	194

LLISTAT DE TAULES

Capítol 3

Taula 3.1. Models de turbulència utilitzats	30
Taula 3.2. Malles utilitzades per l'estudi de sensibilitat en el cas Nakayama	32
Taula 3.3. Freqüències obtingudes amb les diferents malles i models de turbulència	48
Taula 3.4. Valors del Re_x en el perfil	50

Capítol 4

Taula 4.1. Estudi de sensibilitat de malla	59
Taula 4.2. Intensitat de turbulència a $x=0,1$ m	61
Taula 4.3. Numero de Reynolds a la placa	65

Capítol 5

Taula 5.1. Prova de sensibilitat de malla	85
Taula 5.2. Models de turbulència utilitzats	86
Taula 5.3. Modes diametralment excitats de la bomba	104
Taula 5.4. Domini de freqüències (Hz) de les fluctuacions de pressió	108
Taula 5.5. Domini de freqüències (Hz) de la fluctuació del C_l	109

Capítol 6

Taula 6.1. Condicions de treball a les simulacions de la bomba	131
Taula 6.2. Valor del coeficient de Fourier, $C_i/C_{i,max}$	159
Taula 6.3. Variació del coeficient C_l amb el cabal	159

Annex A

Taula A.1. Experiències numèriques perfil A	178
Taula A.2. Opcions numèriques perfil A	179
Taula A.3. Experiències numèriques perfil B	181
Taula A.4. Opcions numèriques perfil B	182
Taula A.5. Experiències numèriques estacionàries perfil NACA0015	183
Taula A.6. Experiències numèriques no estacionàries perfil NACA0015	183
Taula A.7. Opcions numèriques perfil NACA0015	184
Taula A.8. Experiències numèriques estacionàries perfil NACA0015	185
Taula A.9. Opcions numèriques perfil NACA0015	187
Taula A.10. Experiències numèriques estacionàries	190
Taula A.11. Experiències numèriques no estacionàries	190
Taula A.12. Opcions numèriques cascada d'àleps	191
Taula A.13. Experiències numèriques a condicions de disseny	194

Taula A.14. Experiències numèriques fora de condicions de disseny	195
Taula A.15. Opcions numèriques a la bomba	195

Annex B

Taula B.1. Aplicacions Scilab perfils Nakayama	199
Taula B.2. Aplicacions Scilab perfil NACA0015	199
Taula B.3. Aplicacions Scilab perfil NACA0009	199
Taula B.4. Aplicacions Scilab cascada d'àleps	199
Taula B.5. Aplicacions Scilab bomba	200

NOMENCLATURA

A	amplitud	Pa
B	altura del canal	m
C	corda del perfil	m
C_i	coeficient de Fourier	adimensional
C_l	coeficient de sustentació	adimensional
C_p	coeficient de pressió	adimensional
c	velocitat absoluta	m/s
e	esessor	m
F	força	N
f	frequència	Hz
H	altura	m
I	vector unitari	adimensional
I	intensitat de turbulència	adimensional
k	energia cinètica turbulenta	m^2/s^2
k	mode diametral	adimensional
L	longitud	m
m	constant	adimensional
n	constant	adimensional
n	velocitat de gir	1/s; rpm
n_{sq}	numero específic de revolucions	$rpm \cdot m^2 \cdot s^{-1/2}$
P, p	pressió	Pa
Q	cabal	m^3/s
Q	velocitat ona	m/s
r, R	radi	m
s	longitud	m
S_m	flux de massa afegida	$kg/(m^3 s)$
T	període	s
t	temps	s
t^*	temps relatiu del cicle	adimensional
U	velocitat de referència	m/s
u	velocitat de sistema	m/s
u'	fluctuació velocitat en x	m/s
v'	fluctuació velocitat en y	m/s
w	velocitat relativa	m/s
w'	fluctuació velocitat en z	m/s
x, y, z	coordenades cartesianes	m
y	distància a la paret	m
y^+	distància a la paret adimensional	adimensional
Z	numero àleps	adimensional

LLETRES GREGUES

δ	delta de Kronecker	adimensional
δ	espessor capa límit	m
Δ	increment	adimensional
ε	taxa dissipació turbulenta	m^2/s^3
ϕ	propietat escalar	-
μ	viscositat dinàmica	Pa s
μ_t	viscositat turbulenta	Pa s
ν	viscositat cinemàtica	m^2/s
ω	taxa de dissipació específica	1/s
π	constant	adimensional
ρ	densitat	kg/m^3
τ	tensor d'esforços	Pa
Γ	circulació	
Ω	velocitat angular	rad/s
θ	coordenada angular	
Ψ	coeficient de pressió adimensional	adimensional
φ	coeficient de cabal	adimensional
ψ	coeficient d'altura total	adimensional

SUB/SUPER ÍNDEX

b	cos
b	referit a la directriu
d	disseny
f	referit al rodet
k	enèsim mode circumferencial
i	referit entre dos àleps del rodet
i	element i
j	element j
max	màxim
$mitja$	mitja
r	rotor
s	referit a la sortida
t	turbulenta
ref	referència
v	referit al rodet
x	referent a x
0	inicial
-	mitjana
\sim	valor periòdic fluctuant
*	relativa

GRUPS ADIMENSIONALS

Re	numero de Reynolds	adimensional
Ro	numero de Rossby	adimensional
St	numero de Strohual	adimensional

ACRÒNIMS

CFD	dinàmica de fluids computacional
CP	cara de pressió
CS	cara de succió
DES	detached eddy simulation
DF	diferències finites
DNS	simulació numèrica directa
EF	elements finits
EVM	eddy viscosity model
FFT	transformada rapida de Fourier
PIV	velocímetria per imatges de partícules
LDA	làser Doppler anemometria
LDV	velocimetria per làser Doppler
LES	large eddy simulation
PIV	velocimetria per imatges de partícules
RANS	Reynolds average Navier Stokes
RNG	renormalizate group
RSI	interacció rotor estator
RSM	Reynolds stress model
SGS	subgrid-escala
SST	shear stress transport
TLM	two layer model
VF	volums finits
WALE	wall-adapting local eddy-viscosity
WF	wall function

Capítol 1

INTRODUCCIÓ

L'obtenció de dissenys fiables en turbomàquines és una tasca complexa. Per tal de guanyar eficiència global en el rendiment de la màquina, els dissenyadors han reduït la distància entre el rodet i el difusor, forçant-los a estar tan junts com sigui possible. En aquestes situacions, pot haver una forta interacció entre ells que influeix la dinàmica del flux i el rendiment estructural de les màquines. Aquest fenomen s'anomena interacció rotor - estator (RSI), i que té una gran influència en el comportament de la màquina. Aquestes interaccions tenen impacte significatiu en les característiques de les vibracions i de l'acústica de la màquina i en algunes ocasions aquestes interaccions han portat a la fallada de l'àlep o la directriu.

Les inestabilitats i la turbulència juguen un paper fonamental en el RSI i l'ús de la dinàmica de fluids computacional (CFD) s'ha convertit en un requeriment habitual en el disseny de turbomàquines degut a la dificultat i elevat cost de l'experimentació necessària per identificar el fenomen RSI. Actualment els anàlisis de CFD basats en les equacions de Navier-Stokes amb mitjanes de Reynolds (RANS) i un model de viscositat de turbulència de remolí (EVM) acoblat, es habitualment aplicat en el disseny de turbomàquines. Per tant l'elecció de un model de turbulència i del tractament de capa límit apropiat es lluny de ser trivial, donat que un modelat adequat de la turbulència té un paper important per la obtenció de bons resultats en CFD.

Per un millor coneixement del fenomen RSI, en la primera part d'aquest treball es realitza un estudi no estacionari del flux sobre perfils aïllats, amb l'objectiu de determinar les habilitats dels models RANS en determinar les característiques del flux a la capa límit i el deixant. Es determinen numèricament les velocitats, les fluctuacions de velocitat i les freqüències del despreniment de vòrtex en el deixant en quatre perfils, comparant els resultats obtinguts amb resultats experimentals.

Amb l'objectiu de poder conèixer millor la interacció RSI produïda per el moviment dels deixants del rotor sobre la capa límit de l'estator, en la segona part d'aquest treball, s'estudia numèricament una cascada lineal d'àleps desplaçant-se davant una placa plana. Es determinen les velocitats i les fluctuacions de velocitat a la capa límit, així com les freqüències representatives de la interacció RSI sobre la placa, quan el sistema treballa a condicions de disseny i fora de condicions de disseny, i es comparen els resultats obtinguts amb els resultats experimentals de Gete i Evans, 2003.

El número d'àleps en una bomba es un paràmetre important en la determinació del flux en el rodet, la situació ideal seria aquella en que el flux es ben conduit degut a un número d'àleps molt gran, però això provocaria l'augment de les pèrdues per fricció i la disminució de la seva eficiència. La reducció del número d'àleps disminueix les pèrdues per fricció, però el flux augmenta la seva vorticitat en el canal del rodet, provocant recirculacions del flux. Habitualment l'elecció del número d'àleps del rodet presenta un equilibri entre pèrdues i rotació que condueix a elevats valors d'eficiència. Les configuracions de rodets amb reduït número d'àleps tenen les seves aplicacions quan el flux a transportar presenta partícules solides en suspensió i es precisen canals de grans dimensions.

Com a objectiu final d'aquesta tesis es modela amb CFD una bomba centrífuga amb difusor, amb un rodet amb alta càrrega d'àleps, degut a que el rodet disposa de només cinc àleps. Aquesta màquina s'estudia treballant a condicions de disseny i fora de condicions de disseny, amb l'objectiu de conèixer el complicat patró del flux que es produeix en aquest tipus de bomba, les fluctuacions de pressió degudes a la interacció entre el rodet i el difusor de la bomba, així com les seves freqüències característiques. Es fa una comparativa entre els resultats numèrics obtinguts amb els resultats experimentals de Tsukamoto, 1995.

En tots els casos es solucionen les equacions RANS acoblades a diferents EVM, i en alguns casos també s'avaluen les tècniques LES i DES, amb l'objectiu de determinar l'estratègia de modelat més adequada. Es realitzaran tests de sensibilitat de malla i de l'efecte de la discretització numèrica per determinar la seva influència en els resultats.

1.1. INTERACCIÓ ROTOR - ESTATOR

El fluid al passar al voltant dels àleps de una màquina hidràulica, provoca forces que produeixen una excitació sobre l'àlep, que es absorbeix per la resistència del material de l'àlep. Al llarg de la vora de sortida de l'àlep (*trailing edge*) (Figura 1.1), es poden produir desprendiments de vòrtex (*vortex shedding*) deguts a les fluctuacions de la capa límit sobre l'àlep. De vegades es produeixen el que s'anomenen coherències al llarg de la sortida de l'àlep, que són grups de vòrtex que tenen el mateix comportament.

Quan aquests desprendiments no es produeixen simultàniament al llarg de la sortida de l'àlep (*lock-off*), la derivació de la pressió sobre l'àlep fa que la força resultant sigui petita i per tant tingui poca excitació (Figura 1.2.a). En canvi quan a la sortida de l'àlep els vòrtex es desprenen simultàniament (*lock-in*), la derivació de la pressió provoca una força elevada augmentant l'excitació (Figura 1.2.b). Això produeix que es sumin els mòduls d'excitació (freqüències), produint-se ressonància que pot provocar fallades mecàniques en el sistema.

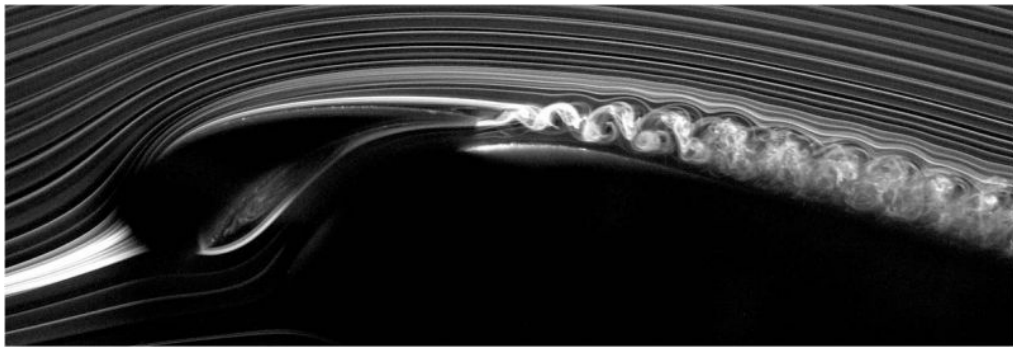


Figura 1.1. Desprendiment de vòrtex a la sortida d'un àlep (Asai Laboratory, TMU, 2012).

La tendència en les actuals màquines hidràuliques es a realitzar dissenys més lleugers, que comporten una disminució de l'espessor dels àleps, que fan disminuir la seva resistència i per tant són més sensibles a les excitacions.

Un dels objectius actuals en el disseny de màquines hidràuliques es aconseguir disminuir l'excitació fluid dinàmica, reduint el despreniment de vòrtex i aconseguir trencar la coherència en el seu despreniment per evitar que es produeixin elevades vibracions.

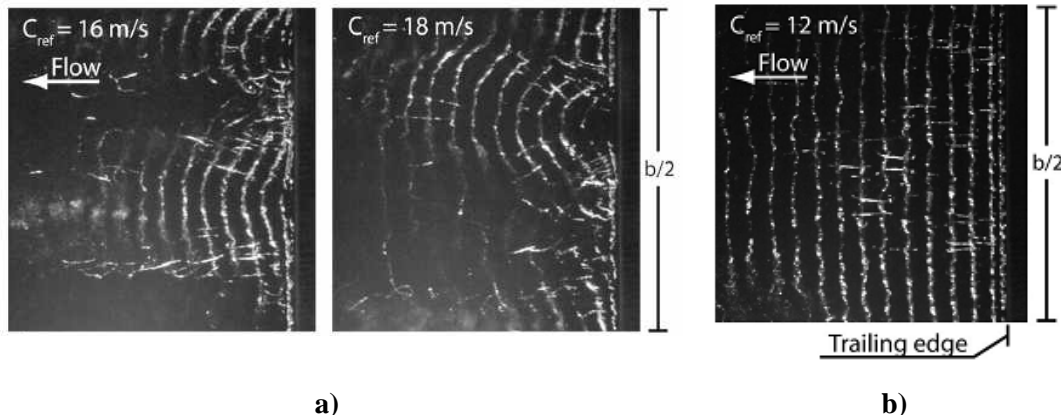


Figura 1.2. Vòrtex de von Kármán per cavitació: a) condicions de *lock-off*, b) *lock-in* (Ausoni, 2007).

El flux en turbomàquines té una estructura complexa. Un fenomen molt important és la interacció rotor-estator (RSI) que influeix de manera important el comportament de la màquina. Segons Dring, Joslyn et al., 1982 i Ardnt, Acosta et al., 1989, el RSI pot ésser dividit en dos mecanismes diferents: interacció de flux potencial (*potential interaction*) i interacció d'excitació o del deixant (*wake interaction*). En turbomàquines la interacció deguda al deixant consisteix en interferències entre el impulsor i els àleps directrius que generen fluctuacions de pressió. El comportament de la capa límit (*boundary layer*) en el flux sobre l'àlep, defineix clarament l'estructura del deixant i consegüentment el despreniment de vòrtex i de les fluctuacions de pressió (Figura 1.3). La natura del flux és turbulent i no estacionari degut a la interacció del deixant i per aquesta raó no es una feina fàcil utilitzar les eines de la dinàmica de fluids computacional (CFD) per solucionar l'estructura del flux en aquest cas. Actualment, l'ús de CFD ajuda a conèixer amb detall l'estructura del flux en RSI. Degut a les condicions del flux, una convenient elecció del model de turbulència juga un paper important per obtenir uns bons resultats en CFD. Per tant, la selecció de un model de turbulència adequat es crucial per aconseguir resultats numèrics acceptables, Coussirat, 2003.

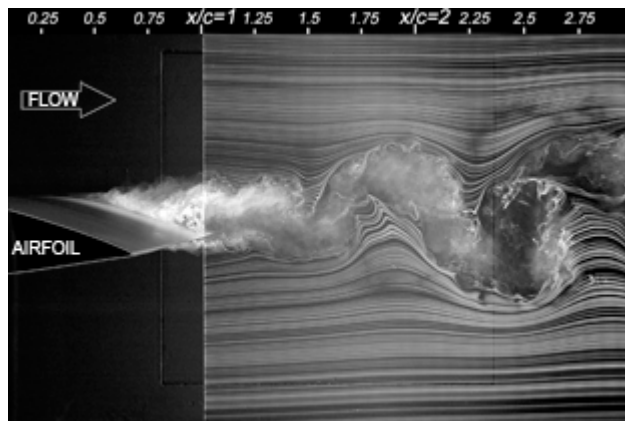


Figura 1.3. Flux del deixant a la sortida de un perfil (Yarusevych, 2006)

1.2. DINÀMICA DE FLUIDS COMPUTACIONAL

La dinàmica de fluids computacional (CFD), es basa en l'anàlisi de sistemes relacionats amb el flux de fluid, la transferència de calor i fenòmens associats com ara les reaccions químiques, amb l'ajut de simulacions mitjan ordinador. Les seves aplicacions s'estenen a múltiples camps dins i fora de la indústria.

Les principals avantatges del CFD respecte als estudis experimentals son:

- Reducció dels terminis de lliurament i dels costos de un nou disseny
- Possibilitat de estudiar sistemes sota condicions perilloses o fora de les condicions de treball
- Possibilitat de estudiar sistemes en el que un experiment es difícil de controlar
- Resultats amb un elevat numero de dades

El CFD soluciona les equacions de Navier-Stokes, la de l'energia i la de balanç de matèria. Aquestes equacions diferencials son resoltes al llarg de molts volums de controls, que son els petits volums en que es divideix la zona d'estudi i que tots junts formen la geometria del flux, en forma de malla. La mida i el numero de volums de control d'aquesta malla, es un dels factors determinants en la consecució de bons resultats numèrics. Un cop definides les condicions de contorn del problema, son resolts numèricament els balanços de flux i d'energia. El procés es realitza mitjan un seguit de iteracions, que permeten reduir l'error dels resultats fins a aconseguir valors satisfactoris.

Els actuals codis comercials de CFD estan basats en alguna de les tres maneres diferents de discretitzar l'espai, diferències finites (DF), volums finits (VF) i elements finits (EF). Les diferències finites tenen com a principal desavantatge que només permeten malles estructurades i per tant no poden ser aplicades a geometries complexes on son necessàries malles des estructurades, per aquesta raó actualment els volums finits i els elements finits son els mètodes més utilitzats, ja que permeten treballar tant amb malles estructurades com des estructurades.

1.2.1. ESTAT DE L'ART

Des de la dècada de 1940, es coneixen solucions analítiques a problemes de dinàmica de fluids, per a situacions simplificades o idealitzades, especialment per a aplicacions de l'aerodinàmica. No obstant això, aviat es van adonar que encara tenien que ser resolts una àmplia gamma de problemes degut a les creixents demandes de la indústria. D'aquesta manera es va començar amb el desenvolupament de les tècniques que formarien part de l'actual CFD. A continuació es mostren algunes de les fites en el desenvolupament del CFD:

- 1970 - Mètode de diferències finites per a Navier-Stokes
- 1970 - Mètode d'elements finits per l'anàlisi d'estrès
- 1980 - Mètode de volums finits (Imperial College)
- 1985 - Us a "aero" industries (Boeing, General Electric, ...)
- 1995 - Us a "no-aero" industries (GM, Ford, Astra, Ericsson...)

Des del punt de vista de la simulació numèrica del RSI, es tindrien que tenir en compte tots els efectes associats al RSI, com son el flux del deixant i l'efecte potencial, si es vol un adequat modelat del fenomen. Un primer pas es l'apropiada caracterització de la capa límit al llarg de l'àlep i del seu deixant darrera de l'àlep. S'han realitzat seriosos intents per obtenir ambdós resultats experimentals i numèrics a

la capa límit al llarg de cossos (cilindres, perfils,...) i el flux en el deixant, i on la majoria de casos realitzats corresponen al deixant en cilindres.

Hwang et al., 1997, van estudiar el comportament dels vòrtex del deixant creats per un cilindre quadrat situat en una capa límit de flux laminar. Els càlculs els van realitzar solucionant les equacions no estacionaries de Navier-Stokes en 2D amb el mètode de volums finits. Jordan et al. 1998, i Doolan, 2010, van realitzar simulacions amb LES en el deixant de un cilindre circular on van determinar el camp de velocitats en el deixant i les forces no estacionaries induïdes. En el seu treball Doolan, 2010, va obtenir numèricament que les fluctuacions de velocitats estaven associades a l'aparició de la parella de vòrtex i a la seva explosió, tal com mostren els resultats experimentals de Brun et al., 2008. Ovchinnikov, et al. 2005, van estudiar amb DNS i LES els vòrtex de Von Kàrmàn en el deixant de un cilindre circular i els efectes d'inducció a la transició que es produeixen en la seva interacció amb la capa límit laminar de una placa.

Un estudi experimental i numèric en un perfil NACA0009 truncat el va realitzar Vu et al., 2007, on van determinar numèricament les freqüències representatives del desprendiment de vòrtex i els perfils de velocitat a la capa límit amb l'ajut del model SST, en el seu treball es feia una comparació de la freqüència de desprendiment de vòrtex, quan la capa límit realitzava una transició natural a la turbulència i quan es forçava la transició a la capa límit. Van determinar que quan en el perfil es forçava la transició a la turbulència, el model SST presentava els millors resultats de les freqüències de desprendiment de vòrtex i quan la transició es produïa de forma natural, els millors resultats s'obtenien amb el model SST amb transició. En el seu estudi no es van utilitzar altres models de turbulència per determinar les seves habilitats en la determinació de les freqüències de desprendiment de vòrtex.

Munch et al, 2010, van simular les forces degudes a la interacció del fluid i l'estructura en un perfil NACA0009 oscil·lant, i van obtenir un excel·lent acord quan les van comparar amb les dades que havien obtingut experimentalment en un túnel hidrodinàmic. Van realitzar un estudi de sensibilitat de malla i de salt de temps i van determinar les pressions i el parell hidrodinàmic sobre el perfil degut a la seva oscil·lació. En el seu treball només van utilitzar el model turbulent SST en una malla 2D i no van determinar les velocitats a la cap límit ni en el deixant.

S'han realitzat diversos estudis numèrics del flux en màquines hidràuliques. Shi et al., 2001, van determinar numèricament les fluctuacions de pressió en una bomba degudes a la interacció entre el rodet i el difusor, els resultats que van obtenir de una simulació de la bomba utilitzant un codi RANS, recollien els efectes potencials i del deixant en la fluctuació de pressió. Es van realitzar simulacions de la bomba en 2D i 3D i els resultats obtinguts no van presentar diferències significatives, degut a que per el tipus de bomba els efectes potencials eren predominants davant dels efectes del deixant. En el seu treball només van utilitzar el model k- ϵ . Wang et al., 2001, també van determinar les fluctuacions de pressió a la mateixa bomba en 2D, utilitzant un mètode de vòrtex i va obtenir resultats similars als obtinguts per Shi et al., 2001. En els seus treballs Shi i Wang, només van estudiar el comportament de la bomba treballant a condicions de disseny.

En una bomba amb el mateix numero d'àleps en el rodet que en el difusor Zhang et al., 2005, van determinar experimentalment les forces hidrodinàmiques. El treball mostra que les forces del fluid en el rodet eren més petites que amb altres combinacions d'àleps i directrius, però que les fluctuacions de pressió eren superiors. Van realitzar un estudi numèric de la bomba en 3D, utilitzant un codi RANS i el model k- ϵ , i utilitzant un mètode de vòrtex en 2D i van obtenir millors resultats amb el model k- ϵ . En el seu treball només va treballar en condicions de disseny i amb un model RANS.

Byskov et al., 2003, van realitzar un estudi experimental i numèric en el rodet de una bomba centrífuga sense difusor treballant en condicions de disseny i de càrrega parcial. Els resultats de velocitats en el rodet de la bomba realitzades amb LES presenten bons resultats tant a condicions de disseny com de càrrega parcial. També van realitzar un estudi estacionari a la mateixa bomba amb els models RANS Baldwin-Lomax i Chien $k-\epsilon$, amb l'objectiu de comparar les velocitats obtingudes amb els valors experimentals de velocitat de conjunt i van obtenir que a càrrega parcial els models RANS no reproduïen el complicat flux de dos canals del rodet, on es produïa l'estancament del flux. En el seu treball Byskov no va realitzar cap estudi de la fluctuació de pressió al rodet de la bomba, ni tampoc va realitzar un estudi no estacionari amb un model RANS.

Guleren i Pinarbasi, 2004, van estudiar una bomba centrífuga amb difusor treballant a diferents condicions de càrrega. Es van determinar les pressions a l'espai entre la sortida del rodet i l'entrada del difusor i els patrons de flux a la bomba amb el model $k-\epsilon$. Van obtenir que es produïa l'estancament en el difusor prop del talla aigües de la voluta i que s'incrementava l'efecte quan es treballava a condicions de càrrega parcial. En condicions de càrrega parcial també es generaven alternativament en el difusor canals amb flux en jet i canals en estancament. En el seu treball i no van determinar les freqüències associades als efectes RSI en el difusor.

Un estudi experimental i numèric en una bomba el va realitzar González et al. 2006. Van determinar les fluctuacions de pressió i les forces radials en la voluta, de una bomba centrífuga sense difusor. El treball el van realitzar amb dos rodets de diferents dimensions i fent treballar la bomba a diferents condicions de càrrega. Numèricament només es va utilitzar el model $k-\epsilon$ i no es va determinar el camp de velocitats a la bomba.

L'estudi de una bomba amb difusor treballant a diferents condicions d'operació, diferents separacions entre el rodet i el difusor, i diferents configuracions de numero d'àleps del rodet i de directrius del difusor el va realitzar Feng et al., 2007. En el treball van utilitzar una malla 3D amb un tractament de paret de funcions de paret (WF) i va obtenir les velocitats a la sortida del rodet, les fluctuacions de pressió i les forces a les directrius utilitzant el model SST $k-\omega$, però no va determinar les freqüències de la interacció RSI entre el rodet i el difusor.

Vasudeva et al., 2009, van estudiar numèricament en un ventilador quins efectes es produïen en el seu comportament quan es feia treballar amb diferents separacions entre els àleps del rodet i del difusor. Es van determinar les eficiències i les fluctuacions de pressió per cada configuració de separació entre rodet i difusor. En el seu treball només van utilitzar un model $k-\epsilon$ i no van determinar les freqüències degudes a la interacció RSI.

En un altre treball Feng et al., 2011, va realitzar un estudi experimental i numèric en una bomba radial amb difusor on van obtenir una bona correlació dels resultats obtinguts amb el model SST $k-\omega$, de les velocitats relatives radial i tangencial, a la separació entre la sortida del rodet i l'entrada del difusor, però no van determinar les fluctuacions de pressió. En el resultat es recollien l'efecte potencial produït per la interacció dels àleps del rodet i les directrius del difusor, així com els efectes del deixant i conclouen en el seu estudi que amb malles de gran qualitat i amb un model turbulència adequat es possible preveure el complex flux en el difusor de la bomba.

Cavazzini et al., 2011, van realitzar experimentalment i numèricament un anàlisi acústic i fluid dinàmic de les inestabilitats de llarga escala en una bomba centrífuga amb directrius, l'objectiu era identificar i caracteritzar les inestabilitats desenvolupades en el flux dins de turbomàquines i determinar la correlació

entre la dinàmica del fluid i el soroll generat. Per simular la turbulència van utilitzar el model DES amb el que van obtenir una bona caracterització de l'espectre de freqüències degudes a les pulsacions de pressió en el difusor, treballant a condicions de càrrega parcial i sobrecàrrega.

1.3. SELECCIÓ D'OBJECTIUS

El interès principal d'aquest treball es la caracterització del flux degut a la interacció rotor-estator en turbomàquines, a partir de l'estudi de l'influència dels models turbulents en la predicció del fenomen RSI, per mitjà de l'avaluació del comportament de varis models de turbulència. Per caracteritzar el fenomen RSI el primer pas es aconseguir resultats fidedignes en la capa límit i el deixant de perfils situats aigües amunt de la zona RSI. Una part del treball estarà enfocat al flux turbulent no estacionari en àleps i el seu deixant. El flux turbulent estacionari i no estacionari a voltant d'àleps serà modelat per mitjà de un codi comercial de CFD (Ansys-Fluent 12.1). Aquest treball serà com un primer pas per aproximar-se a un modelat correcte del RSI.

Com a segon pas s'estudiarà un sistema on apareixen els efectes RSI i on els efectes potencial i del deixant apareixen simultàniament en major o menor grau, com succeeix en la interacció del moviment de una cascada lineal d'àleps sobre una placa plana. Finalment es realitzarà l'estudi del RSI en una bomba centrífuga amb un baix numero d'àleps del rodet. Aquest tipus de màquina presenta unes característiques constructives que afavoreixen el despreniment de la capa límit en els àleps del rodet i per tant l'aparició de fluxos en recirculació. Es portarà a terme un estudi de la màquina treballant a condicions de disseny i fora de condicions de disseny, amb una especial atenció a les condicions de càrrega parcial que en aquest tipus de màquina poden presentar comportaments del flux amb grans recirculacions.

S'haurà de realitzar un anàlisis dels resultats numèrics, respecte l'estructura general del flux. Els anàlisis realitzats constaran de extenses comparatives dels resultats numèrics dels valors mitjos i fluctuants en front de les bases de dades experimentals de Nakayama, 1985, Wang, 2004, Ausoni et al., 2005, Gete i Evans, 2003 i Tsukamoto, 1995.

L'objectiu principal d'aquest treball es obtenir resultats numèrics fiables i detallats que complementin les dades experimentals de RSI en turbomàquines multi etapes i poder conèixer el comportament de les màquines quan treballen fora de condicions de disseny. Un adequat modelat en CFD es crític per comprendre el mecanisme físic del RSI i les seves conseqüències en el comportament de una turbomàquina. Aquesta avaluació desitja contribuir al millor coneixement del fenomen. Els resultats obtinguts podran ser aplicats directament en el modelat del RSI en turbomàquines.

1.4. METODOLOGIA I ESTRUCTURA

Aquesta tesis està basada en el material publicat en varis articles tècnics, presentats en congressos internacionals. La llista d'aquestes presentacions, juntament amb els seus resums es poden trobar a l'annex D d'aquest treball.

Després de una introducció als fenòmens associats a la interacció rotor estator en turbomàquines, es necessari una introducció dels aspectes matemàtics associats als mètodes numèrics utilitzats. El capítol 2 mostra les equacions fonamentals que conformen la dinàmica de fluids (conservació de la massa, la quantitat de moviment i l'energia), la seva formulació en el codi CFD utilitzat i els models

complementaris (models de turbulència), necessaris per la realització de les simulacions realitzades en aquesta tesis. També es mostraran la metodologia associada als treballs de CFD, com son el pre processat, la solució i el post processat, necessaris per una correcta obtenció de resultats a la simulació.

En el capítol 3 es farà un estudi complert del flux a la capa límit i al deixant al voltant d'àleps aïllats. Es tindrà especial interès en determinar les velocitats a la capa límit i al deixant, així com la determinació de les fluctuacions de velocitat. Un altre aspecte important a considerar es la determinació de les freqüències característiques associades al despreniment de vòrtex en el deixant, i que generen les excitacions sobre els àleps i les directrius de les turbomàquines. Per això es treballarà en perfils amb diferents configuracions de vora de sortida, per determinar les habilitats dels models de turbulència, en determinar les freqüències representatives del despreniment de vòrtex.

En el capítol 4 s'estudiarà en un sistema rotor - estator, format per una cascada lineal d'àleps desplaçant-se davant una placa plana, els efectes RSI provocats sobre la capa límit de l'estator. Es determinarà l'efecte potencial del desplaçament del àleps i l'efecte dels deixants sobre la placa. També es determinaran els diferents patrons de flux que es generen en el camp de flux del deixant, al treballar el sistema a diferents condicions de treball.

A continuació es realitzarà un estudi del comportament del flux en una bomba centrífuga amb difusor treballant a condicions de disseny (capítol 5) i fora de condicions de disseny (capítol 6). Es realitzarà un estudi detallat del flux degut a la interacció rotor estator entre els àleps del rodet i les directrius del difusor, així com la comparativa del flux quan la bomba treballa a diferents condicions de treball. Es realitzarà la determinació de les fluctuacions de pressió en el difusor i es determinaran les freqüències característiques del sistema degudes al RSI.

Capítol 2

MODELAT DE LA TURBULÈNCIA

2.1. EQUACIONS FONAMENTALS

Tots les eines de Dinàmica de Fluids Computacional (CFD), estan basades de una manera o altre en les equacions fonamentals de la Mecànica de Fluids, com son les equacions de continuïtat, quantitat de moviment i energia.

Els actuals codis comercials de CFD estan basats en alguna de les tres maneres diferents de discretitzar l'espai, diferències finites (DF), volums finits (VF) i elements finits (EF). Les diferències finites tenen com a principal desavantatge que només permeten malles estructurades i per tant no poden ser aplicades a geometries complexes on son necessàries malles des estructurades, per aquesta raó actualment els volums finits i els elements finits son els mètodes més utilitzats, ja que permeten treballar tant amb malles estructurades com des estructurades.

El propòsit d'aquest capítol es discutir les formulacions d'aquestes equacions per a volums finits (VF), juntament amb els models turbulents necessaris per els casos estudiats. Després es presentaran les estratègies de solució numèrica, el pre i post processat i les consideracions necessàries per un correcte modelat numèric en CFD.

2.1.1. FORMULACIÓ DE VOLUMS FINITS

Per a tot tipus de fluxos, el codis basats en VF solucionen les equacions de conservació de massa i moment. Per a fluxos que incorporin transferència de calor o compressibilitat, es soluciona també l'equació de conservació de l'energia. Per a fluxos que incorporin mescles d'espècies o reaccions, es soluciona l'equació de conservació d'espècies. En molts cassos també es solucionen les equacions de transport quan el flux es turbulent.

En aquesta secció es presentaran les equacions de conservació de la massa i moment per regim laminar en un sistema de referència inercial (no accelerat). Les equacions de conservació rellevants per el modelat de la turbulència i la transferència de calor, es discutiran en les seccions en que es descriuran els models.

2.1.1.1. EQUACIÓ DE CONSERVACIÓ DE LA MASSA

La equació de conservació de la massa o equació de continuïtat pot ser escrita de la següent forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (\rho \bar{u}) = S_m \quad (\text{Eq.2.1})$$

L'equació (Eq.2.1), es la forma general de l'equació de conservació de la massa i es vàlida per flux incompressible i també compressible. On el terme S_m es la massa afegida a la fase continua per una altra fase (ex., degut a la vaporització de gotes de líquid) o qualsevol altre font definida per l'usuari.

2.1.1.2. EQUACIÓ DE QUANTITAT DE MOVIMENT

La conservació de la quantitat de moviment o *momentum* en un sistema de referència inercial (no accelerat) es

$$-\vec{\nabla}p + \vec{\nabla} \tau_{ij} + \rho \vec{g} = \frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{u}) + \vec{\nabla}(\rho \vec{u} \vec{u}) + \vec{F}_b \quad (\text{Eq.2.2})$$

On p es la pressió estàtica, τ es el tensor d'esforços (descriu mes endavant), i $\rho \vec{g}$ i \vec{F}_b son les forces gravitacionals i les forces exteriors sobre el cos, respectivament. \vec{F}_b pot contenir un altre font depenent del model definida per l'usuari.

El tensor d'esforços τ ve donat per:

$$\vec{\tau} = \mu \left[(\vec{\nabla} \vec{u} + \vec{\nabla} \vec{u}^T) - \frac{2}{3} \vec{\nabla} \vec{u} I \right] \quad (\text{Eq.2.3})$$

On μ es la viscositat molecular, I es el tensor unitari, i el segon terme de la dreta de la igualtat es l'efecte de la dilatació de volum.

2.1.2. MODELS DE TURBULÈNCIA

Els fluxos turbulents es caracteritzen per camps de velocitat fluctuants. Aquestes fluctuacions barregen les quantitats transportades, com ara el moment, l'energia i la concentració d'espècies, i provoquen que les quantitats transportades també fluctuïn.

Inclús en fluxos en que les velocitats mitges i les pressions varien en una o dues dimensions, les fluctuacions turbulentes sempre tenen caràcter tridimensional. Per un altre banda les visualitzacions de fluxos turbulents mostren estructures en rotació, anomenades remolins turbulents, amb una ampli rang d'escala de longitud. Partícules de fluid que inicialment poden estar separades per grans distàncies poden acabar juntes per el moviment dels remolins del flux turbulent. Com a conseqüència es produeixen intercanvis de calor, massa i quantitat de moviment. Aquesta mescla efectiva produeix un gran creixement del valor dels coeficients de difusió per la massa, el moment i la calor, Versteeg, 2007.

Els grans remolins turbulents interactuen i extreuen energia del flux mig en un procés anomenat estirament de vòrtex. La presència de gradients de velocitat en el flux, provoquen la torsió en la rotació dels remolins turbulents, de manera que els remolins alineats s'estiren per que un costat es forçat a moure's mes ràpidament que l'altre. Aquests remolins estan dominats per les forces de inèrcia i els efectes viscosos son negligibles, i degut a que no disposen de viscositat el seu moment angular es manté durant l'estirament del vòrtex. Això provoca que augmenti la rotació i disminueixi el radi de la seva secció mitja. Aquest procés provoca moviments a escales mes petites de longitud i també de temps. En

aquest procés els petits remolins son estirats fortament per els grans remolins i dèbilment per el flux mig. En aquest camí l'energia cinètica es transportada des de els grans remolins fins progressivament dels petits als mes petits remolins en el que s'anomena cascada d'energia. En les petites escales de un flux turbulent el moviment està dominat per els efectes viscosos. Aquestes escales en l'estructura de la turbulència s'anomenen escales de Kolmogorov, Tennekes et al., 1972.

Aquestes fluctuacions de petita escala i alta freqüència son computacionalment massa costoses de calcular directament en els casos pràctics de l'enginyeria. En lloc de resoldre les equacions instantànies (exactes), es pot fer la seva mitjana en el temps, en mitjana de conjunt o en qualsevol altre manipulació per fer treure les escales petites, resultant un nou conjunt d'equacions modificat que son menys costoses de solucionar. Però les equacions modificades contenen variables addicionals desconegudes i son necessaris els models de turbulència per determinar aquestes variables a partir de quantitats conegudes.

Es un fet comprovat que no hi ha un únic model turbulent que sigui acceptat universalment com el millor per a tota classe de problemes. L'elecció de un model turbulent pot dependre de consideracions com l'abast de la física del flux, la pràctica establerta per a determinat classes de problemes, el nivell de precisió requerit, els recursos informàtics disponibles i el temps disponible per a la simulació. Per fer la millor elecció de model per a l'aplicació, es necessari conèixer les capacitats i limitacions de les diverses opcions disponibles.

Els models de turbulència discutits en aquesta secció (models de promig de turbulència de Reynolds), corresponen al utilitzats en el desenvolupament d'aquesta recerca. En aquesta secció nomes es presentaran els aspectes generals dels models. L'aplicació i el rendiment dels citats models turbulents es mostraran en els següents capítols. En l'annex C es mostra la formulació d'aquests models turbulents.

2.1.2.1. MITJANES DE REYNOLDS

Quan es resolen mitjan CFD casos de fluxos no estacionaris, aquestes solucions de les equacions de Navier-Stokes per fluxos turbulents, en geometries complexes i amb grans números de Reynolds, no poden resoldre les petites escales dels moviments degut a l'elevat cost computacional. Les mitjanes de Reynolds (*Reynolds-averaging*), poden ser utilitzades per fer les equacions de Navier-Stokes tractables de manera que les petites escales de la fluctuació de turbulència no siguin simulades directament. Aquest mètode introdueix termes addicionals a les equacions per ser modelades, amb l'objectiu d'aconseguir el "tancament" de les incògnites.

La mitjana temporal de les equacions de Navier Stokes dona lloc a les equacions RANS (Reynolds Averaged Navier Stokes equations), que governen el transport de les quantitats mitjanes del flux, on tota la gamma de escales de turbulència son modelades. El modelat basat en l'aproximació RANS redueix en gran mesura els esforços computacionals i es àmpliament adoptat a les aplicacions pràctiques a l'enginyeria. Està disponible tota una jerarquia de models de tancament, incloent el Spalart-Allmaras, el RSM, el $k-\varepsilon$, el $k-\omega$ i les seves variants. Les equacions RANS s'utilitzen sovint per resoldre fluxos dependents del temps, en les que les inestabilitats poden ser imposades exteriorment (ex., condicions de contorn no estacionaries o fonts), o del mateix flux (ex., despreniment de vòrtex, inestabilitats del flux amb freqüències inferiors a les utilitzades per fer el promig temporal de les equacions de Navier Stokes, implicant això freqüències mes baixesa les corresponents als vòrtexs/remolins "energètics" i "dissipatius").

A les mitjanes de Reynolds, les variables en les equacions de Navier-Stokes instantànies (exactes) son descompostes en la component mitjana (en mitjana de temps o mitjana de conjunt) i la component fluctuant. Per les components de la velocitat:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (\text{Eq.2.4})$$

On \bar{u}_i i u_i' son les components de la velocitat mitja i fluctuant ($i=1,2,3$).

Igualment per la pressió o altres quantitats escalars:

$$\phi_i = \bar{\phi}_i + \phi_i' \quad (\text{Eq.2.5})$$

On ϕ es un escalar, com pressió, energia, o concentració d'espècies.

Substituint les variables del flux per aquesta forma d'expressió en les equacions instantànies de continuïtat i de moment i utilitzant una mitjana de temps (o de conjunt) i traient la barra superior de la velocitat mitja \bar{u}_i , s'obtenen les equacions de mitjan de conjunt del moment. Aquestes poden ser escrites en forma Cartesiana de la següent manera:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (\text{Eq.2.6})$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\rho \overline{u_i' u_j'}) \quad (\text{Eq.2.7})$$

Les equacions (Eq.2.6) i (Eq.2.7) son les anomenades equacions de Navier-Stokes de les mitjanes de Reynolds (RANS). Tenen la mateixa forma general de les equacions instantànies de Navier-Stokes, amb les velocitats i les altres variables ara representen valors de mitjana de temps (o de mitjana de conjunt). Ara pareix un terme addicional que representa els efectes de la turbulència. Els esforços de Reynolds ($-\rho \overline{u_i' u_j'}$) poden ser modelats amb l'objectiu de tancar l'equació (Eq.2.7). Un mètode comú utilitza la hipòtesis de Boussinesq (Hinze, 1975) per relacionar els esforços de Reynolds amb el gradient de velocitats mitjanes.

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \delta_{ij} \quad (\text{Eq.2.8})$$

La hipòtesis de Boussinesq es utilitzada per el model Spalart-Allmaras, el model $k-\varepsilon$ i el model $k-\omega$. L'avantatge d'aquesta aproximació es el baix consum de recursos computacionals per obtenir la viscositat turbulenta, μ_t . Sent δ_{ij} la delta de Kronecker, que es igual a un quan $i=j$ o zero en el cas contrari. En el cas del model Spalart-Allmaras només es resolta una equació addicional de transport (representant la viscositat turbulenta). En el cas dels models $k-\varepsilon$ i $k-\omega$, dues equacions addicionals de transport (la energia cinètica turbulenta, k i la taxa de dissipació de turbulència, ε , o la taxa específica de dissipació, ω) són resoltes i μ_t es calcula a partir de k i ε . La desavantatge de la hipòtesis de Boussinesq es que considera que μ_t es una quantitat escalar isotròpica, i això no es estrictament cert.

Per fluxos de densitat variable, les (Eq.2.6) i (Eq.2.7) poden ser interpretades a partir de les equacions de Navier-Stokes de la mitjana de Favre (Hinze, 1975), amb les velocitats representant valors de mitjana de massa.

2.1.2.2. MODEL SPALART-ALLMARAS

El model Spalart-Allmaras (Spalart i Allmaras, 1992) es un model d'una equació relativament simple que soluciona una equació de transport de la viscositat cinemàtica de remolí (*kinematic eddy viscosity*). Encarna una relativament nova classe de model de una equació on no es necessari calcular l'escala de longitud relativa a l'espessor de la capa de cisallament. El model va ser dissenyat específicament per aplicacions aeroespacials en fluxos a les parets i ha demostrat que dona bons resultats en capes límit subjectes a gradients adversos de pressió. També està guanyant popularitat per aplicacions en turbomàquines.

En la seva forma original el model Spalart-Allmaras es eficaçment un model de baix número de Reynolds, requerint resoldre de manera adequada la zona viscosa de la capa límit. Aquesta podria ser la millor elecció per a les simulacions relativament poc acurades amb malles de mida mitjana on uns bons resultats del flux turbulent no són crítics. Per altre banda els gradients de la variable transportada prop de la paret, són molt més petits que els gradients de les variables transportades en els models $k-\varepsilon$ i $k-\omega$. Això podria fer que el model fos menys sensitiu als errors numèrics quan s'utilitzen malles amb poques capes prop de la paret. Per altra banda els models de una equació són criticats per la seva incapacitat per acomodar-se ràpidament als canvis de les grans escales de remolins, com quan el flux canvia abruptament de prop de la paret al flux no viscos exterior.

2.1.2.3. MODEL ESTÀNDARD $k-\varepsilon$

El model estàndard $k-\varepsilon$ (Launder i Spalding, 1972), es un model de dues equacions en el qual la solució de dues equacions separades de transport per l'energia cinètica turbulenta, k , i per la dissipació d'energia cinètica turbulenta, ε , permeten determinar la velocitat turbulenta i les escales de longitud de manera independent. Una de les coses que es tenen que tenir en compte del model es que evita modelar les equacions diferencials, enlloc de la física de la turbulència (Wilcox, 2006). Es tracta doncs d'un model semi-empíric, i la derivació de les equacions del model es basa en consideracions fenomenològiques i l'empirisme

El model estàndard $k-\varepsilon$ ha estat el model de turbulència més popular en la última dècada del segle vint, per els càlculs de fluxos en enginyeria. La seva robustesa, economia i raonable exactitud, per a una àmplia gamma de fluxos turbulents explica la seva popularitat en el flux industrial i en simulacions de

transferència de calor, però presenta pobres resultats en fluxos no confinats i en fluxos amb curvatura i/o rotació.

El model $k-\varepsilon$ i tots els altres models RANS estan basats en la hipòtesis de viscositat de remolí isotròpica de Boussinesq, que presenta dificultats en fluxos en remolí i fluxos amb grans variacions dels esforços tallants (ex. capes límits amb molta curvatura i passatges divergents) que afecten l'estructura de la turbulència.

2.1.2.4. MODEL RNG $k-\varepsilon$

El model RNG $k-\varepsilon$ va ser proposat per Yakhot et al., 1992, i es va obtenir utilitzant una tècnica rigorosa estadística (anomenada teoria de la renormalització de grup, RNG). El model RNG sistemàticament elimina les petites escales del moviment en les equacions, tot expressant els seus efectes en termes dels moviments de gran escala i una viscositat modificada.

El model inclou les millores següents:

- El model RNG té un terme addicional en la seva equació de ε que millora significativament la precisió dels fluxos ràpidament forçats.
- L'efecte de remolí en la turbulència està inclòs en el model RNG, millorant la precisió en els fluxos de remolí.
- La teoria del model RNG proporciona una fórmula analítica per a números de Prandtl turbulents, mentre que el model estàndard $k-\varepsilon$, utilitza valors constants especificats per l'usuari.
- Mentre que estàndard $k-\varepsilon$ és un model d'alt número de Reynolds, la teoria del RNG proporciona una fórmula analítica diferencial de la viscositat efectiva, que dona compte dels efectes dels números de Reynolds baixos. L'ús eficaç d'aquesta funció, però, depenen d'un tractament adequat de la regió propera a la paret.

Aquestes característiques fan que el model RNG $k-\varepsilon$ sigui més precís i fiable, per a una classe més àmplia de fluxos, que el model estàndard $k-\varepsilon$.

2.1.2.5. MODEL REALIZABLE $k-\varepsilon$

El model realizable $k-\varepsilon$ (Shih et al., 1995) és un desenvolupament relativament recent i es diferencia del model estàndard de dues maneres importants:

- El model realizable $k-\varepsilon$ conté una nova fórmula per a la viscositat turbulenta.
- Una nova equació de transport de la taxa de dissipació, ε , s'ha derivat d'una equació exacta per el transport de la fluctuació mitjana quadràtica de la vorticitat.

El terme "realizable" significa que el model compleixi amb certes limitacions matemàtiques en les tensions de Reynolds, d'acord amb la física dels fluxos turbulents. Ni el model estàndard $k-\varepsilon$, ni el model RNG $k-\varepsilon$ és realizable.

Un benefici immediat del model realizable $k-\varepsilon$ és que prediu amb més precisió la taxa de difusió dels jets planars i amb rotació. També és probable que proporcioni millors resultats per als fluxos amb rotació, capes límit sota forts gradients adversos de pressió, separació i recirculació.

Tant els models realizable $k-\varepsilon$ i RNG $k-\varepsilon$ han mostrat millores substancials si es comparen amb el model estàndard $k-\varepsilon$, quan les característiques de flux inclouen línies de flux amb fortes curvatures, vòrtex, i rotacions. Atès que el model és encara relativament nou, no és clar exactament en quins casos el model realizable $k-\varepsilon$ supera consistentment el model RNG $k-\varepsilon$. No obstant això, els estudis inicials han demostrat que el model realizable proporciona el millor rendiment de totes les versions del model $k-\varepsilon$, per a diverses validacions dels fluxos separats i fluxos complexos amb fluxos secundaris.

Una de les limitacions del model realizable $k-\varepsilon$, és que produeix viscositats turbulentes que no s'ajusten a la física, en aquelles situacions en què el domini computacional conté rotacions estacionàries de líquid (per exemple, diversos marcs de referència, la rotació de malles lliscants). Això és degut al fet que el model de realització inclou els efectes de rotació mitjana en la definició de la viscositat turbulenta. Aquest efecte extra de rotació ha estat provat en un sistema rotatiu de un sol marc de referència i va mostrar un millor comportament que el model estàndard $k-\varepsilon$. No obstant això, a causa de la naturalesa d'aquesta modificació, la seva aplicació a múltiples sistemes de referència s'ha de prendre amb certa precaució.

2.1.2.6. MODEL ESTÀNDARD $k-\omega$

El model estàndard $k-\omega$ (Wilcox, 1998), incorpora modificacions per els efectes dels baixos números de Reynolds, compressibilitat i el flux amb esforços tallants. El model de Wilcox prediu la propagació dels fluxos sense esforços tallants, que es troben en estret acord amb les mesures en deixants, les capes de mescla i els dolls plans, rodons i radials, i és per tant aplicable als fluxos prop de les parets, els fluxos sense esforços tallants i en fluxos fortament separats. El model també obté bones prediccions en fluxos separats per ones de xoc, sense tenir que introduir cap modificació en el model degut a la compressibilitat (Wilcox, 2006).

El model estàndard $k-\omega$ és un model empíric basat en equacions de transport per a l'energia cinètica turbulenta, k i la taxa de dissipació específica, ω . Desafortunadament Menter, 1992, va observar que els resultats del model tendeixen a ser dependents del valor assumit de ω en el flux lliure, sent això un seriós problema en l'aerodinàmica de flux extern i en aplicacions aeroespacials en que rutinàriament son utilitzades les condicions de contorn del flux lliure.

2.1.2.7. MODEL SST $k-\omega$

El model de transport de l'esforç tallant (SST) (Menter, 1992a, 1992b, 1994, 1997) permet barrejar amb eficàcia la formulació sòlida i precisa del model $k-\omega$ a la regió propera a la paret, amb la independència del flux lliure del model $k-\varepsilon$, en la zona exterior. Per aconseguir això, el model $k-\varepsilon$ es converteix en una formulació $k-\omega$. El model SST $k-\omega$ és similar al model estàndard $k-\omega$, però que inclou les millores següents:

- El model estàndard $k-\omega$ i el model $k-\varepsilon$ transformats, estan multiplicats per una funció de mescla i els dos models han estat afegits junts. La funció de mescla està dissenyada per ser igual a una la

regió propera a la paret, que activa l'estàndard $k-\omega$, i zero lluny de la superfície, que activa el model $k-\varepsilon$ transformat.

- El model SST incorpora a l'equació de ε , un terme derivatiu d'amortiment de la difusió creuada.
- La definició de la viscositat turbulenta ha estat modificada per tenir en compte el transport dels esforços tallants turbulents.
- Les constants del model són diferents.

Aquestes característiques fan que el model SST $k-\omega$ sigui més precís i fiable per a una classe més àmplia de fluxos (per exemple, els fluxos amb gradients de pressió negatius, superfícies de sustentació, les ones de xoc transsòniques) que el model estàndard $k-\omega$. Altres modificacions inclouen l'addició d'un terme transversal de difusió en l'equació de ω i una funció de mescla per assegurar que les equacions del model es comporten adequadament, tant propers a la paret, com a la zona exterior del flux.

2.1.2.8. MODEL RSM

El model de tensions de Reynolds (RSM) (Launder et al., 1975) abandona la hipòtesis isòtropa de viscositat turbulenta (Boussinesq), i tanca les equacions de Navier-Stokes per valors mitjans de Reynolds, resolent les equacions de transport de les tensions de Reynolds, juntament amb una equació per a la taxa de dissipació. Això significa que són necessàries cinc equacions de transport addicionals en els fluxos de 2D i set equacions de transport addicionals en 3D.

Atès que RSM té en compte els efectes de la curvatura de les línies de corrent, remolins, rotacions i els canvis ràpids en la velocitat de deformació d'una manera més rigorosa que amb els models de una equació i de dues equacions, té un major potencial per donar prediccions precises dels fluxos complexos. No obstant això, la fidelitat de les prediccions de RSM segueixen estant limitades, pels supòsits de tancament emprats per modelar els diversos termes en les equacions exactes del transport de les tensions de Reynolds. El modelat de les tensions i la taxa de dissipació, és particularment difícil, i sovint considerat com a responsable de posar en perill la precisió de les prediccions del model RSM.

El RSM no sempre dona resultats que siguin clarament superiors, per a totes les classes de fluxos, als models més simples per justificar la despesa computacional addicional. No obstant això, l'ús del RSM és recomanable quan les característiques de flux d'interès són el resultat de l'anisotropia de les tensions de Reynolds. Alguns dels exemples són els fluxos en ciclons, els fluxos de gran remolí en càmeres de combustió, i els fluxos secundaris induïts per les tensions en conductes.

2.1.2.9. MODEL LES

Els fluxos turbulents es caracteritzen pels remolins amb una àmplia gamma d'escales de longitud i de temps. Els remolins més grans solen ser comparables en grandària a la longitud característica de la mitjana del flux. Les escales més petites són responsables de la dissipació de l'energia cinètica turbulenta.

És possible, en teoria, resoldre directament tot l'espectre d'escales turbulentes, amb una tècnica coneguda com Simulació Numèrica Directa (DNS). No es requereix modelat en el DNS. No obstant això, el DNS no és factible per als problemes pràctics d'enginyeria que involucren fluxos amb grans números de Reynolds. El cost requerit per DNS per resoldre tota la gamma d'escales és proporcional a Re_t^3 , on Re_t és el número de Reynolds turbulent. Clarament, per elevats números de Reynolds, el cost es torna prohibitiu.

En LES (*Large Eddy Simulation*) (Smagorinsky, 1992, Nicaud i Ducros, 1999), els grans remolins es resolen directament, mentre que els petits remolins es modelen (subgrid-escala SGS). LES estaria entre el DNS i els models RANS, en termes de les fraccions de escales resoltes. Els fonaments de LES es poden resumir de la manera següent:

- Momentum, massa, energia, i els altres escalars passius són transportats en la seva majoria per grans remolins.
- Els remolins grans són més dependents del problema. Estan sotmesos a les geometries i les condicions de contorn del flux.
- Els remolins petits són menys dependents de la geometria, tendeixen a ser més isotròpics, i són per tant més universals.
- La possibilitat de trobar un model de turbulència universal és molt més alt per als petits remolins.

La resolució només dels grans remolins permet utilitzar una malla molt més gruixuda i salts de temps més grans amb LES que amb DNS. No obstant això, encara requereix LES malles considerablement més fines que les que normalment s'utilitzen per als càlculs amb RANS. A més, LES ha de ser executat per un temps suficientment llarg per obtenir estadístiques estables del flux que es vol modelar.

2.1.2.10. MODEL DES

Sovint es refereix al model DES (Detached Eddy Simulation) (Shur et al., 1999), com un híbrid dels models LES/RANS, ja que combinen models RANS amb LES per a aplicacions amb alts Re , com simulacions aerodinàmiques externes. En l'enfocament de DES, els models RANS no estacionaris s'apliquen en les regions properes a la paret, mentre que les versions filtrades d'aquests models s'utilitzen en les regions llunyanes a la paret. La regió LES s'associa normalment amb la regió del nucli turbulent on les escales grans de la turbulència passen a tenir un paper dominant. En aquesta regió, el model DES recupera els models de submalla propis de LES i a la regió propera a la paret, es recuperen els models RANS, com el model de una equació Spalart-Allmaras, el model realizable $k-\varepsilon$, o el model SST $k-\omega$.

2.1.2.11. ESFORÇ COMPUTACIONAL

En termes de càlcul, el model Spalart-Allmaras és el model de turbulència menys costós de les opcions seleccionades, ja que només es resol una equació de transport de la turbulència.

El model estàndard $k-\varepsilon$, clarament requereix un major esforç computacional que el model Spalart-Allmaras ja que es resol una equació de transport addicional. El model realizable $k-\varepsilon$ requereix un esforç computacional només una mica més gran que el model estàndard $k-\varepsilon$. No obstant això, a causa dels termes i funcions addicionals en les equacions i un major grau de no linealitat, els càlculs amb el model RNG $k-\varepsilon$ tendeixen a utilitzar el 10-15% més de temps de la CPU que amb l'estàndard $k-\varepsilon$. Igual que els models $k-\varepsilon$, els models $k-\omega$ també són de dos equacions, per el que requereixen el mateix esforç computacional.

En comparació amb els models $k-\varepsilon$ i $k-\omega$, el model RSM requereix més memòria i temps de CPU a causa de l'augment del nombre d'equacions de transport de les tensions de Reynolds. De mitjana, el RSM requereix un 50-60% més de temps de CPU per iteració en comparació amb els models $k-\varepsilon$ i $k-\omega$. A més, es necessita un 15-20% més de memòria.

A part del temps per iteració, l'elecció del model de turbulència pot afectar la capacitat per obtenir una solució convergent. Per exemple, el model estàndard $k-\varepsilon$ és conegut per ser una mica més difusiu en certes situacions, mentre que el model RNG $k-\varepsilon$ està dissenyat de manera que la viscositat turbulenta es redueixi en resposta a altes taxes de tensió. Com que la difusió té un efecte estabilitzador sobre els valors numèrics, el model RNG és més probable que sigui susceptible a la inestabilitat en simulacions estacionaries. No obstant això, no te per que ha de ser vist com un desavantatge del model RNG, ja que aquestes característiques fan que sigui més sensible a les importants inestabilitats físiques que es produeixen en el despreniment de vòrtex turbulents no estacionaris.

De la mateixa manera, el RSM pot necessitar més iteracions per convergir que els models $k-\varepsilon$ i $k-\omega$, a causa del fort acoblament entre les tensions de Reynolds i el flux mitjà.

El costos computacionals implicat amb LES son normalment varis ordres de magnitud majors que per als càlculs estacionaris amb RANS, en termes de memòria (RAM) i de temps de CPU. Per tant amb el model LES, son necessaris sistemes de computació d'alt rendiment (per exemple, la computació en paral·lel), especialment per a aplicacions industrials.

El model DES precisa uns recursos de computació menors que amb model LES, però molt més grans que amb els models RANS. Les aplicacions de DES poden requerir importants recursos de CPU i de memòria, i per tant com a norma general, es recomana s'utilitzin per als càlculs pràctics industrials els models de turbulència convencionals, RANS.

2.1.3. TRACTAMENT DE LA CAPA LÍMIT

Els fluxos turbulents es veuen afectats significativament per la presència de les parets. Òbviament, el camp de velocitat mitjana es veu afectada per la condició no lliscament que ha de ser satisfeta a la paret. No obstant això, la turbulència també canvia per la presència de la paret de maneres no trivials. Molt a prop de la paret, l'amortiment viscos reduïx les fluctuacions de la velocitat tangencial, mentre que el bloqueig cinemàtic reduïx les fluctuacions normals. Cap a la part exterior de la regió propera a la paret, però, la turbulència augmenta ràpidament per la producció d'energia cinètica turbulenta a causa dels grans gradients de velocitat mitjana.

El modelat prop de la paret te un impacte significatiu en la fidelitat de les solucions numèriques, ja que les parets són la principal font de vorticitat mitjana i turbulència. Després de tot, és a la regió prop de la paret que les variables de la solució tenen grans gradients i la quantitat de moviment i el transport d'escalars es presenten amb més força. Per tant, la representació exacta del flux en la regió propera a la paret determina les correctes prediccions dels fluxos turbulents delimitats per parets.

Nombrosos experiments han demostrat que per fluxos interns o externs la velocitat del flux varia logarítmicament amb la distància a la superfície. Aquest comportament es conegut com llei de paret. La regió propera a la paret pot ser àmpliament subdividida entres capes. A la capa més interna, anomenada "subcapa viscosa", el flux és gairebé laminar, i la viscositat (molecular) exerceix un paper dominant en el moment i la transferència de calor o massa. A la capa externa, anomenada "capa completament turbulenta", la turbulència té un paper important. Finalment, hi ha una regió de transició entre la subcapa viscosa i la capa completament turbulenta, on els efectes de la viscositat molecular i la turbulència són

igualment importants. La Figura 2.1, il·lustra aquestes subdivisions de la regió propera a la paret, representada en coordenades semi-logarítmiques.

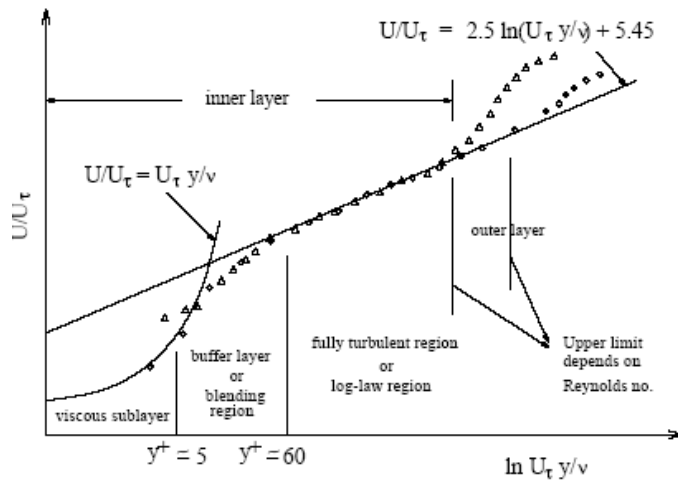


Figura 2.1. Subdivisions de la regió propera a la paret (Durbin i Petterson Reif, 2001)

On el paràmetre adimensional y^+ de paret es:

$$y^+ = \rho u_t y / \mu \tag{Eq.2.9}$$

i la velocitat de fricció:

$$u_t = \sqrt{\tau_w / \rho} \tag{Eq.2.10}$$

Els models $k-\varepsilon$, RSM i LES són principalment vàlids per als fluxos totalment turbulents (el flux a les regions allunyades de les parets). Es té que considerar per tant que cal fer per que aquests models siguin adequats per els fluxos propers a la paret. Els models Spalart-Allmaras i $k-\omega$ van ser dissenyats per ser aplicats en tota la capa límit, sempre que la resolució de la malla prop de la paret sigui suficient.

2.1.3.1. FUNCIONS DE PARET I MODELAT PROP DE LA PARET

Tradicionalment, hi ha dos enfocaments per a la modelització de la regió propera a la paret. En un mètode, la regió interior afectada per la viscositat (subcapa viscosa i la capa de transició) no es resolen. En el seu lloc, fórmules semi empíriques anomenades “funcions de paret” (WF), s'utilitzen per tancar la regió afectada per la viscositat entre la paret i la regió completament turbulenta. L'ús de les funcions de paret evita la necessitat de modificar els models de turbulència per donar compte de la presència de la paret.

En l'altre mètode els models de turbulència es modifiquen, per permetre a la regió afectada per la viscositat que es resolgui amb una malla tot el camí fins la paret, incloent la subcapa viscosa. Aquesta enfocament es denomina “modelat prop de la paret”. Aquests dos enfocaments es descriuen esquemàticament a la Figura 2.2.

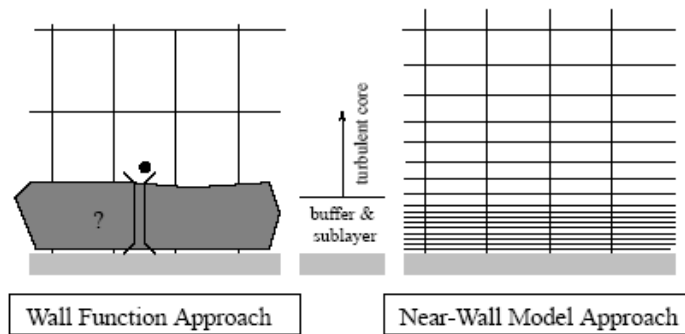


Figura 2.2. Representació esquemàtica de les malles. Esquerra: Funció de paret; Dreta: Modelat prop de la paret (*Fluent* ING, 2006)

En la majoria de fluxos a alts números de Reynolds, l'enfocament de la funció de paret substancialment estalvia recursos computacionals, pel fet que la viscositat afecta la regió prop de la paret, en què les variables canvien més ràpidament, no necessita ser resolt. L'enfocament de la funció de paret és popular perquè és econòmica, robusta i raonablement precisa. És una opció pràctica per el tractament prop de la paret, de les simulacions de fluxos industrials.

L'enfocament de la funció de paret, però, és insuficient en situacions en què els efectes del baix número de Reynolds són omnipresents en el domini del flux, i la hipòtesis subjacent de les funcions de paret deixa de ser vàlida. Aquestes situacions requereixen prop de la paret models que siguin vàlids a la regió viscosa i en conseqüència integrables en tot el camí fins la paret.

Uns resultats satisfactoris del flux turbulent requereixen algunes consideracions durant el procés de mallat. Ja que la turbulència té un paper dominant en el transport de la quantitat de moviment i altres paràmetres, s'ha d'assegurar que en fluxos complexos turbulents, les quantitats turbulentes, si es precisa gran precisió, siguin resoltes adequadament. Degut a la forta interacció entre el flux mig i la turbulència, els resultats numèrics per fluxos turbulents tendeixen a ser susceptibles de tenir dependència de les malles que els fluxos laminars. Es per tant recomanat resoldre, amb malles suficient fines, les regions on el flux mig canvia ràpidament i on hi han capes de cisallament amb grans tensions.

2.2. SOLUCIÓ NUMÈRICA

Quan s'utilitza un codi comercial de CFD, les equacions diferencials parcials de conservació de quantitat de moviment, i escalars com les de conservació de la massa, l'energia i de turbulència son solucionades integrant-les numèricament. Els codis comercials utilitzen una tècnica basada en volums de control, que consisteix en tres passos bàsics:

- Divisió del domini en volums de control discrets utilitzant la malla computacional.
- Integració de les equacions en els volums de control per crear una equació algebraica per variables com la pressió, la velocitat i altres propietats escalars.
- Solucionar les equacions desratitzades.

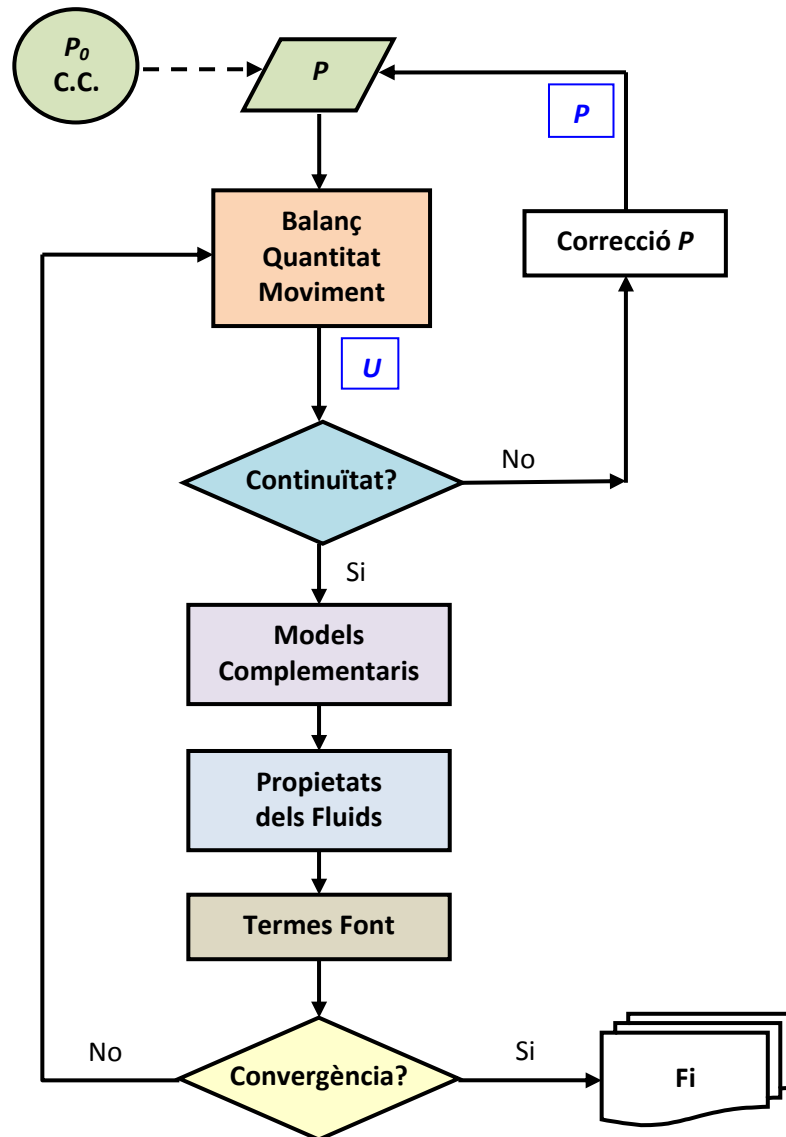


Figura 2.3. Diagrama de flux de la solució numèrica en programes comercials CFD

Les equacions es solucionen de forma seqüencial. Aquestes equacions estan acoblades i per tant es necessari realitzar moltes iteracions en el bucle de càlcul de la solució per aconseguir la convergència en les resultats. El bucle de càlcul s'aconsegueix en set passos que estan realitzats en ordre seqüencial i que es mostren gràficament a la Figura 2.3.

1. Es resol per a totes les direccions l'equació de quantitat de moviment, utilitzant el valor actual de la pressió (inicialment s'utilitzen les condicions de contorn), amb l'objectiu de actualitzar el camp de velocitats.

2. Les velocitats obtingudes no poden complir localment l'equació de continuïtat. Utilitzant l'equació de continuïtat i l'equació de quantitat de moviment linealitzada, es deriva un equació de Polisson per la correcció de la pressió. Utilitzant la correcció de pressió la pressió i la velocitat son corregides per aconseguir la continuïtat.
3. Es solucionen les equacions de turbulència amb el camp de velocitats corregit.
4. Es solucionen totes les altres equacions (energia, etc.) utilitzant els valors corregits de les variables.
5. S'actualitzen les propietats del fluid.
6. S'actualitzen tots els termes addicionals de les fonts.
7. Es realitza un control de convergència.

Aquest set passos es realitzen fins que en l'últim pas s'aconsegueix la convergència.

2.3. PROGRAMARI DE CFD

Per poder realitzar les simulacions numèriques en CFD s'ha utilitzat el programa comercial *ANSYS Fluent12.0*, i per la creació de la geometria i les malles el programa *Gambit 2.4*. S'han desenvolupat amb el programa *Siclab 4.0* una sèrie de rutines de càlcul que permeten la realització de càlculs complementaris, l'anàlisi de dades i la generació de gràfics, a partir de les dades aportades per el programa de CFD.

Tots el programes comercials de CFD, estan formats per una sèrie de mòduls en que es realitzen les diferents parts del procés, tal com es mostra a la Figura 2.4.

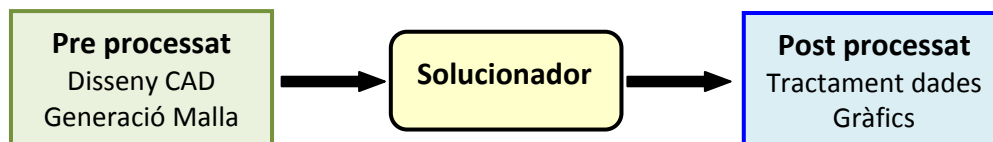


Figura 2.4. Estructura de funcionament del programes comercials de CFD

2.3.1. PREPROCESSAT

La creació de la malla es realitza en tres passos. El primer pas consisteix en generar la geometria del model amb un programa de disseny gràfic (CAD). En el segon pas es crear les superfícies i volums a malla amb un programa de malla, sobre la geometria creada en CAD. El tercer pas es crear el problema físic, definint a la malla les zones on s'aplicaran les condicions de contorn del problema a modelar.

La creació de la malla es un pas molt important en el procés de resolució en CFD, ja que la densitat de malla, o inversament, la mida del volums de control, determinen la qualitat de la simulació (Figura 2.5). La malla està formada per volums, superfícies, línies i punts. Aquests estan jerarquitzats, un volum està delimitat per superfícies, una superfície per línies i les línies per punts. Depenen del nivell de detall de la malla a obtenir s'ha d'actuar sobre cada una d'aquestes parts que formen la malla. Si es precisa una malla

uniforme globalment es té que actuar sobre el volum en una malla 3D i sobre la superfície en una 2D. En aquest cas una mida constant del volum de control es generarà en tota la geometria de la simulació. Si es necessari un refinament local de la malla en regions sensibles de la geometria (entrada i sortida d'òbeps, canvis bruscos de geometria, etc.), es tenen que definir específicament diferents densitats de malla a les línies i superfícies corresponents. A la Figura 2.6, es mostren dues malles amb diferents tractaments de paret a la vora d'entrada d'una directriu.

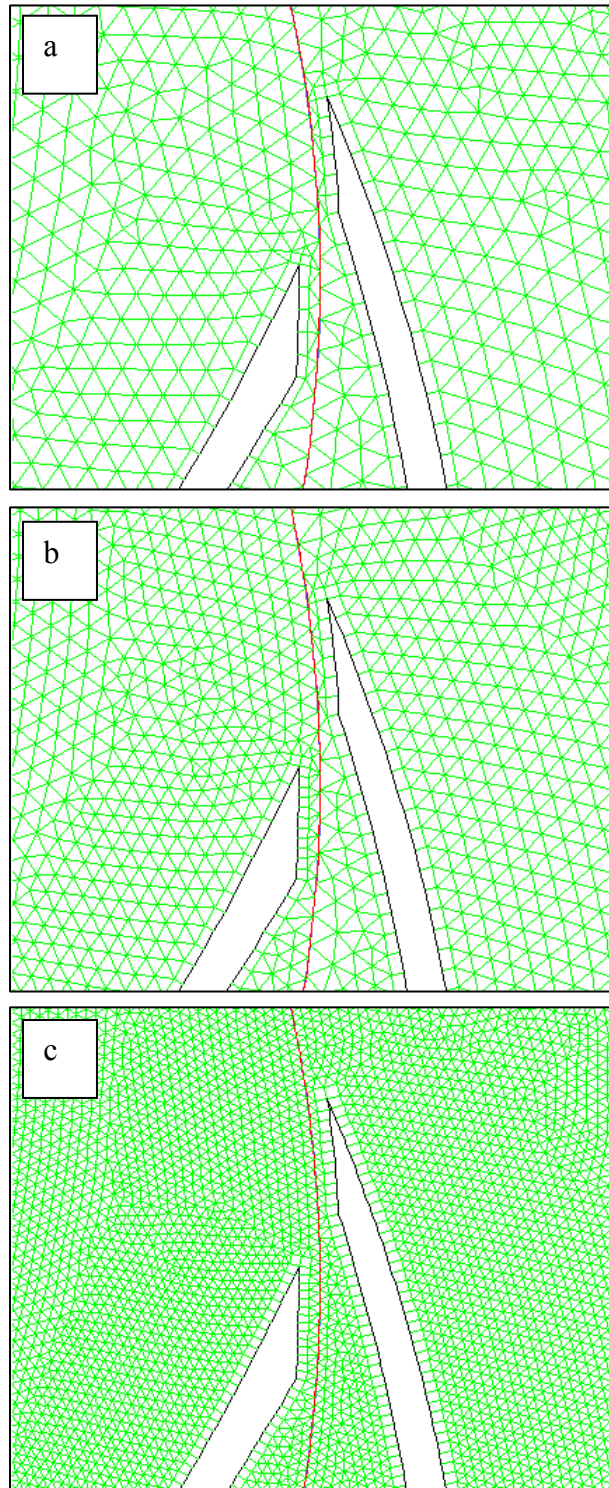


Figura 2.5. Tipus relatius de malla. a) gruixuda; b) mitjana ; c) fina

La forma més bàsica de classificació de les malles es basa en la seva connectivitat: malles estructurades o no estructurades (Figura 2.7). Una malla estructurada es caracteritza per la connectivitat regular que pot ser expressat com una matriu de dues o tres dimensions. Això limita les opcions dels tipus d'elements en quadrilàters en 2D o hexaedres en 3D. La regularitat de la connectivitat permet estalviar espai d'emmagatzematge. Una malla no estructurada està caracteritzada per la seva connectivitat irregular i no és fàcilment expressada com una matriu de dues o tres dimensions. En comparació amb les malles estructurades, els requisits d'emmagatzematge per una malla no estructurada poden ser substancialment més grans. Una malla híbrida és una malla que conté parts estructurades i no estructurades.

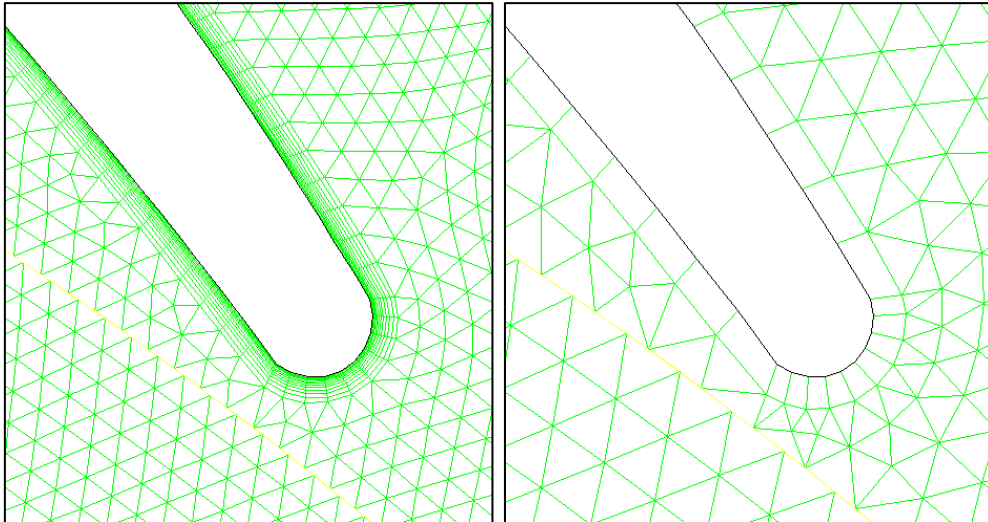


Figura 2.6. Malles a l'entrada d'una directriu amb diferent tractament de paret.
Esquerra: modelat prop de la paret; Dreta: funció de paret

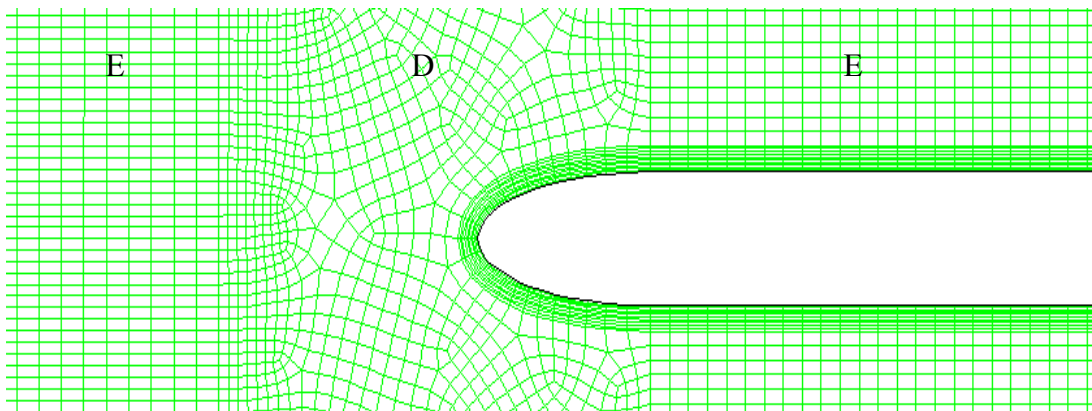


Figura 2.7. Tipus de malla: estructurada (E); desestructurada (D)

2.3.2. SOLUCIONADOR DE CFD

Quan la malla ha estat realitzada amb la resolució adequada, aquesta es importa en el programa de CFD i comença la simulació numèrica en CFD. Novament es tenen que realitzar una sèrie de passos; en primer lloc definir les condicions de contorn i les propietats físiques del fluid, després l'ajust dels paràmetres necessaris per al procés de càlcul numèric. A continuació es realitza el càlcul en el soluciona-ho fins que es compleixen les condicions exigides de criteris de convergència o de número de salts de temps.

Els mètodes numèrics que formen la base del soluciona-ho realitzen els següents passos:

- Integració de les equacions del flux fluid en tot els volums de control del domini de la solució numèrica.
- La desratització implica la substitució, mitjançant tot una varietat de tipus de aproximacions per volums finits, en els termes de l'equació integrada que representa els processos del flux, com la convecció, la difusió i les fonts. Això la converteix en una equació algebraica.
- Solució de les equacions algebraiques per un mètode iteratiu.

Un cop finalitzada la part de càlculs en el soluciona-ho de CFD, es passa a la part de post processat on es poden recuperar i manipular els resultats generats.

2.3.2.1. CONDICIONS DE CONTORN

Les condicions de contorn defineixen les variables tèrmiques i de flux en el contorn del model físic. Hi ha diverses classes de condicions de contorn:

- Entrades i sortides de flux: pressió d'entrada, velocitat d'entrada, flux entrada, ventilador d'entrada, pressió de sortida, velocitat de sortida, flux de sortida,...
- Paret, simetria, eixos de simetria.
- Zona interior de les cel·les: fluid, sòlid.
- Límit interior de les cares: ventilador, radiador, medi porós, interior.

L'assignació de unes correctes condicions de contorn, defineixen el nexa de unió entre el problema físic real i la simulació amb CFD.

2.3.2.2. AJUST DELS PARÀMETRES DE ITERACIÓ

Hi ha dos paràmetres importants a definir avanç de començar una simulació. Els factors de relaxació determinen l'ajust de la solució després de cada pas de iteració; els residus dels valors determinen quan un procés de iteració ha acabat.

Per tal d'evitar que els coeficients de l'equació canviïn massa ràpidament, el canvi en les variables dependents d'una iteració anterior a una altra pot ser retardada "relaxant" els valors. El mètode tradicional de relaxació és el factor de relaxació que combina una proporció de la variable dependent de l'anterior iteració, amb una proporció de la iteració actual. Un valor de la relaxació de 1 utilitza el 100% del valor corrent de la variable, mentre que un factor de relaxació de 0,5 combinaria el 50% del valor de la iteració anterior amb el 50% del valor actual. Si el factor de relaxació es inferior a un tenim una relaxació, això

pot alentir la velocitat de convergència però augmenta l'estabilitat del càlcul, és a dir, es disminueix la possibilitat de divergència o oscil·lacions en les solucions. Si es igual a un correspon no hi ha cap relaxació i s'utilitza el valor pronosticat de la variable. Si es més gran de un és sobre relaxació, que de vegades pot ser utilitzat per accelerar la convergència però disminuirà l'estabilitat del càlcul.

El segon paràmetre, el valor dels residus determina quan la solució ha convergit. El valor residual, que es la diferència entre el valor actual i anterior en la iteració, es utilitzat com a mesura del valor de convergència. En un procés de precisió infinita els residuals tendeixen a zero quan el procés convergeix. A la pràctica els residuals tendeixen a un determinat valor petit que pot ser més gran de sis ordres de magnitud.

De vegades es precis utilitzar altres monitors de convergència per assegurar que s'ha aconseguit la solució. Per als models en que l'objectiu és calcular la força sobre un objecte, s'ha de controlar la força prevista per determinar la convergència. Per exemple per a una superfície de sustentació, s'ha de monitorin-te les variacions del coeficient d'arrossegament. En el modelatge d'equips rotatius com turboventiladors o bombes, el parell pot ser monitorin-te. Per els problemes de transferència de calor, la temperatura en llocs importants poden ser controlades.

2.3.3. POSTPROCESSAT

Quan la simulació ha convergit, es guarden les últimes dades de la simulació. Aquest fitxer disposa la informació en tots el volums de control, de la velocitat, la pressió, la densitat, etc. La visualització de totes aquestes dades s'anomena post processat i permet comparar els resultats entre diferents simulacions o amb dades exteriors.

Tots els càlculs que s'han tingut que realitzar a partir de les dades obtingudes en el procés de CFD en *Fluent*, s'han portat a terme amb l'aplicació *Scilab*, que permet programar en un llenguatge d'alt nivell tot tipus funcions definides per l'usuari, per la realització de càlculs i de gràfics. A la Figura 2.8, es pot veure l'editor de programació *Scipad* del programa.

Hi ha diferents formes de visualitzar els resultats com son gràfics bidimensionals, on una variable es mostrada enfront de l'altre. Aquests gràfics es poden utilitzar quan per exemple es vol visualitzar la velocitat del flux a la capa límit de la paret o, tal com es pot veure a la Figura 2.8, la fluctuació del coeficient de sustentació en un perfil i les seves freqüències característiques obtingudes amb la aplicació "ProcessaLift_pos" desenvolupada en *Scilab*.

Els gràfics de contorn permeten representar gràficament, en un determinat conjunt de volums de control, que pot ser un pla o un volum, les variacions de una variable. Els gràfics de vectors de velocitat permeten determinar, dins de un flux, els vectors de velocitat en cada un dels volum de control de la superfície o del volum seleccionat. A la Figura 2.9 es mostren els gràfics obtinguts amb el programa *Fluent*, dels contorns de velocitats i els vectors velocitat a la sortida de un àlep, i es pot veure que en el cas de una propietat vectorial com la velocitat, el gràfic de vectors de velocitat proporciona una major informació de les característiques locals del flux. Els gràfics de contorn son adequats per representar les variacions de propietats escalars, com per exemple la pressió.

```

SciPad - ProcessaLift_pos.sci
File Edit Search Execute Debug Scheme Options Windows Help
////////////////////////////////////
lift=res(nInici:m,2);

//Fourier Transform f[Hz]
resfft=fft(lift,-1);
[j,k]=size(resfft);
printf("Dimensions FFT, files: %d, columns: %d\n",j,k);

[v_maxim,pos]=maxi(abs(resfft(2:(m-nInici)/2)));
printf("FFT posicio: %d maxim: %f \n",pos,v_maxim);

freq1=pos;
// freq1=pos-1;

salt=res(m,1)-res(m-1,1);
inct=res(m,1)-res(nInici,1);
printf("salt temps: %f, inc t: %f \n",salt,inct);

ff=inct/freq1;

frequencia=1/ff;

printf(" frequencia: %f, temps cicle: %f\n",frequencia,ff);

```

Line: 24 Column: 1 Line 24 in ProcessaLift_pos

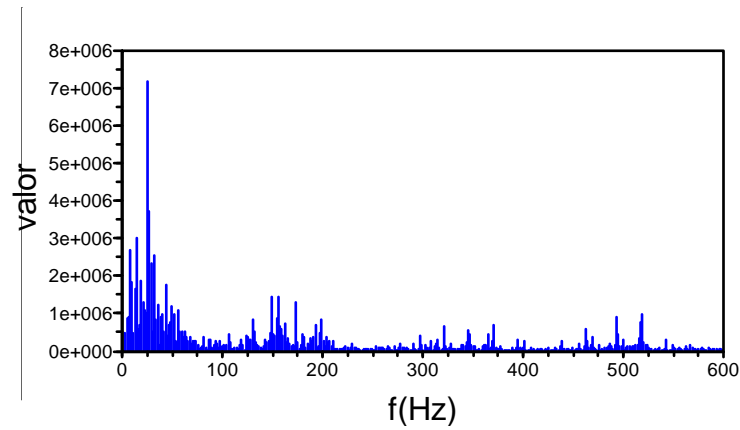
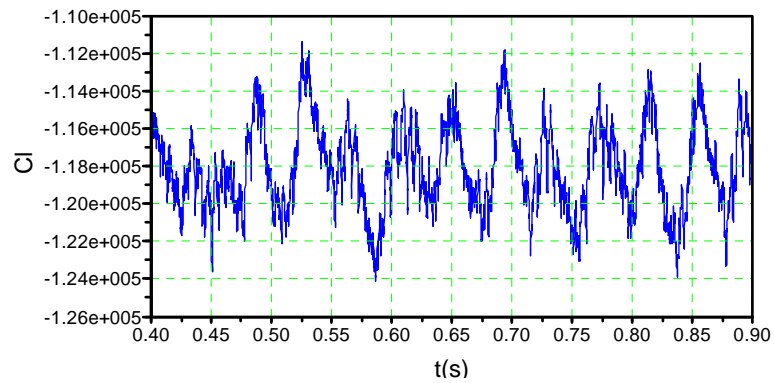


Figura 2.8. Editor de programació i gràfics obtinguts amb *Scilab*, de la variació del coeficient de sustentació i les seves freqüències

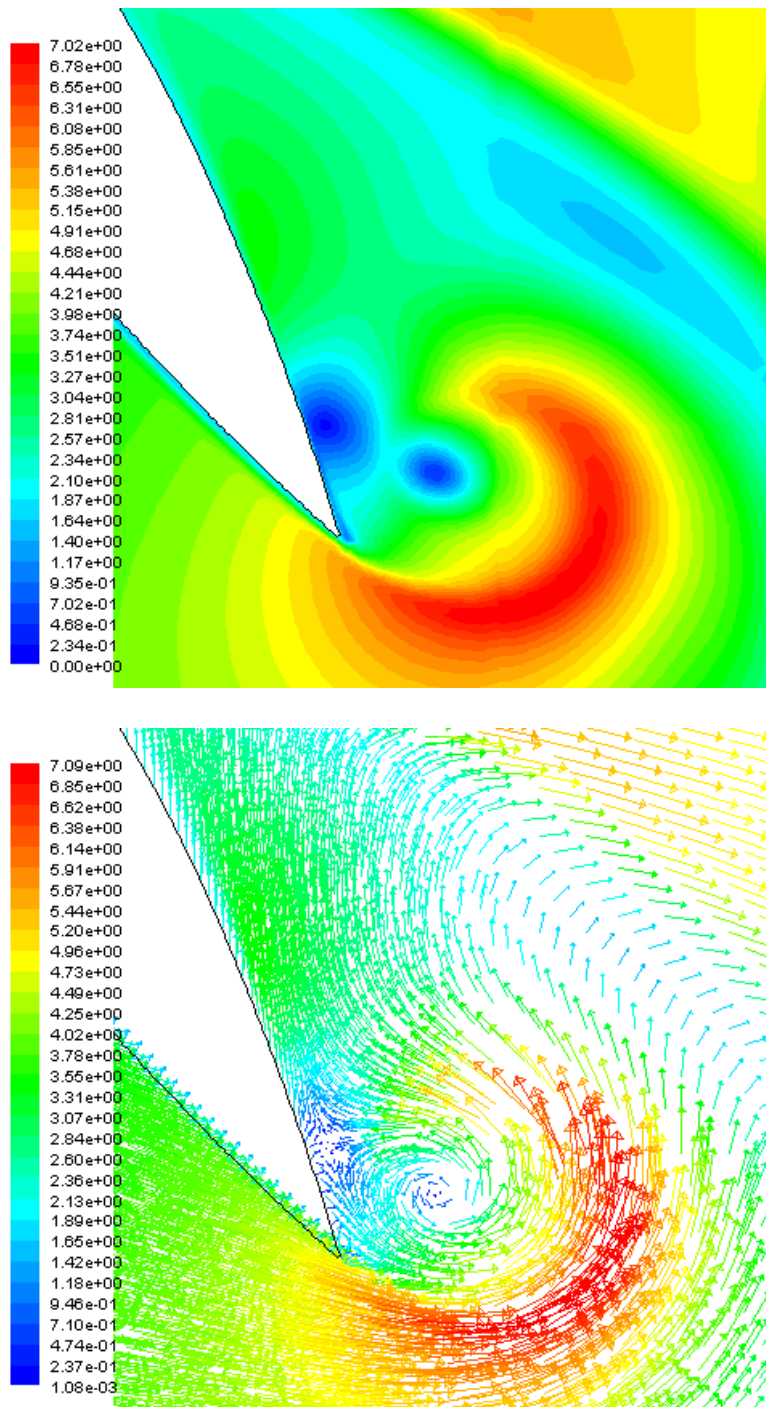


Figura 2.9. Flux a la sortida de un perfil. Dalt: contorns de velocitat; Baix: vectors de velocitat

Capítol 3

CFD DEL FLUX A LA CAPA LÍMIT I AL DEIXANT EN ÀLEPS

Per conèixer millor el comportament del fluid dins de una màquina hidràulica, el primer objectiu es determinar l'estructura del flux al voltant de l'àlep i del deixant al seu darrera, per aquest motiu s'ha portat a terme un test d'habilitats dels diferents models de turbulència, en obtenir les característiques del flux. Els resultats numèrics de la velocitat mitja i fluctuant en el flux i la freqüència natural del desprendiment de vòrtex darrera de l'àlep han estat calculats i comparats amb els valors experimentals dels treballs realitzats per Nakayama, 1985, Wang, 2004 i Ausoni, 2005.

El flux a l'interior de turbomàquines es molt complex. Les interaccions entre parts mòbils i fixes comporten una forta interacció entre aquestes (RSI). La RSI, està fortament condicionada per l'estructura del flux en els àleps aigües amunt, per tant el primer pas es el correcte modelat del flux a la capa límit i a l'estructura del deixant. A les zones de la capa límit prop de la vora de sortida de l'àlep (*trailing edge*) i en el flux del deixant, es típic un flux turbulent i no estacionari.

Els fluxos no estacionaris no son estadísticament estacionaris i la mitjana en el temps no es el mateix que la mitjana estadística. Per tant la utilització només de les equacions de Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS), no son suficients per modelar aquest tipus de flux i la terminologia RANS no estacionaria (*unsteady RANS*, URANS), es necessària.

Per a modelar aquest tipus de flux per mitja de CFD, els models numèrics necessiten discretitzar l'espai i el temps. La discretització espacial implica l'ús d'algun tipus de model de turbulència per tancar el sistema d'equacions. La primera opció son els models de viscositat de remolí (*eddy viscosity models*, EVM). Aquests son models de turbulència en que els estrès de Reynolds s'obtenen a partir del promitjat de les equacions de Navier-Stokes que son modelitzades a partir de la relació lineal de Boussinesq en que apareix la viscositat turbulenta o viscositat de remolí (*eddy viscosity*). Altres possibilitats son el us del Modelat dels Esforços de Reynolds (*Reynolds Stress Modeling*, RSM), la Simulació dels Remolins Separats (*Detached Eddy Simulations*, DES) i la Simulació dels Grans Remolins (*Large Eddy Simulation*, LES). La tècnica LES implica un altre tipus de filtratge de les equacions de Navier-Stokes, però també es necessari un model de turbulència (*Subgrid-scale models*, SGS). La tècnica DES es un mix de les dues tècniques citades anteriorment (models LES/URANS).

Tant per els models LES i DES, la terminologia inestabilitat, està implícita en el model. En resum, la solució mitjana en el temps es bastant diferent de la solució estacionaria del desprendiment de vòrtex. Els models RANS estacionaris, no capturen els efectes de la vorticitat en el deixant deguts a les inestabilitats del flux.

L'estat de l'art en les tècniques de modelat de la turbulència Spalart et al., 2000, assenyalen que els models RANS son gairebé la única possibilitat de modelar fluxos industrials degut a l'alt cost computacional de LES. Per aquesta raó a la primera part d'aquest treball varis models EVM i el model RSM, han estat utilitzats en la

determinació de la capa límit i el flux en el deixant en àleps aïllats. A continuació també s’han utilitzats els models LES i DES, per determinar la relació cost/benefici de la seva utilització. Els models utilitzats en el codi Fluent han estat els de la Taula 3.1.

Taula 3.1. Models de turbulència utilitzats

Numero	Model de turbulència	Referència
1	Spalart – Allmaras (S-A)	Spalart i Allmaras (1994)
2	Standard $k-\varepsilon$ (s- $k-\varepsilon$)	Launder i Spalding (1972)
3	Realizable $k-\varepsilon$ (r- $k-\varepsilon$)	Shi et al. (1995)
4	Renormalization Group $k-\varepsilon$ (RNG- $k-\varepsilon$)	Yakhot i Orszag (1986)
5	Standard $k-\omega$ (s- $k-\omega$)	Wilcox (1998)
6	Shear Stress Transport $k-\omega$ (SST- $k-\omega$)	Menter (1994)
7	Reynolds Stress Model (RSM)	Launder et al. (1975)
8	Large Eddy Simulation (LES)	Smagorinsky (1992) Nicoud i Ducros (1999)
9	Detached Eddy Simulation (DES)	Shur et al. (1999)

Depenen del model EVM utilitzat i també per el model RSM, diferents tractaments de paret son requerits. Els mes utilitzats entre les diferents possibilitats que existeixen son, les funcions de paret (*wall funcions*, WF), les funcions d’amortiment (*damping funcions*, DF) o el model de la zona de dos capes (*two-layer zone model*, TLM).

Els models Standard $k-\varepsilon$, RNG $k-\varepsilon$, Realizable $k-\varepsilon$ i el RSM necessiten que es defineixi el tipus de tractament proper a la paret. En aquest treball quan s’utilitza TLM per resoldre el flux prop de la paret aquests models estan acoblats amb el model d’una equació de Wolfshtein, (1969).

El principal objectiu de les simulacions realitzades es conèixer el model turbulent que presenti el millor comportament, així com determinar les característiques inherents a la simulació, com el salt de temps necessari i els paràmetres de càlcul, per aconseguir capturar les principals característiques del flux.

3.1. PERFIL NAKAYAMA

La base de dades de Nakayama, 1985, ha estat escollida per que les dades experimentals permeten realitzar un profund anàlisi de l’estructura del flux al voltant de dos perfils immersos en un flux d’aire. Els perfils son un de convencional amb un angle d’atac de 0° (perfil A) i un altre supercrític amb un angle d’atac de 4° (perfil B), que es mostren a la Figura 3.1. La corda dels dos perfils es $C=0,61$ m. El número de Reynolds de l’experiment, basat en la velocitat uniforme del flux i en la longitud de la corda del perfil, es de $Re=1,2 \times 10^6$ i el nivell de turbulència del corrent lliure es del 0,02%.

A l’experiment van ser obtinguts valors mitjos de la pressió estàtica sobre l’àlep i la velocitat a la capa límit i al deixant, amb l’objectiu de visualitzar la totalitat del camp fluid. També van ser mesurades les fluctuacions de velocitat amb l’ajuda de un Pitot i un tub Preston i un conjunt creuat de fils calents. Es va

determinar el nivell de confiança de les mesures. El màxim error en les dades de pressió estàtica es del 1%, en les velocitats mitges del 3% i per les fluctuacions de velocitats al voltant del 5%.

L'objectiu ha estat realitzar un anàlisi numèric de la turbulència, testejant diferents models de turbulència.

