

UNIVERSITAT ROVIRA I VIRGILI  
ANÀLISI DE LA NATURALES A DE LES ESTRUCTURES COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE  
Antonio Vernet Peña  
DL:T-1558-2009 / ISBN: 978-84-692-4517-0

ANÀLISI DE LA NATURALES A DE LES ESTRUCTURES  
COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE

ANTON VERNET PEÑA

1997

UNIVERSITAT ROVIRA I VIRGILI  
ANÀLISI DE LA NATURALESA DE LES ESTRUCTURES COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE  
Antonio Vernet Peña  
DL:T-1558-2009 /ISBN: 978-84-692-4517-0

UNIVERSITAT ROVIRA I VIRGILI  
ANÀLISI DE LA NATURALESA DE LES ESTRUCTURES COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE  
Antonio Vernet Peña  
DL:T-1558-2009 /ISBN: 978-84-692-4517-0

C 1379-58660

0099-51060

# Anàlisi de la Naturalesa de les Estructures Coherents en l'Estela Llunyana d'un Cilindre

Anton Vernet Peña

Tesis 66.0 Vernet Peña  
NP

Memòria presentada per optar  
al Grau de Doctor en Enginyeria Química

Departament d'Enginyeria Química  
Universitat Rovira i Virgili

1997



12 de febrer de 1997

**A Rosa**

El Doctor JOSEP ANTON FERRÉ i VIDAL, Catedràtic d'Escola Universitària del Departament d'Enginyeria Elèctrica i Mecànica de l'E.T.S. d'Enginyeria Química de la Universitat Rovira i Virgili.

FA CONSTAR

Que el present treball, amb títol:

**ANÀLISI DE LA NATURALES A DE LES ESTRUCTURES  
COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE**

que presenta ANTON VERNET i PEÑA per optar al Grau de Doctor en Enginyeria Química, ha estat realitzat sota la seva immediata direcció als laboratoris del Departament d'Enginyeria Química i del Departament d'Enginyeria Elèctrica i Mecànica de la E.T.S. d'Enginyeria Química de la Universitat Rovira i Virgili a Tarragona, i que tots els resultats obtinguts són fruit dels experiments i anàlisis realitzats per l'esmentat doctorant.

I perquè se'n prengui coneixement i tingui els efectes que correspongui, signa aquesta certificació.

Tarragona, 28 de novembre 1996



Dr. Josep Anton Ferré i Vidal

Catedràtic d'Escola Universitària

## Resum

---

Un dels aspectes dels fluxos turbulents que s'ha tractat amb més interès en els últims anys és l'estudi de l'existència de moviments de gran escala, repetitius i que presenten una certa organització. Aquests moviments són el que s'ha anomenat estructura coherent.

El present treball intenta aportar una visió més completa de les estructures coherents existents en l'estela llunyana turbulenta generada per un cilindre escalfat. Amb aquest fi, s'han realitzat una sèrie d'experiments, utilitzant tècniques d'anemometria de fil calent, en un túnel aerodinàmic de baixa turbulència que han proporcionat dades de velocitat i temperatura de l'estela llunyana turbulenta. Aquestes dades s'han analitzat emprant un mètode de reconeixement de formes "condicional" que utilitza les fluctuacions de la temperatura com a marcador del pas de les estructures coherents.

Les anàlisis dutes a terme han proporcionat una visió tridimensional de l'estructura en l'estela llunyana, obtenint en primer lloc la relació existent entre el camp dinàmic i el tèrmic d'aquesta estructura. En segon lloc s'ha estudiat el contingut energètic de la mateixa i analitzant la relació entre l'estructura coherent amb el camp mitjà i amb el camp incoherent, es a dir, com guanya i perd energia l'estructura.

Per finalitzar, emprant tots els resultats obtinguts, s'ha intentat donar una visió completa de la topologia i relacions amb el flux potencial del moviment de gran escala en l'estela llunyana.

## Agraïments

---

En primer lloc vull manifestar el meu agraïment al president i membres del tribunal per haver acceptat la labor de judicar el present treball.

He de donar les gràcies més sinceres al Dr. Josep Anton Ferré per haver acceptat ser el director del present treball, així com per haver-me guiat i aconsellat acuradament en tot el procés de preparació d'aquesta tesi.

He de fer evident el meu agraïment al Departament d'Enginyeria Química i al seu director el fet d'haver-me acceptat en el programa de doctorat que ha estat la base de la realització d'aquest treball.

Vull mostrar, també, el meu agraïment cap al Dr. Francesc Giralt i al Dr. Greg A. Kopp, pels seus consells i discussions que han estat un ajut molt valuós a l'hora de realitzar aquest treball.

Al suport i amistat mostrada per la Dra. M<sup>a</sup> Dolors Pons, que ha estat una col.laboradora excepcional durant tots els anys que ha durat la realització d'aquest treball.

Es fa necessari expressar la meua gratitud a tots el membres del Laboratori del Túnel Aerodinàmic pel seu ajut, així com a tota la resta de companys dels departaments d'Enginyeria Química i d'Enginyeria Elèctrica i Mecànica per haver suportat les meves inquietuds.

Per últim, però no menys importants, són els agraïments que he de donar a la meua família i a la Rosa per haver recolzat un treball que els hi ha donat més d'un mal de cap.



## Índex

---

Índex.....	i
Índex de taules.....	iii
Índex de figures.....	iv
Nomenclatura.....	ix
<b>1.- Introducció.....</b>	<b>1</b>
1.1.- Antecedents històrics.....	2
1.2.- Les estructures coherents.....	6
1.3.- Justificació i objectius.....	8
<b>2.- Equip Experimental i tècniques d'anàlisi.....</b>	<b>9</b>
2.1.- Tùnel de vent.....	10
2.2.- Equip anemomètric.....	10
2.3.- Adquisició de dades.....	11
2.4.- Condicions experimentals.....	11
2.5.- Mitjanes de conjunt.....	14
2.6.- Descomposició del camp de velocitats.....	15
2.7.- Reconeixement de formes.....	17
<b>3.- Anàlisi preliminar.....</b>	<b>30</b>
3.1.- Temperatura com a indicador.....	31
3.1.1.- Empremta típica u & w al pla homogeni.....	31
3.1.2.- Emprema típica de temperatura al pla homogeni.....	34
3.2.- Acoblament de fitxers.....	36

---

<b>4.- Estructura de gran escala</b> .....	46
4.1.- Empremtes de velocitat.....	47
4.1.1.- Empremtes en el pla homogeni (z-x).....	47
4.1.2.- Empremtes en el pla vertical (y-x).....	49
4.1.3.- Empremtes en el pla frontal (y-z).....	50
4.2 - Empremtes de velocitat i temperatura.....	50
4.3.- Vorticitat.....	52
4.4.- Velocitat de deformació.....	55
<b>5.- Contingut energètic de les estructures</b> .....	70
5.1.- Energia associada a la part coherent.....	71
5.2.- Energia associada a la part incoherent.....	73
5.3.- Distribució de l'energia.....	74
5.4.- Funció indicadora d'escala fina.....	76
<b>6.- Cascada energètica</b> .....	88
6.1.- Equacions de transport de k.....	89
6.2.- Esforç de Reynolds.....	90
6.3.- Dissipació.....	91
6.4.- Producció.....	93
<b>7.- Discussió general de l'estructura tridimensional</b> .....	105
7.1.- Estructura i temperatura .....	106
7.2.- Estructura i velocitat.....	107
7.3.- Organització de l'estructura.....	108
<b>8.- Conclusions</b> .....	111
8.1.- Conclusions .....	112
<b>9.- Referències</b> .....	117
<b>Annexes</b>	
<b>A.- FSTIF</b>	
<b>B.- Dissipació</b>	
<b>C.- Articles i comunicacions</b>	