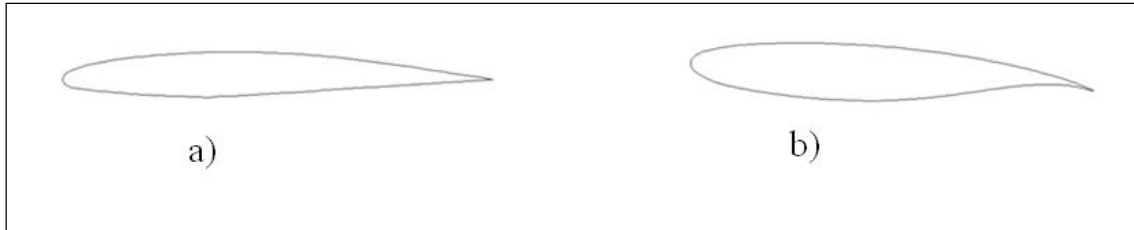


Figura 3.1. Perfils Nakayama: a) Convencional, perfil A; b) supercrític, perfil B

3.1.1. MODEL GEOMÈTRIC I DISSENY DEL MALLAT

El túnel de vent de l'experiment de Nakayama, ha estat representat en el domini computacional 2D de la Figura 3.2, a la secció d'entrada s'ha fixat una velocitat d'entrada i a la secció de sortida una pressió de sortida. A les parets del túnel de vent i a la superfície de l'àlep, la condició de no lliscament a la paret. El flux s'ha considerat incompressible i estacionari en tot el domini de càlcul.

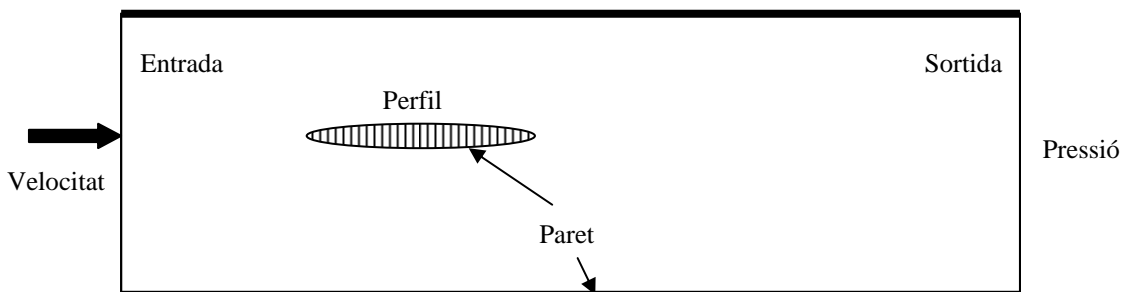


Figura 3.2. Domini computacional en l'estudi d'àleps

Sobre el domini computacional s'ha realitzat un estudi de sensibilitat de malla, per els dos perfils de l'experiment de Nakayama. En el domini 2D s'han definit diferents malles híbrides (cel·les quadrilàteres i triangulars), amb diferents números de cel·les i diferents tractaments de paret (Taula 3.2). L'objectiu de l'estudi de sensibilitat de malla es determinar la importància de la discretització de l'espai en els resultats, de manera que els resultats siguin independents de la qualitat de la malla.

Per realitzar l'estudi de sensibilitat es simula el domini amb una malla estàndard i els resultats es comparen amb els resultats aconseguits amb una malla amb major número de elements, aquest procés es repeteix fins que els resultats no varien significativament.

En el tractament del flux a la capa límit prop de la paret han estat utilitzades funcions de paret (WF) i el model de dues capes (TLM). El paràmetre utilitzat per la seva determinació ha estat y^+ , en general les malles amb tractament de paret mitjan WF, tenien valors de $y^+ > 10$ i en el cas de TLM, $y^+ < 10$.

L'estudi compren, per el perfil A, la selecció de la millor malla en els casos 2D. Els resultats numèrics obtinguts amb les diferents malles mostren que la malla numero 1 (WF) i la malla numero 6 (TLM), presenten resultats independents de la malla (Figura 3.3). Per el perfil B també es va realitzar un estudi similar. La conclusió d'aquest estudi es que quan s'utilitza TLM valors de y^+ al voltant de la unitat asseguren la independència de la malla en els resultats, si es presta atenció al mallar d'una manera suau les zones allunyades de la capa límit.

Taula 3.2. Malles utilitzades per l'estudi de sensibilitat en el cas Nakayama

Perfil A					
Numero de malla	Dimensions de la malla	Refinament selectiu de la malla	Tipus de cel·la	Numero de cel·les	y^+
A1	2	No	Quadriàteres	82747	20-60
A2	2	No	Quadriàteres	101093	20-55
A3	2	Si	Quadriàteres	70518	15-40
A4	2	Si	Quadriàteres	112833	5-20
A5	2	No	Quadriàteres	102537	0,6-1,6
A6	2	No	Quadriàteres	113874	0,6-1,6
A7	3	No	Quadriàteres	569370	0,6-1,6
Perfil B					
B1	2	No	Quadrià-Triangular	183026	10-80
B2	2	No	Quadrià-Triangular	57494	10-50
B3	2	No	Quadrià-Triangular	182382	0,25-1,6
B4	3	No	Quadrià-Triangular	911910	0,25-1,6

3.1.2. CONFIGURACIÓ DEL MODEL

Per els experiments numèrics s'ha utilitzat una formulació estacionaria amb un solucionador (*solver*) basat en la pressió, l'algoritme SIMPLE per connectar la pressió i la velocitat i una discretització de segon ordre (Veersteg i Malalasekera, 2007). A la condició de contorn de l'entrada s'ha aplicat el valor de la intensitat de turbulència experimental de 0,02% i una velocitat normal de l'aire de 30 m/s, que correspon a un flux amb $Re=1,2 \cdot 10^6$ basat en la corda de l'àlep. A la sortida s'ha establert la pressió atmosfèrica i a les parets de l'àlep i del túnel de vent la condició de no lliscament.

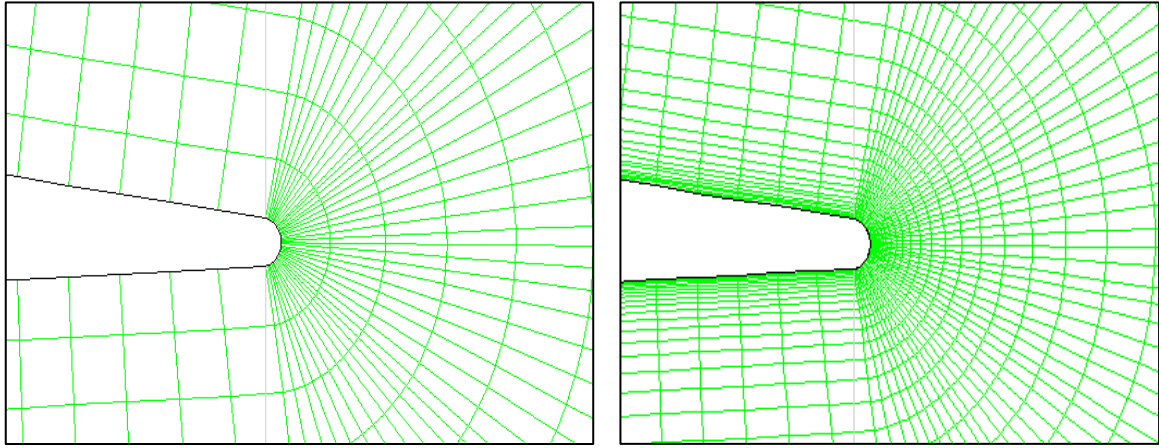


Figura 3.3. Detall de la malla a la sortida del perfil A. Esquerra) malla WF; dreta) malla TLM

3.1.3. RESULTATS

3.1.3.1. COEFICIENT DE PRESSIÓ

Per les malles utilitzades s’ha obtingut el coeficient de pressió en els dos perfils i els resultats obtinguts mostren que el coeficient de pressió no depèn del tipus de tractament de paret utilitzat.

El coeficient de pressió s’ha determinat a partir de Eq. 3.1.

$$C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2} \rho_{ref} U_{ref}^2} \quad (\text{Eq. 3.1})$$

S’han utilitzat els diferents models de turbulència, per determinar la seva influència en la determinació del C_p . A la Figura 3.4 es mostren els valors de C_p en el perfil A i a la Figura 3.5 en el perfil B, obtinguts amb els models EVM (1-6) i el RSM (7).

L’ajust dels resultats es molt bo al llarg del perfil excepte a la vora d’entrada (*leading edge*). Aquest pobre ajust en aquesta zona es degut segurament a la sobreestimació de la producció turbulenta, ja que els models EVM de dos equacions com el model $s-k-\varepsilon$, prediuen un excessiu creixement de l’energia cinètica turbulenta al punt d’estancament del perfil, Durbin, 1996. Les proves realitzades en els dos perfils de l’estudi han mostrat que aquest creixement de la producció turbulenta a la vora d’entrada ha estat molt important amb els models $s-k-\varepsilon$ i $s-k-\omega$.

Es pot concloure que els resultats obtinguts son similars per tots el models de turbulència utilitzats i son independents del tipus de tractament de paret utilitzat. Això pot ser degut ha que no existeix un gradient de pressió advers al llarg del perfil, que provoqui el desprendiment de la capa límit i en aquest tipus de flux els models EVM i RSM mostren comportaments similars. Els millors resultats s’han obtingut amb els models Spallart-Almaras, $r-k-\varepsilon$, SST- $k-\omega$ i RSM. Els models DES i LES presenten resultats similars als obtinguts amb els models EVM i RSM.

perfil A

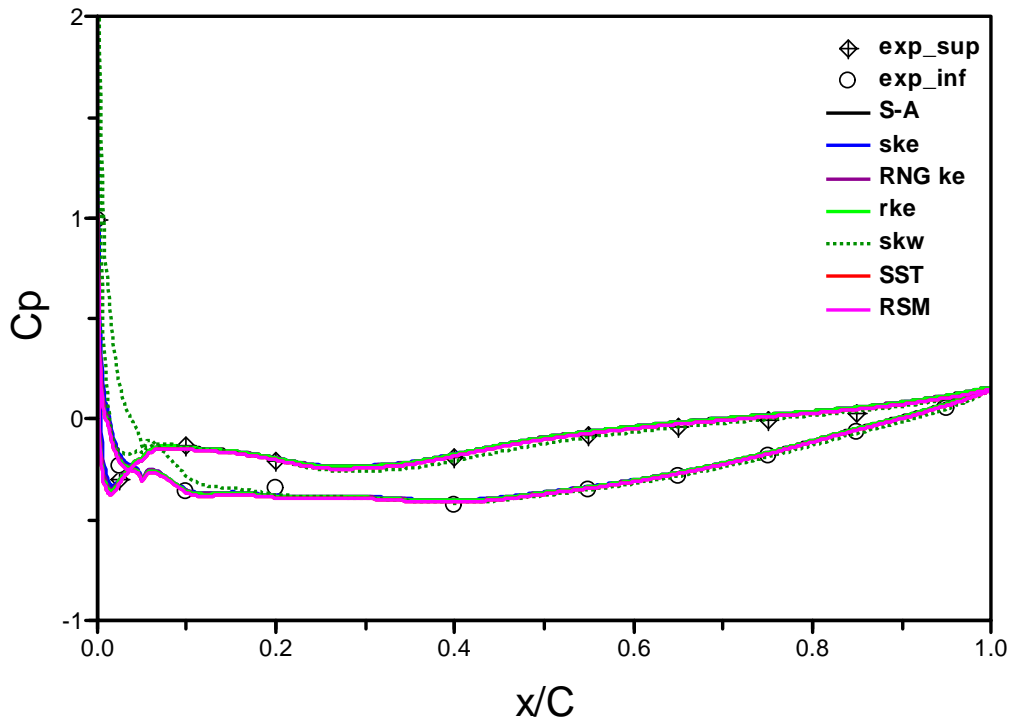


Figura 3.4. Coeficient de pressió, C_p . Perfil B. Models de turbulència EVM i RSM. Tractament de paret TLM

perfil B

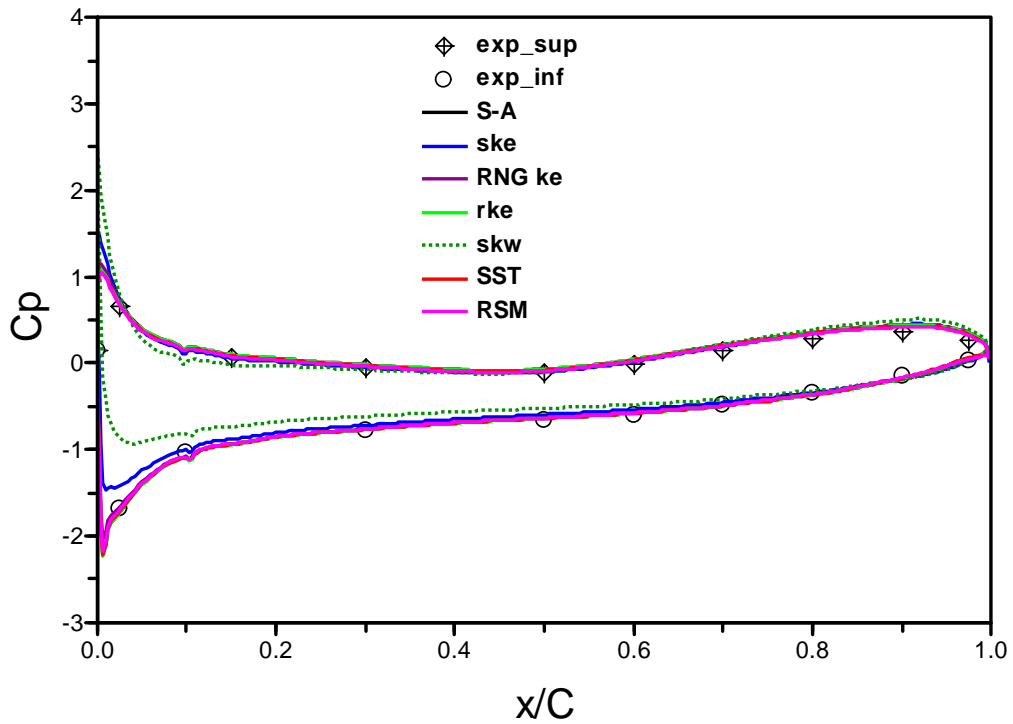


Figura 3.5. Coeficient de pressió, C_p . Perfil B. Models de turbulència EVM i RSM. Tractament de paret TLM

3.1.3.2. VELOCITATS MITGES

A la Figura 3.6, es comparen els resultats de la velocitat mitja obtinguts amb el model SST per el perfil B, amb diferents tractaments a la paret, a la zona de capa límit, $x/C=0,893$, i en el deixant, $x/C=1,010$. S'aprecia que els resultats son independents del tipus de tractament de paret utilitzats, ja que estem treballant a la zona turbulenta fora de la capa límit. Aquest mateix comportament s'ha produït en els dos perfils i amb els diferents models turbulents utilitzats. La realització de un refinament de malla selectiva no ha produït millores en els resultats obtinguts en cap de les malles utilitzades. A la Figura 3.7 es mostren els valors obtinguts de velocitats a diferents posicions de la capa límit i el deixant, quan s'ha utilitzat el model SST i un tractament de paret TLM, es pot apreciar un bon ajust amb els valors experimentals.

Amb l'objectiu de determinar l'habilitat dels diferents models de turbulència per determinar les característiques del flux al voltant del perfil i al deixant, s'han determinat a diferents posicions x/C , on C es la corda del perfil, els perfils de velocitats, amb els models de turbulència EVM (1-6), RSM (7), LES (8) i DES (9). A la Figura 3.8 es mostren els valors de la velocitat mitja per el perfil A, amb aquests models de turbulència i una malla amb tractament de paret TLM, per les posicions $x/C=0,893$ i $x/C=1,010$, i a la Figura 3.9 per el perfil B. Els millors resultats s'han obtingut amb els models de turbulència $r-k-\epsilon$, SST- $k-\omega$, RSM i DES.

En general els models turbulents utilitzats s'adapten bastant be als resultats experimentals excepte els models estàndard $k-\epsilon$ i estàndard $k-\omega$ que obtenen valors de velocitat majors als experimentals a la zona de la capa límit propera a la paret, així com a la zona del deixant on s'ajunten les dues capa límit del perfil, i valors inferiors de velocitat a la zona exterior turbulenta de la cap límit.

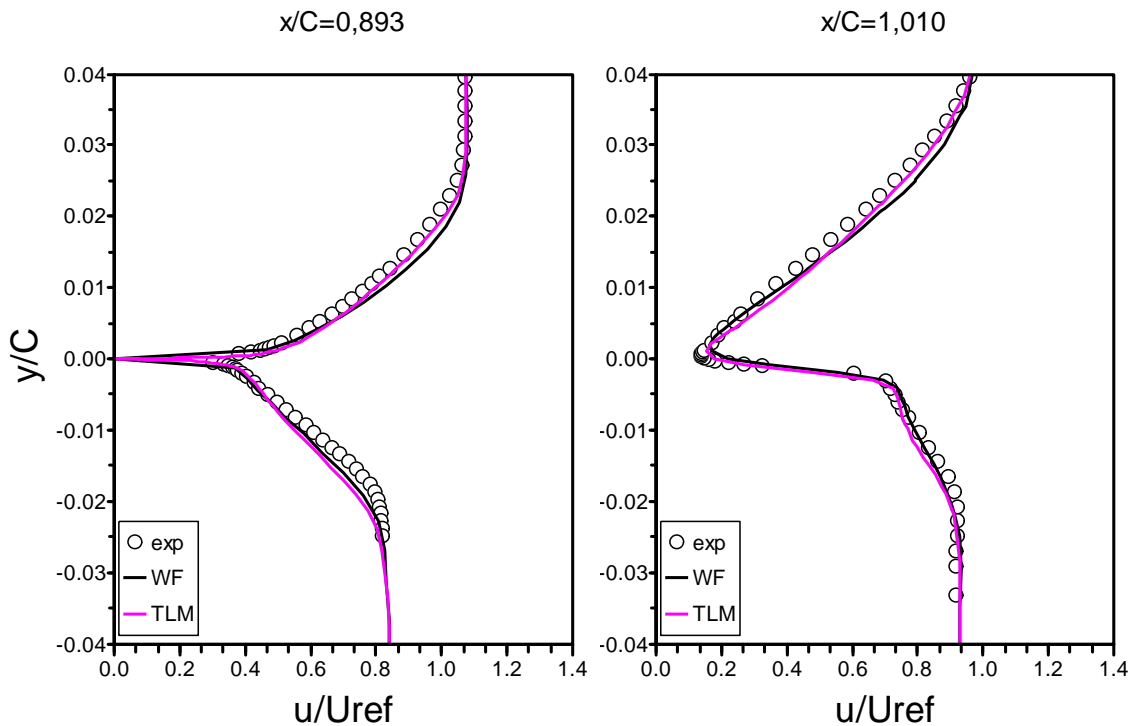


Figura 3.6. Velocitat mitja en el perfil B (SST), amb diferents tractament de paret: WF i TLM

Els models RSM i SST $k-\omega$, presenten uns resultats amb bona concordança amb els valors experimentals, a la zona de la capa límit, però aquesta concordança no es tan bona a la zona del deixant. El model DES presenta el millor ajust de resultats tant a la capa límit com al deixant. La qualitat dels resultats obtinguts amb el model LES, mostren que es necessari un refinament de la malla, per poder capturar amb millor detall les escales dissipatives turbulentes i obtenir millors resultats. El rati cost/benefici de la utilització del model LES es en aquests moments molt alt, per aquest tipus de fluxos. Resultats similars s'han obtingut amb el model B, malgrat que l'angle d'atac i el perfil es diferent del perfil A. A la Figura 3.7 es mostren els resultats de velocitat obtinguts amb el model SST $k-\omega$ a diferents posicions x/C .

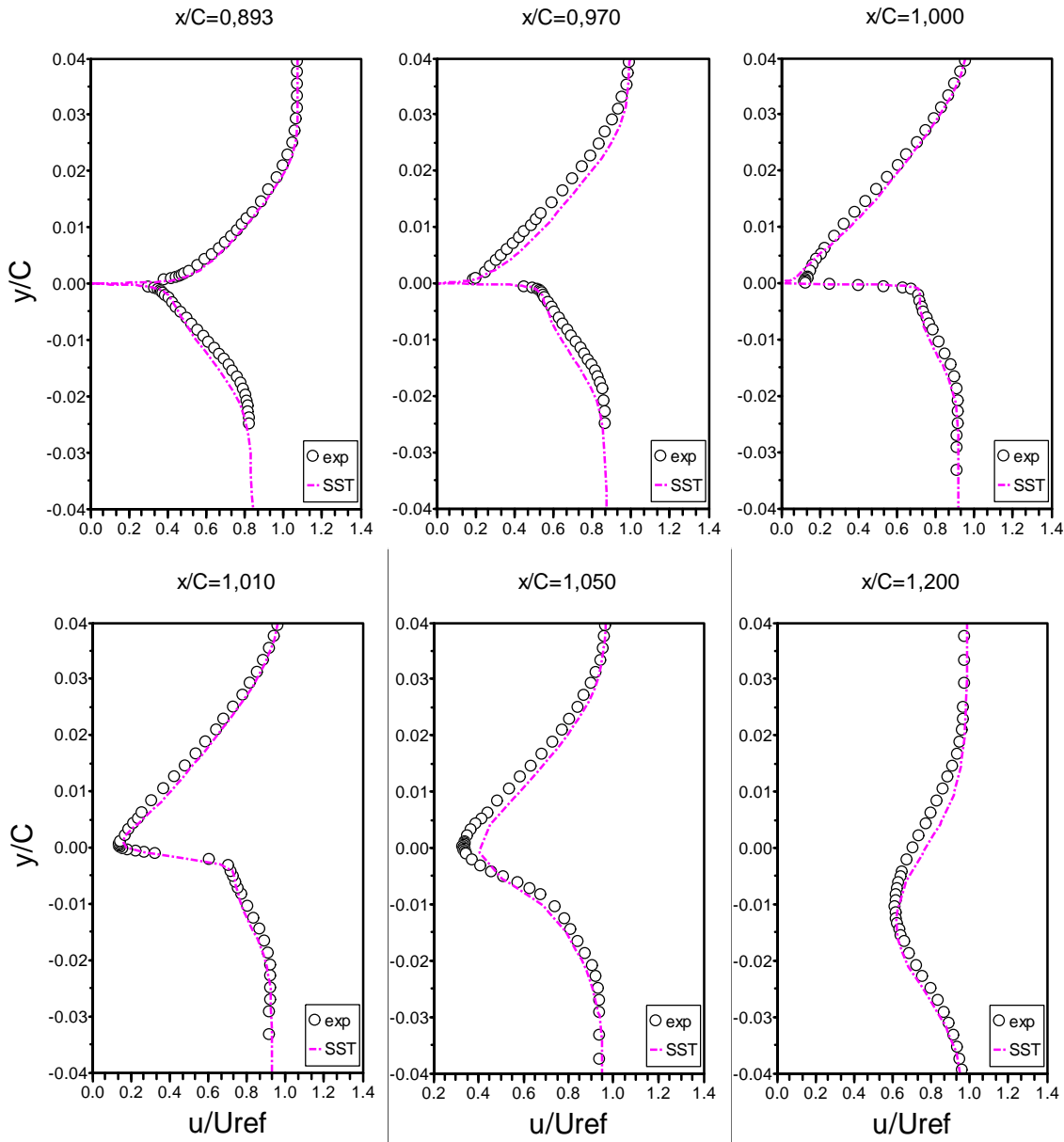


Figura 3.7. Perfil B. Velocitats obtingudes a diferents x/C . Model SST- $k-\omega$ i TLM

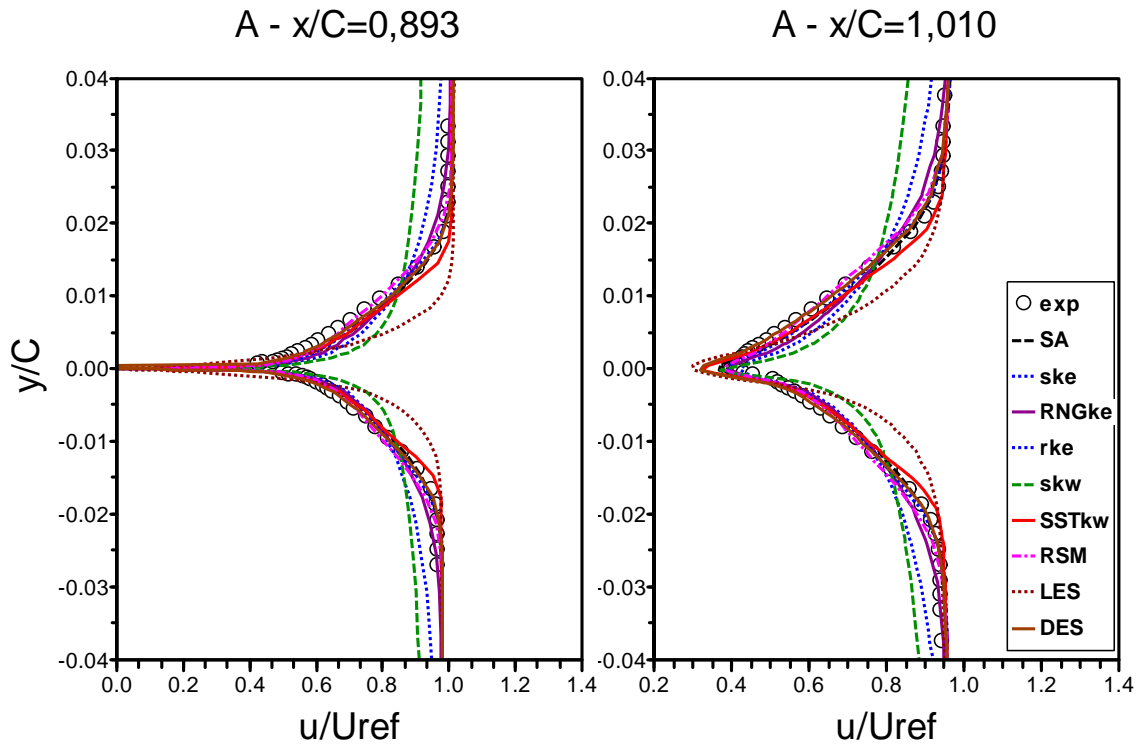


Figura 3.8. Velocitats mitges a la capa límit i el deixant, en el perfil A. (TLM)

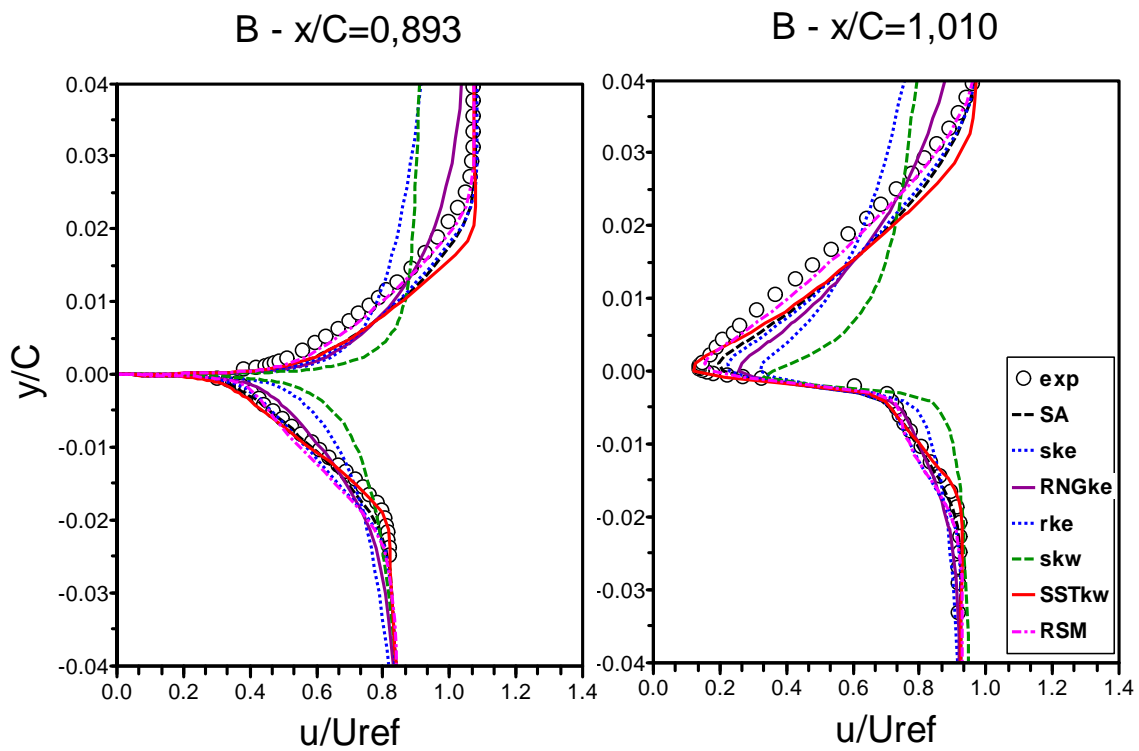


Figura 3.9. Velocitats mitges a la capa límit i el deixant, en el perfil B. (TLM)

3.1.3.3. FLUCTUACIONS DE VELOCITAT

Per els dos perfils A i B s'han obtingut les fluctuacions de velocitat (u' i v') amb l'objectiu d'obtenir els esforços de Reynolds i comparar-los amb els experimentals. Per determinar les fluctuacions de velocitat els models EVM, utilitzen la hipòtesis de Boussinesq, 1887, per obtenir els esforços de Reynolds i que assumeix que aquests son quantitats escalars isotròpiques (Eq.3.2).

$$-\rho \overline{u_i' u_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} (\rho k) \delta_{ij} \quad (\text{Eq. 3.2})$$

Els valors del esforços $u'u'$, $v'v'$ i $u'v'$ s'obtenen a partir de les expressions (Eq.3.3), a partir de la energia cinètica turbulenta i la viscositat turbulenta.

$$u'u' = \frac{2}{3} k - 2\nu_t \frac{du}{dx} \quad (\text{Eq. 3.3.1})$$

$$v'v' = \frac{2}{3} k - 2\nu_t \frac{dv}{dy} \quad (\text{Eq. 3.3.2})$$

$$-u'v' = \nu_t \left(\frac{du}{dy} + \frac{dv}{dx} \right) \quad (\text{Eq. 3.3.3})$$

En el cas del model RSM es solucionen les equacions de transport en cada un dels termes del tensor d'esforços de Reynolds.

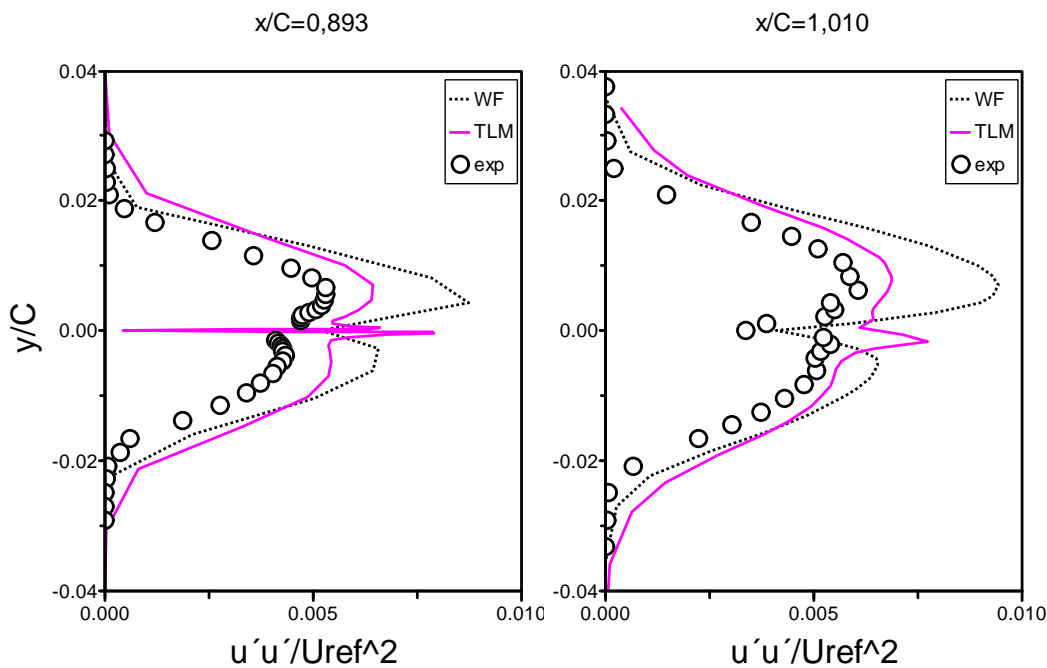


Figura 3.10. Resultats de $\overline{u'^2}/U_{ref}^2$ en el perfil A (RSM), amb diferents tractaments de paret

S'ha determinat la importància del tipus de tractament de paret utilitzat en els resultats. A la Figura 3.10, es mostren els resultats obtinguts amb el model RSM i es pot veure que quan s'utilitza un tractament de paret de TLM, els resultats milloren notablement respecte a utilitzar WF, degut a la millor qualitat de la malla prop de la paret.

Els millors resultats s'han obtingut en el perfil A, donat que la seva geometria és més simple, el angle d'atac igual a zero i el seu patró de flux és més simple. A la Figura 3.11 es mostren els resultats de $\langle u'^2 \rangle / U_{ref}^2$, $\langle v'^2 \rangle / U_{ref}^2$ i $\langle u'v' \rangle / U_{ref}^2$, a $x/C=0,893$ per el perfil A i a la Figura 3.12 per el perfil B. Els resultats obtinguts no són tant bons com els obtinguts amb les velocitats mitges, però els models $r-k-\epsilon$, SST- $k-\omega$ i RSM capturen el patró general de les dades experimentals tant a la zona de la capa límit com en el deixant.

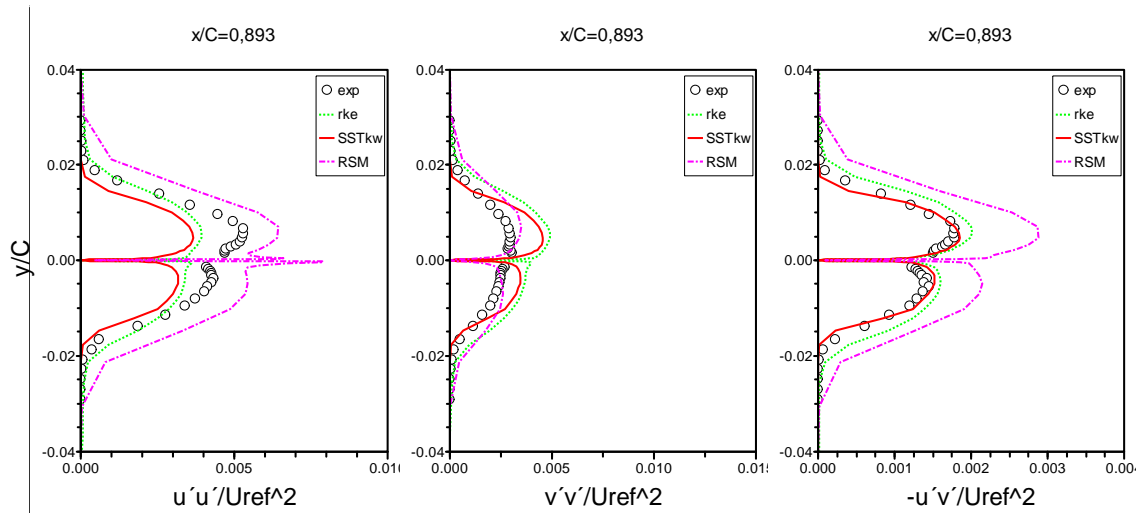


Figura 3.11. Esforços de Reynolds en el perfil A. $x/C=0,893$. Models de turbulència $r-k-\epsilon$, SST $k-\omega$, RSM.(TLM)

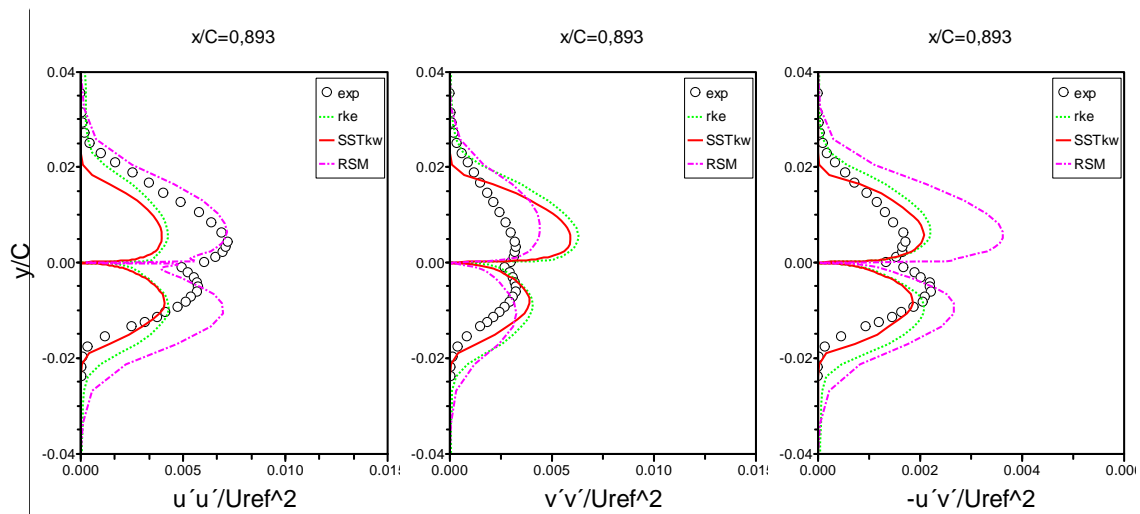


Figura 3.12. Esforços de Reynolds en el perfil B. $x/C=0,893$. Models de turbulència $r-k-\epsilon$, SST $k-\omega$, RSM. (TLM)

3.1.4. ESTUDI DEL FLUX

Un dels fenòmens observats en el flux al voltant de perfils aïllats es l'augment de la velocitat que es produeix a la cara de succió de la vora d'entrada del perfil i l'aparició de un punt d'estancament a la cara de pressió de la vora d'entrada (Figura 3.13). Un altre aspecte destacat es la presència del deixant a la vora de sortida, degut al creixement de la capa límit al llarg del perfil. En els perfils A i B, no hi ha despreniment de la capa límit degut al petit angle d'atac del perfil i a la forma afilada de la vora de sortida que provoquen que es tornin a ajuntar els fluxos provinents de la cara de pressió i de succió. Es pot veure que l'alt nivell d'intensitat de la turbulència indica on hi ha producció d'energia turbulenta, es ha dir, transformació d'energia cinètica del flux mig degut als gradients de velocitats, en energia de formació de vòrtex energètics de gran escala, donant lloc al fenomen de "cascada d'energia" típic de un flux turbulent.

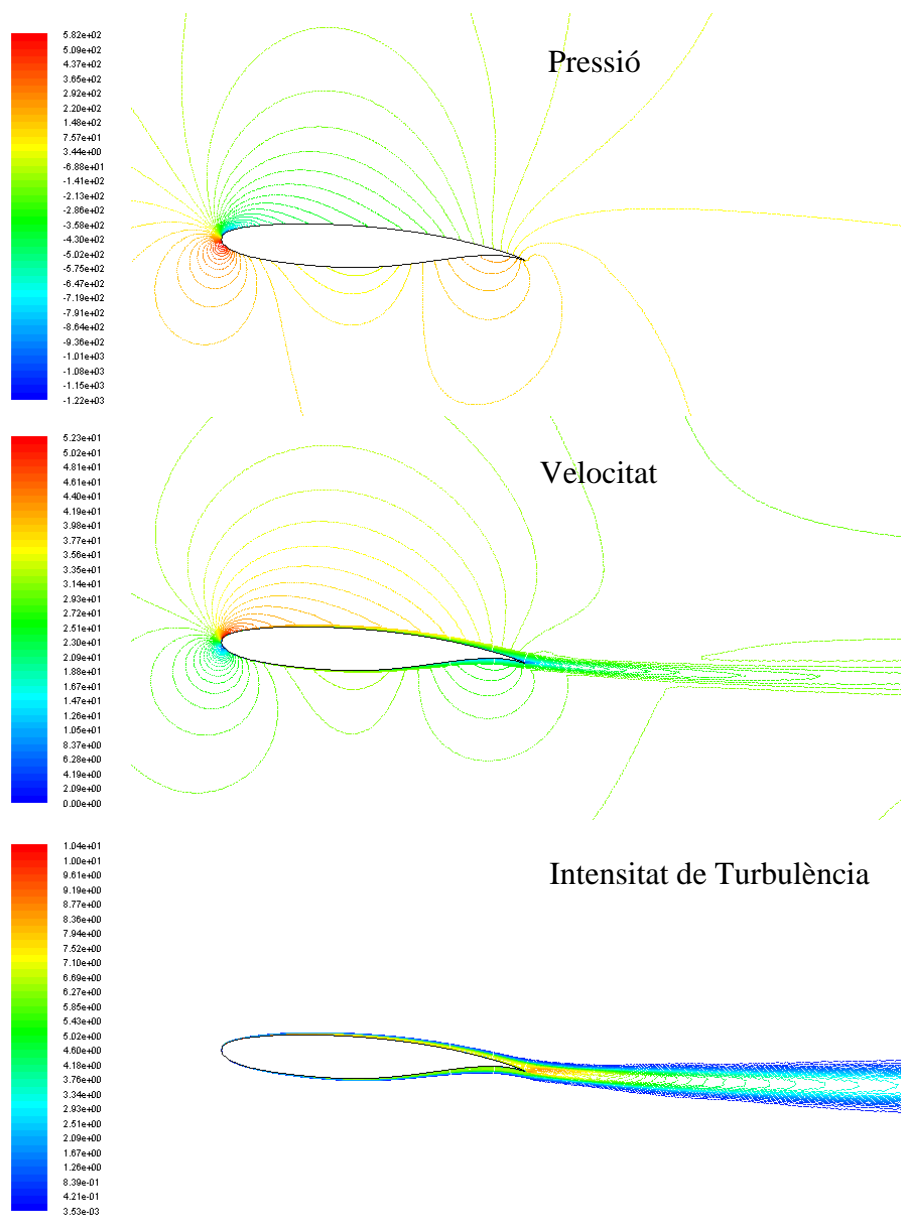


Figura 3.13. Perfil B. Contorns de pressió, velocitat i intensitat de turbulència. SST

3.2. PERFIL NACA0015

La base de dades de Wang, 2004, ha estat seleccionada per estudiar les diferències entre el flux estacionari i no estacionari al voltant de un perfil NACA0015. Els experiments estan encaminats a un estudi de cavitació, però alguns experiments es van realitzar sense condicions de cavitació. Es van obtenir perfils de velocitat a diferents seccions normals al flux aigües avall de la sortida del perfil, per angles d'atac de 4, 6 i 8 graus. La corda del perfil es $C=0,081$ m. El numero de Reynolds basat en la velocitat del flux no pertorbat i en la longitud de la corda del perfil es de $4,6 \cdot 10^5$. Aquest experiment, a diferència del de Nakayama, disposa de dades en el deixant a major distància de la sortida de l'àlep i valors de Strouhal relacionats amb la freqüència de desprendiment de vòrtex a la vora de sortida.

L'objectiu principal d'aquest cas es modelar el flux turbulent no estacionari de la capa límit i el deixant i determinar la freqüència del desprendiment de vòrtex en el deixant. De les dades experimentals disponibles, només s'han considerat aquelles corresponents a condicions de flux sense cavitació i un angle d'atac de 8 graus.

3.2.1. MODEL GEOMÈTRIC I DISSENY DE LA MALLA

El túnel hidrodinàmic de l'experiment de Wang, ha estat representat en el domini computacional 2D de la Figura 3.2, a la secció d'entrada s'ha fixat una velocitat d'entrada i a la secció de sortida una pressió de sortida. A les parets del túnel de vent i a la superfície de l'àlep, la condició de no lliscament a la paret. El flux s'ha considerat incompressible i estacionari en tot el domini de càlcul. S'ha realitzat un estudi de sensibilitat de malla i s'ha adoptat una malla quadrilàter de 77000 cel·les amb un valor de $y^+=1$, per poder utilitzar un tractament de paret de TLM (Figura 3.14).

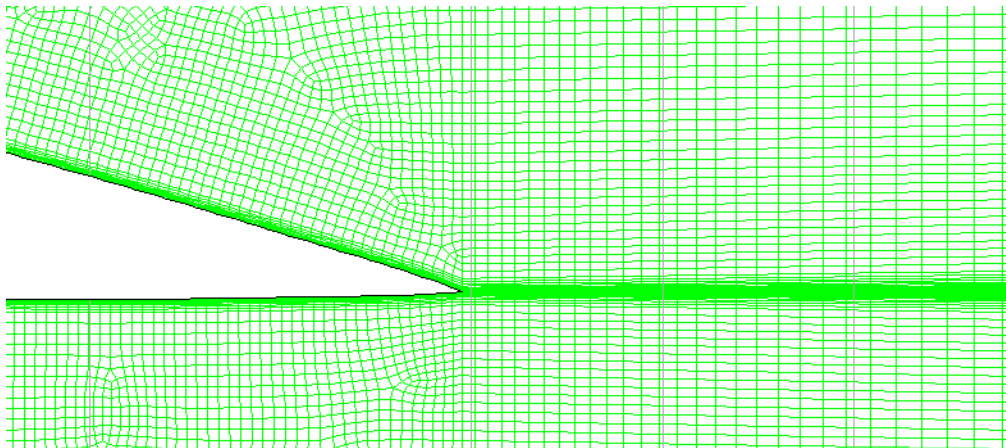


Figura 3.14. Detall de la malla a la sortida de l'àlep

3.2.2. CONFIGURACIÓ DEL MODEL

S'ha utilitzat una formulació no estacionaria amb un solucionador (solver) basat en la pressió. S'ha utilitzat l'algoritme SIMPLE per connectar la pressió i la velocitat i una discretització de segon ordre. A la condició de contorn de l'entrada s'ha aplicat el valor de la intensitat de turbulència experimental de 0,7% i una velocitat normal de l'aigua de 8 m/s, que correspon a un flux amb $Re=4,6 \cdot 10^5$ basat en la

corda de l'àlep. A la sortida s'ha establert la pressió atmosfèrica i a les parets de l'àlep i del túnel la condició de no lliscament. El salt de temps utilitzat a la simulació ha estat de $1,0 \cdot 10^{-5}$ s, sent el temps característic de l'escala petita de la turbulència de Kolmogorov (Eq. 3.5) de $t_0 = 1,26 \cdot 10^{-5}$ s.

El temps característic de l'escala gran de la turbulència de Kolmogorov es

$$T = \frac{L}{U} \quad (\text{Eq. 3.4})$$

sent T el temps característic de l'escala gran, L la longitud característica i U la velocitat del flux lliure.

I el temps característic de l'escala petita de la turbulència de Kolmogorov es

$$t_0 = \frac{T}{\text{Re}^{1/2}} \quad (\text{Eq. 3.5})$$

sent t_0 el temps característic de l'escala petita, T el temps característic de l'escala gran i Re el Reynolds del flux.

3.2.3. RESULTATS

3.2.3.1. VELOCITATS MITGES

Els resultats numèrics obtinguts de la velocitat a la cara de pressió del perfil i al deixant mostren bona concordança amb els resultats experimentals. Només a l'entrada del perfil els resultats no mostren bona concordança, degut a l'elevada producció turbulenta dels models EVM, tal com ja s'ha vist en el cas de Nakayama. La velocitat ha estat calculada a diferents valors x/C , ($x/C = -1,1, -1,0, -0,2, 0,0, 0,1, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, 1,0$) on la coordenada $x=0$ es la vora de sortida de l'àlep. A la Figura 3.15 es mostren els resultats obtinguts en el deixant amb els models turbulents $r-k-\varepsilon$, SST- $k-\omega$, RSM i DES.

3.2.3.2. FREQUÈNCIES

El valor experimental del Strouhal (Eq.3.6), basat en la corda del perfil es de $St=0,2$, Quin et al, 2003. El valor numèric del Strouhal obtingut amb el model RSM ha estat de $St= 0,232$ (error del 16,0%) i amb DES amb el $St=0,177$ (error del 11,5%). Tots els models EVM utilitzats no han obtingut la oscil·lació característica en el coeficient de sustentació, deguda al despreniment de vòrtex.

$$St = \frac{f L}{U} \quad (\text{Eq. 3.6})$$

La raó d'aquesta deficiència dels models EVM pot ser que una sortida d'àlep en forma de punta afilada i petit angle d'atac provoquen vòrtex de feble intensitat. Aquí es pot veure que el modelat de les escales menors a les corresponents als vòrtex energètics, impliquen el filtrat de les estructures, de manera que els seus efectes no són ben recollits per el model de transport proposat per a tenir en compte el seu efecte.

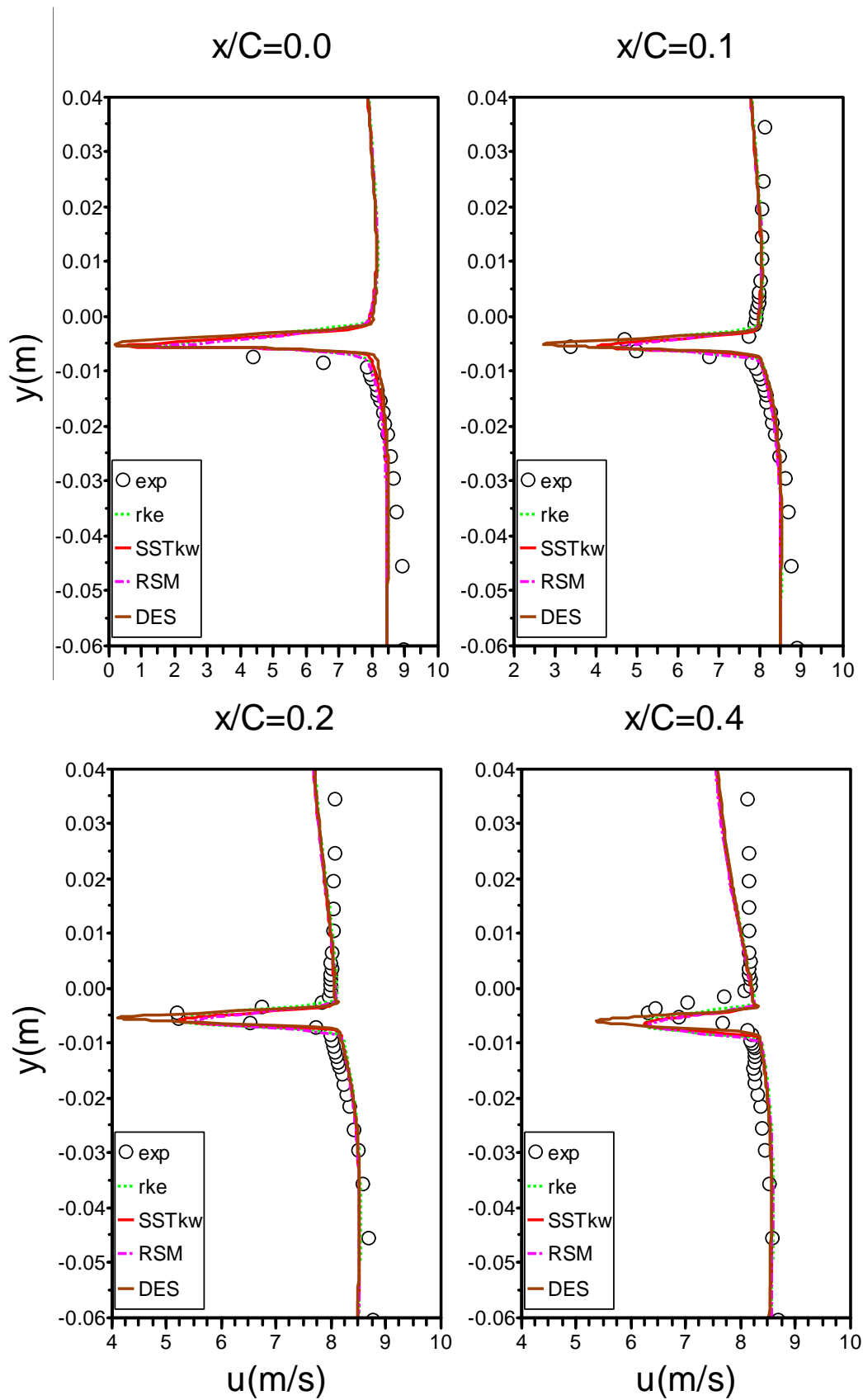


Figura 3.15. Velocitats en el deixant en el talls $x/C=0,0, 0,1, 0,2$ i $0,4$ (coordenada $x=0$ a la vora de sortida de l'àlep)

3.2.4. ESTUDI DEL FLUX

De la mateixa manera que en els perfils de Nakayama, a la vora d'entrada del perfil apareix un punt d'estancament a la cara de pressió del perfil (Figura 3.16).

A la cara de succió del perfil prop de la vora de sortida, es produeix un creixement de la capa límit del flux (Figura 3.17), i sense arribar a produir-se el seu desprendiment. Aquest creixement de la capa límit provoca un increment de la intensitat de turbulència en el deixant que genera petits vòrtex. Quan s'ha utilitzat el model DES (Figures 3.18 i 3.19), s'ha pogut veure que les velocitats en el deixant estan determinades per l'estructura tridimensional dels vòrtex.

No s'ha pogut visualitzar el desprendiment d'aquests vòrtex, però si que han estat determinats mitjan la determinació del numero de Strohual del flux, que indica la freqüència de desprendiment dels vòrtex.

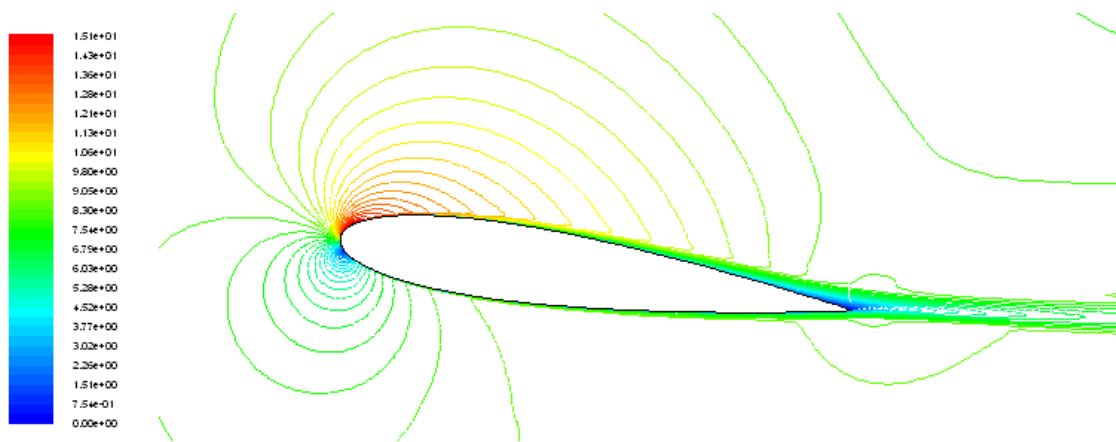


Figura 3.16. Contorns de velocitat en el perfil NACA0015

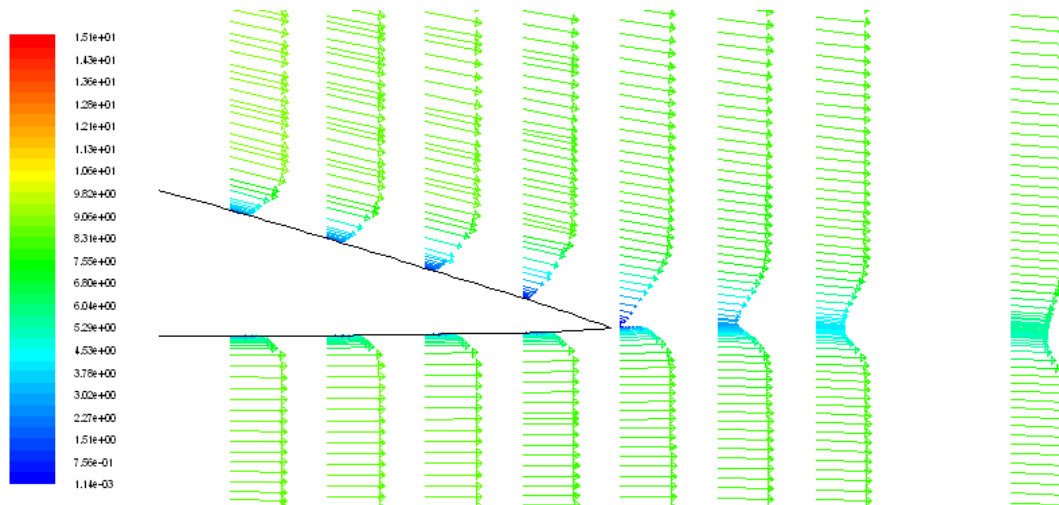


Figura 3.17. Vectors velocitat a la sortida del perfil

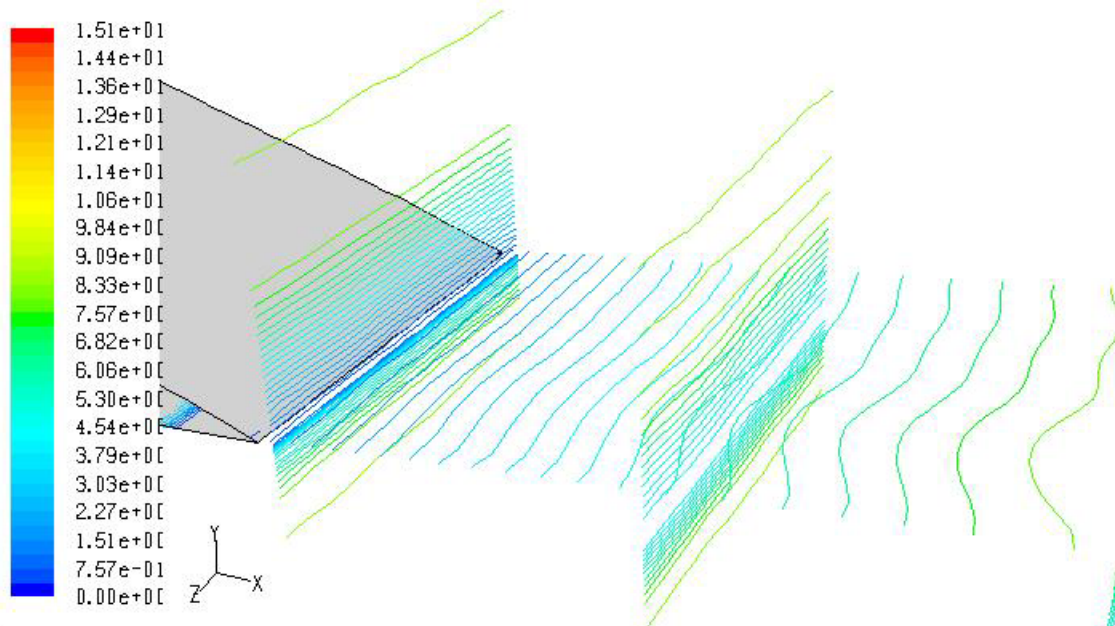


Figura 3.18. Contorns de velocitat a la sortida de l'àlep amb el model DES

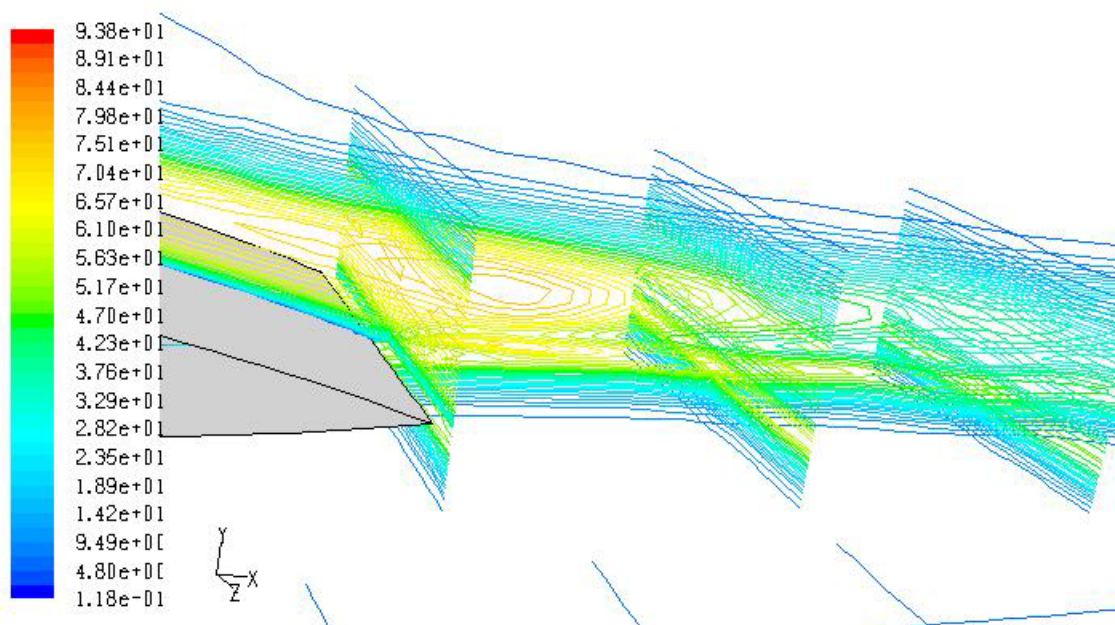


Figura 3.19. Contorns d'intensitat de turbulència a la sortida de l'àlep. Model DES

3.3. PERFIL NACA0009

La base de dades d'Ausoni, 2005, ha estat escollida per estudiar la influència de varis paràmetres característics del flux. El perfil es un NACA0009 amb una corda original de 110 mm, truncat a $C=100$ mm, com es pot veure a la Figura 3.20. L'espessor de la vora de sortida es de 3,22 mm. Van ser realitzats múltiples experiments a diferents números de Reynolds. En l'estudi experimental es va determinar, amb l'ajuda de un vibròmetre laser, la freqüència d'oscil·lació del perfil deguda al despreniment de vòrtex i la velocitat al llarg del perfil amb un sistema de velocimetria d'imatges de partícules (PIV), per dos casos diferents, un en el que la superfície de l'alep era llisa i que per tant la transició a la turbulència es generava de forma natural i un altre en el que es disposava de una banda rugosa a l'entrada de l'alep, que provocava la transició a la turbulència.

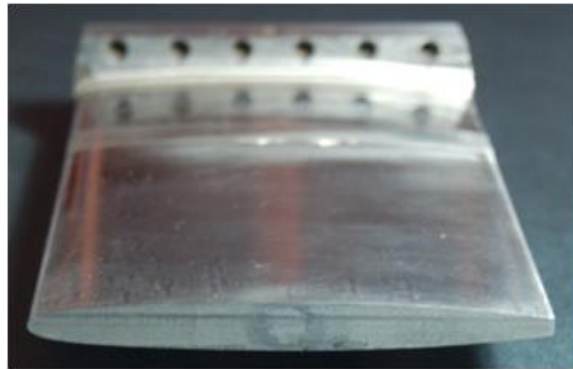


Figura 3.20. Perfil NACA0009 truncat

3.2.1. MODEL GEOMÈTRIC I DISSENY DE LA MALLA

El túnel hidrodinàmic de l'experiment, ha estat representat en el domini computacional 2D de la Figura 3.2, a la secció d'entrada s'ha fixat una velocitat d'entrada i a la secció de sortida una pressió de sortida. A les parets del túnel de vent i a la superfície de l'alep, s'ha aplicat la condició de no lliscament. El flux s'ha considerat incompressible i estacionari en tot el domini de càlcul. L'angle d'atac es $\alpha=0^\circ$.

S'ha realitzat un estudi d'independència de malla amb varies malles híbrides/quadrilàters (Taula 3.3), adoptant-ne en tots els casos una $y^+ < 5$, per poder aplicar una configuració de paret TLM (Figura 3.21). També s'ha realitzat un estudi de refinament selectiu de la malla a partir dels gradients de vorticitat, que ha comportat una modificació de la malla del deixant. Aquest refinament de la malla no ha comportat una variació significativa dels resultats.

3.3.2. CONFIGURACIÓ DEL MODEL

S'ha utilitzat una formulació no estacionaria amb un solucionador (solver) basat en la pressió i l'algoritme SIMPLE per connectar la pressió i la velocitat i una discretització de segon ordre. A la condició de contorn de l'entrada s'ha aplicat el valor de la intensitat de turbulència de 1% i una velocitat normal de l'aigua de 16 i 20 m/s, que correspon a un flux amb $Re=1,6 \cdot 10^6$ i $2,0 \cdot 10^6$ basat en la corda de l'alep. A la sortida s'ha establert la pressió atmosfèrica i a les parets de l'alep i del túnel la condició de no lliscament. El salt de temps utilitzat a la simulació ha estat de $1 \cdot 10^{-5}$ s, sent el temps característic de l'escala petita de

Kolmogorov de $2 \cdot 10^{-4}$ s. Aquest salt de temps ha estat escollit després de un estudi de sensibilitat amb valors entre $1 \cdot 10^{-3}$ i $1 \cdot 10^{-6}$ s.

El principal objectiu d'aquest cas es obtenir la freqüència d'oscil·lació del despreniment de vòrtex i el seu numero Strouhal, així com la determinació de les velocitats a la capa límit del perfil. Els paràmetres que s'han analitzat son: la definició de simple/doble precisió en els càlculs, el salt de temps, els efectes de 2D/3D a les malles i el model de turbulència utilitzat.

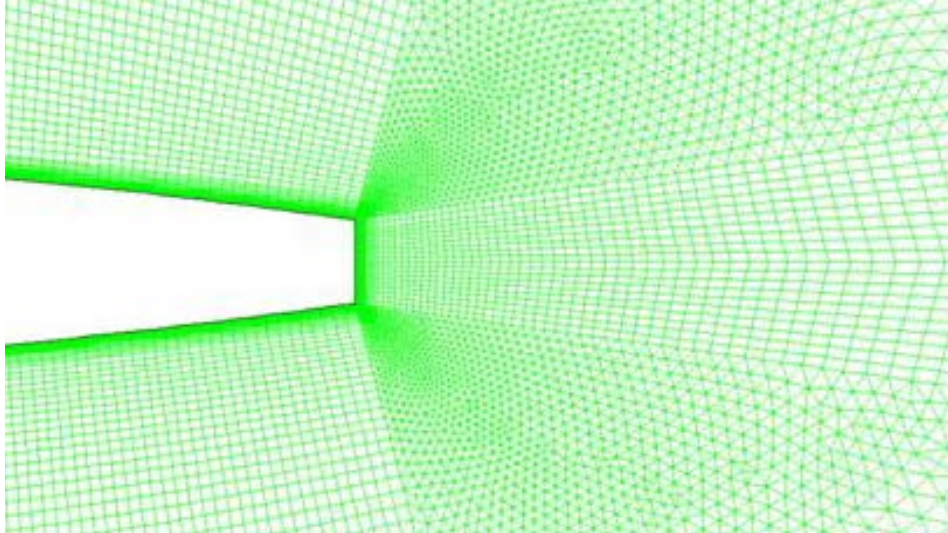


Figura 3.21. Detall de la malla a la vora de sortida

3.3.3. RESULTATS

3.3.3.1. FREQUÈNCIES

El despreniment dels vòrtex a la sortida del perfil provoca variació en el coeficient de sustentació del perfil, que presenta en tots els casos numèrics estudiats un patró uniforme, tal com es pot veure a la Figura 3.22, degut a que el perfil es simètric i l'angle d'atac igual a zero.

Per a la determinació de les freqüències característiques del despreniment de vòrtex s'ha realitzat una Transformada Ràpida de Fourier (FTT), a les dades numèriques obtingudes del coeficient de sustentació del perfil. A la Figura 3.22 es mostra la fluctuació del coeficient de sustentació i la freqüència característica obtinguda amb el model RSM.

Per el $Re=1,6 \cdot 10^6$, la freqüència experimental del perfil rugós ha estat de 894 Hz i el $St=0,18$. La Taula 3.3 mostra els valors numèrics obtinguts de la freqüència, amb les diferents malles i models de turbulència. És possible veure una àmplia dispersió dels resultats obtinguts, on la majoria de resultats estan en un interval del 5% d'error.

Es conegut que depenen del número de Reynolds, pot haver una transició de flux laminar a turbulent a la capa límit al llarg del perfil. Dins dels models de turbulència presents en *Fluent*, només els models turbulents $s-k-\omega$ i $SST-k-\omega$ tenen algunes capacitats per modelar el flux de transició. La transició es

modela per mitja de una correcció de baix nombre de Reynolds en el càlcul de la viscositat turbulenta. Es defineix un coeficient que permet l'amortiment de la viscositat turbulenta que provoca una correcció de baix nombre de Reynolds. Es podria dir que aquesta estratègia no és un model de transició real. Un model de transició ha de modelar els efectes de la inestabilitat que donen origen als llocs de turbulència interna a la capa límit laminar, que condueix completament a un flux de capa límit turbulenta. Malgrat que aquesta opció de transició va ser verificada i activada en el model SST- $k-\omega$, no és sorprenent, que l'activació de l'opció de transició no presenti una millora en el resultat obtingut.

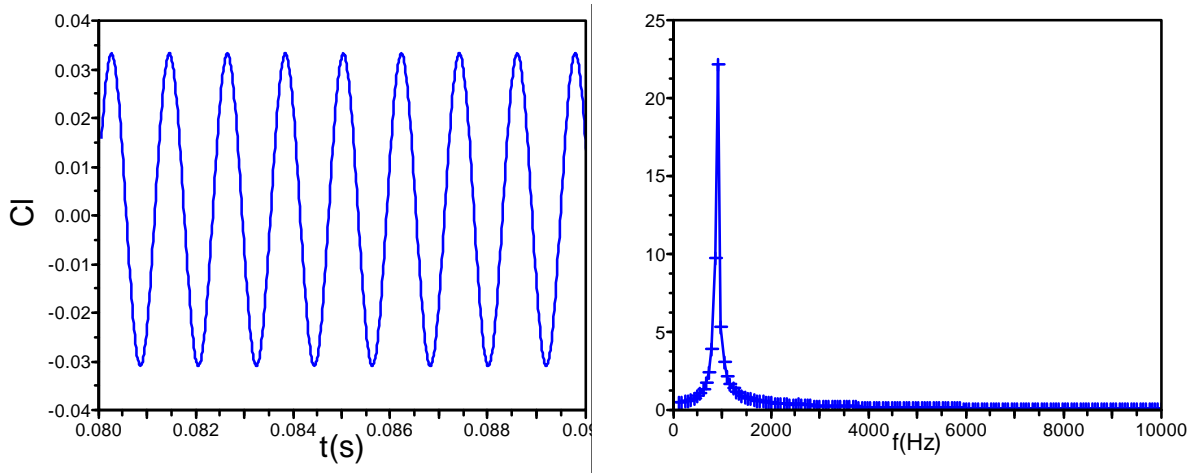


Figura 3.22. Fluctuació del C_l i freqüència característica. Model RSM

Taula 3.3. Freqüències obtingudes amb les diferents malles i models de turbulència ($f_{experimental} = 894\text{Hz}$)

Malla	1-2D	2-2D	3-2D	4-2D	5-2D	6-3D
Elements	55300	114500	76000	56800	96200	962000
y^+	4	4	1	2	2	2
Model turbulent	Freqüències (Hz)					
Spallart-Allmaras	925	952	939	937	930	946
$s-k-\epsilon$	884	864	920	890	930	-
RNG- $k-\epsilon$	886	891	927	920	943	-
$r-k-\epsilon$	773	708	910	910	966	-
$s-k-\omega$	889	911	838	894	893	-
SST- $k-\omega$	929	909	965	950	970	-
SST- $k-\omega$ (transició)	938	933	933	944	961	-
RSM	892	910	926	919	845	946
DES	-	-	-	-	-	705
LES	-	-	-	-	933	973

3.3.3.2. VELOCITATS MITGES

Per un $Re=2,0 \cdot 10^5$ s'ha realitzat un estudi numèric de les velocitats a la capa límit al llarg del perfil, mostrant-se a la Figura 3.23 els perfils de velocitat per el cas del perfil rugós i a la Figura 3.24 per el cas de perfil llis.

Es pot observar que en el cas rugós la capa límit experimental a $x/C=0,1$ i $x/C=0,2$ es de transició i a partir de la secció $x/C=0,3$ ja es turbulenta. Els valors numèrics de les velocitats a partir d'aquest punt fins la sortida del perfil presenten un bon ajust amb els resultats experimentals. En el cas llis la capa límit experimental continua laminar fins al final del perfil i els resultats numèrics no presenten un bon ajust a la capa límit. A la Taula 3.4 es mostren els valors del Re_x en el perfil.

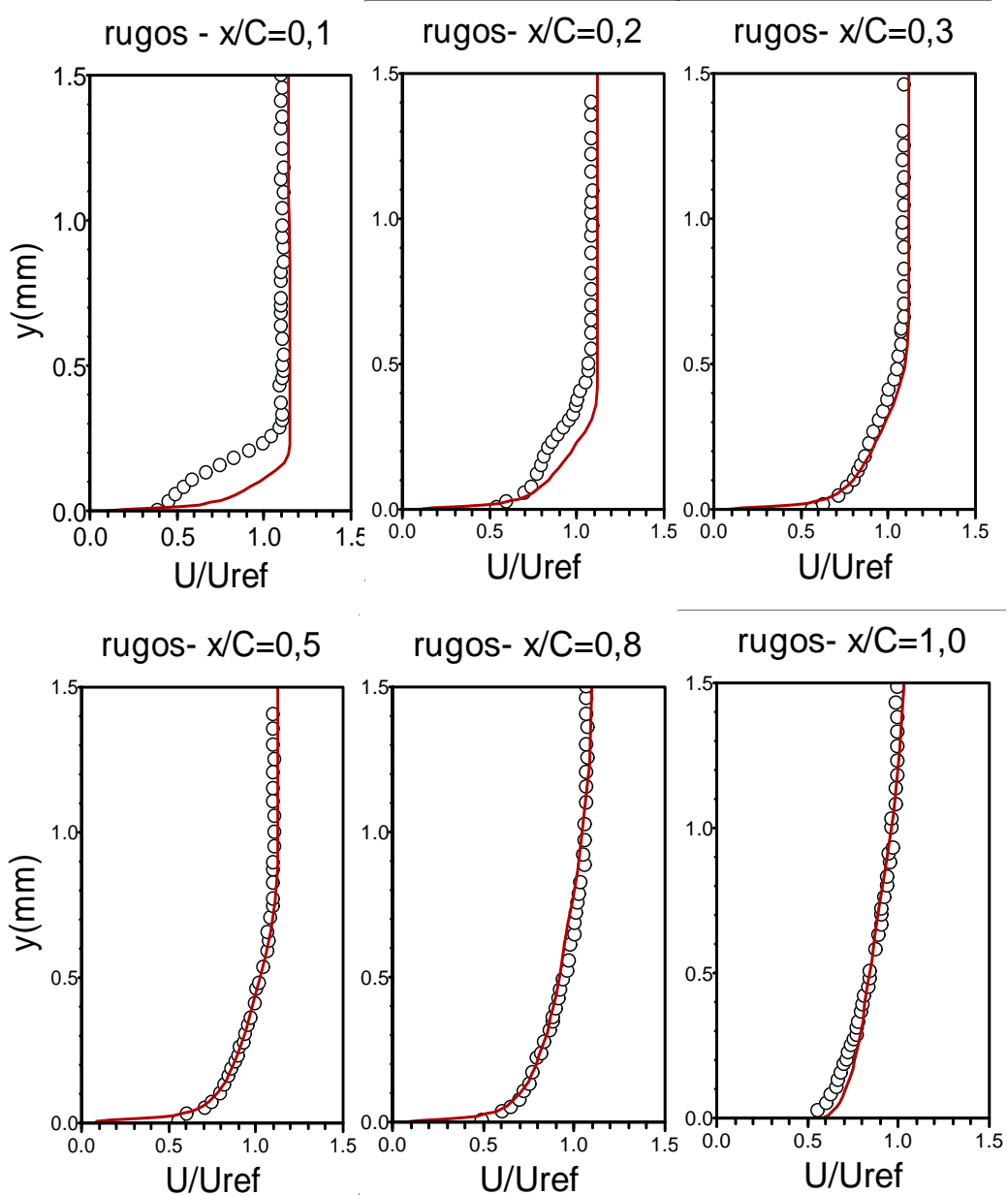


Figura 3.23. Velocitats a la capa límit de l'àlep. Perfil rugós (línea: SST; ° experiment)

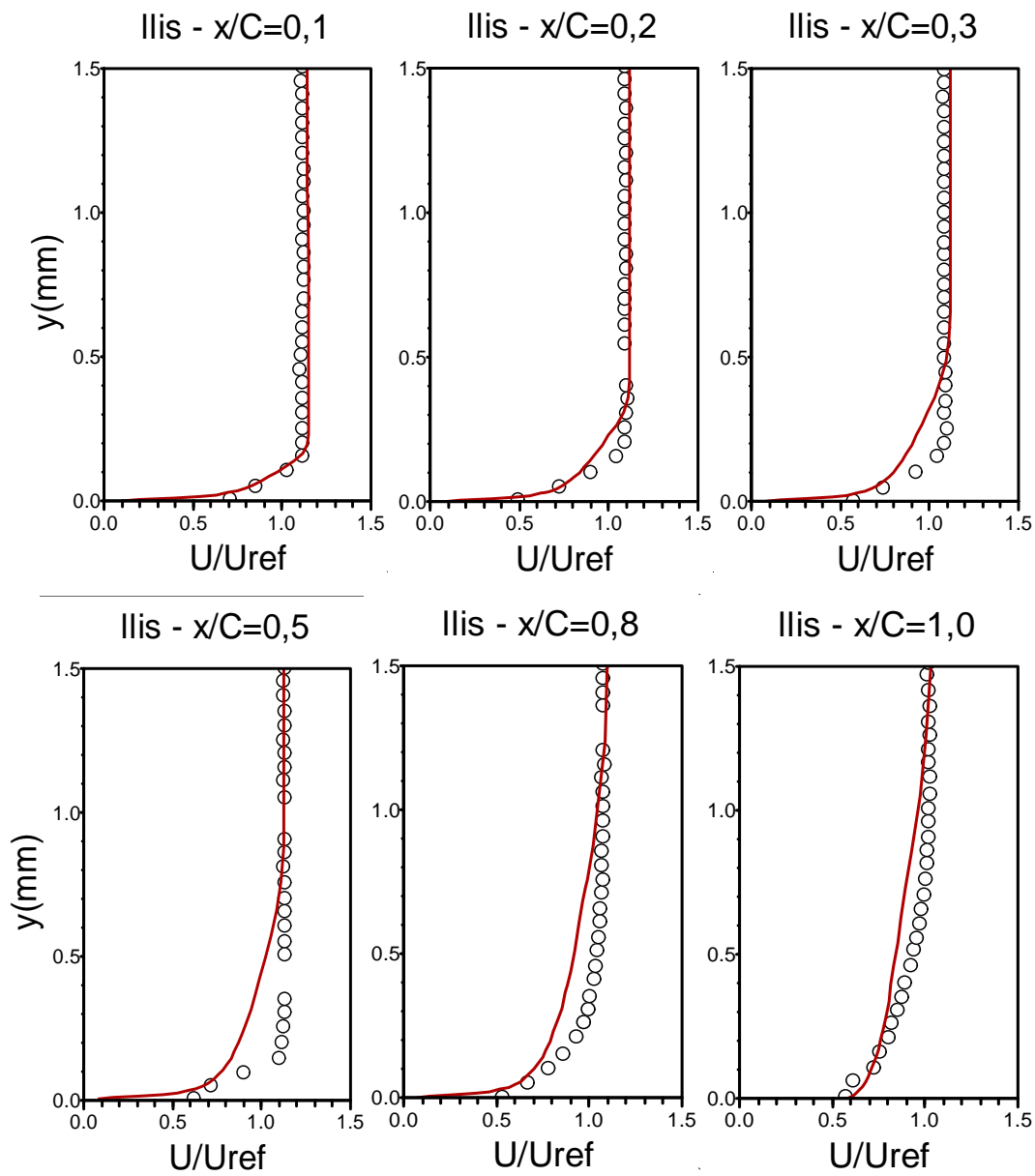


Figura 3.24. Velocitats a la capa límit de l'àlep. Perfil llis (línea: SST; ° experiment)

Taula 3.4. Valors del Re_x en el perfil

x/C	0,1	0,2	0,3	0,5	1,0
Re_x	$1,99 \cdot 10^4$	$3,98 \cdot 10^4$	$5,97 \cdot 10^4$	$9,95 \cdot 10^4$	$1,99 \cdot 10^5$

3.3.4. ESTUDI DEL FLUX

Un dels aspectes interessants del flux en el perfil truncat es l'aparició del desprendiment de vòrtex a la vora de sortida del perfil. La utilització de un model de flux de 2 dimensions (Figures 3.25 i 3.26), permet visualitzar el desprendiment de la capa límit a la part truncada del perfil, que genera un vòrtex de baixa velocitat. Simultàniament el flux a les capes límit del perfil, desplacen aquest vòrtex de baixa velocitat, fins que queda afectat per el flux que travessa la capa límit a la paret, provocant que sigui transportat aigües avall. L'aparició d'aquest vòrtex amb baixa velocitat provoca que el flux provinent de la capa límit hagi de canviar de direcció de manera brusca i provocant l'aparició de un vòrtex d'alta velocitat, que també es transportat aigües avall. Aquest procés de generació de un vòrtex de baixa i alta velocitat es reproduïx de manera cíclica (vòrtex de von Kármán). En aquest cas de perfil amb vora de sortida truncada, tots el models turbulent utilitzats han pogut resoldre el flux del desprendiment de vòrtex, això es degut a que les escales de longitud i de temps dels vòrtex energètics que es generen, son properes a les dimensions geomètriques del domini de càlcul i per tant mes visibles

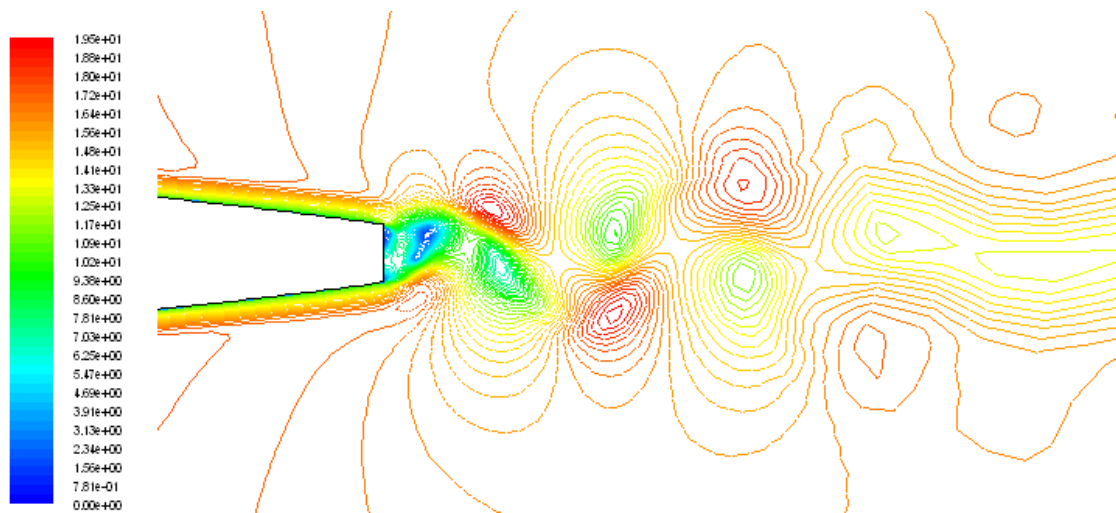


Figura 3.25. Contorns de velocitat en el deixant. SST

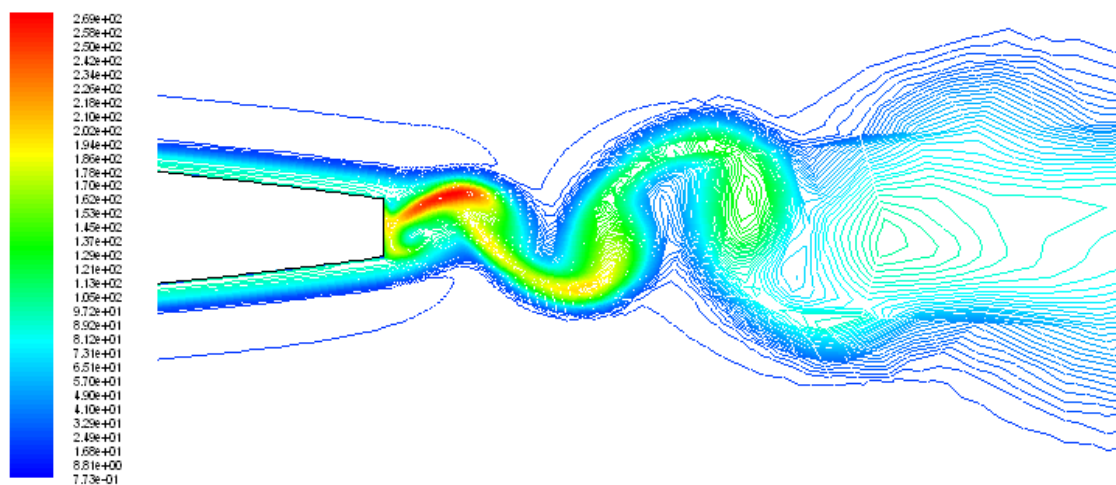


Figura 3.26. Contorns de intensitat de turbulència en el deixant. SST

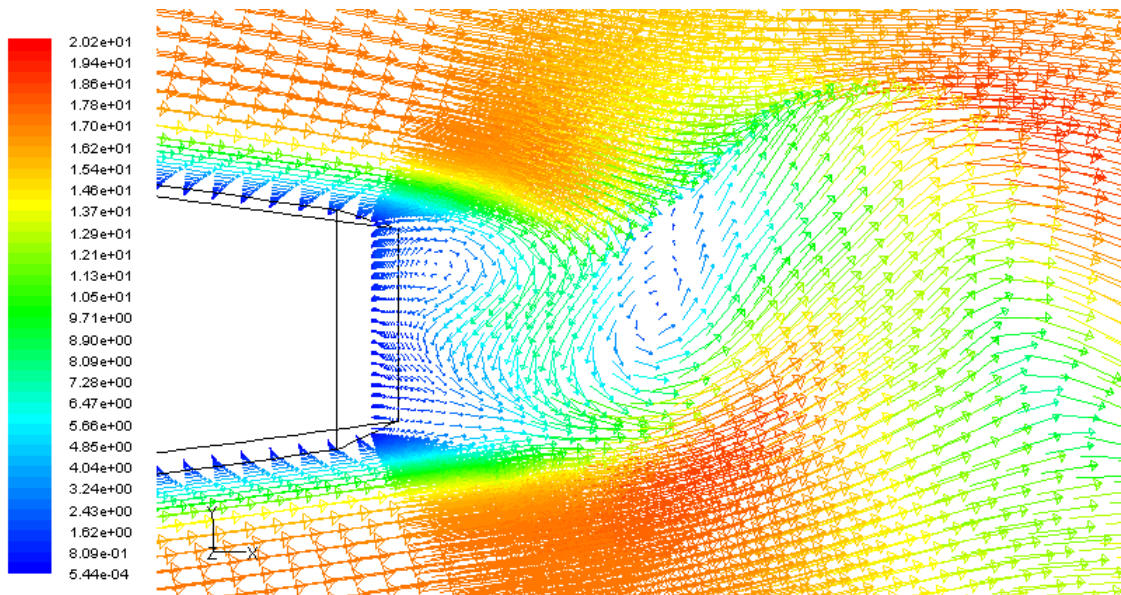


Figura 3.27. Vectors de velocitat en el deixant. LES

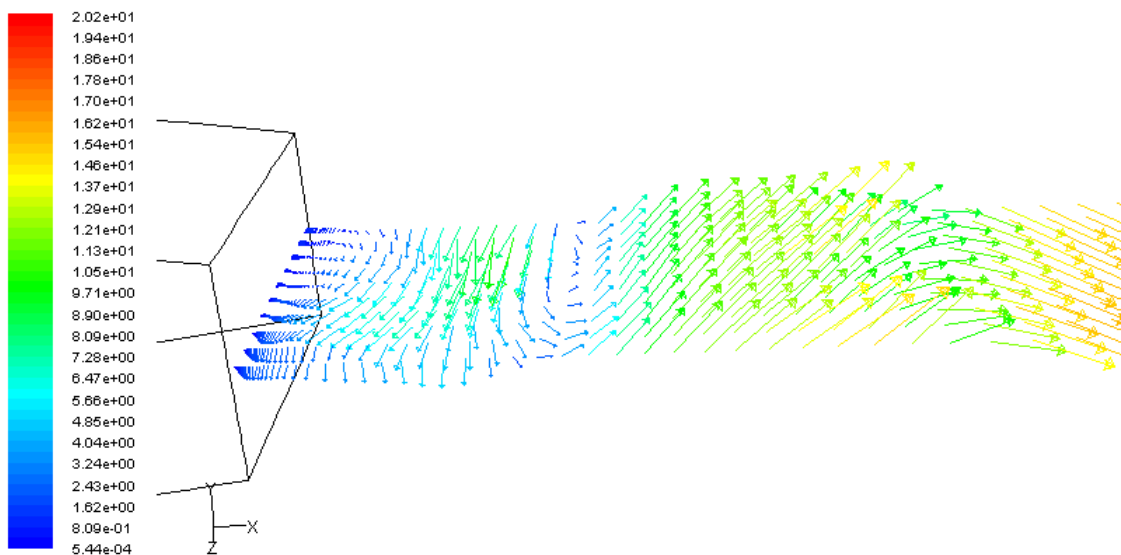


Figura 3.28. Vectors de velocitat en el deixant. LES

El flux obtingut amb LES (Figures 3.27 i 3.28), mostra que aquest procés de creació de vòrtex te una dimensió espacial de tres dimensions.

Els resultats obtinguts dels vòrtex a la sortida del perfil, s'han comparat amb les imatges del desprendiment de vòrtex obtingudes per Ausoni, 2005. A la Figura 3.29 es mostren els contorns de vorticitat i a la Figura 3.30 els contorns de velocitat. Es pot apreciar que els resultats numèrics recullen de manera adequada la física del desprendiment dels vòrtex de Von Kármán en el deixant.

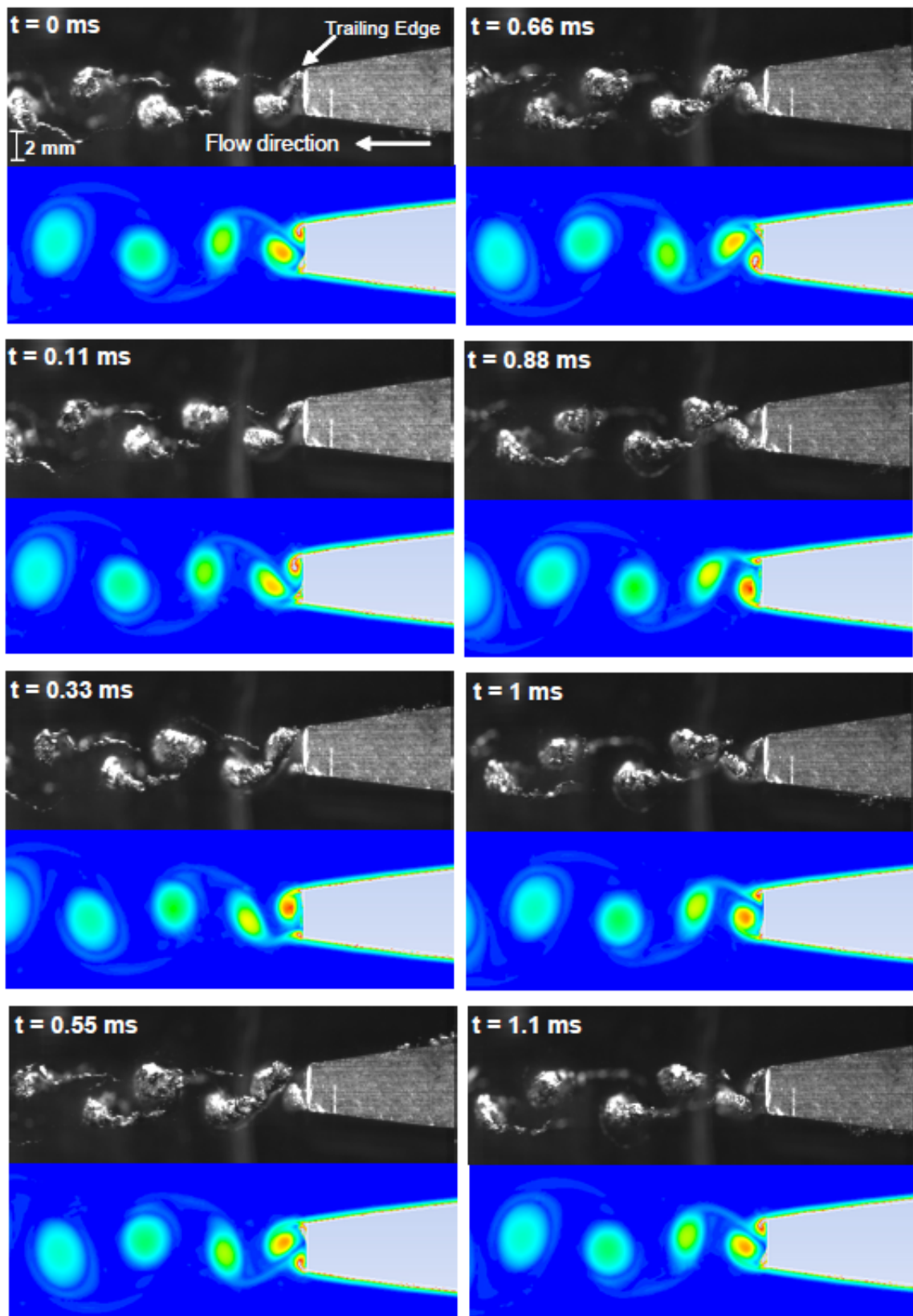


Figura 3.29. Contorns de vorticitat del despreniment de vòrtex. Model SST $k-\omega$ transicional

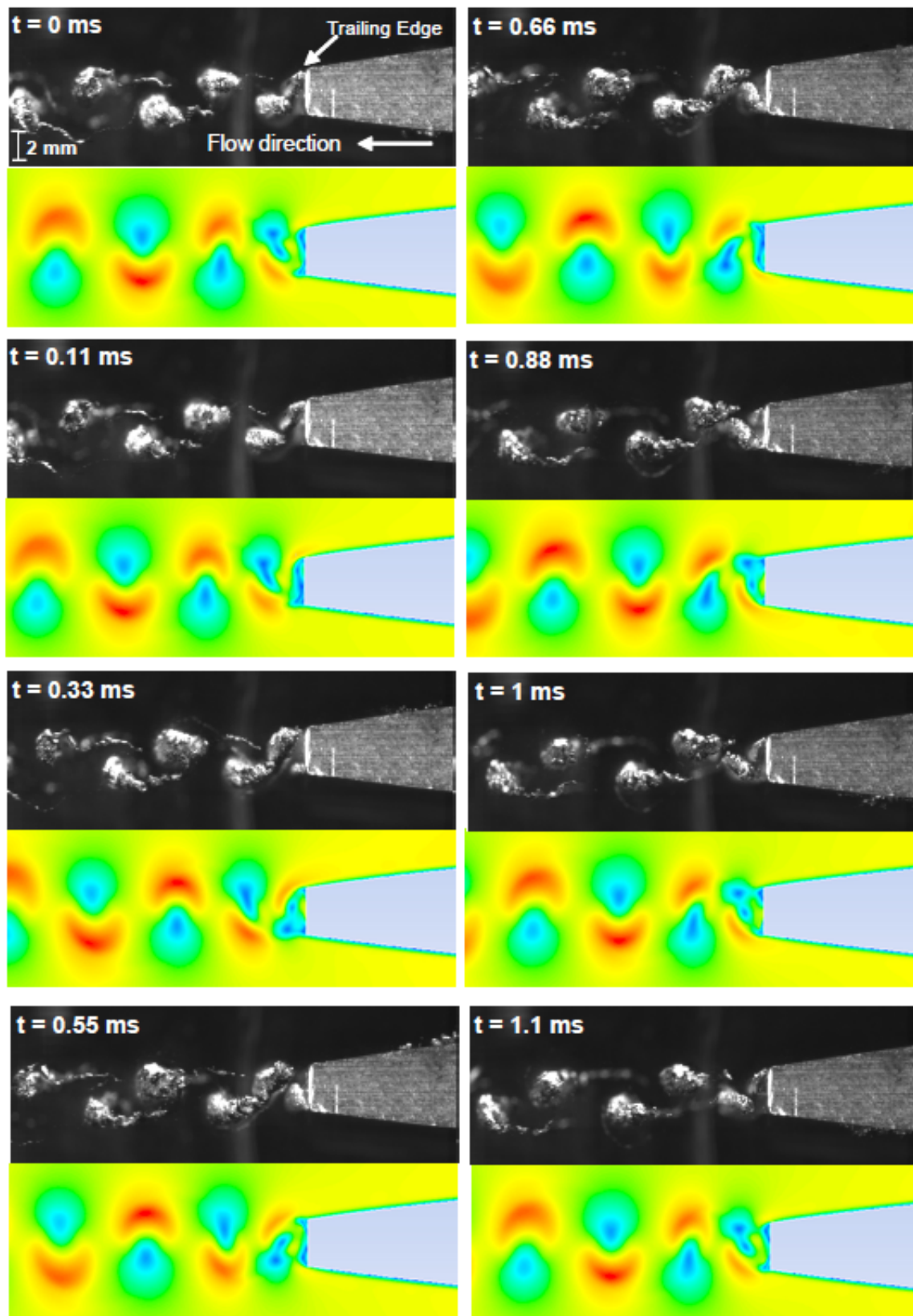


Figura 3.30. Contorns de velocitat del despreniment de vòrtex. Model SST $k-\omega$ transicional

3.4. CONCLUSIONS

En tots els casos de estudiats de flux a la capa límit i el deixant, s'ha vist la importància de realitzar un estudi de sensibilitat de la qualitat de malla, per poder tenir resultats independents de la malla. Els resultats obtinguts mostren la importància en l'elecció del tipus de tractament de paret utilitzat, (WF i TLM). La utilització de TLM ha permès obtenir amb detall el comportament del flux dins la capa límit a la paret i al deixant. En la determinació de la fluctuació de velocitat a la capa límit del perfil i al deixant, els pitjors resultats s'han obtingut amb WF. S'ha pogut observar que el flux en el deixant, està supeditat a la qualitat dels resultats obtinguts aigües amunt a la capa límit del perfil.

Els diferents models turbulents utilitzats han estat capaços de determinar de manera adequada la pressió a la superfície dels perfils i els resultats han estat independents del tipus de tractament de paret utilitzat.

En el cas de perfils amb la sortida en forma de punta afilada i amb petit angle d'atac, els models EVM no han estat capaços d'obtenir el despreniment de vòrtex, encara que s'utilitzi un tractament de paret de TLM, possiblement el model de transport que representa els efectes d'aquests vòrtex sobre l'escala de las mitges no es capaç de representar aquestes estructures en termes de poder resoldre-les. Això possiblement afecta les prediccions de la seva influència sobre les escales de velocitats mitges. En aquests casos només els models RSM, DES i LES han aconseguit modelar les petites estructures i obtenir la freqüència de despreniment de vòrtex.

En la determinació de la freqüència característica dels despreniments de vòrtex a la sortida del perfil truncat, tots els diferents models turbulents validats han determinat la freqüència representativa amb un error al voltant de un 5%, quan la capa límit s'ha simulat mitjan un tractament de paret TLM, però no han pogut determinar la freqüència de la fluctuació quan s'ha utilitzat un tractament de paret WF.

Els models de turbulència que han presentat millors resultats tant en la determinació de pressions i de velocitats han estat el $r-k-\varepsilon$, el $SST-k-\omega$, el RSM i el DES. Els models $r-k-\varepsilon$ i $SST-k-\omega$, han tingut comportaments similars en la determinació de les característiques dels flux i només han tingut problemes per determinar les freqüències característiques treballant amb perfils de punta afilada i petit angle d'atac. El model RSM ha obtingut molt bons resultats de pressió i velocitat, i en el cas de perfils amb forma de punta afilada també ha estat capaç de obtenir la freqüència característica del despreniment de vòrtex. Els models DES i LES permeten conèixer millor les característiques de la turbulència en el flux, però tenen unes necessitats d'escala d'espai i temps molt petites, que comporten necessitats de recursos de càlcul molt superiors als models EVM i RSM. A mes a mes LES precisa la utilització de una submalla amb cel·les de menor mida que permetin modelar la turbulència de petita escala. Per aquestes raons els models DES i LES no són vàlids encara per el modelat de fluxos industrials en màquines hidràuliques.