## Índex de Taules

---

Taula 2.1.	Valors de rms de les fluctuacions $u, v$ , i $w$ de la velocitat.....	20
Taula 3.1.	Finestres seleccionades i percentatge de flux emprat en l'obtenció de les mitjanes de conjunt per cada fitxer, i fluctuació de la temperatura màxima.....	38
Taula 5.1.	Pics màxims d'energia. Corresponents a les figures 5.1, 5.2, 5.3 i 5.4. pels resultats coherents, i a les figures 5.5, 5.6, 5.7 i 5.8 per als incoherents.....	78
Taula 5.2.	Percentatges d'energia. FTK, fracció total d'energia. FCK, fracció coherent d'energia.....	78
Taula B.1.	Màxims i mínims observats en les mitjanes de conjunt de les diferents derivades en la direcció longitudinal.....	B.2
Taula B.2.	Màxims i mínims observats en les mitjanes de conjunt de les diferents derivades dels components coherents i incoherents en la direcció longitudinal.....	B.4
Taula B.3.	Màxims i mínims observats en el càlcul de la dissipació sobre dades a diferents velocitats de mostreig i filtres.....	B.5

## Índex de figures

---

Fig.2.1.	Túnel aerodinàmic de baixa turbulència.....	21
Fig.2.2.	Eixos de coordenades i estació de mesura.....	22
Fig.2.3.	Perfil de temperatura.....	23
Fig.2.4.	Perfil de velocitat longitudinal.....	23
Fig.2.5.	Configuració experimental UVT i experiments de la sèrie B.....	24
Fig.2.6.	Configuració experimental UVT i experiments de la sèrie A.....	25
Fig.2.7.	Configuració experimental HVT i experiments realitzats.....	26
Fig.2.8.	Configuració experimental VVT i experiments realitzats.....	26
Fig.2.9.	Definició d'ergodicitat.....	27
Fig.2.10.	Esquema de l'obtenció de la mitjana de conjunt.....	28
Fig.2.11.	Procés de reconeixement de formes "condicional".....	29
Fig.3.1.	Rodets de Grant (1958).....	39
Fig. 3.2.	Estructura típica de $u$ & $w$ en el pla $y^*=1.0$ . a) Rodet inicial simple, girant en sentit rellotge. b) Mitjana de conjunt associada a a) després de cinc iteracions. c) Rodet inicial simple, girant en sentit contrari a les agulles del rellotge. b) Mitjana de conjunt associada a c) després de cinc iteracions.....	40
Fig. 3.3.	Relació entre el rodet doble i la temperatura a $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de $u$ & $w$ . b) Mitjana de conjunt $u$ & $w$ després de 5 iteracions. c) Empremta de temperatura associada a b).....	41

Fig. 3.4.	Relació entre el salt de temperatura fred-calent i les fluctuacions de $u$ & $w$ a $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de temperatura. b) Mitjana de conjunt després de 5 iteracions. c) Empremta de $u$ & $w$ associada a b).....	42
Fig. 3.5.	Relació entre el salt de temperatura calent-fred i les fluctuacions de $u$ & $w$ a $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de temperatura. b) Mitjana de conjunt després de 5 iteracions. c) Empremta de $u$ & $w$ associada a b).....	43
Fig. 3.6.	Relació entre els components longitudinals de les fluctuacions de velocitat a $y^*=1.0$ . a) Isocontorns obtinguts a partir de l'empremta $u$ & $v$ de BHlouv. b) Isocontorns obtinguts a partir de l'empremta $u$ & $w$ de AHLouv.....	44
Fig. 3.7.	Desviacions de l'equació de continuïtat de la mitjana de conjunt, obtinguda en el pla $x-z$ a $y^*=1.0$ .....	45
Fig. 4.1.	Empremtes de les fluctuacions $u$ & $w$ de velocitat en diferents plans horitzontals. a) $y^*=2.25$ , b) $y^*=1.25$ , c) $y^*=1.0$ , d) $y^*=0.75$ , e) $y^*=0.25$ i f) $y^*=-0.25$ .....	58
Fig. 4.2.	Mitjana de conjunt de la component lateral, $v$ , de les fluctuacions de la velocitat, juntament amb els vectors de $u$ & $w$ , en el pla $y^*=1.0$ .....	60
Fig. 4.3.	Empremtes de les components $u$ & $v$ corresponents a diferents talls verticals. a) $z^*=1.0$ , b) $z^*=0.5$ , c) $z^*=0.0$ i d) $z^*=-0.5$ .....	61
Fig. 4.4.	Empremtes dels components $v$ & $w$ per diferents talls frontals. a) $x^*= 1.0$ , b) $x^*= 2.0$ , c) $x^*=2.5$ i d) $x^*=3.6$ .....	62
Fig. 4.5.	Empremtes teòriques que s'obtidrien al fer diferents talls als rodets de Grant. a) Pla $z-x$ corresponent a la Fig. 4.1c. b) pla $y-x$ , corresponent a la Fig. 4.3c i c) pla $z-y$ , corresponent a la Fig. 4.4d.....	63

Fig. 4.6.	Empremtes de velocitat i temperatura. a) Components $u$ & $w$ i temperatura en pla horitzontal $y^*=1.0$ , i b) components $u$ & $v$ i temperatura en pla vertical $z^*=0$ .....	64
Fig. 4.7.	Empremtes de vorticitat coherent, $\omega_i^*l_o/U_s$ . a) Vorticitat transversal, $\omega_z$ , al pla $y-x$ , $z^*=0.0$ , b) vorticitat lateral, $\omega_y$ , al pla $z-x$ , $y^*=1.0$ , c) vorticitat longitudinal, $\omega_x$ , al pla $z-y$ , $x^*=3.6$ i d) vorticitat longitudinal, $\omega_x$ , al pla $z-x$ , $y^*=1.0$ .....	66
Fig. 4.8.	Distribució sobre el pla horitzontal $y^*=1.0$ dels angles formats pels components $\omega_y$ i $\omega_x$ . .....	67
Fig. 4.9.	Relació entre l'angle d'inclinació de l'estructura (angle obtingut per la vorticitat), i la direcció de l'esforç tangencial. ....	68
Fig. 4.10.	Perfil de $100^*\partial U/\partial y^* l_o/U_s$ .....	68
Fig. 4.11.	Empremtes del component $xy$ de la velocitat de deformació. a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	69
Fig. 5.1.	Empremtes de $100\langle u \rangle^2/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	79
Fig. 5.2.	Empremtes de $100\langle v \rangle^2/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	80
Fig. 5.3.	Empremtes de $100\langle w \rangle^2/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=1.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	81
Fig. 5.4.	Empremtes d'energia cinètica turbulenta coherent, $100k_c/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	82
Fig. 5.5.	Empremtes de $100\langle u_r^2 \rangle/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	83
Fig. 5.6.	Empremtes de $100\langle v_r^2 \rangle/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	84
Fig. 5.7.	Empremtes de $100\langle w_r^2 \rangle/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	85

Fig. 5.8.	Empremtes d'energia cinètica turbulenta incoherent, $100k_r/U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	86
Fig. 5.9.	Funció indicadora de l'escala fina, FSTIF. a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	87
Fig. 6.1.	Intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp fluctuant, i pèrdues per dissipació.....	97
Fig. 6.2.	Intercanvi d'energia entre el flux mitjà, l'estructura coherent i el moviment incoherent, i pèrdues de cada escala per dissipació (Hussain, 1983).....	98
Fig. 6.3.	Empremtes de $100\langle u \rangle \langle v \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=1.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	99
Fig. 6.4.	Empremtes de $100\langle u_r v_r \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=1.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	100
Fig. 6.5.	Empremtes de dissipació, $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle * l_o^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	101
Fig. 6.6.	Empremtes d'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp coherent, $-\langle u \rangle \langle v \rangle \partial U / \partial y * 10^5 l_o / U_s^3$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	102
Fig. 6.7.	Empremtes d'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp incoherent, $-\langle u_r v_r \rangle \partial U / \partial y * 10^5 l_o / U_s^3$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	103
Fig. 6.8.	Empremtes d'intercanvi d'energia entre el camp coherent i el camp incoherent, $-\langle u_{ii} u_{jj} \rangle \partial u_{ci} / \partial x_j * 10^2 l_o / U_s^3$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	104
Fig. 7.1.	Esquema de la relació entre les empremtes de velocitat i temperatura i l'estructura coherent.....	110
Fig. A.1.	Funció indicadora de l'escala fina calculada a partir de la component lateral de les fluctuacions de velocitat, FSTIF <sub>v</sub> . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	A.3

Fig. A.2.	Funció indicadora de l'escala fina calculada a partir de la component transversal de les fluctuacions de velocitat, $FSTIF_w$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	A.4
Fig. B.1.	Empremtes de $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.7
Fig. B.2.	Empremtes de $\langle (\partial v / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.8
Fig. B.3.	Empremtes de $\langle (\partial w / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.9
Fig. B.4.	Empremtes de $\langle (\partial \langle u \rangle / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.10
Fig. B.5.	Empremtes de $\langle (\partial \langle v \rangle / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.11
Fig. B.6.	Empremtes de $\langle (\partial \langle w \rangle / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.12
Fig. B.7.	Empremtes de $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.13
Fig. B.8.	Empremtes de $\langle (\partial v_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.14
Fig. B.9.	Empremtes de $\langle (\partial w_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical $z^*=0.0$ i b) pla horitzontal $y^*=1.0$ .....	B.15
Fig. B.10.	Empremtes de $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ per diferents velocitats de mostreig (V.M.) i filtratges (F.) en el pla horitzontal a $y^*=1.0$ a) V.M.=5000 pt/s i F=1000 Hz, b) V.M.=5000 pt/s i F=2000 Hzi c) V.M.=2500 pt/s i F=1000 Hz.....	B.16



## Nomenclatura

---

D	Diàmetre del cilindre (m)
FSTIF	Funció indicadora de l'escala fina
Gr	Nombre de Grashof ( $Gr = g L^3 \Theta_0 / \nu^2 \Theta_1$ )
L	Longitud del cilindre (m)
Re	Nombre de Reynolds ( $Re = \rho D U_0 / \mu$ )
Ri	Nombre de Richardson ( $Ri = Gr / Re^2$ )
$S_{xy}$	Component xy de la velocitat de deformació mitjana(1/s)
$U_0$	Velocitat potencial (m/s)
$U_s$	Defecte màxim de la velocitat longitudinal (m/s)
U	Component mitjana de velocitat longitudinal (m/s)
V	Component mitjana de velocitat lateral (m/s)
W	Component mitjana de velocitat trasnversal (m/s)
i	Index de vector o matriu
j	Index de vector o matriu
k	Energia cinètica turbulenta
$l_0$	Mitja amplada del camp dinàmic (mm)
t	variable temps (s)
$s_{xy}$	Component xy de la velocitat de deformació fluctuant (1/s)
u	Component longitudinal de les fluctuacions de la velocitat (m/s)
v	Component lateral de les fluctuacions de la velocitat (m/s)
x	Coordenada longitudinal (m)
y	Coordenada lateral (m)
z	Coordenada transversal (m)
w	Component transversal de les fluctuacions de la velocitat (m/s)

$\Theta$	Component mitjana de la temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )
$\Omega$	Vorticitat mitjana (1/s)
$\varepsilon$	Dissipació
$\theta$	Fluctuacions de la temperatura ( $^{\circ}\text{C}$ )
$\omega_x$	Component longitudinal de la vorticitat (1/s)
$\omega_y$	Component lateral de la vorticitat (1/s)
$\nu$	Viscositat
$\omega_z$	Component transversal de la vorticitat (1/s)
$a'$	rms de la variable $a$
$\bar{a}$	Mitjana temporal de la variable $a$
$\langle a \rangle$	Mitjana de conjunt de la variable $a$
$\tilde{a}$	Component instantània de la variable de la variable $a$

UNIVERSITAT ROVIRA I VIRGILI  
ANÀLISI DE LA NATURALESA DE LES ESTRUCTURES COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE  
Antonio Vernet Peña  
DL:T-1558-2009 /ISBN: 978-84-692-4517-0

## Introducció

*En aquest primer capítol es fa un repàs a l'evolució en la investigació de les estructures de gran escala i de les tècniques emprades en el seu estudi. Es dedica un apartat específic a fer un recull de les definicions que diversos investigadors han donat de les estructures coherents, i es descriuen algunes de les característiques més importants de les mateixes. A l'últim apartat es presenten la motivació i els objectius d'aquest treball.*

## 1.1. Antecedents històrics

Es pot considerar que la història moderna de la investigació de la turbulència va començar amb O. Reynolds, que al 1895 va introduir el concepte de descomposició del camp instantani de velocitats amb camp mitjà i fluctuant. En la seva teoria definia, que qualsevol variable turbulenta es podia descomposar en una part mitjana ben definida i una part aleatòria. L'aplicació d'aquesta descomposició a les equacions de Navier-Stokes i el posterior amitjanament temporal, porten a un sistema d'equacions idèntic a l'original amb excepció dels termes d'esforç, actualment coneguts com tensor de Reynolds. Desafortunadament, aquest procediment porta a l'obtenció de més incògnites que equacions, pel que es fa necessari obtenir una relació entre el tensor de Reynolds i el camp mitjà de velocitat per poder tancar el sistema d'equacions. De fet aquesta descomposició ha estat el punt de partida de molts dels models teòrics de la turbulència (Tennekes i Lumley, 1982; Reynolds, 1976). Gran part dels esforços duts a terme pels investigadors han estat encaminats cap a l'obtenció d'aquesta relació, encara que aquesta és una qüestió que es manté oberta.

A partir dels experiment de O. Reynolds, la turbulència va ser considerada com un procés estocàstic caracteritzat per un ampli rang d'escala, tant espaials com temporals, només limitat per les dimensions del flux. No va ser fins als treballs pioners de Theodorsen (1952), Townsend (1956) i Grant (1958) en què es va definir l'existència d'estructures tridimensionals de gran escala en fluxos turbulents plenament desenvolupats. Theodorsen va predir que l'estructura predominant hauria de ser un vortex amb forma de ferradura (vortex  $\Lambda$ ). Townsend va definir l'existència d'escala diferents en el si d'un flux turbulent, el moviment de gran escala responsable dels processos de transport i l'escala fina, dissipativa, mentre que Grant va realitzar mesures de coeficients de correlació entre quantitats fluctuants. Townsend i Grant van deduir dos tipus d'estructures de gran escala -estructures coherents-, els dolls de barreja (mixing jets) i els rodets dobles, que suposaren responsables del control dels processos de transport turbulent en el flux.

L'evolució de les tècniques experimentals i, sobre tot, la introducció dels ordinadors com a eines de laboratori, tant per al control i adquisició de dades (p.e. tècniques de mostreig condicional), com en l'anàlisi de les dades experimentals (p.e. tècniques de reconeixement de formes), van donar una gran empenta a les investigacions sobre estructures coherents. El creixent interès en l'estudi de les estructures coherents i la seva acceptació com a moviments organitzats en el si dels fluxos turbulents es fa evident als anys setanta amb la celebració d'un "Colloquium on Coherent Structures in Turbulence" (Davies i Yule, 1975)

Els resultats de l'aplicació de tècniques de visualització de fluxos (p.e. Taneda, 1959; Keffer, 1965; Cimbala et al, 1988) van corroborar l'existència d'estructures de gran escala en l'estela llunyana. Així mateix, els experiments de visualització de Brown i Roshko (1974) van portar a la detecció d'estructures altament ordenades i determinístiques en una zona de barreja, independentment del nombre de Reynolds pel que fa a les estructures de gran escala (Roshko, 1976). Malgrat els bons resultats obtinguts, aquestes tècniques tenen una sèrie de limitacions com pot ser la ràpida (turbulenta) difusió dels marcadors (tinta, fum, etc) en el flux, el que impedeix seguir la seva evolució durant un temps llarg.