Quan es treballa amb sistemes no estacionaris, l'elecció de un salt de temps adequat es molt important per poder recollir tota la física inherent a les característiques del flux. Els resultats mostren que treballant amb salts de temps de l'ordre de magnitud de l'escala petita de temps de la turbulència (Kolmogorov) els resultats recullen la física del problema.

Capítol 4

CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA CASCADA D'ÀLEPS

Diversos factors contribueixen a la generació de inestabilitats en el flux de turbomàquines, com son el vessament de deixants en àleps situats aigües amunt, l'efecte potencial degut a la interacció entre àleps i directrius, les distorsions en el flux d'entrada i els desprendiments de vòrtex. En les etapes de una turbomàquina la rotació dels àleps generen l'aparició periòdica de deixants i la corrent del flux transporta els deixants aigües avall, on interactuen amb la capa límit en desenvolupament del àleps situats corrent avall, Gete et al., 2003.

Tot i que l'alt nivell de turbulència imperant en el pas dels àleps, una proporció important de la capa límit dels àleps de la turbina tendeix a ser laminar, resultant un relatiu baix numero de Reynolds basat en la longitud de la corda i la velocitat en el passatge. Sense la presència del deixant, habitualment la transició de laminar a turbulent es produeix al últim terç de la capa límit de la cara succió per la combinació del creixement de l'espessor de quantitat de moviment, la propagació de pertorbacions turbulentes des del flux lliure fins la capa límit i el gradient advers de pressió en la línia de corrent cap a la sortida de l'àlep. En condicions molt adverses la capa límit laminar es separa de la cara de succió i la transició apareix a la capa de cisallament separada, Lardeau, 2005.

Quan s'introdueixen els deixants els experiments suggereixen que la capa límit està afectada de dos formes, la contribució relativa de cada una d'elles continua sent tema de debat, Stieger i Hodson, 2003. La primera, el dèficit de moment en el deixant indueix moviments transversals que provoquen regions locals amb desacceleració a la capa límit, provocant una transició no estacionaria aigües amunt del lloc on s'hagués produït la transició sense els deixants. La segona, el núvol turbulent transportat per el deixant interactua amb la capa límit i facilita el inici de la transició per les pertorbacions turbulentes induïdes. Junts els processos transicionals provocats per els deixants alleugen o fins i tot eviten la separació, el que condueix a una reducció a les pèrdues, millora de la transmissió de calor i una millora en l'eficiència de l'àlep.

La resolució numèrica de les interaccions es molt desafiant des del punt de vista físic i numèric. S'han utilitzat simulacions numèriques directes (DNS), (Wissink, 2002 i Kalitzin et alter, 2003), i amb LES, (Michelassi et alter, 2003), per mostrar els mecanismes fonamentals de la inducció de la transició provocada per els deixants, però aquests mètodes tenen un alt cost de recursos i no poden aplicar-se als casos reals de una turbomàquina. Els models RANS, mentre que son econòmicament viables, es consideren seriosament limitats per la seva incapacitat per capturar la física de la transició. L'ús dels models RANS en fluxos no estacionaris està justificada si l'escala de temps associada amb el moviment no estacionari està separada de l'associada al moviment turbulent.

4.1. CASCADA D'ÀLEPS

S'ha seleccionat l'experiment de Gete i Evans, 2003, degut a que es van mesurar velocitats a la capa límit de una placa plana afectada per el pas dels deixants de una cascada mòbil d'àleps. L'objectiu es intentar reproduir mitjan CFD els resultats obtinguts per Gete i Evans.

El banc experimental consta de una plataforma rotatòria de dues dimensions i una placa plana dins de un túnel de vent. El mecanisme amb moviment incorpora set perfils NACA0024 (rotor), amb una longitud de corda de $C=50$ mm un angle de sortida de $57,7^\circ$ relatiu a la velocitat lliure del flux d'entrada de l'aire, acoblat a un sistema de transmissió per engranatges que genera alteracions periòdiques degudes als deixants dels rotors en l'aire lliure d'entrada. L'espai entre àleps es $s=0,1$ m i la distància entre la sortida dels àleps i l'entrada de la placa es aproximadament de 40 mm (Figura 4.1). La placa plana (estator) te una longitud $L= 0,9$ m, un espessor $e= 12$ mm i disposa de un generador de turbulència format per un cable de 0,8 mm col·locat sobre la placa a 20 mm de la seva entrada. En l'experiment de Gete i Evans, 2003, es van determinar les velocitats mitjanes i les fluctuacions de velocitat a la capa límit de la placa amb l'ajuda de un fil calent, a diferents posicions de la placa plana ($x=0,1, 0,3, 0,5$ i $0,7$ m).

A l'experiment en primer lloc es van determinar, en condicions estacionaries, les velocitats a la placa plana sense l'efecte de la cascada d'àleps. Posteriorment es va treballar, en condicions no estacionaries, fent circular la cascada d'àleps davant de la placa plana a diferents velocitats, determinant-se novament les velocitats sobre la placa plana. Amb aquest experiment el que es pretenia era determinar la influencia de l'efecte dels deixants sobre la capa límit de la placa, generat per el pas de la cascada d'àleps davant de la placa. L'experiment es va repetir per una mateixa velocitat de l'aire en el túnel $U_0=3$ m/s i a tres velocitats del rotor diferents. La relació entre la velocitat transversal del àleps del rotor i la separació entre els àleps, determina la freqüència de la pertorbació dels deixants passant en front de l'estator placa plana, $f= U_r/s$. Per les velocitats de rotor de $U_r=2, 3$ i 4 m/s, les corresponents freqüències de pas son $f=20, 30$ i 40 Hz, en el cas de flux estacionari $f=0$ Hz.

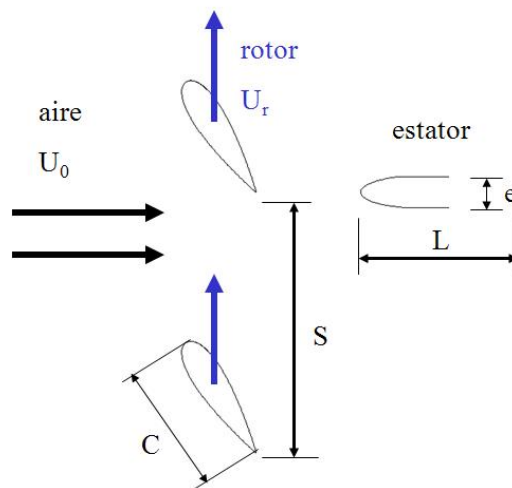


Figura 4.1. Característiques del sistema rotor-estator

4.2. MODEL GEOMÈTRIC I DISSENY DEL MALLAT

Pera procedir al modelat numèric del cas experimental de Gete i Evans, es planteja el domini de càlcul amb la seva geometria, que consisteix en dues parts: la cascada d'àleps amb moviment (rotor) i la placa estacionària (estator). S'han generat amb el programa Gambit dues malles no estructurades, una per el rotor i l'altre per l'estator, necessàries per la configuració no estacionària de lliscament de malla (*sliding mesh*), dins del programari Fluent. Les condicions de contorn utilitzades es mostren a la Figura 4.2. A l'entrada del domini s'ha determinat una velocitat de l'aire constant i al fluid del rotor una velocitat de desplaçament constant. La condició de no lliscament ha estat aplicada a la paret dels àleps, la placa plana i les parets del túnel de vent. Una condició de contorn periòdic ha estat aplicada al fluid del rotor i al fluid exterior al túnel de vent, i la condició de pressió estàtica a la sortida de la placa. També s'ha definit una interfície entre la malla del rotor i l'estator, per que la informació de les dades numèriques obtingudes en el fluid de una malla, puguin passar al fluid de l'altre malla.

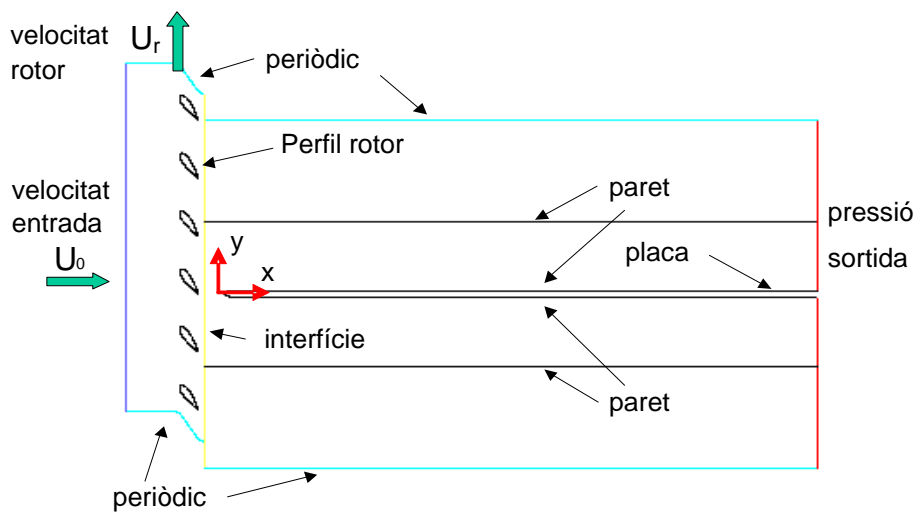


Figura 4.2. Esquema general i condicions de contorn del model numèric.

Per fer un estudi de sensibilitat de la malla s'han utilitzat tres malles 2D. A la capa límit dintre la subcapa viscosa el flux es laminar i els efectes viscosos son predominants. A la capa exterior (regió de llei logarítmica), els efectes de la turbulència son mes importants i entre la capa interior i exterior està la capa d'esmoreïment on els efectes viscosos i turbulents tenen la mateixa importància. Per aconseguir un enfocament adequat en el modelat de la capa límit es necessari estudiar el flux dins de la mateixa. Per aquest motiu la capa límit al voltant dels àleps del rotor i de la placa de l'estator ha esta modelada utilitzant el model de dues capes, TLM, amb un $y^+=1$ (Taula 4.1). La malla resultant ha estat utilitzada per la generació de la malla 3D (Figura 4.3).

Taula 4.1. Estudi de sensibilitat de malla

Malla	Estacionari		No estacionari	
	Numero de cel·les	y^+	Numero de cel·les	y^+
1-2D	9,0E+04	1	2,9E+05	1
2-2D	1,0E+05	1	3,2E+05	1
3-2D	1,3E+05	1	4,3E+05	1
3D	-	-	8,6E+06	1

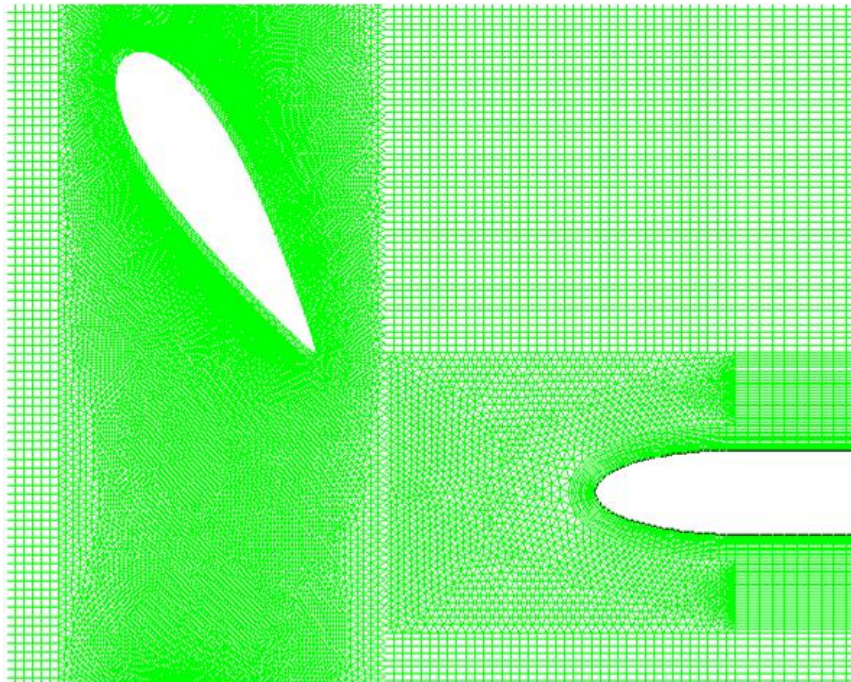


Figura 4.3. Detall de la malla adoptada

4.3. CONFIGURACIÓ DEL MODEL

A la condició de contorn de l'entrada s'ha aplicat una velocitat de $U_0=3$ m/s i la intensitat de turbulència experimental de 0,07%. La velocitat transversal de desplaçament del rotor ha estat de $U_r=2, 3$ i 4 m/s. La interfície entre el rotor i la placa estator ha estat feta mitjan una malla lliscant, en la qual, la posició relativa entre el rotor i l'estator es actualitzada cada salt de temps. El salt de temps utilitzat ha estat de $1/100$ el temps característic de l'escala gran de turbulència de Kolmogorov, $dt=0,01L/U_0=1 \cdot 10^{-4}$ s.

La formulació no estacionaria utilitzada ha estat una formulació de velocitat implícita de segon ordre i un solucionador basat en la pressió. S'ha utilitzat un algoritme SIMPLE per l'acoblament de la pressió i velocitat i un esquema de discretització de segon ordre. El màxim numero d'iteracions per cada salt de temps ha estat de 40, amb l'objectiu de poder aconseguir que els residus numèrics estiguin per sota de $1 \cdot 10^{-5}$. Degut a l'estat no estacionari del flux, es necessari que la totalitat del domini numèric estigui afectat per les fluctuacions no estacionaries. Per avaluar que les pertorbacions produïdes per el pas dels deixants arriben al final del domini computacional, s'ha realitzat un monitor de cabal a la sortida, i degut a la seva gran longitud el comportament del flux no ha estat pseudoestacionari, fins després de 40 cicles de pas de un àlep enfront de la placa en el cas de $f=20$ Hz i després de 80 cicles per $f=40$ Hz.

En les malles 2D s'ha utilitzat el model de turbulència SST $k-\omega$ per que presenta unes bones característiques per la determinació del flux a la capa límit i al deixant, amb un requeriment de recursos moderats, i per la configuració 3D el model DES que dona una informació mes detallada dels fenòmens de la turbulència en el flux, encara que amb un gran consum de recursos.

4.4. RESULTATS

4.4.1. INTENSITAT DE TURBULÈNCIA

Per tots els casos de flux no estacionari, s'ha realitzat un estudi numèric del comportament del flux al deixant, generat per el moviment dels àleps del rotor i la seva interacció amb la placa estator, mitjançant el modelat de la intensitat de turbulència al deixant. La Figura 4.4 mostra el patró de comportament del deixant, que es diferent per cada freqüència d'àleps del rotor analitzada. Es pot observar que la intensitat de turbulència esta relacionada amb la velocitat relativa a la sortida de l'àlep del rotor, presentant la freqüència $f=40$ Hz unes condicions de treball properes a les de disseny. Per les freqüències $f=20$ i 30 Hz, el patró d'intensitat de turbulència mostra clarament unes condicions de treball fora de disseny.

Per condicions de treball fora de disseny hi ha separació de la capa límit i el deixant presenta desprendiments de vòrtex amb grans remolins. Per condicions de disseny el deixant es prim i la longitud característica dels remolins es mes petita que fora de condicions de disseny.

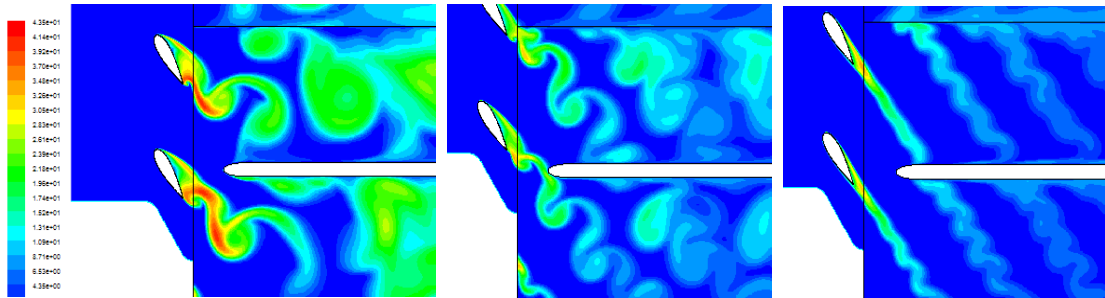


Figura 4.4. Intensitat de turbulència numèrica a diferents freqüències. SST. ($f=20, 30$ i 40 Hz)

Els valors calculats de la intensitat de turbulència amb els models SST $k-\omega$ i DES, a la secció transversal situada a $x=0,1$ m del inici de la placa, es mostren a la Taula 4.2. Es pot observar que per condicions fora de disseny, $f=20$ i 30 Hz, els valors obtinguts son mes grans que els obtinguts experimentalment, i per condicions de disseny, $f=40$ Hz, els valors numèrics son inferiors als experimentals. Això es degut a que quan no es poden resoldre els vòrtex de Von Kármán, el nivell de l'energia turbulenta es molt mes baix i el deixant obtingut està seriosament desvirtuat, Yao et al. 2002.

Taula 4.2. Intensitat de turbulència a $x=0,1$ m

f (Hz)	Intensitat de turbulència $I(\%)$ a $x= 0,1$ m		
	Experimental	SST	DES
0	0,7	1	-
20	4	10	6
30	6	8	-
40	8	4	4

Amb motiu de determinar la influència del deixant sobre el despreniments de vòrtex en el RSI, s'ha simulat la cascada d'àleps en moviment sense la placa de l'estator. La Figura 4.5 mostra els valors numèrics del despreniment de vòrtex fora de condicions de disseny ($f=20$ Hz) amb l'efecte potencial i sense considerar l'efecte potencial en el flux produït per la placa de l'estator.

En les condicions de funcionament esmentades, es pot observar per les dues situacions que la longitud característica del remolins son similars i aquest longitud es similar a la longitud característica del túnel de vent (igual a la distància entre la placa plana i la paret del túnel de vent). Sota aquestes condicions de treball el patró del flux està influenciat per les condicions de contorn del sistema, i els valors calculats de la intensitat de turbulència estan sobreestimats si es comparen amb els valors experimentals de Gete i Evans.

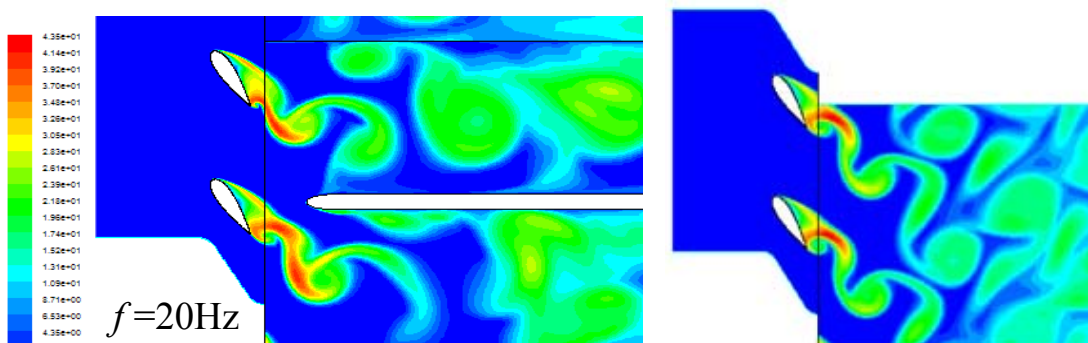


Figura 4.5. Intensitat de turbulència amb RSI i sense RSI. SST. ($f=20$ Hz)

Per condicions de treball similars a les de disseny ($f=40$ Hz), la Figura 4.6 compara els valors numèrics del despreniments de vòrtex amb i sense efecte potencial produït per el RSI de la placa. En aquesta situació es pot veure que en absència de la placa de l'estator, el deixant calculat no mostra fluctuacions. La interacció deguda a l'efecte potencial si que es visible quan la placa de l'estator està present en el model geomètric. El moviment dels àleps del rotor enfront de la placa de l'estator indueix l'aparició de despreniments de vòrtex. En aquesta freqüència, el model EVM utilitzat només es capaç de capturar l'efecte potencial de la interacció.

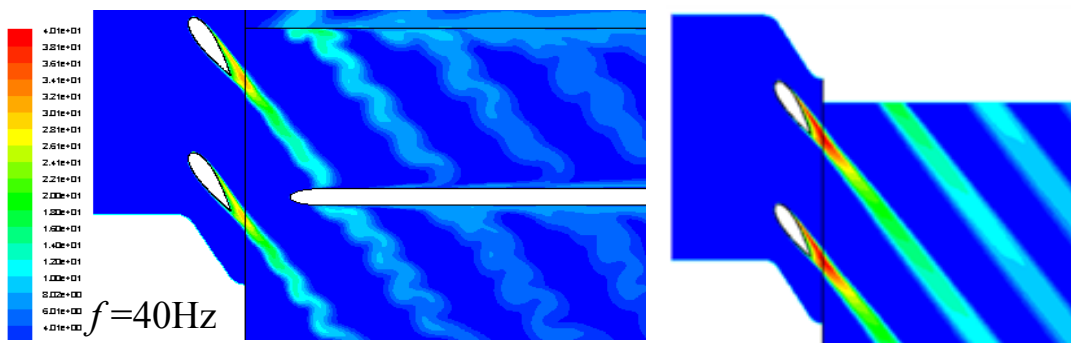


Figura 4.6. Intensitat de turbulència amb RSI i sense RSI. SST. ($f=40$ Hz)

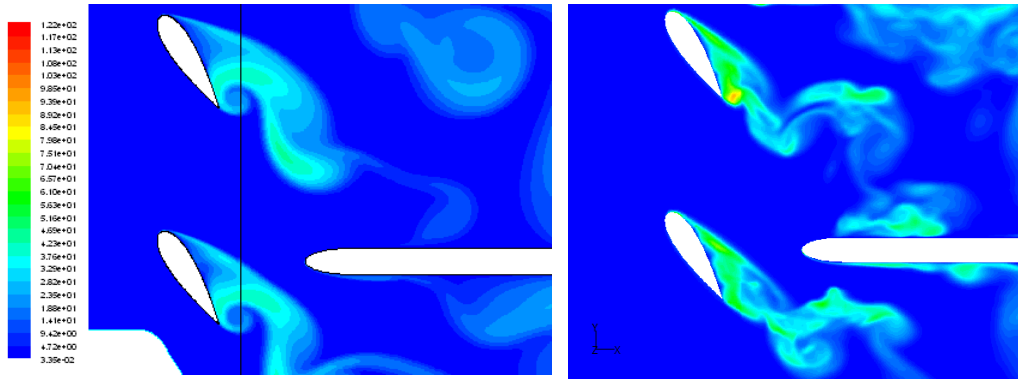


Figura 4.7. Intensitat de turbulència amb el model SST (esquerra) i DES (dreta). $f=20$ Hz.

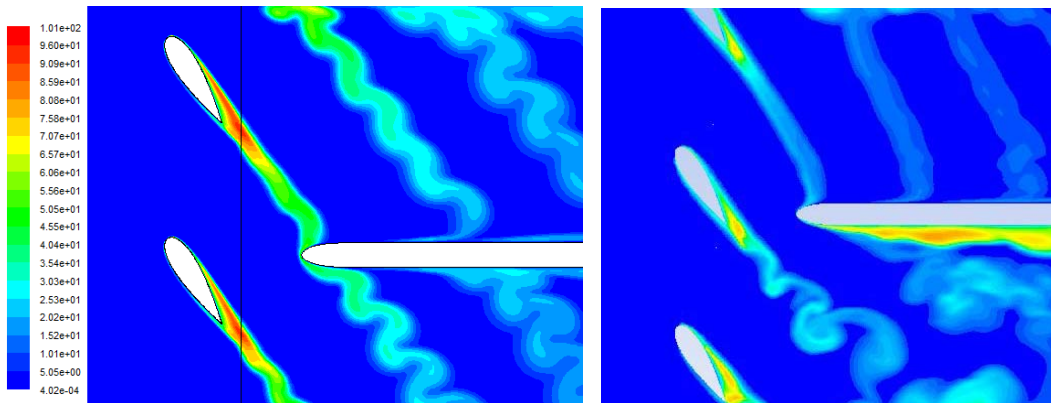


Figura 4.8. Intensitat de turbulència amb el model SST (esquerra) i DES (dreta). $f=40$ Hz.

La Figura 4.7 mostra els valors de la intensitat de turbulència obtingudes amb els models DES i SST per la freqüència de $f=20$ Hz i es pot apreciar l'estructura més ordenada del flux en el deixant obtinguda amb el model SST, i que es deguda a la hipòtesis de viscositat turbulenta isòtropa utilitzada en els models RANS, enfront dels resultats obtinguts amb DES on els grans remolins es resolen directament.

Tal com es va veure en el Capítol 3, els models EVM no son capaços de capturar les fluctuacions coherents en el coeficient de sustentació en perfils amb vora de sortida primes i petits angles d'atac. Degut a aquest comportament a les condicions de treball de disseny, $f=40$ Hz, el flux al voltant dels àleps no presenta gradient de pressió advers (Figura 4.8), de manera que les dimensions de longitud dels remolins del deixant son molt petites i que provoquen el filtratge dels models RANS en que es desvirtuen els remolins de petita longitud, i resultant valors de intensitat de turbulència inferiors als experimentals. En aquestes condicions el model DES també està afectat per l'estratègia RANS a les parets dels àleps, que afecten als remolins de escala petita, obtenint també valors subestimats de intensitat de turbulència.

En el seu treball Lardeau et alter, 2005, mostren que el desprendiment de vòrtex provocat per un cos causa una sèrie de dificultats associades amb l'escala petita de longitud del cos (relativa a l'escala del passatge dels àleps), amb l'escala petita de temps del procés de desprendiment i amb la tendència de l'estratègia

dels models RANS (almenys en l'aproximació estadística en 2D), en exagerar la coherència del moviment que sorgeix en el despreniment de vòrtex.

4.4.2. VELOCITATS

El moviment de la cascada davant de la placa provoca que la velocitat a la capa límit, presenti un comportament cíclic degut al pas del deixants. La velocitat instantània esta composta per la velocitat mitja en el temps, la component periòdica de fluctuació de velocitat deguda als efectes del pas dels deixants, i la component de velocitat de fluctuació aleatòria (Gete i Evans, 2003).

Velocitat instantània en un cicle (*instantaneous velocity*), u_{ij}

$$u_{ij} = \langle U \rangle + u' = \bar{U} + \tilde{u} + u' \quad (\text{Eq. 4.1})$$

Velocitat mitjana de conjunt (*ensemble-averaged velocity*), $\langle U \rangle$

$$\langle U \rangle_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_{ij} \quad (\text{Eq. 4.2})$$

Velocitat turbulenta de mitjana de conjunt (*ensemble-averaged turbulent velocity*), $\langle u'^2 \rangle$

$$\langle u'^2 \rangle_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (u_{ij} - \langle U \rangle_i)^2 \quad (\text{Eq. 4.3})$$

Velocitat mitja en el temps (*time-averaged mean velocity*), \bar{U}

$$\bar{U} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \langle U \rangle_i = \frac{1}{MN} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N u_{ij} \quad (\text{Eq. 4.4})$$

Velocitat periòdica de fluctuació (*periodic fluctuation velocity*), \tilde{u}

$$\tilde{u} = \langle U \rangle - \bar{U} \quad (\text{Eq. 4.5})$$

On N es el numero de cicles i M el numero de dades dins del cicle.

S'han determinat els valors numèrics de la velocitat mitjana a la capa límit de la placa i s'han comparat amb els valors experimentals obtinguts per Gete i Evans, 2003.

En primer lloc s'han obtingut els perfils de velocitats a la placa treballant a regim estacionari sense l'efecte RSI de la cascada ($f=0$ Hz). A la Figura 4.9 es mostren els perfils de velocitat a la capa límit de la placa amb diferents malles i per a diferents posicions al llarg de la placa, es pot apreciar que els resultats obtinguts son independents del tipus de malla utilitzada. Al primer punt de mesura, $x=0,1$ m des del inici de la placa, el Re_x a la capa límit correspon a un flux de transició (Taula 4.3), i els resultats obtinguts amb

el model de turbulència SST $k-\omega$, prediu un perfil de velocitats que correspon a un flux desenvolupat. Això es degut a que els models EVM no modelen adequadament el flux de transició. Aigües avall el flux està completament desenvolupat i els resultats tenen bona concordança amb els valors experimentals. Es pot observar que a la capa límit el 20% del seu espessor correspon a la zona viscosa interior i el 80% a la zona turbulenta exterior.

A continuació s'han estudiat els cassos amb l'efecte RSI produït per el pas dels àleps de la cascada davant de la placa plana. Degut a la naturalesa no estacionaria del flux s'han determinat els valors mitjos de la velocitat a la capa límit. Els valors experimentals de Gete i Evans mostren que la capa límit es sensible a la pertorbació exterior i que la regió exterior i interior de la capa límit turbulenta reaccionen diferent al llarg del cycle de pas del deixant. Els esforços tangencials disminueixen cap a la zona exterior del perfil i això fa disminuir la influencia de les forces viscoses a la zona exterior, fent-la mes reactiva als efectes de les pertorbacions exteriors. La pertorbació en el seu desplaçament provoca que el gradient de pressió reforci les forces d'inèrcia. Aquest fenomen provoca dificultats a la regió interior per que respongui ràpidament si es compara amb la zona exterior, Gete i Evans, 2003. Per un altre banda si es compara amb el perfil de velocitats estacionari, la velocitat a la zona interior de la capa límit es mes gran quan es produeixen les pertorbacions periòdiques.

Els resultats experimentals de Gete i Evans mostren que la resposta de la capa límit a les fluctuacions periòdiques externes no son instantànies al llarg del perfil. Segons la natura de la pertorbació exterior, la capa límit pot reaccionar ja sigui abans d'hora o mes tard en l'escala de temps relativa a la condició del flux exterior. Les fluctuacions de la velocitat disminueixen quan el flux circula aigües avall, on els deixants dissipen la seva energia convectant-se aigües avall, on es porta a terme mes mescla i interacció amb la capa límit.

Taula 4.3. Numero de Reynolds a la placa

x (m)	0,1	0,3	0,5	0,7
Re_x	2,054E+04	6,161E+04	1,027E+05	1,438E+05

En un flux estacionari el gradient de pressió mitja en la direcció normal a la placa pot considerar-se constant. En flux no estacionari el perfil de velocitats està sotmès a un gradient de pressió oscil·lant. La freqüència de la oscil·lació i la velocitat de convecció de les oscil·lacions exteriors son paràmetres importants que afecten el desenvolupament de la capa límit no estacionaria, Patel, 1977.

En les simulacions numèriques s'ha realitzat un estudi de sensibilitat de malla amb el model SST, obtenint-se que en els casos on es treballa fora de condicions de disseny ($f=20$ i 30 Hz), els perfils de velocitat mitja obtinguts a la capa límit no tenen un bon ajust amb els resultats experimentals (Figures 4.10 i 4.11) i es pot observar que els resultats son sensibles al tipus de malla utilitzada, mentre que per condicions de disseny ($f=40$ Hz), els resultats son millors i no hi ha dependència de la malla en els resultats (Figura 4.12).

De forma general fora de condicions de disseny els resultats obtinguts a la capa límit amb el model SST mostren que no hi ha una bona correlació amb els valors experimentals. Per $f=20$ Hz el model SST presenta a partir de la posició $x=0,3$ m un dèficit de velocitats a la capa logarítmica de la capa límit, enfront del model DES que si que ha obtingut una bona estimació de velocitats mitges al llarg de la placa (Figura 4.13). Sembla ser que en aquestes condicions el model SST dissipa mes energia que al utilitzar el model DES, encara que aquest utilitzi el mateix model SST per modelar la capa límit.

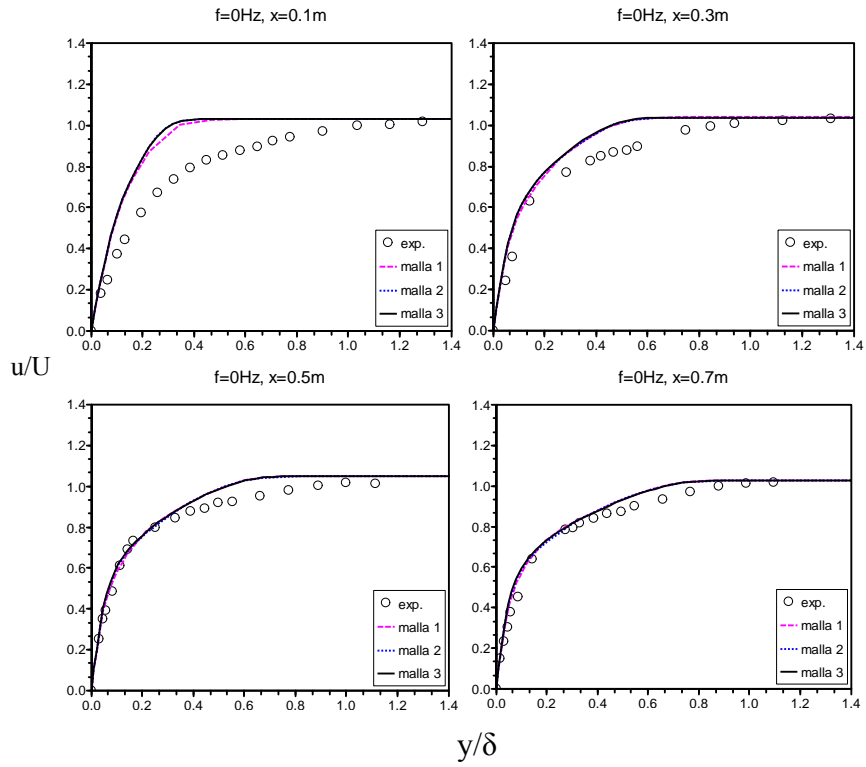


Figura 4.9. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5, \text{ i } 0,7 \text{ m. } (f=0\text{Hz})$

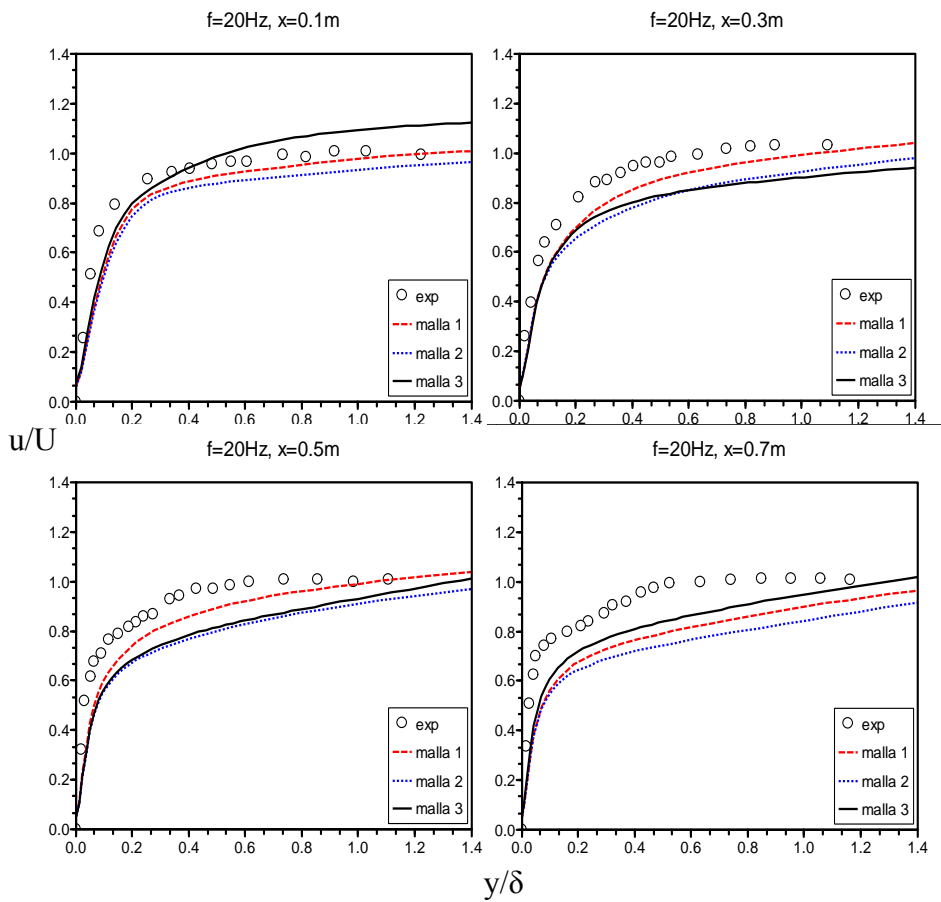


Figura 4.10. Velocitat a la capa límit a la placa. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5, \text{ i } 0,7 \text{ m. } (f=20\text{Hz})$

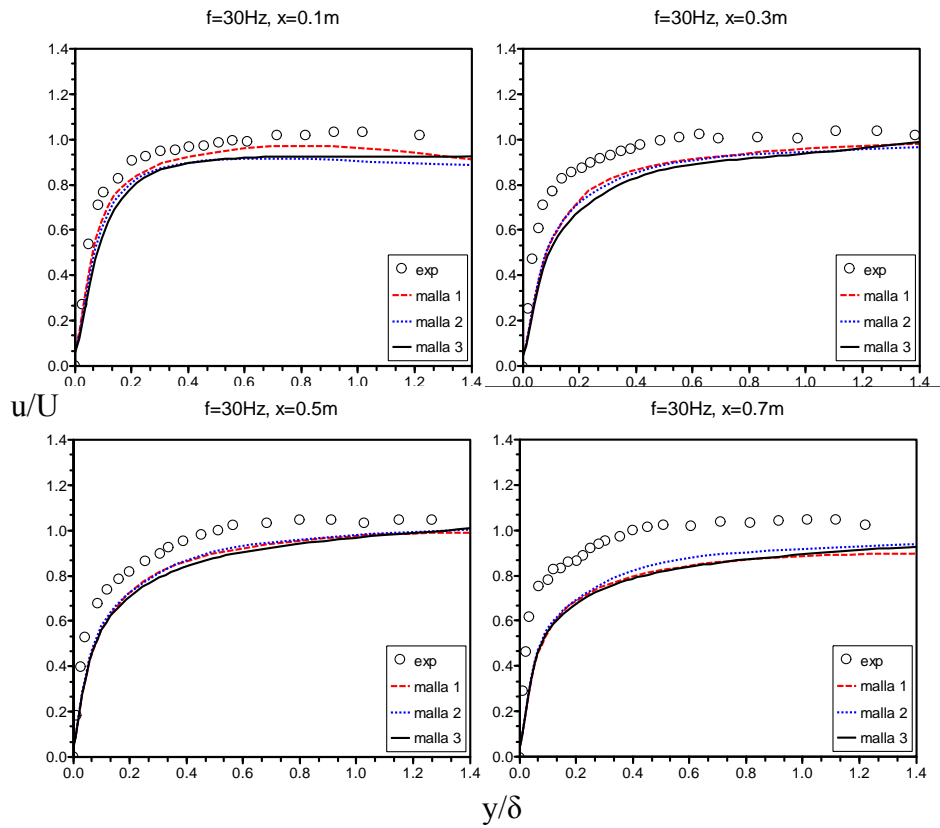


Figura 4.11. Velocitat a la capa limit a la placa. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5, \text{ i } 0,7 \text{ m. } (f=30\text{Hz})$

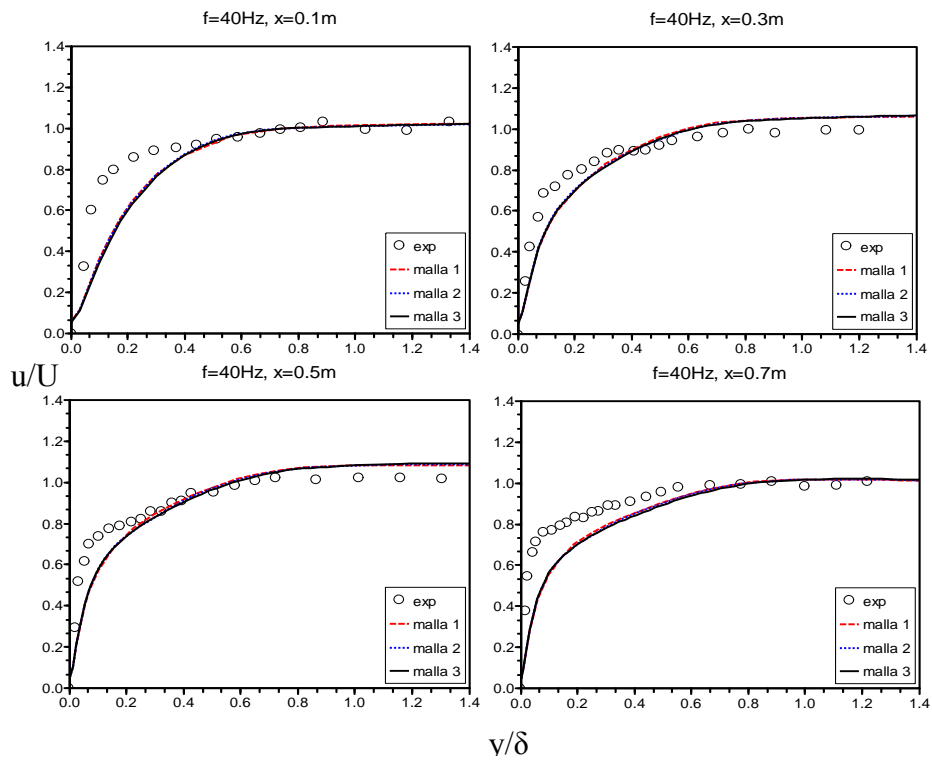


Figura 4.12. Velocitat a la capa limit a la placa. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5, \text{ i } 0,7 \text{ m. } (f=40\text{Hz})$

Per les condicions de $f=20\text{Hz}$, es produeix el desprendiment de la capa límit en els àleps del rotor i es reconegut per diferents autors (Catalano et al., 2003), que en aquestes condicions el model SST prediu un valor més alt del coeficient de sustentació, C_l . Aquesta sobre predicció es a causa del fet que els nivells de turbulència a la capa límit son massa grans, millorant així la transferència de moment en les regions properes a la paret i que ajuden a la capa límit a empenyar més fàcilment a través de la regió amb gradient advers de pressió que si es produís d'una altra manera. La demora en la separació resultant provoca la baixa pressió a la cara de succió que s'estén sobre una àrea major del normal, resultant un augment del C_l . Els nivells massa grans de turbulència estan causats per l'assumpció per part del model que el flux es completament turbulent. Aquest alt nivell de turbulència viatja aigües avall amb el deixant fins arribar a afectar a la capa límit de la placa.

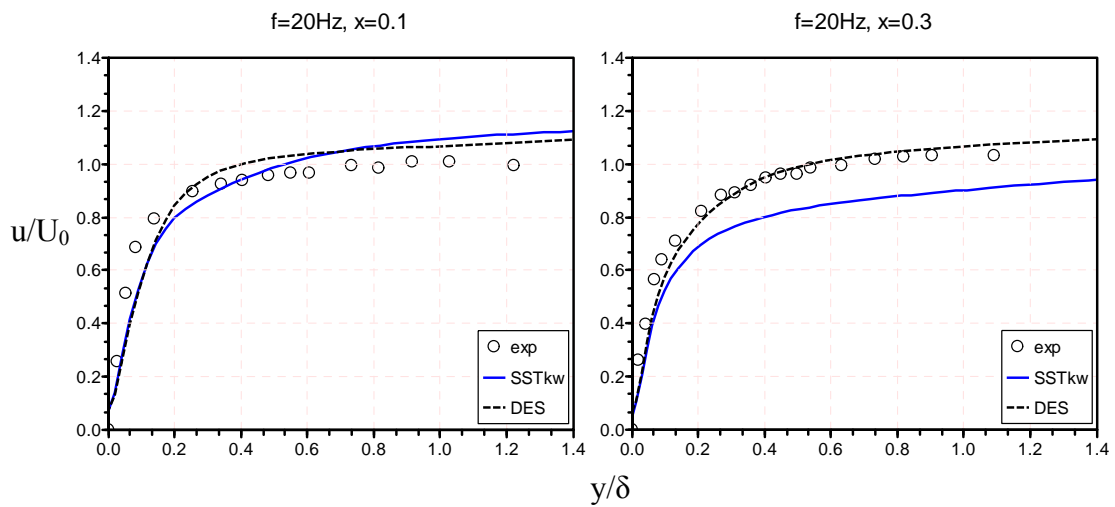


Figura 4.13. Velocitat a la capa límit a la placa. Models SST i DES. $x=0,1$ i $0,3$ m. ($f=20\text{Hz}$)

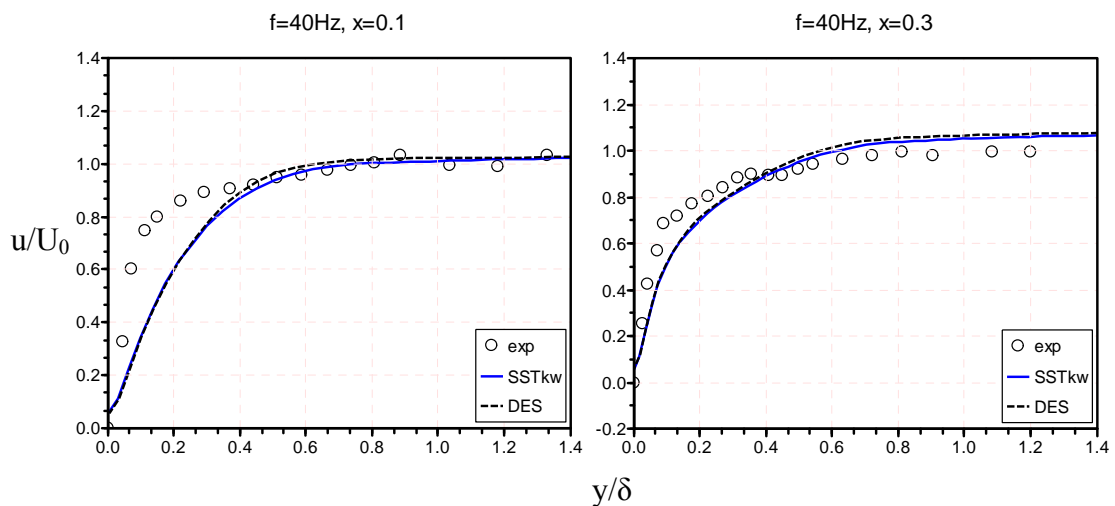


Figura 4.14. Velocitat a la capa límit a la placa. Models SST i DES. $x=0,1$ i $0,3$ m. ($f=40\text{Hz}$)

Amb aquesta finalitat es vol fer notar que la zona de transició (*buffer*), que fa de pont entre la subcapa laminar i la regió logarítmica de la capa límit, es molt important per la física de la turbulència a la capa límit. Aquesta zona es molt difícil de modelar numèricament i un petit error del model en aquesta zona relativament prima, pot produir un error global de grans dimensions, Chitsomboon, 2011.

Per $f=40$ Hz , els models SST i DES presenten resultats similars (Figura 4.14). Hi ha un bon ajust entre els valors experimentals i numèrics de velocitat a la zona logarítmica de la capa límit, mentre que a la subcapa de transició entre les capes logarítmica i viscosa, els valors de velocitat estan subestimats. Aquesta disminució de la velocitat pot justificar-se per la sub estimació de la intensitat de turbulència obtingudes per el model SST i també el model DES, mostrades a la Taula 4.2.

4.4.3. FLUCTUACIÓ DE VELOCITAT

Els resultats experimentals mostren que la tendència de la fluctuació de velocitat es que augmenta molt prop de la paret i disminueix a la zona exterior de la capa límit, tant en condicions estacionaries com no estacionaries. Però el nivell de les fluctuacions aleatòries estan fortament afectades per la freqüència, tendint a augmentar quan augmenta la freqüència, tan mateix aquesta variació es major a la zona exterior que a la zona interior de la capa límit.

L'efecte del pas dels deixants canvia la natura i magnitud de les fluctuacions de velocitat a la corrent lliure i també al llarg de la capa límit. Amb el pas dels àleps enfront la placa plana, els nivells de turbulència creixen a la regió interior i exterior de la capa límit. Els experiments de Gete i Evans mostren que les variacions de velocitat estan fortament afectades per la freqüència de pas dels deixants tendint a augmentar amb la freqüència i també que per una determinada freqüència, les variacions de velocitat son majors a la regió exterior que a la regió interior de la capa límit.

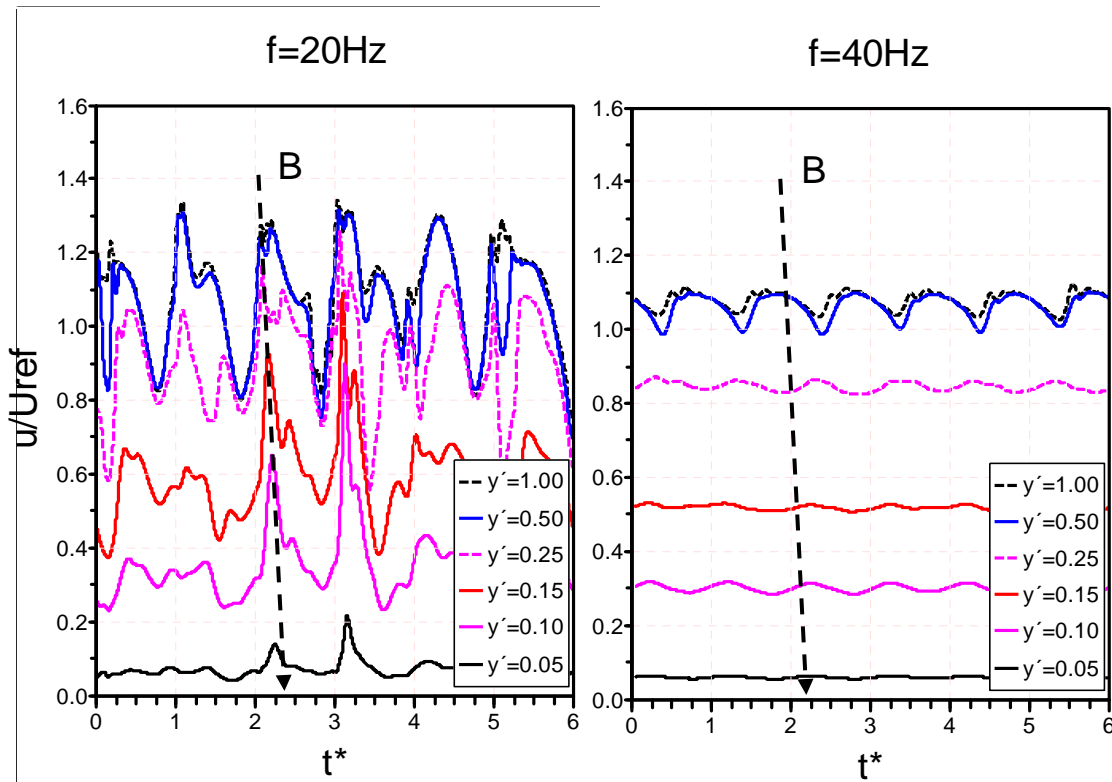


Figura 4.15. Variació de velocitat a la capa límit. DES. $x=0,1$ m

A la Figura 4.15 es mostra el comportament no estacionari de la velocitat a la capa límit obtingut amb el model DES. Es pot veure que els valors obtinguts de la velocitat varien amb la freqüència característica de pas dels àleps de la cascada, $t^* = t/t_{cicle}$, sent major la fluctuació quan ens allunyem de la paret, $y' = y/\delta$, al igual que en els experiments de Gete i Evans.

El moviment de les ones de fluctuació provocades per el deixant, disposen de una velocitat de desplaçament, Q , inferior a la velocitat aigües amunt del flux lliure, provocant-ne un retard de la velocitat a la capa límit respecte al flux lliure exterior, línia B, Figura 4.15. Els resultats mostren que el retard màxim es produeix a la paret de la placa plana i va disminuint des de la zona interior, fins la zona exterior de la capa límit.

A la Figura 4.16 es mostren els valors de la velocitat i de la fluctuació de velocitat en el punt 117 situat a la zona exterior de la capa límit per $f=20$ Hz i a la Figura 4.17 per $f=40$ Hz, es pot apreciar que les variacions estan determinades per la freqüència de pas dels deixants de la cascada. A la Figura 4.17 no es mostren els valor experimentals de fluctuació de velocitat ja que no estan disponibles. Per $f=40$ Hz les fluctuacions obtingudes han estat menors que per $f=20$ Hz, contràriament al que diuen Gete i Evans en el seu treball experimental. Els resultats obtinguts de la fluctuació de turbulència, son coherents amb els valors de intensitat de turbulència mostrats a la Taula 4.2.

Un dels aspectes interessants de la interacció del deixant amb la capa límit de la placa, es poder determinar quins efectes produeix en l'estructura de la capa límit els pas no estacionari dels deixants, per això s'han determinat juntament amb la variació de la velocitat, els valors de la variació de pressió. A la Figura 4.18 es mostren els valors no estacionaris de la velocitat, la fluctuació de velocitat i la pressió estàtica en el punt 120 situat a la zona exterior de la capa límit. Per a les dues freqüències de treball es pot apreciar un augment de la velocitat i de la fluctuació de velocitat, així com de la pressió estàtica, coincidint amb el pas dels deixants sobre la placa plana. Aquesta interacció del deixant amb la placa provoca una variació del gradient de pressió a la capa límit, que genera cíclicament una variació local de les dimensions de la capa límit, que es va desplaçant aigües avall amb el flux.

Per avaluar les fluctuacions de velocitat en el cas estacionari ($f=0$ Hz), s'ha utilitzat la hipòtesis de Boussinesq per determinar els estrès de Reynolds de la velocitat mitja, assumint que la viscositat turbulenta es una quantitat escalar isotròpica. La Figura 4.19 mostra els valors obtinguts de u'/U_{ref} amb el model SST a diferents posicions a la placa, en els que es pot veure que els valors obtinguts son inferiors als experimentals, tal com ja s'ha vist al Capítol 3 en àleps aïllats.

Per els casos no estacionaris els resultats obtinguts amb els models SST i DES, es mostren a les Figures 4.20 i 4.21. Es pot observar que per $f=20$ Hz els valors obtinguts de la fluctuació de velocitat a la zona interior de la capa límit son mes petits que els experimentals, mentre que a la zona exterior de la capa límit s'han obtingut valors superiors als experimentals. Per $f=40$ Hz els valors obtinguts han estat molt inferiors als experimentals a la totalitat de la capa límit, tot indicant petits valors de intensitat de turbulència, Taula 4.2.

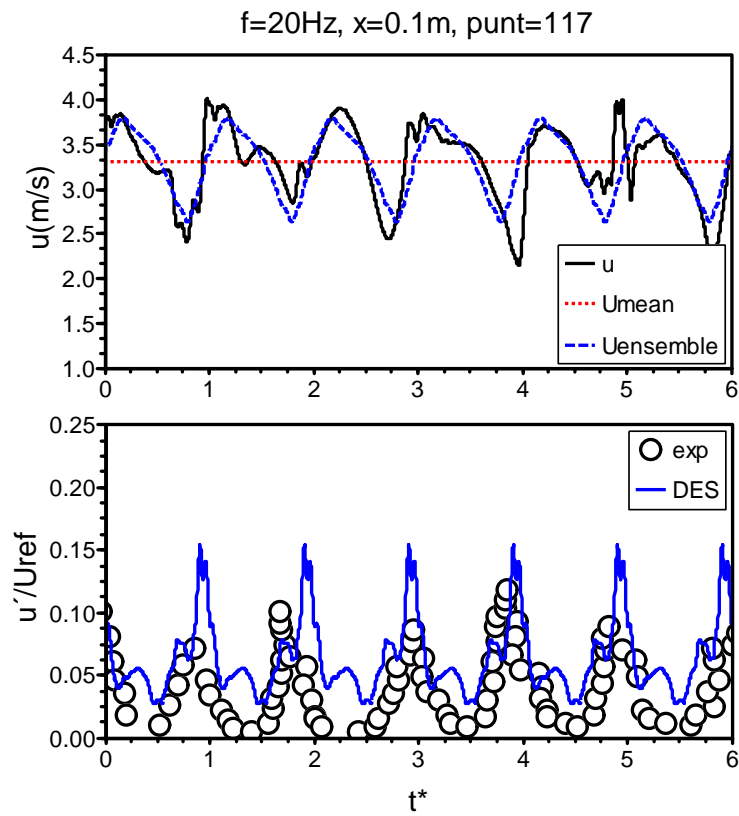


Figura 4.16. Velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit en el punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm). DES. $f=20$ Hz.

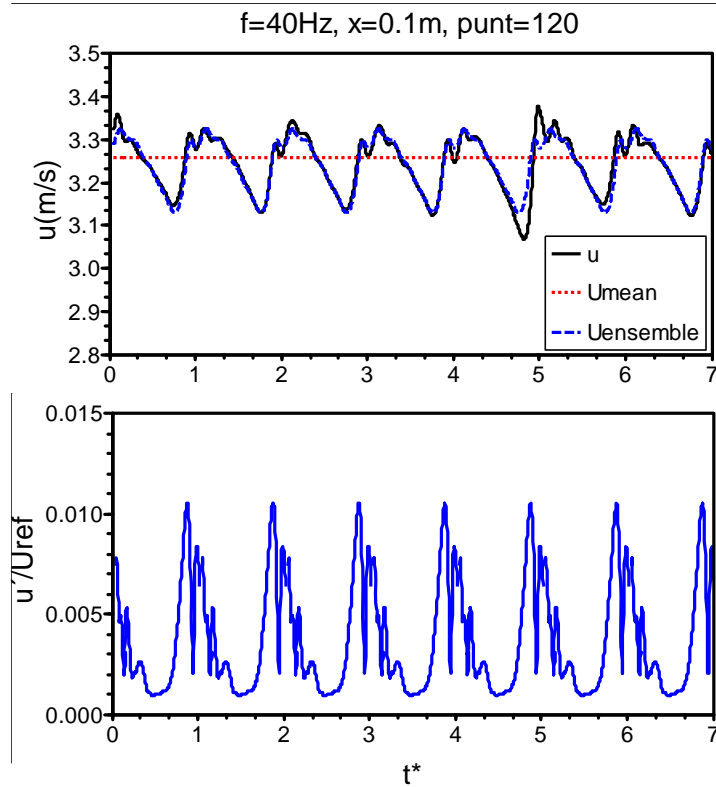


Figura 4.17. Velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit en el punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm). DES. $f=40$ Hz (valors experimentals no disponibles).

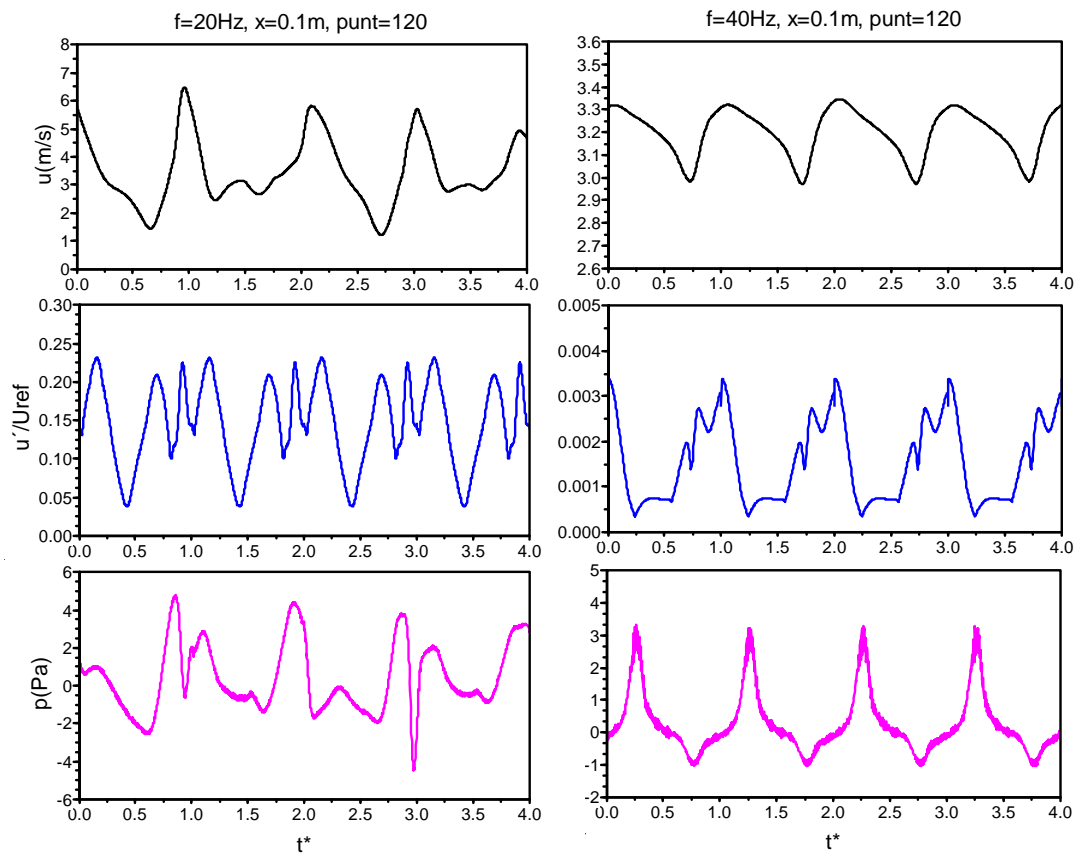


Figura 4.18. Variació de velocitat, fluctuació de velocitat i pressió al punt 120 de la capa límit. SST. Esquerra: $f=20\text{ Hz}$; dreta: $f=40\text{ Hz}$

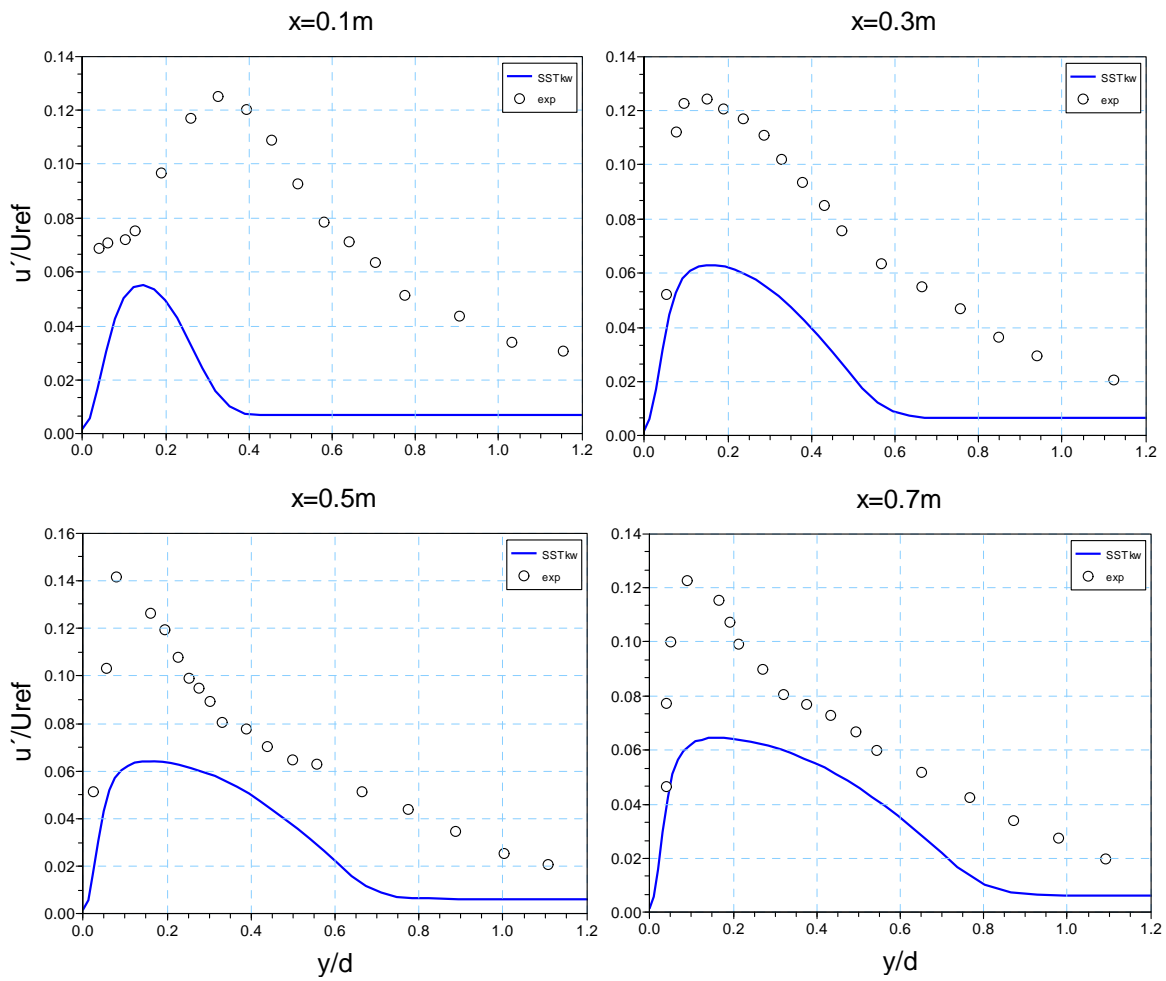


Figura 4.19. Fluctuació de velocitat per $f=0$ Hz. SST. $x=0,1, 0,3, 0,5$ i $0,7$ m

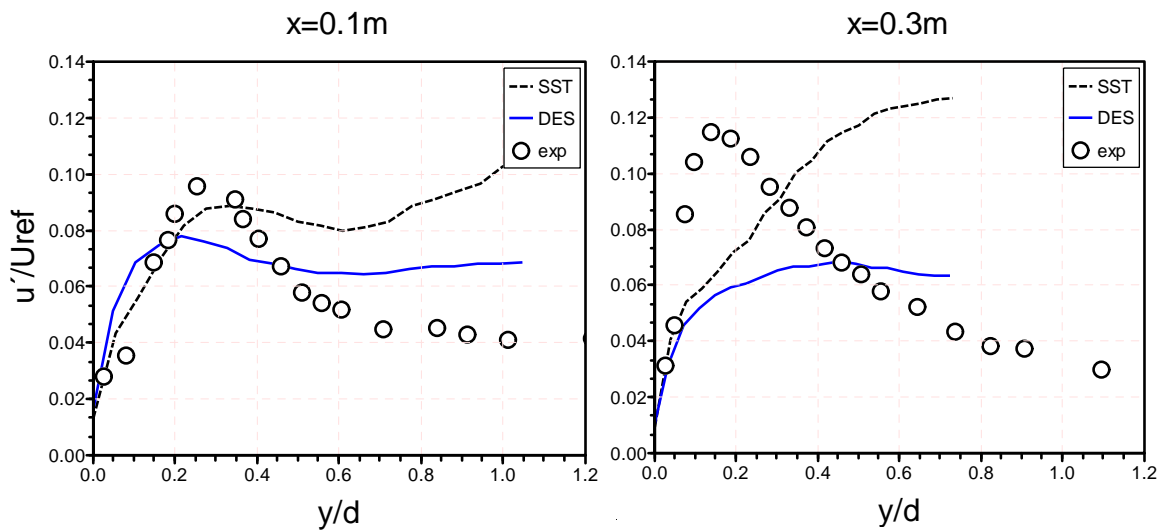


Figura 4.20. Fluctuació de velocitat per $f=20$ Hz. $x=0,1$ i $0,3$ m

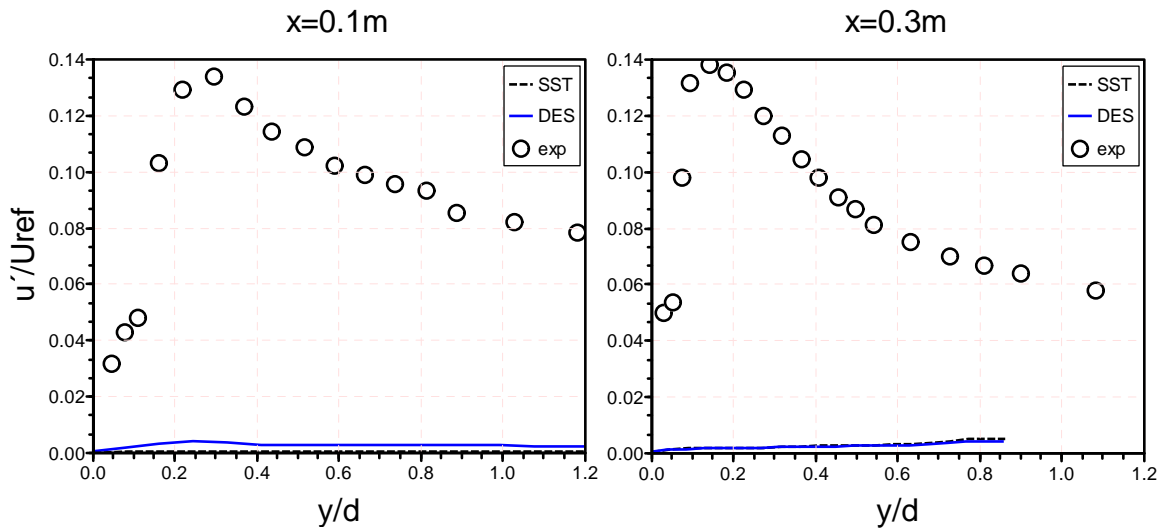


Figura 4.21. Fluctuació de velocitat per $f=40$ Hz. $x=0,1$ i $0,3$ m

4.4.4. FREQUÈNCIES

Per determinar les freqüències característiques de la interacció rotor-estator produïda per el pas dels àleps del rotor davant de la placa estator, s'ha realitzat la transformada de Fourier a les dades obtingudes numèricament del coeficient de sustentació sobre la placa.

Per el cas de la freqüència de pas dels àleps del rotor de $f=20$ Hz, els valors del coeficient de sustentació i les freqüències característiques obtingudes a la placa es mostren a la Figura 4.22, els resultats presenten dos valors predominants, el primer $f=20$ Hz, correspon al valor de la freqüència de pas del àlep i productor de l'efecte potencial a la placa i el segon $f=40$ Hz, potser degut a l'efecte del flux en el deixant a la sortida dels àleps del rotor. Per verificar que aquesta freqüència es deguda a l'efecte del deixant, s'ha simulat el comportament del sistema del rotor bellugant-se a la mateixa velocitat però sense l'efecte potencial de la placa i les parets del túnel de vent, de manera que només estigui present l'efecte del flux al deixant. A la Figura 4.28 es mostren els valors obtinguts del coeficient de sustentació sobre els àleps i la única freqüència present. Es pot veure que el valor obtingut de $f=48$ Hz, correspon a la freqüència del desprendiment de vòrtex en els àleps del rotor i productor de l'efecte del deixant sobre la placa de l'estator.

La visualització del desprendiment de vòrtex en els dos casos mostren que en el cas RSI, el desprendiment de vòrtex es retarda degut a l'efecte potencial de la placa i les parets del túnel sobre la producció de vòrtex en el deixant, resultant una freqüència menor al cas sense efecte RSI. En el cas RSI si es realitza un estudi detallat de la variació del coeficient de sustentació en els àleps (Figura 4.25) i en la placa (Figura 4.22), es pot observar que en els àleps la freqüència predominant es de 40 Hz (efecte del deixant) i la secundària de 20 Hz (efecte potencial) igual que els valors obtinguts a la placa. Per tant, en aquest cas els efectes del desprendiment de vòrtex en el deixant són més importants que l'efecte potencial sobre la placa.

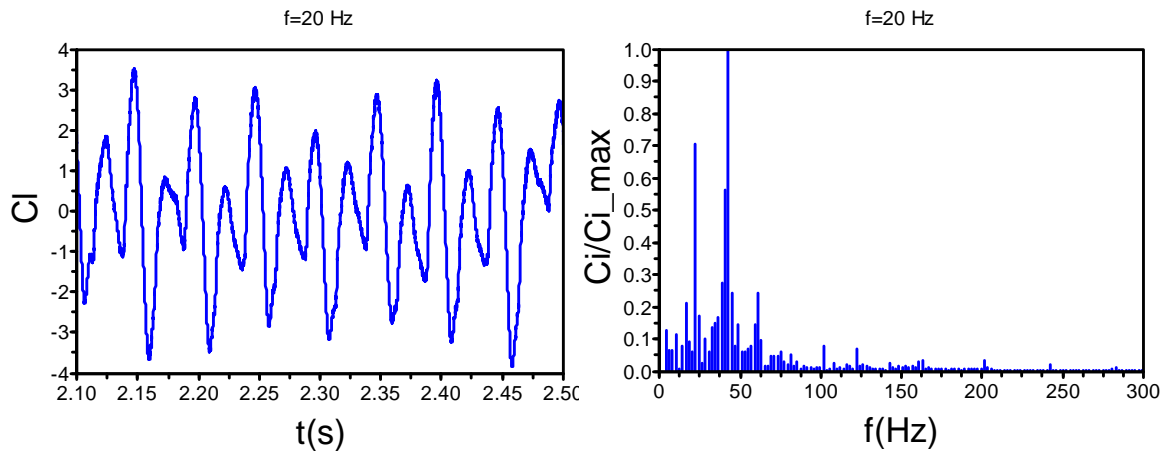


Figura 4.22. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=20$ Hz. SST

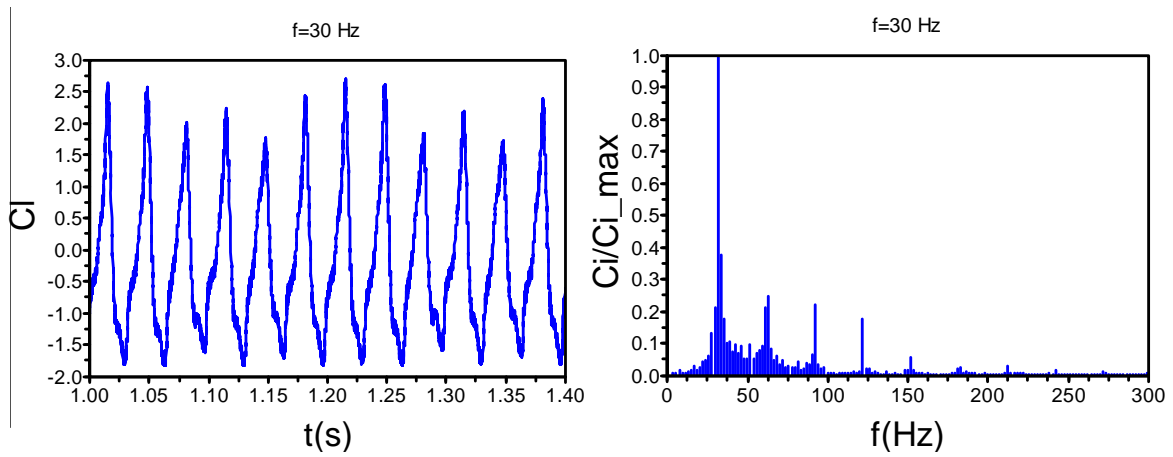


Figura 4.23. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=30$ Hz. SST

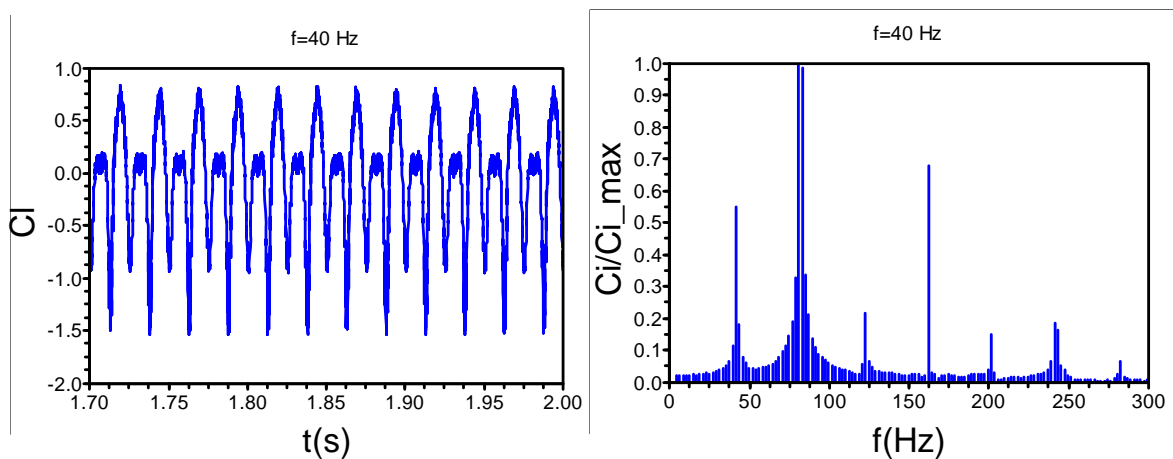


Figura 4.24. Coeficient de sustentació a la placa i freqüències. $f=40$ Hz. SST

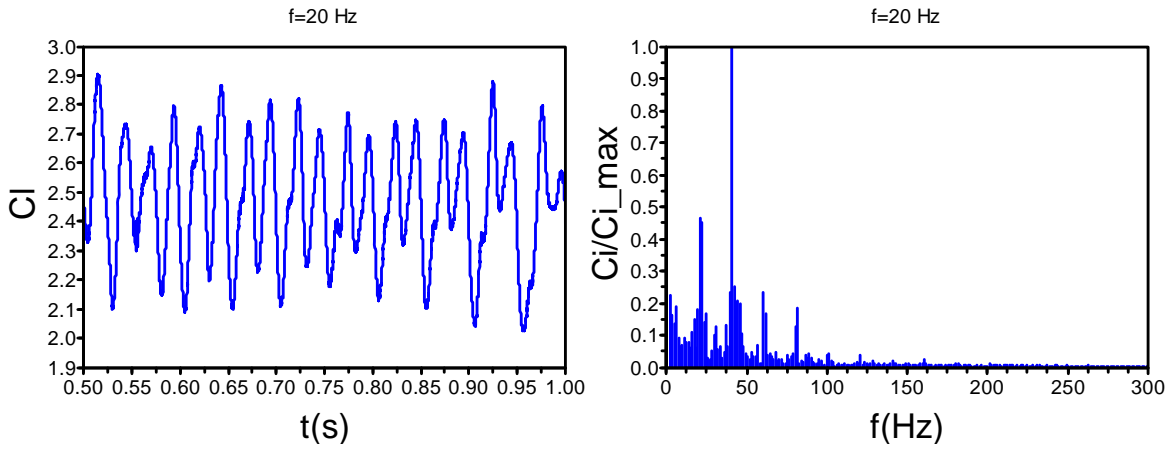


Figura 4.25. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=20$ Hz. SST

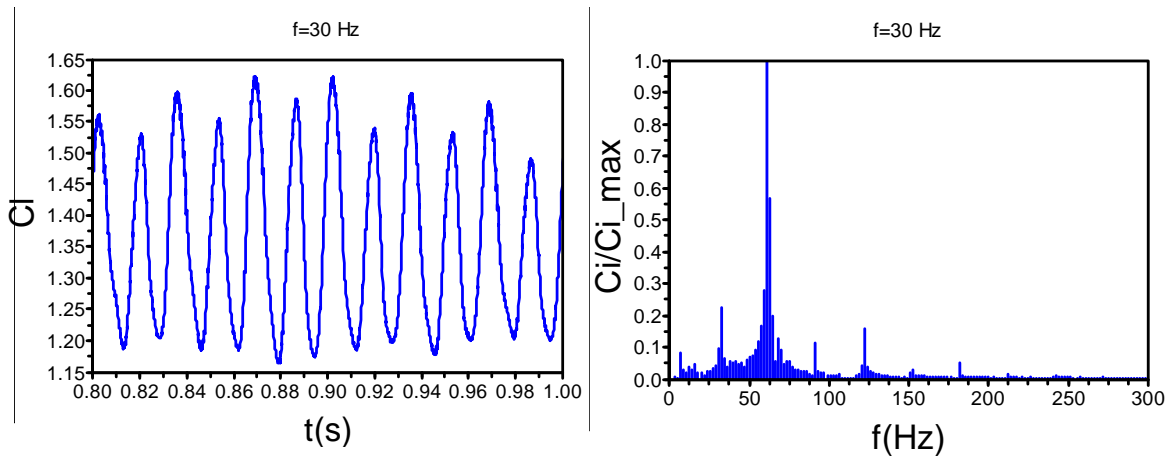


Figura 4.26. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=30$ Hz. SST

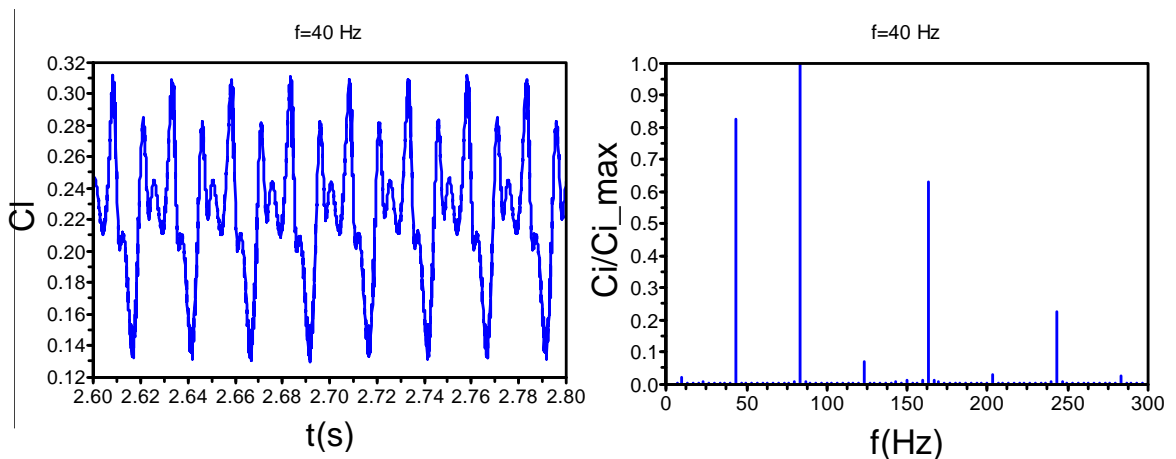


Figura 4.27. Coeficient de sustentació als àleps i freqüències. $f=40$ Hz. SST

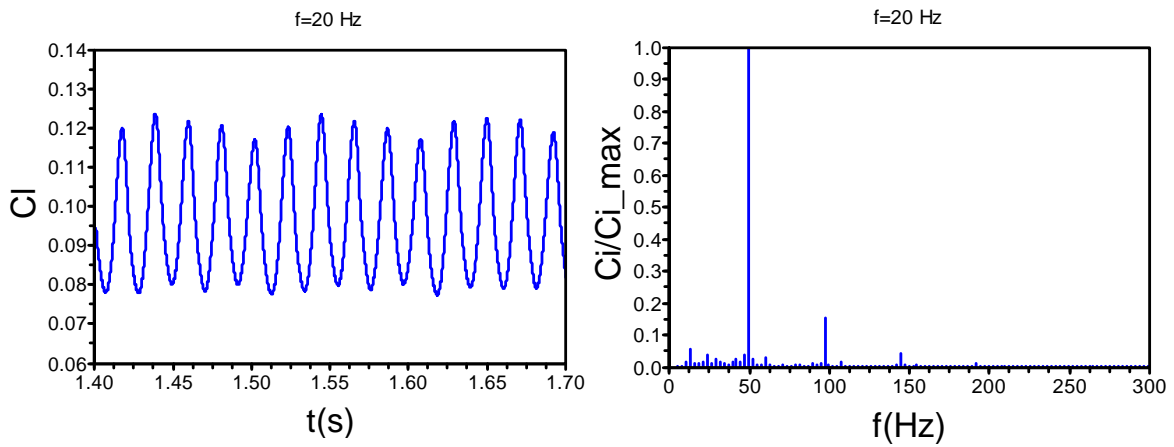


Figura 4.28. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=20$ Hz. SST

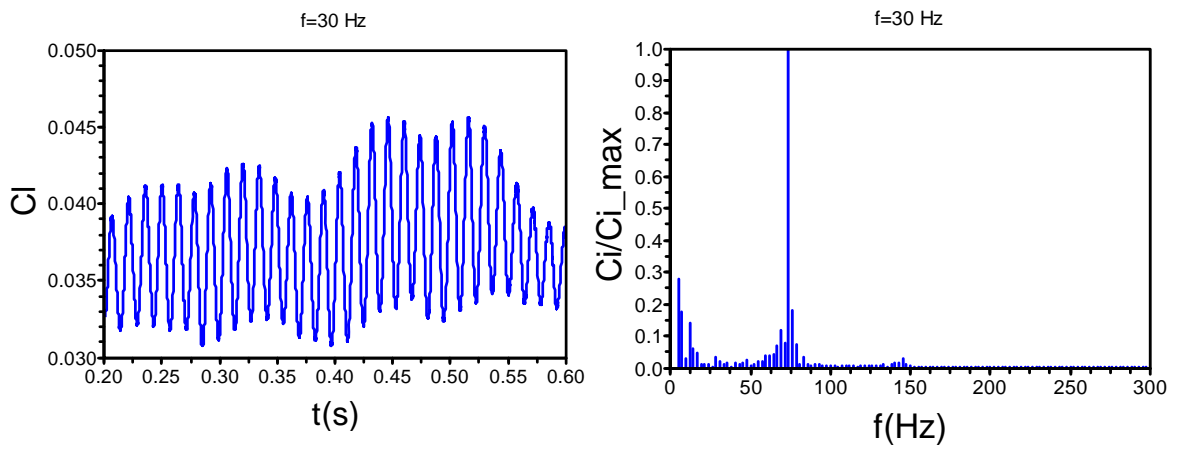


Figura 4.29. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=30$ Hz. SST

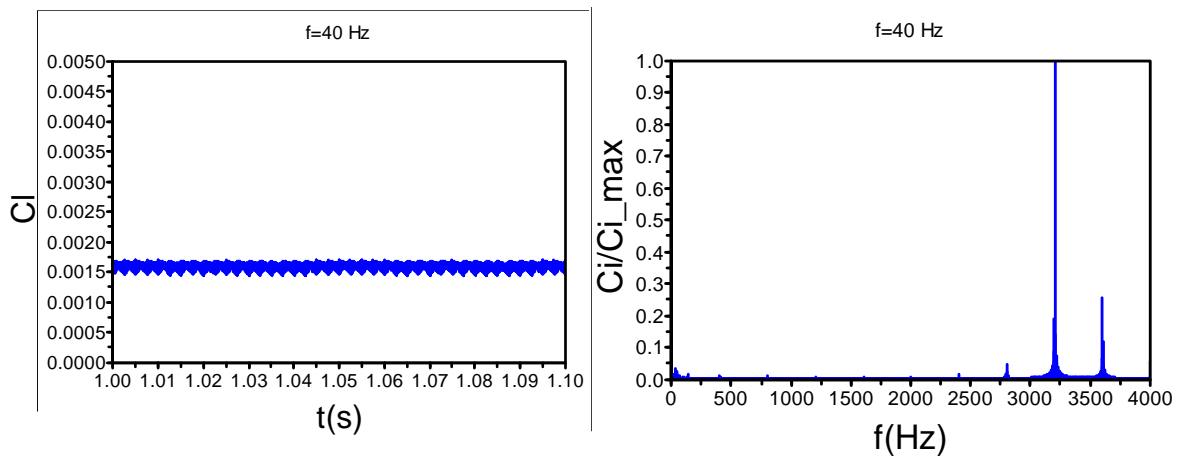


Figura 4.30. Coeficient sustentació als àleps sense efecte potencial i freqüències. $f=40$ Hz. SST

En el cas $f=30$ Hz, veure Figura 4.23, es presenta una freqüència característica predominant deguda a l'efecte potencial de 30 Hz, al mateix temps que una altre de 60 Hz. Un cop realitzat un estudi dels àleps sense l'efecte potencial (Figura 4.29), s'observa que la freqüència de desprendiments de vòrtex es de 72 Hz. En el cas del coeficient de sustentació en els àleps (Figura 4.26), la freqüència característica predominant es de 60 Hz (deixant) i la freqüència característica secundaria de 30 Hz (potencial), es pot veure que en aquest cas els àleps estan mes afectats per l'efecte del desprendiment de vòrtex en el deixant i la placa per l'efecte potencial.

Per el cas de $f=40$ Hz, veure Figura 4.24, les freqüències predominants a la placa han estat $f=40$ Hz, corresponent a l'efecte potencial del pas del rotor davant la placa i $f=80$ Hz, deguda a l'efecte del flux del deixant. En aquest cas la simulació sense l'efecte RSI, Figura 4.30, presenta que no hi ha fluctuació en el valor del coeficient de sustentació degut al desprendiment de vòrtex, tal com ja es va poder mostrar en el Capítol 3, en el cas d'utilitzar EVM en àleps afilats amb petit angle d'atac. En el cas RSI les freqüències característiques en els àleps (Figura 4.27), també mostren el mateix comportament present a la placa. En aquest cas no es poden relacionar els resultats obtinguts de freqüència en el deixant amb i sense efecte RSI, ja que el model turbulent no ha estat capaç d'obtenir la freqüència característica de desprendiment de vòrtex, però seguint el resultats mostrats per les freqüències de 20 i 30 Hz, es d'esperar que la freqüència de 80 Hz, correspongui al desprendiment de vòrtex induït per l'efecte potencial.

La determinació de les freqüències representatives de la variació de la velocitat, corresponents als punts situats dins la capa límit, han aportat que representen les mateixes freqüències obtingudes amb el coeficient de sustentació de la placa, Figures 4.31 i 4.32.

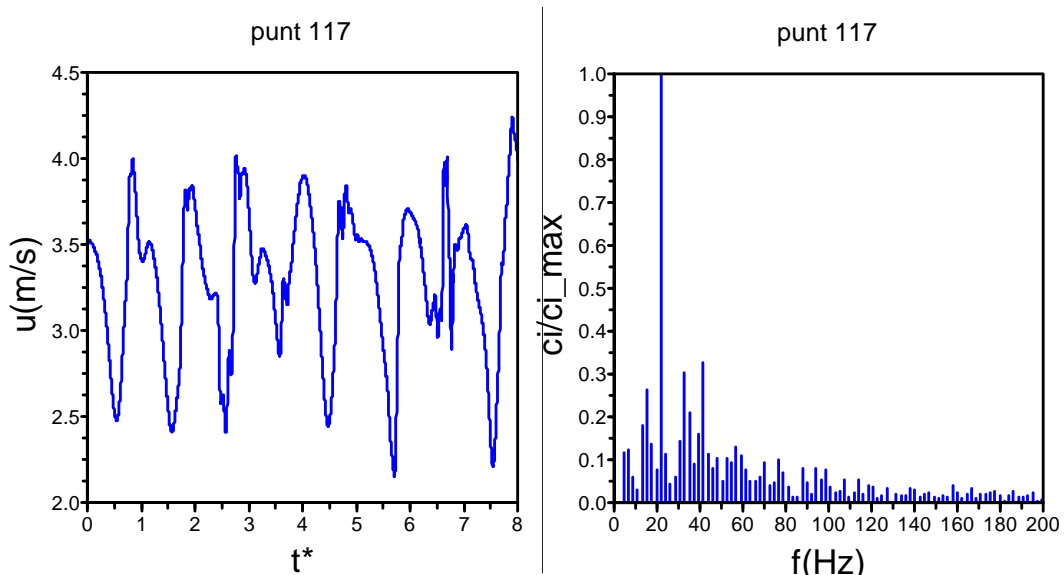


Figura 4.31. Velocitat i freqüències al punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm) de la capa límit. $f=20$ Hz. DES

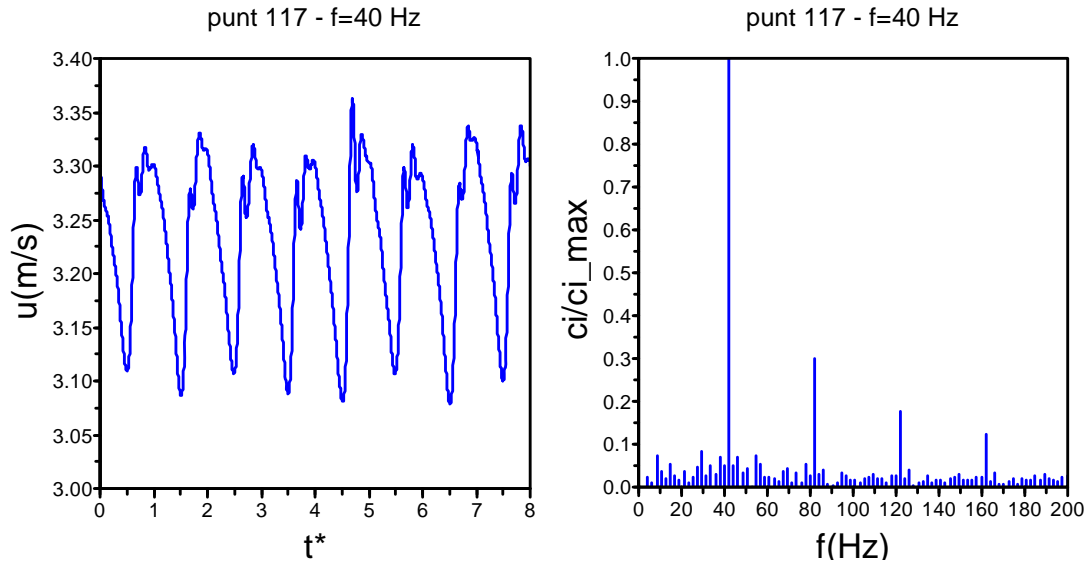


Figura 4.32. Velocitat i freqüències al punt 117 ($x=0,1$ m, $y=8$ mm) de la capa límit. $f=40$ Hz. DES

4.5. CONCLUSIONS

El pas no estacionari dels deixants dels àleps de la cascada sobre la placa plana provoquen modificacions importants en l'estructura de la capa límit de la placa plana. L'elevada energia turbulenta de que disposen els deixants provoquen un augment de la velocitat, de la fluctuació de la velocitat i de la pressió estàtica a la capa límit de la placa plana tot coincidint amb el pas dels deixants.

Els resultats mostren que la intensitat de turbulència en els deixants es funció de la velocitat relativa a la sortida dels àleps de la cascada, per tant presenta diferents patrons de comportament per a cada condició de treball. Treballant fora de condicions de disseny ($f=20$ i 30 Hz), el gradient de pressions advers que presenta el flux a la cara de succió dels àleps, fa que es produeixi un despreniment de la capa límit que genera la creació de vòrtex que viatjaran aigües avall amb el deixant, en aquest cas el model RANS ha estat capaç de determinar la creació dels vòrtex i els nivells d'energia turbulenta que acaben afectant la capa límit. En aquestes condicions els millors resultats de la velocitat i la fluctuació de velocitat a la capa límit s'han obtingut amb el model DES.

Quan es treballa en condicions properes a les de disseny ($f=40$ Hz) el model RANS no ha pogut resoldre la creació de vòrtex a la sortida de l'àlep i el deixant obtingut presenta un comportament estacionari amb valors de intensitat de turbulència inferiors als experimentals, aquest comportament ja es va poder visualitzar en el Capítol 3, quan es treballava en perfils amb vora de sortida afilada i amb petits angles d'atac, només la interacció potencial dels àleps amb la cascada generen fluctuacions en el deixant. En aquestes condicions el model SST ha presentat resultats similars de velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit de la placa als obtinguts amb DES.

El despreniment de vòrtex provocat per un cos causa una sèrie de dificultats associades amb l'escala petita (de longitud) del cos, relativa a l'escala del passatge dels àleps, l'escala petita de temps del procés de despreniment, i la tendència dels models RANS (almenys en l'aproximació estadística en 2D) per exagerar la coherència del moviment que sorgeix del despreniment. Per aquest motiu es necessària una

resolució numèrica molt alta, tant en l'espai com en el temps, per capturar de manera creïble l'estructura turbulenta dels deixants a mesura que evolucionen degut al pas dels àleps.

La velocitat a la capa límit mostra un comportament no estacionari que fluctua amb la freqüència característica de pas dels àleps de la cascada, $t^* = t/t_{cicle}$, sent major la fluctuació quan ens allunyem de la paret, $y' = y/\delta$, al igual que en els experiments de Gete i Evans. Es produeix un retard de la velocitat a la capa límit respecte al flux lliure exterior, línia B, Figura 4.10, degut a que les ones de fluctuació provocades per el deixant, disposen de una velocitat de desplaçament, Q , inferior a la velocitat del flux lliure. El màxim retard de la fluctuació es produeix a la paret de la placa plana i va disminuint des de la zona interior, fins la zona exterior de la capa límit.

Per a les freqüències de 20 i 40 Hz, quan es produeix el pas del deixant sobre la placa plana es genera un augment de la velocitat, de la fluctuació de velocitat i de la pressió estàtica a la capa límit. Aquesta interacció del deixant amb la placa provoca una variació del gradient de pressió a la capa límit, que genera cíclicament una variació local de les dimensions de la capa límit, que es va desplaçant aigües avall amb el flux.

Els resultats obtinguts indiquen que utilitzar un flux estacionari per representar el comportament periòdic no estacionari de la capa límit no pot justificar-se fàcilment, degut a les importants variacions en el comportament del flux produït per el pas cíclic dels deixants.

S'han determinat els valors de la velocitat mitjana a la placa per ha diferents freqüències. Els resultats mostren que treballant en condicions estacionaries sense la cascada d'àleps ($f=0$ Hz), els models RANS reproduïxen correctament el perfil de velocitats a la capa límit de la placa plana quan el flux està desenvolupat, de la mateixa manera que en els resultats obtinguts en el Capítol 3, quan es treballava en àleps aïllats. Treballant en condicions no estacionaries amb la cascada d'àleps en moviment, s'ha obtingut que quan es treballa en condicions pròximes a les de disseny ($f=40$ Hz) els models turbulents SST i DES presenten un dèficit de velocitat a la zona de transició de la capa límit, però representen de forma adequada la velocitat a la zona exterior de la capa límit. Quan les condicions de treball son fora de disseny ($f=20$ Hz), la velocitat a la zona interior de la capa límit presenta un bon ajust dels models SST i DES amb els resultats experimentals, quan el flux circula aigües avall sobre la placa el model SST presenta una important disminució de la velocitat a la zona exterior turbulenta de la capa límit, mentre que el model DES presenta bona correlació amb els resultats experimentals.

Els valors mitjans de la fluctuació de velocitat a la capa límit mostren que en condicions de treball estacionaries els valors numèrics obtinguts son inferiors al valors experimentals de la mateixa manera que en els resultats obtinguts en el Capítol 3, quan es treballava en àleps aïllats.

Treballant en condicions no estacionaries fora de condicions de disseny els valors de la fluctuació de velocitat presenten valors inferiors als experimentals a la zona de transició, mentre que a la zona exterior de la capa límit valors mes grans als experimentals. El model DES es el que ha obtingut millors resultats de fluctuació de velocitat. Per condicions de disseny els valors de la fluctuació de velocitat obtinguts han estat molt inferiors a la totalitat de la capa límit, de la mateix manera que en els valors obtinguts de la intensitat de turbulència.

Degut a que el model DES sigui un mètode híbrid que utilitza les tècniques RANS per solucionar el flux prop de la paret i la metodologia LES per la resta del flux, fa que els resultats obtinguts estiguin fortament lligats a les habilitats que tenen els model RANS en recollir la generació dels vòrtex de von Kármán a la

sortida del àleps, que provocaran l'aparició dels deixants i que finalment afectaran el flux dins i fora de la capa límit.

S'ha pogut determinar al aplicar la transformada de Fourier als valors del coeficient de sustentació a la placa i als àleps de la cascada, que les freqüències característiques obtingudes recullen l'efecte potencial degut al pas dels àleps i del flux del deixant. De la mateixa manera quan s'ha fet l'estudi de les freqüències característiques de la variació de la velocitat a la capa límit, també es mostren les mateixes freqüències característiques obtingudes amb el coeficient de sustentació.

Capítol 5

CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR-ESTÀTOR EN UNA BOMBA

Hi ha diversos paràmetres que afecten les pulsacions de pressió generades per el RSI en turbomàquines hidràuliques, Egusquiza, 2003 i que es poden agrupar de la següent manera:

- Paràmetres que afecten el deixant com el gruix dels àleps o directrius. El gruix dels àleps depèn bàsicament del salt de la màquina perquè a mesura que aquest creix el gruix també creix, ja que l'àlep ha de suportar forces mes elevades.
- Càrrega d'àlep (diferències de velocitat entre la cara de succió i de pressió). Això fa que en augmentar el nombre d'àleps disminueix la pulsació de pressió.
- Punt de funcionament de la màquina. Quan la bomba treballa en condicions de màxim rendiment (disseny) el flux està ben conduït i la intensitat de turbulència és petita. En canvi, quan la bomba treballa fora de condicions de disseny i especialment a càrrega parcial, el deixant es fa més gran a causa del creixement i separació de la capa límit de la cara de pressió. En aquest cas les pulsacions de pressió s'incrementen notablement. Si la càrrega parcial es molt baixa s'arriba a la zona de recirculació i genera un flux circumferencial que encara incrementa més la pulsació de pressió.
- Distància entre rodets i difusor (distribuïdor). Com mes gran és la distància, mes petita es la pulsació, ja que el deixant es va difuminant. Incrementant la distància folga/radi en mes de un 3% es redueixen considerablement les pulsacions de pressió.
- Combinació entre àleps del rodets i directrius del difusor. Paràmetre molt important en màquines amb distribuïdor/difusor d'aletes.
- Disseny. Forma dels àleps, intercalat dels rodets en bombes multicel·lulars, etc.

En aquest capítol s'han desenvolupat estratègies, a partir dels treballs realitzats en els capítols previs, per obtenir un coneixement mes profund sobre el fenomen RSI en bombes amb alta càrrega d'àleps, tot estudiant el comportament de una bomba centrífuga amb difusor treballant en condicions de disseny i en el Capítol 6 s'estudiarà la mateixa bomba treballant fora de condicions de disseny.

5.1. BOMBA CENTRIFUGA AMB DIFUSOR

Per portar endavant aquest estudi, s'ha seleccionat la base de dades experimentals de Tsukamoto et al., 1995, per que disposa de dades detallades del camp de pressions en el difusor i la voluta de la bomba. L'equip experimental consta de una bomba centrífuga de una etapa amb difusor, amb el rodets amb un radi d'entrada $R_1=66$ mm, de sortida $R_2=125$ mm, angles d'entrada i sortida dels àleps $\beta_1=20,4^\circ$ i $\beta_2=22,5^\circ$, i cinc àleps, $Z_b=5$. El difusor amb radi d'entrada $R_3=129$ mm, radi de sortida $R_4=162,5$ mm, angles d'entrada i sortida de les directrius $\beta_3=16,97^\circ$ i $\beta_4=15,44^\circ$, i vuit àleps, $Z_i=8$, i una carcassa amb voluta. La relació entre l'entrada del difusor i la sortida del rodets es $R_3/R_2=1,032$, que correspon a una separació entre el rodets i el difusor del 3,2% del radi del rodets. La velocitat de gir del rodets es $n=2066$ rpm i el seu numero específic de revolucions $n_{sq}=6,8$.

La bomba treballa a condicions de disseny amb un cabal de $6,21$ m³/h i una altura total de 29,2 m. A l'experiment es van determinar les pressions instantànies aigües avall del rodets, en els punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 dels passatges del difusor i en la voluta amb l'objectiu de estudiar la interacció entre els àleps del rodets i el difusor. La pressió es va mesurar amb transductors de pressió tipus semiconductors, directament a les presses de pressió amb l'objectiu de prevenir la disminució de freqüència natural en el sistema de mesura de pressió. Les fluctuacions de pressió es van determinar utilitzant anàlisis estadístic així com la tècnica de mitjana de conjunt (*ensemble averaging*). Es va determinar l'espectre de freqüències de la pressió no estacionària, que va mostrar les freqüències dominants i els harmònics majors, degut al pas dels àleps del rodets.

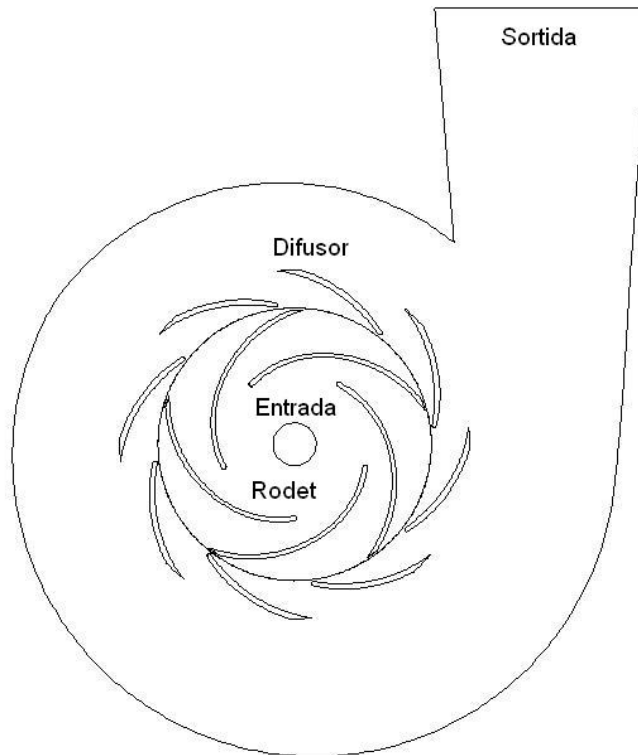


Figura 5.1. Geometria i condicions de contorn de la bomba amb difusor

5.1.1. MODEL GEOMÈTRIC I DISSENY DEL MALLAT

La bomba consisteix en dues parts: el rodet de la bomba (rotor) i el difusor i voluta (estator). A partir de les dades geomètriques del model experimental s'ha generat un domini de càlcul per realitzar l'anàlisi numèric de la turbomàquina. S'ha generat dues malles no estructurades, una per el rotor i l'altre per l'estator, necessàries per la configuració no estacionària de lliscament de malla (*sliding mesh*), dins del programari *Fluent*. Les condicions de contorn utilitzades es mostren a la Figura 5.1. A l'entrada i sortida de la bomba s'han determinat una pressió constant. La condició de no lliscament ha estat aplicada a la paret dels àleps del rodet i el difusor i les parets de la carcassa. El fluid del rodet gira a la mateixa velocitat del rodet. També s'ha definit una interfície entre la malla del rotor i l'estator, per que la informació de les dades numèriques obtingudes en el fluid de una malla, puguin passar al fluid de l'altre malla.

Taula 5.1. Prova de sensibilitat de malla

Malla	Numero de cel·les	y^+
1	$4,8 \cdot 10^4$	20-200
2	$9,7 \cdot 10^4$	20-200
3	$3,2 \cdot 10^5$	20-200
4	$8,1 \cdot 10^4$	1-10
5	$1,4 \cdot 10^5$	1-10
6	$3,0 \cdot 10^5$	1-10

Ha estat realitzat un test de sensibilitat de malla per poder avaluar la independència de la densitat de malla en els resultats numèrics. També s'ha determinat l'efecte en els resultats del tractament de paret utilitzat. Per dur a terme l'esmentat, per tres diferents densitats de malla, la capa límit al voltant dels àleps del rodet i del difusor, i les parets de la voluta han estat modelades utilitzant funcions de paret (WF) amb un y^+ comprès entre 20 i 200 (Figura 5.2), i unes altres tres malles han estat realitzades amb un model de tractament de paret de dues capes (TLM), amb un y^+ comprès entre 1 i 10. A partir del valor de y^+ que es volia aconseguir s'ha determinat la distància de la primera cel·la a la paret i s'ha verificat després del modelat. Per més detalls sobre les malles utilitzades veure la Taula 5.1.

5.1.2. CONFIGURACIÓ DEL MODEL

El model numèric requereix, com en tots els casos, condicions inicials i de contorn. En aquest cas s'ha definit a l'entrada de la bomba una pressió $p_e=0$ i una intensitat de turbulència del 5% i a la sortida una pressió $p_s=286.452$ Pa. Alguns autors (González et al., 2002) han demostrat que fixar a l'entrada un cabal, sempre proporciona millor estabilitat i convergència als resultats numèrics, però no és físicament correcte per càlculs no estacionaris i en particular per l'anàlisi del RSI. La velocitat de gir del rodet ha estat de 2.066 rpm. La interfície entre el rotor i la placa estator ha estat feta mitjan una malla lliscant, en la qual, la posició relativa entre el rotor i l'estator es actualitzada cada salt de temps. El salt de temps utilitzat ha estat de $8,0671 \cdot 10^{-5}$ s, que correspon a un gir del rodet de un grau, sent el temps característic de l'escala petita de Kolmogorov de $6,32 \cdot 10^{-5}$ s.

La formulació no estacionària ha estat una formulació de velocitat implícita de segon ordre, i un solucionador basat en la pressió. S'ha utilitzat un algoritme SIMPLE per l'acoblament de la pressió i

velocitat i un esquema de discretització de segon ordre. El màxim numero d'iteracions per cada salt de temps ha estat de 40, amb l'objectiu de poder aconseguir que els residus numèrics estiguin per sota de $1 \cdot 10^{-5}$.

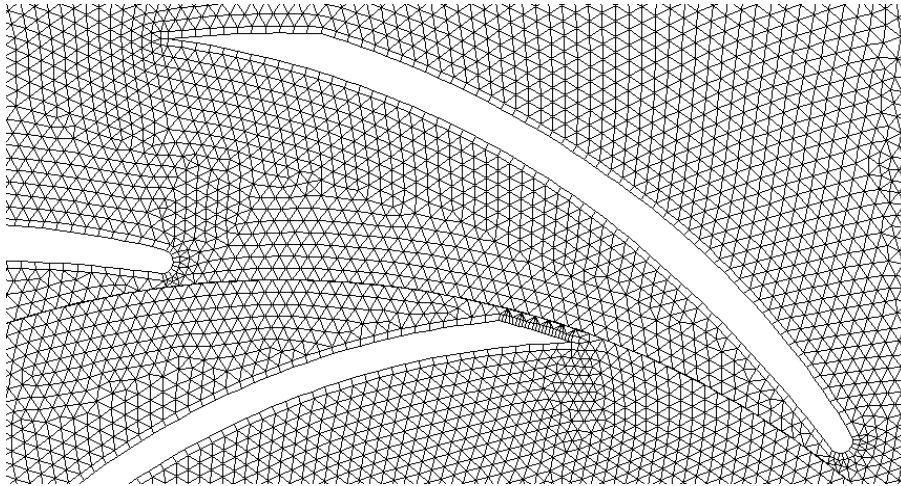


Figura 5.2. Detall de la malla amb $y^+=20$

Degut al comportament no estacionari del flux, es necessari que la totalitat del domini fluid estigui afectada per les fluctuacions no estacionaries abans de poder analitzar els valors de la fluctuació de pressió, per això s'ha realitzat un monitor de cabal a la sortida de la bomba, obtenint-ne unes condicions uniforme després de 13 revolucions del rodet.

Taula 5.2. Models de turbulència utilitzats

	Model de turbulència	Referència
a	Spalart – Allmaras	Spalart and Allmaras (1994)
b	Standard $k-\varepsilon$	Launder and Spalding (1972)
c	Realizable (r) $k-\varepsilon$	Shi et al. (1995)
d	Renormalization Group (RNG) $k-\varepsilon$	Yakhot and Orszag (1986)
e	Standard $k-\omega$	Wilcox (1988)
g	Shear Stress Transport (SST) $k-\omega$	Menter (1994)
i	Reynolds Stress Model (RSM)	Launder et al. (1975)

Un dels objectius ha estat determinar la habilitat de diferents models de turbulència en determinar les fluctuacions de pressió i les freqüències característiques en el difusor conforme als resultats experimentals de Tsukamoto et al. Els models de turbulència utilitzats es mostren a la Taula 5.2.

Per dur a terme la proposta de l'estudi dels rendiments dels models turbulents, s'han recollit les fluctuacions de pressió en quatre punts de un passatge del difusor per cada simulació numèrica realitzada. Les posicions dels punts de mesura de la pressió en el difusor, r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 es mostren a la Figura 5.3, on r indica el radi i c la corda dins el canal del difusor.

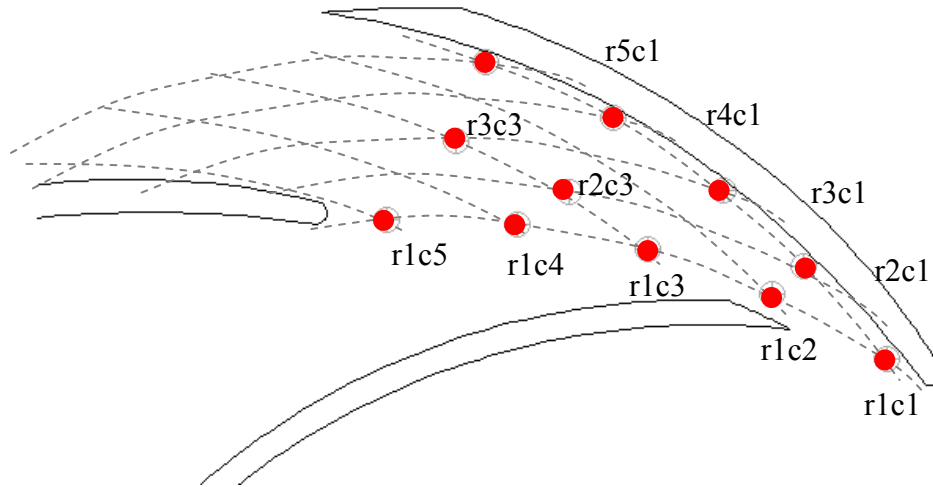


Figura 5.3. Punts de mesura de la fluctuació de pressió en el difusor

5.1.3. FLUCTUACIONS DE PRESSIÓ

El flux en turbomàquines motores o generadores, tenen una estructura general similar, encara que en el cas de la bomba els gradients de pressions adversos afecten l'estructura de la capa límit. A continuació es presentaran les generalitats de l'estructura no estacionària del flux tant en bombes com en turbines. A la Figura 5.4 s'ha representat el camp de velocitats instantani en una turbina radial. El flux que deixa el distribuïdor no és uniforme (les velocitats c_l varien amb la posició) a causa del deixant de les directrius. Tenint en compte que els àleps sempre tenen un gruix finit (que pot ser considerable en màquines de gran salt) i que la capa límit sempre existeix, el perfil de velocitats absoluta mai és uniforme. Aquesta falta d'uniformitat fa que les velocitats relatives a l'entrada del rodet (w_l) variïn en magnitud i direcció cada vegada que un àlep del rodet passa per davant del deixant d'una directriu.

Quan un àlep passa per el centre del canal, la velocitat relativa té una direcció similar a la de l'àlep, però quan aquest mateix àlep passa per darrera del deixant, on les velocitats absolutes són petites, la w_l canvia de direcció i magnitud. Això provoca un canvi de pressió local sobre el rodet i el distribuïdor (Figura 5.4). A més, els deixants tenen components no estacionàries produïdes pel desprendiment d'estructures coherents com els vòrtex de Von Kármán que també produeixen pulsacions. Per tant, el pas dels àleps del rodet per la corona de directrius estacionàries del distribuïdor provoca pulsacions de pressió periòdiques generades pel deixant i per la turbulència, com ja es va veure en el capítol anterior quan es va presentar el problema de la cascada d'àleps. Si la màquina treballa a càrrega parcial i hi ha separació de la capa límit, les pulsacions poden ser de més intensitat. Aquest és un fenomen inevitable i passa en tot tipus de màquina.

A la Figura 5.5 s'ha representat el camp de velocitats relatiu en el rodet de una bomba centrífuga. El perfil de velocitats per a l'interior dels canals del rodet no és uniforme a causa del fet que la circulació Γ és diferent de 0 i que el gruix de la capa límit és més gran a la cara de pressió, CP, que a la cara de succió, CS. Això fa que el flux d'aigua es concentri més a prop de la cara de succió on la capa límit té un gruix més petit. A les bombes el gruix de la capa límit pot ser important perquè hi ha un gradient de pressió

advers al llarg de l'àlep (la pressió augmenta en la direcció del flux). Quan el flux deixa el rodet a la zona del deixant de l'àlep es produeix un dèficit de velocitat que provoca variacions en la velocitat absoluta (en magnitud i direcció) tal com es pot apreciar a la Figura 5.5. Es pot observar el camp de velocitats en un rodet centrífug des de un sistema de referència relatiu i des d'un sistema de referència absolut a la part del centre del canal i a la part del deixant. Les variacions de velocitat generen pulsacions de pressió al talla-aigües en el cas de la voluta simple o en cada directriu del difusor quan hi ha un difusor d'aletes.

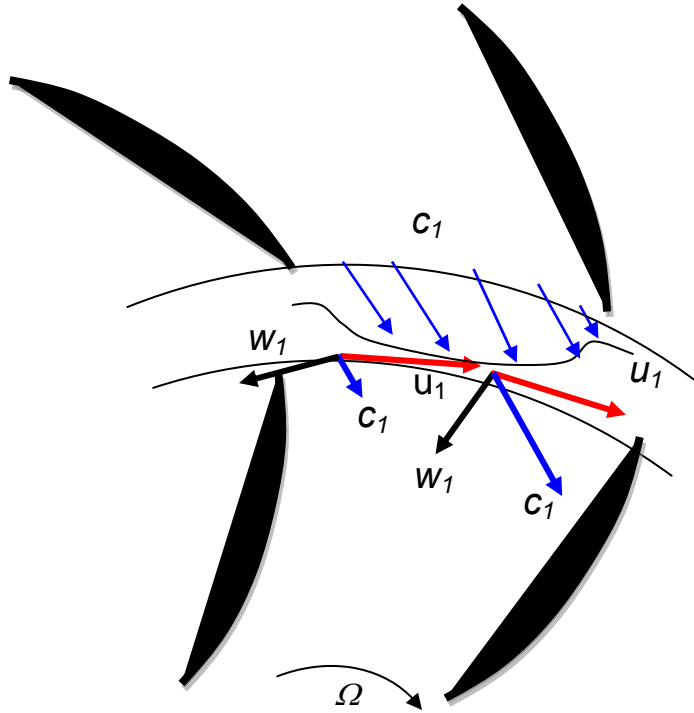


Figura 5.4. Camp de velocitats relatives en el rodet de una turbina

Resumint les pulsacions es deuen:

- El dèficit de velocitat al deixant produït per el gruix dels àleps i pels gruixos de la capa límit a les dues cares de l'àlep.
- La diferència de velocitat al centre del canal entre la cara de succió i la cara de pressió de l'àlep.

Aquestes pulsacions de pressió generen soroll i vibracions i si passen de un determinat valor, poden generar forces considerables sobre el rodet que poden produir fissures als àleps per fatiga i a la llarga el seu trencament.

Es pot fer una aproximació teòrica simple per calcular la pulsació de pressió suposant que la velocitat absoluta mitjana a la sortida al centre del canal (c_2) val aproximadament $c_2 \approx 0,5u_2$ mentre que darrera del deixant val $c_2 \approx c_2$. La variació en la pressió d'estancament de:

$$\Delta p_d = \Delta p_{max} - \Delta p_{mitja} = \frac{\rho U_2^2}{2} - \frac{\rho (U_2^2/2)^2}{2} = 0.75 \frac{\rho U_2^2}{2} \quad (\text{Eq. 5.1})$$

$$\Delta p^* = \frac{\Delta p_d}{\frac{\rho U_2^2}{2}} = 0.75 \quad (\text{Eq. 5.2})$$

Aquest valor de pulsació de pressió es de l'ordre dels valors mesurats experimentalment, que varien segons el tipus de bomba i que van des de 0,4 a 0,8 , Egusquiza, 2008.

En els punts monitoritzats del canal del difusor de la bomba de Tsukamoto s'han obtingut els valors instantanis no estacionaris de la pressió estàtica, amb l'objectiu de determinar els efectes del RSI degut al pas del àleps del rodet davant de les directrius del difusor.

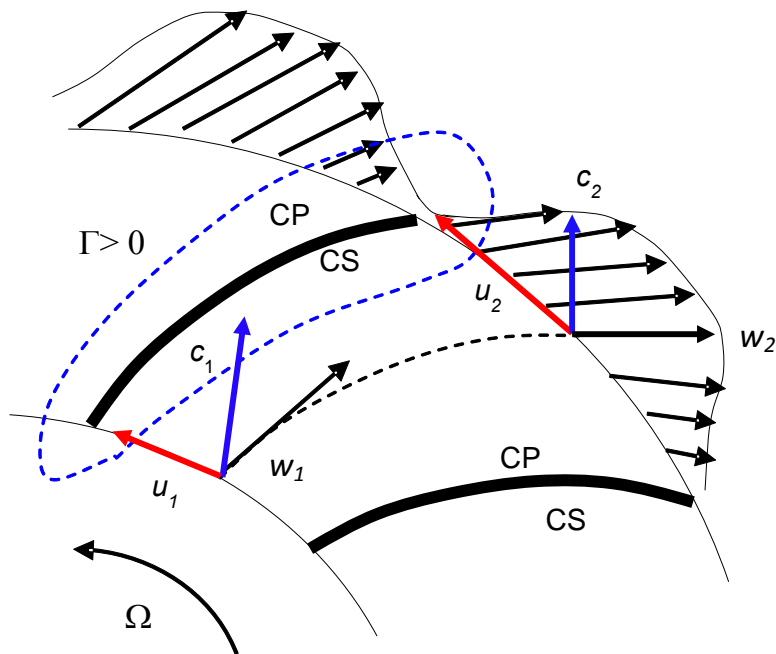


Figura 5.5. Camp de velocitats relatives en el rodet de una bomba

Degut a la naturalesa no estacionaria de la fluctuació de pressió el seu valor s'obté a partir de la pressió mitjana de conjunt i de la fluctuació de pressió.

$$p = \bar{p} + \tilde{p} \quad (\text{Eq. 5.3})$$

la pressió relativa:

$$p^* = p - P_s \quad (\text{Eq. 5.4})$$

el coeficient de pressió adimensional es defineix com:

$$\psi = \frac{p - p_s}{\rho U_2^2 / 2} \quad (\text{Eq. 5.5})$$

la pressió no estacionaria adimensional:

$$\Delta \psi = \frac{\tilde{p}^*}{\rho U_2^2 / 2} \quad (\text{Eq. 5.6})$$

i el temps adimensional:

$$t^* = \frac{t}{T_i} \quad (\text{Eq. 5.7})$$

on P_s es la pressió a la sortida de la bomba i T_i el període de pas de dos àleps del rodet.

S'han utilitzat diferents models de turbulència EVM, amb l'objectiu de determinar les seves habilitats per obtenir la pressió no estacionaria unidimensional, $\Delta \psi$. Quan es comparen els resultats obtinguts amb cada un dels models de turbulència utilitzats, es pot observar que no hi ha gran diferència en els resultats de la fluctuació de pressió. Només el model turbulent estàndard $k-\omega$ divergeix dels resultats experimentals. A les Figures 5.6, 5.7 i 5.8 es mostren els valors instantanis i de mitjana de conjunt de $\Delta \psi$, obtinguts amb els models de turbulència realitzable $k-\varepsilon$ (r- $k-\varepsilon$), SST $k-\omega$ i RSM. Es pot apreciar que el model r- $k-\varepsilon$ i el RSM, presenten valors de pressió més uniformes enfront del model SST $k-\omega$ que presenta valors instantanis més fluctuants. Aquest mateix comportament s'aprecia en els valors obtinguts amb els models de turbulència de la família $k-\varepsilon$ i de la família $k-\omega$.

Quan analitzem els efectes del tractament de la capa límit en els resultats de $\Delta \psi$, es pot observar que les funcions de paret, WF, tenen la capacitat de reproduir acuradament les fluctuacions de pressió degudes al RSI, mentre que el tractament de zona de dues capes, TLM, no condueix a una millora dels resultats, fins i tot quan el model de turbulència té en compte la transició de laminar a turbulenta la capa límit, com l'estàndard $k-\omega$ o el SST $k-\omega$ (Figures 5.9 i 5.10). Això pot ser degut a que els punts de monitor estudiats estan allunyats de les parets i encara que de forma limitada no estan afectats per els efectes de la capa límit a la paret.

Un detallat anàlisi dels resultats obtinguts permet adonar-se que quan s'utilitza WF i els models turbulents Spalart-Allmaras, realitzable $k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ i RSM mostren el millor ajust amb els valors experimentals (Figures 5.11 a 5.14). Quan el tractament de paret es TLM, els mateixos models turbulents presenten els millors resultats.

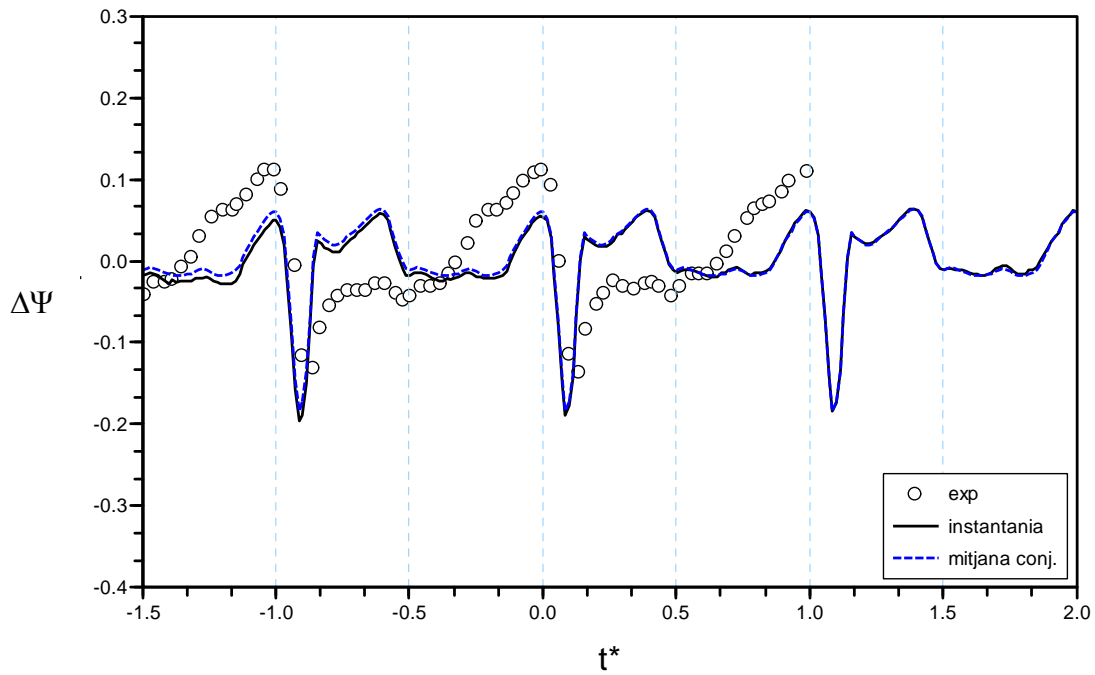


Figura 5.6. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. $r-k-\varepsilon$

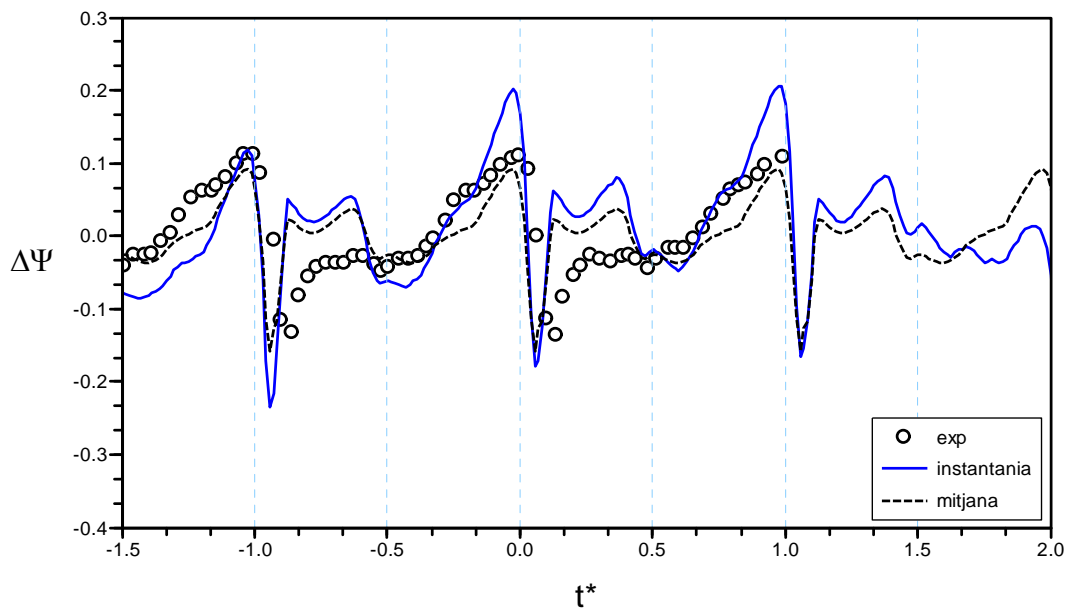


Figura 5.7. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. SST $k-\omega$

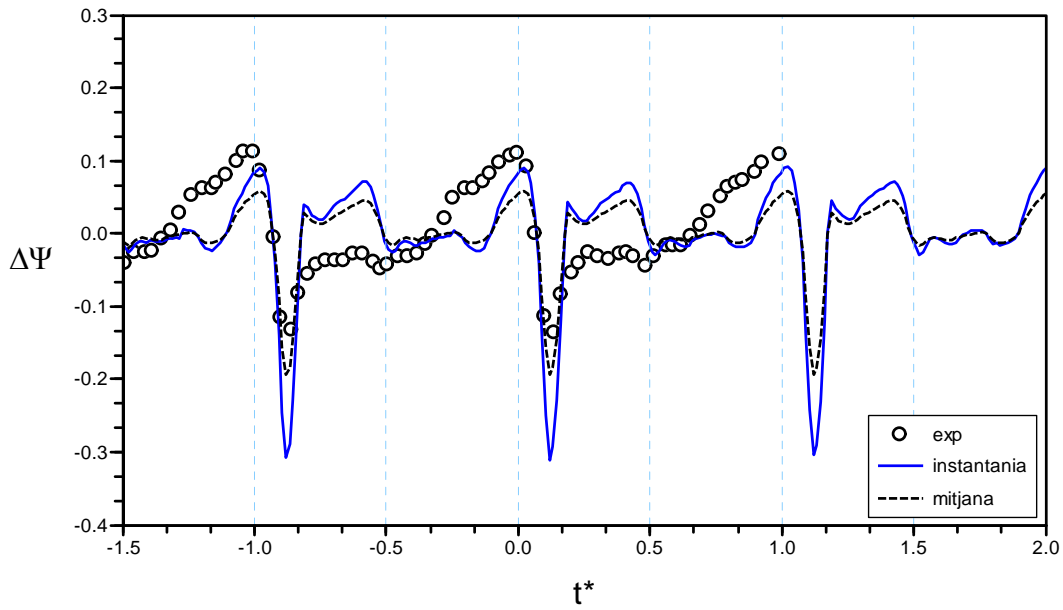


Figura 5.8. Pressió no estacionària instantània i de mitjana de conjunt al punt r1c1. RSM

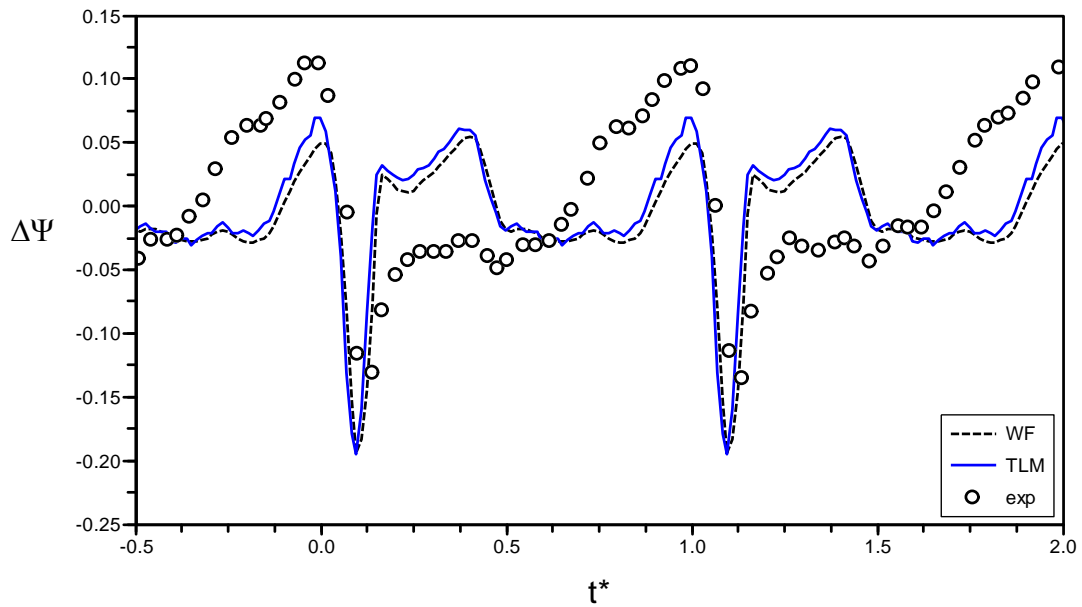


Figura 5.9. Valor de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$. r1c1. Comparativa tractament de paret. $r-k-\varepsilon$

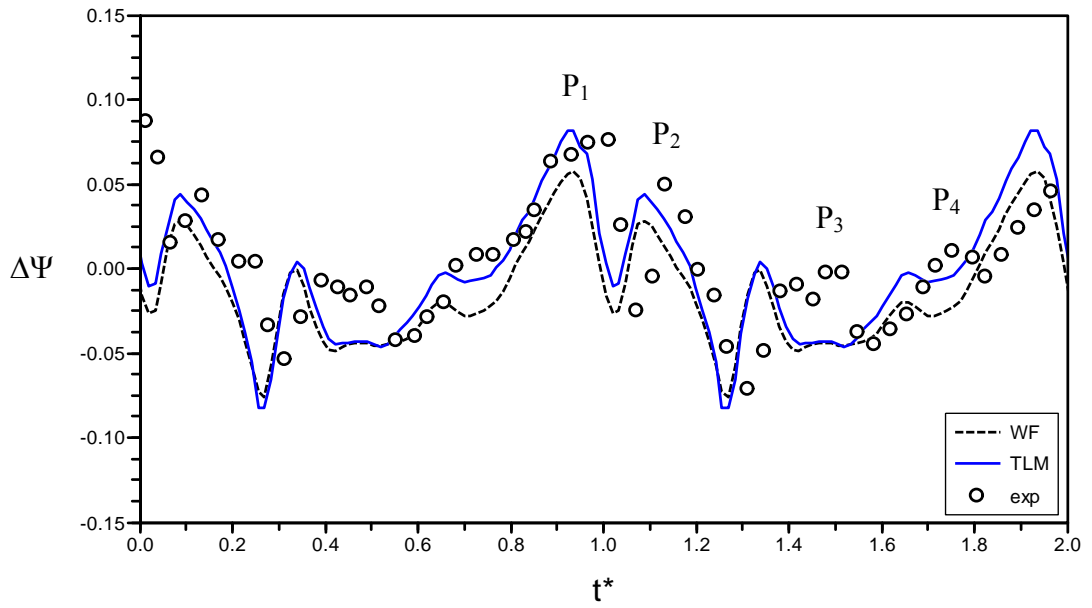


Figura 5.10. Valor de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$. r1c3. Comparativa tractament de paret. $r-k-\varepsilon$

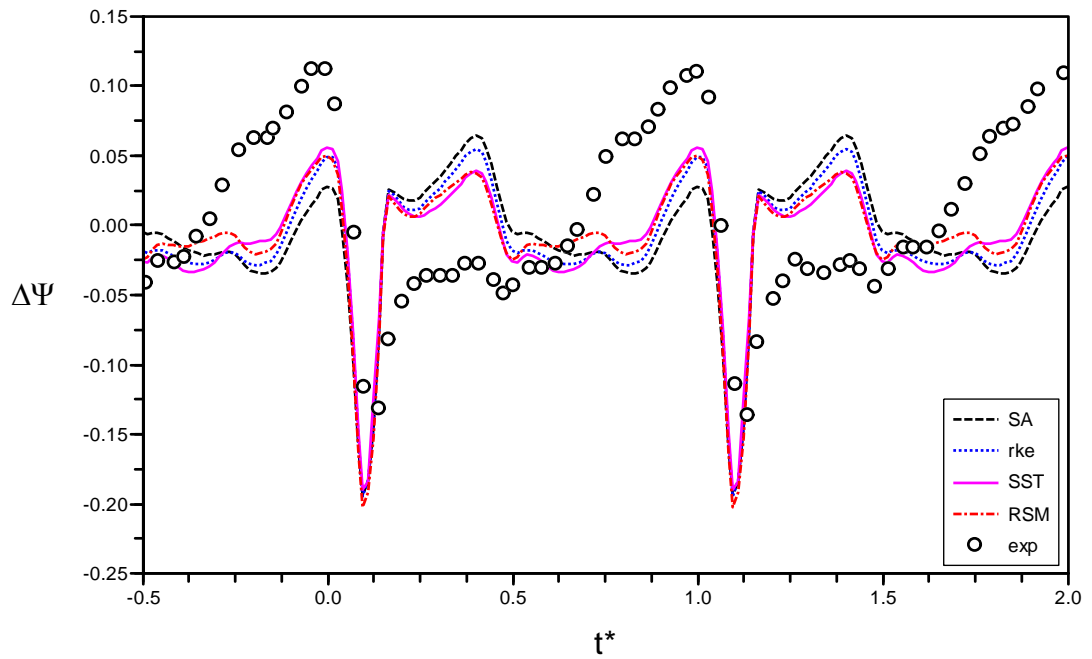


Figura 5.11. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r1c1. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF

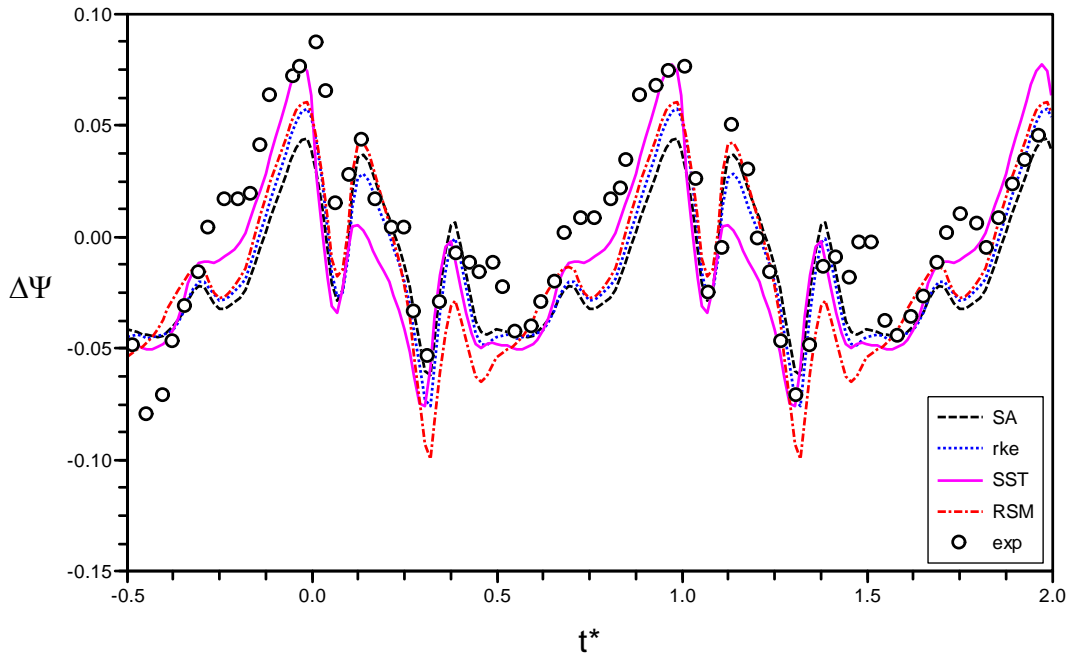


Figura 5.12. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r1c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF

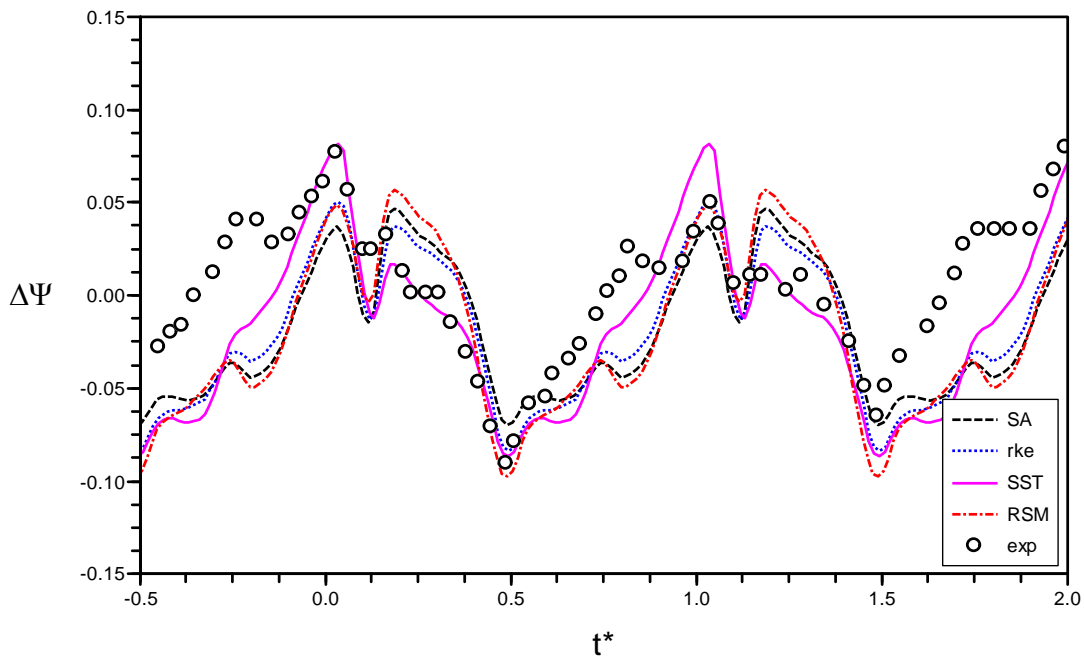


Figura 5.13. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r2c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF

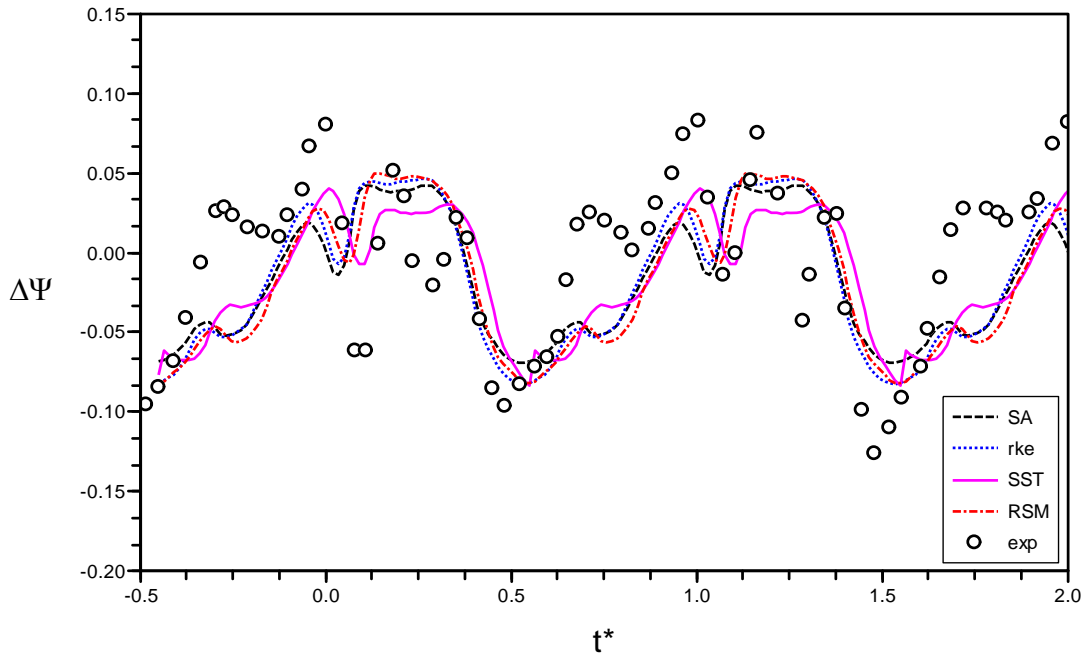


Figura 5.14. Valors de mitjana de conjunt de $\Delta\Psi$, al punt r3c3. Amb diferents models de turbulència i tractament de paret WF

En el punt r1c1, situat a la cara de succió prop de la vora d'entrada de la directriu del difusor (Figura 5.3), el màxim valor de la fluctuació de pressió es produeix a l'instant en que la vora de sortida de l'àlep del rodet, està més proper a la vora d'entrada de la directriu del difusor i es degut a l'efecte de la interacció potencial. Tots els punts situats a la línia c1 dins el difusor mostren el pic de pressió al mateix temps (línia A, Figura 5.15). La interacció potencial es dominant a l'entrada i el pic de pressió degut a la interacció potencial disminueix quan augmenta el radi dins el difusor. Per un altre banda el valor mínim de la fluctuació de pressió es degut a l'efecte de ràfega del deixant de l'àlep del rodet i mostra un gran retard de temps quan augmenta el radi en el difusor (línia B, Figura 5.15) (Wang et al. 2001). Resultant que l'amplitud de la fluctuació de pressió es més gran prop de la cara de succió de la directriu, que prop de la cara de pressió.

A l'entrada del difusor, línia r1, el pic de pressió degut a la interacció potencial es desplaça circumferencialment, de forma instantània, des de la cara de succió, punt r1c1, fins la cara de pressió del canal del difusor, punt r1c5, i va disminuint el seu valor en el seu desplaçament (línia A₀, Figura 5.16). A l'instant que apareix la interacció potencial produïda per el mateix àlep del rodet amb la següent directriu, prop de r1c5, apareix un efecte similar al descrit anteriorment (línia A₁, Figura 5.16), que es propaga de r1c5 a r1c1.

La interacció potencial provoca un increment en la fluctuació de pressió i es produeix simultàniament a la totalitat del camp de flux del canal del difusor, tal com s'ha pogut veure a les línies c1, r1 i també a la c3 (línia A, Figura 5.17), mentre que l'efecte del deixant provoca una disminució en la pressió, després del pas de la vora de sortida de l'àlep del rodet davant la vora d'entrada de la directriu del difusor i mostra un retard en el seu desplaçament (línia B, Figura 5.17).

Els vòrtex del deixant vessats des de la vora de sortida dels àleps viatgen, tallats en segments, juntament amb el flux principal del rodet dins els canals del difusor. Els vòrtex en el seu pas per el difusor no s'estenen per tot el passatge, si no que formen un flux en forma de làmina que viatge al llarg del difusor. Aquest fenomen de transport del deixant interactua amb la capa límit de les directrius i afecta la pressió a la seva superfície. L'amplitud de les fluctuacions de pressió a causa del transport del deixant depenen de la força del deixant, i treballant a les condicions de disseny l'efecte del deixant és més feble que la interacció potencial. Mentre que la velocitat de propagació de l'efecte potencial està determinada per la velocitat angular, els efectes de transport del deixant es propaguen amb la velocitat absoluta del flux.

Les fluctuacions de pressió prop de l'entrada del difusor estan principalment afectades per la interacció potencial, mentre que prop de la sortida del passatge del difusor estan principalment afectades per els efectes de transport del deixant (Wang et al. 2001).

En el punt r1c3 situat a l'entrada de la línia mitja del difusor (Figura 5.3), es poden apreciar que apareixen quatre pics (Figura 5.10). El màxim pic de pressió P1, es produeix al igual que s'ha vist en el punt r1c1, quan l'àlep del rodet està junt a la directriu del difusor i es degut a la interacció potencial (Shi et al. 2001). A la cara de pressió de l'àlep del rodet es produeix un gran increment de energia cinètica turbulenta que passarà a formar part del deixant, i que es transportat aigües avall per el flux principal provocant al passar per el punt r1c3 un altre pic de pressió P2. Quan la vora de sortida de l'àlep del rodet passa davant del punt r1c3, es produeix el pic de pressió P3, i que es pot atribuir a la interferència del flux en jet del deixant. El deixant trencat i estirat transportat per el flux també provoca el pic de pressió P4. Conseqüentment aquesta interacció del deixant estirat i en descomposició provoca fluctuacions a la velocitat i la pressió estàtica en el passatge del difusor, tal com ja es va poder veure en el Capítol 4, quins efectes es produïen per el pas dels deixants de la cascada d'àleps per la capa límit de la placa plana de l'estator.

Els resultats obtinguts numèricament permeten apreciar que a la part d'entrada del difusor els models turbulent utilitzats permeten obtenir de manera satisfactòria la interacció potencial i els efectes del deixant (Figures 5.12 i 5.13), mentre que a la part posterior del difusor els dos efectes arriben a ser molt complicats i per tant la física real dels processos de interacció es torna mes difícil de modelar per els models turbulents RANS utilitzats (Figura 5.14).

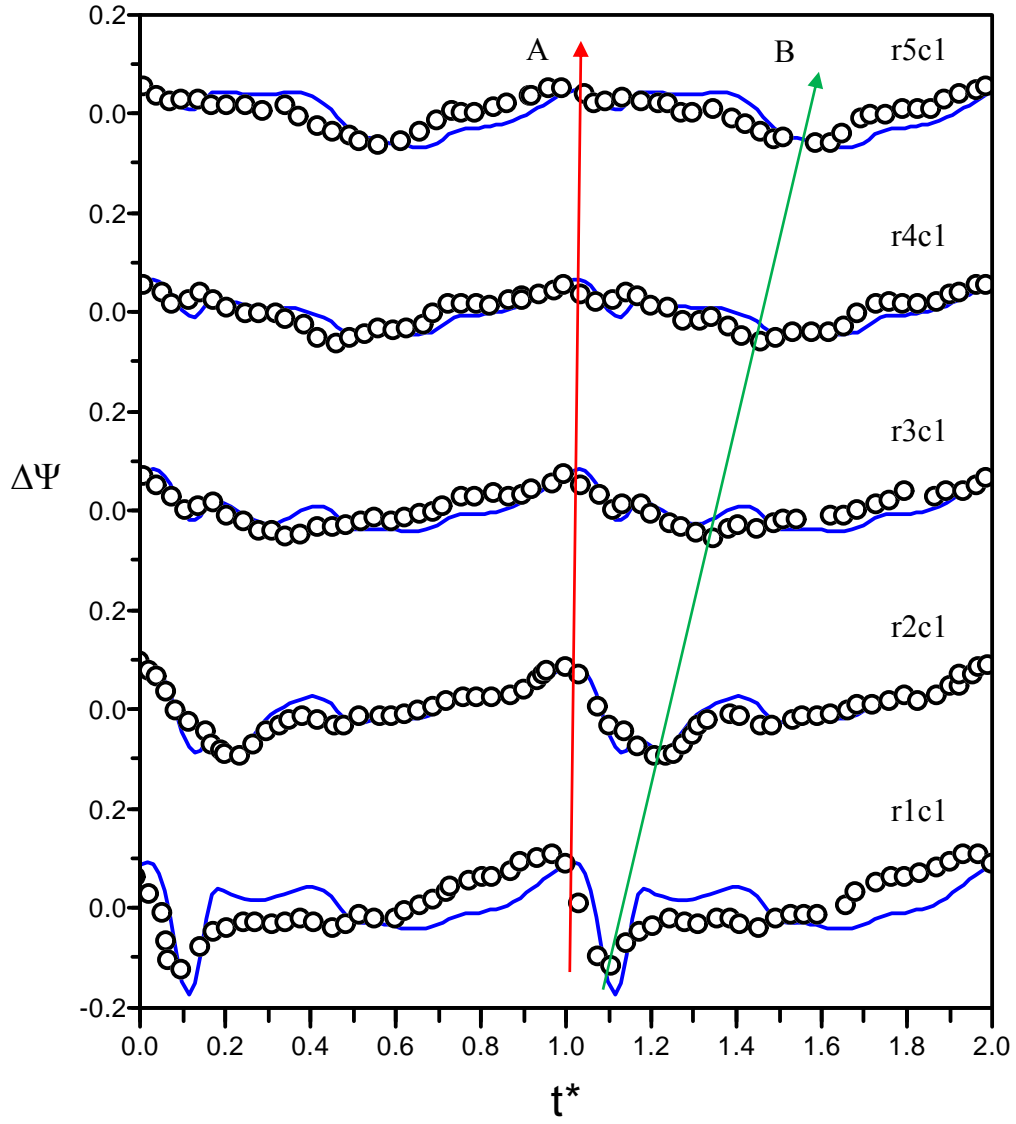


Figura 5.15. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció radial (línia c1)

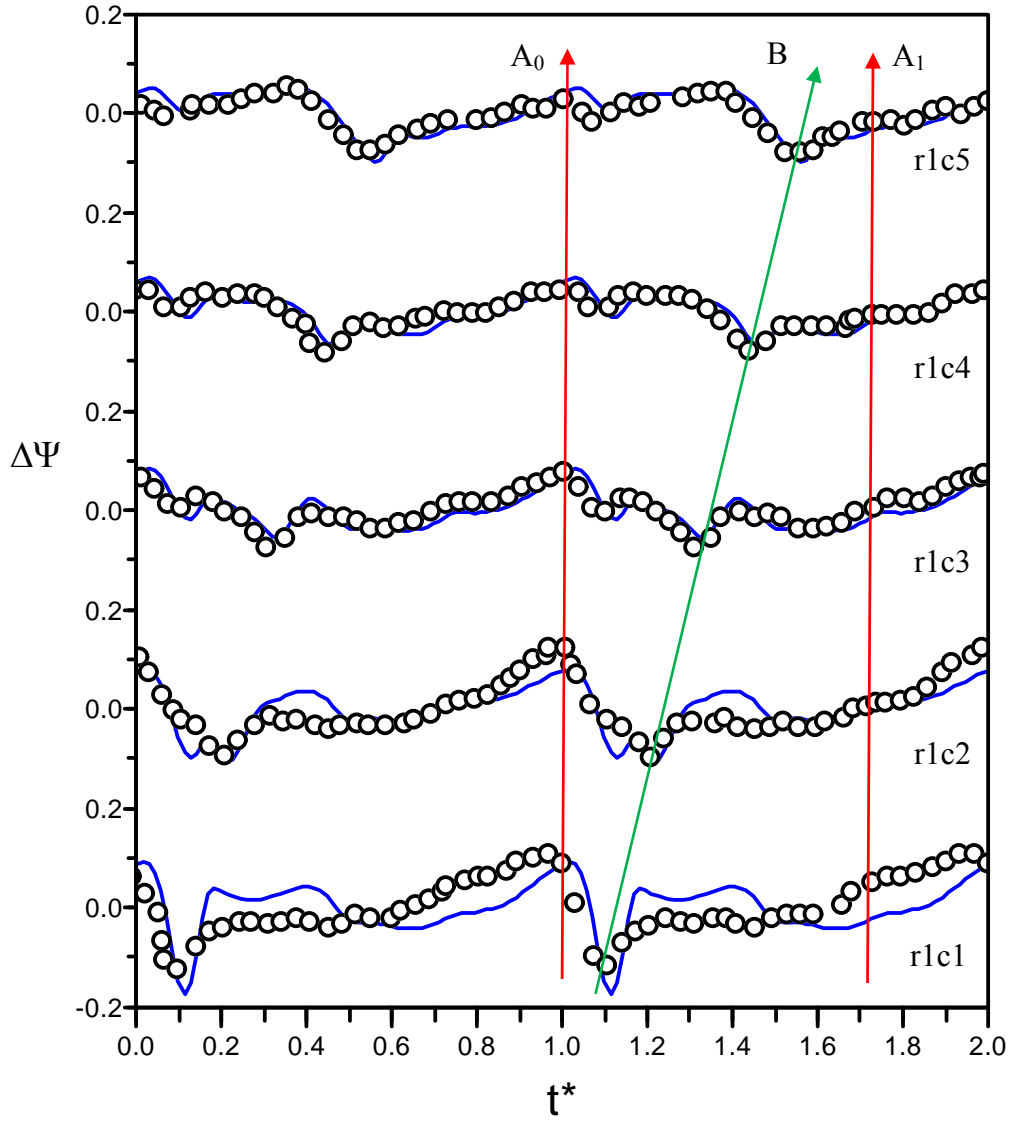


Figura 5.16. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció circumferencial (línia r1)

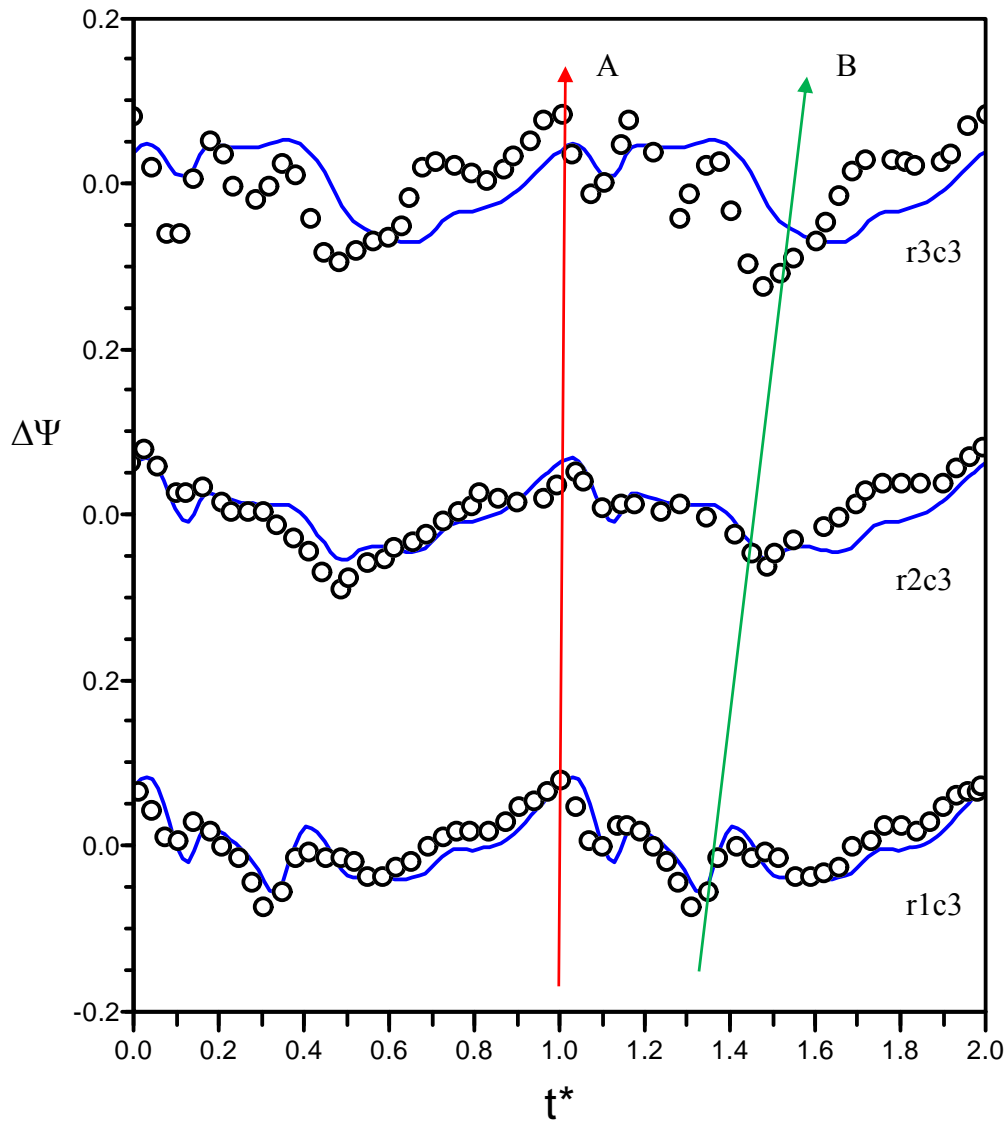


Figura 5.17. Fluctuació de pressió en el difusor en la direcció radial (línia c3)

5.1.4. FLUX ENTRE EL RODET I EL DIFUSOR

Per conèixer el complex comportament del flux a l'entrada del difusor s'han determinat a la separació entre la sortida del rodet i l'entrada del difusor, les fluctuacions instantànies de la pressió estàtica i de les components de la velocitat relativa radial i tangencial, Figura 5.19, i es pot veure que estan determinades per el la posició relativa dels àleps del rodet davant de les directrius del difusor. Per claredat, s'han representat les posicions circumferencials dels àleps del rodet (rotor) i les directrius del difusor (estator).

En les proximitats de cada una de les directrius del difusor, les components radials de la velocitat presenten un mínim local i sent el seu valor negatiu, tot indicant un flux invers local degut a l'efecte potencial per les interaccions entre el rodet i el difusor. La velocitat radial presenta un màxim, prop de la cara de pressió dels àleps del rodet i aquesta disminueix fins un mínim local a la cara de succió dels àleps del rodet. Aquesta flux es anomenat estructura de deixant en jet (*jet-wake*), Feng et al., 2011.

Per altra banda la component tangencial de la velocitat presenta un màxim davant de les directrius del difusor i un màxim i mínim local davant dels àleps del rodet. A la vora de sortida dels àleps del rodet, el gradient de la velocitat tangencial es molt gran entre la cara de pressió i de succió dels àleps, arribant a ser un 30% de la velocitat u_2 . Per tant les components de la velocitat en la zona de separació entre el rodet i el difusor estan fortament relacionades per la posició relativa entre els àleps del rodet i les directrius del difusor, Ubaldi et al., 1996.

Degut a la petita separació entre el rodet i el difusor en aquets bomba, el procés de mescla entre el jet i el deixant del rodet encara no ha acabat abans que el flux entri al difusor. Això provoca grans variacions a l'angle d'incidència prop la vora d'entrada de les directrius del difusor, Feng 2011. Seria necessària una major separació entre el rodet i el difusor per que acabes el procés de mescla i que el flux disposi de unes millors condicions d'entrada al difusor.

Es pot observar que localment un increment de pressió es a canvi de una disminució de la velocitat radial. A la cara de succió de les directrius del difusor s'obté un valor mínim local de pressió, tot coincidint amb un valor mínim de la component radial de la velocitat. El valor mínim de pressió es produeix quan els àleps del rodet i la directriu estan alineats i el màxim quan un canal del rodet està alineat amb un canal del difusor. Es pot observar que el valor de la pressió varia circumferencialment degut a l'efecte de la voluta.

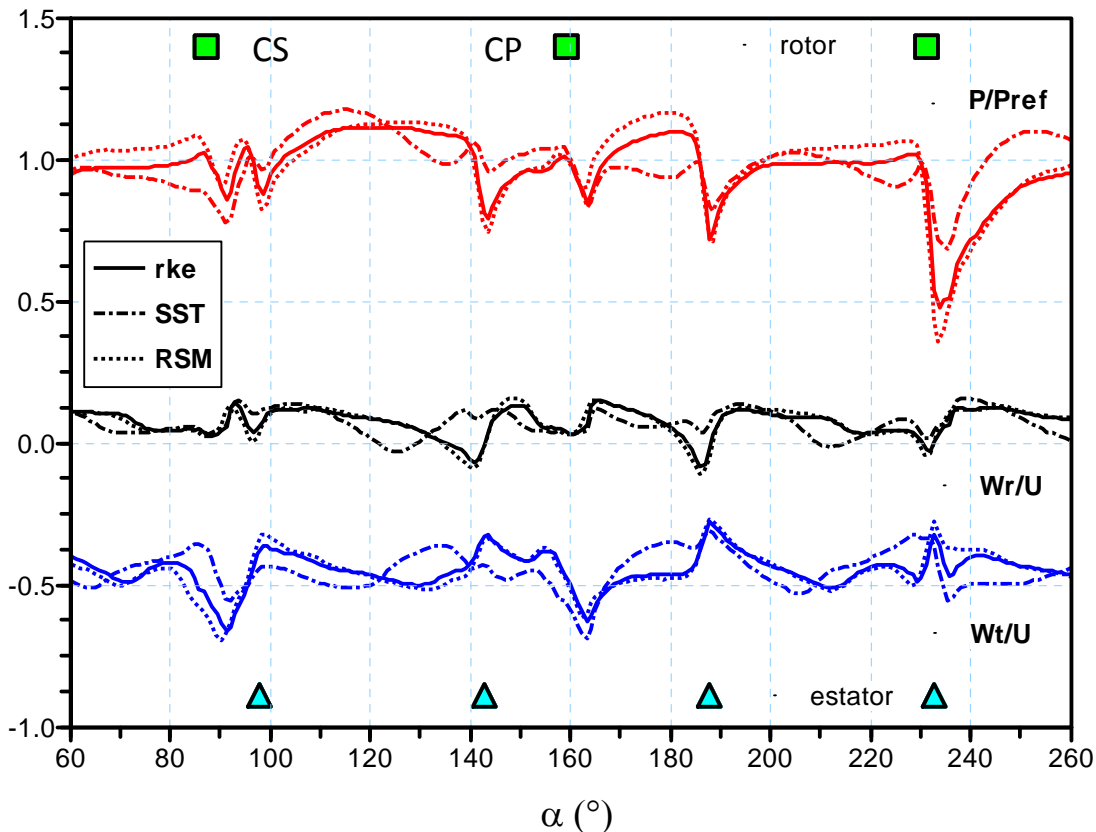


Figura 5.18. Pressió i components de la velocitat relativa a la sortida del rodet ($R/R_2=1,016$). Models de turbulència: $r-k-\epsilon$, SST i RSM. ($Q/Q_d=1,0$)

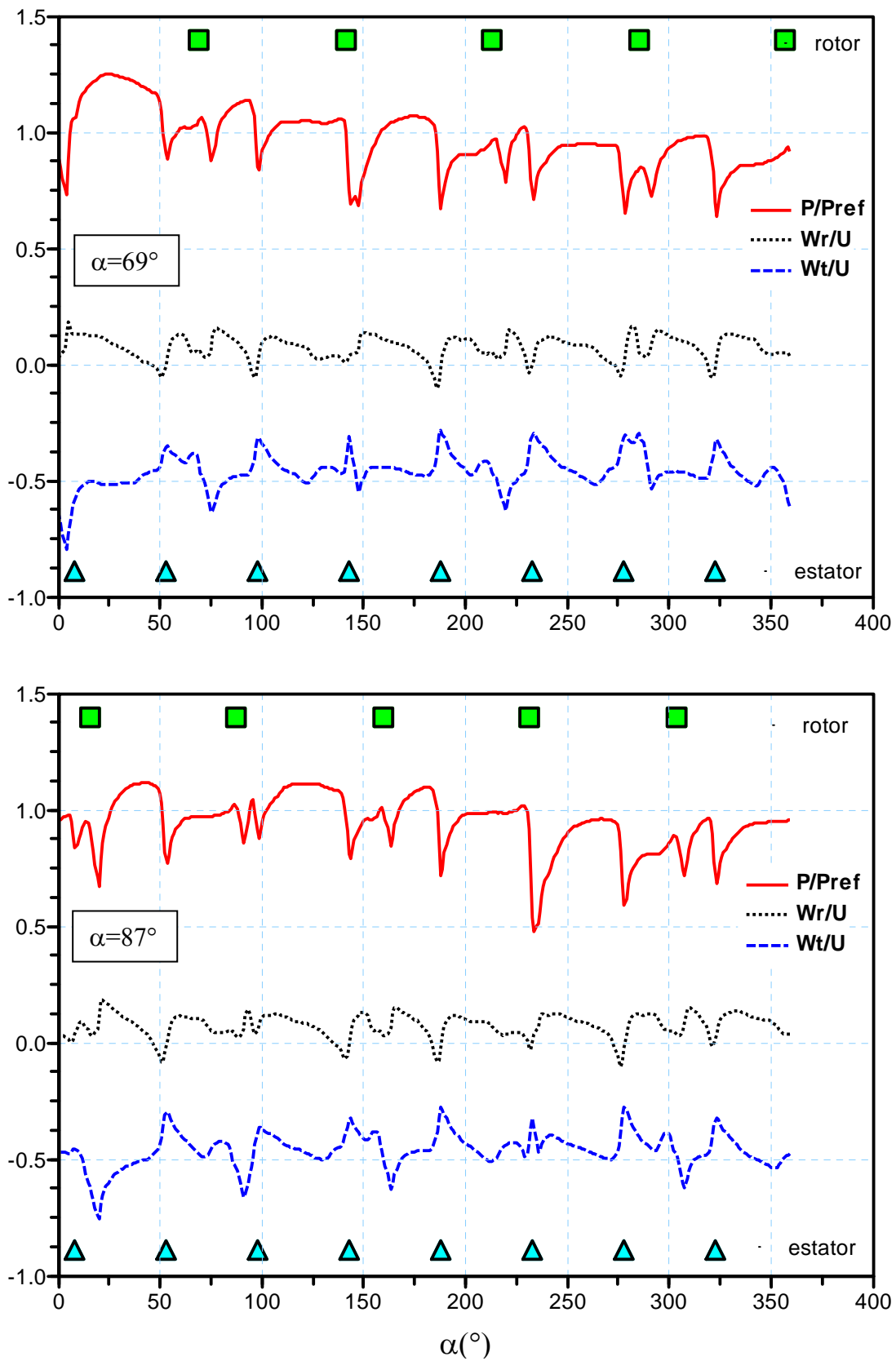


Figura 5.19. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet ($R/R_2=1,016$). ($r-k-\varepsilon$). ($Q/Q_i=1,0$)

Els resultats obtinguts de les velocitats i la pressió amb els models $r-k-\varepsilon$ i RSM han estat similars. El model SST presenta el mateix comportament del flux darrera del àleps del rodet, però presenta variacions en el flux en les zones no afectades per els àleps del rodet i les directrius. Això es degut a que el resultats mostrats a la Figura 5.18 son valors instantanis i no de mitjana de conjunt, presentant els models $r-k-\varepsilon$ i RSM, comportaments de valors instantanis similars als de mitjana de conjunt, en contra del comportament del model SST en que hi ha una gran fluctuació entre els valors instantanis i de mitjana de conjunt, tal com ja s'ha pogut veure anteriorment en la determinació de la fluctuació de pressió.

Feng, 2011, va realitzar el mateix estudi en una bomba amb difusor i va obtenir un bon ajust entre els valors experimentals i els resultats obtinguts amb el model SST. Asuaje et al. 2005, va estudiar el comportament del flux en una bomba centrífuga sense difusor. Va realitzar una malla de la bomba en 3D i va determinar les velocitats meridionals a la vora d'entrada i la vora de sortida dels àleps del rodet, utilitzant els models de turbulència $s-k-\varepsilon$, $s-k-\omega$ i SST $k-\omega$ i va obtenir resultats similars.

5.1.5. INTERFERÈNCIA HIDRODINÀMICA ENTRE RODET I DISTRIBUÏDOR

En el cas de tenir una bomba únicament amb voluta (sense directrius), la interacció es produeix entre els àleps del rodet i el bec de la voluta (talla-aigües). Quan el difusor té aletes, la interacció es produeix entre els àleps del rodet i les directrius del difusor. La interferència entre àleps (mòbils) i directrius (fíxes) genera una excitació periòdica al voltant del rodet. Aquesta excitació es pot propagar en el mateix sentit de la rotació del rodet o en sentit contrari, i excitar així un mode diametral que depèn de la combinació entre Z_b i Z_v .

A la bomba de l'estudi de Tsukamoto et al, el numero d'àleps del rodet es $Z_b=5$ i el de les directrius del difusor $Z_v=8$, la interacció gira en sentit contraria al gir del rodet. La velocitat de gir de la interacció es superior a la del rodet i hi ha una única interacció cada vegada. A la Figura 5.20, es mostra el patró de la interacció entre els àleps del rodet i les directrius del difusor. A l'instant t_1 , es produeix la interacció (1/1). Al moure's el rodet a l'instant t_2 , es produeix la interacció (4/6) i successivament (2/3), (5/8) i (3/5). El pendent de les línies representaria la propagació de la pertorbació.

Un observador que estigues sobre el rodet, per cada volta sentiria 8 pulsacions. Si l'observador estigues a l'exterior (sobre una directriu) per cada volta del rodet sentiria 5 pulsacions. Des del punt de vista relatiu, la interferència genera pulsacions sobre el rodet a la freqüència de pas de les directrius f_v i des del punt de vista absolut a la freqüència de pas d'àleps f_b amb harmònics on:

$$f_b = n f_f Z_b \quad (\text{Eq. 5.8})$$

$$f_v = n f_f Z_v \quad (\text{Eq. 5.9})$$

on n es un enter i f_f es la freqüència de rotació del rodet.

L'amplitud de f_b per als diferents valors de n depèn dels modes diametral excitats per la interferència. Segons com sigui la combinació, aquesta interferència hidrodinàmica entre els àleps del rodet i les directrius del difusor excita un mode diametral que pot tenir diferents nodes (nombre d'impulsos que es produeixen a la perifèria del rodet). El mode diametral es pot determinar amb, Kubota et al. 1983:

$$m Z_v \pm k = n Z_b \quad (\text{Eq. 5.10})$$

Resultant a partir de (Eq.5.10), que el mode diametral de la bomba de Tsukamoto es $k = -3$.

La pressió circumferencial està composta de un número discret de fluctuacions parcials, cadascuna d'elles consisteix en una ona que es propaga en direcció circumferencial. Si indiquem la fluctuació de pressió amb el k -enèsim mode circumferencial de P_k , la pressió amb la freqüència de f_s s'expressa com el sumatori dels modes amb varius número de modes.

$$P_k = A \sin(2 \pi f_s t \pm k \theta) \quad (\text{Eq. 5.11})$$

On A es l'amplitud i θ es la coordenada angular fixa a la directriu del difusor.

En la bomba de Tsukamoto les freqüències representatives obtingudes a partir dels valor numèrics de la fluctuació de pressió en el punt $r_1 c_1$ a l'entrada del difusor, es mostren a la Figura 5.21. Aquests valors corresponen als modes diametral excitats de la bomba de la Taula 5.3.

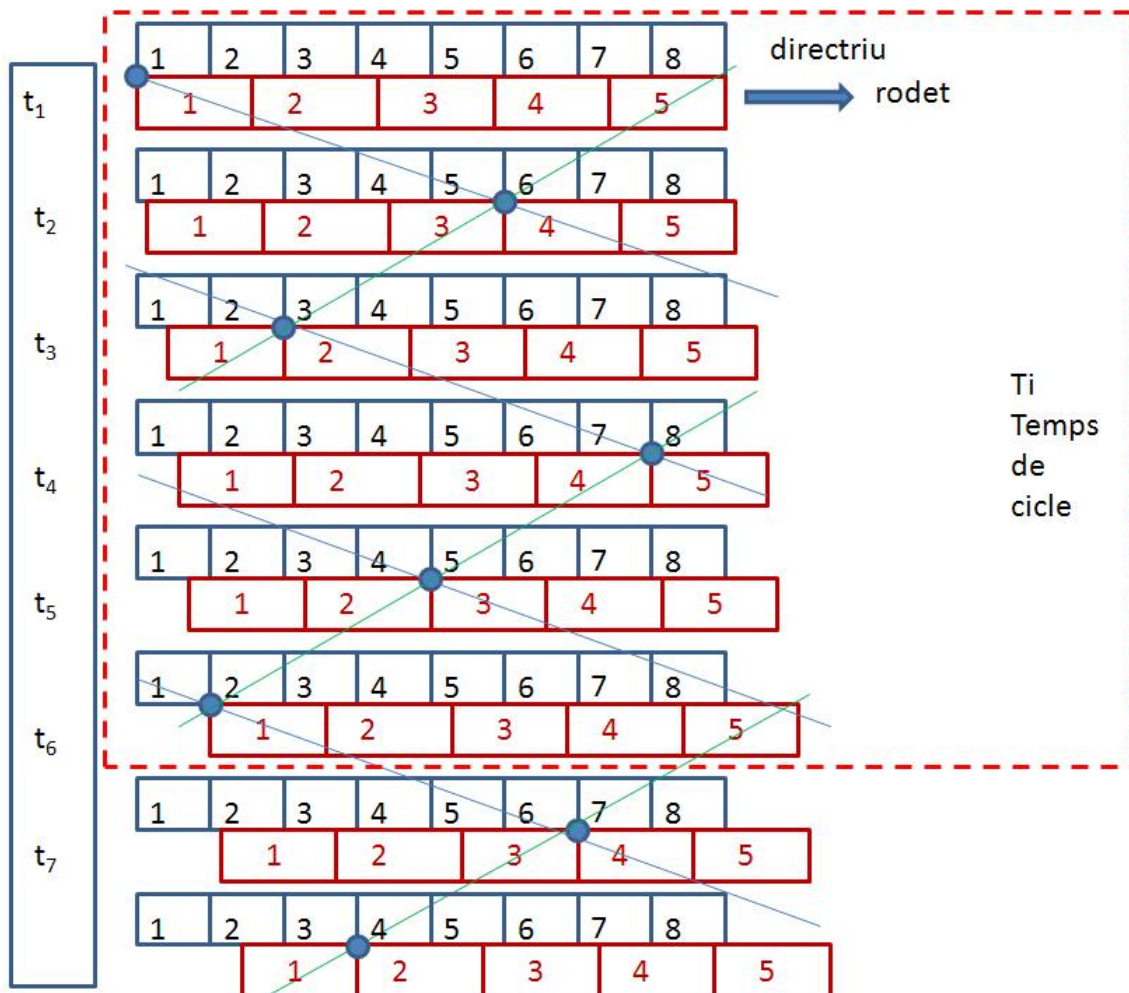


Figura 5.20. Interacció rotor-estator de la bomba

Taula 5.3. Modes diametralment excitats de la bomba

$n z_b$	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	55
$m z_v$	Valor de k										
8	-3	2	7	12	17	22	27	32	37	42	47
16	-11	-6	-1	4	9	14	19	24	29	34	39
24	-19	-14	-9	-4	1	6	11	16	21	26	31
32	-27	-22	-17	-12	-7	-2	3	8	13	18	23
40	-35	-30	-25	-20	-15	-10	-5	0	5	10	15
48	-43	-38	-33	-28	-23	-18	-13	-8	-3	2	7
56	-51	-46	-41	-36	-31	-26	-21	-16	-11	-6	-1
64	-59	-54	-49	-44	-39	-34	-29	-24	-19	-14	-9
k	-3	2	-1	4	1	-2	3	8	-3	2	-1
$n k_{min}$	1	2	4	4	5	6	7	8	9	10	11
$m k_{min}$	1	1	4	2	3	4	4	4	6	6	7
f_b (Hz)	172,2	344,3	516,5	688,7	860,8	1033,0	1205,2	1377,3	1549,5	1721,7	1893,8
f_v (Hz)	275,5	550,9	826,4	1101,9	1377,3	1652,8	1928,3	2203,7	2479,2	2754,7	3030,1

A partir de (Eq.5.11) s'han determinat els z_v+z_b harmònics de la fluctuació de la pressió al punt r1c1 de la bomba de Tsukamoto. La suma dels z_v+z_b harmònics ha permès obtenir la fluctuació de pressió deguda a l'efecte potencial (Figura 5.22). La comparativa dels valors obtinguts de la fluctuació de pressió al punt r1c1, mitjan la suma dels harmònics obtinguts amb (Eq.5.11), els valors numèrics de CFD i els valors experimentals de Tsukamoto es mostren a la Figura 5.23. Es pot apreciar una bona correspondència entre els valors numèrics obtinguts amb CFD i la suma d'harmònics de l'expressió (Eq. 5.11). Les petites diferències poden ser atribuïdes als efectes del deixant no contemplats en (Eq. 5.11) i altres freqüències no degudes a la interacció potencial entre els àleps del rodet i del difusor, com la produïda per el tall-aigües. Rodríguez i al., 2007, van fer servir un procediment similar per determinar les forces produïdes per el RSI en una turbina-bomba i van obtenir resultats similars a les mesures reals de freqüències i les seves amplituds.

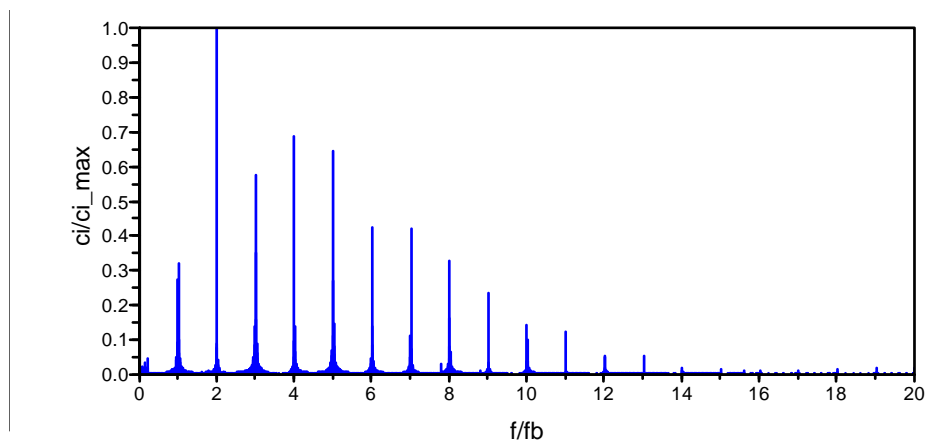


Figura 5.21. Freqüències representatives de la fluctuació de pressió en el punt r1c1

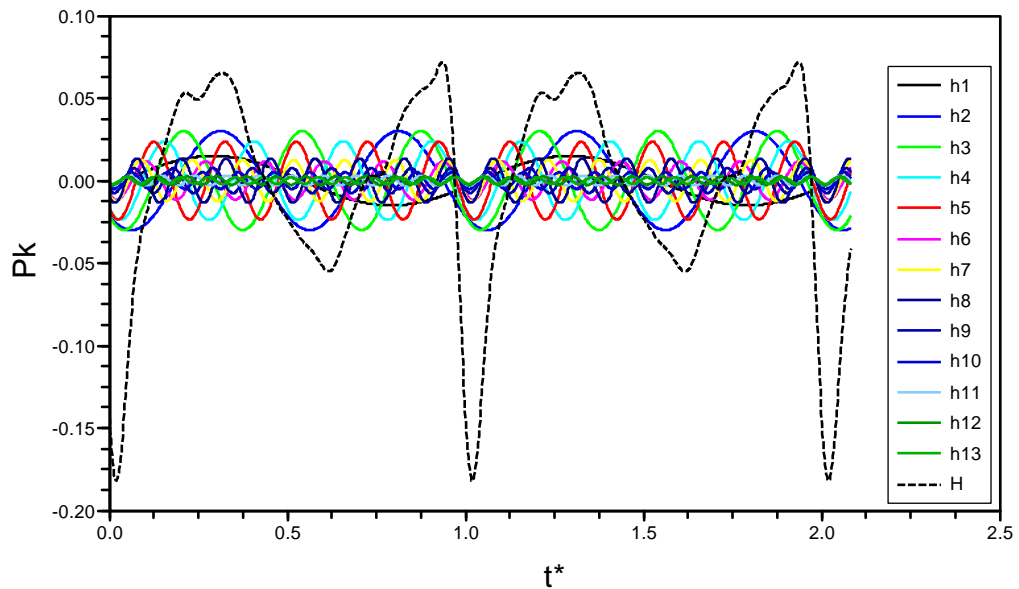


Figura 5.22. Harmònics de la fluctuació de pressió en el punt r1c1. $\theta=65^\circ$

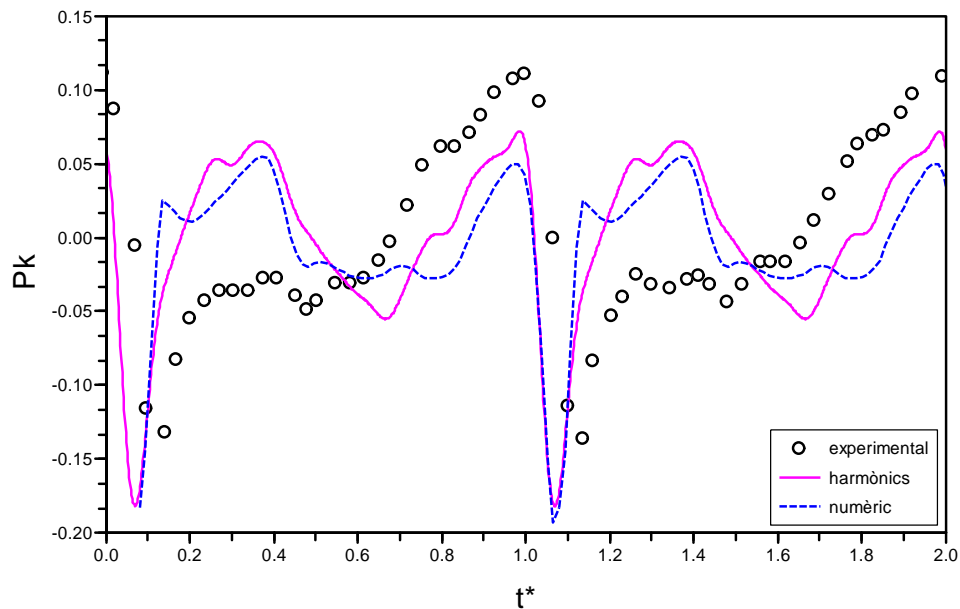


Figura 5.23. Fluctuació de pressió en el punt r1c1. $\theta=65^\circ$

5.1.6. FREQUÈNCIES

La interacció dels àleps del rotor i del estator provoquen la fluctuació de pressió en el difusor. Les dades experimentals mostren que les freqüències característiques en el difusor varien al llarg del mateix. A la Figura 5.24 es mostren les freqüències experimentals obtingudes per Tsukamoto al llarg de la línia c3, línia mitja entre dos directrius del difusor i a la Figura 5.25 els valors experimentals del punt r1c1, situat a l'entrada de la directriu del difusor.

Per determinar les freqüències característiques de la fluctuació de pressió s'ha realitzat la FFT a les dades de pressió estàtica dels punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3, resultant que la pressió varia amb la freqüència de pas dels àleps del rodet $Z_i N$ i els seus grans harmònics, Figura 5.26. La magnitud del coeficient de

Fourier, relatiu a la magnitud del màxim valor del coeficient de Fourier ($C_i/C_{i\ max}$), es mostra front a la freqüència normalitzada amb la freqüència de pas del rodet (f/f_b). Es pot apreciar que a la línia mitjana del canal del difusor, línia c3, punts r1c3, r2c3 i r3c3, que el primer harmònic es el mes representatiu tal com mostren els valors experimentals, en tant que, en el punt r1c1el valor mes representatiu correspon al segon harmònic.

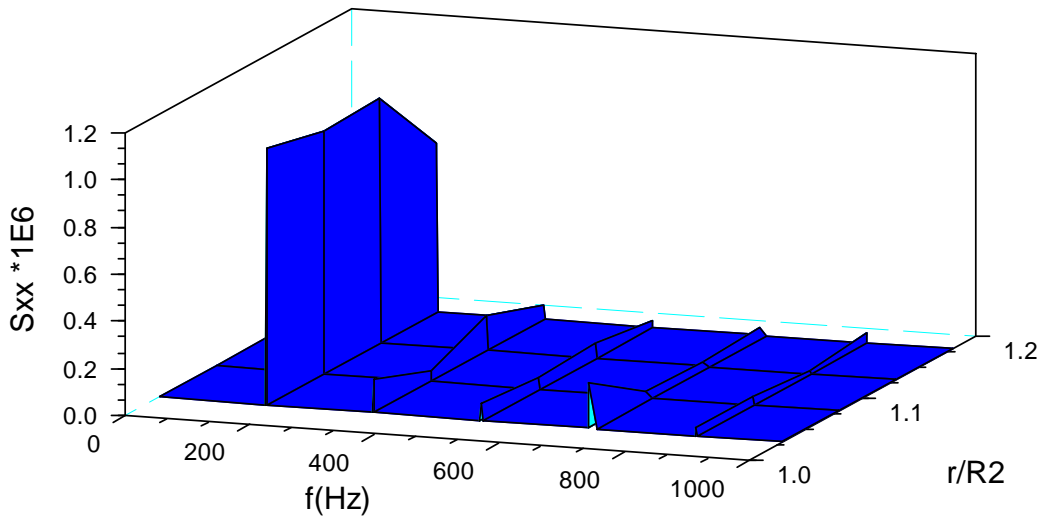


Figura 5.24. Valors experimentals de les freqüències de la fluctuació de pressió a la línia c3 del distribuïdor

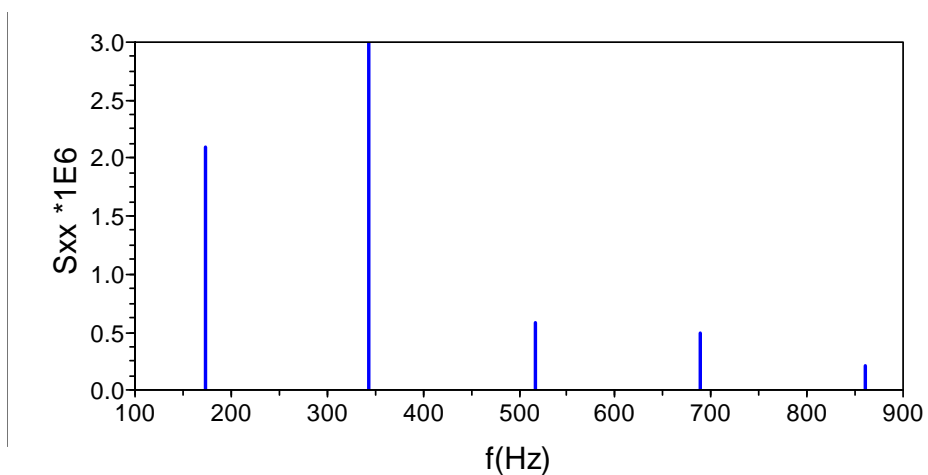


Figura 5.25. Valor experimental de les freqüències de la fluctuació de pressió al punt r1c1 del distribuïdor

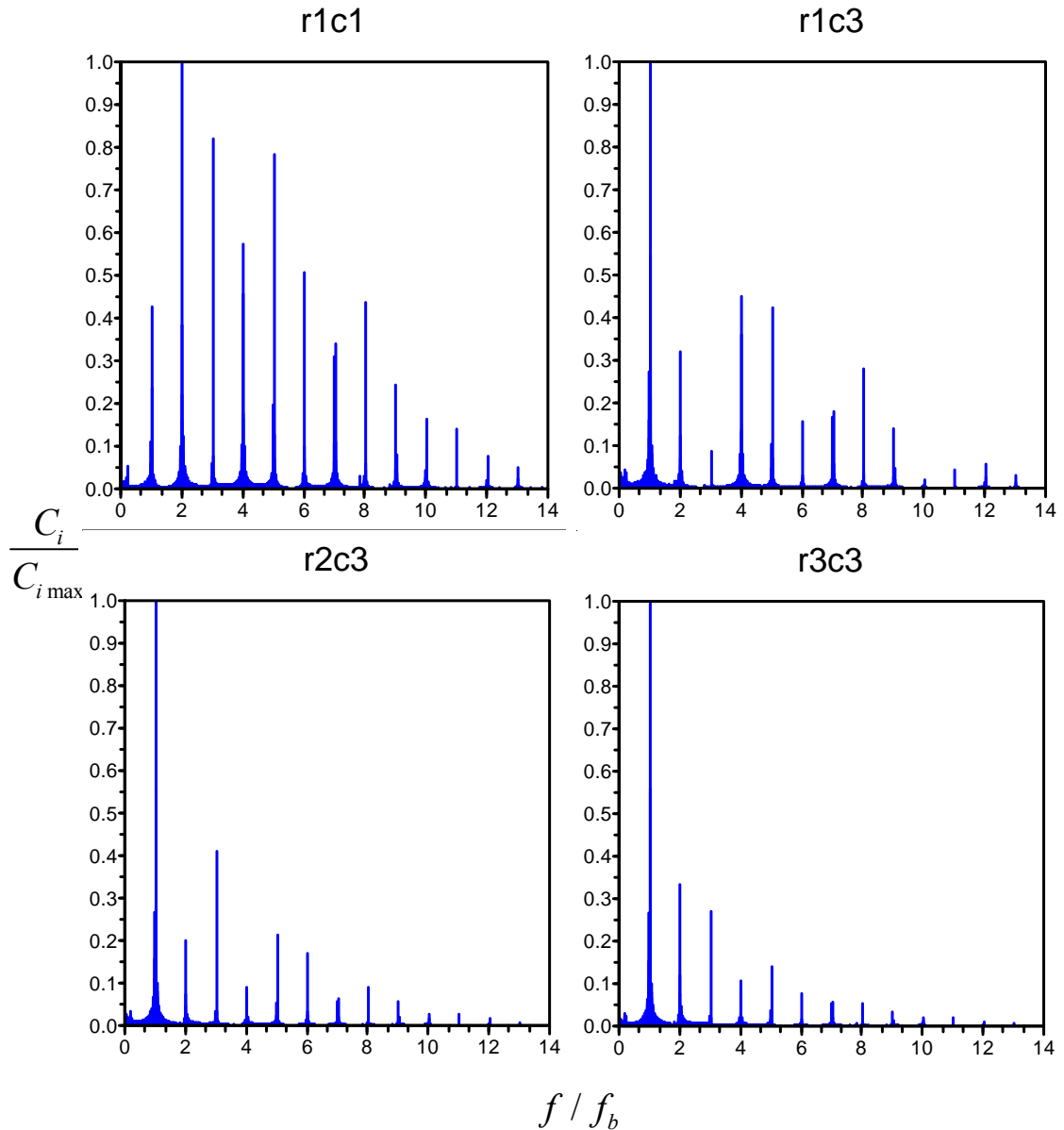


Figura 5.26. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 del distribuïdor. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$

La Taula 5.4 mostra les freqüències obtingudes de les fluctuacions de pressió amb els diferents models de turbulència i els resultats experimentals obtinguts per Tsukamoto. Quan s’han utilitzat els models turbulents S-A, família $k-\varepsilon$ i RSM, els valors de la fluctuació de pressió instantània presenten un comportament periòdic després d’una volta del rodet i en aquests casos, el domini de freqüències recull de forma precisa les freqüències característiques del fenomen.

Els valors obtinguts de la fluctuació de pressió, per el pas dels àleps del rodet davant de les directrius del difusor, amb els models $s-k-\omega$ i SST $k-\omega$ presenten una modulació del seu valor amb el gir del rodet, presentant un comportament periòdic que es repeteix cada volta en el SST $k-\omega$ i cada dues voltes en el $s-k-\omega$. En aquests models la presència de “soroll” en els resultats numèrics dificulta la determinació de les freqüències representatives $Z_i N$ i N , degut a la presència de pics sense base física en el domini de freqüències.

Taula 5.4. Domini de freqüències (Hz) de les fluctuacions de pressió

Freqüències Experimentals (Hz)		N	$1Z_iN$	$2Z_iN$	$3Z_iN$	$4Z_iN$	$5Z_iN$
		34	172	344	517	689	861
Model de turbulència	Punt de pressió						
Spalart – Allmaras (S-A)	r1c1	10/34	171	343	518	689	861
	r1c3	10/34	171	343	518	689	861
	r2c3		171	343	518	689	861
	r3c3		171	343	518	689	861
Standard $k-\varepsilon$ (s- $k-\varepsilon$)	r1c1	-	171	346	517	689	860
	r1c3	-	171	346	517	689	860
	r2c3		171	346	517	689	860
	r3c3		171	346	517	689	860
Realizable $k-\varepsilon$ (r- $k-\varepsilon$)	r1c1	34	172	343	518	689	861
	r1c3	34	171	343	518	689	861
	r2c3		172	343	518	689	861
	r3c3		171	343	518	689	861
Renormalization Group $k-\varepsilon$ (RNG $k-\varepsilon$)	r1c1	34	171	343	517	689	861
	r1c3	34	171	343	517	689	861
	r2c3		171	343	517	689	861
	r3c3		172	343	517	689	861
Standard $k-\omega$ (s- $k-\omega$)	r1c1	15,5	160/188	327	516	688	861
	r1c3	15,5	168	345	516	688	862
	r2c3		171	328	516	688	861
	r3c3		171	345	516	688	861
Shear Stress Transport $k-\omega$ (SST $k-\omega$)	r1c1	31	-	343	515	689	862
	r1c3	31	171	343	-	689	862
	r2c3		171	-	515	689	862
	r3c3		171	343	516	689	862
Reynolds Stress Model (RSM)	r1c1	34	171	343	517	689	861
	r1c3	34	172	343	517	689	861
	r2c3		172	343	517	689	861
	r3c3		172	343	517	689	861

Per poder determinar les habilitats del coeficient de sustentació en determinar les freqüències característiques del fenomen, s’ha realitzat la FFT a les dades del C_l als àleps i directrius de la bomba, Taula 5.5, on en negreta s’han indicat els harmònics amb valor $C_{l\ max}$. Un dels aspectes remarcables en el domini de freqüències del C_l es la no presència de la freqüència $4Z_iN$ en alguns models turbulents i l’aparició de noves freqüències. A la Figura 5.27, es pot apreciar que apareixen les freqüències característiques del pas dels àleps i les directrius, i per altra banda, també apareix la freqüència de gir del rodet $f_j=34,43$ Hz. El coeficient de sustentació ha presentat el mateix comportament, que amb les fluctuacions de pressió, quan s’han utilitzat els models s- $k-\omega$ i SST $k-\omega$, ja que el soroll numèric ha fet aparèixer noves freqüències.

Un fet significatiu es que el model RSM presenta uns resultats de fluctuació de pressió molt similars a la família $k-\varepsilon$ i per tant presenten les mateixes freqüències característiques però amb una utilització de recursos computacionals mes gran.

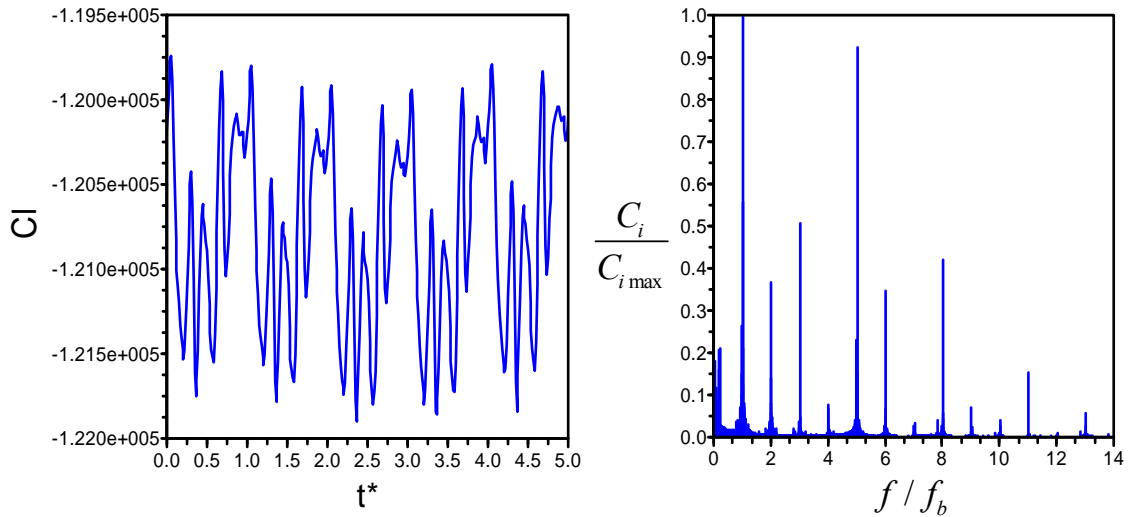


Figura 5.27. Bomba amb directrius. C_f als àleps del rodet i del distribuïdor i freqüències representatives. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$

Taula 5.5. Domini de freqüències (Hz) de la fluctuació del C_f

Freqüències Experimentals (Hz)		N	$1Z_iN$	$2Z_iN$	$3Z_iN$	$4Z_iN$	$5Z_iN$
		34	172	344	517	689	861
Model de turbulència							
Spalart – Allmaras (S-A)	C_f	6	171	345	517	-	862
Standard $k-\varepsilon$ (s-k- ε)	C_f	-	172	344	517	689	861
Realizable $k-\varepsilon$ (r-k- ε)	C_f	34	172	345	515	690	860
Renormalization Group $k-\varepsilon$ (RNG $k-\varepsilon$)	C_f	34	172	344	517	-	861
Standard $k-\omega$ (s-k- ω)	C_f	18	172	345	515	688	861
Shear Stress Transport $k-\omega$ (SST $k-\omega$)	C_f	31	173	345	515	-	861
Reynolds Stress Model (RSM)	C_f	34	171	344	516	689	860

5.1.7. ESTUDI DEL FLUX

En el flux del rodet es pot apreciar que l'efecte del creixement de la capa límit a la cara de pressió del àleps, provoca un defecte de velocitat que va augmentant quan el fluid avança cap a la sortida del rodet (Figura 5.28). A la cara de succió on la capa límit es mes petita el fluid disposa de mes velocitat, això provoca que la circulació Γ al voltant de un àlep sigui diferent de zero.