Per altra banda, l'evolució de les tècniques d'anemometria de fil calent van proporcionar una eina molt potent per tal de poder realitzar una acurada adquisició de dades, que posteriorment es podrien analitzar utilitzant tècniques com el mostreig condicional (Fabris, 1974; Barsoum et al., 1978; LaRue i Libby, 1974a,b; Antonia, 1981), la descomposició ortogonal (Payne i Lumley, 1967; Lumley, 1967), el reconeixement de formes (Mumford, 1983; Ferré i Giralt, 1989a,b; Ferré et al., 1990; Giralt i Ferré, 1993; Kopp, 1995; Kopp et al., 1995; Pons, 1996; Vernet et al., 1996a,b), entre d'altres, amb les que es van poder identificar part de la topologia i importància de les estructures coherents en els fenòmens de transport que caracteritzen els processos turbulents. Per altra banda, l'evolució en els darrers anys de les eines informàtiques han permès l'aparició de noves tècniques d'anàlisi entre les que es troba l'utilització de les xarxes neuronals (Ferré-Giné, 1996a,b).

La tècnica de mostratge condicional està basada en el càlcul d'una funció indicador introduïda en principi per Corrsin i Townsend per detectar el factor d'intermitència entre zones turbulentes-no turbulentes (Zucherman, 1988). Aquesta funció indicador pot estar definida en funció de la velocitat o de les seves derivades (Boisson et al., 1983 o Ferré et al., 1990) o a partir de les fluctuacions de la temperatura (LaRue i Libby, 1974a; Keffer et al., 1977 o Fabris, 1979). Emprant aquesta tècnica Fabris (1979) va mesurar les mitjanes condicionals i incondicionals del camp mitjà i fluctuant, les correlacions triples (Fabris, 1983a) i les densitats de probabilitat (Fabris, 1983b) de diferents variables turbulentes. Browne et al. (1986) es va centrar en la mesura del camp de velocitats, mentre que Antonia et al. (1987) va mesurar diferents quantitats d'interés, com la dissipació, producció, l'energia cinètica turbulenta, entre d'altres. Amb aquesta tècnica s'obté una bona representació física de les estructures existents en el flux, però aquestes estructures resultants són molt sensibles a les condicions de selecció triades (Kevlahan et al., 1994).

Payne i Lumley (1967) van analitzar les dades obtingudes per Grant (1958) emprant la tècnica de descomposició ortogonal desenvolupada per Lumley (1967), confirmant l'existència d'estructures de gran escala similars a les descrites per Grant. El problema que presenta la tècnica de descomposició ortogonal, és que la interpretació física dels seus resultats és poc clara, així, el primer mode propi no és una estructura típica del flux, encara que conté la major part de l'energia (Kevlahan et al., 1994).

Per la seva banda, Mumford va aplicar tècniques de reconeixement de formes per tal d'extreure les empremtes típiques del camp de velocitat produïdes per un jet (Mumford, 1982) i per una estela (Mumford, 1983), obtenint també evidències de l'existència del doble rodet definit per Grant (1958) com a estructura principal. Emprant la mateixa tècnica, Ferré i Giralt(1989a,b) van identificar també el rodet doble de Townsend i Grant. Kopp et al.(1995), van trobar una forta evidència del vortex  $\Lambda$  en una estela turbulenta plana sotmesa a una distorsió uniforme. Vernet et al. (1996) van concloure que tant el rodet doble com el doll de barreja estaven relacionats, sent només diferents aspectes d'una mateixa estructura, el vortex  $\Lambda$  predit per Theodorsen.

LaRue i Libby (1974b), Fabris (1979), Browne et al. (1986), i Antonia et al. (1987) han utilitzat el mostratge condicional fent servir la temperatura com a indicador passiu de l'estructura. Aquest procediment és semblant a l'emprat per Pons (1996) i al que es farà servir en aquest treball, com es mostrarà més endavant. Browne et al. (1986) i Antonia et al. (1987) van identificar estructures en l'estela llunyana en mode alternat, semblants a les existents en l'estela propera, encara que, a diferència d'aquestes, les estructures en l'estela llunyana no haurien de ser quasi-bidimensionals, sinó plenament tridimensionals. També van estudiar termes com la dissipació, producció, transport d'energia, etc., associats a l'estructura coherent, i sobretot associats al punts crítics, que normalment van lligats a l'estructura. Per la seva banda Fabris (1979), emprant també la temperatura com a marcador de l'estela generada per un cilindre, va estudiar les correlacions triples dels components fluctuants de la velocitat i temperatura, que van lligats profundament amb el transport d'energia i moment.

Emprant les xarxes neuronals s'ha analitzat l'estela generada per un cilindre a  $x/D=30$  i  $x/D=150$  en el pla horitzontal ( Ferré-Giné et al., 1996a) i a  $x/D=420$  (Ferré-Giné et al., 1996b) obtenint diferents tipus d'estructures que coexisteixen en el flux turbulent, tant a l'estela llunyana com a l'estela intermitja, com són els rodets simples, sentit rellotge i sentit contrari al rellotge, pous, fonts, 4 tipus diferents de punts de cadira i moviments tipus doll.

Theodorsen(1952) i Giralt i Ferre (1993) ja van especular amb l'importància que tenien les estructures amb forma de ferradura (vortex  $\Lambda$ ) en el manteniment de la correlació entre les fluctuacions de la component lateral de la velocitat i la component longitudinal, i per tant que aquestes estructures haurien de jugar un paper important en el procés de transferència de la quantitat de moviment.

Existeixen diferents hipòtesis pel que fa a l'origen de les estructures coherents trobades a l'estela llunyana. Browne et al. (1989) van suggerir la possibilitat de que les estructures de l'estela llunyana tinguessin els seus orígens en l'estela propera, potser immediatament darrera del cilindre. Així, els vortex principals existents en l'estela propera es podrien destruir



degut a l'interacció entre ells, però els vortex secundaris podrien sobreviure grans distàncies (Zhou i Antonia, 1995). Aquestes estructures secundàries anomenades "ribs", són estructures amb vorticitat longitudinal i lateral existents en l'estela propera i mostrades per diversos autors (Hayakawa i Hussain, 1989; Mi i Antonia, 1996). Per altra banda, Huang et al (1995) van analitzar l'estela generada per un cos porrós, on inicialment no es pot observar l'existència de remolins de Karman, on l'estela propera presenta una organització gairebé tridimensional amb remolins de escala fina, aquests remolins es reorganitzen i interaccionen entre ells fins donar lloc a unes estructures quasi-periodiques i essencialment bidimensionals semblants als remolins de Karman, que evolucionen per donar lloc a estructures similars a les obtingudes per esteles que inicialment presenten remolins de Karman. Es possible doncs, que l'estructura amb la que ens trobem a l'estela llunyana sigui una evolució dels "ribs" que connecten els remolins de Karman o dels mateixos remolins de Karman. En aquest treball no s'analitza l'evolució de les estructures detectades, sino que es fa un estudi de l'estructura obtinguda a l'estela llunyana, sense tenir en compte els seus orígens.

## 1.2 Les estructures coherents

La definició d'estructura coherent és tan ampla i diversa que mereix dedicar-hi un apartat especial. En la literatura també se les anomena estructures de gran escala, moviments organitzats o remolins coherents. Es podria dir que cada investigador en el camp de les estructures coherents té la seva pròpia definició, o com a mínim té una visió personal de les característiques que les defineixen. Per altra banda, diferents mètodes d'obtenció de les estructures del camp turbulent (Reconeixement de formes, descomposició ortogonal, mostratge condicional, etc.) s'han desenvolupat basant-se en les definicions d'estructura coherent.

D'acord amb la definició de Hussain (1983 i 1986) una estructura coherent és "... a connected turbulent fluid mass with instantaneous phase-correlated vorticity over its spatial extent ...". Per altra banda, Ferre i Giralt (1989a) la defineixen com "... a turbulent ordered motion in a wide sense as a flow organization, characterized by some typical velocity, vorticity, etc.

distribution over a spatial region, which is frequently recurring, even though in most cases at random intervals, and is capable of yielding a statistically significant ensemble-average ...".