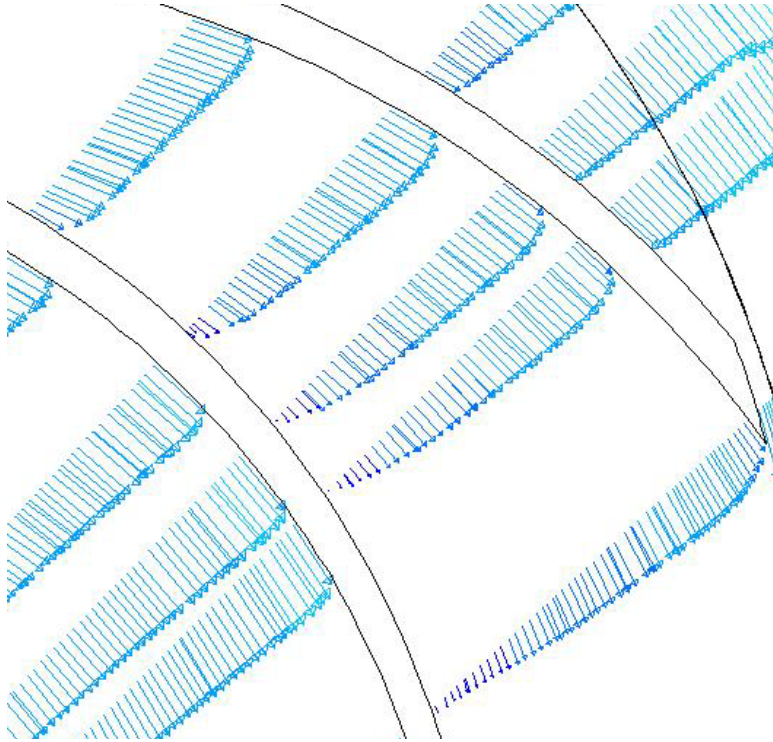


Figura 5.28. Components de velocitat relativa en el rodet. ($Q/Q_d=1,0$)

La vora de sortida dels àleps del rodet produeixen un deixant amb zones amb petites velocitats radials, que destrueixen el flux d'entrada al difusor, Figura 5.29. Amb àleps amb molt d'espessor a la vora de sortida, serà útil per millorar el flux afegint fluid en aquesta regió per incrementar la velocitat radial, Feng, 2011. La velocitat relativa a la sortida del rodet també està afectada per el pas de les directrius per davant del canal de sortida del rodet de manera que la component absoluta de la velocitat a la entrada de les directrius també varia, Figura 5.30, provocant les pulsacions de pressió. La influència aigües amunt de la interacció rodet-difusor sobre el camp de velocitats del rodet només està limitada a la última part del rodet, tal com van obtenir Akhras et al., 2001 i Feng et al., 2011.

Els valors de la velocitat relativa dintre del rodet, Figura 5.31, mostren patrons similars als obtinguts per Pedersen et al. 2003, que van mesurar les velocitats relatives en el rodet de una bomba centrífuga mitjan velocimetria per imatges de partícules (PIV) i per làser Doppler (LDV).

Treballant en condicions de disseny, es pot apreciar que el camp de velocitats relatives en el rodet, segueix la curvatura dels àleps en les parts predominants dels canals del rodet. En la cara de pressió es desenvolupa una zona de baixa velocitat en el primer terç de l'àlep i no s'aprecien desprendiments significatius de capa límit. El fet que degut al gran moment del fluid aquest es desplaça cap a la cara de succió de la secció d'entrada en concordança amb el que diu la teoria potencial, Stepanoff, 1957. També indica que a la part d'entrada del passatge la curvatura meridional associada a la entrada en corba axial-radial, predomina sobre els efectes rotacionals.

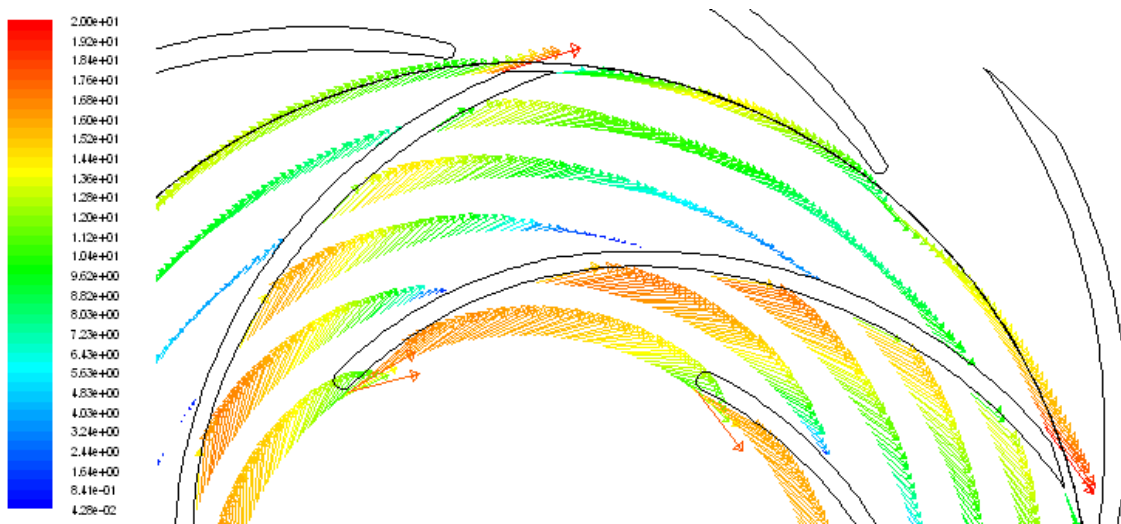


Figura 5.29. Components de velocitat relativa al rodet a $r/R_2 = \{0.53, 0.62, 0.72, 0.81, 0.91, 1.00\}$. ($Q/Q_d = 1.0$)

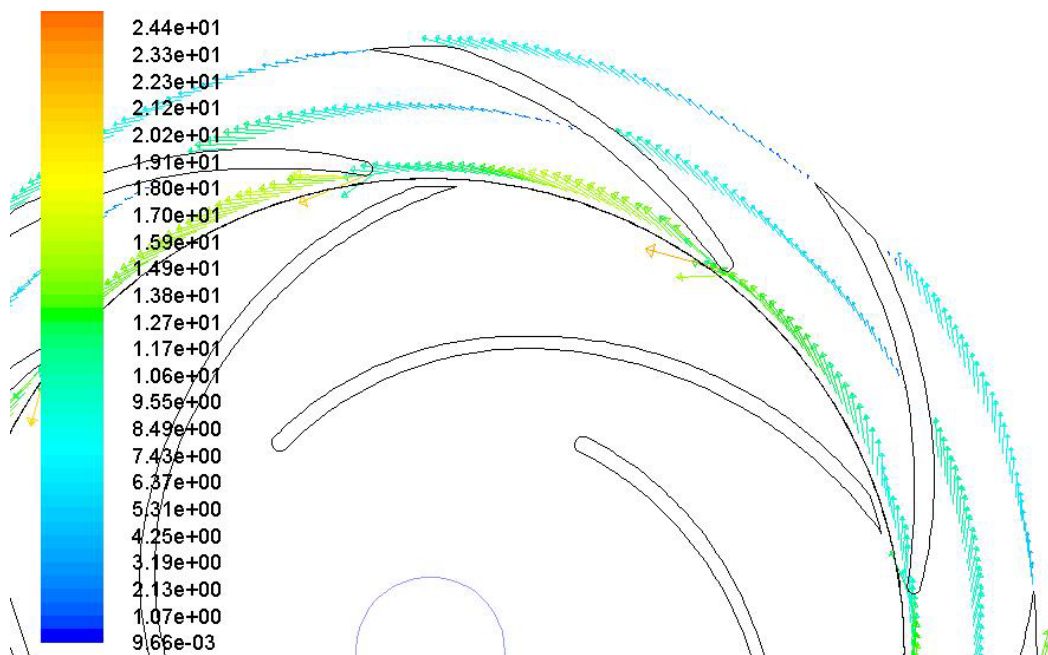


Figura 5.30. Components de velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2 = \{1,03, 1,17, 1,30\}$. ($Q/Q_d = 1,0$)

Però quan el fluid es desplaça al llarg del radi, les forces de Coriolis guanyen força i empenyen el fluid en direcció oposada cap a la cara de pressió. El resultat es que la velocitat relativa creix a la cara de pressió a la part final del passatge, Figura 5.32. El resultat es una distribució de velocitat bastant uniforme al final, lliure de les distorsions de l'efecte del deixant.

El numero de Rossby permet determinar la importància que tenen els efectes de curvatura (forces d'inèrcia) i els efectes rotacionals (forces de Coriolis) en el comportament del flux dins dels canals del rodet.

$$Ro = \frac{w}{\omega R_b} \quad (\text{Eq. 5.12})$$

En el rodet el radi uniforme del àleps es $R_b=125$ mm. A l'entrada del passatge entre dos àleps del rodet trobem el valor màxim del Ro amb $Ro \approx 0,52$, disminuint fins $Ro \approx 0,37$ a la part central del passatge i tenint a la sortida un valor de $Ro \approx 0,48$. Això indica que el flux en el pla entre els àleps està en la seva majoria dominat per els efectes rotacionals i no son importants els efectes de la curvatura, com en el cas del rodet estudiat per Pedersen, 2008. Si els efectes de curvatura no son importants, $Ro < 1$, es podran utilitzar els models EVM que no consideren la curvatura del flux. Si els efectes de la curvatura son importants es tindran que utilitzar models que si que considerin els efectes de la curvatura com RSM, DES i LES.

Pedersen va determinar els fluxos en el rodet mitjan la utilització del model LES a condicions de disseny i a càrrega parcial, i els va comparar amb els valors obtinguts experimentalment amb PIV i els obtinguts a partir de dos models EVM (Chien $k-\varepsilon$ i Baldwin-Lomax). Per condicions de disseny el model LES va obtenir els millors resultats i els models EVM van obtenir resultats similars. Per les condicions de càrrega parcial en les que el flux esta altament separat el model LES va ser capaç de determinar el complex camp de velocitats amb un blocatge a l'entrada del passatge i un vòrtex a la sortida. Els dos models EVM utilitzats no van poder determinar la complexitat del camp de flux.

Brun et al. 2005, va analitzar el flux secundari en el rodet de una bomba i va observar que el flux secundari creixia quan augmentaven el Re i/o el numero de Ro modificat:

$$Ro_m = \frac{\omega R_b}{2w} \quad (\text{Eq. 5.13})$$

Els resultats obtinguts del flux a la bomba treballant en condicions de disseny es mostren a la Figura 5.33, on es mostren encerclades les zones A, B i C on es produeixen recirculacions del flux. Es pot apreciar el creixement de la capa límit a la cara de pressió del àleps del rodet, que provoquen una petita recirculació del flux en sentit horari i el pertinent augment de la velocitat a la cara de succió dels àleps, tal com es pot veure a la zona A de la Figura 5.34.

El procés de mescla del flux a la descàrrega del rodet està afectat per la presència de les directrius del difusor. A la primera meitat de l'entrada de un canal del difusor, es produeix una primera mescla del flux. Mentre que a la segona part el flux que entra en el canal del difusor segueix presentant encara una estructura de deixant en jet, que retarda el procés de mescla del flux dins el difusor.

Al difusor a la cara de succió de les directrius es produeix un gran augment de la capa límit que obstrueix el canal del difusor i provocant un augment de velocitat a la cara de pressió de les directrius que generen un flux en "jet" que es injectat a la voluta. Això provoca una variació important de la intensitat de turbulència (Figura 5.35). Aquest efecte va ser observat per Ozturk, 2009.

Al talla-aigües de la voluta es produeix una zona de recirculació del flux que surt de les directrius del difusor. Degut a que la pressió en la voluta es superior a la que hi ha en el conducte de sortida de la bomba, el flux enlloc de circular per la voluta es dirigeix directament al conducte de sortida tal com es pot veure en la zona B de la Figura 5.36.

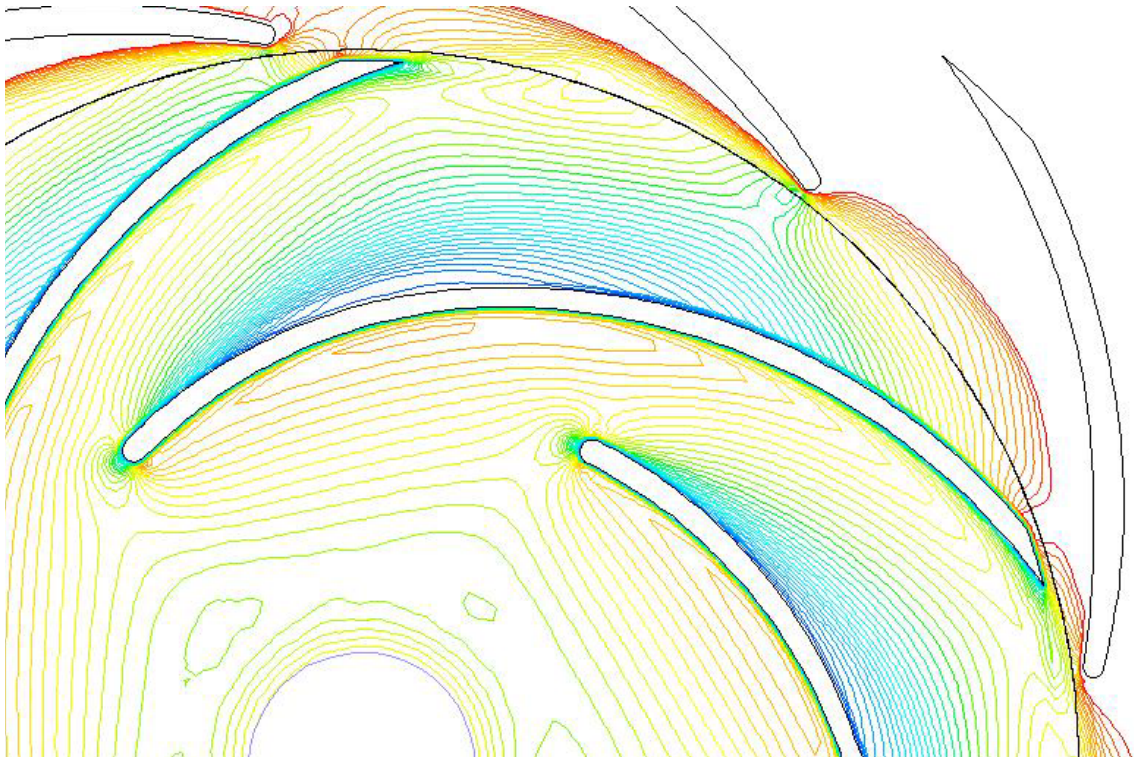


Figura 5.31. Contorns de velocitat relativa en el rodet. ($Q/Q_d=1,0$)

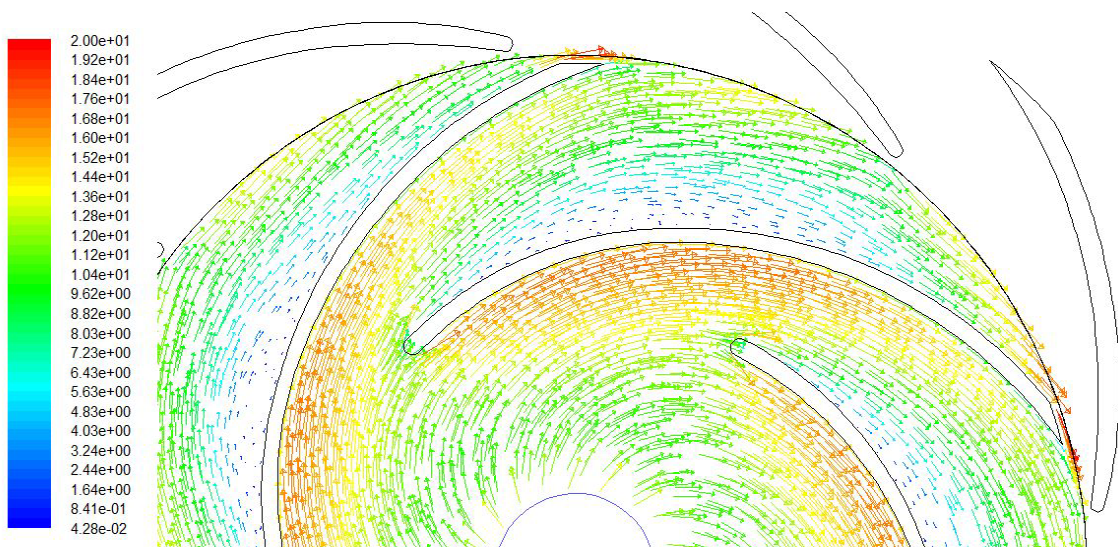


Figura 5.32. Vectors de velocitat relativa al rodet. ($Q/Q_d=1,0$)

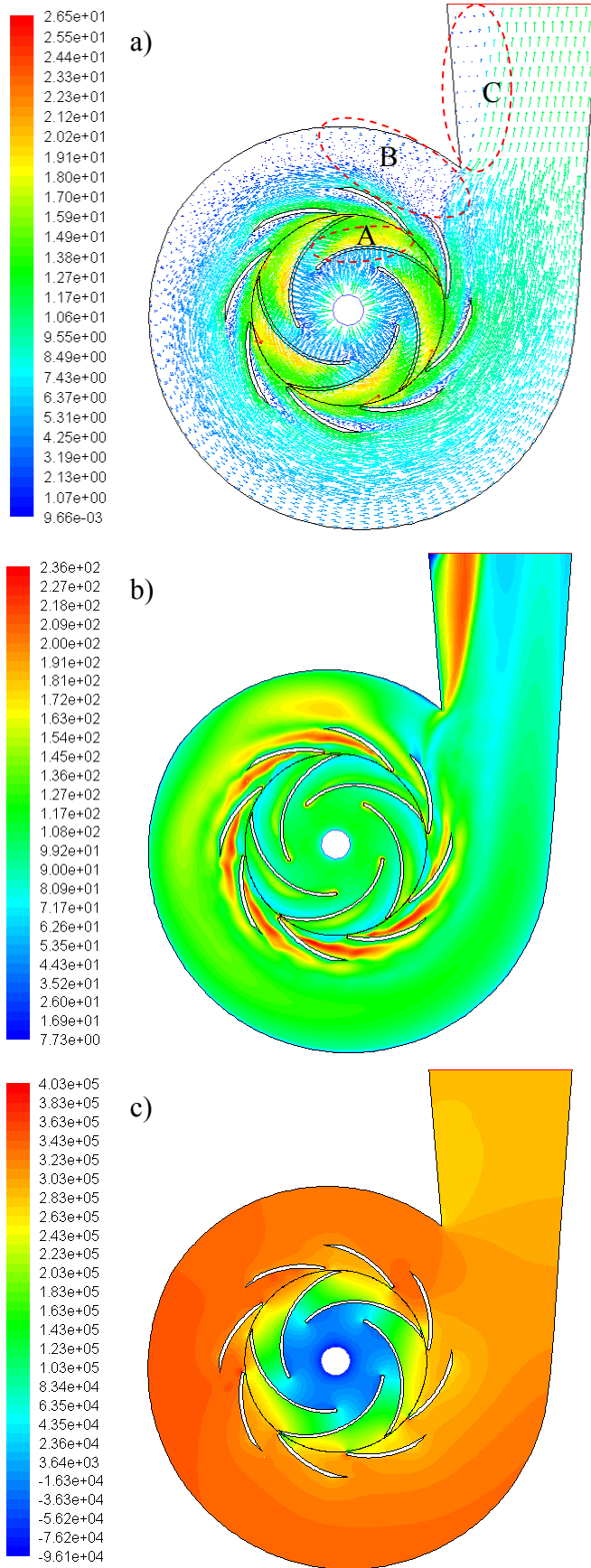


Figura 5.33. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat ; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. $r-k-\varepsilon (Q/Q_{\bar{d}}=1,0)$

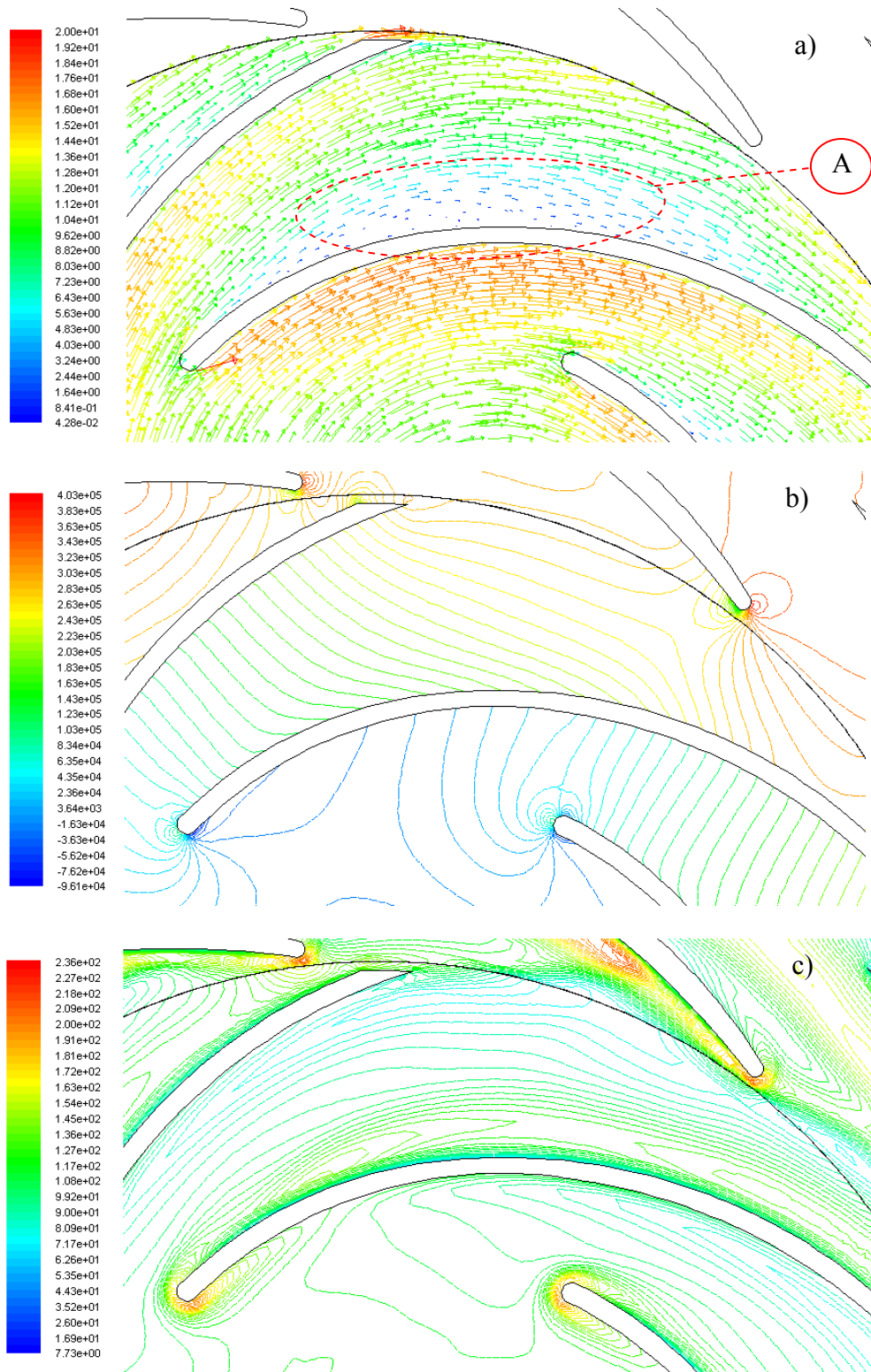


Figura 5.34. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon$ ($Q/Q_d=1,0$)

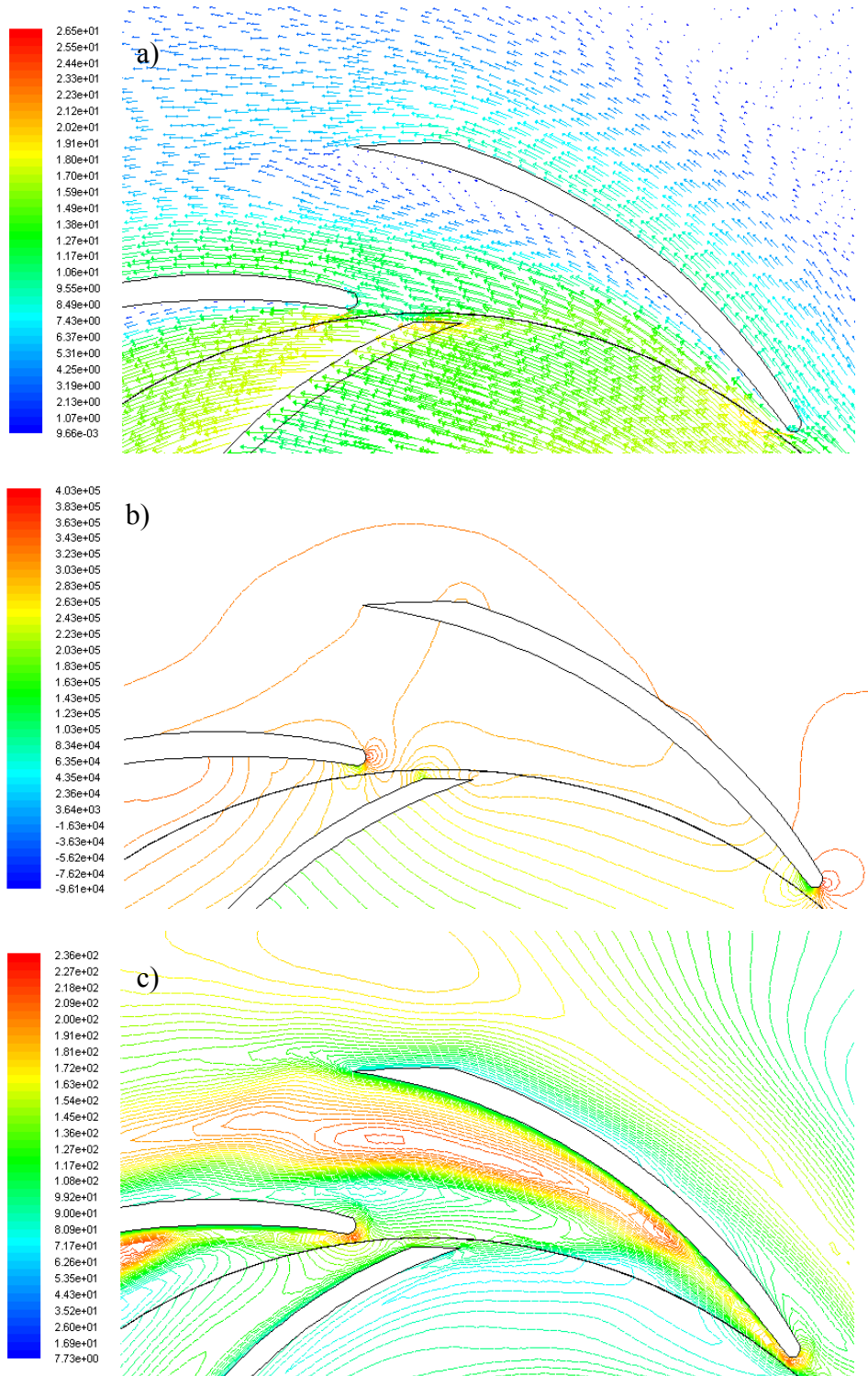


Figura 5.35. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat absoluta; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon (Q/Q_d=1,0)$

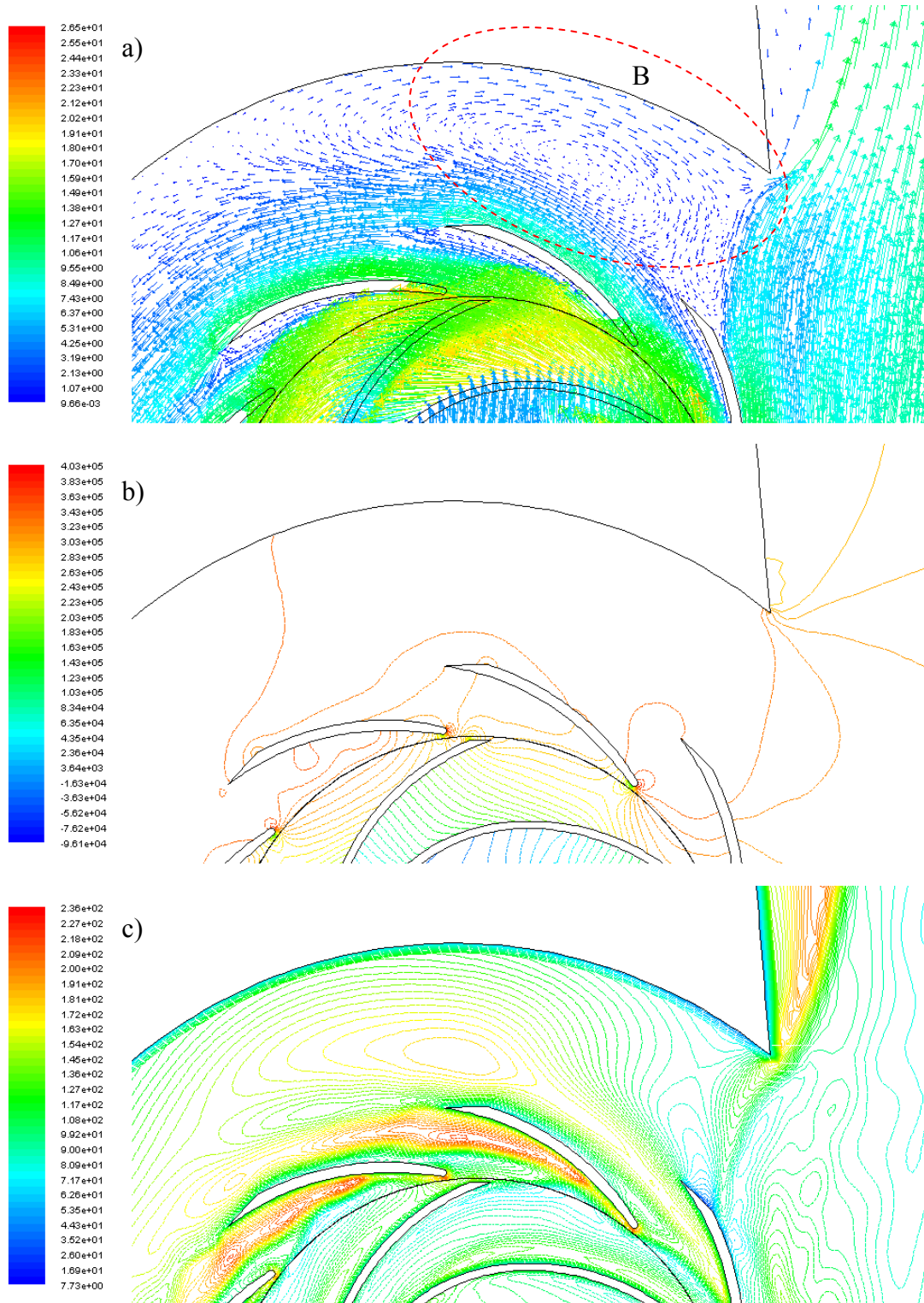


Figura 5.36. Bomba amb directrius. a) vectors de velocitat absoluta; b) pressió estàtica; c) intensitat de turbulència. $r-k-\varepsilon$ ($Q/Q_d=1,0$)

Un estudi de les variacions de la intensitat de turbulència en la bomba mostren, que darrera la vora de sortida dels àleps del rodet es mostren valors elevats d'intensitat de turbulència degudes als deixants del rodet. A la cara de pressió dels àleps del rodet es mostren elevats valors de intensitat de turbulència degut a les grans dimensions de la capa límit present.

El deixant del rodet es tallat per l'entrada de les directrius del difusor durant el gir del rodet i els segments del deixant son transportats aigües avall al llarg de la cara de succió de les directrius del difusor (Figura 5.37). Per tant, la capa límit de la cara de succió del difusor està mes exposada als efectes periòdics de l'escombra't produït per l'alta turbulència transportada per els deixants del rodet, si la comparem amb la cara de pressió, aquest fenomen també va ser observat per Feng, 2011. A l'hora de realitzar el mallat de la capa límit de la cara de succió de les directrius es tindria que tenir en compte aquest efecte.

El flux a la voluta presenta una zona amb alta turbulència degut als deixants del difusor i també es present un alt nivell de turbulència en el talla-aigües, provocat per el creixement de la capa límit en la paret del conducte de sortida de la bomba, zona C de la Figura 5.33.

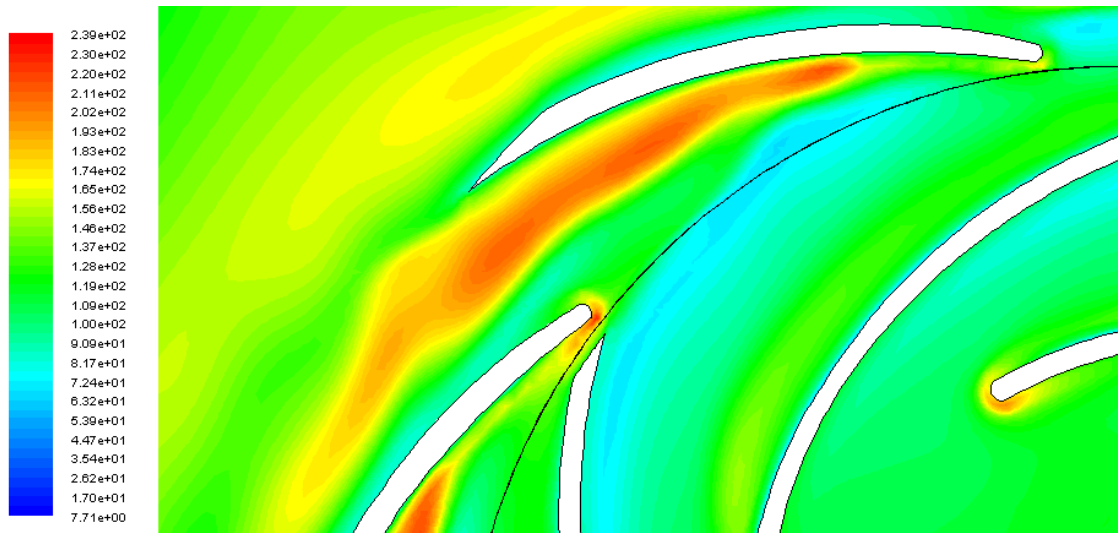


Figura 5.37. Intensitat de turbulència a la sortida del rodet. $r-k-\varepsilon (Q/Q_d=1,0)$

Asuaje et al. 2005, va estudiar el comportament del flux en una bomba centrífuga sense difusor. Va realitzar una malla de la bomba en 3D i va determinar les velocitats meridionals a la vora d'entrada i la vora de sortida dels àleps del rodet, utilitzant els models de turbulència $s-k-\varepsilon$, $s-k-\omega$ i SST $k-\omega$ i va obtenir resultats similars.

Els resultats obtinguts per Feng, 2011, demostren que utilitzar un model RANS com el SST, per determinar els efectes no estacionaris produïts per el RSI permet conèixer el complex flux en el difusor de les bombes .

5.2. BOMBA SENSE DIRECTRIUS

Per determinar la influència que provoquen les directrius del difusor en l'efecte RSI a la bomba, s'ha realitzat un estudi de la bomba treballant a condicions de disseny sense les directrius del difusor (Figura 5.38).

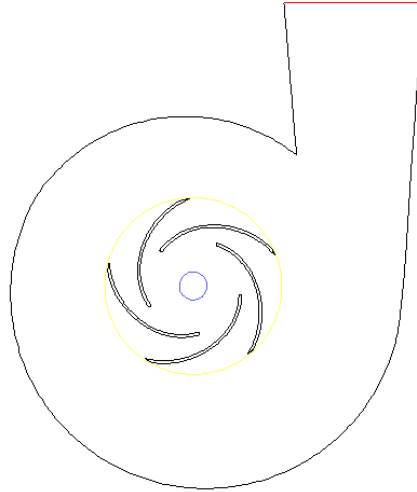


Figura 5.38. Bomba sense difusor

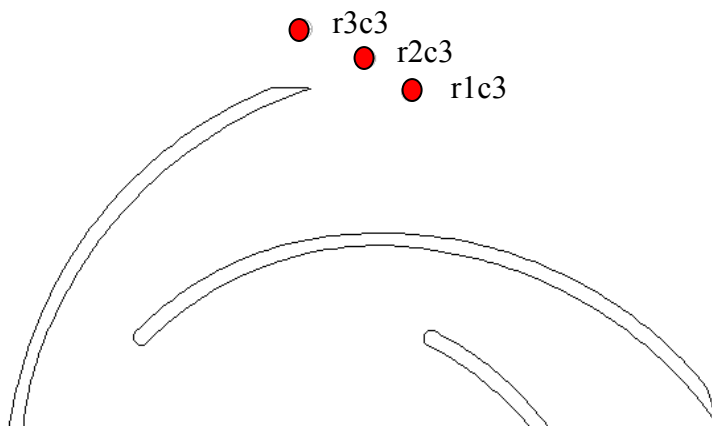


Figura 5.39. Punts de mesura de la pressió a la sortida del rodet

5.2.1. FLUCTUACIONS DE PRESSIÓ

S'han determinat les fluctuacions de pressió a la sortida del rodet en els mateixos punts r1c3, r2c3 i r3c3 que quan la bomba treballava amb difusor, Figura 5.39. A les Figures 5.40, 5.41 i 5.42 es comparen els resultats de $\Delta\psi$ a la bomba treballant amb i sense directrius al difusor. Quan la bomba treballa sense les directrius no apareixen les pertorbacions degudes a l'efecte potencial del pas dels àleps davant de les directrius, només està present el increment de pressió provocat per el pas del canal del rodet i l'efecte del deixant. Les fluctuacions de pressió en el punt r1c3, situat a la sortida del rodet, són un 40% més grans quan la bomba treballa sense les directrius, això pot ser degut a que el deixants dels àleps del rodet no

estan pertorbats per l'efecte RSI de les directrius i el seu efecte es mes important que quan la bomba treballa amb difusor. Quan ens allunyem de la sortida del rodet, punts r2c3 i r3c3, les fluctuacions de pressió presenten valors similars als obtinguts amb la presència de les directrius.

Per una altra banda, el coeficient de sustentació en els àleps no presenta l'efecte potencial del pas dels àleps del rodet davant de les directrius del difusor i fluctua amb la velocitat de pas dels àleps, Figura 5.43.

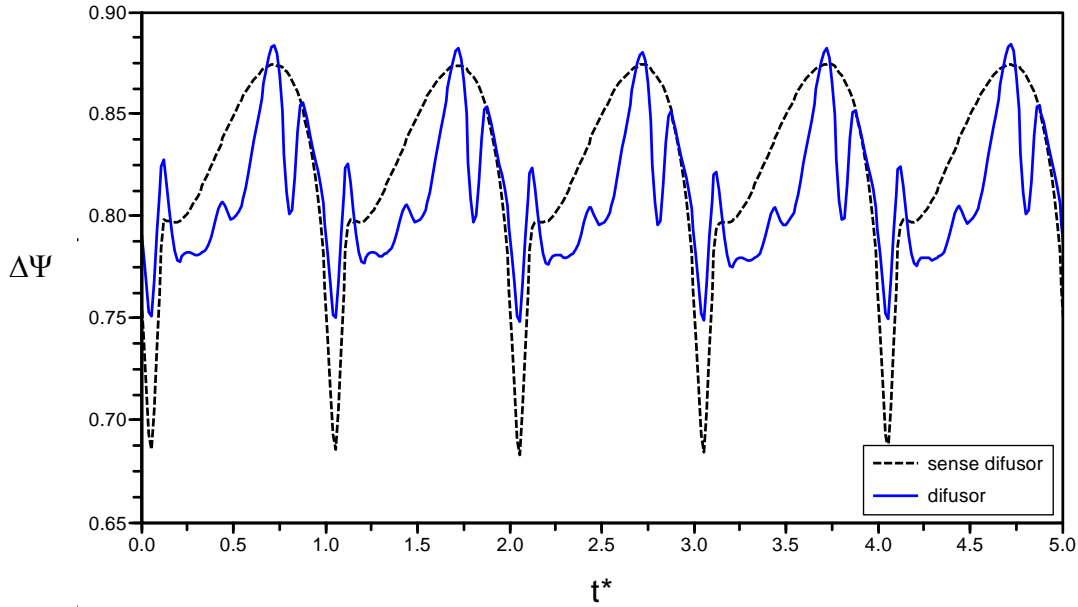


Figura 5.40. Valors de pressió no estacionaria, $\Delta\Psi$. Punt r1c3. ($Q/Q_d=1,0$)

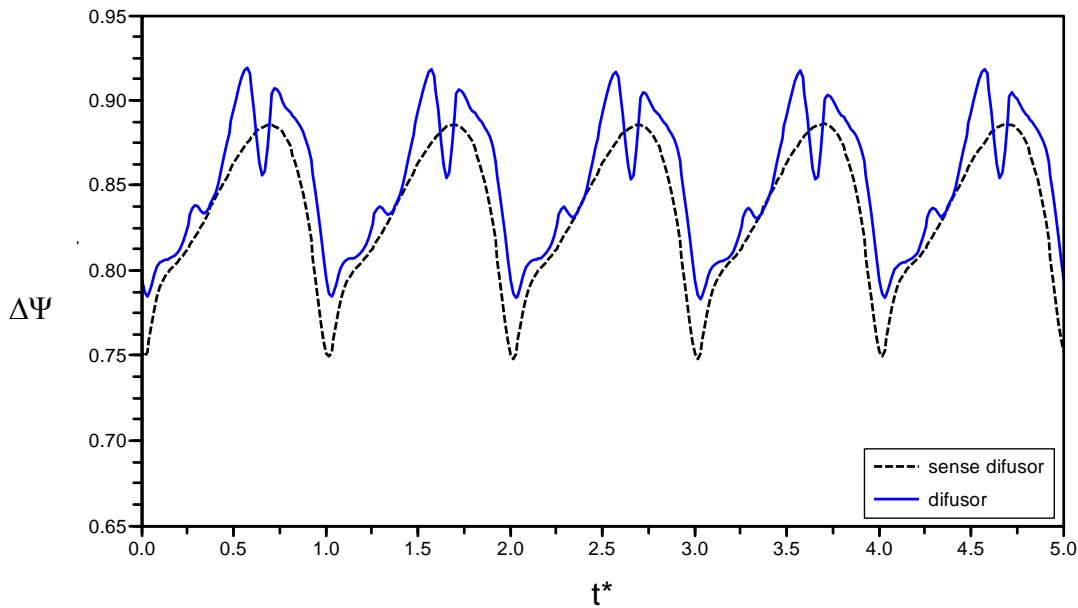


Figura 5.41. Valors de pressió no estacionaria, $\Delta\Psi$. Punt r2c3. ($Q/Q_d=1,0$)

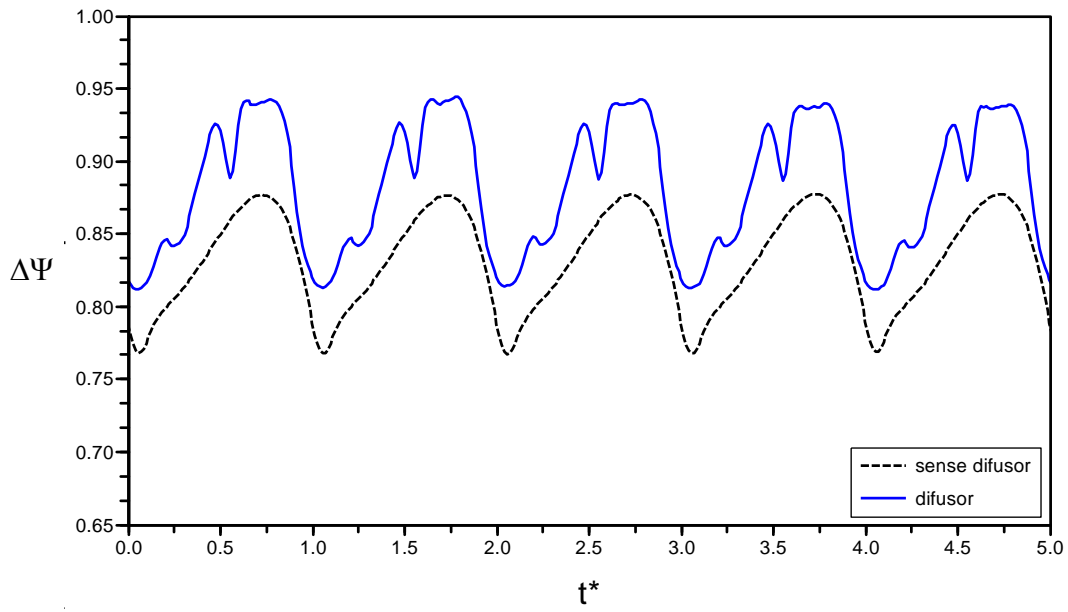


Figura 5.42. Valors de pressió no estacionària, $\Delta\Psi$. Punt r3c3. ($Q/Q_d=1,0$)

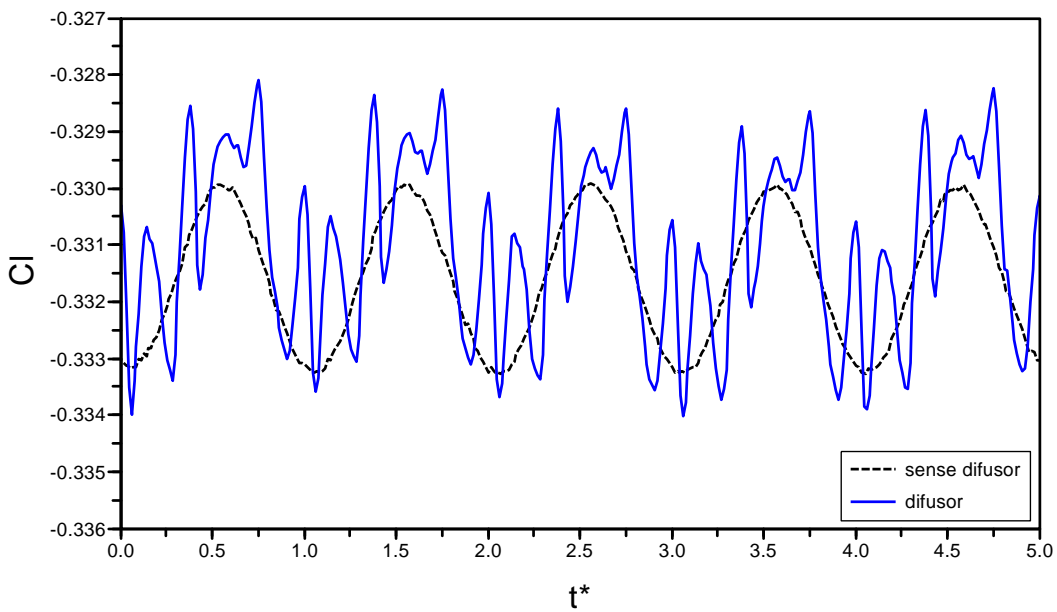


Figura 5.43. Valor del Cl . ($Q/Q_d=1,0$)

5.2.2. FLUX A LA SORTIDA DEL RODET

Les components de velocitat radial a la sortida del rodet mostren que en aquest cas no hi ha flux invers com es produïa quan el flux coincidia amb una directriu. Es pot observar que a la cara de succió la velocitat radial es màxima i a la cara de pressió mínima. La component de velocitat tangencial continua sent mínima a la cara de succió i màxima a la part central del canal entre dos àleps, Figura 5.44.

Les pressions a la sortida del rodet presenten un mínim a la cara de succió i un màxim prop de la cara de succió del canal entre dos àleps. La pressió a la sortida del rodet no presenta les disminucions de pressió provocades per la presència de les directrius del difusor. També apareix l'efecte de la voluta afectant el valor de la pressió a la sortida del rodet, presentant valors màxims prop del talla-aigües.

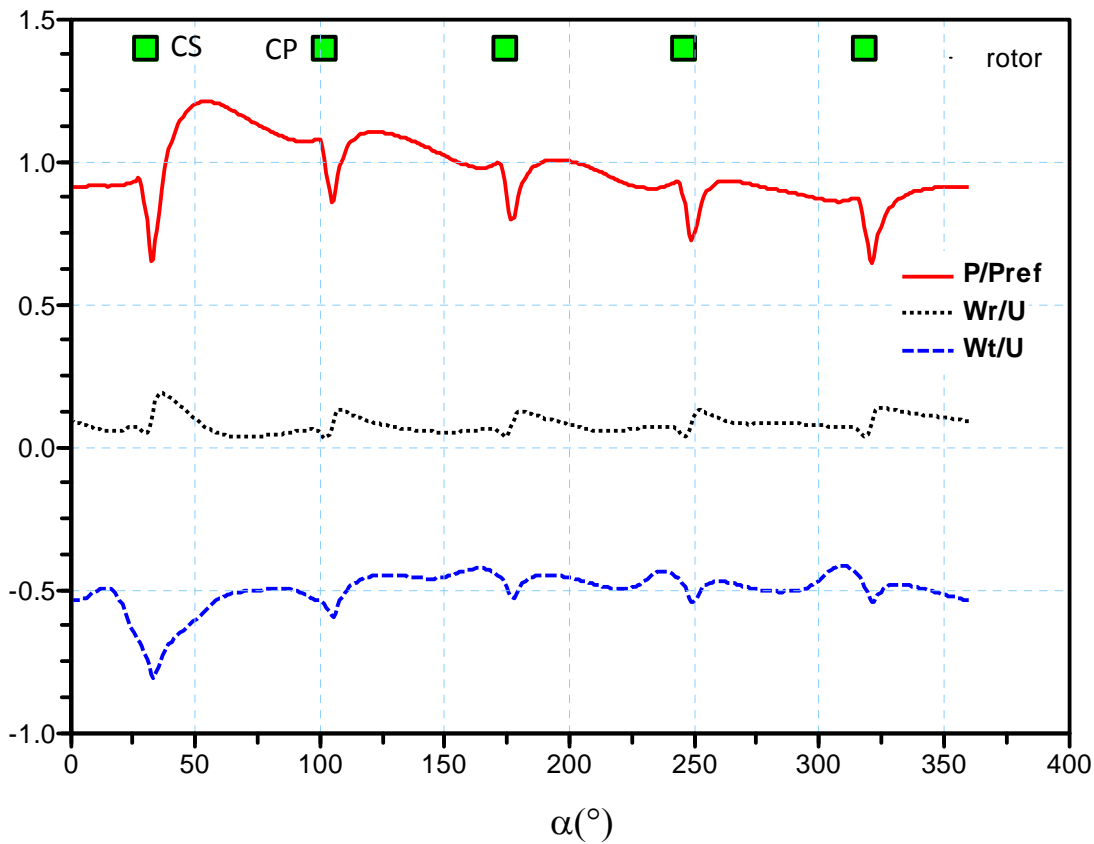


Figura 5.44. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $R/R_2=1,016$. $(r-k-\varepsilon)$. $(Q/Q_d=1,0)$

5.2.3. FREQUÈNCIES

Les freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c3, r2c3 i r3c3 presenten el primer harmònic representatiu de la mateixa manera que treballant amb directrius, però els demés harmònics presenten valors més petits, Figura 5.45. En quant al coeficient de sustentació en aquest cas només presenta una única freqüència representativa deguda al pas del àlep del rodet davant del talla-aigües de la voluta.

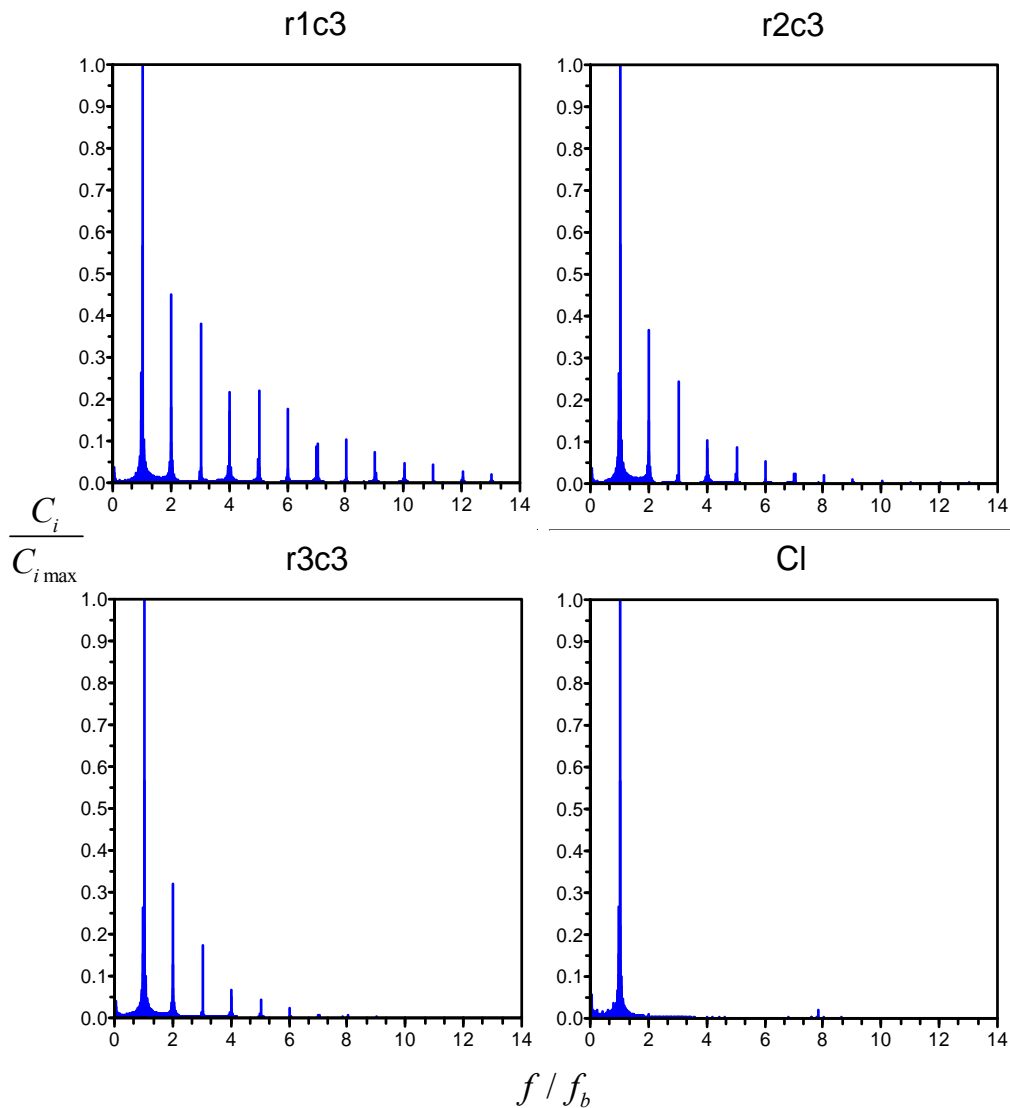


Figura 5.45. Bomba sense directrius. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c3, r2c3, r3c3 del difusor i del C_i al rodet. ($Q/Q_d=1,0$)

5.2.4. ESTUDI DEL FLUX

A la Figura 5.46, es mostra la comparativa del flux a la bomba treballant sense les directrius i amb les directrius del difusor. Les diferències més notables es produeixen a la sortida del rodet en l'espai que ocuparia el difusor. Treballant sense directrius els deixants dels àleps del rodet es desprenen en el moviment de rotació del rodet i són transportats en forma de làmines d'elevada intensitat de turbulència cap a la sortida de la bomba. Es pot observar que el comportament del flux en el rodet és similar al obtingut quan es treballa amb les directrius, Figura 5.47, en aquestes condicions també apareix el creixement de la capa límit a la cara de pressió que provoca la petita recirculació del flux. En aquest cas el flux a la sortida dels canals del rodet no presenta les perturbacions produïdes per les directrius i la pressió a la sortida del rodet presenta valors més uniformes.

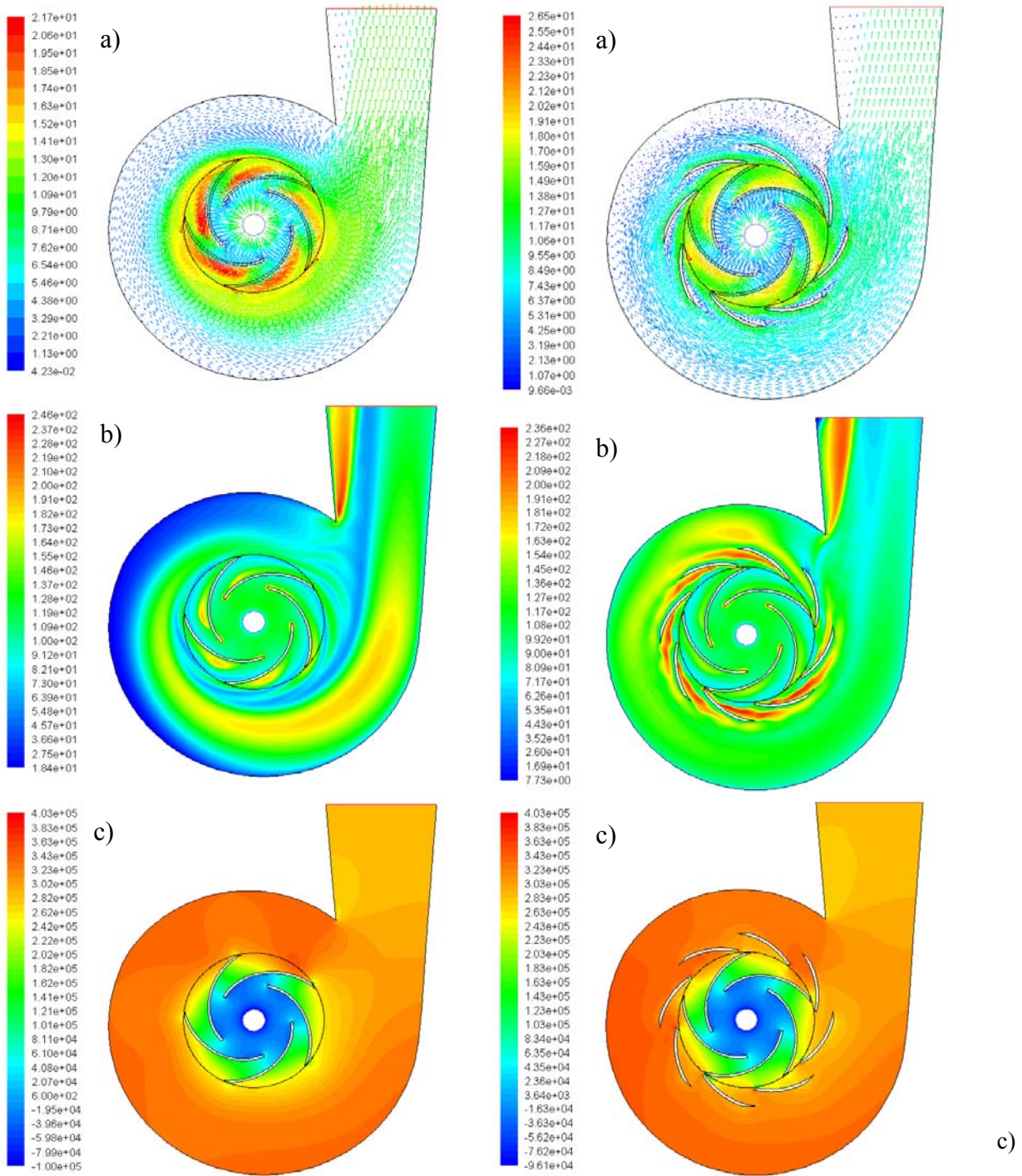


Figura 5.46. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. ($Q/Q_d=1,0$)

En la bomba sense directrius, el flux en la voluta no presenta els efectes dels deixants en jet que es produeixen en les directrius del difusor i que afavoreixen la difusió del flux cap a la totalitat de la voluta, si no que es genera a la voluta una zona propera al rodet de elevada velocitat i que arriba al conducte de sortida, mentre que a la resta de la voluta la velocitat es molt petita, Figura 5.48.

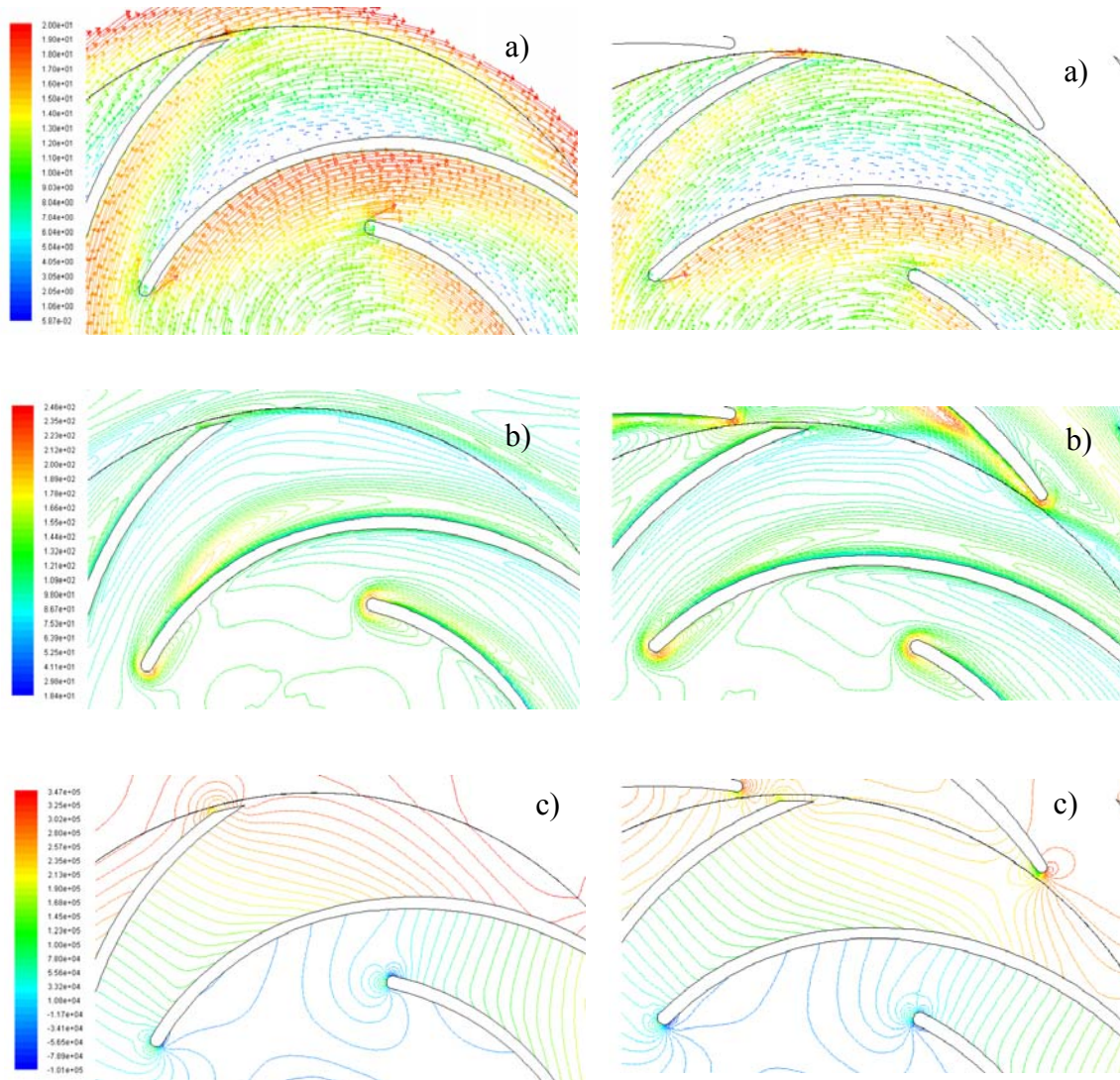


Figura 5.47. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat relativa; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. ($Q/Q_d=1,0$)

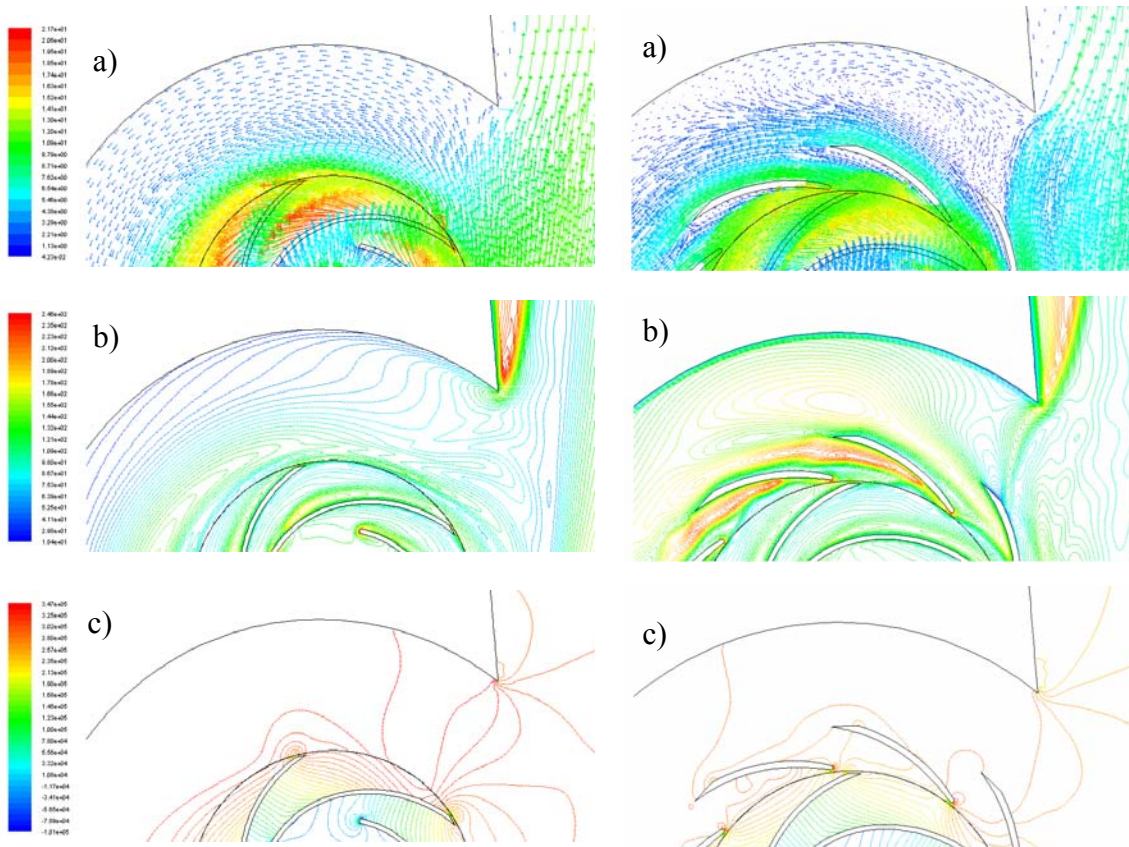


Figura 5.48. Bomba sense i amb directrius. a) vectors de velocitat; b) intensitat de turbulència; c) pressió estàtica. ($Q/Q_d=1,0$)

5.3. CONCLUSIONS

Tot el coneixement previ adquirit en la simulació dels efectes parcials associats al flux en el interior de una turbomàquina dels capítols previs s'ha aplicat aquí a la simulació de la turbomàquina completa, permetent escollir les opcions mes eficients en termes de bon comportament numèric i eficiència computacional. L'estudi de la bomba ha permès conèixer les característiques del complicat flux que es produeix al seu interior degut a la interacció entre els àleps del rodet i les directrius del difusor. Quan la bomba amb difusor treballa a condicions de disseny el camp de velocitats relatives en el rodet segueix la curvatura dels àleps. El flux provoca el creixement de la capa límit a la cara de pressió dels àleps que provoca una petita recirculació del fluid en sentit contrari al gir del rodet (zona A, Figura 5.33) i això fa augmentar la velocitat del fluid a la cara de succió dels àleps. Quan el flux es desplaça al llarg del radi dels àleps cap a la sortida del rodet, guanyen força les forces de Coriolis provocant que el fluid circuli cap el final de la cara de pressió i això provoca un augment de la velocitat relativa a la part final de l'àlep, aconseguint que a la sortida del rodet el flux sigui bastant uniforme.

Degut a la petita distància entre el rodet i el difusor el procés de mescla entre el flux en el canal i el deixant del rodet no s'ha acabat de produir quan el flux arriba al difusor, provocant variacions en l'angle d'incidència del flux a l'entrada de les directrius. Per aconseguir una bona mescla del flux a la sortida del rodet es precisaria augmentar la distància entre el rodet i el difusor. Quan la bomba treballa sense el difusor no s'aprecien variacions en el comportament del flux en el rodet, això es degut a que la interacció potencial dels àleps del rodet i el difusor no viatja aigües amunt per el rodet, i per tant no afecte a les característiques del flux.

Durant el gir del rodet el deixant que surt dels àleps del rodet, es tallat per les directrius del difusor i els segments amb elevat nivell de turbulència del deixant son conduïts aigües avall, al llarg de la cara de succió de la directriu del difusor, provocant un gran creixement de la capa límit de la cara de succió de la directriu. Aquest fenomen ja es veure en el Capítol 4, quan els deixants de la cascada d'àleps interactuaven amb la capa límit de la placa plana, provocant la variació local del seu espessor, degut a la variació de la velocitat, de la fluctuació de velocitat i de la variació de pressió tot coincidint amb el pas dels deixants per la capa límit i aquesta pertorbació de la capa límit es desplaçava aigües avall a la velocitat del deixant.

El creixement de la capa límit a la cara de succió de la directriu provoca un gran augment de la velocitat a la cara de pressió de la directriu, generant-se un flux en "jet" que es transportat aigües avall fins la voluta. Això facilita la difusió del flux que surt de les directrius dins la voluta, aconseguint una distribució de velocitats mes uniforme en la voluta. Quan la bomba treballa sense difusor l'efecte de difusió generat per les directrius no es produeix i apareix a la voluta una zona amb elevades velocitats prop de la sortida del rodet, mentre que a la resta de la voluta les velocitats del flux son molt petites.

Prop del talla-aigües de la voluta, el flux que circula per la voluta experimenta una recirculació cap el conducte de sortida de la bomba degut al gradient de pressió advers que es presenta en la zona propera a la oïda i que impedeix que el flux continuï per la voluta circulant en la direcció de gir del rodet (zona B, Figura 5.33). Això provoca el desprendiment de la capa límit del flux en la paret del talla-aigües del conducte de sortida (zona C, Figura 5.33) i l'augment de la velocitat del flux a la cara oposada.

L'efecte potencial degut a la interacció entre els àleps i les directrius provoquen una fluctuació de pressió, generant-se un màxim a la cara de pressió dels àleps del rodet i un mínim a la seva cara de succió, aquesta fluctuació es màxima quan un àlep i una directriu estan alineats. Quan el flux que surt del rodet es troba amb una directriu del difusor, el fluid experimenta una disminució de la component radial de la velocitat relativa, un augment de la component tangencial de la velocitat relativa, i una disminució en la pressió, sent el mateix comportament que va obtenir Feng et al. 2011. El màxim de pressió en el difusor es degut a la interacció potencial entre els àleps i les directrius, i es propaga de forma instantània en tot el canal del difusor i va disminuint el seu valor en les direccions radial i circumferencial del flux (línia A, Figures 5.15, 5.16 i 5.17), mentre que el pas dels deixants provoquen una disminució de la pressió en el difusor degut a l'efecte rafega del flux del deixant, que presenta un retard de temps quan el flux avança per el distribuïdor (línia B, Figures 5.15, 5.16 i 5.17).

Les pulsacions de pressió quan la bomba treballa sense les directrius del difusor, son degudes a la interacció dels àleps del rodet i el talla aigües de la voluta, mostrant a la sortida del rodet valors de fluctuació de pressió un 40% majors que quan treballa amb el difusor, això es degut a que els deixants dels àleps del rodet no estan afectats per l'efecte RSI de les directrius del difusor i tenen un efecte mes important sobre la fluctuació de pressió, mentre que quan ens allunyem de la sortida del rodet la fluctuació presenta valors similars als obtinguts amb la presència del difusor.

S'han determinat els modes diametralment excitats produïts per la interacció potencial entre els àleps i les directrius, resultant que l'excitació gira en sentit contrari al moviment del rodet i sent el mode diametral de la bomba $k = -3$. Amb la determinació i la suma dels $z_v + z_b$ harmònics de la fluctuació de pressió, s'ha pogut construir la fluctuació de pressió degut a l'efecte potencial dels àleps del rodet i les directrius en el difusor de la bomba, resultant una bona correspondència entre els valors de pressió obtinguts a partir de la suma dels harmònics, els valors numèrics de CFD i els experimentals de Tsukamoto et al., 1995. Per tant els efectes potencials són ben recollits per els models turbulents, per la qual cosa el que es té que simular amb gran detall és el flux del deixant. Això implica una bona selecció del model turbulent que doni les millors prestacions en la obtenció del deixant en termes de qualitat de l'ajust i de recursos computacionals utilitzats.

La determinació de les freqüències característiques de la fluctuació de pressió, ha mostrat que la pressió en el difusor fluctua amb la freqüència de pas dels àleps del rodet, $Z_i N$ i els seus primers harmònics. Al llarg de la línia mitja entre dos directrius del difusor, els resultats mostren que el primer harmònic és el més representatiu, mentre que prop de la vora d'entrada de la directriu del difusor és el segon harmònic, al igual que els valors experimentals obtinguts per Tsukamoto et al., 1995.

La determinació de les freqüències característiques del coeficient de sustentació en els àleps i les directrius, mostra que apareixen les freqüències associades al pas dels àleps davant de les directrius, i també altres freqüències com la del gir del rodet. Treballant sense les directrius del difusor, les fluctuacions de pressió mostren les mateixes freqüències que treballant amb el difusor i el coeficient de sustentació només presenta una única freqüència representativa deguda al pas dels àleps del rodet davant del talle aigües de la voluta.

Les proves realitzades amb els diferents tipus de tractament de paret per l'estudi de la capa límit, han demostrat que el tipus de tractament no afecta els resultats de la fluctuació de pressió, això es degut a que els punts estudiats en el difusor estan prou allunyats dels efectes de la capa límit a les parets de les directrius.

Els models de turbulència utilitzats en l'estudi de la bomba mostren que els models turbulents Spalart-Allmaras, $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ i RSM presenten resultats similars de les fluctuacions de pressió amb els valors experimentals de Tsukamoto, de la mateixa manera que es va obtenir en Capítol 3, en l'estudi d'àleps aïllats en que els models $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$, RSM i DES obtenien els millors resultats de velocitats i pressions. En quant a la determinació de les freqüències característiques, els models $r-k-\varepsilon$ i RSM han pogut determinar totes les freqüències relatives al pas dels àleps del rodet davant les directrius del difusor i la freqüència del gir del rodet, mentre que els altres models han tingut dificultat en la determinació d'alguna freqüència característica. Els models $r-k-\varepsilon$ i RSM mostren resultats molt semblants de les velocitats i les pressions a la separació entre el rodet i el difusor, mentre que el model SST presenta comportament del flux similar darrera del àleps del rodet, però presenta en les zones no afectades per els àleps del rodet i les directrius un patró de flux diferent. Es té que ser molt acurat en l'elecció dels models de turbulència, doncs la metodologia utilitzada ens induiria a seleccionar models que en casos previs han donat bons resultats que aquí no s'han obtingut.

Els resultats obtinguts mostren que els models $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ i RSM, presenten un bon comportament en la descripció física dels fluxos complexos que es presenten en el rodet i el difusor de la bomba degut a l'efecte RSI. El model RSM té en contra seu la gran necessitat de recursos informàtics necessaris per la seva utilització, presentant resultats molt similars al model $r-k-\varepsilon$, que precisa molts menys recursos. El model SST mostra un bon comportament en la determinació de les característiques del flux, però ha presentat dificultats en la determinació de les freqüències característiques del RSI, degut a la presència de

“soroll” numèric. Com a conclusió direm que el model $r-k-\varepsilon$, presenta unes bones qualitats per l’estudi del efecte RSI en flux en el rodet i el difusor de una bomba quan treballa sota condicions de disseny, però te que indicar-se que l’ús de un sol model de turbulència no permet extreure conclusions definitives.

Capítol 6

CFD DE LA INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA BOMBA FORA DE CONDICIONS DE DISSENY

En el seu treball Egusquiza, 2003, mostra que quan les màquines radials treballen a càrregues molt baixes el flux tridimensional interior pot generar vorticitat longitudinal, i si la bomba centrífuga es fa treballar a cabals inferiors al de disseny, arriba un moment en que el flux que entra en la bomba no es capaç d'omplir tots els canals de rodet generant fluxos inversos a l'entrada i sortida del rodet. La transició del funcionament normal al funcionament amb recirculació es sobtat i té lloc a un cabal determinat anomenat Q_{k1} . La recirculació provoca la prerotació del flux d'entrada de la bomba. També poden aparèixer recirculacions a la sortida del rodet en un altre cabal Q_{k2} , també més petit que el de disseny. Q_k marca el límit d'operació fiable en aquestes bombes, ja que la recirculació genera vibracions, empentes, pulsacions de torsió i molt de soroll.

Degut a la dificultat de realitzar mesures experimentals a l'interior del rotor, un dels objectius d'aquest treball es caracteritzar mitjan CFD els detalls del flux quan la màquina treballa fora del punt de disseny. L'observació mitjan CFD de possibles correlacions entre les característiques del flux i les fluctuacions de pressió serà útil per comprendre millor les característiques del funcionament de la màquina sota aquestes condicions. Amb aquest fi s'ha estudiat el comportament de la bomba de Tsukamoto et al. 1995, a diferents condicions de treball (Taula 6.1), per poder obtenir la seva corba característica de funcionament. A la Figura 6.1 es mostren els valors experimentals i els obtinguts amb CFD del comportament de la bomba. L'objectiu es poder realitzar un estudi del comportament del flux en el rodet i el difusor quan treballen fora de les condicions de disseny.

Taula 6.1. Condicions de treball a les simulacions de la bomba

H (m)	Q/Q_d (-)	ψ (-)	φ (-)
38,74	0	1,039	0,0001578
37,72	0,61	1,012	0,0714086
36,70	0,70	0,985	0,0816310
34,66	0,81	0,930	0,0939275
32,62	0,92	0,875	0,1074092
29,20	1,00	0,783	0,1165205
20,39	1,18	0,547	0,1373357
10,19	1,36	0,273	0,1585212

Treballant a condicions de disseny, $Q/Q_d=1$, els coeficients de cabal i d'altura de la bomba son: $\varphi = 0,117$ i $\psi = 0,741$. Sent aquests coeficients definits com:

El coeficient de cabal:

$$\varphi = \frac{Q}{2 \pi R_2 b_2 u_2} \quad (\text{Eq. 6.1})$$

i el coeficient d'altura total:

$$\psi = \frac{2 g H}{u_2^2} \quad (\text{Eq. 6.2})$$

S'ha realitzat un estudi en detall del comportament del flux a la bomba treballant a condicions de càrrega parcial $Q/Q_d = 0,61$ i a condicions de sobre càrrega $Q/Q_d = 1,36$, les condicions de treball es mostren a la Taula 6.1.

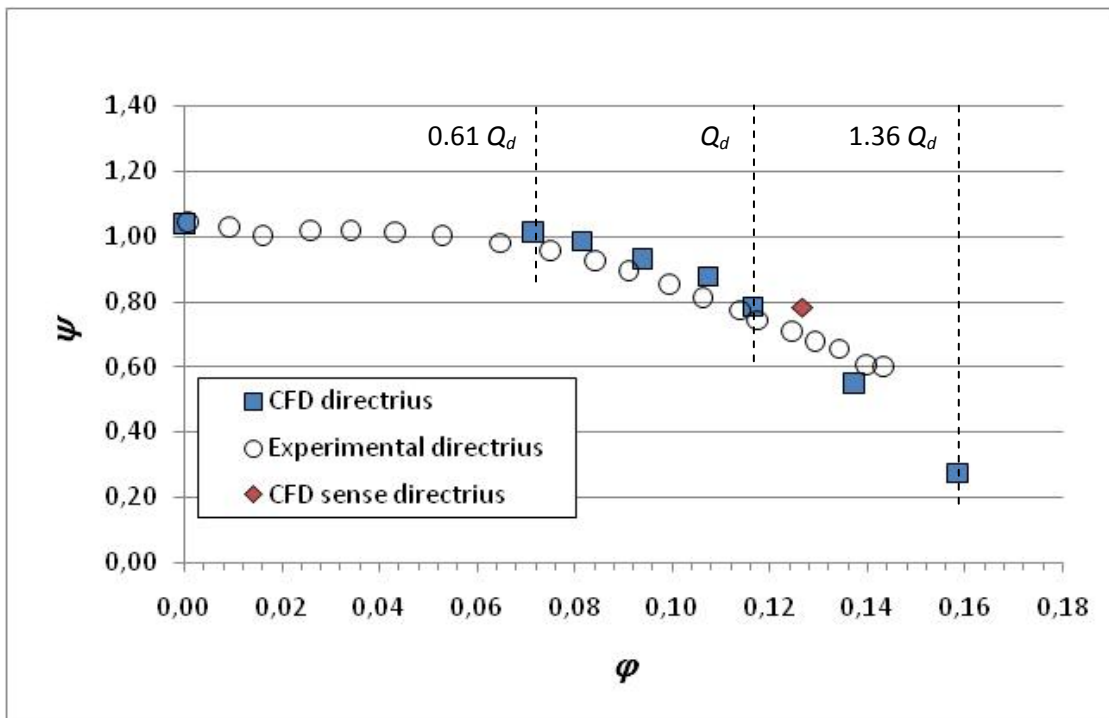


Figura 6.1. Corba característica de la bomba

6.1. BOMBA A CÀRREGA PARCIAL

S'ha determinat el comportament de la bomba a condicions de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, amb l'objectiu de conèixer el complex comportament del flux quan treballa fora de condicions de disseny, Figura 6.2. La Figura 6.3 mostra el camp de velocitats relatives instantànies en el rodet per condicions de càrrega parcial. Es pot apreciar que els vectors velocitat relativa no mostren el bon comportament del flux no separat obtingut treballant a condicions de disseny i que no hi ha similitud en el flux entre dos passatges adjacents del rotor. El canvi d'angle de incidència degut a la càrrega parcial, comporta que aparegui un flux en jet al primer terç de la cara de succió de l'àlep, que genera un creixement de la capa límit al llarg de la cara de pressió dels àleps, això comporta que en alguns passatges apareguin cap al final de la cara de pressió vòrtex, que giren en sentit contrari al rodet i que fan recircular el flux, provocant una reducció del flux en el passatge.

Els vectors de velocitat relativa a la sortida del rodet també estan afectats per l'efecte potencial de les directrius del difusor tal com es pot veure a la Figura 6.4.

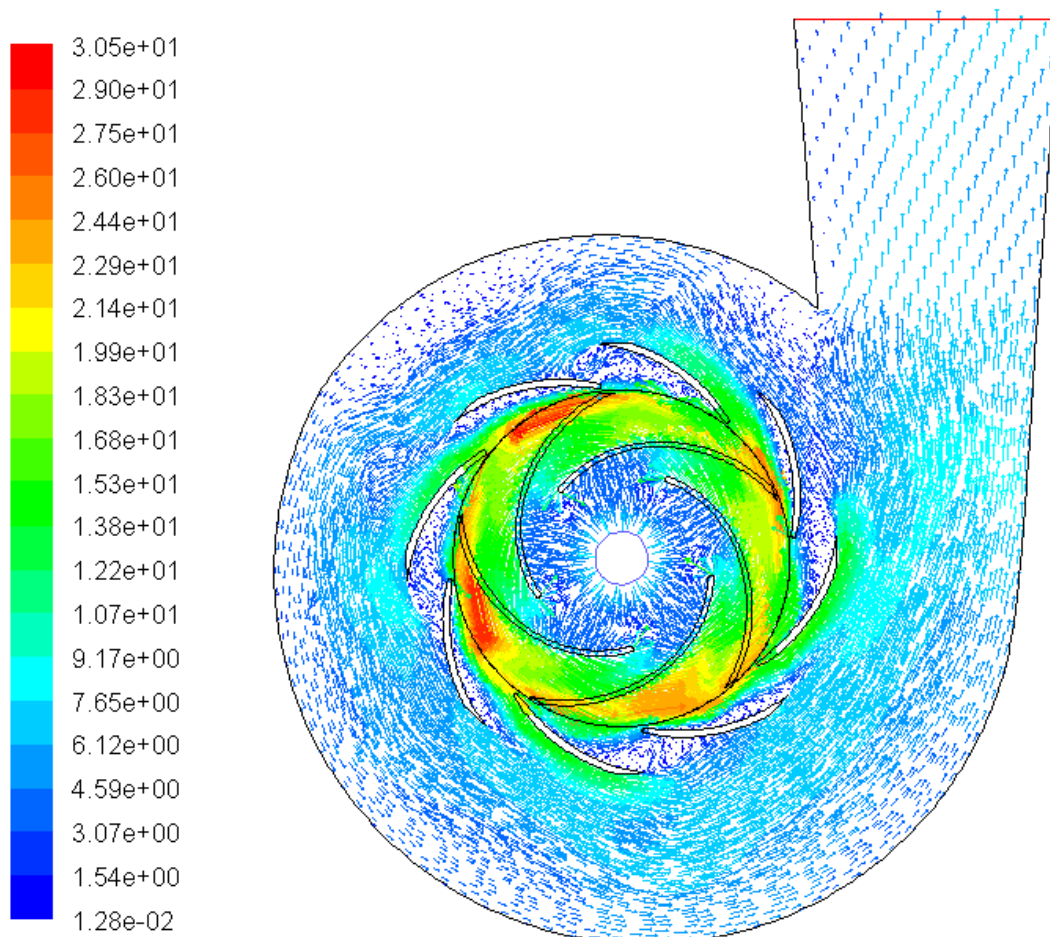


Figura 6.2. Vectors de velocitat absoluta a la bomba. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

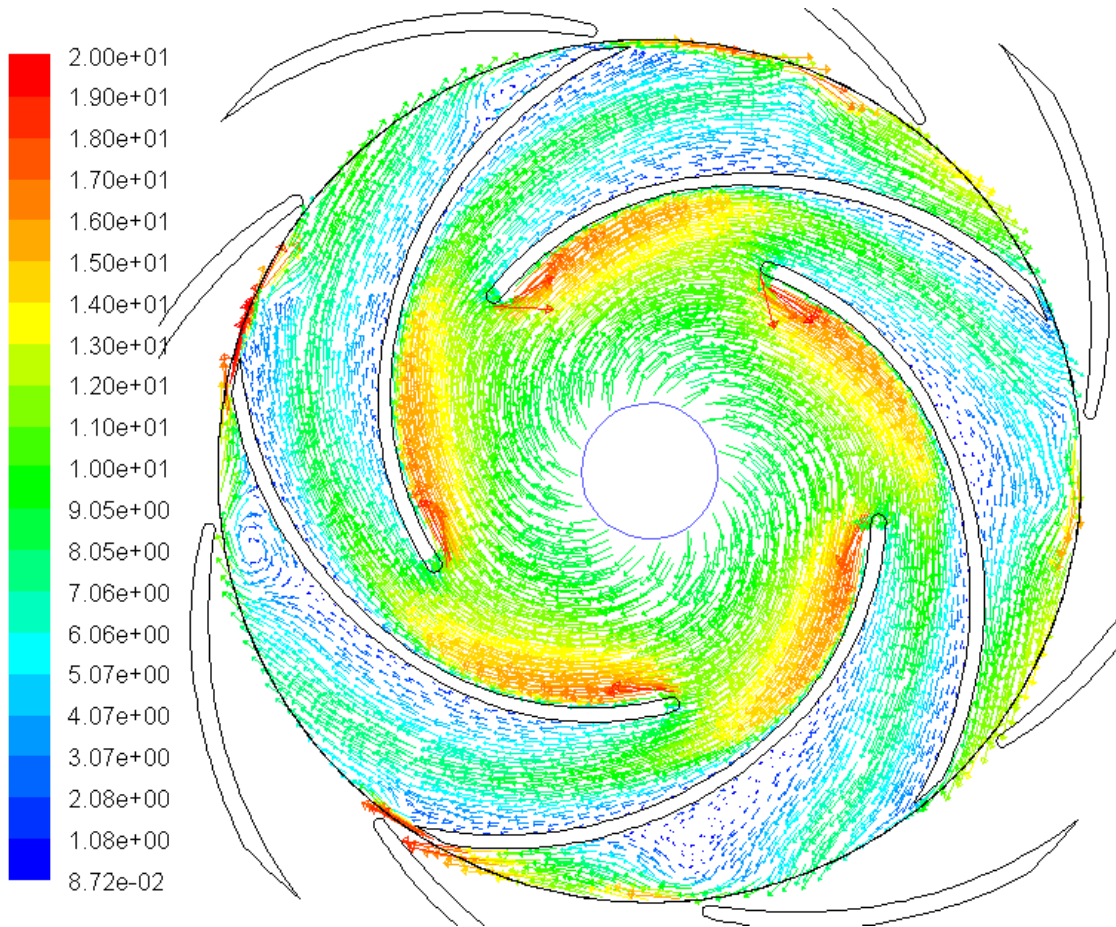


Figura 6.3. Vectors de velocitat relativa en el rodet. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

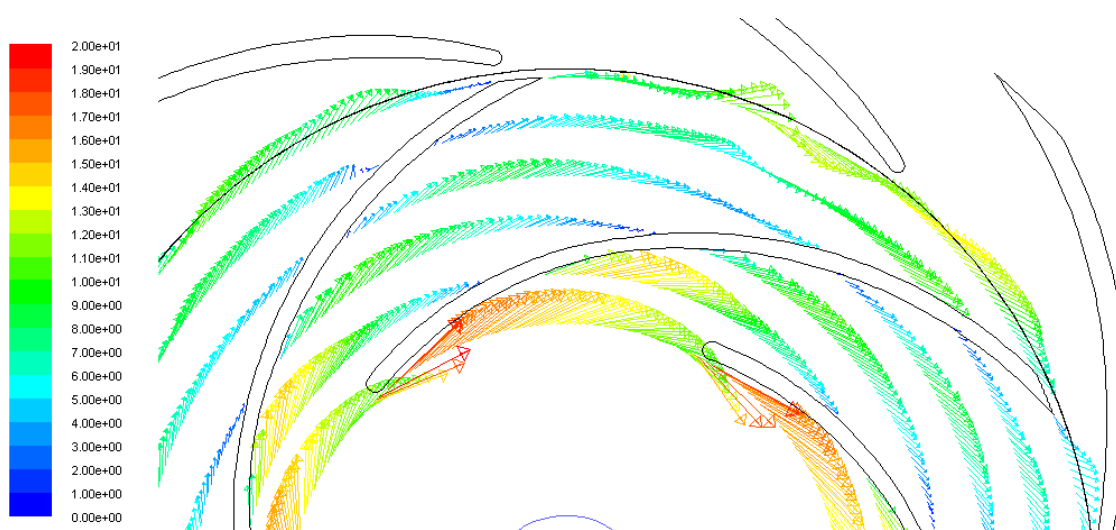


Figura 6.4. Components de velocitat relativa al rodet a $r/R_2=\{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$.
($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

La Figura 6.5 mostra els vectors de velocitat absoluta instantània en el difusor i la voluta, es pot apreciar que no hi ha congruència en el flux entre dos passatges adjacents del difusor, ja que es presenten simultàniament passatges amb flux o amb estancament del flux. Aquest bloqueig dels passatges del difusor, es degut al creixement de la capa límit a la cara de succió de la directriu i que genera la creació de un gran vòrtex que gira en sentit contrari al moviment de rotació del rodet, i que produeix el bloqueig del flux en el passatge (Figura 6.6). Els canals que permeten el pas del flux disposen de una capa límit molt gran a la cara de succió, que provoquen un flux en jet que fa augmentar la velocitat de manera notable prop de la cara de pressió de la directriu. La Figura 6.7 mostra els diferents patrons de distribució dels vectors velocitat absoluta en els passatges del difusor, degut al gir del rodet.

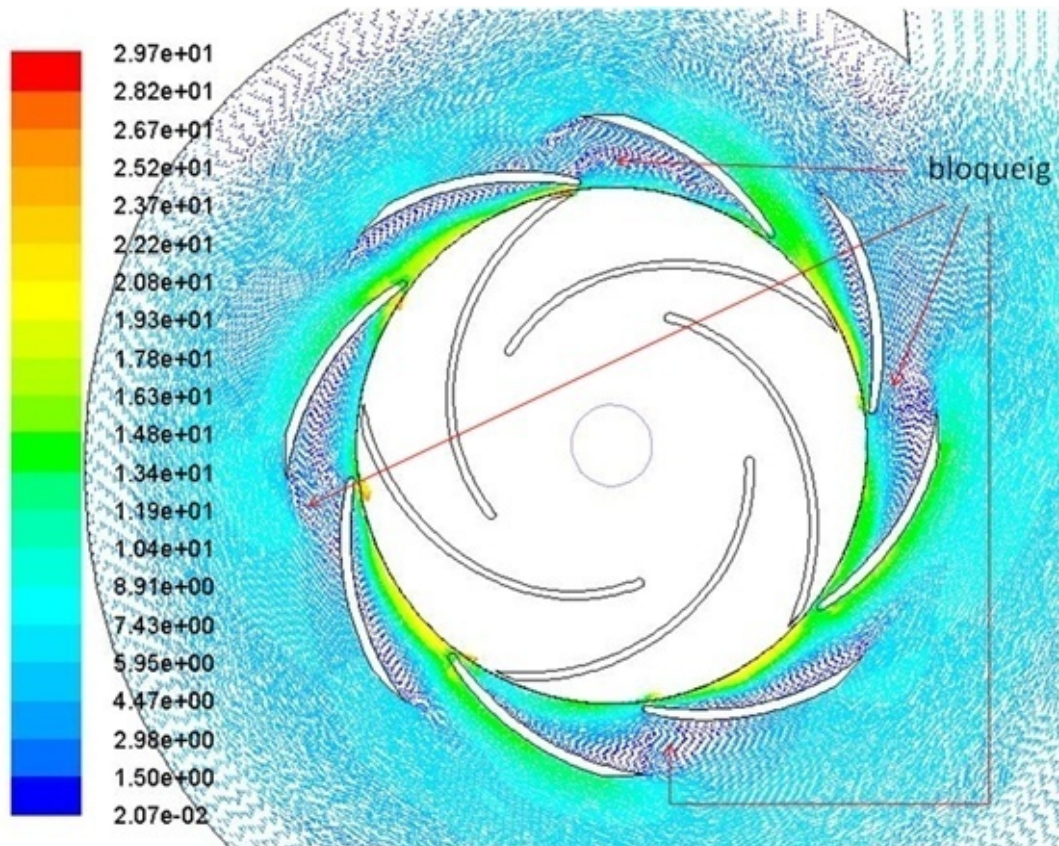


Figura 6.5. Vectors de velocitat amb el bloqueig dels passatges del difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

La seqüència del bloqueig es produeix de manera simètrica, alternant-se un passatge sense flux i un passatge amb pas de flux. Aquest bloqueig del difusor no es estacionari si no que es produeix un procés de rotació, de manera que quan un passatge es comença a desbloquejar, els canals adjunts comencen a reduir el flux, produint-se alternativament el canvi de condicions de flux a condicions de bloqueig, aquest procés de bloqueig/desbloqueig de un passatge es produeix a cada volta del rodet, aquesta rotació del fenomen de bloqueig possiblement es produeix degut a que encara que el difusor tingui un número de passatges parell, el rodet té un número de canals diferent i es produeix un desequilibri en les forces que actuen sobre l'estancament, que provoquen la seva rotació (Figura 6.8) i provocant una variació en la fluctuació de pressió al difusor (Figura 6.9).

Pedersen, 2008, i Abramian i Howard, 1994, van trobar un comportament similar de bloqueig degut a la presència de un vòrtex en el rodet treballant en una bomba sense difusor en condicions de càrrega parcial. En la bomba de Pedersen aquest bloqueig dels canals del rodet era estacionari, no variant la seva posició possiblement degut al numero parell de canals del rodet que provoca un equilibri estable entre les forces que actuen en el bloqueig i conseqüentment fixa la seva posició circumferencial en el rodet. Visser, 1999, també va informar d'elevades velocitats prop de la cara de succió de l'àlep i quasi condicions d'estancament a la cara de pressió. Sinha et al., 2001, van trobar en un estudi experimental amb PIV en una bomba amb difusor, el mateix comportament rotatiu de flux en jet i flux estancat en els canals del difusor. El comportament inusual de la separació del flux de la cara de pressió també pot estar influïda per els fluxos secundaris induïts per la curvatura cap enrere dels àleps, tal com discuteixen a fons Farge i Johnson, 1992.

El procés d'estancament del flux en els passatges del difusor afecta el flux de sortida del rodet, provocant que les velocitats relatives en el rodet siguin tangents a la sortida del rodet i el flux es dirigeixi al següent passatge del difusor que no estigui bloquejat, tal com es pot veure a la Figura 6.6 on es mostren les velocitats absolutes en el difusor i les velocitats relatives en el rodet. Aquest procés d'estancament en un passatge del difusor genera un augment de la pressió a la seva entrada fins a obtenir un valor de pressió similar al del final del passatge.

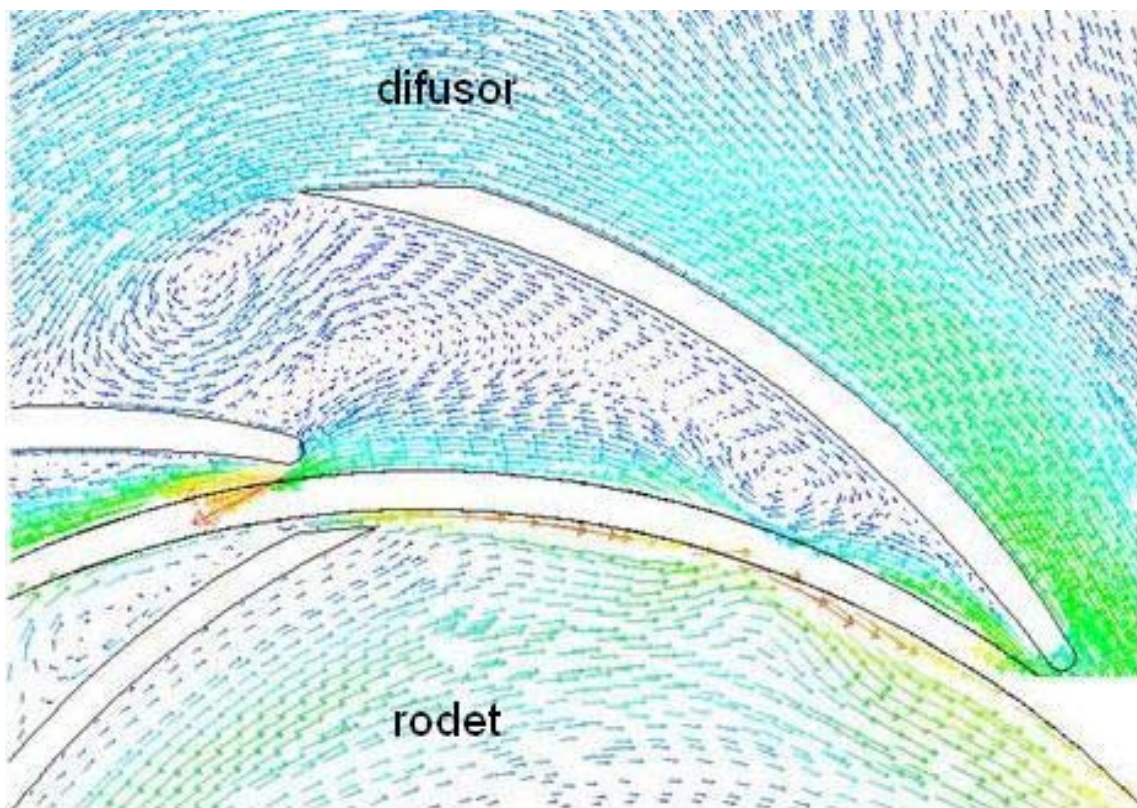


Figura 6.6. Vectors velocitat absoluta al difusor i vectors velocitat relativa al rodet. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

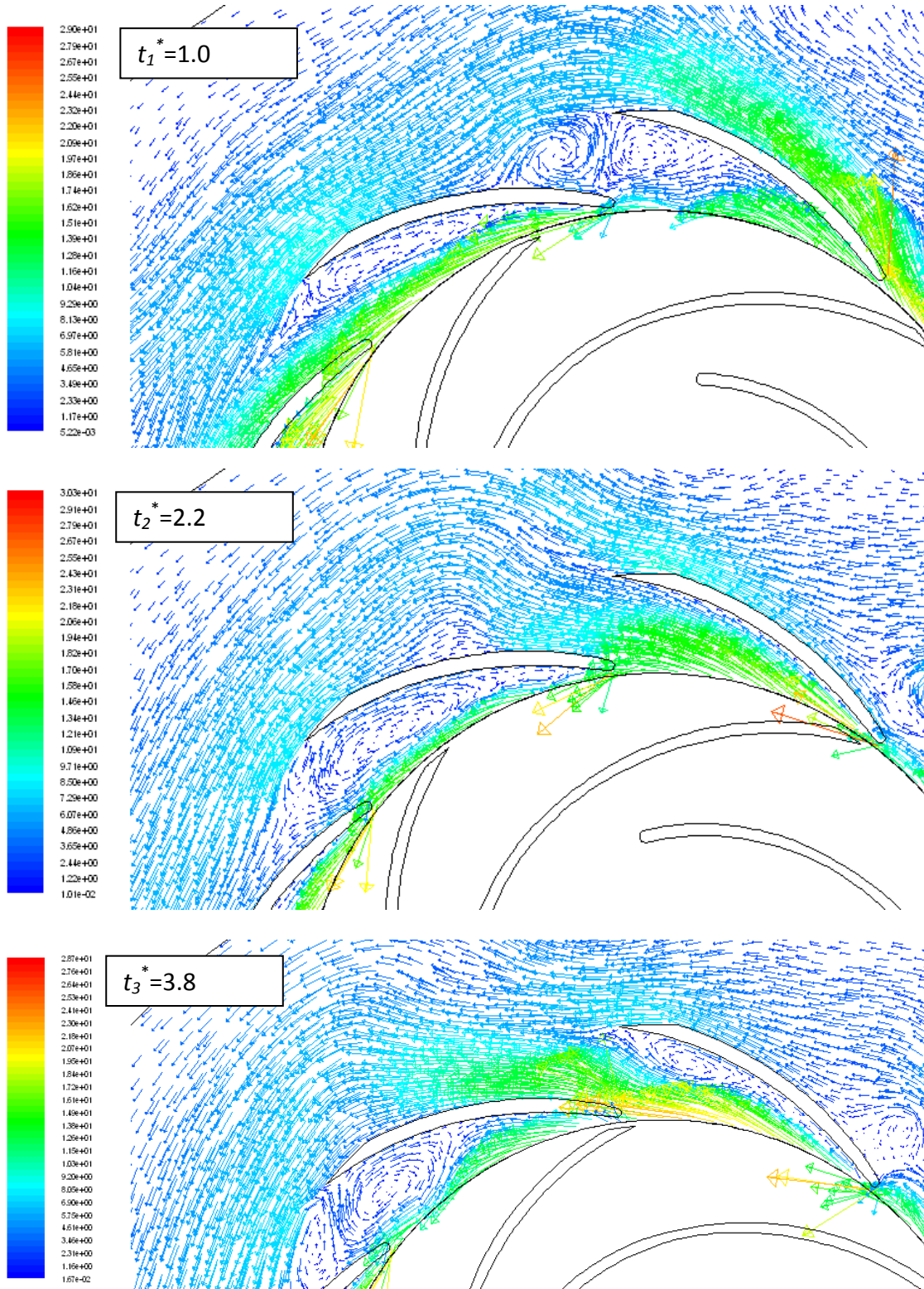


Figura 6.7. Velocitats en el difusor a diferents instants de temps. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

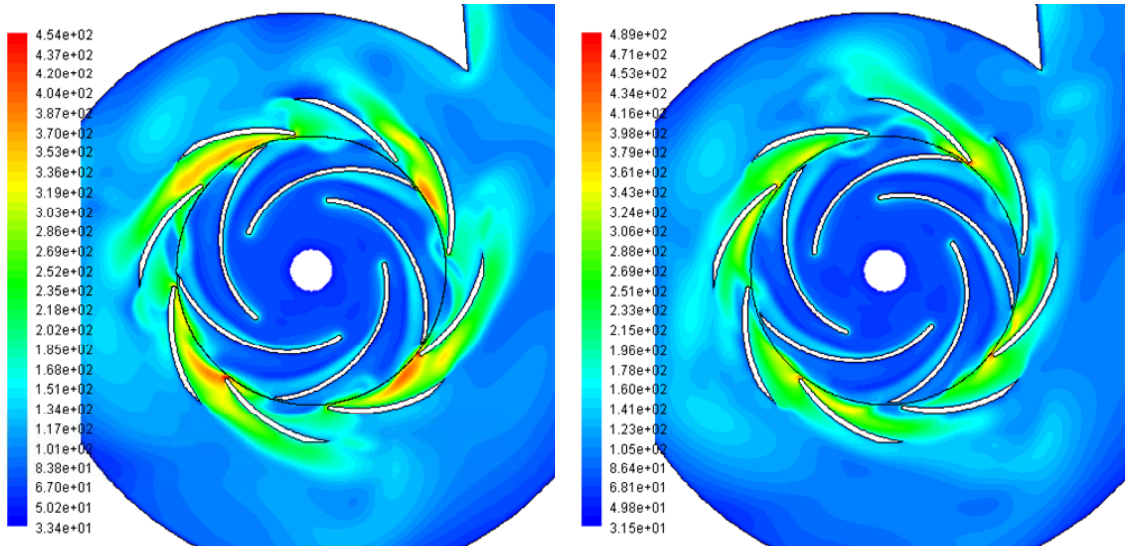


Figura 6.8. Intensitat de turbulència en (%). Esquerra: $t_1=2,5056$ s; dreta: $t_2=2,5185$ s. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

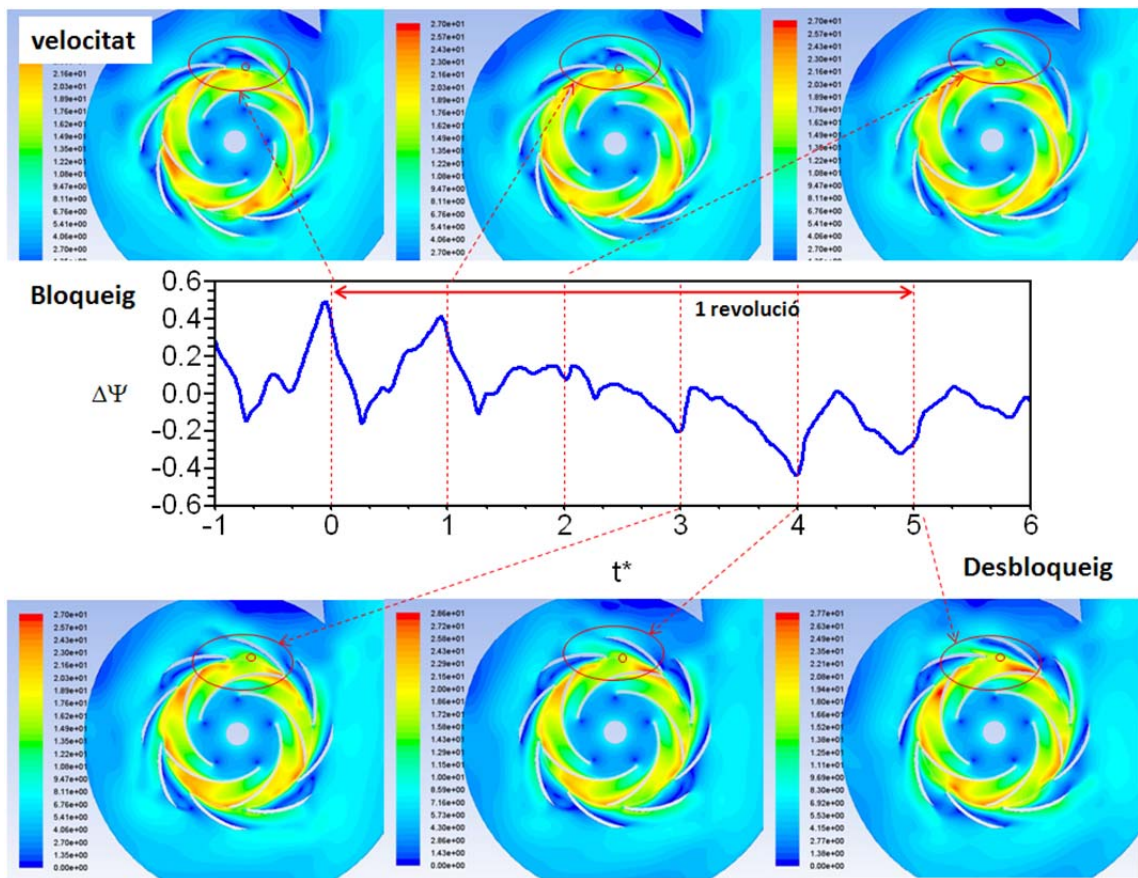


Figura 6.9. Fluctuació de pressió al punt r1c3 i rotació de l'estancament en el difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

6.1.1. FLUX ENTRE EL RODET I EL DIFUSOR

A la Figura 6.10 es mostren les fluctuacions de velocitat absoluta radial i tangencial instantànies, així com la pressió estàtica a la sortida del rodet per unes condicions de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$. El gradient màxim de la velocitat absoluta radial $\Delta(C_r/U_2)$ es de 0,37 i el de la velocitat absoluta tangencial $\Delta(C_t/U_2)$ es de 0,60 i sent els valors obtinguts per condicions de disseny de 0,27 i 0,45 respectivament, per tant es pot veure que a condicions de càrrega parcial les fluctuacions de velocitat a l'entrada del difusor son mes grans que en condicions de disseny.

Es pot apreciar que els màxims parcials de la pressió a l'entrada del difusor corresponen a les condicions d'estancament en el passatge i es presenten simultàniament cada dos passatges. Per $Q/Q_d=0,61$, el gradient màxim de pressió $\Delta(p/p_{ref})$ es de 1,1, aquesta variació es el doble de la obtinguda per $Q/Q_d=1,0$ en la que el valor màxim es de 0,6.

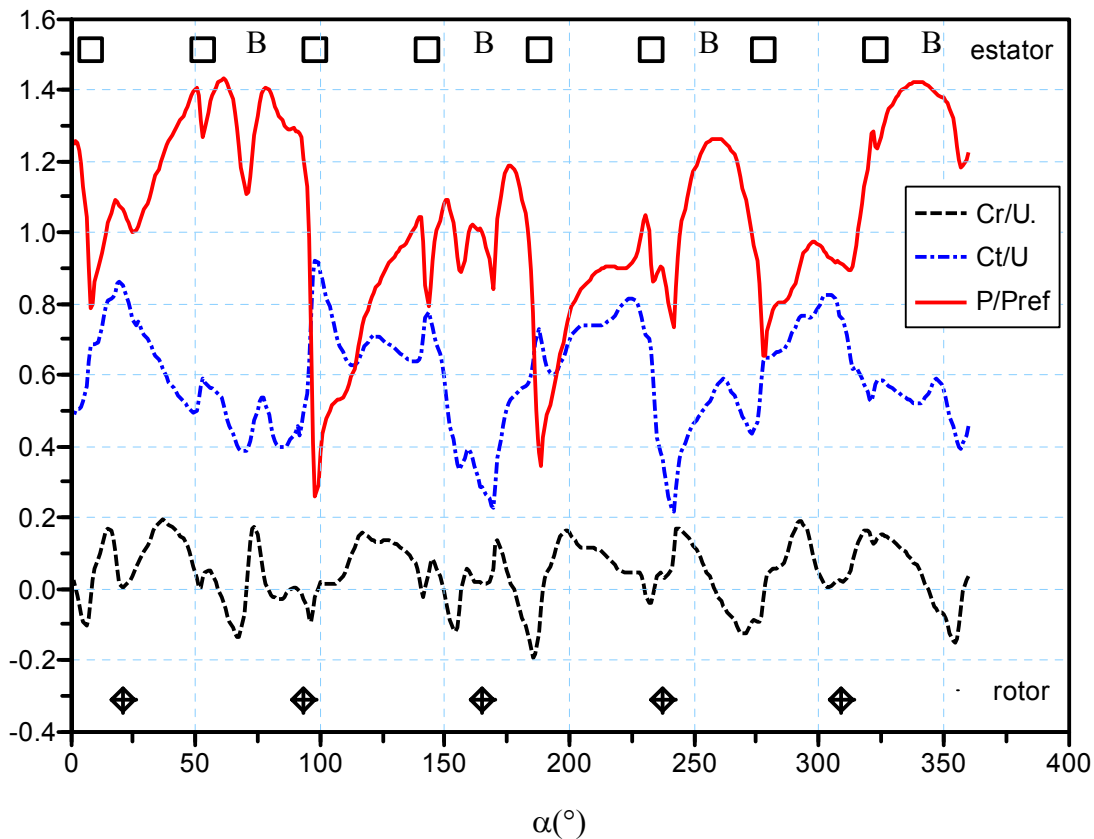


Figura 6.10. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $R/R_2=1,016$, amb el bloqueig (B) dels canals del difusor. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

6.1.2. FLUCTUACIONS DE PRESSIÓ

Un dels efectes produït per l'estancament dels canals del difusor es la fluctuació de les pulsacions instantànies de pressió al llarg de una revolució del rodet, Figura 6.11, que presenten un comportament cíclic que es repeteix cada $t^*=10$. Es pot observar que la fluctuació de pressió màxima instantània en el

punt r1c1, deguda al pas de un àlep del rodet davant de la directriu es de $\Delta\Psi\approx 0,5$ i es produeix quan es present l'estancament al canal $t^*=0$ i quan el canal està completament obert $t^*=5$. Aquesta fluctuació fa que després de una volta del rodet la variació entre el valor màxim i mínim total sigui $\Delta\Psi\approx 1,2$, major que per $Q/Q_d=1,0$ en que $\Delta\Psi\approx 0,25$. Si obtenim la mitjana de conjunt del valor de les fluctuacions podem veure que aquestes son mes petites $\Delta\Psi\approx 0,25$ similar a les obtingudes a $Q/Q_d=1$. El mateix comportament s'ha observat als punts r1c3, r2c3 i r3c3 (Figures 6.12 a 6.14)

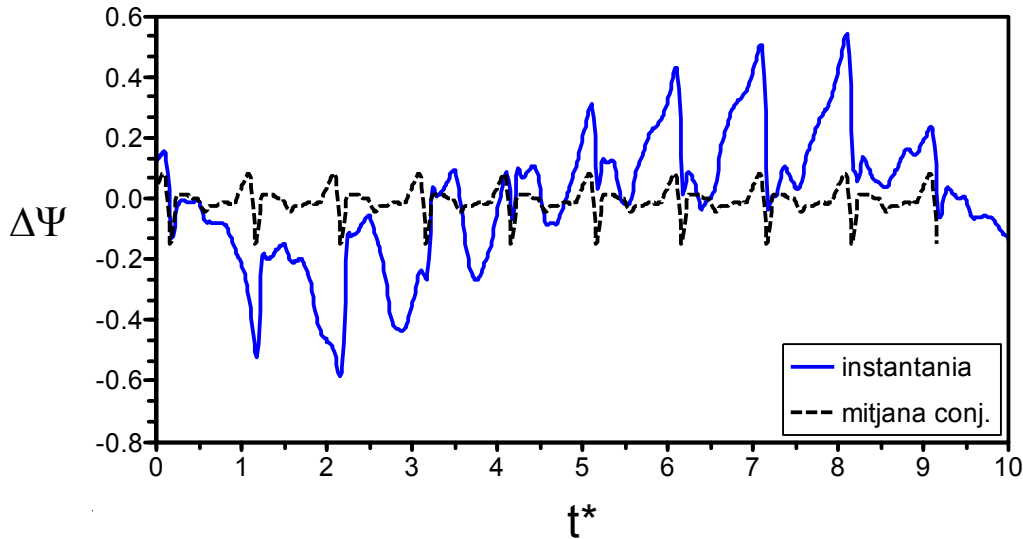


Figura 6.11. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c1. ($Q/Q_d=0,61$). r-k- ε

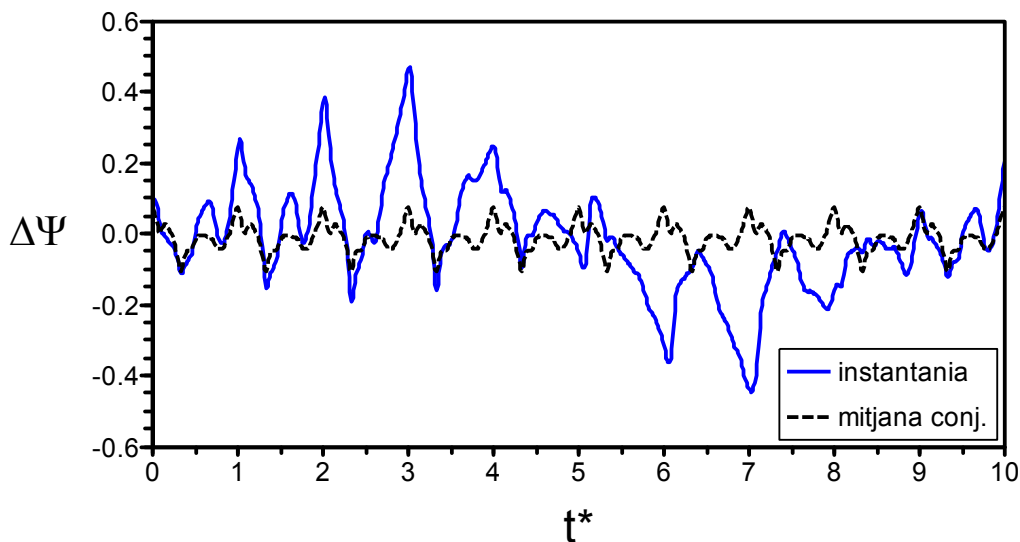


Figura 6.12. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c3. ($Q/Q_d=0,61$). r-k- ε

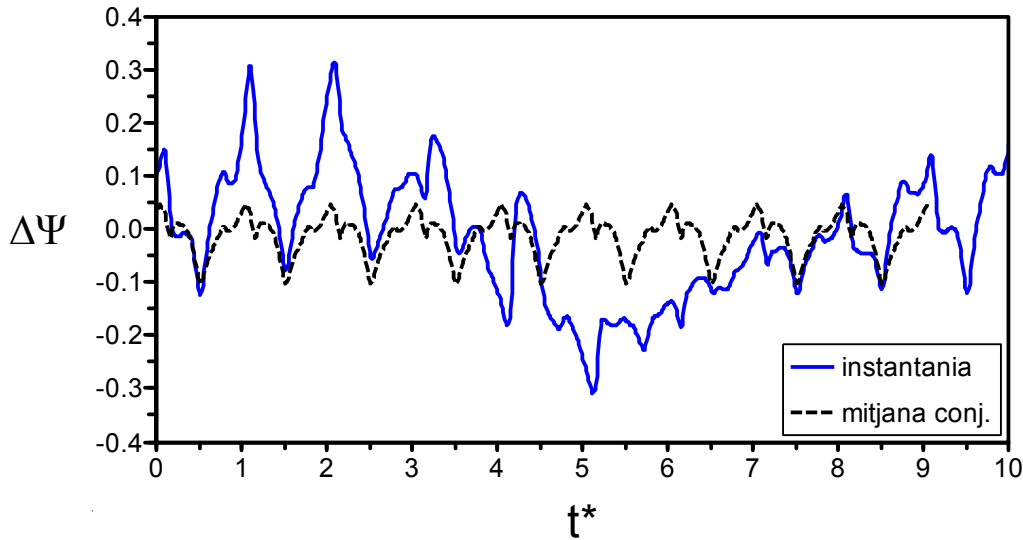


Figura 6.13. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r2c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

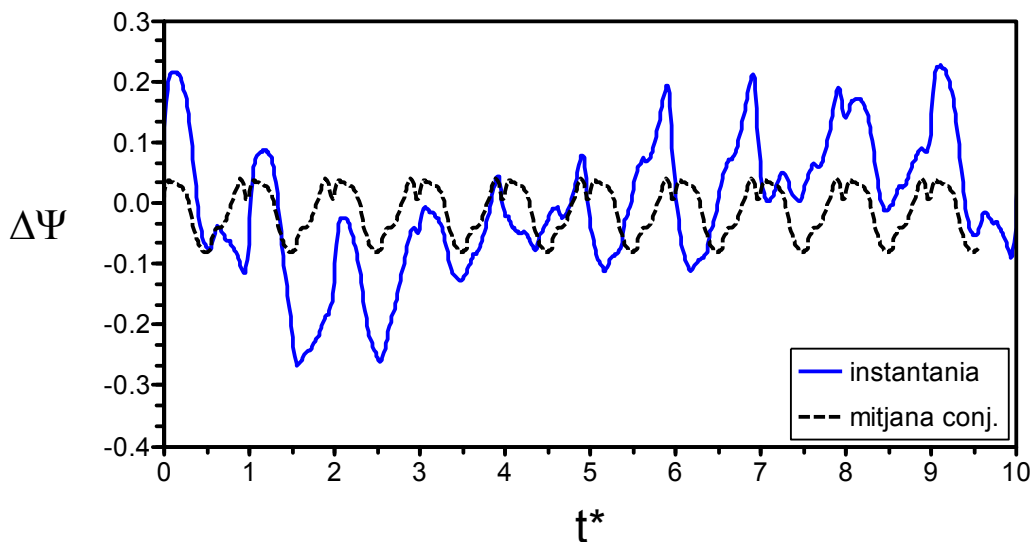


Figura 6.14. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r3c3. ($Q/Q_d=0,61$). $r-k-\varepsilon$

Per a condicions de treball de disseny la interacció potencial deguda al pas del àleps del rodet i la directriu provocava que aparegués un increment de la fluctuació de pressió, que es produïa simultàniament a la totalitat del canal del difusor. A condicions de càrrega parcial ($Q/Q_d=0,61$), es pot veure a la línia A, de la Figura 6.15, que la fluctuació de pressió en el canal també es produeix al mateix temps. Es pot observar que la fluctuació de pressió a l'entrada del difusor (punts r1c3 i r2c3), va augmentant quan es passa de la situació de canal desbloquejat a canal bloquejat i disminueix de canal bloquejat a desbloquejat. En el punt r3c3 el comportament mostrat per la fluctuació de pressió es contrari al mostrat a l'entrada (punts r1c3 i r2c3). Al mateix temps també apareix l'efecte del desplaçament del deixant per el difusor, línia B de la Figura 6.15.

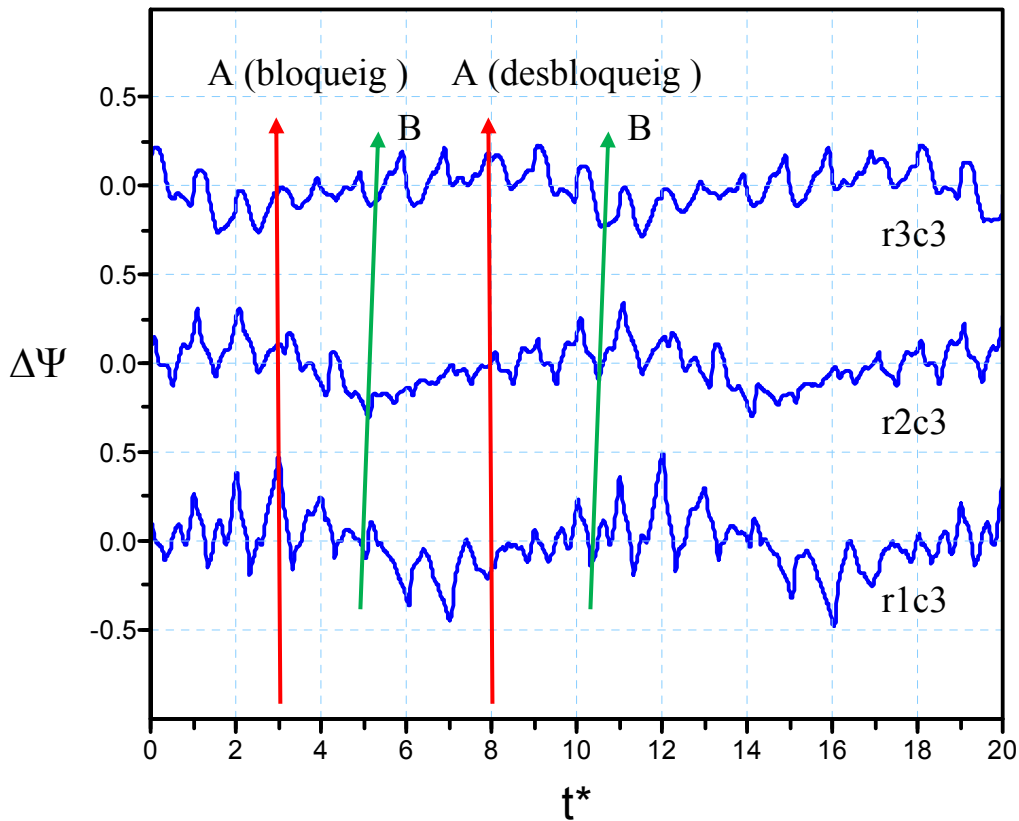


Figura 6.15. Fluctuació de pressió a la línia c3. $Q/Q_d=0,61$. $r-k-\varepsilon$

6.1.3. FREQUÈNCIES

La determinació mitjan FFT de les freqüències representatives en el difusor de la bomba treballant a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, mostren que apareixen noves freqüències respecte a les obtingudes a condicions de disseny, Figura 6.16. Un dels efectes apareguts es la modulació de les freqüències f_b de la interacció entre els àleps del rodet i les directrius del difusor, degudes a les variacions en els patrons de comportament del flux, induïdes per els bloquejos dels canals del difusor. Apareix una nova freqüència, $f=19$ Hz, que no es deguda a l'efecte potencial, si no al procés de generació i destrucció del vòrtex que provoca l'estancament dels passatges del difusor. Aquesta freqüència correspon al temps que triga un vòrtex que bloqueja un passatge a desaparèixer i tornar a aparèixer i correspon a dues voltes del rodet (Figura 6.9).

Per una altre banda el coeficient de sustentació, Figura 6.17, també presenta un comportament similar a la fluctuació de pressió en que les variacions estan dintre de un cicle que correspon a una volta del rodet. Les freqüències també mostren harmònics i la freqüència del bloqueig dels passatges del difusor.

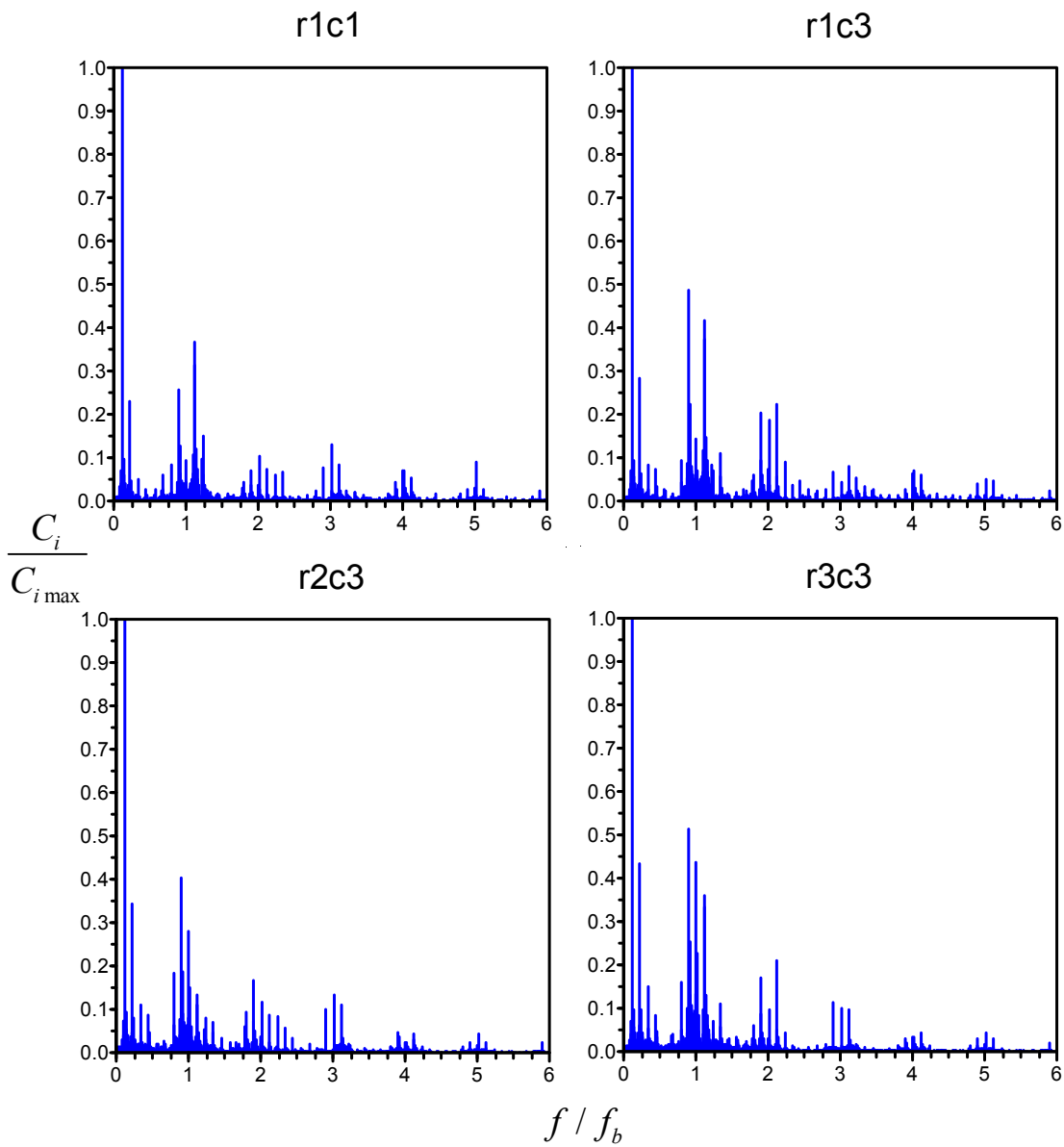


Figura 6.16. Freqüències als punts r1c1, r1c3, r2c3, r3c3. ($Q/Q_d=0,61$). r-k- ε

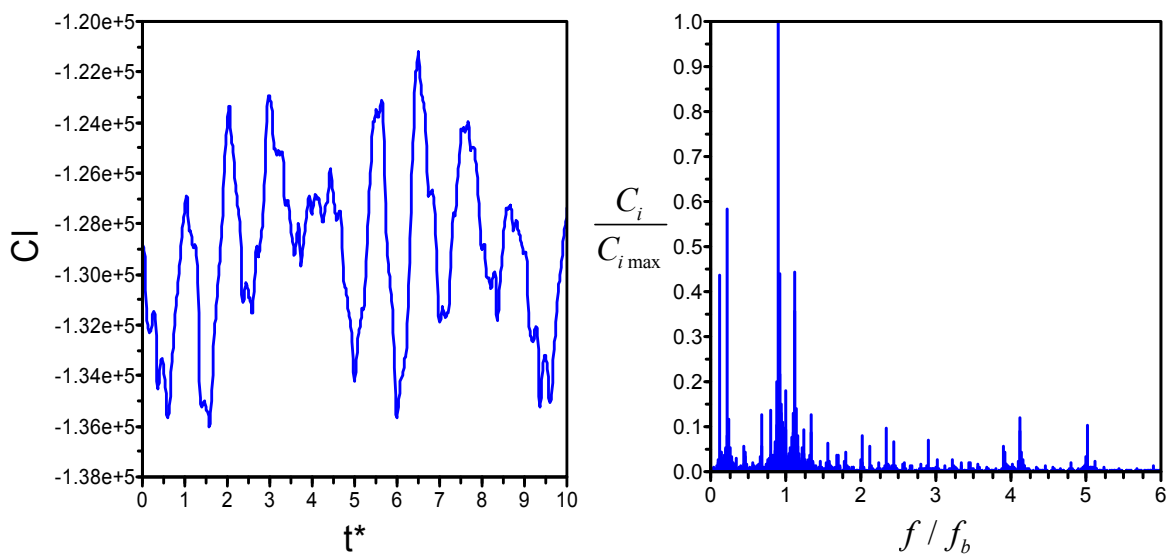


Figura 6.17. Freqüències de la fluctuació del C_i . ($Q/Q_d=0,61$). r-k- ε

6.2. BOMBA A SOBRE CÀRREGA

S'ha realitzat un estudi de la bomba treballant a condicions de sobre càrrega, $Q/Q_d=1,36$, per determinar el comportament que experimenta el flux, Figura 6.18.

La direcció del flux a l'entrada del rodet fa augmentar de manera significativa la velocitat a la part central de la cara de succió de l'àlep, Figura 6.19.a, provocant l'augment i el desprendiment de la capa límit a la cara de pressió i que genera a la primera meitat de l'àlep un vòrtex que gira en sentit contrari al del rodet. Aquest creixement de la velocitat i la capa límit en els canals del rodet no presenten el mateix valor a tots els canals, tal com mostra la intensitat de turbulència al rodet, si no que es va desplaçant amb la rotació del rodet, Figura 6.19.b.

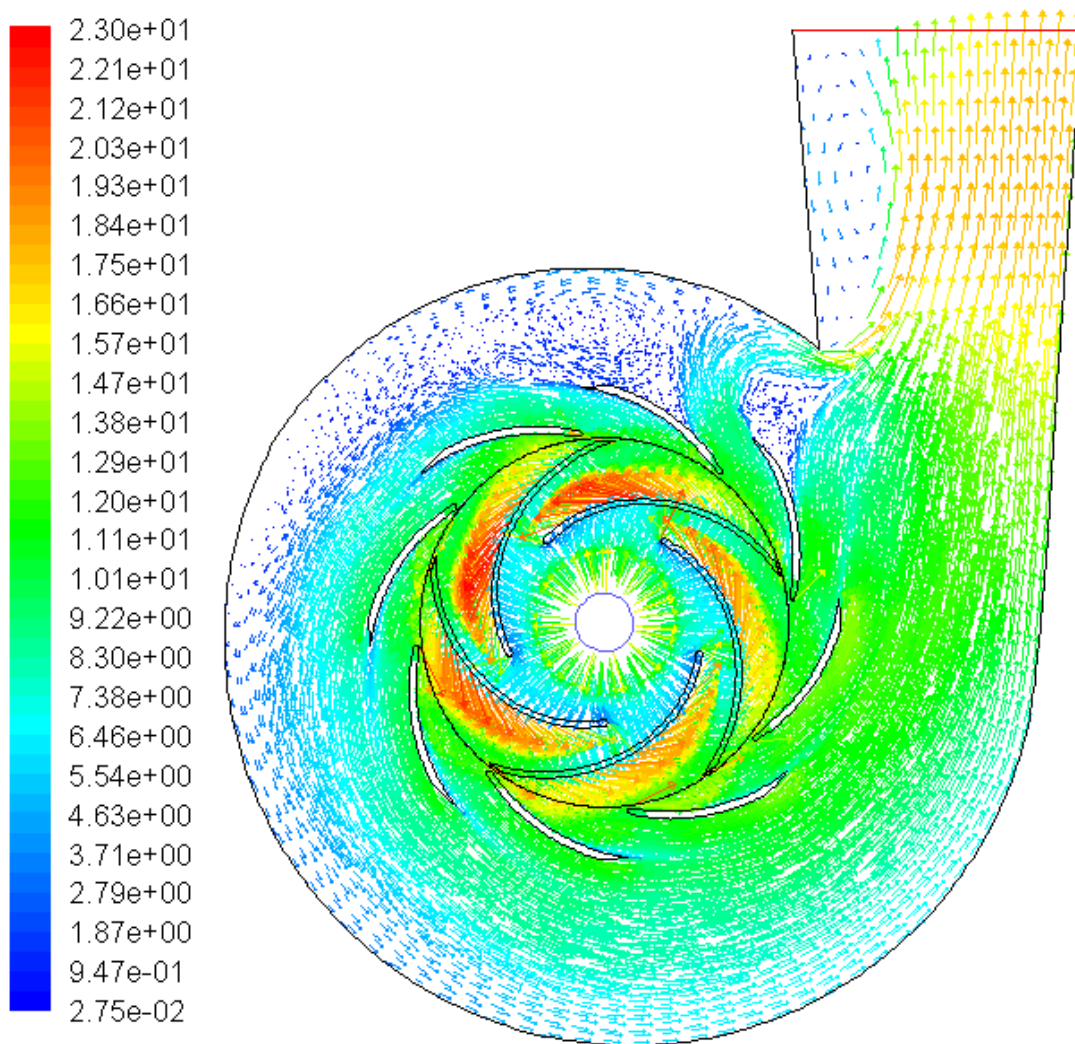


Figura 6.18. Vectors de velocitat absoluta a la bomba. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$

Les velocitats relatives a la sortida del rodet no sembla que estiguin influenciades per l'efecte potencial de les directrius, Figura 6.21, presentant un valor bastant uniforme. Això implica que les velocitats absolutes a l'entrada dels canals del difusor també siguin uniformes en tots els canals, Figura 6.22 i 6.23, de manera que els patrons de velocitats al llarg dels canals es similar excepte en el canal proper al talla-aigües que està sotmès als seus efectes. Es pot observar que en el difusor no es produeix desprendiment de la capa límit, però sí que està afectat per el pas cíclic dels deixants del àleps del rodet. Zones amb una elevada intensitat de turbulència generades per els deixants es desplacen al llarg dels canals del difusor (Figura 6.18), fins arribar a la voluta on aquestes zones d'elevada turbulència continuen desplaçant-se fins arribar al conducte de sortida de la bomba (Figura 6.20).

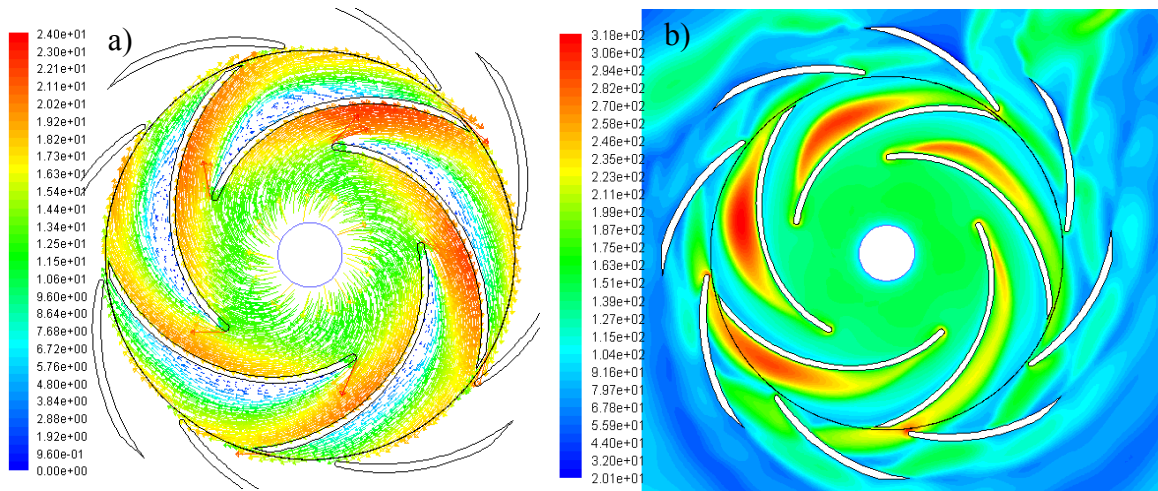


Figura 6.19. Rodet. a) Vectors de velocitat relativa; b) Intensitat de turbulència en (%). $(Q/Q_d=1,36)$. $r-k-\varepsilon$

El flux a la voluta presenta una zona propera a la sortida del difusor amb velocitats més elevades i amb nivells elevats de turbulència a la sortida dels canals del difusor degut al pas dels deixants. A la sortida del canal més proper al talla-aigües es presenta un gran vòrtex que bloqueja el flux i provoca que el flux es desplaci directament cap el talla-aigües i al conducte de sortida de la bomba. Al conducte de sortida es produeix el desprendiment de la capa límit a la paret del talla-aigües, generant un gran vòrtex que disminueix la secció de pas del flux i fa augmentar la seva velocitat. Aquest gran vòrtex va incrementant el seu nivell de turbulència degut a les zones d'elevada turbulència del deixants que arriben al conducte de sortida. Aquest augment en el nivell de turbulència del vòrtex fa augmentar les seves dimensions i el desplaça cap a la sortida de la bomba, disminuint la secció de pas i augmentant la velocitat del flux (Figura 6.20). A continuació el vòrtex comença a disminuir les seves dimensions fins tornar a les condicions inicials, produint-se aquesta variació cíclicament cada $t^*=10$.

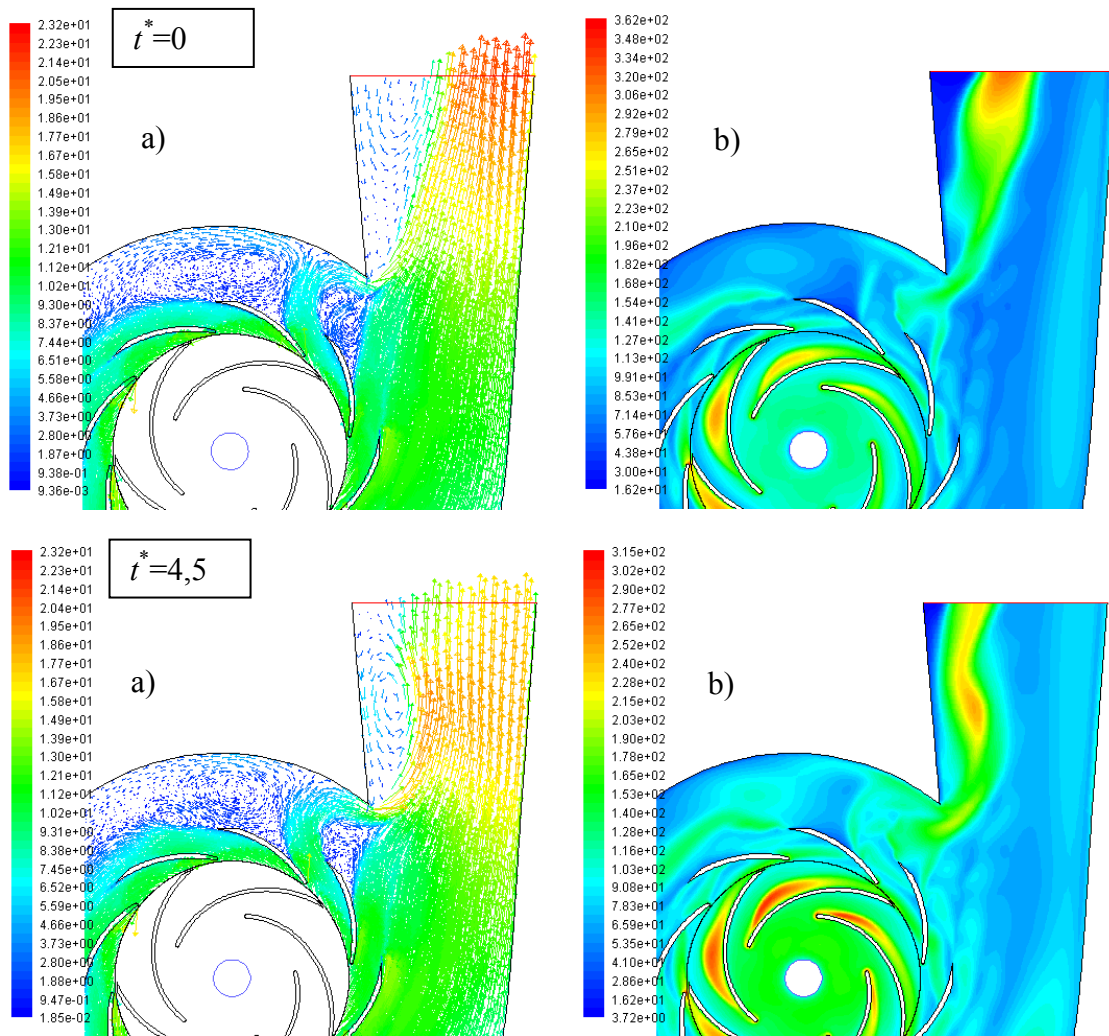


Figura 6.20. Voluta. a) Vectors de velocitat absoluta. b) Intensitat de turbulència en (%). $(Q/Q_d=1,36)$. $r-k-\varepsilon$

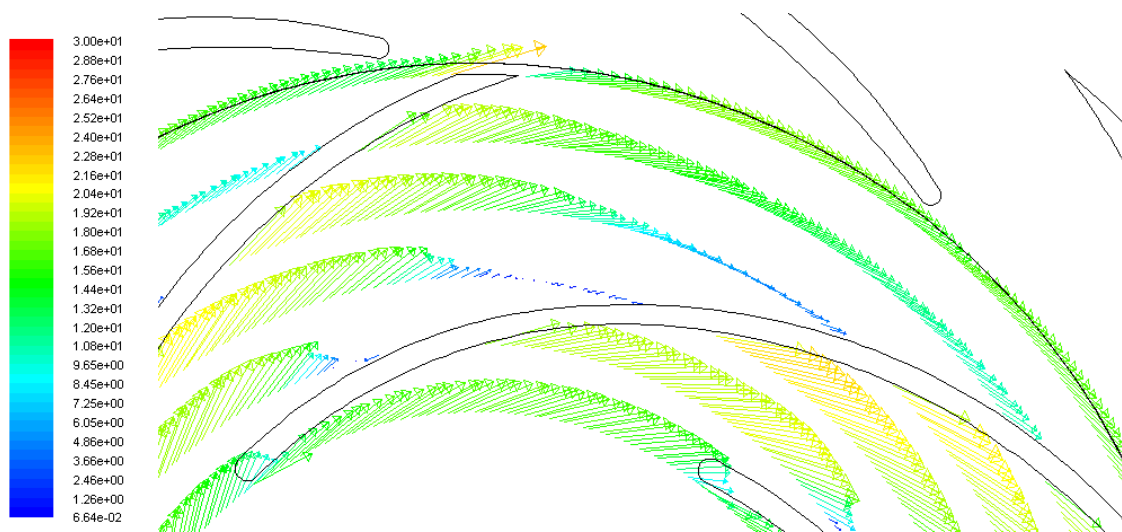


Figura 6.21. Velocitat relativa al rodet a $r/R_2 = \{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$. $(Q/Q_d=1,36)$. $r-k-\varepsilon$

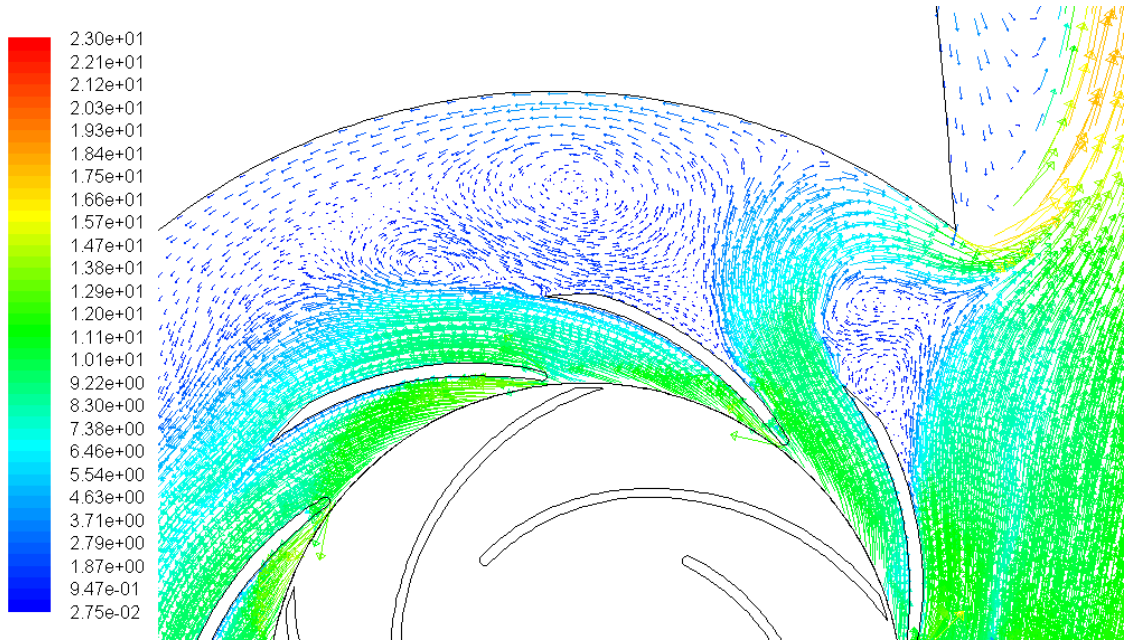


Figura 6.22. Vectors velocitat absoluta al difusor i voluta. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$

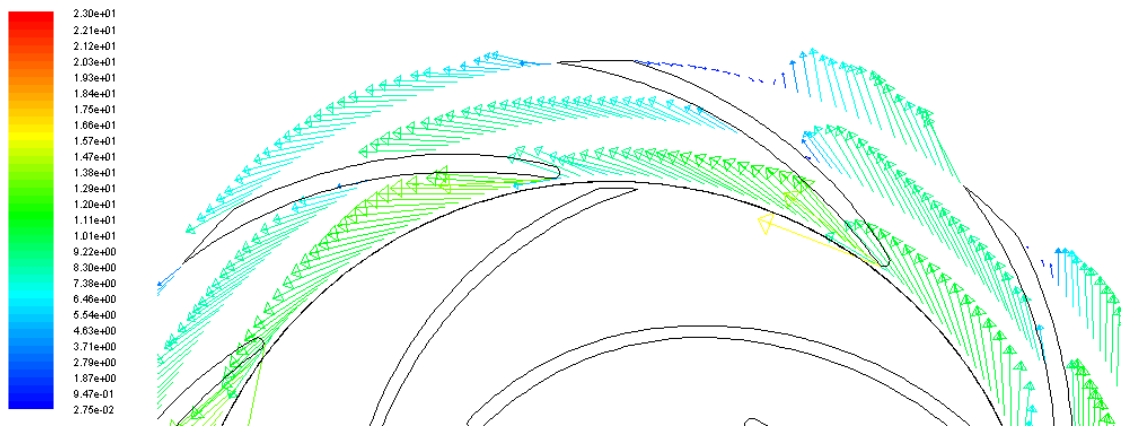


Figura 6.23. Velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2 = \{1,03, 1,17, 1,30\}$. ($Q/Q_d=1,36$). $r-k-\varepsilon$

6.2.1. FLUX ENTRE EL RODET I EL DIFUSOR

Per $Q/Q_d=1,36$ es pot observar que a la vora de sortida dels àleps del rodet el flux no té component de velocitat radial, presentant només component tangencial, Figura 6.24, aquesta presenta una gran variació darrera la vora de sortida dels àleps del rodet entre la cara de pressió i de succió, $\Delta(C_t/U_2)\approx 0,7$. Per altra banda tal com ja s'ha pogut veure les velocitats radials a la sortida tenen valors bastant uniformes, només afectades per la presència de les directrius del difusor sent el màxim gradient $\Delta(C_r/U_2)\approx 0,2$, inferior al valor de 0,3 obtingut a les condicions de disseny. El gradient màxim de pressió es $\Delta(p/p_{ref})\approx 0,7$, sent major que per a condicions de disseny amb un valor de 0,5.

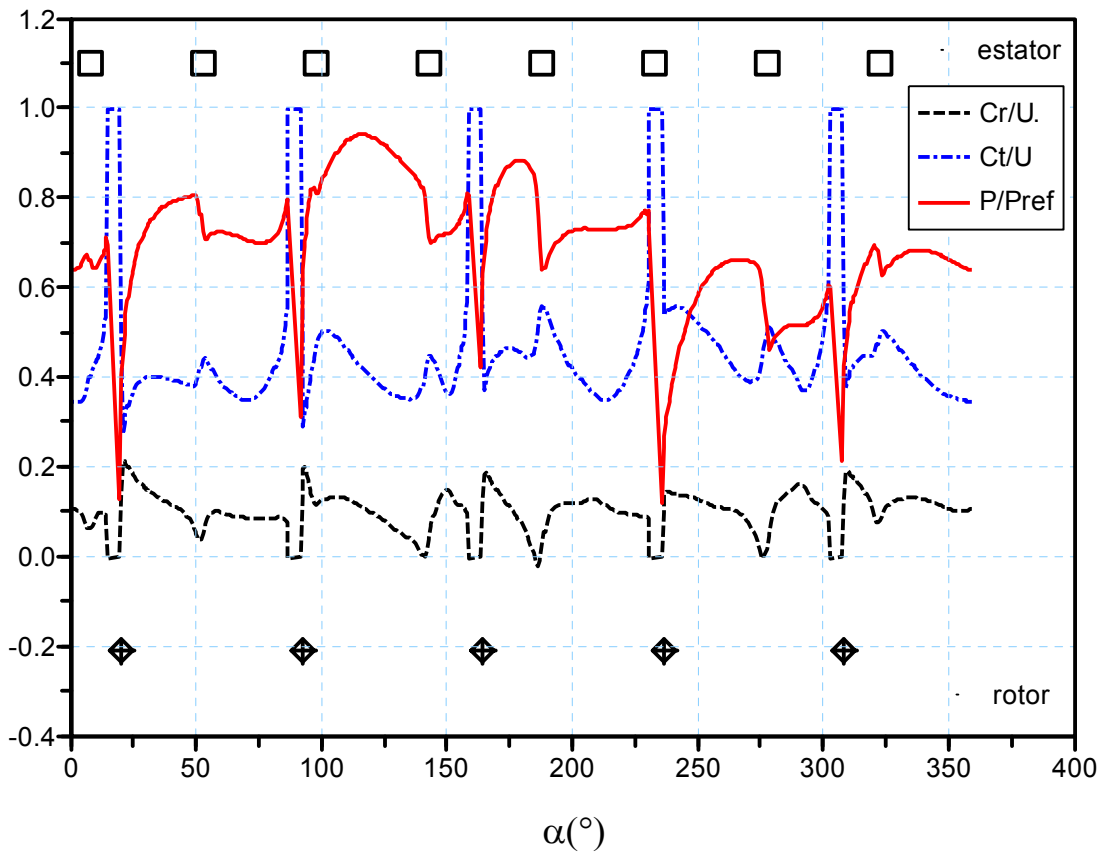


Figura 6.24. Pressió i components de la velocitat a la sortida del rodet. $r/R_2=1,016$.
 $(Q/Q_d=1,36)$. $r-k-\varepsilon$

6.2.2. FLUCTUACIONS DE PRESSIÓ

De la mateixa manera que quan es treballa a condicions de càrrega parcial, les fluctuacions de pressió a $Q/Q_d=1,36$ presenten una petita fluctuació periòdica dels valors de $\Delta\Psi$, que es repeteix cada dos voltes, $t^*=10$. En el punt r1c1, Figura 6.25, la màxima fluctuació instantània de pressió es $\Delta\Psi\approx 0,36$ major que per $Q/Q_d=1,0$ en que $\Delta\Psi\approx 0,25$, al igual que els valors de la mitjana de conjunt de la fluctuació de pressió. El mateix comportament s'ha observat per els punts r1c3, r2c3 i r3c3 (Figures 6.26 a 6.28).

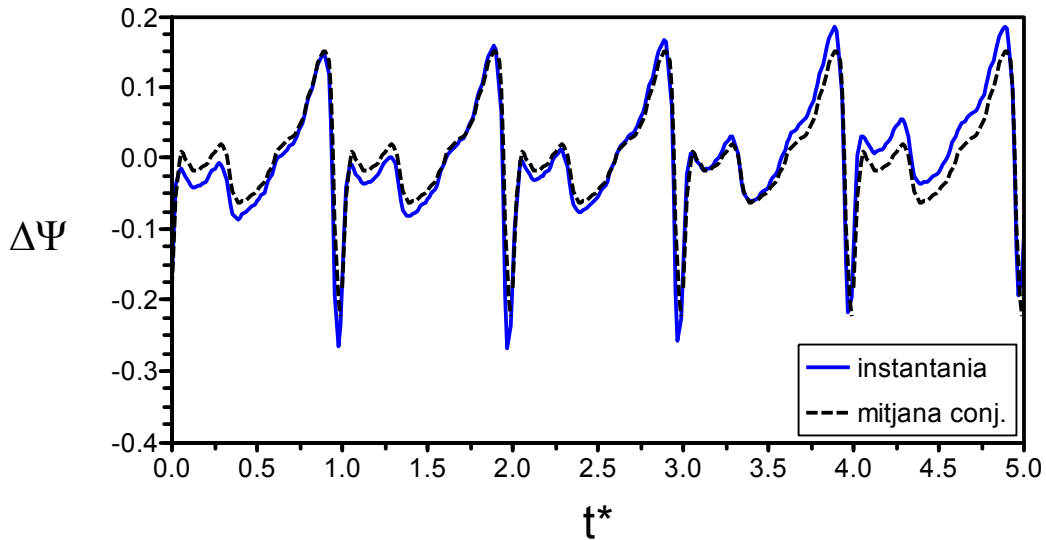


Figura 6.25. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c1. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

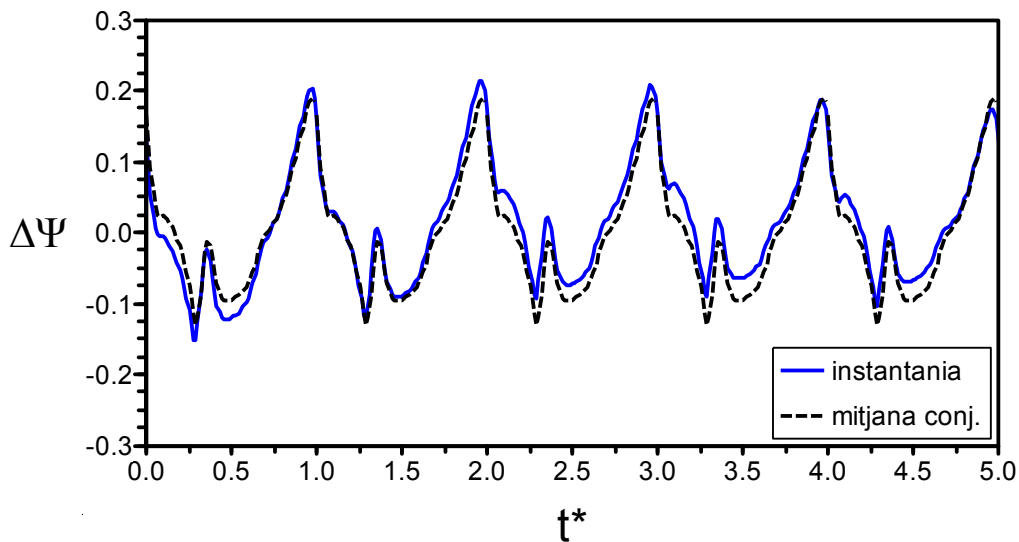


Figura 6.26. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r1c3. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

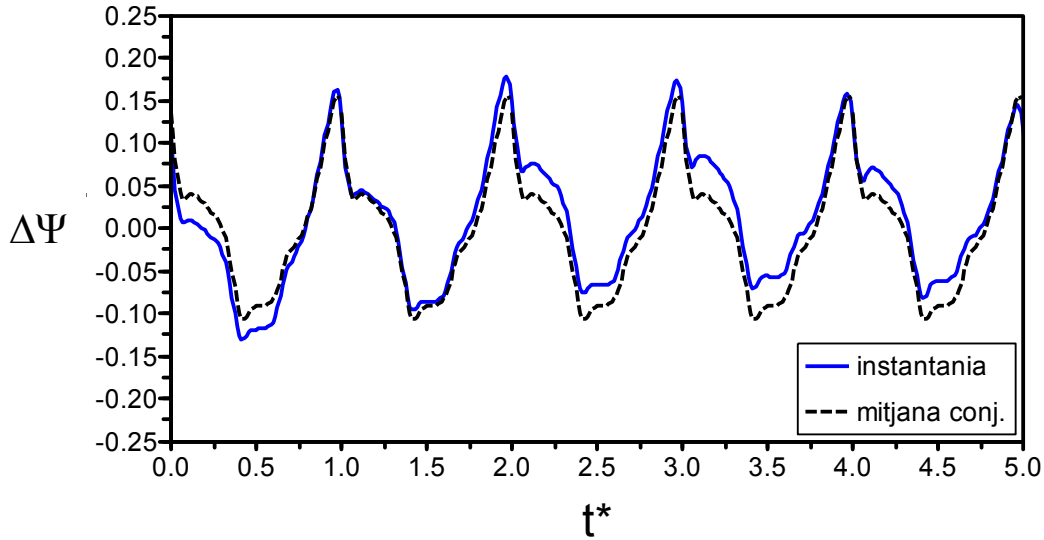


Figura 6.27. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r2c3. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

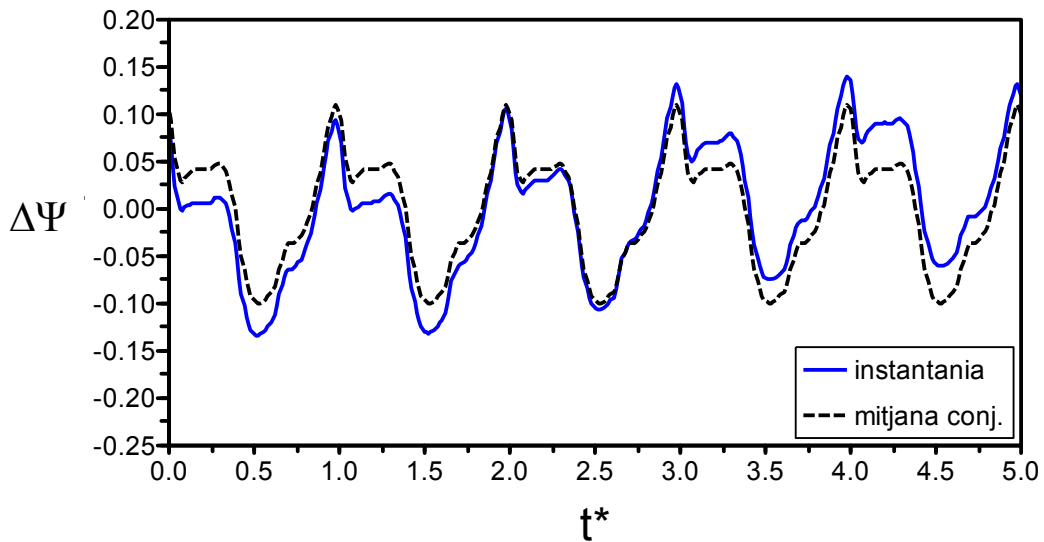


Figura 6.28. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$, en el punt r3c3. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

Treballant a condicions de sobrecàrrega ($Q/Q_d=1,36$), també apareix el mateix fenomen que treballant a condicions de disseny, la fluctuació de pressió deguda a la interacció potencial entre l'àlep del rodet i la directriu del difusores produeix simultàniament a tot el canal del difusor, línia A, Figura 6.29. Al mateix temps també està present el retard en els efectes del deixant desplaçant-se aigües avall, línia B, Figura 6.29.

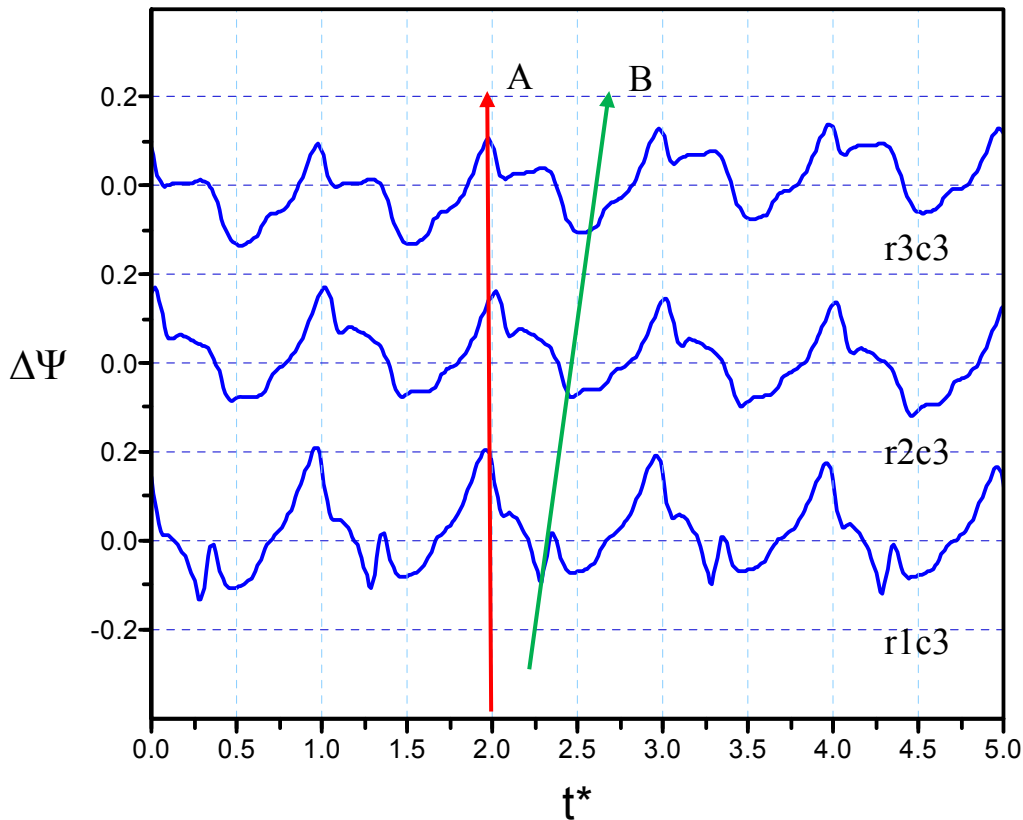


Figura 6.29. Fluctuació de pressió a la línia c3. $Q/Q_d=1,36$. $r-k-\varepsilon$

6.2.3. FREQUÈNCIES

Les freqüències obtingudes de realitzar la FFT a la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 per $Q/Q_d=1,36$, presenten les freqüències característiques del pas dels àleps del rodet i els seus grans harmònics, i en aquest cas no es presenten les modulacions de freqüències aparegudes quan la bomba treballa a càrrega parcial. En aquestes condicions de sobre càrrega apareix una nova freqüència de 21 Hz, deguda al vòrtex que es genera al conducte de sortida de la bomba (Figura 6.30).

Les amplituds dels coeficients de Fourier, C_i , obtingudes de realitzar la FFT a les fluctuacions de pressió en el difusor, presenten valors més grans quan es treballa a sobre càrrega, $Q/Q_d=1,36$, que treballant a condicions de disseny $Q/Q_d=1,00$.

El coeficient de sustentació en els àleps del rodet i les directrius, presenta una freqüència predominant que es repeteix cada $t^*=10$ (Figura 6.31), al igual que succeeix a la fluctuació de pressió, aquesta freqüència resultant de $f=21$ Hz corresponent a la generació del vòrtex de sortida, també estan presents en menor amplitud les freqüències característiques de la interacció entre els àleps i les directrius.

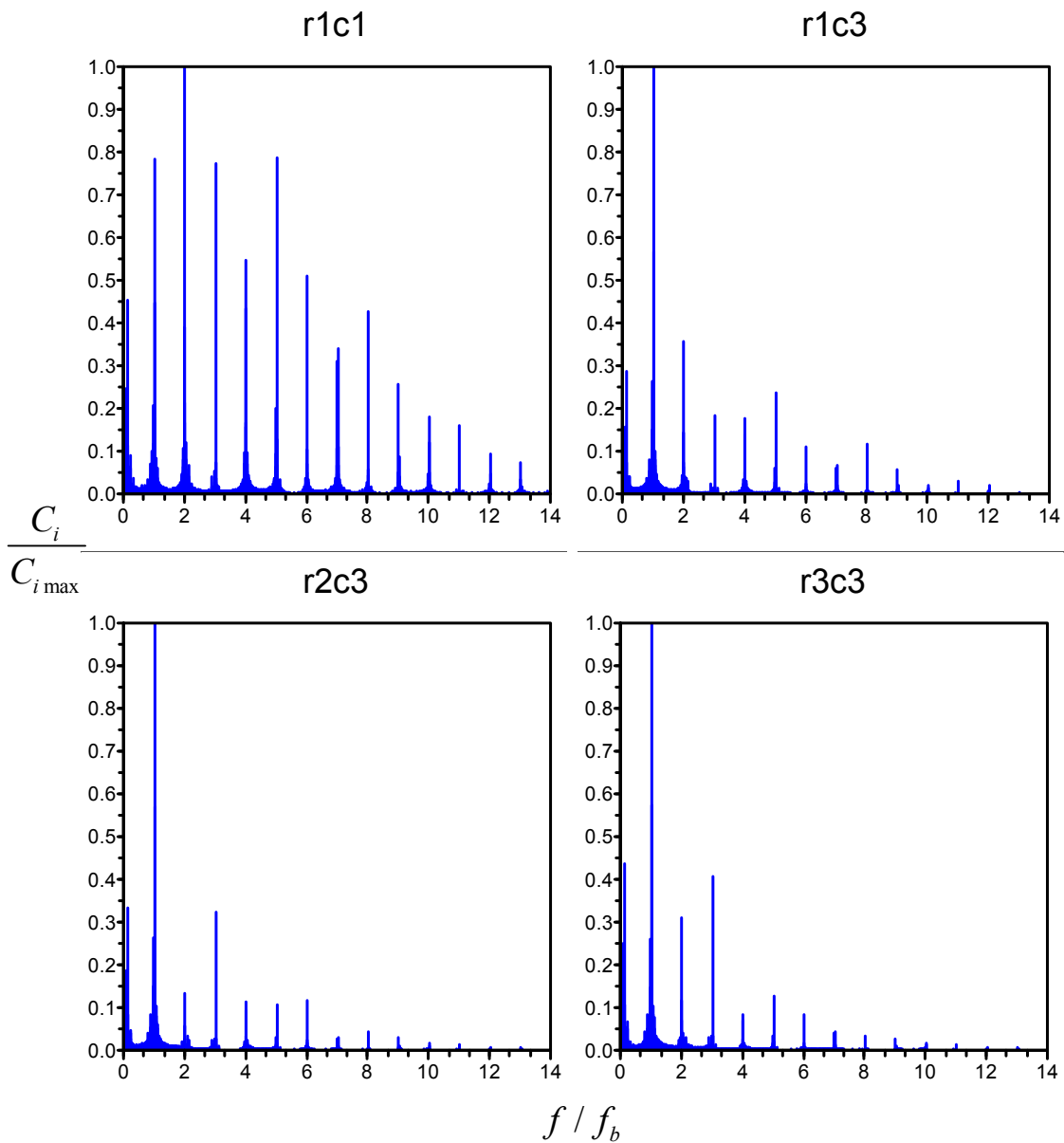


Figura 6.30. Freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 del difusor. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

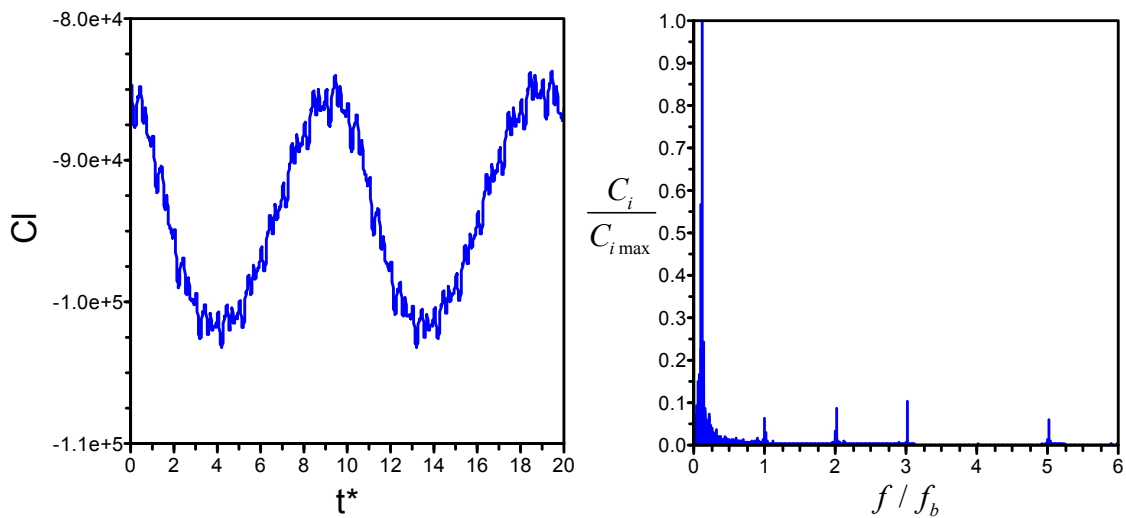


Figura 6.31. C_i als àleps del rodet i del distribuïdor i freqüències representatives. ($Q/Q_d=1,36$). r-k- ε

6.3. COMPARATIVA CONDICIONS DE TREBALL

Un dels efectes més determinants en el comportament del flux en el rodet, es el canvi d'angle d'incidència de la velocitat relativa a l'entrada dels àleps del rodet quan ens allunyem de les condicions de disseny, Figura 6.32. Això provoca que les velocitats relatives dintre dels canals del rodet presentin comportaments diferents, Figura 6.33, presentant a la cara de pressió dels àleps un creixement de la capa límit que en el cas de flux a sobre càrrega, $Q/Q_d=1,36$ provoca l'aparició en tots el àleps de un vòrtex que gira en sentit contrari al gir del rodet i en cas de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, l'aparició de vòrtex en algun dels àleps cap al final de la cara de pressió. A la cara de succió les velocitats presenten valors de velocitat més elevades que a la cara de pressió, sent els valors dels vectors de velocitat relativa màxims a condició de sobrecàrrega i mínims a càrrega parcial.

El flux en les directrius del difusor presenta comportaments diferents depenen del tipus de condicions de treball, Figura 6.34. A condicions de disseny ($Q/Q_d=1,0$), es produeix el creixement de la capa límit a la cara de succió de la directriu i l'aparició de un flux en jet a la cara de pressió de la directriu, mentre que a sobre càrrega la capa límit disminueix el seu espessor i les velocitats absolutes son més uniformes en el canal del difusor. A càrrega parcial ($Q/Q_d=0,61$), el patró de flux varia amb el gir del rodet, produint-se l'aparició de vòrtex que provoquen el bloqueig i el desbloqueig alternatiu dels canals del difusor. A sobre càrrega ($Q/Q_d=1,36$), el patró de flux en un canal del difusor presenta un comportament bastant uniforme.

Treballant la bomba fora de condicions de disseny les fluctuacions de pressió instantànies presenten una fluctuació periòdica dels valors de $\Delta\Psi$ que es repeteix cíclicament cada $t^*\approx 10$ per $Q/Q_d=0,61$ i $Q/Q_d=1,36$. Per les condicions de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, les variacions de les fluctuacions instantànies de pressió son majors que treballant a condicions de disseny (Figures 6.35 a 6.38), això es degut a la modulació produïda per la formació i destrucció dels vòrtex que provoquen el bloqueig dels canals del difusor. Això produirà en la bomba efectes no desitjats com son un increment de les vibracions i el soroll.

Els resultats obtinguts mostren que la màxima variació de la fluctuació de pressió en mitjana de conjunt, $\Delta\Psi$, en el difusor es produeix a les condicions de sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, i al disminuir el cabal la variació de la mitjana de conjunt de la fluctuació de pressió disminueix (Figures 6.35 a 6.38), aquest mateix comportament va obtenir Arndt et al. 1990, en els seus experiments en bombes.

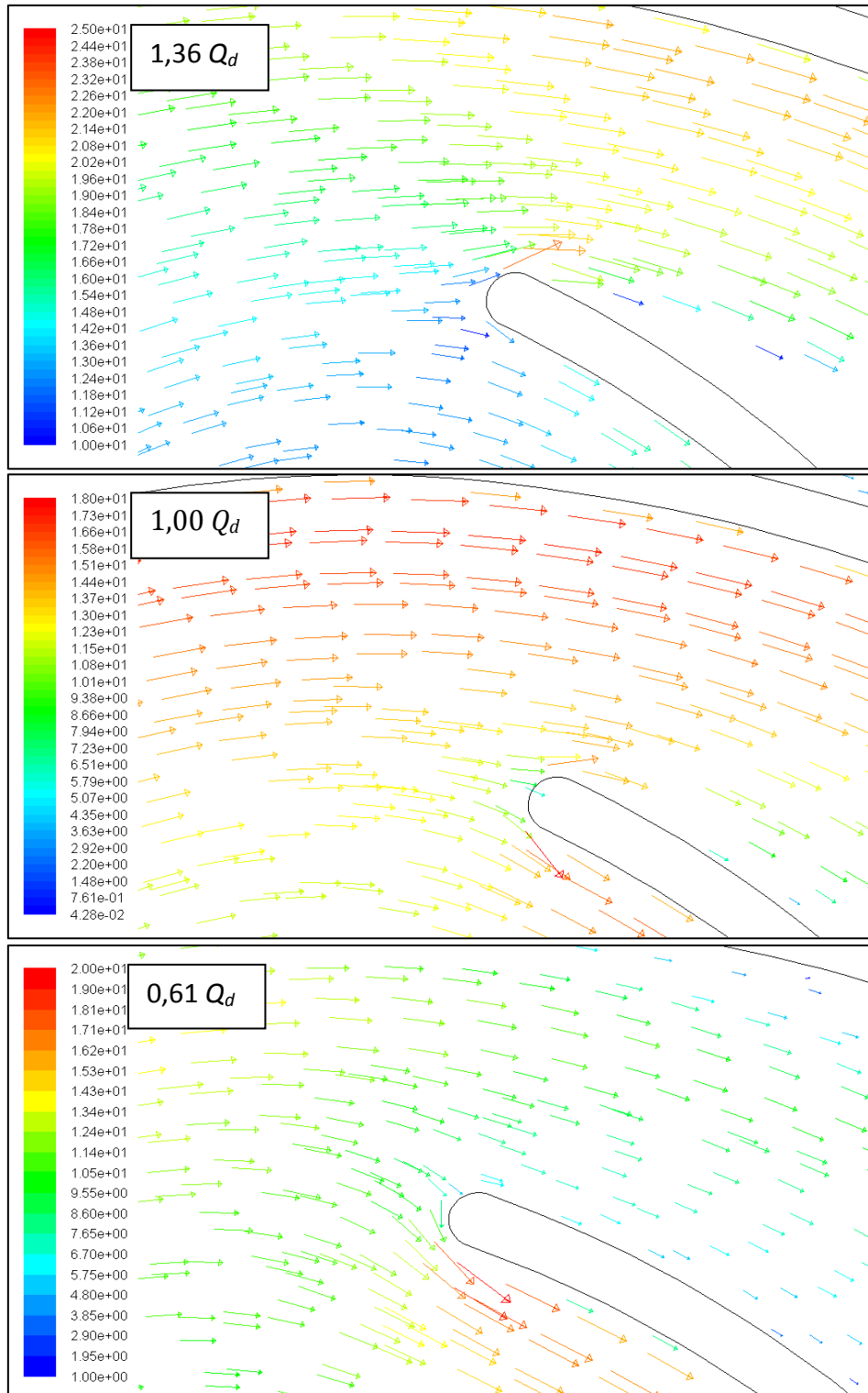


Figura 6.32. Velocitat relativa a l'entrada del àleps del rodet. $r-k-\varepsilon$

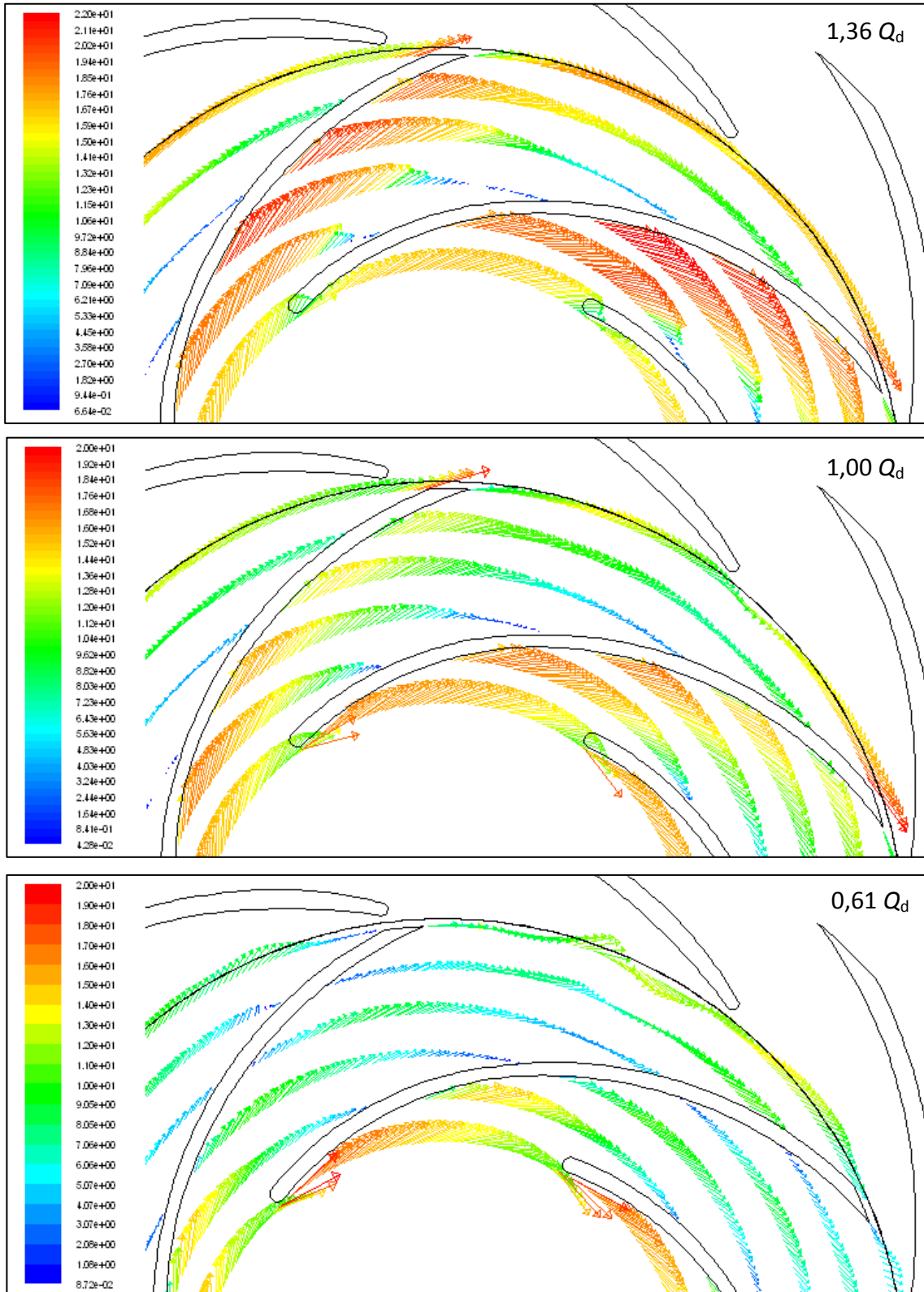


Figura 6.33. Velocitat relativa al rodet a $r/R_2 = \{0,53, 0,62, 0,72, 0,81, 0,91, 1,00\}$. $r-k-\varepsilon$

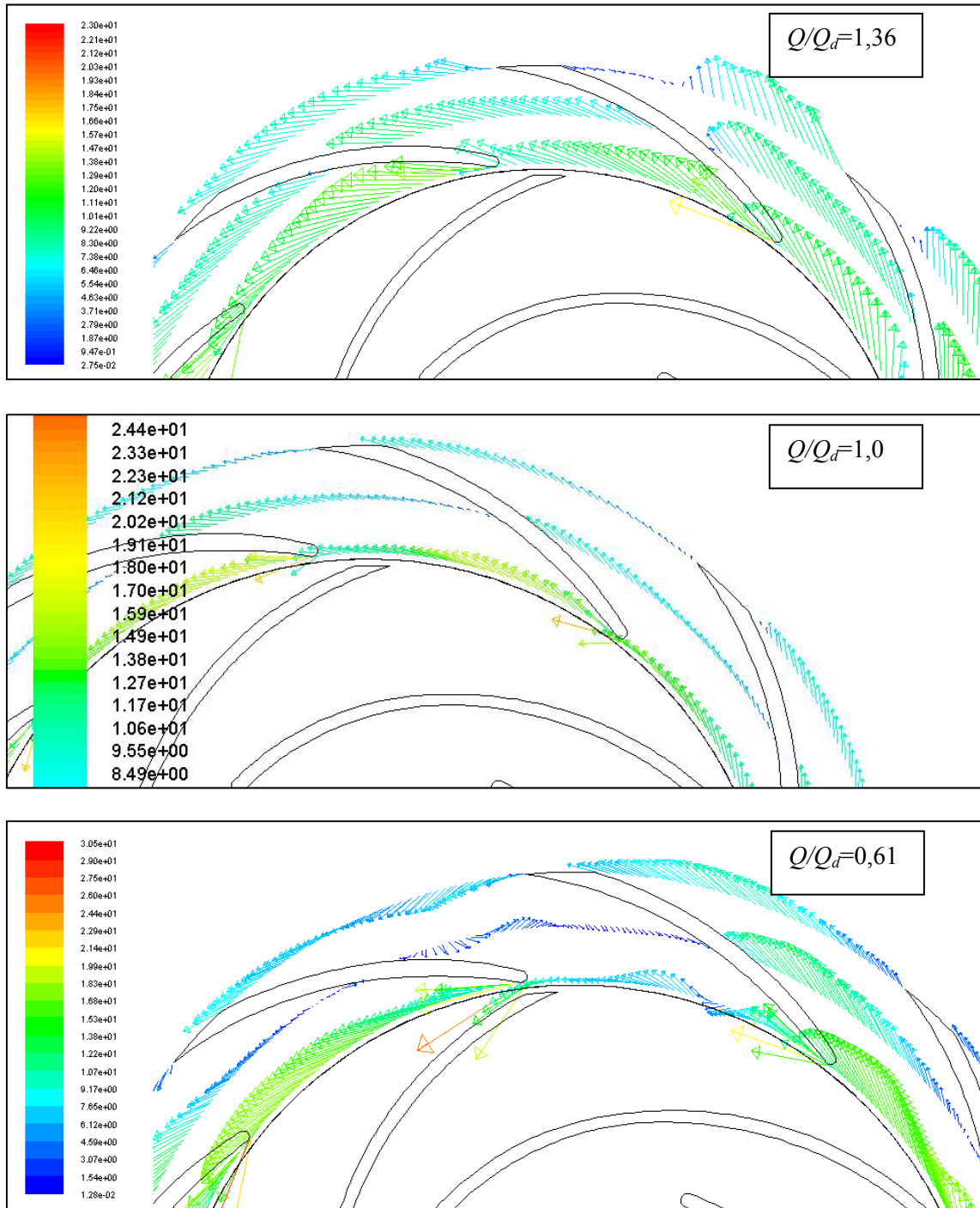


Figura 6.34. Velocitat absoluta en el difusor a $r/R_2 = \{1,03, 1,17, 1,30\}$. $r-k-\varepsilon$

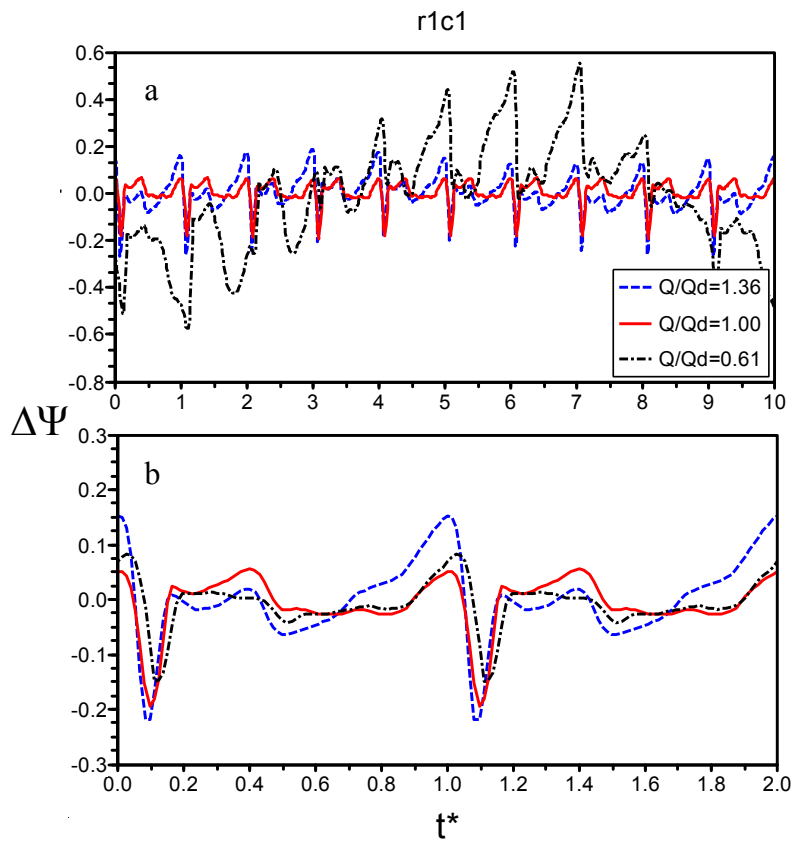


Figura 6.35. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r1c1. r-k- ε . a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt

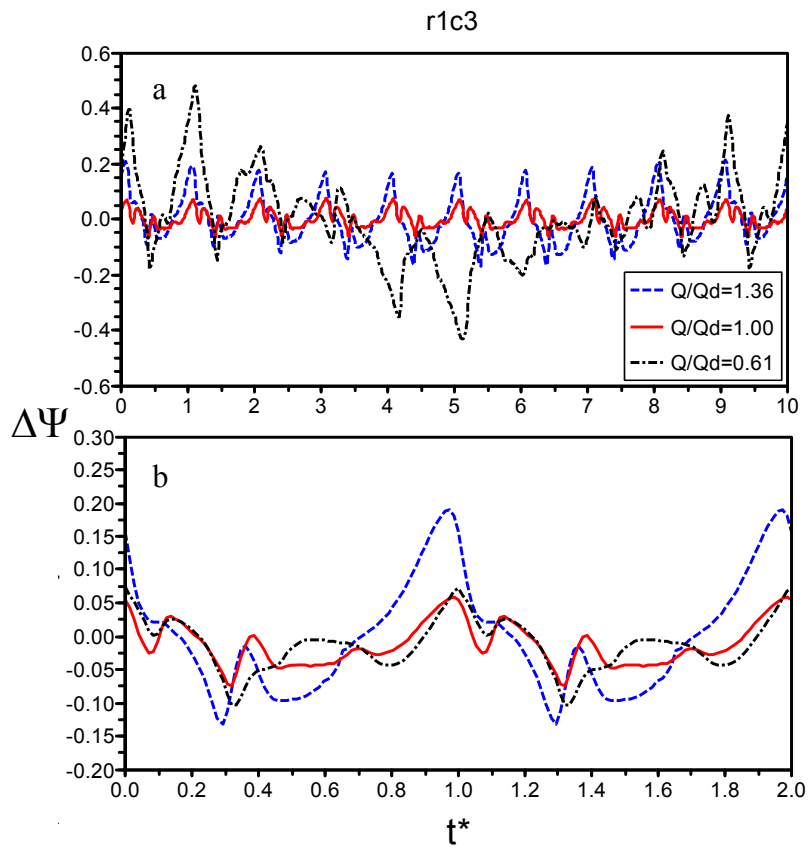


Figura 6.36. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r1c3. r-k- ε . a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt

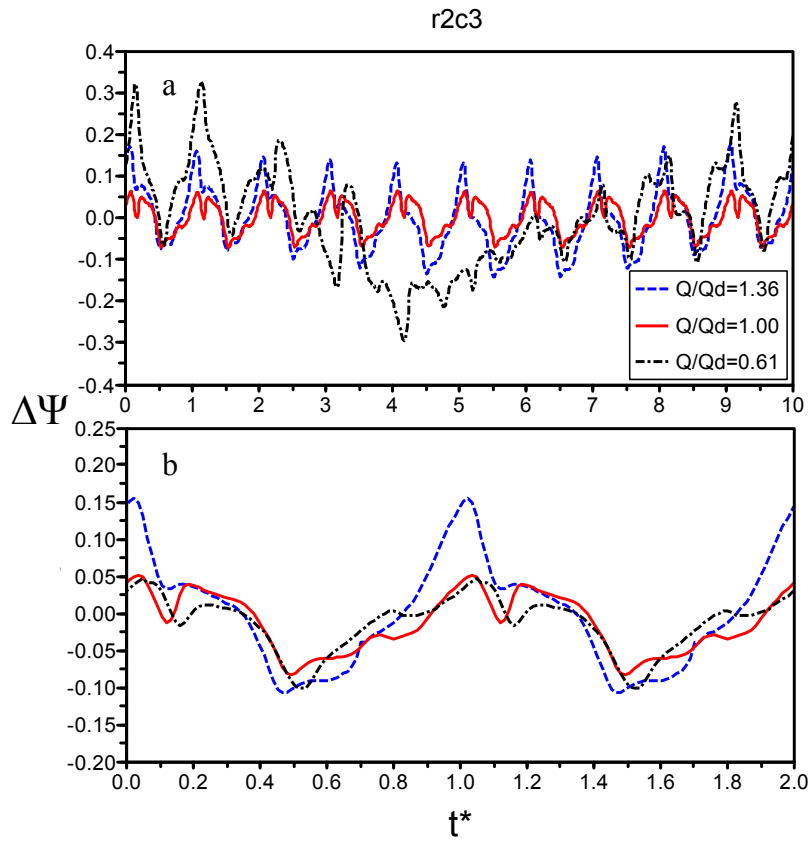


Figura 6.37. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r2c3. r-k- ε . a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt

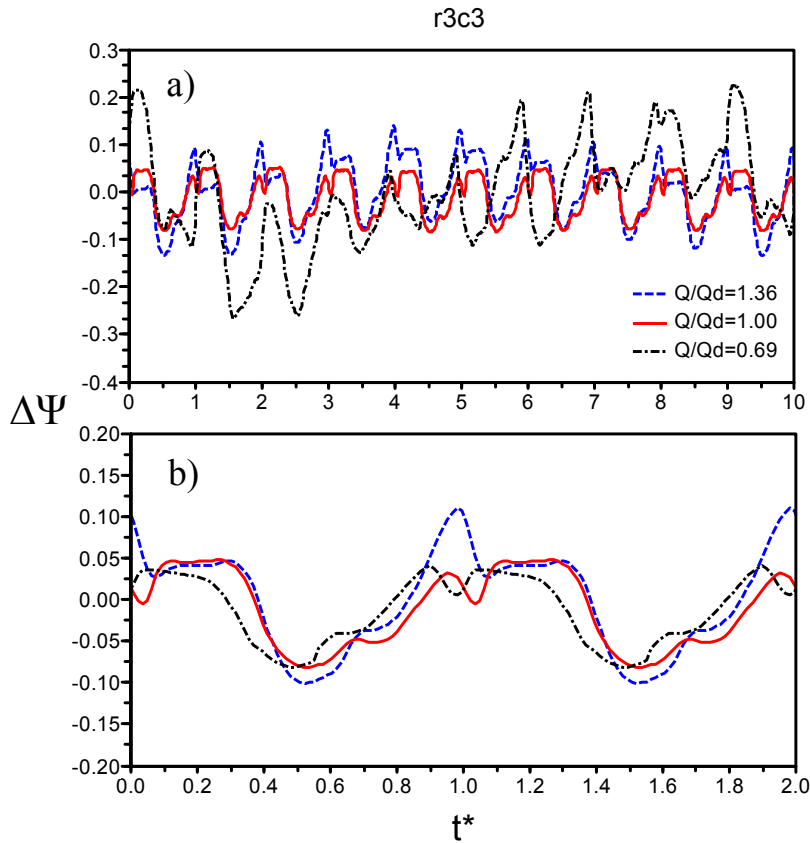


Figura 6.38. Fluctuació de pressió $\Delta\Psi$. Punt r3c3. r-k- ε . a) valors instantanis; b) valors mitjana de conjunt

Els valors dels coeficients de Fourier, C_i , obtinguts sobre les freqüències de la fluctuació de pressió als punts r1c1, r1c3, r2c3 i r3c3 presenten valors mes grans quan es treballa a sobre càrrega, $Q/Q_d=1,36$ i a càrrega parcial $Q/Q_d=0,61$ que treballant a condicions de disseny $Q/Q_d=1,00$ (Taula 6.2). Gonzalez et al., 2006, van observar que les amplituds experimentals de les freqüències de la fluctuació de pressió en un punt pròxim al talla-aigües, eren mes grans quan les condicions de treball de la bomba corresponien a cabals extrems de funcionament i que la amplitud mínima es produïa prop del cabal nominal.

Taula 6.2. Valor del coeficient de Fourier, $C_i/C_{i\max}$

	0,61Q_d	1,00Q_d	1,36Q_d
p (r1c1)	1,00	0,135	0,186
p (r1c3)	1,00	0,190	0,564
p (r2c3)	1,00	0,322	0,612
p (r3c3)	1,00	0,482	0,623
C_i	0,440	0,066	1,00

S'ha determinat el valor del coeficient de sustentació relatiu promig a les directrius, $\bar{C}_l/\bar{C}_{l\max}$, per les diferents condicions de treball i es pot observar que el seu valor augmenta quan decreix el cabal (Taula 6.3). Així mateix s'ha obtingut la fluctuació de la mitjana de conjunt del coeficient de sustentació, ΔC_l , i es pot observar que la fluctuació augmenta quan augmenta el cabal. Arndt et al., 1989, van obtenir els mateixos comportaments al treballar amb una bomba centrífuga amb directrius, mentre que Gallus et al. 1979 i 1980, va obtenir el comportament contrari.

Taula 6.3. Variació del coeficient C_l amb el cabal

Q/Q_d	$C_l / C_{l\max}$	$\bar{C}_l/\bar{C}_{l\max}$	ΔC_l
0,61	0,440	1,000	1850
0,7	0,259	0,998	1750
0,81	0,649	0,980	2200
0,92	0,578	0,966	2000
1,00	0,066	0,937	2000
1,18	0,065	0,843	2400
1,36	1,000	0,730	3200

6.3. CONCLUSIONS

Un cop conegudes les característiques de funcionament de la bomba treballant en condicions de disseny, $Q/Q_d=1,0$, s'ha estudiat el comportament de la bomba treballant a condicions de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$ i de sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, amb l'objectiu de conèixer les variacions que experimenta el flux al rodet i el difusor de la bomba quan es treballa fora de condicions de disseny.

Treballant a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, el flux en el rodet i el difusor presenta un comportament allunyat del flux ordenat i sense separació de la capa límit, que es pot trobar quan la bomba treballa a condicions de disseny, ja que per aquestes condicions el patró de flux es diferent en els diferents canals del rodet i del difusor. El canvi d'angle d'atac del flux a l'entrada del rodet provoca l'augment de velocitat a la cara de succió dels àleps, això provoca el creixement de la capa límit a la cara de pressió dels àleps i acaba provocant en algun canal la creació de un vòrtex que gira en sentit contrari al gir del rodet que fa disminuir el flux en el canal del rodet.

En el distribuïdor el creixement de la capa límit de la cara de succió de la directriu, provoca la generació de un vòrtex que fa disminuir el flux en el canal fins produir l'estancament del flux. Aquest procés d'estancament del flux o bloqueig, es produeix simultàniament cada dos canals del distribuïdor i en el procés es mostra que quan un canal comença a disminuir el flux fins a bloquejar-se en el canal adjacent el flux comença a augmentar fins el desbloqueig i es quan es produeix el cabal màxim en el canal. Aquest procés provoca que un canal del difusor presenti alternativament un comportament de flux desbloquejat fins a flux bloquejat. Aquest fenomen de bloqueig i desbloqueig del canal del difusor es produeix de manera cíclica a cada volta del rodet i genera una rotació de l'estancament des de un canal al canal adjacent, tal com es mostra a la Figura 6.9. Aquesta rotació del fenomen de bloqueig/desbloqueig possiblement sigui deguda a que el distribuïdor te un numero de canals parells, $Z_b=8$, i el rodet te un numero de canals diferent, $Z_v=5$, que provoca desequilibris en les forces que actuen sobre l'estancament que provoquen la seva rotació i una variació en la fluctuació de pressió en el difusor. Quan l'àlep del rodet passa davant de la directriu del difusor, es produeix la fluctuació de pressió al difusor i aquesta presenta el seu valor màxim quan el canal presenta l'estancament del bloqueig, $t^*=0$ i quan el flux en el canal es màxim i no existeix bloqueig, $t^*\approx 5$.