Es pot considerar que una bona manera de definir les estructures coherents és la d'enunciar algunes de les seves característiques, les més importants de les quals es descriuen seguidament:

- (i) Són moviments de gran escala, repetitius, que coexisteixen amb l'escala fina de la turbulència.
- (ii) Ocupen una part important del flux, i contenen una part important de l'energia turbulenta del flux.
- (iii) Espacialment són excloents, és a dir, una part del fluid pot formar part d'una estructura o d'un altra, però mai de dues alhora.
- (iv) No tenen necessàriament una periodicitat, es troben de forma aleatòria en el si del flux, però en canvi sí que tenen una orientació definida.
- (v) Tenen una gran importància en els processos de barreja, engoliment i transport d'energia.
- (vi) Són fortament tridimensionals.
- (vii) Poden interaccionar entre elles, això implica aparellament i divisió.
- (viii) Es troben completament situades dins de la regió turbulenta de l'estela.
- (ix) Tenen unes empremtes de velocitat que les fan detectables.

### 1.3 Justificació i objectius.

Tal com s'ha descrit en els apartats anteriors, l'existència de les estructures coherents està fermament acceptada. Malgrat aquesta acceptació queden multitud d'incògnites en el paper que juguen aquestes estructures en fenòmens com el transport turbulent d'energia o moment. També queden infinitud d'indeterminacions en les característiques de les pròpies estructures, així com en el seu procés de creació, evolució i interacció amb el medi turbulent que les envolta. Aquest treball pretén avançar una mica més en el coneixement del que són les estructures coherents i com es relacionen amb l'entorn turbulent.

En primer lloc s'estudiarà l'organització tridimensional d'aquestes estructures en l'estela turbulenta plenament desenvolupada i generada per un cilindre, emprant la temperatura com a marcador del pas d'aquestes estructures i aplicant una tècnica "condicional" de reconeixement de formes. Per altra banda també es tractarà d'establir quina és la relació existent entre el camp dinàmic i el camp tèrmic, tant en el pla homogeni com en el pla vertical.

En segon lloc, s'estudia la relació que existeix entre l'estructura coherent i el transport d'energia i moment, els diferents components del tensor de Reynolds, de l'escala fina, la dissipació i la producció d'energia.

Per últim, fent un recull de tota la informació obtinguda, s'intentarà establir un model del paper que juguen les estructures coherents en el procés d'engoliment i l'obtenció d'una base fenomenològica, que pugui portar a un major apropament a la solució de les incògnites que encara té l'estudi de la turbulència.

---

## Equip experimental i tècniques d'anàlisi

*En aquest capítol es descriuen els experiments realitzats i les tècniques d'anàlisi utilitzades. Formen part de l'equipament experimental emprat: el túnel aerodinàmic de baixa turbulència de l'E.T.S. d'Enginyeria Química de la Universitat Rovira i Virgili, un equip complet d'anemometria de fil calent i un sistema d'adquisició de dades suportat en un ordinador Macintosh IIx. El tractament de les dades s'ha realitzat en una estació de treball HP i un PC-Pentium amb sistema Linux (unix). Pel que fa a les tècniques d'anàlisi, es descriu breument la tècnica de reconeixement de formes desenvolupada per Ferré (1986). Un aspecte important en l'anàlisi de les dades és el tipus de descomposició feta sobre les diferents variables del sistema, en l'apartat 2.6 es mostren els diferents tipus de descomposicions possibles, emfasitzant la descomposició de Reynolds i la descomposició triple, emprades en aquest treball.*

## 2.1. Túnel de vent

El túnel aerodinàmic de baixa turbulència (Fig.2.1), va ser construït a principis de la dècada dels 80. Està format per tres parts ben diferenciades. La primera és una zona de contracció de relació 9:1 precedida per dos filtres de tela i un rusc d'abella que proporcionen a l'entrada de la zona d'experimentació un flux potencial amb una intensitat de turbulència inferior al 0.4%. La segona zona és la d'experimentació, que té una secció de 600x600 mm i una longitud de 3000 mm. La tercera part es una zona de relaxació del flux, al final d'aquesta es troba l'aspirador de pales i el motor que l'acciona. Altres detalls del túnel aerodinàmic es poden trobar a Diaz (1982) i Gavalda (1983).

## 2.2. Equip anemomètric

Per realitzar la part experimental d'aquest treball s'han utilitzat dos conjunts diferents d'equips anemomètrics. El primer està format per 8 unitats principals tipus Disa 55M01 a les que es pot acoblar un pont de Wheastone que operi a temperatura -resistència- constant (unitat Disa 55M10) per tal de realitzar mesures de velocitat, o un pont que operi a intensitat constant (unitats Disa 55M20) per tal de mesurar temperatures. El segon conjunt d'equips anemomètrics està compost per 8 unitats Dantec 55C01 que treballen a resistència constant, pel que només es poden emprar en la mesura de velocitats.

Per mesurar velocitats s'han emprat sondes de dos fils en X ( model 55P61) de platí-tungsté de 5  $\mu\text{m}$  de gruix i 1.25 mm de longitud, el factor de reescalfament al que operen és 0.8. Aquestes sondes mesuren dos components del vector velocitat simultàniament ( $u$  &  $v$  o  $u$  &  $w$ ). Per la mesura de temperatura s'han emprat sondes d'un sol fil (model 55P31) de longitud 0.4 mm i gruix de 1  $\mu\text{m}$ , les quals estan ajustades a una sensibilitat de 100 mV/°C per una intensitat de l'ordre de 0.2 mA. Ferré et al. (1989a) presenta un bon resum del funcionament dels ponts de Wheastone i de la

calibració de les sondes anemomètriques. Per altra banda Kawall et al. (1983) van realitzar un estudi exhaustiu dels errors que es cometen al realitzar les estimacions de diferents variables emprant l'anemometria de fil calent. Per exemple l'error comès a l'estimar  $u'$  o  $v'$  (rms dels component de la velocitat) a partir de  $u$  o  $v$  (fluctuacions de la velocitat) és inferior al 2% quan la intensitat de turbulència és inferior al 5%.

### 2.3. Adquisició de dades

La part més important de l'adquisició de dades és el convertidor analògic-digital, que permet discretitzar els senyals analògics de voltage, provinents dels diferents anemòmetres, convertint-los en senyals discrets en el temps, es a dir mostrejats a intervals regulars, i discrets en el seu valor, o sigui com a codi binari.

El convertidor A/D està format per dues plaques d'adquisició de dades National Instruments NB-MIO-16H-9 que poden suportar fins a 16 canals d'entrada en configuració de terra comú, o 8 en configuració diferencial. El convertidor té un comptador de 12 bits, pel que l'interval de voltatges d'entrada (- 10,+10 V) es pot discretitzar en  $2^{12} = 4096$  parts diferents, es té, doncs, una precisió de 5mV en un interval de 20V.

La programació i manipulació del convertidor es fa a través de programes realitzats amb LabVIEW, que és un software de National Instruments de programació gràfica. Detalls dels programes emprats en el control del convertidor es poden trobar a Pons (1996).

### 2.4. Condicions Experimentals

Per generar l'estela, s'ha emprat un cilindre de  $D=15$  mm de diàmetre extern i  $L=600$  mm de longitud, fixat a l'entrada de la zona d'experimentació, perpendicular a la direcció principal del flux i a una alçada de 290 mm del terra del túnel. La posició del cilindre s'ha agafat com a origen de coordenades (Fig.2.2).

Tenint en compte les dimensions del cilindre s'obté una relació  $L/D=40$  i una relació entre l'àrea del túnel i la del cilindre (blocatge) de 2.5 %. En l'interior del cilindre hi ha allotjada una resistència de 48  $\Omega$  que s'ha fet funcionar a 200 V i 4 A per tal d'escalfar el flux i obtenir en l'estació  $x/D=150$  un increment màxim de temperatura de 1.6°C (Fig 2.3). Com a conseqüència de l'escalfament del cilindre, es podria argumentar que es produeix un important efecte de flotació del fluid durant el temps que necessita per poder arribar a l'estació de mesura. Per tal de mesurar quin és aquest efecte a  $x/D=150$  s'ha calculat el nombre de Richardson ( $Ri$ ), que es defineix com la relació entre el nombre de Grashof ( $Gr = g l^3 \Theta_0 / \nu^2 \Theta_1$ ) i el Reynolds ( $Re$ ) al quadrat. El resultat d'aquesta relació és  $5 \cdot 10^{-5}$ , que és un nombre suficientment petit per tal de poder afirmar que la temperatura actua com un contaminant passiu.