Per a càrrega parcial degut a aquestes condicions no estacionaries en el flux en el difusor, els valors de les freqüències obtingudes amb la FTT a la fluctuació de pressió, mostren que es produeixen modulacions en les freqüències característiques de funcionament de la bomba, així com una nova freqüència, $f=19$ Hz, que mostra el procés de creació i destrucció dels vòrtex que provoquen l'estancament dels passatges.

Quan la bomba treballa a condicions de sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, el canvi de l'angle d'atac produeix un gran increment de velocitat relativa a la ultima meitat de la cara de succió de l'àlep del rodet, aquest fet provoca un increment notable de la capa límit a la cara de pressió de l'àlep que generà l'aparició de un vòrtex a la primera meitat de l'àlep, Figura 6.19. Els valors de les velocitats i les dimensions de la capa límit no son les mateixes a tots els canals del rodet, si no que depenen de la posició relativa del canal del rodet dins la bomba, això fa que la intensitat de turbulència dels deixants que surten del àleps del rodet variï segons el canal del difusor. Aquesta intensitat de turbulència dels deixants trossejats que surten del difusor es desplacen al llarg de la voluta fins el conducte de sortida de la bomba, on el increment de l'energia turbulenta aportada per els deixants trossejats generen un gran vòrtex que varia cíclicament les seves dimensions cada $t^*\approx 10$. Per aquestes condicions de treball no es produeix el despreniment de la capa límit a les directrius del difusor i també apareix el gran vòrtex a la voluta prop del talla-aigües, com quan la bomba treballa a condicions de disseny.

Al igual que quan es treballa a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, les fluctuacions de pressió a sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, presenten una modulació que es repeteix cada $t^* \approx 10$, però amb una amplitud inferior. En aquestes condicions la mitjana de conjunt de la fluctuació de pressió, presenta una variació major que les obtingudes a $Q/Q_d=1$ i $Q/Q_d=0,61$. Les freqüències obtingudes de la fluctuació de pressió mostren les freqüències característiques del pas dels àleps davant les directrius i la de formació del vòrtex del canal de sortida.

Les amplituds de les freqüències representatives d'aplicar la FTT a la fluctuació de pressió, presenten valors mes grans quan la bomba treballa fora de condicions de disseny, que ha condicions de disseny, presentant el seu valor màxim quan la bomba treballa a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$.

El valor del coeficient de sustentació promig a les directrius del difusor, augmenta quan es produeix una disminució en el cabal a la bomba, presentant el valor mes gran a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$. Mentre que la fluctuació de la mitjana de conjunt del coeficient de sustentació augmenta quan creix el cabal.

Els resultats obtinguts del flux a la bomba treballant a càrrega parcial, mostren el comportament observat per Egusquiza, 2003, referent a la impossibilitat del flux d'omplir els canals del rodet i el difusor, produint-se en aquest cas la recirculació del flux en els canals del difusor que generen el bloqueig dels canals del difusor. Per tant podem veure que el us del CFD per estudiar el complex comportament del flux que es produeix quan la màquina treballa fora de condicions de disseny, es una bona opció quan no es disposen de mitjans per poder realitzar assajos experimentals.

Capítol 7

CONCLUSIONS I FUTURS TREBALLS

Es demostra que CFD pot ser una bona eina quan es modela el flux del fluid al voltant de perfils i a l'interior de màquines hidràuliques. El seu us permet obtenir el camps de velocitats i les fluctuacions de pressions a l'interior de la bomba, aconseguint informació difícil d'obtenir experimentalment, sobre tot quan la màquina treballa fora de condicions de disseny.

La utilització de un codi comercial de CFD com Ansys Fluent ha permès obtenir i validar el flux al voltant de perfils aïllats, en la interacció de una cascada d'àleps i una placa plana, i a l'interior de una bomba treballant a diferents condicions de treball. Un sumari de les conclusions assolides en cada una de les parts d'aquesta tesis es mostrà en aquest capítol.

7.1. FLUX A LA CAPA LÍMIT I AL DEIXANT EN ÀLEPS

En tots els casos de estudiats de flux a la capa límit i el deixant, s'ha vist la importància de realitzar un estudi de sensibilitat de la qualitat de malla, per poder tenir resultats independents de la malla. Els resultats obtinguts mostren la importància en l'elecció del tipus de tractament de paret utilitzat, (WF i TLM). La utilització de TLM ha permès obtenir amb detall el comportament del flux dins la capa límit a la paret i al deixant. En la determinació de la fluctuació de velocitat a la capa límit del perfil i al deixant, els pitjors resultats s'han obtingut amb WF. S'ha pogut observar que el flux en el deixant, està supeditat a la qualitat dels resultats obtinguts aigües amunt a la capa límit del perfil.

Els diferents models turbulents utilitzats han estat capaços de determinar de manera adequada la pressió a la superfície dels perfils i els resultats han estat independents del tipus de tractament de paret utilitzat.

En el cas de perfils amb la sortida en forma de punta afilada i amb petit angle d'atac, els models EVM no han estat capaços d'obtenir el desprendiment de vòrtex, encara que s'utilitzi un tractament de paret de TLM, possiblement el model de transport que representa els efectes d'aquests vòrtex sobre l'escala de las mitges no es capaç de representar aquestes estructures en termes de poder resoldre-les. Això possiblement afecta les prediccions de la seva influencia sobre les escales de velocitats mitges. En aquests casos nomes els models RSM, DES i LES han aconseguit modelar les petites estructures i obtenir la freqüència de desprendiment de vòrtex.

En la determinació de la freqüència característica dels desprendiments de vòrtex a la sortida del perfil truncat, tots els diferents models turbulents validats han determinat la freqüència representativa amb un error al voltant de un 5%, quan la capa límit s'ha simulat mitjan un tractament de paret TLM, però no han pogut determinar la freqüència de la fluctuació quan s'ha utilitzat un tractament de paret WF.

Els models de turbulència que han presentat millors resultats tant en la determinació de pressions i de velocitats han estat el $r-k-\epsilon$, el SST- $k-\omega$, el RSM i el DES. Els models $r-k-\epsilon$ i SST- $k-\omega$, han tingut

comportaments similars en la determinació de les característiques dels flux i només han tingut problemes per determinar les freqüències característiques treballant amb perfils de punta afilada i petit angle d'atac. El model RSM ha obtingut molt bons resultats de pressió i velocitat, i en el cas de perfils amb forma de punta afilada també ha estat capaç de obtenir la freqüència característica del despreniment de vòrtex. Els models DES i LES permeten conèixer millor les característiques de la turbulència en el flux, però tenen unes necessitats d'escala d'espai i temps molt petites, que comporten necessitats de recursos de càlcul molt superiors als models EVM i RSM. A més a més LES precisa la utilització de una submalla amb cel·les de menor mida que permetin modelar la turbulència de petita escala. Per aquestes raons els models DES i LES no són vàlids encara per el modelat de fluxos industrials en màquines hidràuliques.

Quan es treballa amb sistemes no estacionaris, l'elecció de un salt de temps adequat es molt important per poder recollir tota la física inherent a les característiques del flux. Els resultats mostren que treballant amb salts de temps de l'ordre de magnitud de l'escala petita de temps de la turbulència (Kolmogorov) els resultats recullen la física del problema.

7.2. INTERACCIÓ ROTOR - ESTÀTOR EN UNA CASCADA D'ÀLEPS

El pas no estacionari dels deixants dels àleps de la cascada sobre la placa plana provoquen modificacions importants en l'estructura de la capa límit de la placa plana. L'elevada energia turbulenta de que disposen els deixants provoquen un augment de la velocitat, de la fluctuació de la velocitat i de la pressió estàtica a la capa límit de la placa plana tot coincidint amb el pas dels deixants.

Els resultats mostren que la intensitat de turbulència en els deixants es funció de la velocitat relativa a la sortida dels àleps de la cascada, per tant presenta diferents patrons de comportament per a cada condició de treball. Treballant fora de condicions de disseny ($f=20$ i 30 Hz), el gradient de pressions advers que presenta el flux a la cara de succió dels àleps, fa que es produeixi un despreniment de la capa límit que genera la creació de vòrtex que viatjaran aigües avall amb el deixant, en aquest cas el model RANS ha estat capaç de determinar la creació dels vòrtex i els nivells d'energia turbulenta que acaben afectant la capa límit. En aquestes condicions els millors resultats de la velocitat i la fluctuació de velocitat a la capa límit s'han obtingut amb el model DES.

Quan es treballa en condicions properes a les de disseny ($f=40$ Hz) el model RANS no ha pogut resoldre la creació de vòrtex a la sortida de l'àlep i el deixant obtingut presenta un comportament estacionari amb valors de intensitat de turbulència inferiors als experimentals, aquest comportament ja es va poder visualitzar en el Capítol 3, quan es treballava en perfils amb vora de sortida afilada i amb petits angles d'atac, només la interacció potencial dels àleps amb la cascada generen fluctuacions en el deixant. En aquestes condicions el model SST ha presentat resultats similars de velocitat i fluctuació de velocitat a la capa límit de la placa als obtinguts amb DES.

El despreniment de vòrtex provocat per un cos causa una sèrie de dificultats associades amb l'escala petita (de longitud) del cos, relativa a l'escala del passatge dels àleps, l'escala petita de temps del procés de despreniment, i la tendència dels models RANS (almenys en l'aproximació estadística en 2D) per exagerar la coherència del moviment que sorgeix del despreniment. Per aquest motiu es necessària una resolució numèrica molt alta, tant en l'espai com en el temps, per capturar de manera creïble l'estructura turbulenta dels deixants a mesura que evolucionen degut al pas dels àleps.

La velocitat a la capa límit mostra un comportament no estacionari que fluctua amb la freqüència característica de pas dels àleps de la cascada, $t^* = t/t_{cicle}$, sent major la fluctuació quan ens allunyem de la

paret, $y'=y/\delta$, al igual que en els experiments de Gete i Evans. Es produeix un retard de la velocitat a la capa límit respecte al flux lliure exterior, línia B, Figura 4.10, degut a que les ones de fluctuació provocades per el deixant, disposen de una velocitat de desplaçament, Q , inferior a la velocitat del flux lliure. El màxim retard de la fluctuació es produeix a la paret de la placa plana i va disminuint des de la zona interior, fins la zona exterior de la capa límit.

Per a les freqüències de 20 i 40 Hz, quan es produeix el pas del deixant sobre la placa plana es genera un augment de la velocitat, de la fluctuació de velocitat i de la pressió estàtica a la capa límit. Aquesta interacció del deixant amb la placa provoca una variació del gradient de pressió a la capa límit, que genera cíclicament una variació local de les dimensions de la capa límit, que es va desplaçant aigües avall amb el flux.

Els resultats obtinguts indiquen que utilitzar un flux estacionari per representar el comportament periòdic no estacionari de la capa límit no pot justificar-se fàcilment, degut a les importants variacions en el comportament del flux produït per el pas cíclic dels deixants.

S'han determinat els valors de la velocitat mitjana a la placa per ha diferents freqüències. Els resultats mostren que treballant en condicions estacionaries sense la cascada d'àleps ($f=0$ Hz), els models RANS reproduïxen correctament el perfil de velocitats a la capa límit de la placa plana quan el flux està desenvolupat, de la mateixa manera que en els resultats obtinguts en el Capítol 3, quan es treballava en àleps aïllats. Treballant en condicions no estacionaries amb la cascada d'àleps en moviment, s'ha obtingut que quan es treballa en condicions pròximes a les de disseny ($f=40$ Hz) els models turbulents SST i DES presenten un dèficit de velocitat a la zona de transició de la capa límit, però representen de forma adequada la velocitat a la zona exterior de la capa límit. Quan les condicions de treball son fora de disseny ($f=20$ Hz), la velocitat a la zona interior de la capa límit presenta un bon ajust dels models SST i DES amb els resultats experimentals, quan el flux circula aigües avall sobre la placa el model SST presenta una important disminució de la velocitat a la zona exterior turbulenta de la capa límit, mentre que el model DES presenta bona correlació amb els resultats experimentals.

Els valors mitjans de la fluctuació de velocitat a la capa límit mostren que en condicions de treball estacionaries els valors numèrics obtinguts son inferiors al valors experimentals de la mateixa manera que en els resultats obtinguts en el Capítol 3, quan es treballava en àleps aïllats.

Treballant en condicions no estacionaries fora de condicions de disseny els valors de la fluctuació de velocitat presenten valors inferiors als experimentals a la zona de transició, mentre que a la zona exterior de la capa límit valors mes grans als experimentals. El model DES es el que ha obtingut millors resultats de fluctuació de velocitat. Per condicions de disseny els valors de la fluctuació de velocitat obtinguts han estat molt inferiors a la totalitat de la capa límit, de la mateix manera que en els valors obtinguts de la intensitat de turbulència.

Degut a que el model DES sigui un mètode híbrid que utilitza les tècniques RANS per solucionar el flux prop de la paret i la metodologia LES per la resta del flux, fa que els resultats obtinguts estiguin fortament lligats a les habilitats que tenen els model RANS en recollir la generació dels vòrtex de von Kármán a la sortida del àleps, que provocaran l'aparició dels deixants i que finalment afectaran el flux dins i fora de la capa límit.

S'ha pogut determinar al aplicar la transformada de Fourier als valors del coeficient de sustentació a la placa i als àleps de la cascada, que les freqüències característiques obtingudes recullen l'efecte potencial degut al pas dels àleps i del flux del deixant. De la mateixa manera quan s'ha fet l'estudi de les

freqüències característiques de la variació de la velocitat a la capa límit, també es mostren les mateixes freqüències característiques obtingudes amb el coeficient de sustentació.

7.3. INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA BOMBA

Tot el coneixement previ adquirit en la simulació dels efectes parcials associats al flux en el interior de una turbomàquina dels capítols previs s'ha aplicat aquí a la simulació de la turbomàquina completa, permetent escollir les opcions més eficients en termes de bon comportament numèric i eficiència computacional. L'estudi de la bomba ha permès conèixer les característiques del complicat flux que es produeix al seu interior degut a la interacció entre els àleps del rodet i les directrius del difusor. Quan la bomba amb difusor treballa a condicions de disseny el camp de velocitats relatives en el rodet segueix la curvatura del àleps. El flux provoca el creixement de la capa límit a la cara de pressió dels àleps que provoca una petita recirculació del fluid en sentit contrari al gir del rodet (zona A, Figura 5.33) i això fa augmentar la velocitat del fluid a la cara de succió del àleps. Quan el flux es desplaça al llarg del radi dels àleps cap a la sortida del rodet, guanyen força les forces de Coriolis provocant que el fluid circuli cap el final de la cara de pressió i això provoca un augment de la velocitat relativa a la part final de l'àlep, aconseguint que a la sortida del rodet el flux sigui bastant uniforme.

Degut a la petita distància entre el rodet i el difusor el procés de mescla entre el flux en el canal i el deixant del rodet no s'ha acabat de produir quan el flux arriba al difusor, provocant variacions en l'angle d'incidència del flux a l'entrada de les directrius. Per aconseguir una bona mescla del flux a la sortida del rodet es precisaria augmentar la distància entre el rodet i el difusor. Quan la bomba treballa sense el difusor no s'aprecien variacions en el comportament del flux en el rodet, això es degut a que la interacció potencial dels àleps del rodet i el difusor no viatja aigües amunt per el rodet, i per tant no afecte a les característiques del flux.

Durant el gir del rodet el deixant que surt dels àleps del rodet, es talla per les directrius del difusor i els segments amb elevat nivell de turbulència del deixant són conduïts aigües avall, al llarg de la cara de succió de la directriu del difusor, provocant un gran creixement de la capa límit de la cara de succió de la directriu. Aquest fenomen ja es veu en el Capítol 4, quan els deixants de la cascada d'àleps interactuaven amb la capa límit de la placa plana, provocant la variació local del seu espessor, degut a la variació de la velocitat, de la fluctuació de velocitat i de la variació de pressió tot coincidint amb el pas dels deixants per la capa límit i aquesta pertorbació de la capa límit es desplaçava aigües avall a la velocitat del deixant.

El creixement de la capa límit a la cara de succió de la directriu provoca un gran augment de la velocitat a la cara de pressió de la directriu, generant-se un flux en "jet" que es transporta aigües avall fins la voluta. Això facilita la difusió del flux que surt de les directrius dins la voluta, aconseguint una distribució de velocitats més uniforme en la voluta. Quan la bomba treballa sense difusor l'efecte de difusió generat per les directrius no es produeix i apareix a la voluta una zona amb elevades velocitats prop de la sortida del rodet, mentre que a la resta de la voluta les velocitats del flux són molt petites.

Prop del talle-aigües de la voluta, el flux que circula per la voluta experimenta una recirculació cap el conducte de sortida de la bomba degut al gradient de pressió advers que es presenta en la zona propera a la oïda i que impedeix que el flux continuï per la voluta circulant en la direcció de gir del rodet (zona B, Figura 5.33). Això provoca el desprendiment de la capa límit del flux en la paret del talle-aigües del conducte de sortida (zona C, Figura 5.33) i l'augment de la velocitat del flux a la cara oposada.

L'efecte potencial degut a la interacció entre els àleps i les directrius provoquen una fluctuació de pressió, generant-se un màxim a la cara de pressió dels àleps del rodet i un mínim a la seva cara de succió, aquesta fluctuació es màxima quan un àlep i una directriu estan alineats. Quan el flux que surt del rodet es troba amb una directriu del difusor, el fluid experimenta una disminució de la component radial de la velocitat relativa, un augment de la component tangencial de la velocitat relativa, i una disminució en la pressió, sent el mateix comportament que va obtenir Feng et al. 2011. El màxim de pressió en el difusor es degut a la interacció potencial entre els àleps i les directrius, i es propaga de forma instantània en tot el canal del difusor i va disminuint el seu valor en les direccions radial i circumferencial del flux (línia A, Figures 5.15, 5.16 i 5.17), mentre que el pas dels deixants provoquen una disminució de la pressió en el difusor degut a l'efecte rafega del flux del deixant, que presenta un retard de temps quan el flux avança per el distribuïdor (línia B, Figures 5.15, 5.16 i 5.17).

Les pulsacions de pressió quan la bomba treballa sense les directrius del difusor, son degudes a la interacció dels àleps del rodet i el talla aigües de la voluta, mostrant a la sortida del rodet valors de fluctuació de pressió un 40% majors que quan treballa amb el difusor, això es degut a que els deixants dels àleps del rodet no estan afectats per l'efecte RSI de les directrius del difusor i tenen un efecte mes important sobre la fluctuació de pressió, mentre que quan ens allunyem de la sortida del rodet la fluctuació presenta valors similars als obtinguts amb la presencia del difusor.

S'han determinat els modes diametral excitats produïts per la interacció potencial entre els àleps i les directrius, resultant que l'excitació gira en sentit contrari al moviment del rodet i sent el mode diametral de la bomba $k = -3$. Amb la determinació i la suma dels $z_r + z_b$ harmònics de la fluctuació de pressió, s'ha pogut construir la fluctuació de pressió degut a l'efecte potencial dels àleps del rodet i les directrius en el difusor de la bomba, resultant una bona correspondència entre els valors de pressió obtinguts a partir de la suma dels harmònics, els valors numèrics de CFD i els experimentals de Tsukamoto et al., 1995. Per tant els efectes potencials son ben recollits per els models turbulents, per la qual cosa el que es te que simular amb gran detall es el flux del deixant. Això implica una bona selecció del model turbulent que doni les millors prestacions en la obtenció del deixant en termes de qualitat de l'ajust i de recursos computacionals utilitzats.

La determinació de les freqüències característiques de la fluctuació de pressió, ha mostrat que la pressió en el difusor fluctua amb la freqüència de pas del àleps del rodet, $Z_r N$ i els seus primers harmònics. Al llarg de la línia mitja entre dos directrius del difusor, els resultats mostren que el primer harmònic es el mes representatiu, mentre que prop de la vora d'entrada de la directriu del difusor es el segon harmònic, al igual que els valors experimentals obtinguts per Tsukamoto et al., 1995.

La determinació de les freqüències característiques del coeficient de sustentació en els àleps i les directrius, mostra que apareixen les freqüències associades al pas dels àleps davant de les directrius, i també altres freqüències com la del gir del rodet. Treballant sense les directrius del difusor, les fluctuacions de pressió mostren les mateixes freqüències que treballant amb el difusor i el coeficient de sustentació només presenta una única freqüència representativa deguda al pas del àleps del rodet davant del talla aigües de la voluta.

Les proves realitzades amb els diferents tipus de tractament de paret per l'estudi de la capa límit, han demostrat que el tipus de tractament no afecta els resultats de la fluctuació de pressió, això es degut a que els punts estudiats en el difusor estan prou allunyats dels efectes de la capa límit a les parets de les directrius.

Els models de turbulència utilitzats en l'estudi de la bomba mostren que els models turbulents Spalart-Allmaras, $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ i RSM presenten resultats similars de les fluctuacions de pressió amb els valors experimentals de Tsukamoto, de la mateixa manera que es va obtenir en Capítol 3, en l'estudi d'àleps aïllats en que els models $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$, RSM i DES obtenien els millors resultats de velocitats i pressions. En quant a la determinació de les freqüències característiques, els models $r-k-\varepsilon$ i RSM han pogut determinar totes les freqüències relatives al pas dels àleps del rodet davant les directrius del difusor i la freqüència del gir del rodet, mentre que els altres models han tingut dificultat en la determinació d'alguna freqüència característica. Els models $r-k-\varepsilon$ i RSM mostren resultats molt semblants de les velocitats i les pressions a la separació entre el rodet i el difusor, mentre que el model SST presenta comportament del flux similar darrera del àleps del rodet, però presenta en les zones no afectades per els àleps del rodet i les directrius un patró de flux diferent. Es té que ser molt acurat en l'elecció dels models de turbulència, doncs la metodologia utilitzada ens induiria a seleccionar models que en casos previs han donat bons resultats que aquí no s'han obtingut.

Els resultats obtinguts mostren que els models $r-k-\varepsilon$, SST $k-\omega$ i RSM, presenten un bon comportament en la descripció física dels fluxos complexos que es presenten en el rodet i el difusor de la bomba degut a l'efecte RSI. El model RSM té en contra seu la gran necessitat de recursos informàtics necessaris per la seva utilització, presentant resultats molt similars al model $r-k-\varepsilon$, que precisa molts menys recursos. El model SST mostra un bon comportament en la determinació de les característiques del flux, però ha presentat dificultats en la determinació de les freqüències característiques del RSI, degut a la presència de "soroll" numèric. Com a conclusió direm que el model $r-k-\varepsilon$, presenta unes bones qualitats per l'estudi del efecte RSI en flux en el rodet i el difusor de una bomba quan treballa sota condicions de disseny, però té que indicar-se que l'ús de un sol model de turbulència no permet extreure conclusions definitives.

7.4. INTERACCIÓ ROTOR – ESTÀTOR EN UNA BOMBA FORA DE CONDICIONS DE DISSENY

Un cop conegudes les característiques de funcionament de la bomba treballant en condicions de disseny, $Q/Q_d=1,0$, s'ha estudiat el comportament de la bomba treballant a condicions de càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$ i de sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, amb l'objectiu de conèixer les variacions que experimenta el flux al rodet i el difusor de la bomba quan es treballa fora de condicions de disseny.

Treballant a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, el flux en el rodet i el difusor presenta un comportament allunyat del flux ordenat i sense separació de la capa límit, que es pot trobar quan la bomba treballa a condicions de disseny, ja que per aquestes condicions el patró de flux és diferent en els diferents canals del rodet i del difusor. El canvi d'angle d'atac del flux a l'entrada del rodet provoca l'augment de velocitat a la cara de succió dels àleps, això provoca el creixement de la capa límit a la cara de pressió dels àleps i acaba provocant en algun canal la creació de un vòrtex que gira en sentit contrari al gir del rodet que fa disminuir el flux en el canal del rodet.

En el distribuïdor el creixement de la capa límit de la cara de succió de la directriu, provoca la generació de un vòrtex que fa disminuir el flux en el canal fins produir l'estancament del flux. Aquest procés d'estancament del flux o bloqueig, es produeix simultàniament cada dos canals del distribuïdor i en el procés es mostra que quan un canal comença a disminuir el flux fins a bloquejar-se en el canal adjacent el flux comença a augmentar fins el desbloqueig i és quan es produeix el cabal màxim en el canal. Aquest procés provoca que un canal del difusor presenti alternativament un comportament de flux desbloquejat fins a flux bloquejat. Aquest fenomen de bloqueig i desbloqueig del canal del difusor es produeix de manera cíclica a cada volta del rodet i genera una rotació de l'estancament des de un canal al canal

adjacent, tal com es mostra a la Figura 6.9. Aquesta rotació del fenomen de bloqueig/desbloqueig possiblement sigui deguda a que el distribuïdor té un nombre de canals parells, $Z_b=8$, i el rodet té un nombre de canals diferent, $Z_v=5$, que provoca desequilibris en les forces que actuen sobre l'estancament que provoquen la seva rotació i una variació en la fluctuació de pressió en el difusor. Quan l'àlep del rodet passa davant de la directriu del difusor, es produeix la fluctuació de pressió al difusor i aquesta presenta el seu valor màxim quan el canal presenta l'estancament del bloqueig, $t^*=0$ i quan el flux en el canal és màxim i no existeix bloqueig, $t^*\approx 5$.

Per a càrrega parcial degut a aquestes condicions no estacionàries en el flux en el difusor, els valors de les freqüències obtingudes amb la FTT a la fluctuació de pressió, mostren que es produeixen modulacions en les freqüències característiques de funcionament de la bomba, així com una nova freqüència, $f=19$ Hz, que mostra el procés de creació i destrucció dels vòrtex que provoquen l'estancament dels passatges.

Quan la bomba treballa a condicions de sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, el canvi de l'angle d'atac produeix un gran increment de velocitat relativa a la última meitat de la cara de succió de l'àlep del rodet, aquest fet provoca un increment notable de la capa límit a la cara de pressió de l'àlep que generà l'aparició de un vòrtex a la primera meitat de l'àlep, Figura 6.19. Els valors de les velocitats i les dimensions de la capa límit no són les mateixes a tots els canals del rodet, si no que depenen de la posició relativa del canal del rodet dins la bomba, això fa que la intensitat de turbulència dels deixants que surten dels àleps del rodet variï segons el canal del difusor. Aquesta intensitat de turbulència dels deixants trossejats que surten del difusor es desplacen al llarg de la voluta fins el conducte de sortida de la bomba, on el increment de l'energia turbulenta aportada per els deixants trossejats generen un gran vòrtex que varia cíclicament les seves dimensions cada $t^*\approx 10$. Per aquestes condicions de treball no es produeix el desprendiment de la capa límit a les directrius del difusor i també apareix el gran vòrtex a la voluta prop del talla-aigües, com quan la bomba treballa a condicions de disseny.

Al igual que quan es treballa a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$, les fluctuacions de pressió a sobrecàrrega, $Q/Q_d=1,36$, presenten una modulació que es repeteix cada $t^*\approx 10$, però amb una amplitud inferior. En aquestes condicions la mitjana de conjunt de la fluctuació de pressió, presenta una variació major que les obtingudes a $Q/Q_d=1$ i $Q/Q_d=0,61$. Les freqüències obtingudes de la fluctuació de pressió mostren les freqüències característiques del pas dels àleps davant les directrius i la de formació del vòrtex del canal de sortida.

Les amplituds de les freqüències representatives d'aplicar la FTT a la fluctuació de pressió, presenten valors més grans quan la bomba treballa fora de condicions de disseny, que ha condicions de disseny, presentant el seu valor màxim quan la bomba treballa a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$.

El valor del coeficient de sustentació promig a les directrius del difusor, augmenta quan es produeix una disminució en el cabal a la bomba, presentant el valor més gran a càrrega parcial, $Q/Q_d=0,61$. Mentre que la fluctuació de la mitjana de conjunt del coeficient de sustentació augmenta quan creix el cabal.

Els resultats obtinguts del flux a la bomba treballant a càrrega parcial, mostren el comportament observat per Egusquiza, 2003, referent a la impossibilitat del flux d'omplir els canals del rodet i el difusor, produint-se en aquest cas la recirculació del flux en els canals del difusor que generen el bloqueig dels canals del difusor. Per tant podem veure que el ús del CFD per estudiar el complex comportament del flux que es produeix quan la màquina treballa fora de condicions de disseny, és una bona opció quan no es disposen de mitjans per poder realitzar assajos experimentals.

7.5. FUTURS TREBALLS

En un futur es poden portar a terme treballs amb CFD, que comportin el millor coneixement del comportament del flux al voltant de perfils. En aquest treball es tindria especial interès en determinar l'efecte de la forma de la vora de sortida dels àleps, en el comportament del flux en el deixant i en les excitacions que afecten l'àlep, produïdes per el despreniment de vòrtex. Aquestes excitacions degudes a la interacció entre el fluid i l'estructura, tenen una gran importància en el comportament dinàmic en turbomàquines. Les avantatges de les simulacions en CFD, que permeten obtenir de manera ràpida, segura i econòmica, resultats que només es podrien obtenir treballant en costosos túnels hidrodinàmics i/o amb la construcció de diversos prototips, permetrien posteriorment simular en CFD, el funcionament de una bomba treballant amb diferents vores de sortida dels àleps i determinar com afecta el nou patró de flux dels deixants, en la interacció rotor - estator i per tant en el comportament dinàmic de la bomba.

BIBLIOGRAFIA

- ABRAMIAN M, HOWARD JHG. *Experimental investigation of the steady and unsteady relative flow in a model centrifugal impeller passage*. ASME J. Turbomachinery, Vol. 116, pp. 269-279, 1994
- AKHRAS A, EL HAJEM M, MOREL R, CHAMPAGNE J. *Internal flow investigation of a centrifugal pump at design point*. Journal of Visualization, Vol. 4, No. 1, p. 91-98, 2001.
- ARDNT, ACOSTA, BRENNEN, CAUGHEY. *Rotor-Stator Interaction in a Diffuser Pump*, Journal of Turbomachinery, 111 (3):213-221,1989.
- ARDNT, ACOSTA, BRENNEN, CAUGHEY. *Experimental investigation of Rotor-Stator Interaction in a centrifugal pump with several vaned diffusers*, Journal of Turbomachinery, 112 98-108,1990.
- ASUAJE M, BAKIR F, KOUDIRI S, KENYERY F, REY R. *Numerical modelization of the flow in centrifugal pump: volute influence in velocity and pressure fields*. International Journal of Rotating Machinery. Vol. 3, 244-255, 2005
- AUSONI, FARHAT, AVELLAN, *Fluid-Structure Interaction Induced by Karman Vortices In the Wake of a Truncated 2D Hydrofoil at Fixed Incidence Angle*, Hydrodyna Project report, delivery 3.2 part 1, LHM, Lausanne, 2005.
- AUSONI, FARHART, ESCALER, EGUSQUIZA, AVELLAN. *Cavitation influence on von Kármán vortex shedding and induced hydrofoil vibrations*.Journal of Fluids Engineering, Vol. 129, 2007.
- BAUDIN M. *Introduction to Scilab*.The Scilab Consortium. Le Chesnay, 2010.
- BOCAZZI, A., SALA, R., GAETANI, P. *Influence of the diffuser vane setting angle on the flow field in a radial pump*. 9th. European Turbomachinery Conference, Istanbul. 2011
- BRUN K, KURZ R. *Analysis of secondary flows in centrifugal impellers*. International Journal of Rotating Machinery. 2005:1, 45-52
- BRUN C, AUBRUN S, GOOSSENS T, RAVIER P. *Coherent structures and their frequency signature in the separated shear layer in the sides of a square cylinder*. Flow Turbulence Combust. 81 (1-2): 97-114, Jul, 2008.
- BYSKOV R, JACOBSEN C, PEDERSEN N. *Flow in centrifugal pump impeller at design and off-design conditions – Part II: Large Eddy Simulations*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 125, 73-83, 2003
- CANTWELL B, COLES D. *An experimental study on entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder*, J. Fluid Mechanic, 136: 321-374, 1983.
- CATALANO P, AMATO M. *An evaluation of RANS turbulence modeling for aerodynamics*. Aerospace Science and Technology. Vol 7, 2003, pp. 493-509.

CAVAZZINI G, PAVESI G, ARDIZZON G. *Pressure instabilities in a vaned centrifugal pump*. Proceeding of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy, August 4, 2011.

CHITSOMBOON T, THAMTHAE C. *Adjustment of $k-\omega$ SST turbulence model for an improved prediction of stalls on wind turbine blades*. World Renewable Energy Congress 2011. Linköping, Sweden.

CHOW Y, UZOL O, KATZ J. *Flow nonuniformities and turbulent "hot spots" due to wake-blade and wake-wake interaction in a multi-stage turbomachinery*, J. of Turbomachinery, 124:553:563, 2002.

COUSSIRAT M. *Theoretical/Numeric Study of flows with strong Streamlines Curvature*, PhD. Thesis UPC Barcelona, 2003.

DRING, JOSLYN, HARDIN, WAGNER H. *Turbine Rotor-Stator Interaction*, J. Eng. for Power, 104:729-742, 1982.

DOOLAN CJ. *Large Eddy Simulation of the near wake of circular cylinder at sub-critical Reynolds number*. Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics, Vol. 4, No. 4, pp. 496-510, 2010.

DURBIN PA, PETTERSSON REIF BA. *Statistical theory and modeling for turbulent flows*. John Wiley & Sons, New York, 2001.

DURBIN PA. *On the $k-3$ stagnation point anomaly*. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 17, No. 1. February 1996.

EGUSQUIZA E. *Comportament dinàmic de màquines hidràuliques*. Edicions UPC, 2003.

FARGE TZ, JOHNSON MW. *Effect of flow rate on loss mechanisms in a backswept centrifugal impeller*. International Journal of Fluid Flow, 13(2), pp. 189-196. 1992.

FENG J, BENRA F, DOHMEN H. *Numerical Investigation on pressure fluctuations for different configurations of vaned diffuser pumps*. International Journal of Rotating Machinery. Vol 2007, article ID 34752, 2007.

FENG J, BENRA F, DOHMEN H. *Investigation of periodically unsteady flow in a radial pump by CFD simulations and LDV measurements*. Journal of Turbomachinery. Vol 133, January 2011.

FLUENT. *Users guide*. Fluent Inc. 2006.

GALLUS HE. *High Speed Blade-Wake Interactions*. von Kármán Institute for Fluid Mechanics Lecture Series 1979-3, Vol 2, 1979.

GALLUS HE, LAMBERTZ J, WALLMANN T. *Blade-Row Interaction in a Axial Flow Subsonic Compressor Stage*. ASME Journal of Engineering for Power, Vol. 102, pp. 169-177, 1980.

GONZALEZ J, SANTOLARIA C, BLANCO E, FERNANDEZ J. *Numerical simulation of the dynamics effects due to the impeller-volute interaction in a centrifugal pump*. Journal of Fluids Engineering, vol. 124, pp 348-355. 2002.

GONZALEZ J, PARRONDO J, SANTOLARIA C, BLANCO E. *Steady and unsteady radial forces for a centrifugal pump with impeller to tongue gap variation*. Journal of Fluids Engineering, vol. 128, pp 454-462. 2006.

- HENDERSON A, WALKER G, HUGHES J. *The influence of turbulence on wake dispersion and blade row interaction in an axial compressor*, J. of Turbomachinery, 128:150:165, 2006.
- HINZE JO. *Turbulence*. McGraw-Hill Publishing Co., New York. 1975.
- HOLLAND R, EVANS R. *The effect of periodic wake structures on turbulent boundary layers*, Journal of Fluids and Structures 10:269-280, 1996.
- HWANG R, YAO C. *A numerical study of vortex shedding from a square cylinder with ground effect*, Journal of Fluids Engineering., Vol. 119:512-518, 1997
- GETE Z, EVANS R. *An experimental investigation of unsteady turbulent wake boundary layer interaction*, Journal of Fluids and Structures 17:43-55, 2003.
- GETE Z, EVANS R. L. *A computational investigation of unsteady turbulent wake boundary layer interaction*, Journal of Fluids and Structures 17:1145-1159, 2003.
- GONZALEZ J, PARRONDO J, SANTOLARIA C, BLANCO E. *Steady and unsteady radial forces for a centrifugal pump with impeller to tongue gap variation*. Journal of Fluids Engineering, vol. 128, pp 454-462, 2006
- GUNGOR AG, SIMENS MP, JIMENEZ J. *DNS of separated flows under the influence of wakes*. 9th. European Turbomachinery Conference, Istanbul. 2011
- HWANG R, YAO C. *A numerical study of vortex shedding from a square cylinder with ground effect*, J. of Fluid Eng., 119:512-518, 1997.
- JORDAN S, RAGAB S. *A Large-Eddy Simulation of the near wake of a circular cylinder*, J. Fluids Engineering, Vol. 120, No. 2, pp. 243-252, 1998.
- KALITZIN G, WU X, DURBIN PA. *DNS of fully turbulent flow in a LPT passage*. International Journal of Heat and Fluid Flow 24 (2003) 636–644.
- KUBOTA Y, SUZUKI T, TOMITA H. et al. *Vibration of rotating bladed disc excited by stationary distributed forces*. Bulletin of JSME, Vol. 25, No. 221, 1983.
- LARDEAU S, LESCHZINER MA. *Unsteady RANS modeling of wake-blade interaction: computational requirements and limitations*. Computers and Fluids 34, 3-21, 2005.
- LAUNDER, SPALDING. *Lectures in mathematical models of turbulence*, Academic Press, England, 1972.
- LAUNDER, REECE, RODI. *Progress in the development of a Reynolds stress turbulence closure*, J. Fluid Mechanics, 68: 537-566, 1975.
- MENTER F. *Performance of popular turbulence models for attached and separated adverse pressure gradient flow*, AIAA Journal, Vol. 30: pp.2066-2072, 1992a.

- MENTER F. *Improved two equation k - ω turbulence models for aerodynamics flows*, NASA Technical Memorandum TM-103975, NASA Ames CA, 1992b.
- MENTER F. *Two equations eddy-viscosity turbulence models for engineering applications*, AIAA Journal, 32(8):1598-1605, 1994.
- MENTER F. *Eddy viscosity transport equations and their relation to the κ - ϵ model*. ASME J. Fluids Eng., Vol 119, pp. 876-884, 1997.
- MICHELASSI V, WISSINK JG, FRÖLICH J, RODI W. *Large-Eddy simulation of flow around a low-pressure turbine blade with incoming wakes*. AIAA J 2003; 41 (11):2143-56.
- NICOUD F, DUCROS F. *Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor, Flow, Turbulence, and Combustion*, 62(3):183-200, 1999.
- MUNCH V, AUSONI P, BRAUN O, FARHAT M, AVELLAN F. *Fluid-structure coupling for an oscillating hydrofoil*. Journal of Fluids and Structures, doi:10.1016/j.jfluidstructs. 2010.07.002, 2010
- NAKAYAMA A. *Characteristics of the Flow around Conventional and Supercritic Airfoils*, Journal of Fluid Mechanics, 160:155-179, 1985.
- NICOUD F, DUCROS F. *Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor, Flow, Turbulence, and Combustion*, 62(3):183-200, 1999.
- OVCHINNIKOV V, PIOMELLI U, CHOUDHAR M. *Numerical simulations of boundary-layer transition induced by a cylinder wake*. J. Fluid Mech., vol. 547, pp. 413–441, 2006.
- OZTURK A, AYDIN K, SAHIN B, PINARBASI A. *Effect of impeller-diffuser radial gap ratio in a centrifugal pump*. Journal of Scientific and Industrial Research. Vol. 68, pp.203-213, March 2009.
- PATEL MH. *On turbulent boundary-layers in oscillatory flow*. Proceedings of the Royal Society of London A353, 121-144, 1977
- PEDERSEN N, LARSEN P, JACOBSEN C. *Flow in centrifugal pump impeller at design and off-design conditions- Part I: Particle Image Velocimetry (PIV) and Laser Doppler Velocimetry (LDV) measurements*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 125, january 2003.
- RODRIGUEZ C, EGUSQUIZA E, SANTOS I. *Frequencies in the Vibration Induced by the Rotor Stator Interaction in a Centrifugal Pump Turbine*, Journal of Fluids Engineering, 129:1428-1435, 2007.
- SHIH T, LIOU W, SHABBIR A, YANG Z, ZHU J. *A new k - ϵ eddy viscosity model for high Re turbulent flow – Model development and validation*, Computer Fluids, 24 (3):227-238, 1995.
- SHI F, TSUKAMOTO H. *Numerical study of pressure fluctuations caused by impeller-diffuser interaction in a diffuser pump stage*. Journal of Fluids Engineering. Vol. 123, pp. 466-474, september 2001.
- SHUR, SPALART, STRELETS, TRAVIN. *Detached-Eddy simulation of an Airfoil at High Angle of Attack*, 4th Symposium on Engineering Turbulence Modeling and Experiments, Corsica, France, 1999.

- SMAGORINSKY. *General circulation experiments with the primitive equations. I the basic experiment*, Month Weather Review, 91:99-164, 1963.
- SPALART, ALLMARAS. *A one equation turbulence model for aerodynamic flow*, La Recherche Aérospatiale 1:5-21, 1994
- SPALART. *Strategies for turbulence modeling and simulations*, Int. J. Heat Fluid Flow, 21: 252-263, 2000.
- SORANNA F, CHOW Y, UZOL O, KATZ J. *The effect of inlet guide vanes wake impingement on the flow structure and turbulence around a rotor blade*, J. of Turbomachinery, 128:82:95, 2006.
- SINHA M, PINARBASI A, KATZ J. *The flow structure during onset and developed states of rotating stall within a vaned diffuser of a centrifugal pump*. Journal of Fluids Engineering, vol 123, pp 491-499, 2001.
- STEPANOFF AJ. *Centrifugal and axial flow pumps*, 2nd Edition, John Wileyand Sons, 1957.
- STIEGER RD, HODSON HP. *The transition mechanism of highly-loaded lp turbine blades*. ASME Turbo Expo, Power for Land, Sea and Air, Atlanta, GA, USA, 2003.
- TENNEKES H, LUMLEY JL. *A first course in turbulence*, MIT Press, Cambridge, MA, 1972.
- TSUKAMOTO H, UNO M, HAMAFUKU N, OKAMURA T. *Pressure fluctuations downstream of a diffuser pump impeller*, The 2nd Joint ASME/JSME Fluids Engineering Conference, Forum of unsteady flow, FED Vol. 216:133-138, 1995.
- UBALDI M, ZUNINO P, BARIGOZZI G, CATTANEI A. *An Experimental Investigation of Stator Induced Unsteadiness on Centrifugal Impeller Outflow*, ASME Journal of Turbomachinery, vol.118,pp.41-54,1996.
- UZOL O, CHOW Y, KATZ J, MENEVEAU C. *Experimental investigation of unsteady flow field within a two-stage axial turbomachine using particle image velocimeter*, J. of Turbomachinery,, 124:542:552, 2002.
- VASUDEVA K, YAGNESH N. *CFD analysis on the effect of radial gap on impeller-diffuser flow interaction as well as on the flow characteristics of a centrifugal fan*. International Journal of Rotating Machinery.Vol 2009, ID 293508, 8 pages, 2009
- VEERSTEG HK, MALALASEKERA W. *An introduction to computational fluids dynamics: the finite volume method*. 2nd edit, London Pearson Education, 2007
- VISSER FC, BROUWERS JJH, JONKER JB. *Fluid flow in a rotating low-specific-speed centrifugal impeller passage*. Fluid Dynamic Research, 24, pp. 275-292. 1999.
- VU T, NENNEMANN B, AUSONI P, FARHAT M, AVELLAN F. *Unsteady CFD prediction of von Kármán vortex shedding in hydraulic turbine stay vanes*. Proceedings Hydro 2007, Granada.
- WANG H, TSUKAMOTO H. *Fundamental analysis on rotor-stator interaction in a diffuser pump by vortex method*.Journal of Fluids Engineering. Vol. 123, pp. 737-747, december 2001

Bibliografia

- WANG H, TSUKAMOTO H. *Experimental and numerical study of unsteady flow in a diffuser pump at off-design conditions*, J. Fluid Engineering, 125:767-778, 2003.
- WANG H. *An experimental study of bubbly hydrofoil wakes*, MsC Thesis, University of Minnesota, 2004.
- WILCOX. *Turbulence modeling for CFD*. 2nd edition, DCW Industries Inc., California, 1998
- WILCOX. *Turbulence modeling for CFD*. 3rd edition, DCW Industries Inc., California, 2006
- WISSING JG. *DNS of separating, low Reynolds number flow in a turbine cascade with incoming wakes*. In: 5th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements, Mallorca, Spain, 2002.
- WOLFSTEIN. *The velocity and temperature distribution of one-dimensional flow with turbulence augmentation and pressure gradient*, Int. J. of Heat and Mass Transfer, 12, 301-318, 1969.
- WU X, DURBIN PA. *Evidence of longitudinal vortices evolved from distorted wakes in a turbine passage*. Journal of Fluid Mechanics, 446, 199-228, 2001.
- WUIBAUT G, BOIS G, EL HAJEM M, AKHRAS A, CHAMPAGNE J. *Optical PIV and LDV of internal flow investigations in SHF impeller*. International Journal of Rotating Machinery. Vol. 2006, article ID 69521.
- YAKHOT, ORSZAG. *Renormalization group analysis of turbulence: I Basic theory*, J. of Scientific Computing, 1 (1):3-51, 1986
- YAKHOT V, ORSZAG SA, THANGAM S, GATSKI TB, SPEZIALE CG. *Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique*, Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520, 1992
- YARUSEVYCHA S, SULLIVAN P, KAWALL J. *Coherent structures in an airfoil boundary layer and wake at low Reynolds numbers*, Physics of Fluids 18, 044101, 2006
- YAO YF, SAVILL AM, SANDHAM ND, DAWES WN. *Simulation and modeling of turbulent trailing-edge flow*. Flow Turbul. Combust. 68:313-33;2002.
- ZHANG M, TSUKAMOTO H. *Unsteady hydrodynamic forces due to rotor-stator interaction on a diffuser pump with identical number of vanes on the impeller and diffuser*. Journal of Fluids Engineering, Vol. 127, pp. 743-751, 2005

Annex A

EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES

En aquest annex es realitza un sumari de les experiències numèriques en CFD realitzades en aquesta tesis, amb l'ajut del programari *Fluent*.

A.1. PERFILS NAKAYAMA

Correspon al treball experimental realitzat per Nakayama, 1985.

A.1.1. PERFIL CONVENCIONAL A

Perfil convencional treballant amb angle d'incidència zero a números de Mach baixos.

Corda del perfil, $C=610$ mm.

Les capes límits s'han forçat a ser turbulentes:

- A la cara superior, utilitzant un fil de diàmetre 1,3 mm col·locat a $x/C=0,16$.
- A la cara inferior, utilitzant un fil de diàmetre 0,5 mm col·locat a $x/C=0,05$.

Fluid de treball: Aire a condicions estàndard.

Velocitat de referència: $U_{ref} = 30,5$ m/s.

Nivell de turbulència del corrent lliure del 0,02%.

Numero de Reynolds basat en la longitud de la corda: $Re_C = 1,2 \cdot 10^6$.

A.1.1.1. GEOMETRIA I MALLAT DEL PERFIL A

A la Figura A.1 es mostra la geometria del perfil A i a la Figura A.2 un detall del mallat a la vora de sortida del perfil, amb un $y^+=1$.



Figura A.1. Perfil convencional A de Nakayama

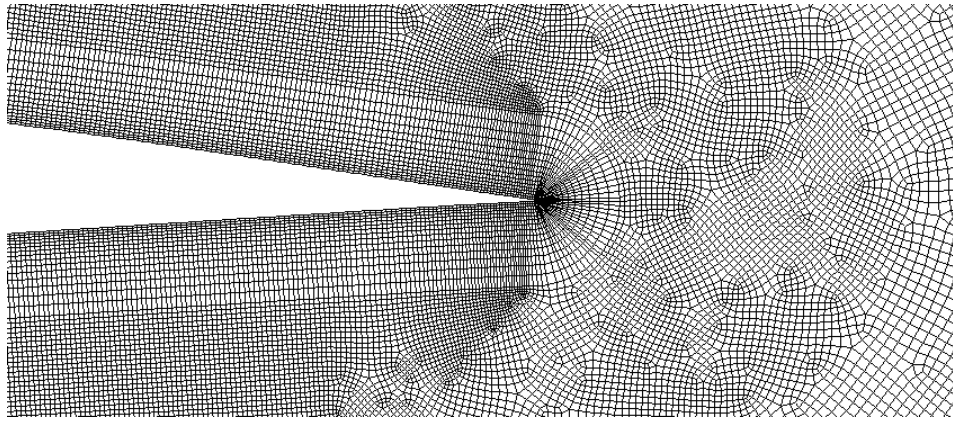


Figura A.2. Detall mallat perfil A de Nakayama

A.1.1.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES PERFIL A

S'han realitzat una sèrie d'experiències numèriques que es mostren a la Taula A.1.

Taula A.1. Experiències numèriques perfil A

Numero	Experiència	Opció	Malla	y+	Model turbulent
1	perfilA01-a	01	0	60	S-A
2	perfilA01-b	01	0	60	s-k- ϵ
3	perfilA04-a	01	0	60	S-A
4	perfilA05(1)-a	01	1	20-60	S-A
5	perfilA05(1)-b	01	1	20-60	s-k- ϵ
6	perfilA05(1)-c	01	1	20-60	RNG-k- ϵ
7	perfilA05(1)-d	01	1	20-60	r-k- ϵ
8	perfilA05(1)-e	01	1	20-60	s-k-T
9	perfilA05(1)-f	01	1	20-60	s-k-T(t)
10	perfilA05(1)-g	01	1	20-60	SST-k-T
11	perfilA05(1)-i	01	1	20-60	RSM
12	perfilA06-a	01	8	60	S-A
13	perfilA06-b	01	8	60	s-k- ϵ
14	perfilA06-c	01	8	60	RNG-k- ϵ
15	perfilA06-d	01	8	60	r-k- ϵ
16	perfilA06-e	01	8	60	s-k-T
17	perfilA06-f	01	8	60	s-k-T(t)
18	perfilA06-g	01	8	60	SST-k-T
19	perfilA06-i	01	8	60	RSM
20	perfilA07-a	01	3	15-40	S-A
21	perfilA07-g	01	3	15-40	SST-k-T
22	perfilA07(refin02)(3)-a	01	3	15-40	S-A
23	perfilA07(refin02)(3)-b	01	3	15-40	s-k- ϵ
24	perfilA07(refin02)(3)-c	01	3	15-40	RNG-k- ϵ
25	perfilA07(refin02)(3)-d	01	3	15-40	r-k- ϵ
26	perfilA07(refin02)(3)-e	01	3	15-40	s-k-T
27	perfilA07(refin02)(3)-g	01	3	15-40	SST-k-T
28	perfilA07(refin02)(3)-i	01	3	15-40	RSM
29	perfilA08-a	01	4	5-20	S-A
30	perfilA08-g	01	4	5-20	SST-k-T

31	perfilA09(refin02)(4)-a	01	4	5-20	S-A
32	perfilA09(refin02)(4)-b	01	4	5-20	s-k-ε
33	perfilA09(refin02)(4)-c	01	4	5-20	RNG-k-ε
34	perfilA09(refin02)(4)-d	01	4	5-20	r-k-ε
35	perfilA09(refin02)(4)-e	01	4	5-20	s-k-T
36	perfilA09(refin02)(4)-g	01	4	5-20	SST-k-T
37	perfilA09(refin02)(4)-i	01	4	5-20	RSM
38	perfilA52(2)-a	01	2	20-55	S-A
39	perfilA52(2)-b	01	2	20-55	s-k-ε
40	perfilA52(2)-c	01	2	20-55	RNG-k-ε
41	perfilA52(2)-d	01	2	20-55	r-k-ε
42	perfilA52(2)-e	01	2	20-55	s-k-T
43	perfilA52(2)-f	01	2	20-55	s-k-T(t)
44	perfilA52(2)-g	01	2	20-55	SST-k-T
45	perfilA52(2)-i	01	2	20-55	RSM
46	perfilA52(6)-a	01	6	0,6-1,6	S-A
47	perfilA52(6)-b	01	6	0,6-1,6	s-k-ε
48	perfilA52(6)-c	01	6	0,6-1,6	RNG-k-ε
49	perfilA52(6)-d	01	6	0,6-1,6	r-k-ε
50	perfilA52(6)-e	01	6	0,6-1,6	s-k-T
51	perfilA52(6)-f	01	6	0,6-1,6	s-k-T(t)
52	perfilA52(6)-g	01	6	0,6-1,6	SST-k-T
53	perfilA52(6)-i	01	6	0,6-1,6	RSM
54	perfilA55(5)-a	01	5	0,6-1,6	S-A
55	perfilA55(5)-b	01	5	0,6-1,6	s-k-ε
56	perfilA55(5)-c	01	5	0,6-1,6	RNG-k-ε
57	perfilA55(5)-d	01	5	0,6-1,6	r-k-ε
58	perfilA55(5)-e	01	5	0,6-1,6	s-k-T
59	perfilA55(5)-f	01	5	0,6-1,6	s-k-T(t)
60	perfilA55(5)-g	01	5	0,6-1,6	SST-k-T
61	perfilA55(5)-i	01	5	0,6-1,6	RSM
62	DES1(SA)(sp_1e-3)	01	7	0,6-1,6	DES – S-A
63	DES2(SA)(sp_1e-4)	01	7	0,6-1,6	DES – S-A
64	DES3(SST)(sp_1e-3)	01	7	0,6-1,6	DES – SST-k-T
65	DES4(SST)(sp_1e-4)	01	7-3D	0,6-1,6	DES – SST-k-T
66	LES1(W)(dp_1e-4)	01	7-3D	0,6-1,6	LES - Whale
67	LES2(W)(sp_1e-3)	01	7-3D	0,6-1,6	LES - Whale
68	LES3(W)(sp_1e-4)	01	7-3D	0,6-1,6	LES - Whale
69	LES4(KET)(sp_1e-4)	01	7-3D	0,6-1,6	LES – KET
70	LES5(SL)(sp_1e-2)	01	7-3D	0,6-1,6	LES – S-L.
71	LES6(SL)(sp_1e-4)	01	7-3D	0,6-1,6	LES – S-L

A.1.1.3. OPCIONS

A la Taula A.2. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques.

Taula A.2. Opcions numèriques perfil A

Opció: 01	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Steady: dt= - s

Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁶ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,02% Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=0,02% Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁶

A.1.2. PERFIL SUPERCRÍTIC B

Perfil supercrític amb 4° d'angle d'atac a números de Mach baixos.

Corda del perfil, $C=610$ mm.

Les capes límits s'han forçat a ser turbulentes:

- A la cara superior, utilitzant un fil de diàmetre 1,3 mm col·locat a $x/C=0,16$.
- A la cara inferior, utilitzant un fil de diàmetre 0,5 mm col·locat a $x/C=0,05$.

Fluid de treball: Aire a Opció estàndard.

Velocitat de referència: $U_{ref} = 30,5$ m/s.

Nivell de turbulència del corrent lliure del 0,02%.

Numero de Reynolds basat en la longitud de la corda: $Re_C = 1,2 \cdot 10^6$.

A.1.2.1. GEOMETRIA I MALLAT DEL PERFIL B

A la Figura A.3 es mostra la geometria del perfil B i a la Figura A.4 un detall del mallat a la vora de sortida del perfil, amb un $y^+=1$.



Figura A.3. Perfil convencional B de Nakayama

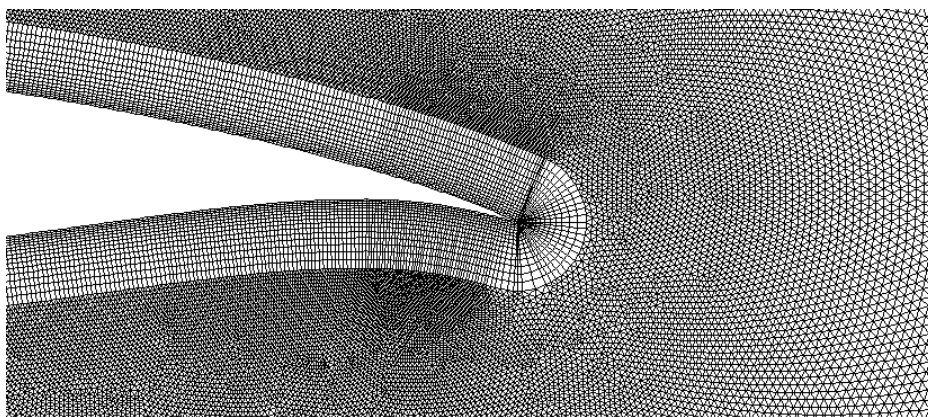


Figura A.4. Detall mallat perfil B de Nakayama

A.1.2.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES PERFIL B

S'han realitzat una sèrie d'experiències numèriques que es mostren a la Taula A.3.

Taula A.3. Experiències numèriques perfil B

Numero	Experiència	Opció	Malla	y+	Model turbulent
72	perfilB01(3)-a	01	3	0,25-1,6	S-A
73	perfilB01(3)-b	01	3	0,25-1,6	s-k- ϵ
74	perfilB01(3)-c	01	3	0,25-1,6	RNG-k- ϵ
75	perfilB01(3)-d	01	3	0,25-1,6	r-k- ϵ
76	perfilB01(3)-e	01	3	0,25-1,6	s-k-T
77	perfilB01(3)-f	01	3	0,25-1,6	s-k-T(t)
78	perfilB01(3)-g	01	3	0,25-1,6	SST-k-T
79	perfilB01(3)-h	01	3	0,25-1,6	SST-k-T(t)
80	perfilB01(3)-i	01	3	0,25-1,6	RSM
81	perfilB01b(2)-a	01	2	10-80	S-A
82	perfilB01b(2)-b	01	2	10-50	s-k- ϵ
83	perfilB01b(2)-c	01	2	10-50	RNG-k- ϵ
84	perfilB01b(2)-d	01	2	10-50	r-k- ϵ
85	perfilB01b(2)-e	01	2	10-50	s-k-T
86	perfilB01b(2)-f	01	2	10-50	s-k-T(t)
87	perfilB01b(2)-g	01	2	10-50	SST-k-T
88	perfilB01b(2)-h	01	2	10-50	SST-k-T(t)
89	perfilB01b(2)-i	01	2	10-50	RSM
90	perfilB02(1)-a	01	1	10-80	S-A
91	perfilB02(1)-b	01	1	10-80	s-k- ϵ
92	perfilB02(1)-c	01	1	10-80	RNG-k- ϵ
93	perfilB02(1)-d	01	1	10-80	r-k- ϵ
94	perfilB02(1)-e	01	1	10-80	s-k-T
95	perfilB02(1)-f	01	1	10-80	s-k-T(t)
96	perfilB02(1)-g	01	1	10-80	SST-k-T
97	perfilB02(1)-h	01	1	10-80	SST-k-T(t)
98	perfilB02(1)-i	01	1	10-80	RSM
99	perfilB20(4)-a	01	4	0,25-1,6	S-A
100	perfilB20(4)-b	01	4	0,25-1,6	s-k- ϵ
101	perfilB20(4)-c	01	4	0,25-1,6	RNG-k- ϵ
102	perfilB20(4)-d	01	4	0,25-1,6	r-k- ϵ
103	perfilB20(4)-e	01	4	0,25-1,6	s-k-T
104	perfilB20(4)-f	01	4	0,25-1,6	s-k-T(t)
105	perfilB20(4)-g	01	4	0,25-1,6	SST-k-T
106	perfilB20(4)-h	01	4	0,25-1,6	SST-k-T(t)
107	perfilB20(4)-i	01	4	0,25-1,6	RSM

A.1.2.3. OPCIONS

A la Taula A.4. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques

Taula A.4. Opcions numèriques perfil B

Opció: 01	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Steady: dt= - s
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁶ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,02% Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=0,02% Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁶

A.2. PERFIL NACA0015

Correspon al treball experimental realitzat per Wang, 2004.

Perfil NACA0015 treballant amb un angle d'incidència de 8 graus.

Corda del perfil, $C=81$ mm.

Velocitat de referència: $U_{ref} = 8$ m/s.

Nivell de turbulència del corrent lliure del 0,7 %.

Numero de Reynolds basat en la longitud de la corda: $Re_C = 4,6 \cdot 10^5$

A.2.1. GEOMETRIA I MALLAT DEL PERFIL NACA0015

A la Figura A.5 es mostra la geometria del perfil NACA0015 i a la Figura A.6 un detall del mallat a la vora de sortida del perfil, amb un $y^+=1$.

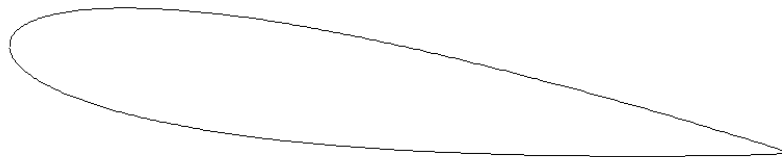


Figura A.5. Perfil NACA0015

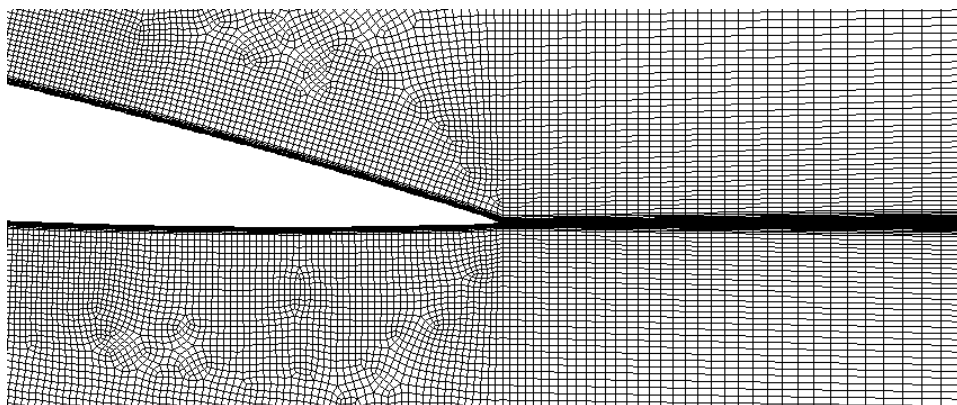


Figura A.6. Detall mallat perfil NACA0015

A.2.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES

S'han realitzat una sèrie d'experiències numèriques treballant en condicions estacionaries i no estacionaries. A la Taula A.5, es mostren les experiències numèriques estacionàries i a la Taula A.6. les realitzades a condicions no estacionaries.

Taula A.5. Experiències numèriques estacionaries perfil NACA0015

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
1	mall01-a	01	1	0,5-2	S-A
2	mall01-b	01	1	0,5-2	s-k- ϵ
3	mall01-c	01	1	0,5-2	RNG-k- ϵ
4	mall01-d	01	1	0,5-2	r-k- ϵ
5	mall01-e	01	1	0,5-2	s-k-T
6	mall01-f	01	1	0,5-2	s-k-T(t)
7	mall01-g	01	1	0,5-2	SST-k-T
8	mall01-i	01	1	0,5-2	RSM
9	mall02-a	01	2	0,1-4	S-A
10	mall02-b	01	2	0,1-4	s-k- ϵ
11	mall02-c	01	2	0,1-4	RNG-k- ϵ
12	mall02-d	01	2	0,1-4	r-k- ϵ
13	mall02-e	01	2	0,1-4	s-k-T
14	mall02-f	01	2	0,1-4	s-k-T(t)
15	mall02-g	01	2	0,1-4	SST-k-T
16	mall02-i	01	2	0,1-4	RSM

Taula A.6. Experiències numèriques no estacionaries perfil NACA0015

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
17	mall01-a	02	1	0,5-2	S-A
18	mall01-b	02	1	0,5-2	s-k- ϵ
19	mall01-c	02	1	0,5-2	RNG-k- ϵ
20	mall01-d	02	1	0,5-2	r-k- ϵ
21	mall01-e	02	1	0,5-2	s-k-T
22	mall01-f	02	1	0,5-2	s-k-T(t)
23	mall01-g	02	1	0,5-2	SST-k-T
24	mall01-i	02	1	0,5-2	RSM
25	mall02-f	02	2	0,1-4	s-k-T(t)
26	mall02-g	02	2	0,1-4	SST-k-T
27	mall02-i	02	2	0,1-4	RSM
28	mall02-3d_DES-SA	02	2	0,1-4	DES-SA
29	mall02-3d_DES-SST	02	2	0,1-4	DES-SST
30	mall02-3d_DES-SST_dp	03	2	0,1-4	DES-SST
31	mall02-3d_DES-SST_dp	04	2	0,1-4	DES-SST

A.2.3. OPCIONS

A la Taula A.7. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques del perfil NACA0015.

Taula A.7. Opcions numèriques perfil NACA0015

Opció: 01	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Steady: dt= - s
Fluid	Water: density=1000 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=1,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 02	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=1·10 ⁻⁵ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density=1000 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=1,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 03	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=2·10 ⁻⁵ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density=1000 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=1,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 04	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=5·10 ⁻⁵ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density=1000 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=30 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=1,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

A.3. PERFIL NACA0009

Correspon al treball experimental realitzat per Ausoni, 2005.

Perfil NACA0009 amb una corda original de 110 mm truncat a 100 mm, amb un espessor del perfil a la vora de sortida de 3,22 mm i treballant amb un angle d'incidència de 0 graus.

Corda del perfil, $C=100$ mm.

Velocitat de referència: $U_{ref} = 16$ i 20 m/s.

Nivell de turbulència del corrent lliure del 1,0 %.

Numero de Reynolds basat en la longitud de la corda: $Re_C = 1,6 \cdot 10^6$ i $2,0 \cdot 10^6$.

A.3.1. Geometria i mallat del perfil NACA0009

A la Figura A.7 es mostra la geometria del perfil NACA0009 truncat i a la Figura A.8 un detall del mallat a la vora de sortida del perfil, amb un $y^+=1$.



Figura A.7. Perfil NACA0009 truncat

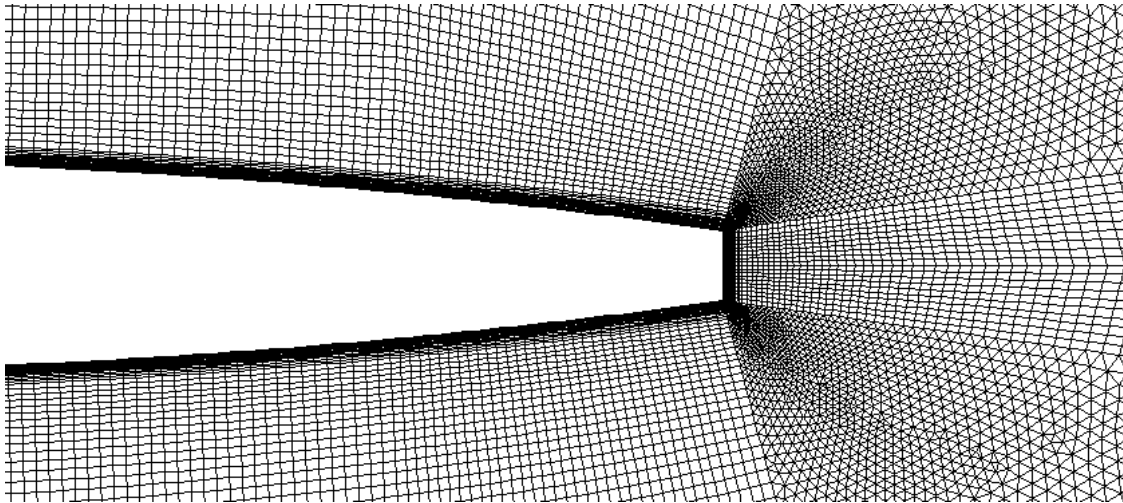


Figura A.8. Detall mallat Perfil NACA0009 truncat

A.3.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES

A la Taula A.8, es mostren les experiències numèriques estacionàries i a la Taula A.6. les realitzades a condicions no estacionàries.

Taula A.8. Experiències numèriques estacionaries perfil NACA0015

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
1	mesh01-g-02	02	1	4	SST-k-T
2	mesh01-g-03	03	1	4	SST-k-T
3	mesh01-g-04	04	1	4	SST-k-T
4	mesh01-a	01	1	4	S-A
5	mesh01-b	01	1	4	s-k- ϵ
6	mesh01-c	01	1	4	RNG-k- ϵ
7	mesh01-d	01	1	4	r-k- ϵ
8	mesh01-e	01	1	4	s-k-T
9	mesh01-g	01	1	4	SST-k-T
10	mesh01-h	01	1	4	SST-k-T(t)
11	mesh01-i	01	1	4	RSM
12	mesh02-a	01	2	4	S-A
13	mesh02-b	01	2	4	s-k- ϵ
14	mesh02-c	01	2	4	RNG-k- ϵ
15	mesh02-d	01	2	4	r-k- ϵ
16	mesh02-e	01	2	4	s-k-T
17	mesh02-g	01	2	4	SST-k-T
18	mesh02-h	01	2	4	SST-k-T(t)
19	mesh02-i	01	2	4	RSM
20	mesh03-a	01	3	1	S-A
21	mesh03-b	01	3	1	s-k- ϵ
22	mesh03-c	01	3	1	RNG-k- ϵ
23	mesh03-d	01	3	1	r-k- ϵ
24	mesh03-e	01	3	1	s-k-T
25	mesh03-g	01	3	1	SST-k-T
26	mesh03-h	01	3	1	SST-k-T(t)
27	mesh03-i	01	3	1	RSM
28	mesh04-a	01	4	2	S-A
29	mesh04-b	01	4	2	s-k- ϵ
30	mesh04-c	01	4	2	RNG-k- ϵ
31	mesh04-d	01	4	2	r-k- ϵ
32	mesh04-e	01	4	2	s-k-T
33	mesh04-g	01	4	2	SST-k-T
34	mesh04-h	01	4	2	SST-k-T(t)
35	mesh04-i	01	4	2	RSM
36	Mesh40-a	01	5	2	S-A
37	Mesh40-b	01	5	2	s-k- ϵ
38	Mesh40-c	01	5	2	RNG-k- ϵ
39	Mesh40-d	01	5	2	r-k- ϵ
40	Mesh40-e	01	5	2	s-k-T
41	Mesh40-g	01	5	2	SST-k-T
42	Mesh40-h	01	5	2	SST-k-T(t)
43	Mesh40-i	01	5	2	RSM
44	Mesh43-a	01	6	2	S-A
45	Mesh43-b	01	6	2	s-k- ϵ
46	Mesh43-c	01	6	2	RNG-k- ϵ
47	Mesh43-d	01	6	2	r-k- ϵ
48	Mesh43-e	01	6	2	s-k-T
49	Mesh43-g	01	6	2	SST-k-T

50	Mesh43-h	01	6	2	SST-k-T(t)
51	Mesh43-i	01	6	2	RSM
52	mesh04-SA-3D	01	4	2	S-A
53	mesh04-RSM-3D	01	4	2	RSM
54	mesh04-DES-SST-3D	01	4	2	DES - SST
55	mesh04-LES-SL-3D	01	4	2	LES - SL
56	mesh04-LES-W-3D	01	4	2	LES - W
57	malla43-DES-SST-3D	01	6	2	DES - SST-k-T
58	u20malla43SST-uns	05	6	2	SST-k-T

A.3.3. OPCIONS

A la Taula A.9. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques.

Taula A.9. Opcions numèriques perfil NACA0015

Opció: 01	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt= $1 \cdot 10^{-5}$ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$
Boundary conditions	Inlet: velocity=16 m/s ; turbulent intensity=1,0 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 02	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt= $1 \cdot 10^{-3}$ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$
Boundary conditions	Inlet: velocity=16 m/s ; turbulent intensity=1,0 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 03	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt= $1 \cdot 10^{-4}$ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3} \text{ Pa s}$
Boundary conditions	Inlet: velocity=16 m/s ; turbulent intensity=1,0 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order

	Residual: $1 \cdot 10^{-5}$
--	-----------------------------

Opció: 04	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=1 \cdot 10^{-6}$ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3}$ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=16 m/s ; turbulent intensity=1,0 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 05	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=1 \cdot 10^{-5}$ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3}$ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=20 m/s ; turbulent intensity=1,0 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2,0 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

A.4. CASCADA D'ÀLEPS

Correspon al treball experimental realitzat per Gete i Evans, 2003.

Cascada de 7 perfils NACA0024, de longitud de corda $C=50$ mm, amb un angle de sortida de $57,7^\circ$ relatiu a la velocitat lliure del flux. Espai entre els àleps de $S=0,1$ m.

Placa plana de $L=0,9$ m de longitud i un espessor de $e=12$ mm. Disposa de un generador de turbulència format per un cable de 0,8 mm col·locat sobre la placa a 20 mm de la seva entrada.

Separació entre la cascada i la placa 40 mm.

A.4.1. GEOMETRIA I MALLAT DEL PERFIL NACA0024 I LA PLACA PLANA

La malla consta de dos parts, tal com es pot veure a la Figura A.9. Una corresponent a la cascada lineal d'àleps en moviment i un altre corresponent a la placa i les parets del túnel de vent. La malla dels àleps de la cascada es desplaça davant de la placa amb la condició de lliscament de malla (*sliding mesh*). A la Figura A.10. es pot veure un detall de la malla en els àleps i a l'entrada de la placa plana, amb un $y^+=1$.

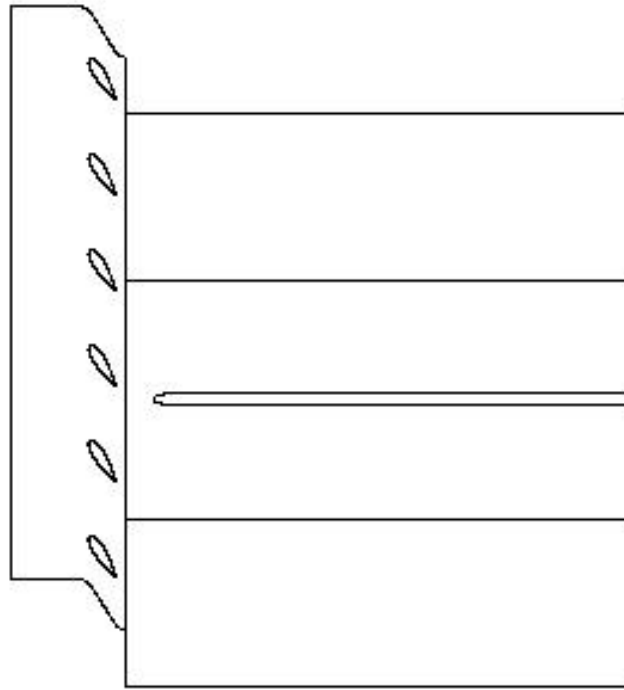


Figura A.9. Geometria i domini computacional de la cascada d'àleps

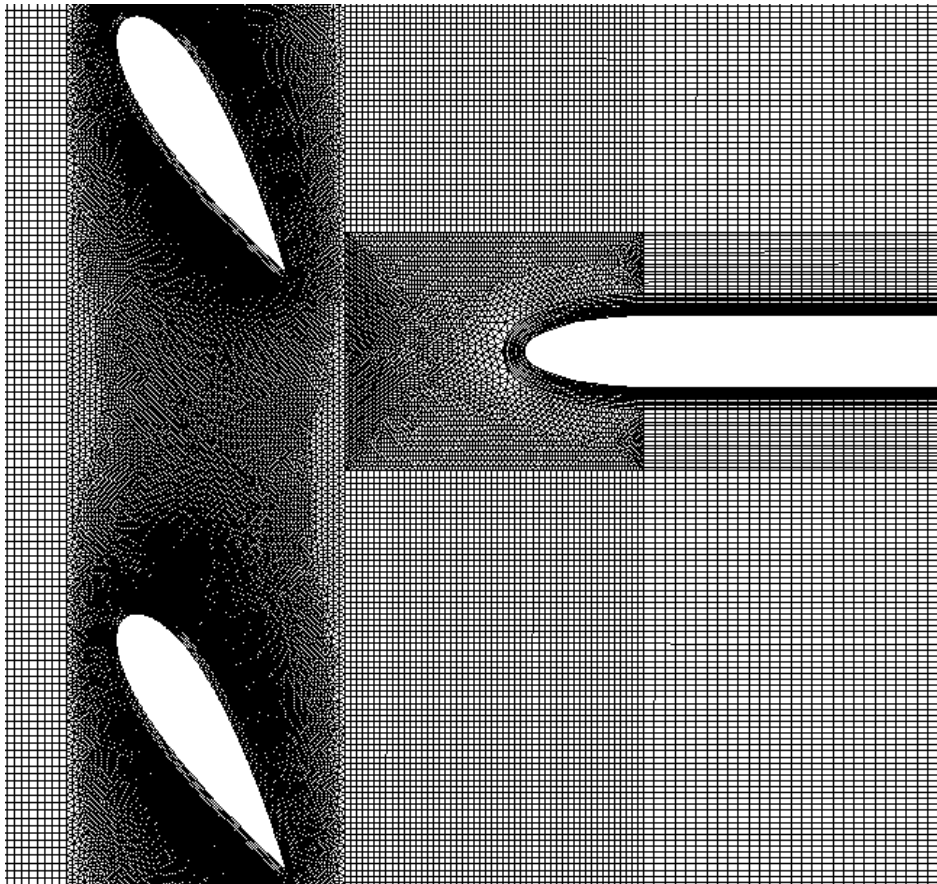


Figura A.10. Mallat en els àleps i l'entrada de la placa plana

A.4.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES

A la Taula A.10, es mostren les experiències numèriques estacionàries realitzades a la placa plana sense la presència de la cascada d'àleps i a la Taula A.11, les experiències no estacionàries realitzades amb la cascada d'àleps en moviment.

Taula A.10. Experiències numèriques estacionàries

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
1	malla3-a	01	3	1	S-A
2	malla3-e	01	3	1	s-k-T
3	malla3-g	01	3	1	SST-k-T
4	malla4-a	01	4	1	S-A
5	malla4-b	01	4	1	s-k- ϵ
6	malla4-c	01	4	1	RNG-k- ϵ
7	malla4-d	01	4	1	r-k- ϵ
8	malla4-e	01	4	1	s-k-T
9	malla4-g	01	4	1	SST-k-T
10	malla4-h	01	4	1	SST-k-T(t)
11	malla4-i	01	4	1	RSM
12	malla5-a	01	5	1	S-A
13	malla5-b	01	5	1	s-k- ϵ
14	malla5-c	01	5	1	RNG-k- ϵ
15	malla5-d	01	5	1	r-k- ϵ
16	malla5-e	01	5	1	s-k-T
17	malla5-g	01	5	1	SST-k-T
18	malla5-h	01	5	1	SST-k-T(t)
19	malla5-i	01	5	1	RSM

Taula A.11. Experiències numèriques no estacionàries

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
20	Slide40-f20-b	02-20	1	1	s-k- ϵ
21	Slide40-f20-e	02-20	1	1	s-k-T
22	Slide40-f20-g	02-20	1	1	SST-k-T
23	Slide40-f30-h	02-30	1	1	SST-k-T(t)
24	Slide40-f30-e	02-30	1	1	s-k-T
25	Slide40-f30-g	02-30	1	1	SST-k-T
26	Slide40-f40-e	02-40	1	1	s-k-T
27	Slide40-f40-g	02-40	1	1	SST-k-T
28	Slide44-f20-e	03-20	2	1	s-k-T
29	Slide44-f20-g	03-20	2	1	SST-k-T
30	Slide44-f30-g	03-30	2	1	SST-k-T
31	Slide44-f40-g	03-40	2	1	SST-k-T
32	Slide50-f20-m	04-20	3	1	k-kl-T
33	Slide50-f20-g	04-20	3	1	SST-k-T
34	Slide50-f20-h	04-20	3	1	SST-k-T(t)
35	Slide50-f30-g	04-30	3	1	SST-k-T
36	Slide50-f40-m	04-40	3	1	k-kl-T
37	Slide50-f40-g	04-40	3	1	SST-k-T
38	Slide50-f40-h	04-40	3	1	SST-k-T(t)

39	B-f20-g	05-20	4	1	SST-k-T
40	B-f30-g	05-30	4	1	SST-k-T
41	B-f40-g	05-40	4	1	SST-k-T
42	C-1-g-f20	06-20	5	1	SST-k-T
43	C-1-g-f30	06-30	5	1	SST-k-T
44	C-1-g-f40	06-40	5	1	SST-k-T
45	C-1-l-f20	06-20	6	1	DES - SST-k-T
46	C-1-l-f40	06-30	6	1	DES - SST-k-T
47	C-1-ll-f40	06-40	6	1	DES - r-k-ε
48	aleps-mov-f20	06-20	7	1	SST-k-T
49	aleps-mov-f30	06-30	7	1	SST-k-T
50	aleps-mov-f40	06-40	7	1	SST-k-T
51	aleps-fix-f20	06-20	8	1	SST-k-T
52	aleps-fix-f40	06-40	8	1	SST-k-T

A.4.3. OPCIONS

A la Taula A.12. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques.

Taula A.12. Opcions numèriques cascada d'àleps

Opció: 01	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Steady second order implicit
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa; turbulent intensity=0,7 % Wall: no slip
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 02	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=1·10 ⁻⁴ s; Max. iterations time step=50
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa; turbulent intensity=0,7 % Wall: no slip
Moving mesh	-20: fluid y-velocity=2 m/s -30: fluid y-velocity=3 m/s -40: fluid y-velocity=4 m/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 03	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit

	dt=5·10 ⁻⁴ s ; Max. iterations time step=80
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=1 % Wall: no slip
Moving mesh	-20: fluid y-velocity=2 m/s -30: fluid y-velocity=3 m/s -40: fluid y-velocity=4 m/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 04	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=1·10 ⁻⁴ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s ; turbulent intensity=0,07 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=0,07 % Wall: no slip
Moving mesh	-20: fluid y-velocity=2 m/s -30: fluid y-velocity=3 m/s -40: fluid y-velocity=4 m/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 05	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=1·10 ⁻⁴ s ; Max. iterations time step=20
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s ; turbulent intensity=0,07 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=2 % Wall: no slip
Moving mesh	-20: fluid y-velocity=2 m/s -30: fluid y-velocity=3 m/s -40: fluid y-velocity=4 m/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 06	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=1·10 ⁻⁴ s ; Max. iterations time step=20
Fluid	Air: density=1,225 kg/m ³ ; viscosity=1,7894·10 ⁻⁵ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=3 m/s ; turbulent intensity=0,7 % Outlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=5,0 % Wall: no slip
Moving mesh	-20: fluid y-velocity=2 m/s -30: fluid y-velocity=3 m/s

	-40: fluid y-velocity=4 m/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-4}$

A.5. BOMBA TSUKAMOTO

Correspon al treball experimental realitzat per Tsukamoto, 1995.

Bomba centrífuga de una etapa amb difusor, amb un rodet de radi d'entrada $R_1=66$ mm, de sortida $R_2=125$ mm i cinc àleps, $Z_b=5$. Difusor amb radi d'entrada $R_3=129$ mm, radi de sortida $R_4=162,5$ mm i vuit àleps, $Z_v=8$, i una carcassa amb voluta.

La relació entre l'entrada del difusor i la sortida del rodet es $R_3/R_2=1,032$, que correspon a una separació entre el rodet i el difusor del 3,2% del radi del rodet.

La velocitat de gir del rodet es $n=2066$ rpm..

A.5.1. GEOMETRIA I MALLAT DE LA BOMBA

La malla de la bomba s'ha realitzat amb dues malles no estructurades independents, necessàries per poder obtenir una configuració no estacionària de lliscament de malla (*sliding mesh*). Una malla correspon al rodet de la bomba i l'altre a les parts no mòbils de la bomba com son el difusor i la voluta com es pot veure a la Figura A.11.

A la Figura A.12. es pot veure un detall de la malla en els àleps del rodet i de les directrius del difusor, amb un $y^+=20-200$.

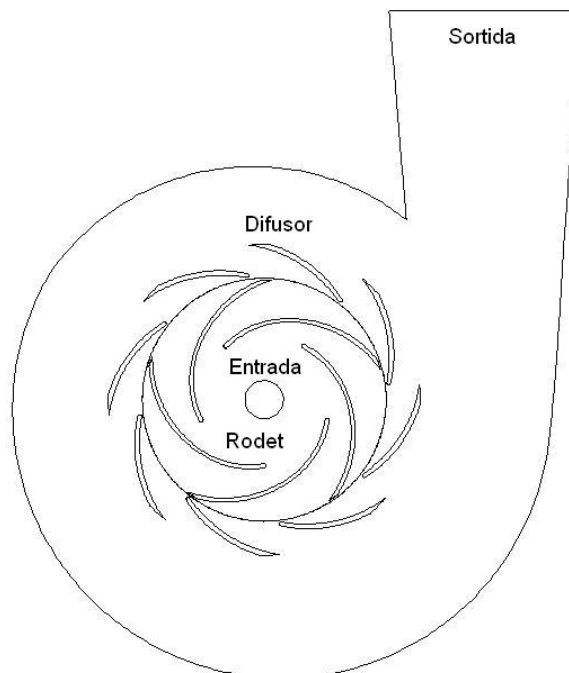


Figura A.11. Geometria de la bomba

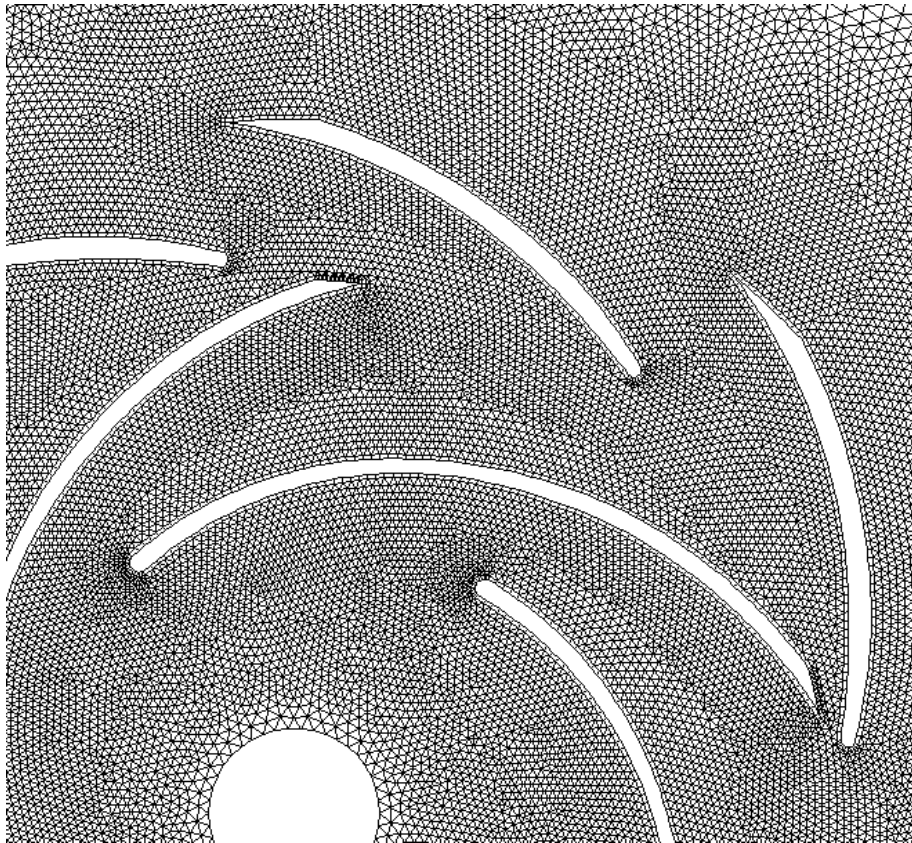


Figura A.12. Detall de la malla en la bomba

A.5.2. EXPERIÈNCIES NUMÈRIQUES

A la Taula A.13, es mostren les experiències numèriques no estacionàries realitzades a la bomba treballant a condicions de disseny i a la Taula A.14, les experiències no estacionàries realitzades fora de condicions de disseny.

Taula A.13. Experiències numèriques a condicions de disseny

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
1	C-1-g-0	00	1	20-200	SST-k-T
2	C-1-g-1	01	1	20-200	SST-k-T
3	C-1-g-2	02	1	20-200	SST-k-T
4	C-1-g-3	03	1	20-200	SST-k-T
5	C-1-g-4	04	1	20-200	SST-k-T
6	C-1-g-5	05	1	20-200	SST-k-T
7	C-1-g-6	06	1	20-200	SST-k-T
8	C-2-a-2	02	2	20-200	S-A
9	C-2-b-2	02	2	20-200	s-k- ϵ
10	C-2-c-2	02	2	20-200	r-k- ϵ
11	C-2-d-2	02	2	20-200	RNG-k- ϵ
12	C-2-e-2	02	2	20-200	s-k-T
13	C-2-g-2	02	2	20-200	SST-k-T
14	C-2-i-2	02	2	20-200	RSM
15	C-3-g-2	02	3	20-200	SST-k-T

16	C-3-g-5	05	3	20-200	SST-k-T
17	C-4-a-2	02	4	1-10	S-A
18	C-4-b-2	02	4	1-10	s-k-ε
19	C-4-c-2	02	4	1-10	r-k-ε
20	C-4-d-2	02	4	1-10	RNG-k-ε
21	C-4-e-2	02	4	1-10	s-k-T
22	C-4-g-2	02	4	1-10	SST-k-T
23	C-4-h-2	02	4	1-10	SST-k-T(t)
24	C-4-i-2	02	4	1-10	RSM
25	C-5-g-2	02	5	1-10	SST-k-T
26	C-6-g-2	02	6	1-10	SST-k-T
27	C-2-c-2-voluta	02	2	20-200	r-k-ε

Taula A.14. Experiències numèriques fora de condicions de disseny

Numero	Experiència	Opció	Malla	y^+	Model turbulent
22	C-2-c-2-punt-0	02-0	2	20-200	r-k-ε
23	C-2-c-2-punt-1	02-1	2	20-200	r-k-ε
24	C-2-c-2-punt-2	02-2	2	20-200	r-k-ε
25	C-2-c-2-punt-3	02-3	2	20-200	r-k-ε
26	C-2-c-2-punt-4	02-4	2	20-200	r-k-ε
27	C-2-c-2-punt-5	02-5	2	20-200	r-k-ε
28	C-2-c-2-punt-6	02-6	2	20-200	r-k-ε
29	C-2-c-2-punt-7	02-7	2	20-200	r-k-ε
30	C-2-c-2-punt-8	02-8	2	20-200	r-k-ε
31	C-2-c-2-punt-9	02-9	2	20-200	r-k-ε
32	C-2-c-2-punt-10	02-10	2	20-200	r-k-ε
33	C-2-g-2-punt-0	02-0	2	20-200	SST-k-T
34	C-2-g-2-punt-9	02-9	2	20-200	SST-k-T

A.5.3. OPCIONS

A la Taula A.15. es mostren les opcions utilitzades en les experiències numèriques.

Taula A.15. Opcions numèriques a la bomba

Opció: 00	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=8 \cdot 0671^{-5}$ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density=998 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: velocity=5 m/s ; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 02	
Solver	Pressure Based

	Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=8 \cdot 0671^{-5}$ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3}$ Pa s
Boundary conditions	Inlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=5 % -0: Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % -1: Outlet: pressure=500000 Pa ; turbulent intensity=5 % -2: Outlet: pressure=100000 Pa ; turbulent intensity=5 % -3: Outlet: pressure=400000 Pa ; turbulent intensity=5 % -4: Outlet: pressure=340000 Pa ; turbulent intensity=5 % -5: Outlet: pressure=380000 Pa ; turbulent intensity=5 % -6: Outlet: pressure=320000 Pa ; turbulent intensity=5 % -7: Outlet: pressure=360000 Pa ; turbulent intensity=5 % -8: Outlet: pressure=200000 Pa ; turbulent intensity=5 % -9: Outlet: pressure=370000 Pa ; turbulent intensity=5 % -10: Outlet: pressure=375000 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 04

Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=8 \cdot 0671^{-5}$ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3}$ Pa s
Boundary conditions	Inlet: mass flow=103,5 kg/s; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 05

Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=8 \cdot 0671^{-5}$ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density= 998 kg/m^3 ; viscosity= $1,003 \cdot 10^{-3}$ Pa s
Boundary conditions	Inlet: pressure=12500 Pa ; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: $1 \cdot 10^{-5}$

Opció: 06

Solver	Density Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit $dt=8 \cdot 0671^{-5}$ s ; Max. iterations time step=40
--------	---

Annex A

Fluid	Water: density=998 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: pressure=0 Pa ; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 07	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=8·0671 ⁻⁵ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density=998 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: pressure=10000 Pa ; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Opció: 08	
Solver	Pressure Based Gradient option: Green-Gauss Cell Based Unsteady second order implicit dt=8·0671 ⁻⁵ s ; Max. iterations time step=40
Fluid	Water: density=998 kg/m ³ ; viscosity=1,003·10 ⁻³ Pa s
Boundary conditions	Inlet: pressure=-100000 Pa ; turbulent intensity=5 % Outlet: pressure=286452 Pa ; turbulent intensity=5 % Wall: no slip
Moving mesh	Rotational velocity=216,35 rad/s
Solution Controls	Pressure-Velocity Coupling: SIMPLE Discretization: Second Order Residual: 1·10 ⁻⁵

Annex B

APLICACIONS SCILAB

En aquest annex es realitza un sumari de les aplicacions desenvolupades dins del programari *Scilab4.0*. Les aplicacions permeten realitzar en un llenguatge d'alt nivell, tot tipus de funcions definides per l'usuari i que han permès realitzar tots els càlculs i gràfics d'aquesta tesis.

B.1. APLICACIONS SCILAB

Les aplicacions realitzades per els càlculs dels perfils de Nakayama es mostren a la Taula B.1, a la Taula B.2. les del perfil NACA0015, a la Taula B.3. les del perfil NACA0009, a la Taula B.4 les corresponents a la cascada d'àleps i a la Taula B.5 les realitzades en l'estudi de la bomba.