Pel que fa als suports de les sondes de velocitat i de temperatura, s'han realitzat dues configuracions diferents. Estudis previs en els que es mostren estructures del flux turbulent (Mumford, 1983 i Ferré, 1986) han aconsellat un espaiat entre sondes de  $0.5 l_0$ , el que permet que es pugui mostrejar una estructura completa ( $l_0$  és la mitja amplada del camp dinàmic que correspon a 60 mm a l'estació  $x/D=150$ ). Aquest espaiat s'ha mantingut en les dues configuracions del suport, tant per les sondes de velocitat com per les de temperatura.

La velocitat potencial del flux s'ha mantingut pràcticament constant i igual a  $U_0=10.0$  m/s durant tots els experiments. El Reynolds referit a la velocitat potencial del flux i al diàmetre del cilindre és 9700. Els senyals de voltatge provinents dels anemòmetres han estat filtrats amb un filtre passa-baixos a 2000 Hz i mostrejats a 5000 Hz durant 40 segons, per tant en cada canal s'han enregistrat 200.000 punts. La freqüència de mostrejat és més del doble de la freqüència del filtre passa-baixos de manera que s'elimina l'efecte d'aliasing.

L'aplicació de la hipòtesi de Taylor (Hinze, 1975) permet convertir la coordenada temporal en coordenada longitudinal,  $x$ , mitjaçant  $U_0$  i s'ha emprat  $l_0$  com escala de longitud per tal de normalitzar les distàncies, es a dir  $x^* = -U_0 t / l_0$ ,  $y^* = y / l_0$  i  $z^* = z / l_0$ . Les fluctuacions dels components de la velocitat han estat normalitzades com  $u^* = u / U_S$ ,  $v^* = v / U_S$  i  $w^* = w / U_S$ , on

$U_S=0.83$  m/sec és l'escala de velocitat, que correspon al defecte màxim de velocitat (Fig. 2.4), de fet en tot aquest treball es presentaran les variables normalitzades, pel que la notació \* a partir d'ara no es fa servir per tal de simplificar les equacions. Les fluctuacions de temperatura s'han normalitzat pel rms local, es a dir  $\theta^*=\theta/\theta'$ . Per altra banda U, V i W ( $=0$ ) són les mitges de les components longitudinals, laterals i transversals de la velocitat. Els rms dels diferents components de la velocitat a diferents  $y^*$  es poden veure a la taula 2.1, mentre que per la temperatura el valor a  $y^*=1.0$ , que és la posició del rast de detecció d'estructures, com es veurà més endavant, és de  $\theta'=0.35$  K .

Bàsicament, s'han emprat tres configuracions de sondes en la realització dels experiments presentats en aquest treball. La primera configuració (configuració UVT, Fig. 2.5 i 2.6) està formada per dos rast, un rast mòbil paral.lel al cilindre, format per 6 sondes en X entre les que hi ha una distància de 30 mm, que correspon a  $0.5 l_0$ , i un rast fix a  $y^*=1.0$  i que suporta 4 sondes de temperatura, entre les quals també és manté un espaiat de  $0.5 l_0$ , aquestes estan col.locades espaiament de forma que el rast de sondes de velocitat poden creuar-les. Amb aquesta configuració s'han realitzat dues sèries d'experiments, la sèrie B ( Fig. 2.5) en què les sondes en X mesuren els components instantanis u & v de la velocitat, i la sèrie A (Fig.2.6) en què les sondes de velocitat estaven girades, de forma que els components instantanis de la velocitat que es mesuren són u & w.

La segona configuració (HVT, Fig. 2.7), és un rast paral.lel al cilindre situat a  $y^*=1.0$ , està compost per 6 sondes de temperatura espaiades  $0.5 l_0$ , entre les quals hi ha intercalades 5 sondes de velocitat, per tant l'espaiat entre sondes de velocitat i de temperatura és de  $0.25 l_0$ . Amb aquesta configuració s'han realitzat dos experiments, un en què les sondes en X sensaven u & v i un altre en que sensaven u & w.

La tercera configuració (VVT, Fig. 2.8), és idèntica a l'anterior pel que fa a la disposició de les sondes de velocitat i temperatura i al seu espaiat, la diferència és que aquest rast té una orientació vertical respecte al cilindre. D'igual forma amb aquesta disposició de sondes s'han realitzat dos



experiments, un per sensar les components  $u$  &  $v$  de la velocitat i un altre per sensar les components  $u$  &  $w$ .

## 2.5. Mitjanes de conjunt

El concepte de mitjana de conjunt és de fonamental interès en tot aquest treball, per tant és important definir-ho de forma que quedi clar el seu significat. Tal com s'explicarà en l'apartat 2.6, qualsevol variable turbulenta es pot definir com la suma d'una component mitjana i una component fluctuant (descomposició de Reynolds):

$$\tilde{u}_i(t) = U_i + u_i(t) \quad (2.1)$$

On la component mitjana, invariable en el temps, es pot definir com:

$$U_i = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{t=t_0+1}^{t_0+T} \tilde{u}_i(t) \quad (2.2)$$

S'ha definit  $U_i$  mitjançant una mitjana temporal perquè, de fet, es fa l'hipòtesi de que essent la turbulència estacionaria (independent de  $t_0$ ) també és ergòdica, o sigui, les mitjanes temporals són equivalents a les mitjanes de conjunt (Bendat i Piersol, 1971), esquemàticament es pot observar aquesta igualtat en la figura 2.9.

Es a dir, si es realitzen una sèrie de  $N$  experiments, es pot considerar que un flux és ergòdic si es compleix l'igualtat 2.3 per qualsevol experiment  $k$ , i per qualsevol temps  $t_m$ , per tant la condició necessària d'ergodicitat és la estacionaritat.

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T \tilde{u}^k(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{u}^n(t_m) \quad (2.3)$$

De fet, la definició d'ergodicitat implica que la mitjana de conjunt també es podria fer sobre un únic experiment:

$$\langle \tilde{u}(t) \rangle = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{u}_i(t + t_n) \quad (2.4)$$

essent  $t_n$  temps aleatoris seleccionats amb l'única restricció que compleixin la mateixa característica que tenen els experiments independents. Per tant l'interval de temps entre  $t_n$  i  $t_{n+1}$  ha d'ésser prou gran com per assegurar que l'autocorrelació del senyal turbulent, velocitat en aquest cas, ha anat fins a zero. Aquesta mitjana de conjunt, si els  $t_n$  es seleccionen a l'atzar complint la restricció anterior, és idèntica a la mitjana temporal. Ara bé, si la selecció del  $t_n$  es fa lligada a un criteri de selecció específic, aquesta mitjana de conjunt perd la seva igualtat amb la mitjana temporal i esdevé una "mitjana condicional".

Si, a més a més, es fa la hipòtesi de que les estructures de gran escala no canvien significativament durant el temps que triguen a creuar les sondes (ja que tenen una elevada velocitat de convecció) es pot convertir la coordenada temporal dels senyals en una coordenada espacial mitjançant la transformació  $\Delta x = \Delta t U_0$ . En aquest cas, l'obtenció de mitjanes condicionals per temps consecutius  $\langle u(t+1) \rangle$ ,  $\langle u(t+2) \rangle$ , .....  $\langle u(t+t_m) \rangle$ , que notarem com  $\langle u(t=1, t_m) \rangle$ , es poden interpretar com mapes espacials de les empremtes de les estructures coherents sobre els anemòmetres (Fig. 2.10).