Taula B.1. Aplicacions Scilab perfils Nakayama

Numero	Aplicació	Objectiu
1	CfNakayama	Coeficient de fricció, C_f
2	CpNakayama	Coeficient de pressió, C_p
3	VelocitatNayama	Velocitat, c
4	ProcessaNakayama	Fluctuació de velocitat: $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'v'}$
5	LESVelocitatNkayama	Velocitat en LES, c

Taula B.2. Aplicacions Scilab perfil NACA0015

Numero	Aplicació	Objectiu
1	VelocitatNACA0015	Velocitat, c
2	ProcessaLift_pos	Frequències, f

Taula B.3. Aplicacions Scilab perfil NACA0009

Numero	Aplicació	Objectiu
1	VelocitatNACA0009	Velocitat, c
2	ProcessaLift_pos	Frequències, f
3	TurbulenceIntensity	Intensitat de turbulència

Taula B.4. Aplicacions Scilab cascada d'àleps

Numero	Aplicació	Objectiu
1	CalculRey	Reynolds capa límit, Re_y
2	Determina_delta	Espessor capa límit, δ
3	VelocitatNACA0024	Velocitat, c
4	VelocitatNACA0024_DES	Velocitat DES, c

5	ywallNACA0024	Coefficient y^+
6	ProcessaLift_pos	Freqüències, f
7	stressNaca0024	Fluctuació de velocitat, $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'v'}$
8	stressNaca0024_DES	Fluctuació de velocitat DES, $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'v'}$
9	TurbulentFluctuation	Fluctuació turbulenta
10	TurbulentIntensity	Intensitat turbulenta, I
11	MassFlow	Flux màssic

Taula B.5. Aplicacions Scilab bomba

Numero	Aplicació	Objectiu
1	ConvertirGraus	Canvi a coordenades esfèriques
2	llegir_r_c	Fluctuació de pressió, p'
3	f_r1c1	Freqüència punt r1c1, f
4	frequencies_punt	Freqüència punt, f
5	ProcessaLift_pos	Freqüències, f
6	harmonics	Obtenció harmònics
7	llegir_r_c_t	Fluctuació de pressió, p'
8	llegir_r_c_mod	Fluctuació de pressió, p'

B.2. Aplicació ProcessaNakayama

Aplicació de Scilab per la determinació de les fluctuacions de velocitat: $\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{u'v'}$.

function ProcessaNakayama()

```
Opcions=['model A','model B'];
res0=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar model alep');
select res0
  case 1 then
    model="A";
    cami="I:\Fluent_work\Nakayama\Dades\modelA";
  case 2 then
    model="B";
    cami="I:\Fluent_work\Nakayama\Dades\modelB";
end
Opcions=['1 Malla i tots els Models Turbulents','1 Model Turbulent i totes les Malles'];
res1=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar opció');
select res1
  case 1 then
    TotsModelsTurbulents(model,cami)
  case 2 then
    TotsMalles(model,cami)
end
endfunction
//
function TotsModelsTurbulents(model,cami)
Opcions=['malla 1','malla 2','malla 3','malla 4','malla 5','malla 6'];
```

```

res2=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar malla');

select res2
  case 1 then ;   malla=1;
  case 2 then ;   malla=2;
  case 3 then ;   malla=3;
  case 4 then ;   malla=4;
  case 5 then ;   malla=5;
  case 6 then ;   malla=6;
end
Opcions=['Tall 0.893','Tall 0.970','Tall 1.000','Tall 1.010','Tall 1.050','Tall 1.200','Tall 1.400'];
res3=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar tall');
select res3
  case 1 then ;   cami=cami+"\0893\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"0893",cami);
  case 2 then ;   cami=cami+"\0970\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"0970",cami);
  case 3 then ;   cami=cami+"\1000\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"1000",cami);
  case 4 then ;   cami=cami+"\1010\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"1010",cami);
  case 5 then ;   cami=cami+"\1050\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"1050",cami);
  case 6 then ;   cami=cami+"\1200\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"1200",cami);
  case 7 then ;   cami=cami+"\1400\";
    ProcessaNakayamaTot(model,malla,"1400",cami);
end
endfunction
//
function TotsMalles(model,cami)
Opcions=['S-A','ske','RNGke','rke','skw','SSTkw','RSM'];
res2=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar model turbulent');
select res2
  case 1 then
    ModelTurbulencia="a";
  case 2 then ;   ModelTurbulencia="b";
  case 3 then ;   ModelTurbulencia="d";
  case 4 then;    ModelTurbulencia="c";
  case 5 then ;   ModelTurbulencia="f";
  case 6 then ;   ModelTurbulencia="g";
  case 7 then ;   ModelTurbulencia="h";
end
Opcions=['Tall 0.893','Tall 0.970','Tall 1.000','Tall 1.010','Tall 1.050','Tall 1.200','Tall 1.400'];
res3=x_choose(Opcions,'Nakayama - Seleccionar tall');
select res3
  case 1 then ;   cami=cami+"\0893\";
    ProcessaNakayamaMalles(model,"0893",cami,ModelTurbulencia);
  case 2 then ;   cami=cami+"\0970\";
    ProcessaNakayamaMalles(model,"0970",cami,ModelTurbulencia);
  case 3 then ;   cami=cami+"\1000\";

```

```

ProcessaNakayamaMalles(model,"1000",cami,ModelTurbulencia);
case 4 then ; cami=cami+"\1010\";
ProcessaNakayamaMalles(model,"1010",cami,ModelTurbulencia);
case 5 then ; cami=cami+"\1050\";
ProcessaNakayamaMalles(model,"1050",cami,ModelTurbulencia);
case 6 then ; cami=cami+"\1200\";
ProcessaNakayamaMalles(model,"1200",cami,ModelTurbulencia);
case 7 then ; cami=cami+"\1400\";
ProcessaNakayamaMalles(model,"1400",cami,ModelTurbulencia);
end
endfunction
//
function ProcessaNakayamaUnicModif(model,Malla,ModelTurbulencia,Tall,CRef,URef,esborra,tipuslinea,color)
NomUnic=sprintf("%c-%d-%c-%s",model,Malla,ModelTurbulencia,Tall);
fNomUnic=fullfile(cami,NomUnic);
val_NomUnic=read(fNomUnic,-1,7);
[m,n]=size(val_NomUnic);
printf("Dimensions de %s, files: %d, columnes: %d\n",fNomUnic,m,n);
// model RSM
if ModelTurbulencia=="h" then
val_y=val_NomUnic(:,1);
val_uu=val_NomUnic(:,2);
val_vv=val_NomUnic(:,3);
val_uv=val_NomUnic(:,4);
val_k=0;
val_VisTurb=0;
val_dUdx=0;
val_dVdx=0;
val_dUdy=0;
val_dVdy=0;
// model SA
elseif ModelTurbulencia=="a" then
val_y=val_NomUnic(:,1);
val_VisTurb=val_NomUnic(:,2);
val_dVdx=val_NomUnic(:,3);
val_dUdy=val_NomUnic(:,4);
val_k=0;
val_dUdx=0;
val_dVdy=0;
// models ke i kw
else
val_y=val_NomUnic(:,1);
val_k=val_NomUnic(:,2);
val_VisTurb=val_NomUnic(:,3);
val_dUdx=val_NomUnic(:,4);
val_dVdx=val_NomUnic(:,5);
val_dUdy=val_NomUnic(:,6);
val_dVdy=val_NomUnic(:,7);
end
// Processat de les dades
[uu,vv,uv]=ReynoldsStress(val_k,val_VisTurb,val_dUdx,val_dVdy,val_dUdy,val_dVdx)

```

```

// model RSM: valors del Reynolds stress obtinguts a Fluent
if ModelTurbulencia=="h" then
    uu(:,2)=val_y;
    uu(:,1)=val_uu;
    vv(:,2)=val_y;
    vv(:,1)=val_vv;
    uv(:,2)=val_y;
    uv(:,1)=val_uv;
end
// Normalitzem les dades
uu_norm(:,1)=uu(:,1)/URef^2;
vv_norm(:,1)=vv(:,1)/URef^2;
uv_norm(:,1)=uv(:,1)/URef^2;
if model=="A" then
    if Tall=="0893" then
        ysup=-0.00992; yinf=0.00405; ylimit=0;
    elseif Tall=="0970" then
        ysup=-0.00289; yinf=0.00122; ylimit=0;
    else
        ysup=0; yinf=0; ylimit=0;
    end
end

if model=="B" then
    if Tall=="0893" then
        ysup=0.01985; yinf=0.03291; ylimit=-0.025;
    elseif Tall=="0970" then
        ysup=0.03504; yinf=0.03818; ylimit=-0.0366;
    else
        ysup=0.0426; yinf=0.0426; ylimit=-0.0426;
    end
end

for i=1:1:m,
    if uu(i,2)>=ylimit then
        uu_norm(i,2)=(uu(i,2)+ysup)/CRef;
    else
        uu_norm(i,2)=(uu(i,2)+yinf)/CRef;
    end
end

for i=1:1:m,
    if vv(i,2)>=ylimit then
        vv_norm(i,2)=(vv(i,2)+ysup)/CRef;
    else
        vv_norm(i,2)=(vv(i,2)+yinf)/CRef;
    end
end

for i=1:1:m,
    if uv(i,2)>=ylimit then
        uv_norm(i,2)=(uv(i,2)+ysup)/CRef;
    else

```



```

    uv_norm(i,2)=(uv(i,2)+yinf)/CRef;
end
end
// Reordenem uu
for i=1:1:m-1,
for j=i:1:m
if (uu_norm(j,2)>uu_norm(i,2)) then
    uu_temp=uu_norm(i,:);
    uu_norm(i,:)=uu_norm(j,:);
    uu_norm(j,:)=uu_temp;
end
end
end
// Reordenem vv
for i=1:1:m-1,
for j=i:1:m
if (vv_norm(j,2)>vv_norm(i,2)) then
    vv_temp=vv_norm(i,:);
    vv_norm(i,:)=vv_norm(j,:);
    vv_norm(j,:)=vv_temp;
end
end
end
// Reordenem uv
for i=1:1:m-1,
for j=i:1:m
if (uv_norm(j,2)>uv_norm(i,2)) then
    uv_temp=uv_norm(i,:);
    uv_norm(i,:)=uv_norm(j,:);
    uv_norm(j,:)=uv_temp;
end
end
end
// Representació gràfica de les dades
if ModelTurbulencia=="a" then
//Anular la representació de uu en Spalart Almaras
else
xset("window",0);
if model=="A" then
    plot2d(uu_norm(:,1),uu_norm(:,2))
else
    plot2d(uu_norm(:,1),uu_norm(:,2))
end
NomRes=sprintf("%c-%d-%c-%s-uu",model,Malla,ModelTurbulencia,Tall);
fNomRes=fullfile(cami,NomRes);
fprintfMat(fNomRes,uu_norm);
end
if ModelTurbulencia=="a" then
//Anular la representació de vv en Spalart Almaras
else
xset("window",1);

```

```

    plot2d(vv_norm(:,1),vv_norm(:,2));
    NomRes=sprintf("%c-%d-%c-%s-vv",model,Malla,ModelTurbulencia,Tall);
    fNomRes=fullfile(cami,NomRes);
    fprintfMat(fNomRes,vv_norm)nd
xset("window",2);
    if model=="A" then
        plot2d(abs(uv_norm(:,1)),uv_norm(:,2));
    else
        plot2d(abs(uv_norm(:,1)),uv_norm(:,2));
    end
    NomRes=sprintf("%c-%d-%c-%s-uv",model,Malla,ModelTurbulencia,Tall);
    fNomRes=fullfile(cami,NomRes);
endfunction
//
function [uu,vv,uv]=ReynoldsStress(val_k,val_VisTurb,val_dUdx,val_dVdy,val_dUdy,val_dVdx)
    ro=1.225 // aire
    [m,n]=size(val_NomUnic);
    uu=zeros(m,2);
    vv=zeros(m,2);
    uv=zeros(m,2);
    uu(:,2)=val_y(:,1);
    uu(:,1)=2.0/3.0*val_k(:,1)-2.0/ro*val_VisTurb(:,1).*val_dUdx(:,1);
    vv(:,2)=val_y(:,1);
    vv(:,1)=2.0/3.0*val_k(:,1)-2.0/ro*val_VisTurb(:,1).*val_dVdy(:,1);
    uv(:,2)=val_y(:,1);
    uv(:,1)=val_VisTurb(:,1).*(val_dUdy(:,1)+val_dVdx(:,1))/ro;
endfunction
//
function ProcessaNakayamaTot(model,malla,tall,cami)
    Nom_Naka=sprintf("%c_hwd_%s.dat",model,tall);
    fNom_Naka=fullfile(cami,Nom_Naka);
    Naka=read(fNom_Naka,-1,4);
    xset("window",0);
    xbas();
    plot2d(Naka(:,2),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%d-x/C=%s",model,malla,tall);
    xtitle(NomTitol,"u' u' /Uref^2", "y/C");
    xset("window",1);
    xbas();
    plot2d(Naka(:,3),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%d-x/C=%s",model,malla,tall);
    xtitle(NomTitol,"v' v' /Uref^2", "y/C");
    xset("window",2);
    xbas();
    plot2d(abs(Naka(:,4)),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%d-x/C=%s",model,malla,tall);
    xtitle(NomTitol,"-u' v' /Uref^2", "y/C");
    xset("window",0);
    legend(['exp';'rke';'SSTkw';'RSM'],a=1);
    xset("window",1);
    legend(['exp';'rke';'SSTkw';'RSM'],a=1);

```

```

xset("window",2);
    legend(['exp';'rke';'SSTkw';'RSM'],a=1);
endfunction
//
function ProcessaNakayamaMalles(model,tall,cami,ModelTurbulencia);
    xset("window",0); xbascc();
    xset("window",1); xbascc();
    xset("window",2); xbascc();
    // ProcessaNakayamaUnicModif(model,Malla,ModelTurbulencia,Tall,CRef,URef,esborra,tipuslinea,color)
    if model=="A" then
        ProcessaNakayamaUnicModif(model,1,ModelTurbulencia,tall,0.61,30,0,3,1); //,3,1
        ProcessaNakayamaUnicModif(model,6,ModelTurbulencia,tall,0.61,30,0,1,6); //,2,6
    end
    if model=="B" then
        ProcessaNakayamaUnicModif(model,1,ModelTurbulencia,tall,0.61,30,0,3,1);
        ProcessaNakayamaUnicModif(model,4,ModelTurbulencia,tall,0.61,30,0,1,6);
    end
    Nom_Naka=sprintf("%c_hwd_%s.dat",model,tall);
    fNom_Naka=fullfile(cami,Nom_Naka);
    Naka=read(fNom_Naka,-1,4);
xset("window",0);
    plot2d(Naka(:,2),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%s-%s",model,ModelTurbulencia,tall);
    xtitle(NomTitol,"u' /Uref^2", "y/C");
    if model=="A" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
    if model=="B" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
    xset("window",1);
    plot2d(Naka(:,3),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%s-%s",model,ModelTurbulencia,tall);
    xtitle(NomTitol,"v' /Uref^2", "y/C");
    if model=="A" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
    if model=="B" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
    xset("window",2);
    plot2d(abs(Naka(:,4)),Naka(:,1),-9);
    NomTitol=sprintf("Nakayama, %c-%s-%s",model,ModelTurbulencia,tall);
    xtitle(NomTitol,"-u'v' /Uref^2", "y/C");
    if model=="A" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
    if model=="B" then
        legend(['WF';'TLM';'exp'],a=1);
    end
endfunction

```

B.3. Aplicació ProcessaLift_pos

Aplicació de Scilab per la determinació de les freqüències representatives a partir de FFT.

```

function ProcessaLift_pos(nInici)
//
Nom=xgetFile();
printf("%s\n",Nom);
res=fscanfMat(Nom);
[m,n]=size(res);
printf("Dimensions, files: %d, columnes: %d\n",m,n);
nFinal=m-1;
lift=res(nInici:m,2);
//Fourier Transform f[Hz]
resfft=fft(lift,-1);
[j,k]=size(resfft);
printf("Dimensions FFT, files: %d, columnes: %d\n",j,k);
[v_maxim,pos]=maxi(abs(resfft(2:(m-nInici)/2)));
printf("FFT posicio: %d maxim: %f\n",pos,v_maxim);
freq1=pos;
salt=res(m,1)-res(m-1,1);
inct=res(m,1)-res(nInici,1);
printf("salt temps: %f, inc t: %f\n",salt,inct);
ff=inct/freq1;
frequencia=1/ff;
printf(" frequencia: %f, temps cicle: %f\n",frequencia,ff);
F=resfft
Pxx=abs(F)^2
resfftpos(:,2)=abs(resfft);
for i=1:1:j
    resfftpos(i,1)=i/inct;
end
[p,q]=size(resfftpos);
printf("Dimensions fftpos, files: %d, columnes: %d\n",p,q);
endfunction

```


Annex C

MODELS DE TURBULÈNCIA

C.1. MODEL SPALART-ALLMARAS

C.1.1. EQUACIÓ DE TRANSPORT

En els models de turbulència que utilitzen l'aproximació de Boussinesq, la qüestió central es determinar com es determina la viscositat de remolí (eddy viscosity). El model proposat per Spalart i Allmaras (1992) resol l'equació de transport per a una quantitat modificada de la viscositat cinemàtica turbulenta. La variable transportada en el model de Spalart-Allmaras, $\tilde{\nu}$, és idèntica a la viscositat cinemàtica turbulenta excepte a la regió propera a la paret (afectada per la viscositat). L'equació de transport per $\tilde{\nu}$ es

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = G_\nu + \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] - Y_\nu + S_{\tilde{\nu}} \quad (\text{C.1})$$

on G_ν es la producció de viscositat turbulenta i Y_ν es la destrucció de la viscositat turbulenta tal com passa a la regió propera a la paret degut al bloqueig de la paret i de l'amortiment de la viscositat. $\sigma_{\tilde{\nu}}$ i C_{b2} són constants i ν es la viscositat molecular cinemàtica. $S_{\tilde{\nu}}$ es un terme definit per l'usuari. S'ha de tenir en compte que l'energia cinemàtica no es calcula en el model Spalart-Allmaras, i per tant el darrer terme a la (Eq.2.8) s'ignora quan s'estimen els esforços de Reynolds.

C.1.2. MODELANT LA VISCOSITAT TURBULENTA

La viscositat turbulenta, μ_t , es calculada de

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (\text{C.2})$$

On la funció d'amortiment viscos, f_{v1} , està donada per

$$f_{v1} = \frac{X^3}{X^3 + C_{v1}^3} \quad (\text{C.3})$$

$$X \equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \quad (\text{C.4})$$

C.1.3. MODELANT LA PRODUCCIÓ TURBULENTA

El terme de producció, G_v , es modela com

$$G_v = C_{b1} \rho \tilde{S} \tilde{v} \quad (\text{C.5})$$

$$\tilde{\Theta} \equiv \Theta + \frac{\tilde{v}}{\kappa^2 d^2} f_{v2} \quad (\text{C.6})$$

$$f_{v2} = 1 - \frac{X}{1 + X f_{v1}} \quad (\text{C.7})$$

C_{b1} i κ son constants, d es la distancia a la paret, i Θ es un mesura escalar del tensor de deformació. Per defecte, Θ està basat en la magnitud de la vorticitat:

$$\Theta \equiv \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad (\text{C.8})$$

on Ω_{ij} es el tensor de velocitat mitja de rotació i es defineix com

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{C.9})$$

C.1.4. MODELANT LA DESTRUCCIÓ TURBULENTA

El terme de destrucció es modela com

$$Y_v = C_{w1} \rho f_w \left(\frac{\tilde{v}}{d} \right)^2 \quad (\text{C.10})$$

$$f_w = g \left[\frac{1 + C_{w3}^6}{g^6 + C_{w3}^6} \right]^{1/6} \quad (\text{C.11})$$

$$g = r + C_{w2} (r^6 - r) \quad (\text{C.12})$$

$$r \equiv \frac{\tilde{v}}{\tilde{\Theta} \kappa^2 d^2} \quad (\text{C.13})$$

C_{w1} , C_{w2} i C_{w3} son constants, i $\tilde{\Theta}$ ve donat per l'equació (C.6).

C.1.5. CONSTANTS DEL MODEL

Les constants del model son tenen el següents valors per defecte (Spalart i Allmaras, 1992):

$$C_{b1} = 0.1355; \quad C_{b2} = 0.622; \quad \sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{2}{3}; \quad C_{v1} = 7.1;$$

$$C_{w1} = \frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1 + C_{v2}}{\sigma_{\tilde{\nu}}}; \quad C_{w2} = 0.3; \quad C_{w3} = 2.0; \quad \kappa = 0.4187; \quad (C.14)$$

C.1.6. CONDICIONS DE CONTORN DE PARET

A la paret, viscositat cinemàtica turbulenta modificada, $\tilde{\nu}$, es igual a zero.

Quan la malla es prou fina per resoldre la subcapa laminar, els esforços tallants a la paret son obtinguts de la relació dels esforços laminars:

$$\frac{u}{u_t} = \frac{\rho u_t d}{\mu} \quad (C.15)$$

Si la malla es massa gruixuda per resoldre la subcapa laminar, s'assumeix que en el centroide de la cel·la de la paret adjacent cau dins la regió logarítmica de la capa límit, i es utilitzada la llei de paret:

$$\frac{u}{u_t} = \frac{1}{0.4187} \ln 9.793 \left(\frac{\rho u_t d}{\mu} \right) \quad (C.16)$$

on u es la velocitat paral·lela a la paret i u_t es la velocitat de cisallament.

C.1.7. MODELAT DE LA TRANSFERÈNCIA DE CALOR PER CONVECCIÓ I DE MASSA

El transport de calor turbulent es modelat utilitzant el concepte d'analogia de Reynolds de transferència de momentum turbulent. L'equació de l'energia modelada ve donada per:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] + S_h \quad (C.17)$$

on k es la conductivitat tèrmica, E es l'energia total, i $(\tau_{ij})_{eff}$ es el tensor d'esforços desviats, definit per

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (C.18)$$

El terme $(\tau_{ij})_{eff}$ representa el calor viscos. El valor per defecte del número de Prandtl turbulent es 0,85. La transferència de massa turbulenta es tractada de forma similar, amb un número de Schmidt turbulent per defecte de 0,7. Les condicions de contorn de paret per transport escalar son agafades de manera anàloga a les de momentum, utilitzant l'apropiada llei de paret.

C.2. MODELS DE LA FAMÍLIA $k-\varepsilon$

En aquesta secció es presenten els models estàndard, **RNG**, i realizable $k-\varepsilon$. Tots tres models tenen formes similars, amb equacions de transport de κ i ε . Les majors diferències en els models son les següents:

- el mètode per calcular la viscositat turbulenta
- el numero turbulent de Prandtl que determina la difusió turbulenta de κ i ε
- els termes de generació i destrucció a la equació

Les equacions de transport, els mètodes per calcular la viscositat turbulenta, i les constants dels models es presentaran de forma separada per cada model. Les característiques son essencialment comuns per tots els models, incloent la producció turbulenta, la generació, la representació dels efectes de compressibilitat, i el modelat del calor i la transferència de massa.

C.2.1. EL MODEL ESTÀNDARD $k-\varepsilon$

El model estàndard $k-\varepsilon$ (Launder i Spalding, 1972) es model semi empíric basat en equacions de transport per l'energia cinètica turbulenta (κ) i la taxa de dissipació (ε). L'equació del transport per κ es derivada respecte l'equació exacta, mentre que l'equació del transport per ε va ser obtinguda utilitzant raonaments físics i te petita semblança amb la seva contrapart matemàticament exacta.

En la derivació de $k-\varepsilon$ model, es va assumir que el flux es completament turbulent, i els efectes de la viscositat molecular son negligibles. El model estàndard $k-\varepsilon$ es per tant només vàlid fluxos completament turbulents.

C.2.1.1. EQUACIONS DE TRANSPORT

L'energia cinètica turbulenta, κ , i la seva taxa de dissipació, ε , son obtingudes a partir de les següents equacions de transport:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + G_\kappa - \rho \varepsilon + S_\kappa \quad (\text{C.19})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} + S_\varepsilon \quad (\text{C.20})$$

En aquestes equacions, G_k representa la generació d'energia cinètica turbulenta deguda als gradients de velocitats mitges, G_b es la generació energia cinètica turbulenta degut a la flotació (buoyancy), Y_m representa la contribució de la dilatació fluctuant en turbulència compressible per el global flux de dissipació, $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, i $C_{3\varepsilon}$ son constants, i S_κ i S_ε termes definits per l'usuari.

C.2.1.2. MODELAT DE LA VISCOSITAT TURBULENTA

La viscositat turbulenta (o de remolí), μ_t , es calculada per la combinació de κ i ε com es mostrà:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (\text{C.21})$$

on C_μ es una constant.

C.2.1.3. CONSTANTS DEL MODEL

Les constants del model tenen els següents valors per defecte (Launder i Spalding, 1972):

$$C_{1\varepsilon} = 1.44; \quad C_{2\varepsilon} = 1.92; \quad C_\mu = 0.09; \quad (\text{Pr}_t)_\kappa = 1.0; \quad (\text{Pr}_t)_\varepsilon = 1.3; \quad (\text{C.22})$$

Aquest valors han estat determinats a partir d'experiments amb aire i aigua per fluxos turbulents incloent fluxos amb esforços tallants homogenis i descomposició isotròpica de la malla de la turbulència. S'ha trobat que funciona bastant bé en una ampla gama de fluxos en conductes i de flux lliure.

C.2.2. EL MODEL RNG $k-\varepsilon$

El model de turbulència **RNG** $\kappa-\varepsilon$ (Choudhury et al., 1993) es deriva de l'equació Navier-Stokes instantània, utilitzant una tècnica matemàtica anomenada "*renormalization group*" (**RNG**). La derivació analítica dels resultats en un model amb constants diferents dels del model estàndard $\kappa-\varepsilon$, i termes addicionals i funcions en les equacions de transport per κ i ε .

C.2.2.1. EQUACIONS DE TRANSPORT

El model RNG $\kappa-\varepsilon$ te una forma similar a la del model estàndard $\kappa-\varepsilon$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\kappa \mu_{eff} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) + G_\kappa + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_\kappa \quad (\text{C.23})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_\kappa + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (C.24)$$

En aquestes equacions, G_κ representa la generació de energia cinètica turbulenta deguda als gradients de velocitat mitja, G_b es la generació de energia cinètica turbulenta deguda a la flotació, i Y_m representa la contribució de les fluctuacions de la dilatació en turbulència compressible respecte a la taxa de dissipació total. Les quantitats α_κ i α_ε són la inversa del número de Prandtl per κ i ε , respectivament. S_κ i S_ε són termes definits per l'usuari.

C.2.2.2. MODELATGE DE LA VISCOSITAT EFECTIVA

El procediment d'eliminació d'escala en la teoria del **RNG** es una equació diferencial per la viscositat turbulenta:

$$d \left(\frac{\rho^2 \kappa}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \right) = 1.72 \frac{\hat{\nu}}{\sqrt{\hat{\nu}^3 - 1 + C_v}} d\hat{\nu} \quad (C.25)$$

$$\hat{\nu} = \frac{\mu_{eff}}{\mu} \quad (C.26)$$

$$C_v \approx 100 \quad (C.27)$$

L'equació (C.25) es integra per obtenir una descripció adequada de com el transport turbulenta efectiu varia amb el número de Reynolds efectiu (o escala de remolí), aconseguint el model que millor processa els baixos números de Reynolds i els fluxos prop de la paret.

Per alts números de Reynolds, l'equació (C.25) proporciona

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (C.28)$$

amb $C_\mu = 0.0845$, derivat utilitzant la teoria **RNG**. És interessant fer notar que aquest valor de C_μ és molt proper al valor determinat experimentalment de 0.09 utilitzat en el model estàndard $\kappa - \varepsilon$.

C.2.2.3. CALCUL DEL NUMERO DE PRANDTL EFECTIU INVERS

El número de Prandtl efectiu, α_κ i α_ε , està calculat utilitzant la següent equació derivada analíticament per la teoria **RNG**:

$$\left| \frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929} \right|^{0.6321} \left| \frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929} \right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \quad (C.29)$$

on $\alpha_0 = 1.0$. En el límit d'alts números de Reynolds ($\mu_{mol} / \mu_{eff} \ll 1$), $\alpha_\kappa = \alpha_\varepsilon \approx 1.393$

C.2.2.4. EL TERME R_ε EN L'EQUACIÓ DE ε

La principal diferència entre els models **RNG** i estàndard $\kappa - \varepsilon$ resideix en el terme addicional en l'equació de ε donat per

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \kappa \quad (C.30)$$

$$\eta \equiv V \kappa / \varepsilon, \quad \eta_0 = 4.38, \quad \beta = 0.012. \quad (C.31)$$

Els efectes d'aquest terme en l'equació de ε del model **RNG** pot veure's més clarament arreglant l'equació (C.24). Utilitzant Eq.(C.30), el tercer i quart terme a la dreta de Eq.(C.24) es pot fusionar, i la resultant l'equació de ε es pot escriure com

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} (G_\kappa + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{\kappa} \quad (C.32)$$

$$C_{2\varepsilon}^* \equiv C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta \eta^3} \quad (C.33)$$

A les regions on $\eta < \eta_0$, el terme R_ε fa una contribució positiva, i $C_{2\varepsilon}^*$ resulta més gran que $C_{2\varepsilon}$. A la capa logarítmica, per exemple, es pot demostrar que $\eta \approx 3.0$, sent $C_{2\varepsilon}^* \approx 2.0$, que està prop en magnitud del valor de $C_{2\varepsilon}$ en el model estàndard $\kappa - \varepsilon$. En conseqüència, per fluxos amb tensions dèbils o moderades, el model **RNG** tendeix a donar resultats en gran part comparables al model estàndard $\kappa - \varepsilon$.

En regions amb grans velocitats de deformació ($\eta > \eta_0$), però, el terme R_ε fa una contribució negativa, fent el valor de $C_{2\varepsilon}^*$ menor que $C_{2\varepsilon}$. En comparació amb el model estàndard $\kappa - \varepsilon$, la menor destrucció de ε augmenta ε , reduint κ i, eventualment, la viscositat efectiva. A conseqüència, en fluxos tensionats ràpidament, el model **RNG** obté viscositats turbulentes inferiors al model estàndard $\kappa - \varepsilon$.

així, el model **RNG** es més sensible als efectes de tensions ràpides i les curvatures de les línies de corrent que el model estàndard $\kappa - \varepsilon$, que ens mostra els millors rendiments del model **RNG** per determinades classes de flux.

C.2.2.5. CONSTANTS DEL MODEL

Les constants del model tenen valors derivats analíticament de la teoria de **RNG**. Aquests valors son:

$$C_{1\varepsilon} = 1.42; \quad C_{2\varepsilon} = 1.68; \quad (C.34)$$

C.2.3. EL MODEL REALIZABLE $k-\varepsilon$

A més dels models estàndard i **RNG** $k-\varepsilon$, Shih et al. (1995) van proposar l'anomenat model realizable $k-\varepsilon$. El terme "realizable" significa que el model satisfà certes restriccions matemàtiques als esforços normal, consistentes amb la física del fluxos turbulents. Per comprendre això, considerar la combinació de la relació de Boussinesq (Eq. 2.8) la definició de la viscositat de remolí Eq. (C.21) per obtenir la següent expressió per les tensions de Reynolds en flux incompressible forçat:

$$\overline{u^2} = \frac{2}{3}\kappa - 2\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \quad (C.35)$$

Utilitzant Eq. (C.21) per $\nu_t \equiv \mu_t / \rho$, s'obté el resultat de les tensions normals, $\overline{u^2}$, que per definició es una quantitat positiva, pot ser negativa (*no realizable*), per exemple, quan l'esforç es prou gran per satisfer

$$\frac{\kappa}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial x} \geq \frac{1}{3C_\mu} \approx 3.7 \quad (C.36)$$

Similarment, també potser mostrat això a la desigualtat de Schwarz per esforços tallants ($\overline{u_\alpha u_\beta}^2 \leq \overline{u_\alpha^2} \overline{u_\beta^2}$; no sumant sobre α i β) pot ser violada quan la taxa mitjana de tensions es gran. El camí més senzill per assegurar la realitzabilitat (positivitat del esforços normals i la desigualtat de Schwarz per esforços tallants) es fer la variable C_μ sensible al flux mig (deformació mitja) i la turbulència (κ , ε). La noció de la variable C_μ es suggerida per molts modeladors incloent Reynolds (1987), i estan ben fonamentades per evidències experimentals. Per exemple s'ha trobat per, C_μ que està al voltant de 0,09 a la subcapa inercial de les capes límit en equilibri, i 0,05 en fluxos amb forts esforços tallants.

una altra de les debilitats del model estàndard $k-\varepsilon$ o altres models tradicionals $k-\varepsilon$ resideix en l'equació de modelat de la taxa de dissipació. La coneguda anomalia del round-jet (nom basat en la troballa de que la taxa de dispersió en jets planars es pot preveure raonablement bé, però la predicció la taxa de dispersió per jets axisimètrics son inesperadament pobres) es considera que es principalment degut al modelat de l'equació de dissipació.

El model realizable $k-\varepsilon$ pretenia solucionar aquestes deficiències dels tradicionals models $k-\varepsilon$ adoptant les següents:

una nova formula de viscositat de remolí incloent una variable originalment proposada per Reynolds (1987).

Una nova equació de modelat per la dissipació basada en l'equació dinàmica de la mitja quadràtica de la fluctuació de vorticitat.

C.2.3.1. EQUACIONS DE TRANSPORT

Les equacions de transport per el modelat de κ i ε en el model realizable $\kappa - \varepsilon$ son

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\kappa u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\kappa} \right) \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right] + G_\kappa + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_\kappa \quad (\text{C.37})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho\varepsilon u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 V \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{\kappa + \sqrt{V\varepsilon}} + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{\kappa} C_{3\varepsilon} G_b + S_\varepsilon \quad (\text{C.38})$$

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right]; \quad \eta = V \frac{\kappa}{\varepsilon}; \quad V = \sqrt{2V_{ij}V_{ij}} \quad (\text{C.39})$$

En aquestes equacions, G_κ representa la generació d'energia cinètica turbulenta deguda als gradients de velocitats mitges, G_b es la generació d'energia cinètica turbulenta degut ala flotació, i Y_m representa la contribució de la fluctuació de la dilatació en turbulència compressible sobre el total de la taxa de dissipació. S_κ i S_ε son termes font definits per l'usuari.

Nota l'equació (Eq. (C.37)) de la κ , es la mateixa que en el model estàndard $\kappa - \varepsilon$ (Eq. (C.19)) i en el model **RNG** $\kappa - \varepsilon$ (Eq. (C.23)), excepte per les constants del models. No obstant, la forma de l'equació de ε es bastant diferent dels models estàndard i **RNG** $\kappa - \varepsilon$ (Eqs. (C.20) i (C.24)). Una de les característiques notables es el terme de producció en l'equació (el segon terme de la dreta de Eq. (C.38)) no implica la producció de κ ; exemple, que no conté el mateix terme G_κ que els altres models $\kappa - \varepsilon$. Es creu que la present forma representa millor la transferència d'energia espectral. Una altra característica desitjable es el terme de destrucció (el següent a l'últim terme a la dreta de Eq. (C.38)) no té cap singularitat; exemple, el seu denominador mai desapareix, encara que κ desapareix o es fa menor que zero. Aquest característica contrasta amb el tradicional model $\kappa - \varepsilon$, que tenen una singularitat a causa de κ en el denominador.

C.2.3.2. MODELAT DE LA VISCOSITAT TURBULENTA

Com en altres models $\kappa - \varepsilon$, la viscositat turbulenta es calculada de:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{\kappa^2}{\varepsilon} \quad (\text{C.40})$$

La diferencia entre el model realizable $\kappa - \varepsilon$ i els models estàndard i **RNG** $\kappa - \varepsilon$ està en que la C_μ no es una constant. Es calculada de

$$C_\mu = \frac{1}{A_o + A_s \frac{\kappa U^*}{\varepsilon}} \quad (\text{C.41})$$

$$U^* \equiv \sqrt{V_{ij}V_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij}\tilde{\Omega}_{ij}} \quad (\text{C.42})$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (\text{C.43})$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}} - \varepsilon_{ijk}\omega_k \quad (\text{C.44})$$

on $\overline{\Omega_{ij}}$ es el tensor de la taxa de rotació mitja donat en un marc de referència de rotació amb la velocitat angular ω_k . Les constants del model A_o i A_s estan donades per

$$A_o = 4.04; \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi \quad (\text{C.45})$$

$$\phi = \frac{1}{3} \cos^{-1}(\sqrt{6}W); \quad W = \frac{V_{ij}V_{jk}V_{ki}}{\tilde{V}^3}; \quad \tilde{V} = \sqrt{V_{ij}V_{ij}}; \quad V_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{C.46})$$

Es pot observar que C_μ es una funció de les taxes de tensions mitges i rotacions, la velocitat angular del sistema de rotació, i dels camps de turbulències.

C.2.3.3. CONSTANTS DEL MODEL

Les constants del model s'han establert per assegurar que el model funciona bé per certs fluxos canònics. Les constants del model son:

$$C_{1\varepsilon} = 1.44; \quad C_2 = 1.9; \quad (\text{Pr}_t)_\kappa = 1.0; \quad (\text{Pr}_t)_\varepsilon = 1.2; \quad (\text{C.47})$$

C.2.4. MODELAT DE LA PRODUCCIÓ TURBULENTA EN ELS MODELS $k-\varepsilon$

El terme G_κ , representa la producció de energia cinètica turbulenta, es modela de manera idèntica als models estàndard, **RNG**, i realizable $\kappa-\varepsilon$. De l'equació exacta per al transport, aquest terme es pot definir com

$$G_\kappa = -\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (\text{C.48})$$

Per avalua G_κ de manera consistent amb la hipòtesis de Boussinesq,

$$G_\kappa = \mu_t V^2 \quad (\text{C.49})$$

on V es el mòdul del tensor de la taxa de tensions mitges, definit per Eqs. (C.39) i (C.46).

C.2.5. FUNCIONS DE PARET

Les funcions de paret (WF) son una col·lecció de formules i funcions semi empíriques que en efecte uneixen les solucions de les variables a les cel·les properes a la paret i les corresponents quantitats a la paret. Les WF comprenen:

Lleis de paret per les velocitats mitges i temperatures (o altres escalars)

formules perles quantitats turbulentes properes a la paret

Les funcions de paret estàndard estan basades en la proposta de Launder i Spalding (1974), i han estat àmpliament utilitzades en fluxos industrials.

C.2.5.1. MOMENTUM

La llei de paret la velocitat mitja es

$$U^* = \frac{1}{0.4187} \ln(9.793 y^*) \quad (\text{C.50})$$

$$U^* \equiv \frac{U_p C_\mu^{1/4} \kappa_p^{1/2}}{\tau_w / \rho} \quad (\text{C.51})$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} \kappa_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (\text{C.52})$$

La llei logarítmica per la velocitat mitja es conegut que es vàlida per $30 < y^* < 300$. En el codi de volums finits (VF), la llei logarítmica de paret es utilitzada quan $y^* > 11,225$.

Quan la malla es tal que $y^* < 11,225$ a les cel·les adjacents a la paret, el codi VF aplica la relació tensió - deformació laminar que pot ser escrita com

$$U^* = y^* \quad (\text{C.53})$$

Cal assenyalar que, en el codi VF, les lleis de paret de les velocitats mitges i temperatures estan basades en la unitat de paret, y^* , mes aviat que y^+ . Aquestes quantitats son aproximadament iguals en capes límits turbulentes en equilibri. y^+ es defineix com:

$$y^+ = \frac{\rho u_\tau y}{\mu} \quad (\text{C.54})$$

C.2.5.2. ENERGIA

L'analogia de Reynolds entre transport de moment i energia dona una llei logarítmica similar per temperatures mitges. Es a la llei de paret per velocitats mitges, que la llei de paret per la temperatura compren les següents dos diferents lleis:

- llei lineal per la subcapa de conducció tèrmica quan la conducció es important
- llei logarítmica per la regió turbulenta on els efectes de la turbulència dominen la conducció

L'espessor de la capa de conducció tèrmica es, en general, diferent per l'espessor de la subcapa viscosa (momentum), i canvia de fluid a fluid. Per exemple, l'espessor de la subcapa tèrmica per a fluids amb alts números de Prandtl (ex., oli) es molt més petita que l'espessor de la subcapa de momentum. Per fluids amb baixos números de Prandtl (ex., metall líquid), al contrari, aquesta es molt més gran que l'espessor de la subcapa de momentum.

La llei de paret implementada en el codi **VF** te la següent forma:

$$T^* = \frac{(T_w - T_p) \rho C_p C_\mu^{1/4} \kappa_P^{1/2}}{\dot{q}} = \begin{cases} \text{Pr} y^* + \frac{1}{2} \rho \text{Pr} \frac{C_\mu^{1/4} \kappa_P^{1/2}}{\dot{q}} U_P^2 & (y^* < y_T^*) \\ \text{Pr}_t \left[\frac{1}{\kappa} \ln(9.793 y^*) + P \right] + \\ \frac{1}{2} \rho \frac{C_\mu^{1/4} \kappa_P^{1/2}}{\dot{q}} \{ \text{Pr}_t U_P^2 + (\text{Pr} - \text{Pr}_t) U_c^2 \} & (y^* > y_T^*) \end{cases} \quad (\text{C.55})$$

on P es calcula utilitzant la fórmula donada per Jayatilleke (1969):

$$P = 9.24 \left[\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[1 + 0.28 e^{-0.007 \text{Pr} / \text{Pr}_t} \right] \quad (\text{C.56})$$

L'espessor adimensional de la subcapa tèrmica, y_T^* , de l'Eq. (C.54) es calcula amb el valor de y^* on la llei lineal i la llei logarítmica intercepten, resultant el número de Prandtl del fluid que s'està modelant.

El procediment per l'aplicació de la llei de paret per la temperatura es el següent. Quan les propietats físiques del fluid son modelades, es calcula el número de Prandtl molecular. Llavors, a partir del número de Prandtl molecular, es calcula l'espessor de la subcapa tèrmica, y_T^* , a partir de la intersecció dels perfils lineals i logarítmics, i es emmagatzemat.

Duran les iteracions, segons el valor de y^* a la cel·la propera a la paret, qualsevol dels dos perfils lineal o logarítmic de l'Eq. (C.55) s'aplica per calcular la temperatura a la paret o el flux de calor (depenen del tipus de condicions de contorn tèrmiques).

C.2.5.3. ESPECIES

Quan utilitzem funcions de paret per el transport de les espècies, el codi **VF** assumeix que el transport d'espècies es comporta anàlogament a la transferència de calor. De manera similar a l'Eq. (C.54), la llei de paret per les espècies es pot expressar per la propietat de flux constant amb dissipació no viscosa

$$Y^* \equiv \frac{(Y_{i,w} - Y_i)\rho C_{\mu}^{1/4} \kappa_P^{1/2}}{J_{i,w}} = \begin{cases} Sc y^* & (y^* < y_c^*) \\ Sc_i \left[\frac{1}{0.4187} \ln(9.793 y^*) + P_c \right] & (y^* > y_c^*) \end{cases} \quad (C.57)$$

on Y_i es la fracció de massa local de l'espècie, Sc i Sc_i son els números de Schmidt molecular i turbulent, i $J_{i,w}$ es el flux de difusió d'espècies i a la paret. Nota que P_c i y_c^* son calculats de manera similar que P i y_T^* (Eq. (C.56)), amb la diferència que el número de Prandtl es sempre reemplaçat per el corresponent número de Schmidt.

C.2.5.4. TURBULENCIA

En els models $\kappa - \varepsilon$ l'equació κ es resolta en el domini complet, incloent les cel·les adjacents a la paret. La condició de contorn per κ imposada a la paret es

$$\frac{\partial \kappa}{\partial n} = 0 \quad (C.58)$$

on n es la coordenada local normal ala paret.

La producció de l'energia cinètica, G_{κ} , i la seva taxa de dissipació, ε , a les cel·les adjacents a la paret, que són els termes font en l'equació κ , son calculats en la base de la hipòtesi d'equilibri local. Sota aquesta assumpció, la producció de κ i la seva taxa de dissipació s'assumeix que siguin iguals en el volum de control adjacent a la paret.

Així, la producció de κ es calcula a partir de

$$G_{\kappa} \approx \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} = \tau_w \frac{\tau_w}{0.4187 \rho C_{\mu}^{1/4} \kappa_P^{1/2} y_P} \quad (C.59)$$

i ε es calculat de

$$\varepsilon_p = \frac{C_\mu^{3/4} \kappa_p^{3/2}}{0.4187 y_p} \quad (\text{C.60})$$

L'equació ε no es calculada a les cel·les adjacent a la paret, però en lloc es calculada utilitzant Eq. (C.60).

Tingueu en compte que, com es mostra aquí, les condicions de contorn de la paret per les variables de les solucions, inclouen velocitats mitges, temperatura, concentració d'espècies, κ , i ε , estan a càrrec de les funcions de la paret. Per tant, l'usuari no ha de preocupar-se per les condicions de contorn en les parets.

Les funcions estàndard de paret funcionen raonablement bé per una àmplia gamma de fluxos delimitats per parets. No obstant això, tendeixen a ser menys fiables quan les situacions de flux s'aparten massa de les condicions ideals que s'assumeixen en la seva obtenció. Entre altres, les hipòtesis d'esforç tallant constant i d'equilibri local, són els que més restringeixen la universalitat de les funcions de paret estàndard. En conseqüència, quan els fluxos prop de la paret són sotmesos a gradients de pressió severes, i quan els fluxos estan en fort desequilibri, és probable que la qualitat de les prediccions es vegi compromesa.

C.2.6. TRANSFERÈNCIA DE CALOR CONVECTIVA I DE MASSA EN ELS MODELS $k-\varepsilon$

El transport de calor turbulent es calculat utilitzant el concepte d'analogia de Reynolds, de la transferència de momentum turbulent. L'equació de l'energia "modelada" ve donada per la següent:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i(\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right) + S_h \quad (\text{C.61})$$

on k_{eff} es la conductivitat tèrmica, E es l'energia total, i $(\tau_{ij})_{eff}$ es el tensor de tensions desviadores, definit per Eq. (C.18).

El terme $(\tau_{ij})_{eff}$ representa el calor viscos. Termes addicionals poden aparèixer a l'equació de l'energia, depenent dels models físics utilitzats.

Per els models estàndard i realizable $\kappa - \varepsilon$, la conductivitat tèrmica efectiva ve donada per

$$k_{eff} = k + \frac{C_p \mu_t}{Pr_t} \quad (\text{C.62})$$

on k es conductivitat tèrmica. El valor per defecte de numero de Prandtl turbulentes 0,85.

Per el model **RNG** $\kappa - \varepsilon$, la conductivitat tèrmica efectiva es

$$k_{eff} = \alpha C_p \mu_{eff} \quad (\text{C.63})$$

on α es calcula de Eq. (C.29), però amb $\alpha_0 = 1/Pr = k/C_p \mu$.

El fet que α variï amb μ_{mol} / μ_{eff} , com a l'Eq. (C.29), es un avantatge del model **RNG** $\kappa - \varepsilon$. Aquest es consistent amb evidències experimentals indicant que el número de Prandtl turbulent varia amb número de Prandtl molecular i turbulent (Kays, 1994). Eq. (C.29) treballa bé a través de una gamma molt àmplia de número de Prandtl molecular, des de metalls líquids ($Pr \approx 10^{-2}$) fins a parafina ($Pr \approx 10^3$), que permet calcular la transferència de calor en regions amb baixos números de Reynolds. Eq. (C.29) suauement prediu la variació del número de Prandtl efectiu a partir del valor molecular, ($\alpha = 1/Pr$) en la regió de viscositat dominant, fins el valor completament turbulent ($\alpha = 1,393$), en la regió completament turbulenta del flux.

La transferència de massa turbulenta es tractada de manera similar. Per els models estàndard i realizable $\kappa - \varepsilon$, el valor per defecte del número de Schmidt turbulent es 0,7. Per el model **RNG**, la difusibilitat efectiva turbulenta per la transferència de massa es calcula de manera anàloga al mètode utilitzat per el transport de calor. El valor de α_0 a l'Eq. (C.29) es $\alpha_0 = 1/Sc$, on Sc es el número de Schmidt molecular.

C.3. ELS MODELS DE LA FAMÍLIA $k-\omega$

Els model estàndard i SST $k-\omega$, presenten formes similars, amb equacions de transport de k i de ω . Les majors diferències del model SST amb el model estàndard $k-\omega$ son les següents:

- Canvi gradual des del model estàndard $k-\omega$ al zona interior de la capa límit fins a la versió d'alt número de Reynolds del model $k-\varepsilon$ a la part exterior de la capa límit.
- Formulació modificada de la viscositat turbulenta per tenir en compte els efectes de transport dels principals esforços tallants turbulents.

Es presentaran per separat les equacions de cada un dels models.

C.3.1. EL MODEL ESTÀNDARD $k-\omega$

El model estàndard $\kappa - \omega$ es un model empíric basat en model equacions de transport per l'energia cinètica turbulenta (κ) i la taxa de dissipació específica (ω), que també pot ser pensat com la relació de κ a ε (Wilcox, 1998a, 1998b).

C.3.1.1. EQUACIONS DE TRANSPORT

L'energia cinètica turbulenta, κ , i la taxa de dissipació específica, ω , son obtingudes a partir de les següents equacions:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\kappa \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) + G_\kappa - Y_\kappa + S_\kappa \quad (C.64)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (\text{C.65})$$

En aquestes equacions, G_κ representa la generació de l'energia cinètica turbulenta degut als gradients de velocitats mitges. G_ω representa la generació de ω . Γ_κ i Γ_ω representen la difusibilitat efectiva de κ i ω , respectivament. Y_κ i Y_ω representen la dissipació de κ i ω degut a la turbulència. Tots els termes anteriors es calculen com es descriu a continuació. S_κ i S_ω son termes font definits per l'usuari.

C.3.1.2. MODELAT DE LA DIFUSIBILITAT EFECTIVA

La difusibilitat efectiva per el model $\kappa - \omega$ estan donades per

$$\Gamma_\kappa = \mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\kappa} \quad (\text{C.66})$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{(\text{Pr}_t)_\omega} \quad (\text{C.67})$$

La viscositat turbulenta es calculada combinant κ i ω com segueix:

$$\mu_t = \alpha^* \frac{\rho\kappa}{\omega} \quad (\text{C.68})$$

C.3.1.2.1. CORRECCIÓ DE BAIX NÚMERO DE REYNOLDS

El coeficient α^* esmorteix la correcció de la viscositat turbulenta causada per números baixos de Reynolds. Ve donat per

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\frac{\alpha_0^* + \text{Re}_t / R_\kappa}{1 + \text{Re}_t / R_\kappa} \right) \quad (\text{C.69})$$

$$\text{Re}_t = \frac{\rho\kappa}{\mu\omega}; \quad R_\kappa = 6; \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_t}{3}; \quad \beta_t = 0.072; \quad (\text{C.70})$$

Tenir en compte que en alts números de Reynolds, $\alpha^* = \alpha_\infty^* = 1$.

C.3.1.3. MODELAT DE LA PRODUCCIÓ TURBULENTA

C.3.1.3.1. PRODUCCIÓ DE k

El terme G_k representa la producció d'energia cinètica turbulenta. Es definida de la mateixa manera que en el model $\kappa - \varepsilon$ (Eq. (C.48)).

C.3.1.3.2. PRODUCCIÓ DE ω

La producció de ω està donada per

$$G_\omega = \alpha \frac{\omega}{\kappa} G_k \quad (\text{C.71})$$

on G_k es donada per Eq. (C.48).

El coeficient α es

$$\alpha = \frac{\alpha_\infty}{\alpha^*} \left(\frac{\alpha_0 + \text{Re}_t / R_\omega}{1 + \text{Re}_t / R_\omega} \right) \quad (\text{C.72})$$

on $R_\omega = 2,95$. α^* i Re_t estan donades per Eqs. (C.69) i (C.70) respectivament. Tingueu en compte que, en números alts de Reynolds la forma del model $\kappa - \omega$, $\alpha = \alpha_\infty = 1$.

C.3.1.4. MODELAT DE LA DISSIPACIÓ DE TURBULENCIA

C.3.1.4.1. DISSIPACIÓ DE k

La dissipació de k ve donat per

$$Y_k = \rho \beta^* f_{\beta^*} \kappa \omega \quad (\text{C.73})$$

$$f_{\beta^*} = \begin{cases} 1 & X_k \leq 0 \\ \frac{1 + 680 X_k^2}{1 + 400 X_k^2} & X_k > 0 \end{cases} \quad (\text{C.74})$$

$$X_k = \frac{1}{\omega^3} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{C.75})$$

$$\beta^* = \beta_i^* [1 + \zeta^* F(M_t)] \quad (\text{C.76})$$

$$\beta_i^* = \beta_\infty^* \left(\frac{4/15 + \left(\text{Re}_t / R_\beta \right)^4}{1 + \left(\text{Re}_t / R_\beta \right)^4} \right) \quad (\text{C.77})$$

$$\zeta^* = 1.5; \quad R_\beta = 8; \quad \beta_\infty^* = 0.09; \quad (\text{C.78})$$

on Re_t i $F(M_t)$ estan donades per Eqs. (C.70)i(C.83) respectivament.

C.3.1.4.2. DISSIPACIÓ DE ω

La dissipació de ω ve donada per

$$Y_\omega = \rho \beta f_\beta \omega^2 \quad (\text{C.79})$$

$$f_\beta = \frac{1 + 70X_\omega}{1 + 80X_\omega} \quad (\text{C.80})$$

$$X_\omega = \left| \frac{\Omega_{ij} \Omega_{jk} V_{ki}}{(\beta_\infty^* \omega)^3} \right| \quad (\text{C.81})$$

El tensor de la taxa d'esforços, V_{ij} , es definit per Eq. (C.46). El tensor de la taxa de rotació, Ω_{ij} , es defineix per Eq. (C.9). També,

$$\beta = \beta_i \left[1 - \frac{\beta_i^*}{\beta_i} \zeta^* F(M_t) \right] \quad (\text{C.82})$$

β_i^* i $F(M_t)$ son definides per Eqs. (C.77) i (C.83), respectivament.

C.3.1.4.3. CORRECCIÓ DE COMPRESSIBILITAT

La funció de compressibilitat, $F(M_t)$, ve donada per

$$F(M_t) = \begin{cases} 0 & M_t \leq M_{t0} \\ M_t^2 - M_{t0}^2 & M_t > M_{t0} \end{cases} \quad (\text{C.83})$$

$$M_t^2 = \frac{2\kappa}{a^2}; \quad M_{t0} = 0.25; \quad a = \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{C.84})$$

Tingueu en compte que en alts números de Reynolds del model $\kappa-\omega$, $\beta_i^* = \beta_\infty^*$. En la forma incompressible, $\beta^* = \beta_i^*$.

C.3.1.5. CONSTANTS DEL MODEL

$$\begin{aligned} \alpha_\infty^* = 1; \quad \alpha_\infty = 0.52; \quad \alpha_0 = \frac{1}{9}; \quad \beta_\infty^* = 0.09; \quad \beta_i = 0.072; \quad R_\beta = 8; \\ R_\kappa = 6; \quad R_\omega = 2.95; \quad \zeta^* = 1.5; \quad M_{t0} = 0.25; \quad \sigma_\kappa = 2.0 \quad \sigma_\omega = 2.0 \end{aligned} \quad (\text{C.85})$$

C.3.1.6. CONDICIONS DE CONTORN DE PARET

Le condicions de contorn de paret per l'equació de κ en els models $\kappa-\omega$ son tractats de la mateixa manera que utilitzant el tractament millorat de paret en els models $\kappa-\varepsilon$. Això significa que totes les condicions de contorn de malles de funció de paret correspondrà a l'aproximació de funció de paret, mentre que per malles fines, les condicions de contorn apropiades de baix número de Reynolds seran aplicades.

El valor de ω a la paret es especificat per

$$\omega_w = \frac{\rho(u^*)^2}{\mu} \omega^+ \quad (\text{C.86})$$

$$\omega^+ = \min\left(\omega_w^+, \frac{6}{\beta_i(y^+)^2}\right) \quad (\text{C.87})$$

$$\omega_w^+ = \begin{cases} \left(\frac{50}{\kappa_s^+}\right)^2 & \kappa_s^+ < 25 \\ \frac{100}{\kappa_s^+} & \kappa_s^+ \geq 25 \end{cases} \quad (\text{C.88})$$

$$\kappa_s^+ = \max\left(1.0, \frac{\rho \kappa_s u^*}{\mu}\right) \quad (\text{C.89})$$

i k_s es l'altura de rugositat. A la regió logarítmica (o turbulenta), el valor de ω^+ es

$$\omega^+ = \frac{1}{\sqrt{\beta_\infty^*}} \frac{du_{urb}^+}{dy^+} \quad (\text{C.90})$$

Que condueix al valor de ω a la cel·la de paret es

$$\omega = \frac{u^*}{\sqrt{\beta_\infty^* \kappa y}} \quad (\text{C.91})$$

C.3.2. EL MODEL SST $k-\omega$

En el model SST $k-\omega$ proposat per Menter et al., 2003, la viscositat turbulenta està modificada per tenir en compte el transport dels principals esforços tallants turbulents. Aquesta característica es l'avantatge que presenta el model SST $k-\omega$ en termes de rendiment respecte als models estàndard $k-\omega$ i estàndard $k-\varepsilon$. Altres modificacions inclouen l'adició de un terme difusió creuada en l'equació de ω i una funció de barreja que assegura que les equacions del model son apropiades simultàniament prop de la paret i a les zones allunyades de la paret.

C.3.2.1. EQUACIONS DE TRANSPORT DEL MODEL SST $k-\omega$

El model presenta equacions similars a les del model estàndard $k-\omega$:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \kappa) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \kappa u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\kappa \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \right) + \tilde{G}_\kappa - Y_\kappa + S_\kappa \quad (\text{C.92})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \quad (\text{C.93})$$

En aquestes equacions, \tilde{G}_κ representa la generació de l'energia cinètica turbulenta degut als gradients de velocitats mitges. G_ω representa la generació de ω . Γ_κ i Γ_ω representen la difusibilitat efectiva de κ i ω , respectivament i que es mostren a continuació. Y_κ i Y_ω representen la dissipació de κ i ω degut a la turbulència. El nou terme D_ω representa el terme de difusió creuada, calculat com es mostra a continuació. S_κ i S_ω son termes font definits per l'usuari.

C.3.2.2. MODELAT DE LA DIFUSIBILITAT EFECTIVA

La difusibilitat efectiva per el model SST $k-\omega$ es

$$\Gamma_\kappa = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\kappa} \quad (\text{C.94})$$

$$\Gamma_\omega = \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \quad (\text{C.95})$$

On σ_k i σ_ω son els números de Prandtl turbulents per κ i ω , respectivament. La viscositat turbulenta μ_t es calcula com segueix:

$$\mu_t = \frac{\rho \kappa}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{S F_2}{a_1 \omega} \right]} \quad (\text{C.96})$$

On S es la velocitat de deformació i

$$\sigma_k = \frac{1}{F_1 / \sigma_{k,1} + (1 - F_1) / \sigma_{k,2}} \quad (\text{C.97})$$

$$\sigma_\omega = \frac{1}{F_1 / \sigma_{\omega,1} + (1 - F_1) / \sigma_{\omega,2}} \quad (\text{C.98})$$

α^* esta definit a l'Eq. (C.69). Les funcions de barreja F_1 i F_2 son

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4) \quad (\text{C.99})$$

$$\Phi_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{\sigma_{\omega,2} D_\omega^+ y^2} \right] \quad (\text{C.100})$$

$$D_\omega^+ = \max \left[2\rho \frac{1}{\sigma_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right] \quad (\text{C.101})$$

$$F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (\text{C.102})$$

$$\Phi_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{0,09\omega y}, \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega} \right] \quad (\text{C.103})$$

On y es la distancia fins la següent superfície i D_ω^+ es la porció positiva del terme de difusió creuada (Eq. (C.112)).

C.3.2.3. MODELAT DE LA PRODUCCIÓ TURBULENTA

C.3.2.3.1. PRODUCCIÓ DE k

El terme \tilde{G}_k representa la generació de l'energia cinètica turbulenta i es defineix:

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\rho\beta^*k\omega) \quad (\text{C.104})$$

on G_k es defineix de la mateixa manera que el model estàndard k - ω (Eq. (C.48)).

C.3.2.3.3. PRODUCCIÓ DE ω

El terme G_ω representa la producció de ω i ve donat per

$$G_\omega = \frac{\alpha}{V_t} G_k \quad (\text{C.105})$$

Com es pot veure aquest notació difereix del model estàndard k - ω . Les diferències entre els dos models es la forma com el terme α_∞ es avaluat. En el model SST k - ω , ve donat per

$$\alpha_\infty = F_1\alpha_{\infty,1} + (1-F_1)\alpha_{\infty,2} \quad (\text{C.106})$$

on

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,1}\sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (\text{C.107})$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{\sigma_{\omega,2}\sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (\text{C.108})$$

i k es 0,41

C.3.2.4. MODELAT DE LA DISSIPACIÓ TURBULENTA

C.3.2.4.1. DISSIPACIÓ DE k

El terme Y_k representa la dissipació d'energia cinètica turbulenta i es defineix de manera similar al model estàndard k - ω . La diferència està en la manera que el terme f_β es avaluat. En el model estàndard k - ω , f_β es una funció per trams i en el model SST k - ω , f_β es una constant igual a 1. Resultant

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega \quad (\text{C.109})$$

C.3.2.4.2. DISSIPACIÓ DE ω

El terme Y_ω representa la dissipació de ω . i es defineix de manera similar al model estàndard $k-\omega$. La diferència està en la manera que el terme β_i i f_β son avaluats. En el model estàndard $k-\omega$, β_i es una constant (0,072) i f_β es defineix a l'Eq. (C.80). En el model SST $k-\omega$, f_β es una constant igual a 1. Resultant

$$Y_k = \rho \beta \omega^2 \quad (\text{C.110})$$

en comptes d'un valor constant, β_i està donat per

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (\text{C.111})$$

i F_1 s'obté de l'Eq. (C.99).

C.3.2.5. MODIFICACIÓ DE LA DIFUSIÓ CREUADA

El model SST $k-\omega$ està basat en els models estàndard $k-\omega$ i estàndard $k-\varepsilon$. Per combinar els dos models conjuntament, el model estàndard $k-\varepsilon$ es transformat en equacions basades en k i ω , que condueix a la introducció del terme de difusió creuada D_ω . D_ω es defineix com

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{C.112})$$

C.3.2.6. CONSTANTS DEL MODEL

$$\begin{aligned} \sigma_{k,1} = 1,176; \quad \sigma_{\omega,1} = 2,0; \quad \sigma_{k,2} = 1,0; \quad \sigma_{\omega,2} = 1,168 \\ a_1 = 0,31; \quad \beta_{i,1} = 0,075; \quad \beta_{i,2} = 0,0828 \end{aligned} \quad (\text{C.113})$$

Totes les altres constants del model tenen el mateix valor que en el model estàndard $k-\omega$.

C.4. EL MODEL DELS ESFORÇOS DE REYNOLDS (RSM)

El model RSM de Launder, Reece i Rodi, 1995, implica el càlcul individual dels esforços de Reynolds, $\overline{u_i u_j}$, utilitzant les equacions diferencials de transport. Els esforços individuals de Reynolds son utilitzats per el tancament de l'equació de moments de les mitjanes de Reynolds (Eq.2.7).

La forma exacta de les equacions de transport dels esforços de Reynolds, pot ser derivada prenent moments de l'equació de moment exacta. Aquest es un procés on les equacions exactes dels moments son multiplicades per una propietat fluctuant, el producte després de ser mitjanes de Reynolds. Desafortunadament diversos termes de l'equació exacta son desconeguts i es requereixen assumpcions de modelat amb el fi de poder tancar les equacions.

C.4.1. EQUACIONS DE TRANSPORT DELS ESFORÇOS DE REYNOLDS

Les equacions exactes de transport per el transport dels esforços de Reynolds, $\overline{u_i' u_j'}$, pot escriure's:

$$\begin{aligned}
 & \underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u_i' u_j'})}_{\text{local del temps}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u_i' u_j'})}_{C_{ij}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u_i' u_j' u_k'} + p(\delta_{kj} u_i' + \delta_{ik} u_j') \right]}_{D_{T,ij}} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u_i' u_j'}) \right]}_{D_{L,ij}} - \underbrace{\rho \left(\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k'} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} - \underbrace{\rho \beta (g_i \overline{u_j' \theta} + g_j \overline{u_i' \theta})}_{G_{ij}} \\
 & + p \underbrace{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right)}_{\phi_{ij}} - 2 \underbrace{\mu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}}_{\varepsilon_{ij}} - \underbrace{2 \rho \Omega_k (\overline{u_j' u_m'} \varepsilon_{ikm} + \overline{u_i' u_m'} \varepsilon_{jkm})}_{F_{ij}} + \underbrace{S_{user}}_{usuari}
 \end{aligned} \tag{C.114}$$

Varis termes en l'equació exacte, C_{ij} , $D_{L,ij}$, P_{ij} , i F_{ij} no requereixen cap modelat. En canvi $D_{T,ij}$, G_{ij} , ϕ_{ij} i ε_{ij} necessiten ser modelats per tancar les equacions.

C.4.2. MODELAT DEL TRANSPORT DIFUSIU TURBULENT

$D_{T,ij}$ pot ser modelat pel model generalitzat del gradient de difusió de Daly i Harlow:

$$D_{T,ij} = C_s \frac{\partial}{\partial x_k} \frac{k \overline{u_k' u_l'}}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_l} \tag{C.115}$$

Però aquesta equació pot presentar inestabilitats numèriques, de manera que en el codi VF, ha estat simplificada de la següent forma:

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_k} \right) \tag{C.116}$$

La viscositat turbulenta, μ_t , està calculada a partir de l'Eq. (C.135).

Lien i Leschziner, van obtenir un valor de $\sigma_k = 0,82$ aplicant el model generalitzat del gradient de difusió (C.115), per el cas de un flux tallant planar homogeni. Aquest valor de σ_k es diferent en els models estàndard i realizable k - ε , en que $\sigma_k = 1,0$.

C.4.3. MODELAT DEL TERME DE TENSIÓ DE PRESSIÓ

C.4.3.1. MODEL LINEAL DE TENSIÓ DE PRESSIÓ

En el codi VF el terme de tensió de pressió en Eq.(C.114) es modelat d'acord amb el que proposen Gibson i Launder, Fu et al. i Launder.

L'aproximació clàssica per modelar ϕ_{ij} utilitza la següent descomposició:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij,\omega} \quad (C.117)$$

on $\phi_{ij,1}$ es el terme lent de tensió de pressió, també conegut com a terme de retorn a la isotropia, on $\phi_{ij,2}$ es l'anomenat terme ràpid de tensió de pressió i on $\phi_{ij,\omega}$ es el terme de reflexió de paret.

El terme lent de tensió de pressió, $\phi_{ij,1}$, es modela

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{\varepsilon}{k} \left[\overline{u_i' u_j'} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right] \quad (C.118)$$

amb $C_1=1,8$

El terme ràpid de tensió de pressió, $\phi_{ij,2}$, es modela

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{2}{3} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (C.119)$$

on $C_2=0,6$, P_{ij} , F_{ij} , G_{ij} , i C_{ij} estan definits a l'Eq.(C.114), $P=1/2 P_{kk}$, $G=1/2 G_{kk}$, i $C=1/2 C_{kk}$.

El terme de reflexió de paret, $\phi_{ij,\omega}$, es responsable de la redistribució del esforços normals prop de la paret. Tendeix a esmorteir els esforços normals perpendiculars a la paret, alhora que millora les tensions paral·leles a la paret. Aquest terme es modela com

$$\begin{aligned} \phi_{ij,\omega} \equiv & C_1' \frac{\varepsilon}{k} \left(\overline{u_k' u_m' n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{u_i' u_k' n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{u_j' u_k' n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_1' \varepsilon d} \\ & + C_2' \left(\overline{\phi_{km,2} n_k n_m} \delta_{ij} - \frac{3}{2} \overline{\phi_{ik,2} n_j n_k} - \frac{3}{2} \overline{\phi_{jk,2} n_i n_k} \right) \frac{k^{3/2}}{C_1' \varepsilon d} \end{aligned} \quad (C.120)$$

On $C_1'=0,5$, $C_2'=0,3$, n_k es la x_k component de la unitat normal a la paret, d es la distancia normal a la paret, i $C_1 = C_\mu^{3/4} / \kappa$, on $C_\mu=0,09$ i κ es la constant de von Kármán (=0,4187).

El terme $\phi_{ij,\omega}$, està inclòs per defecte en el model RSM.

C.4.3.2. MODIFICACIONS PER BAIXOS REYNOLDS DEL MODEL LINEAL DE TENSIÓ DE PRESSIÓ

Quan prop de la paret s'utilitza un model de tractament de paret TLM, el model tensió de pressió te que ser modificat. La modificació especifica els valors de C_1 , C_2 , C_1' i C_2' son funció dels esforços invariants de Reynolds i del numero de Reynolds turbulent, a partir de la proposta de Launder i Shima.

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 + 2,58A\sqrt{A_2} \left\{ 1 - \exp\left[-(0,0067 \text{Re}_t)^2\right] \right\} \\ C_2 &= 0,75\sqrt{A} \\ C_1' &= -\frac{2}{3}C_1 + 1,67 \\ C_2' &= \max\left[\frac{\frac{2}{3}C_2 - \frac{1}{6}}{C_2}, 0\right] \end{aligned} \quad (\text{C.121})$$

Amb el numero de Reynolds turbulent definit com $\text{Re}_t = (\rho k^2 / \mu \varepsilon)$. El paràmetre A i els tensors invariants, A_2 i A_3 , es defineixen com

$$\begin{aligned} A_1 &= \left[1 - \frac{9}{8}(A_2 - A_3) \right] \\ A_2 &= a_{ik}a_{ki} \\ A_3 &= a_{ik}a_{kj}a_{ji} \end{aligned} \quad (\text{C.122})$$

a_{ij} es el tensor anisotròpic de les tensions de Reynolds, definit com

$$a_{ij} = -\left(\frac{-\rho \overline{u_i' u_j'} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{\rho k} \right) \quad (\text{C.123})$$

Les modificacions detallades anteriorment son utilitzades nomes quan es seleccionat el model de tractament de paret de TLM.

C.4.3.3. MODEL QUADRÀTIC DE TENSIÓ DE PRESSIÓ

El model quadràtic de tensió de pressió es un model opcional proposat per Speziale, Sarkar i Gatski. Aquest model ha demostrat que dona superiors rendiments en un rang de fluxos tallant bàsics, incloent tensions planes, rotatives i expansions/contraccions axisimètriques. Permet obtenir precisió en els resultats en fluxos amb línies de corrent amb curvatura. Aquesta opció nomes es utilitzada quan es seleccionada.

$$\begin{aligned} \phi_{ij,\omega} &= -(C_1' \rho \varepsilon + C_1^* P) b_{ij} + C_2 \rho \varepsilon \left(b_{ik} b_{kj} - \frac{1}{3} b_{mn} b_{mn} \delta_{ij} \right) + \left(C_3 - C_3^* \sqrt{b_{ij} b_{ij}} \right) \rho k S_{ij} \\ &+ C_4 \rho k \left(b_{ik} S_{jk} + b_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} b_{mn} S_{mn} \delta_{ij} \right) + C_5 \rho k \left(b_{ik} \Omega_{jk} + b_{jk} \Omega_{ik} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.124})$$

On b_{ij} es el tensor anisotrop dels esforços de Reynolds, definit com

$$b_{ij} = - \left(\frac{-\overline{\rho u_i' u_j'} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}}{2\rho k} \right) \quad (\text{C.125})$$

La taxa de tensions mitges, S_{ij} es defineix

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{C.126})$$

El tensor de la taxa de rotació mitja, Ω_{ij} , es

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{C.127})$$

Las constants son

$$C_1 = 3,4, C_1^* = 1,8, C_2 = 4,2, C_3 = 1,8, C_3^* = 1,3, C_4 = 1,25, C_5 = 0,4$$

Aquest model no precisa correcció per tenir en compte l'efecte de la reflexió de paret, per obtenir bons resultats a la regió logarítmica de la capa límit turbulenta. Per un altre banda el model quadràtic de tensió de pressió, no està disponible quan s'utilitza un model de tractament de paret TLM.

C.4.4. EFECTES DE LA FLOTACIÓ EN TURBULÈNCIA

El terme de producció degut a flotació es modela com

$$G_{ij} = \beta \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \left(g_i \frac{\partial T}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) \quad (\text{C.128})$$

on Pr_t es el numero de Prandtl turbulent per l'energia, amb un valor per defecte de 0,85.

Utilitzant la definició del coeficient d'expansió tèrmica $\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$, s'obté la següent expressió per gasos ideals

$$G_{ij} = -\frac{\mu_t}{\rho \text{Pr}_t} \left(g_i \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + g_j \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) \quad (\text{C.129})$$

C.4.5. MODELAT DE L'ENERGIA CINÈTICA TURBULENTA

En general quan es necessita l'energia cinètica turbulenta per modelar algun terme específic, es determina a partir del tensor d'esforços de Reynolds

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (\text{C.130})$$

Si es volen obtenir les condicions de contorn dels esforços de Reynolds es pot resoldre l'equació de transport de l'energia cinètica turbulenta

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \frac{1}{2}(P_{ii} + G_{ii}) - \rho \varepsilon (1 + 2M_t^2) + S_k \quad (\text{C.131})$$

On $\sigma_k=0,82$ i S_k es un terme definit per l'usuari. L'Eq. (C.131) es resolta al llarg de tot el domini de flux i els valors de k obtinguts son utilitzats únicament per les condicions de contorn. En tots els altres casos k es determina a partir de Eq.(C.130).

C.4.6. MODELAT DE LA TAXA DE DISSIPACIÓ

El tensor de dissipació, ε_{ij} , es modela de

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} (\rho \varepsilon + Y_M) \quad (\text{C.132})$$

on $Y_M = 2\rho \varepsilon M_t^2$ es un terme addicional de dissipació de dilatació, d'acord amb el model de Sarkar.

El numero de Mach turbulent en el terme es

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \rightarrow a (\equiv \sqrt{\gamma RT}) \quad (\text{C.133})$$

Aquesta modificació de la compressibilitat es valida quan el gas es ideal.

La taxa de dissipació escalar, ε , es calculada amb la següent equació de transport

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{1}{2} [P_{ii} + C_{\varepsilon 3} G_{ii}] \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{C.134})$$

On $\sigma_\varepsilon=1,0$, $\sigma_{\varepsilon 1}=1,44$, $\sigma_{\varepsilon 2}=1,92$, $\sigma_{\varepsilon 3}$ es una funció de la direcció local del flux relativa al vector gravitacional. S_ε es terme font definit per l'usuari.

C.4.7. MODELAT DE LA VISCOSITAT TURBULENTA

La viscositat turbulenta es calcula

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (\text{C.135})$$

On $C_\mu = 0,09$

C.4.8. CONDICIONS DE CONTORN DE PARET

El model de RSM en el codi VF requereix condicions de contorn individuals per els esforços de Reynolds, i per la taxa de dissipació de la turbulència, ε , (o si s'utilitza el model de baix Re per esforços de ω). Aquestes quantitats es poden entrar directament o derivades de la intensitat de turbulència i la longitud característica.

A les parets, el codi VF calcula els valors propers a la paret de les tensions de Reynolds i ε , a partir de les funcions de paret. Aplica les condicions de contorn explícites de la paret per les tensions de Reynolds utilitzant la llei logarítmica de paret i l'assumpció d'equilibri, fent cas omís de convecció i difusió en les equacions de transport per les tensions.

L'ús d'un sistema de coordenades local, on τ és la coordenada tangencial, η és la coordenada normal, i λ és la coordenada binormal, permet calcular els esforços de Reynolds a les cel·les adjacents a la paret (assumint funcions de paret estàndard o funcions de paret de no-equilibri) a partir de

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{k} = 1,098, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{k} = 0,247, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{k} = 0,655, \quad -\frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{k} = 0,255 \quad (\text{C.136})$$

Per obtenir k , es resol l'equació de transport de Eq.(C.131). Per raons de conveniència computacional, l'equació es resol a nivell global, tot i que els valors de k calculats només es necessiten prop de la paret; en el camp llunyà a la paret k s'obté directament de les tensions normals de Reynolds utilitzant l'Eq.(C.130). Per defecte, els valors de Reynolds prop de la paret es fixen amb els valors calculats a partir de l'Equació(C.136), i les equacions de transport en l'Eq.(C.114) es resolen només a la regió central del flux.

D'altra banda, les tensions de Reynolds es poden especificar explícitament en termes d'esforços tallants de paret, en lloc de k :

$$\frac{\overline{u_\tau'^2}}{u_\tau^2} = 5,1, \quad \frac{\overline{u_\eta'^2}}{u_\tau^2} = 1,0, \quad \frac{\overline{u_\lambda'^2}}{u_\tau^2} = 2,3, \quad -\frac{\overline{u_\tau' u_\eta'}}{u_\tau^2} = 1,0 \quad (\text{C.137})$$

on u_τ és la velocitat de fricció definida per $u_\tau \equiv \sqrt{\tau_\omega / \rho}$ on τ_ω és la tensió de cisallament de la paret. Quan es tria aquesta opció, l'equació de transport de k no es resolt.

Quan s'utilitza el tractament de paret TLM, s'aplica la condició de contorn a la paret de flux zero per les equacions de tensió de Reynolds.

C.4.9. MODELAT DE LA TRANSFERÈNCIA DE CALOR CONVECTIVA I DE MASSA

Amb el model RSM en el codi VF, el transport de calor turbulent es modela utilitzant el concepte d'analogia de Reynolds per a la transferència de moment turbulent. L'equació d'energia modelada està donada llavors per:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_i} [u_i (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(k + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} + u_i (\tau_{ij})_{eff} \right] + S_h \quad (C.138)$$

On E es l'energia total i es el τ_{ij} tensor d'esforços deviatoric, definit per

$$(\tau_{ij})_{eff} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (C.139)$$

El terme, que inclou $(\tau_{ij})_{eff}$ representa l'escalfament viscos, i sempre es calcula en base al solucionador basat en la densitat. No es calcula per defecte en el solucionador basat en la pressió, però pot ser activat. El valor per defecte del numero de Prandtl turbulent es 0,85.

La transferència de massa turbulenta es tracta de manera similar, amb un número de Schmidt turbulent predeterminat de 0,7.

C.5. EL MODEL DETACHED EDDY SIMULATION (DES)

El codi VF ofereix tres diferents models per a la simulació de desprendiment de remolins (detached eddy simulation): els models Spalart-Allmaras, realizable k - ϵ , i SST k- ω .

En l'enfocament de DES, els models RANS no estacionaris s'utilitzen en les regions prop de la paret, mentre que les versions filtrades dels mateixos models s'utilitzen en les regions lluny de la paret. La regió de LES s'associa normalment amb la regió del nucli turbulent on les escales de les grans turbulències juguen un paper dominant. En aquesta regió, els models DES recuperen els respectius models subgrid. A la regió propera a la paret, es recuperen els respectius models RANS.

L'aplicació de DES, però, encara poden requerir importants recursos de CPU i, per tant, com una guia general, es recomanen els models de turbulència convencionals que utilitzant l'enfocament de les mitjanes de Reynolds per als càlculs pràctics.

Els models DES, sovint referit com model híbrid LES/RANS combinen models RANS amb LES per a aplicacions com ara simulacions aerodinàmiques externes a alts Re.

C.5.1. EL MODEL RANS SPALART-ALLMARAS

El model Spalart-Allmaras utilitza la distància a la paret més propera a la definició de l'escala de longitud d , que té un paper important en la determinació del nivell de producció i la destrucció de la viscositat turbulenta. El model DES, segons el proposat per Shur et al. reemplaça d arreu amb una escala nova de longitud \tilde{d} , que es defineix com

$$\tilde{d} = \min(d, C_{des}\Delta) \quad (\text{C.140})$$

on l'espaiat de la quadrícula, Δ , es basa en el major espai de la xarxa en les direccions x , y , o z que formen la cèl·lula computacional. La constant empírica C_{des} té un valor de 0,65.

C.5.2. EL MODEL RANS REALIZABLE $k-\varepsilon$

Aquest model RANS és similar al model realizable $k-\varepsilon$ presentat a la Secció 12.4.3, amb l'excepció del terme de dissipació en l'equació de k . En el model DES, de realizable $k-\varepsilon$ el terme dissipació es modifica de manera que:

$$Y_k = \frac{\rho k^{3/2}}{l_{des}} \quad (\text{C.141})$$

on

$$\begin{aligned} l_{des} &= \min(l_{rke}, l_{des}) \\ l_{rke} &= \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \\ l_{des} &= C_{des}\Delta \end{aligned} \quad (\text{C.142})$$

On C_{des} és una constant de calibratge utilitzada en el model DES i té un valor de 0,61 i Δ és la distància màxima de quadrícula local ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$).

Per al cas on $l_{des} = l_{rke}$, s'obté una expressió per a la dissipació de la formulació k per al model realizable $k-\varepsilon$:

$$Y_k = \rho\varepsilon \quad (\text{C.143})$$

C.5.3. EL MODEL RANS SST $k-\omega$

El terme de dissipació de l'energia cinètica turbulenta està modificat pel model de turbulència DES tal com es descriu en el treball de Mentert

$$Y_k = \rho \beta^* k \omega f_{\beta^*} \quad (\text{C.144})$$

on f_{β^*} ja no és una constant igual a 1 com en el model SST $k-\omega$, si no que ara s'expressa com

$$f_{\beta^*} = \max\left(\frac{L_t}{C_{des}\Delta}, 1\right) \quad (\text{C.145})$$

On C_{des} és una constant de calibratge utilitzada en el model DES i té un valor de 0,61, Δ és la distància màxima quadrícula local ($\Delta x, \Delta y, \Delta z$) i f_{β^*} es defineix en Eq.(C.74).

L'escala de longitud turbulenta és el paràmetre que defineix aquest model RANS:

$$L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega} \quad (\text{C.146})$$

C.6. EL MODEL LARGE EDDY SIMULATION (LES)

Els fluxos turbulents es caracteritzen pels remolins d'una àmplia gamma d'escala de longitud i el temps. Els remolins més grans són típicament comparables en grandària a la longitud característica de la mitjana de flux. Les escales més petites són responsables de la dissipació de l'energia cinètica turbulència.

És possible, en teoria, poder resoldre directament l'espectre d'escala turbulentes utilitzant un enfocament conegut com simulació numèrica directa (DNS). No es requereix modelatge en DNS. No obstant això, el DNS no és viable per als problemes pràctics d'enginyeria que impliquen alts fluxos nombre de Reynolds. El cost necessari per DNS per resoldre tota la gamma d'escala és proporcional a Re_t^3 , on Re_t és el numero de Reynolds turbulent. És evident que per alts nombres de Reynolds, el cost esdevé prohibitiu.

En LES, els grans remolins es resolen directament, mentre que els remolins petits es modelen. Així LES cau entre DNS i RANS en terme de les fraccions de escales resoltes. La lògica darrere de LES es pot resumir de la manera següent:

- El moment, la massa, l'energia i altres escalars passius són transportats principalment pels remolins grans.
- Els grans remolins són un problema dependent, ja que estan determinats per les geometries i les condicions límit del flux en qüestió.
- Els petits remolins són menys dependents de la geometria, tendeixen a ser més isotròpics, i en conseqüència són més universals.
- La possibilitat de trobar un model de turbulència universal és molt més alta per a petits remolins.

Resoldre només els remolins grans permet la utilització de malles més gruixudes i mides de salts de temps més grans amb LES que en DNS. No obstant això, LES encara requereix substancialment malles més fines que les que normalment s'utilitzen per als càlculs RANS. A més, LES s'ha d'executar per un espai de temps prou llarg per obtenir estadístiques estables del flux que està sent modelat. Com a resultat, el cost computacional involucrat amb LES és normalment varis ordres de magnitud més alta que per als càlculs RANS en termes de memòria (RAM) i el temps de CPU. Per tant, computació d'alt rendiment (per exemple, computació en paral·lel) és una necessitat per al LES, especialment per a aplicacions industrials.

En les seccions següents es donen detalls de les equacions que regeixen LES, els models de turbulència d'escala de subgraella (subgrid), i les condicions de contorn.

C.6.1. EQUACIONS FILTRADES DE NAVIER-STOKES

Les equacions utilitzades en LES s'obtenen filtrant les equacions de Navier-Stokes dependents del temps, en qualsevol espai de Fourier (nombre d'ona) o la configuració de l'espai (físic). El procés de filtrat filtra els remolins de les escales més petites que l'amplada del filtre o de l'espaiat de malla utilitzat en els càlculs. Les equacions resultants permeten governar la dinàmica dels grans remolins.

Una variable filtrada (identificada per una barra superior) es defineix per

$$\bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') G(x, x') dx' \quad (\text{C.147})$$

on D és el domini fluid, i G es la funció de filtre que determina l'escala dels remolins resolts.

En el codi VF, la discretització de volums finits estableix en si mateix implícitament l'operació de filtratge:

$$\bar{\phi}(x) = \frac{1}{V} \int_V \phi(x') dx', \quad x' \in V \quad (\text{C.148})$$

on V és el volum d'una cèl·lula computacional. La funció de filtre, $G(x, x')$, implícita aquí és llavors

$$G(x, x') = \begin{cases} 1/V, & x' \in V \\ 0, & x' \text{ en altre cas} \end{cases} \quad (\text{C.149})$$

La capacitat de LES en Fluent és aplicable als fluxos compressibles. En nom de la notació concisa, però, la teoria es presenta aquí per fluxos incompressibles.

Filtrant les equacions de Navier-Stokes, s'obté

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \bar{u}_i) = 0 \quad (\text{C.150})$$

i

$$\frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho u_i u_j}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (\text{C.151})$$

On σ_{ij} es el tensor de tensions degut a la viscositat molecular definit per

$$\sigma_{ij} \equiv \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \delta_{ij} \quad (\text{C.152})$$

On τ_{ij} es la tensió d'escala subgrid definida com

$$\tau_{ij} \equiv \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (\text{C.153})$$

C.6.2. MODELS D'ESCALA DE SUBGRID

Les tensions d'escala de subgrid resultants de l'operació de filtrat es desconeixen, i requereixen de modelatge. Els models de turbulència d'escala de subgrid utilitzen la hipòtesi de Boussinesq com en els models RANS, calculant les tensions turbulentes d'escala de subgrid de

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \mu_t \bar{S}_{ij} \quad (\text{C.154})$$

on μ_t és la viscositat turbulenta d'escala subgrid. La part isòtropa de les tensions d'escala de subgrid τ_{kk} no és modela, però es afegit al terme de la pressió estàtica filtrada. \bar{S}_{ij} és el tensor de velocitat de deformació per l'escala definida i es resolt com

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \quad (\text{C.155})$$

Per fluxos compressibles, és convenient introduir l'operador ponderat de densitat (o Favre) de filtrat:

$$\phi = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (\text{C.156})$$

L'equació Navier-Stokes filtrada de Favre, pren la mateixa manera que Eq.(C.151). La forma compressible del tensor de tensió de subgrid es defineix com:

$$T_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} + \bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (\text{C.157})$$

Aquest terme es divideix en les seves parts isotròpiques i deviatoric

$$T_{ij} = \underbrace{T_{ij} - \frac{1}{3} T_u \delta_{ij}}_{\text{deviatoric}} + \underbrace{\frac{1}{3} T_u \delta_{ij}}_{\text{isotropic}} \quad (\text{C.158})$$

La part deviatoric del tensor de tensions d'escala de subgrid es modela utilitzant la forma compressible del model Smagorinsky:

$$T_{ij} = -\frac{1}{3}T_u\delta_{ij} = 2\mu_t\left(\delta_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ii}\delta_{ij}\right) \quad (\text{C.159})$$

Com pera a un fluid incompressible, el terme T_{ll} pot ser afegit a la pressió filtrada o simplement obviat. De fet, aquest terme pot ser reescrit com $T_{ll} = \gamma M_{sgs}^2 \bar{p}$ on M_{sgs} és el número de Mach de subgrid. Aquest número de Mach de subgrid es pot esperar que sigui petit quan el número turbulent de Mach del flux és petit.

El codi VF ofereix quatre models per μ_t : el model Smagorinsky-Lilly, el model dinàmic Smagorinsky-Lilly, el model de Wale, i el model dinàmic d'energia cinètica d'escala de subgrid.

L'escala de subgrid de flux turbulent de l'escalar, ϕ , es modela utilitzant l'escala de subgrid del número de Prandtl turbulent

$$q_j = -\frac{\mu_t}{\sigma_t} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \quad (\text{C.160})$$

on q_j és el flux d'escala de subgrid.

En els models dinàmics, l'escala de subgrid del número de Prandtl turbulent o número de Schmidt s'obté aplicant el procediment dinàmic proposat originalment per Germano per al flux d'escala de subgrid.

C.6.2.1. MODEL SMAGORINSKY-LILLY

Aquest senzill model va ser proposat per primera vegada per Smagorinsky. En el model Smagorinsky-Lilly, la viscositat de remolí és modelada per

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \quad (\text{C.161})$$

on L_s es la longitud de mescla per l'escala de subgrid i $|\bar{S}| \equiv \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$. L_s es calculada utilitzant

$$L_s = \min(\kappa d, C_s V^{1/3}) \quad (\text{C.162})$$

On κ es la constant de von Kármán, d la distància a la paret més propera, C_s és la constant Smagorinsky i V és el volum de la cel·la computacional.

Lilly va obtenir un valor de 0,17 per C_s per turbulència isòtropa homogènia en el sub rang inercial. No obstant això, aquest valor s'ha trobat que causa l'amortiment excessiu de les fluctuacions a gran escala en presència d'esforços tallants mitjos i en els fluxos de transició prop de límits sòlids, i ha de ser reduïda en aquests regions. En resum, C_s no és una constant universal, que és el defecte més seriós d'aquest model simple. Tanmateix, un valor de C_s al voltant de 0,1 permet obtenir els millors resultats per a una àmplia gamma de fluxos, i és el valor per defecte en el codi VF.

C.6.2.2. MODEL DYNAMIC SMAGORINSKY-LILLY

Germano et al. i, posteriorment, Lilly han concebut un procediment en el qual la constant del model de Smagorinsky, C_s es dinàmicament calculada sobre la base de la informació proporcionada per les escales resoltes de moviment. El procediment dinàmic per tant evita la necessitat que els usuaris especifiquin el model constant C_s per avançat.

El C_s obtingut utilitzant el model dinàmic de Smagorinsky-Lilly varia en el temps i en l'espai en un interval bastant ampli. Per evitar la inestabilitat numèrica, C_s es talla a zero i 0,23 per defecte.

C.6.2.3. MODEL WALL-ADAPTING LOCAL EDDY-VISCOSITY (WALE)

En el model WALE, la viscositat de remolí es modela

$$\mu_t = \rho L_s^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{3/2}}{(\overline{S_{ij} S_{ij}})^{5/2} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{5/4}} \quad (\text{C.163})$$

on L_s i S_{ij}^d en el model WALE es defineixen, respectivament, com

$$L_s = \min(\kappa d, C_w V^{1/3}) \quad (\text{C.164})$$

$$S_{ij}^d = \left(\frac{1}{2} \overline{g_{ij}^2} + \overline{g_{ji}^2} \right) - \frac{1}{3} \overline{\delta_{ij} g_{kk}^2}, \quad \overline{g_{ij}} = \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (\text{C.165})$$

En el codi VF, el valor per defecte de la constant de WALE, C_w , és 0,325 i s'ha trobat per produir resultats satisfactoris per a un ampli rang de fluxos. La resta de la notació és la mateixa que per al model Smagorinsky-Lilly. Amb aquest operador espacial, el model WALE està dissenyat per obtenir el correcte comportament de paret asimptòtica (y^3), en fluxos delimitats per parets.

C.6.2.4. MODEL DYNAMIC KINETIC ENERGY SUBGRID-SCALE

Els models Smagorinsky-Lilly original i dinàmic, comentats anteriorment, són models essencialment algebraics en la qual l'escala subgrid de tensions estan parametritzats utilitzant les escales de velocitat resolts. El supòsit subjacent és l'equilibri local entre l'energia transferida a través de l'escala subgrid del filtre i la dissipació de l'energia cinètica en petites sub escales. La turbulència d'escala subgrid pot ser modelada millor comptabilitzant el transport de l'energia cinètica turbulenta d'escala subgrid.

El model dinàmic d'escala subgrid de l'energia cinètica en el codi VF, replica el model proposat per Kim i Menon.

L'energia cinètica d'escala subgrid es defineix com

$$k_{sgs} = \frac{1}{2} \left(\overline{u_k^2} - u_k^2 \right) \quad (\text{C.166})$$

que s'obté mitjançant la contracció de l'estrès d'escala subgrid en l'Eq.(C.153).

La viscositat de remolí d'escala subgrid, μ_t , es calcula usant k_{sgs} com

$$\mu_t = C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta f \quad (C.167)$$

on Δf és el filtre de mida calculat a partir de $\Delta f \cong V^{1/3}$. Les tensions d'escala subgrid poden ser escrites com

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} k_{sgs} \delta_{ij} = -2C_k k_{sgs}^{1/2} \Delta f \bar{S}_{ij} \quad (C.168)$$

k_{sgs} s'obté resolent l'equació de transport

$$\frac{\partial \bar{k}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{k}_{sgs}}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta f} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_j} \right) \quad (C.169)$$

En les equacions anteriors, les constants del model, C_k i C_ϵ , es determinen de forma dinàmica. σ_k està connectada a 1,0. Els detalls de la implementació d'aquest model i la seva validació ve donada per Kim.

C.6.3.CONDICIONS DE CONTORN D'ENTRADA PER EL MODEL DES

En aquesta secció es descriuen els tres algorismes disponibles en el cofi VF per modelar la velocitat fluctuant en els contorns de velocitat d'entrada.

C.6.3.1. NO PERTORBACIONS

Els components estocàstiques del flux en els contorns especificats de velocitat d'entrada no es consideren si s'utilitza l'opció No pertorbacions. En aquests casos, els components individuals instantanis de la velocitat simplement es fixen igual als seus homòlegs de velocitat mitjana. Aquesta opció és adequada només quan el nivell de turbulència en els límits de flux d'entrada és insignificant o no juga un paper important en la precisió de la solució global.

C.6.3.2. MÈTODE DE VÒRTEX

Per generar una condició d'entrada dependent del temps, s'utilitza un mètode aleatori de vòrtex 2D. Amb aquest enfocament, s'afegeix una pertorbació a un perfil de velocitat mitjana especificada a través d'un camp de vorticitat fluctuant (és a dir, de dues dimensions en el pla normal a la direcció de les línies de corrent). El mètode de vòrtex es basa en la forma de Lagrange de l'equació d'evolució en 2D de la vorticitat i la llei de Biot-Savart. Un discretització de partícules s'utilitza per resoldre aquesta equació. Aquestes partícules, o "punts de vòrtex" son convectats a l'atzar i porten informació sobre el camp de vorticitat. Si N és el nombre de punts de vòrtex i A és l'àrea de la secció d'entrada, la quantitat de vorticitat portada per una partícula i està representat per la circulació Γ_i i una distribució espacial assumida η :

$$\Gamma_i(x, y) = 4 \sqrt{\frac{\pi A k(x, y)}{3N[2 \ln(3) - 3 \ln(2)]}} \quad (C.170)$$

$$\eta(\vec{c}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \left(2e^{-|\vec{x}|^2/2\sigma^2} - 1 \right) 2e^{-|\vec{x}|^2/2\sigma^2} \quad (\text{C.171})$$

on k és l'energia cinètica turbulenta. El paràmetre σ proporciona control sobre la mida d'una partícula de vòrtex. La discretització resultant per al camp de velocitat està donada per

$$\vec{u}(\vec{x}) = \frac{1}{2\pi} \sum_{i=1}^N \Gamma_i \frac{\left((\vec{x}_i - \vec{x}) \times \vec{z} \right) \left(1 - e^{-|\vec{x} - \vec{x}_i|^2/2\sigma^2} \right)}{|\vec{x} - \vec{x}_i|^2} \quad (\text{C.172})$$

On \vec{z} és el vector unitari en la direcció de les línies de corrent. Originalment, la mida del vòrtex es va fixar per un valor ad hoc de σ . Per fer el mètode de vòrtex d'aplicació general, s'especifica una mida de vòrtex local a través d'una hipòtesi de longitud de mescla turbulenta. σ es calcula a partir d'un perfil conegut de energia cinètica turbulenta mitjana i la mitjana de la taxa de dissipació a l'entrada d'acord amb el següent:

$$\sigma = \frac{ck^{3/2}}{2\varepsilon} \quad (\text{C.173})$$

on $c = 0,16$. Per assegurar que el vòrtex sempre pertanyerà a les escales resoltes, el valor mínim de σ a l'equació 12.9-27 està limitada per la mida de la graella local. El signe de la circulació de cada vòrtex es canvia aleatòriament cada escala de temps característica τ . En l'aplicació general del mètode de vòrtex, aquesta escala de temps representa el temps necessari per a un vòrtex 2D convectar-se per la velocitat més gran en la direcció normal al contorn per viatjar al llarg de n vegades, la seva grandària característica en 2D (σ_m), on n es fixa igual a 100 a partir de les proves numèriques. El mètode de vòrtex considera únicament fluctuacions de la velocitat en el pla normal a la direcció de les línies de corrent.

Però en el codi VF, s'utilitza un model simplificat cinemàtic lineal (LKM) de les fluctuacions de la velocitat. Es deriva d'un model lineal que imita la influència del vòrtex de dues dimensions en el camp de velocitat mitjana. Si la velocitat mitjana U és considerada com un escalar passiu, la fluctuació u' resultant del transport de U pel camp de velocitat fluctuant planar v' es modela

$$u' = -\vec{v}' \cdot \vec{g} \quad (\text{C.174})$$

on \vec{g} és el vector unitari alineat amb el gradient de velocitat mitjana $\overline{\nabla U}$. Quan aquest gradient de velocitat mitjana és igual a zero, pot ser considerat en el seu lloc una pertorbació aleatòria.

C.6.3.3. SINTETITZADOR ESPECTRAL

El sintetitzador espectral proporciona un mètode alternatiu de generar components fluctuants de velocitat. Es basa en la tècnica de generació de flux aleatori proposat originalment per Kraichnan i modificat per Smirnov et al. En aquest mètode, els components fluctuants de velocitat es calculen mitjançant la síntesi d'una divergència lliure del vector velocitat camp de la suma dels harmònics de Fourier. En l'aplicació en el codi VF, el nombre d'harmònics de Fourier es fixa en 100.

Annex D

PARTICIPACIÓ EN CONGRESSOS

En aquest annex es realitza un sumari de les participacions en congressos internacionals, realitzades a partir dels treballs i dels resultats obtinguts durant el desenvolupament d'aquesta tesi.

IAHR Int. Meeting of WG on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems
Barcelona, June 2006

ASSESSMENT OF TURBULENCE MODELS FOR UNSTEADY FLOW IN HYDROFOILS

Coussirat, M., Grau, J., Mateos, B., Fontanals, A. and Egusquiza, E.

ABSTRACT

The flow in turbomachinery has a complex structure. A very important phenomena is the rotor stator interaction (RSI) that influences strongly the machine behaviour.

The RSI may be divided in two different mechanisms: potential flow interaction and wake interaction [1][2]. The nature of the wake interaction is turbulent and unsteady and for this reason is not an easy task to use CFD to solve the flow structure of the wake interaction. This work is pointed out to the application of the CFD tool for solving RSI problems. The main goal here is to know the capabilities of different turbulence models to obtain good results in this kind of flow. First step is to know if it is possible to obtain an accurate flow structure around an airfoil and the vortex shedding wake behind it. Numerical results for mean (and fluctuating) velocity flow field and the natural frequency of the vortex shedding behind the airfoil were obtained and analysed. A comparison between different turbulence models was made. Also, two different CFD codes were tested, a commercial code (Fluent v6.2) and an academic open code (OpenFoam v1.2). Good enough numerical results were obtained with both codes.

IAHR 24th Symposium on Hydraulic Machinery and Systems
Foz do Iguassu (Brazil), October 2008

CFD STUDY OF THE BOUNDARY LAYER INFLUENCE ON THE WAKE FOR TURBULENT UNSTEADY FLOW IN HYDROFOILS

Coussirat, M., Fontanals, A., Grau, J., Guardo, A. and Egusquiza, E.

ABSTRACT

The flow in turbomachinery has a complex structure. Rotor Stator Interaction (RSI) is an important phenomenon that has a strong influence on the machine behaviour. These interactions can have a significant impact on the vibration and acoustics characteristics of the machine [1][2]. Turbulence plays a

fundamental role in this complex flow structure [3][4], and the use of Computational Fluid Dynamics (CFD) is becoming a usual requirement in design of turbomachinery.

The RSI may be divided in two different mechanisms: potential flow interaction and wake interaction [5][6]. The nature of the flow due to wake interaction is turbulent and unsteady and for this reason is not an easy task to use CFD to solve the flow structure in these cases. Due to the high turbulence levels, a suitable turbulence modelling plays a very important role for successful CFD results. The selection of a suitable turbulence model is crucial to reach these acceptable numerical results.

The aim of this work is to study the upstream boundary layer influence on the wake of the blade, and the subsequent wake-boundary layer interaction between blades downstream. Detailed results for a better understanding the RSI phenomena using CFD were obtained. Several strategies for turbulence modelling were used. The capabilities and numerical costs of these different turbulence models to obtain good results in this kind of flow were checked. Comparisons between numerical results from different turbulence models were made. Results obtained from the application of the CFD tool can be useful to study in detail the RSI phenomena, due to the high difficulty and the associated cost for obtaining high resolution experimental results.

IAHR 25th Symposium on Hydraulic Machinery and Systems

Timisoara (Romania), September 2010

DETAILED STUDY OF THE ROTOR-STATOR INTERACTION PHENOMENON IN A MOVING CASCADE OF AIRFOILS

Fontanals, A., Coussirat, M., Guardo, A. and Egusquiza, E.

Abstract

In turbomachinery the Rotor-Stator Interaction (RSI) is an important phenomenon that has a strong influence on the machine behavior. These interactions can have a significant impact on the vibrational and acoustical characteristics of the machine. Unsteadiness and turbulence play a fundamental role in complex flow structure and the use of Computational Fluid Dynamics (CFD) is becoming a usual requirement in design in turbomachinery due to the difficulties and high cost of the necessary experiments needed to identify RSI phenomena. The flow inside a turbomachinery working under design condition is complex but apparently, when working under off-design conditions, it becomes more complex due to the boundary layer separation phenomena. Therefore, the choice of an appropriate turbulence model is far from trivial and a suitable turbulence modeling plays a very important role for successful CFD results. In this work the RSI generated between a moving cascade of blades and fixed flat plate located downstream were studied by means of CFD modeling and compared against experimental results. Design and off-design conditions were modeled and a detailed comparison between them has been made. To analyze in detail the flow pattern, mean velocities in the boundary layer were obtained and compared against experimental results. Furthermore, results concerning to turbulence intensity were compared against an experimental database. It was observed that for each operating condition, the flow in the cascade show special features. For flow inside the turbomachine under design conditions there is no separation, the wake is thin and the characteristic length of eddies is small. For off-design conditions, there is a large separation and the wake is thick with large eddies. The results obtained can be used to obtain a deeper insight into the RSI phenomena.

IV International Conference on Computational Methods for Coupled Problems in Science and Engineering. COUPLED PROBLEMS 2011

Kos Island (Greece), June 2011

NUMERICAL STUDY OF THE FLUID – STRUCTURE INTERACTION IN THE DIFFUSER PASSAGE OF A CENTRIFUGAL PUMP

A. Fontanals, A. Guardo, M. Coussirat and E. Egusquiza

Abstract

Reliable design of turbomachinery is a complex task. In order to gain overall efficiency in the machine performance, designers may have to reduce the gap between the impeller and the diffuser, forcing them to be as closely spaced as possible. In these situations, there may be a strong interaction between them that influences both the aerodynamics and the structural performance of blades and vanes. This phenomenon is called rotor-stator interaction (RSI), and it has a strong influence on the machine behavior. These interactions can have a significant impact on the vibrational and acoustical characteristics of the machine [1-2]. Sometimes, this interaction has led to blade or vane failure [3].

Unsteadiness and turbulence play a fundamental role in RSI [4-5], and the use of computational fluid dynamics (CFD) is becoming a usual requirement in turbomachinery design due to the difficulties and elevated cost of the experimentation required to identify RSI phenomena. Nowadays, a CFD analysis based on Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (RANS) and a coupled eddy viscosity turbulence model (EVM) is commonly applied in turbomachinery design. Therefore, the choice of an appropriate turbulence model and the boundary layer treatment is far from trivial, and a suitable turbulence modeling plays an important role for successful CFD results.

In this work, an entire stage of a diffuser pump was modeled by means of a commercial CFD code in order to study the pressure fluctuations due to the interaction between the impeller and the diffuser of the pump. The obtained numerical results were compared against the experimental results of Tsukamoto et al., [6]. Full RANS equations coupled with several EVM were solved for a diffuser pump stage in order to establish the most accurate modeling strategy for a diffuser pump. Boundary layer sensitivity tests were performed, and numerical discretization influence on results was also tested and established. Frequencies of the pressure fluctuations in the diffuser passage are also obtained with several EVM and compared against experimental results.

26th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Systems

Beijing (China), August 2012

DETACHED EDDY SIMULATION OF THE ROTOR-STATOR INTERACTION PHENOMENON IN A MOVING CASCADE OF AIRFOILS

A. Guardo^{1,2}, A. Fontanals^{1,2}, M. Coussirat³ and E. Egusquiza¹

¹Centre de Diagnòstic Industrial i Fluidodinàmica, CDIF-UPC.

Universitat Politècnica de Catalunya. Av. Diagonal, 647, ETSEIB.

08028. Barcelona, Spain.

²Escola Universitaria d'Enginyeria Tècnica Industrial de Barcelona, EUETIB.
Universitat Politècnica de Catalunya. C\ Comte d'Urgell, 187.
08036. Barcelona, Spain.

³Electromechanic Department. FRM, Universidad Tecnológica Nacional
Coronel Rodríguez 273 – 5500. Mendoza, Argentina

Abstract

Flow inside turbomachinery is fairly complex in general, due to the geometry complexity and the intrinsic structure of the flow. Rotor-Stator Interaction (RSI) has a strong influence on the machine behavior, especially when the machine is operating in off-design conditions, where flow complexity increases due to the presence of boundary layer detachment influencing the general flow pattern and creating pressure pulses that can enhance the RSI behavior. These interactions can have a significant impact on the vibrational and acoustical characteristics of the machine. For gaining insight in the RSI characteristics and the behavior of a turbomachinery under this kind of flow interaction, in this work the RSI generated between a moving cascade of airfoils and fixed flat plate located downstream was studied by means of Computational Fluid Dynamics (CFD) using Detached Eddy Simulation (DES). The upstream boundary layer influence on the wake of the moving cascade, and the subsequent wake-boundary layer interaction between the cascade and a fixed flat plate downstream were obtained and compared against experimental and previous numerical results (obtained with Eddy Viscosity Models). Design and off-design conditions were modeled and a detailed comparison between them has been made. To analyze in detail the flow pattern, mean and fluctuating velocities were obtained and compared against experimental results. Furthermore, results concerning to turbulence intensity were compared against an experimental database.