## 2.6. Descomposició del camp de velocitats

Una part important en el tractament de les dades instantànies de velocitat o temperatura obtingudes, és el tipus de descomposició que se'ls hi aplica, sobretot a l'hora de trobar una relació entre les equacions del moviment i els diferents paràmetres calculats.

La primera descomposició proposada de les variables turbulentes, va ser la postulada per O. Reynolds, la qual afirmava que en un flux turbulent estacionari, qualsevol variable turbulenta instantània mesurada en un punt de l'espai es podia descomposar com (Hinze, 1975):

$$\tilde{u}_i(t) = U_i + u_i(t) \quad (2.5)$$

Aquest tipus de descomposició va portar a què durant molts anys la turbulència s'estudiés de forma merament estadística, provocant que moltes de les característiques dels fluxos turbulents quedessin ocultes darrere

d'aquesta visió estocàstica de la turbulència. Així durant els anys 20 i 30 les mesures del camp mitjà van portar al desenvolupament de les primeres teories fenomenològiques del transport de quantitat de moviment -Prandtl- i de vorticitat -Taylor- (Schlichting, 1972). Els avanços teòrics i tècnics en l'estudi de la turbulència van portar al descobriment d'estructures organitzades. Aquesta nova visió de la turbulència ha fet desenvolupar dos nous tipus de descomposició de les variables, la descomposició doble (Hussain, 1977) i la descomposició triple (Reynolds i Hussain, 1972; veure també Hussain, 1983 i 1986) que fan ús del concepte de mitjana de conjunt, definida en l'apartat 2.6.

Així, la descomposició doble es defineix com:

$$\tilde{u}_i(\mathbf{x}, t) = \langle \tilde{u}_i(\mathbf{x}, t) \rangle + u_{ri}(\mathbf{x}, t) \quad (2.6)$$

on  $\langle \tilde{u}_i \rangle$  és la mitjana de conjunt de la variable analitzada i  $u_{ri}$  és la fluctuació aleatòria. Fet d'aquesta manera  $\langle \tilde{u}_i \rangle$  incorpora el camp mitjà. Per eliminar-lo és més adient la descomposició triple, definida com:

$$\tilde{u}_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x}) + \langle u_i(\mathbf{x}, t) \rangle + u_{ri}(\mathbf{x}, t) \quad (2.7)$$

on  $\langle u_i \rangle = u_{ci}$ . Tal com es pot veure, hi ha una component mitjana,  $U_i$ , i dues componets fluctuants, la coherent,  $u_{ci}$ , i la incoherent o aleatoria,  $u_{ri}$ . Comparant la descomposició de Reynolds (eq 2.5) amb la descomposició triple (eq 2.7) es pot veure que en aquesta darrera, les fluctuacions respecte la mitjana de la variable estudiada es descomposen en una part coherent i una aleatòria.

En el present treball s'empra la descomposició de Reynolds en combinació amb la descomposició triple, estudiant-se sempre les fluctuacions de les velocitats o temperatures i deixant de banda la component mitjana. Com a conseqüència de l'aplicació d'aquest tipus de descomposició a les equacions de transport (Hussain 1983) és poden estudiar les contribucions degudes a les estructures coherents i les degudes als moviments aleatoris de la turbulència. Per exemple, el tensor de Reynolds es pot descomposar com:

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_{ci} u_{cj}} + \overline{u_{ri} u_{rj}} \quad (2.8)$$

De fet l'equació 2.8 és certa sempre que s'analitzi tot el flux. En aquest treball es fa servir mitjanes de conjunt, per tant s'està seleccionant únicament una part del flux, la que esta correlacionada amb una empremta inicial, per tant l'equació 2.8 es pot escriure com

$$\overline{\langle u_i u_j \rangle} = \overline{u_{c_i} u_{c_j}} + \overline{\langle u_{r_i} u_{r_j} \rangle} \quad (2.9)$$

Es a dir, la mitjana de conjunt d'un producte de variables fluctuants es pot expressar com el producte dels components coherents d'aquestes variables, més la mitjana de conjunt de la part aleatòria de les senyals.

En aquest treball no s'analitzen les mitjanes temporals de cada variable, sino que s'estudia com es ditribueixen i relacionen les diferents magnituds amb l'estructura coherent, es a dir es presenta la distribució espacial de les diferents magnituds, de forma que si es fes una mitja temporal sobre aquestes distribucions s'obtindrien les mitjanes representades en l'equació 2.9. Al no aplicar la mitjana temporal l'equació 2.9 es pot assimilar a:

$$\langle u_i u_j \rangle = u_{c_i} u_{c_j} + \langle u_{r_i} u_{r_j} \rangle \quad (2.10)$$

En aquest treball es fa un èmfasi en l'anàlisi d'aquests mapes i no en les mitjanes temporals, fent servir el raonament anterior per totes les variables estudiades.

## 2.8. Reconeixement de formes

El mètode de reconeixement de formes emprat és bàsicament el desenvolupat per Ferré (1986) (vegis també Ferré i Giralt, 1989a), encara que sobre la versió original s'han realitzat algunes modificacions. Aquest mètode, selecciona les diferents finestres de dades que s'utilitzaran en el càlcul de la mitjana de conjunt que caracteritzarà una determinada estructura coherent, mitjançant un coeficient de correlació que mesura la semblança entre les dades de velocitat o temperatura i un patró inicial.

El primer pas és la construcció d'una empremta típica de velocitat (o temperatura) inicial. Aquesta empremta es correlaciona amb les dades

experimentals (senyals de velocitat o de temperatura). Les posicions on la correlació sobrepassa un cert valor llindar són seleccionades i emmagatzemades per tal de calcular la mitjana de conjunt. Aquest procés és iteratiu, és a dir una vegada s'ha trobat la primera mitjana de conjunt, aquesta es fa servir com a nova empremta inicial i es torna a correlacionar amb les dades, obtenint una segona mitjana de conjunt. Aquest procés es va repetint fins que es minimitza la diferència entre dues mitjanes de conjunt consecutives.

Tal com s'ha indicat abans, el procés de reconeixement de formes es pot dur a terme sobre senyals de velocitat o sobre senyals de temperatura. L'adquisició simultània de dades -velocitat i temperatura-, dóna l'opció de realitzar el reconeixement de formes sobre les senyal de velocitat i obtenir les de temperatura associades o a l'inversa, fent el reconeixement de formes sobre els senyals de temperatura i obtenir les empremtes de velocitat que hi estan associades. Les mitjanes de conjunt de velocitat i de temperatura obtingudes d'aquesta forma haurien de ser totalment coincidents, de manera que s'han de poder associar les estructures del camp dinàmic i les del camp tèrmic (Vernet et al., 1996a,b; Pons, 1996). La figura 2.11 mostra de forma esquemàtica el procés emprat en el reconeixement de formes "condicional".

Aquest tipus d'anàlisi es pot veure com un tipus de mostreig condicional, semblant a l'utilitzat per Browne et al.(1986) o Antonia et al.(1987), encara que el seu mètode conté, com a mínim, tres diferències importants respecte l'emprat aquí. Primer, aquests autors van utilitzar els gradients de temperatura per aplicar el seu mostreig condicional, mentre que en aquest treball la trobada dels gradients es fa via contorns del camp fluctuant de temperatura, es a dir, no es correlaciona únicament el gradient de temperatura, sino que es busquen estructures ben definides. Segon, el seu procediment de mostreig condicional no permet diferents iteracions, mentres que el presentat aquí es un procés iteratiu. Tercer, el seu procediment requereix que les estructures estiguin agrupades de forma alternada, mentres que aquí s'identifiquen estructures individuals, independentment del tipus d'agrupació a la que pertanyin.

L'algoritme inicial de reconeixement de formes s'ha modificat i ampliat de forma que fa possible el càlcul de diferents paràmetres turbulents associats a l'estructura detectada, com poden ser el component aleatori i el coherent de l'energia cinètica turbulenta, o els termes de producció i dissipació d'energia, entre d'altres, que en els següents capítols es desenvoluparan.

$y^*$	$u'$ (m/s)	$v'$ (m/s)	$w'$ (m/s)
2.0	0.05	0.06	0.04
1.5	0.17	0.12	0.13
1.0	0.27	0.18	0.19
0.5	0.31	0.19	0.20
0.0	0.28	0.21	0.22
-0.5	0.29	0.21	0.23

Taula 2.1. Valors de rms de les fluctuacions dels components  $u, v$  i  $w$  de la velocitat.

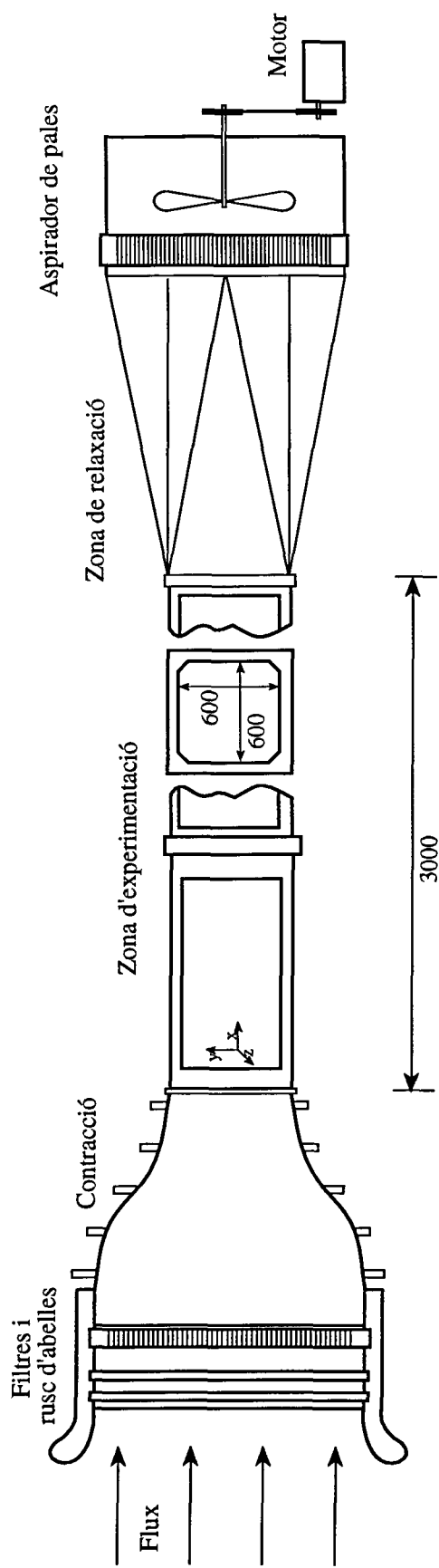


Fig.2.1. Túnel aerodinàmic de baixa turbulència. (Dimensions en mm)



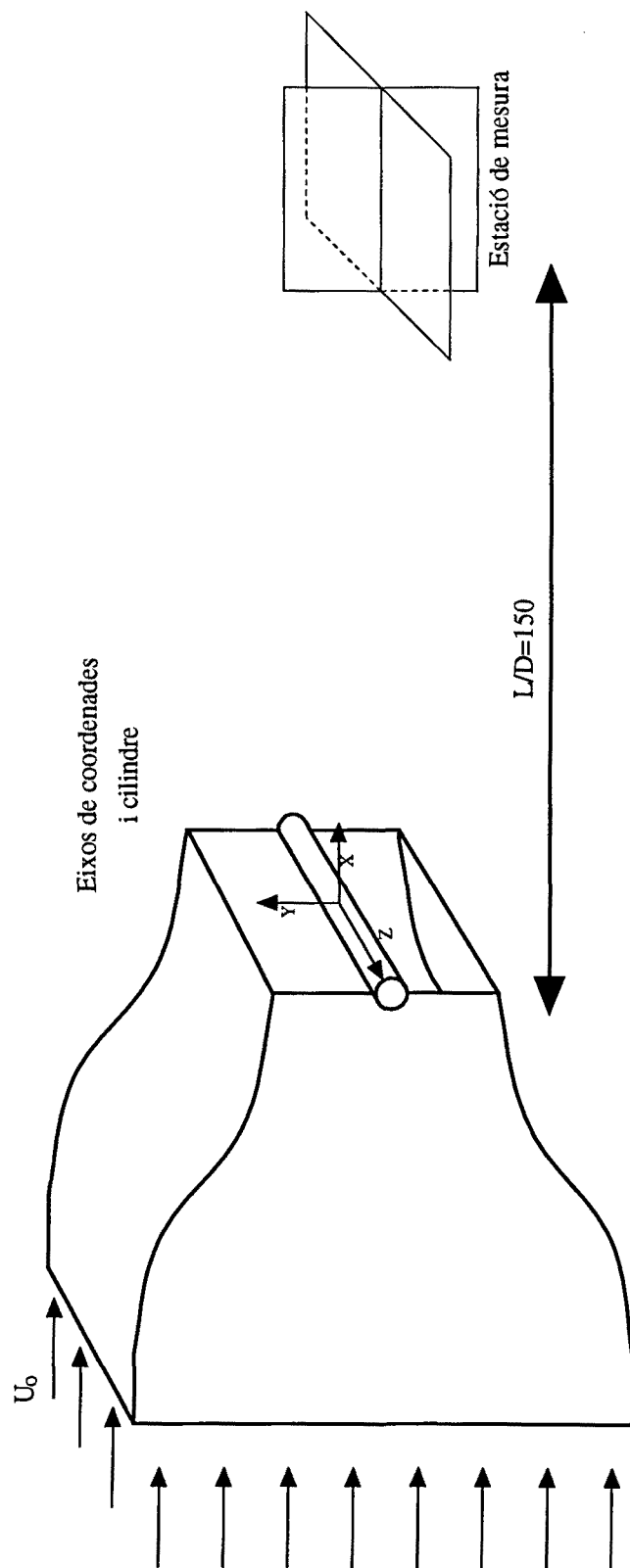


Fig.2.2. Eixos de coordenades i estació de mesura

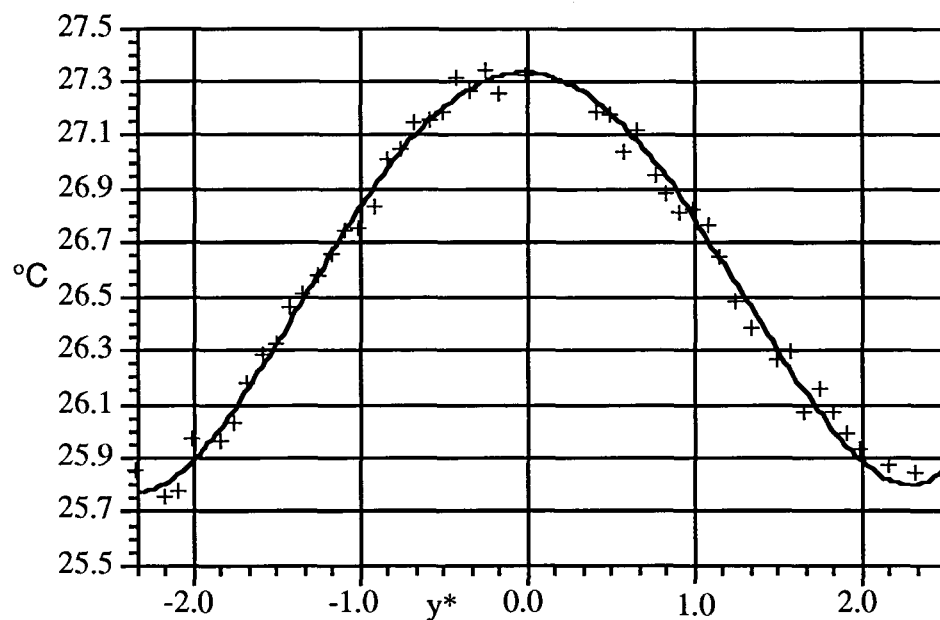


Fig.2.3 Perfil de temperatura

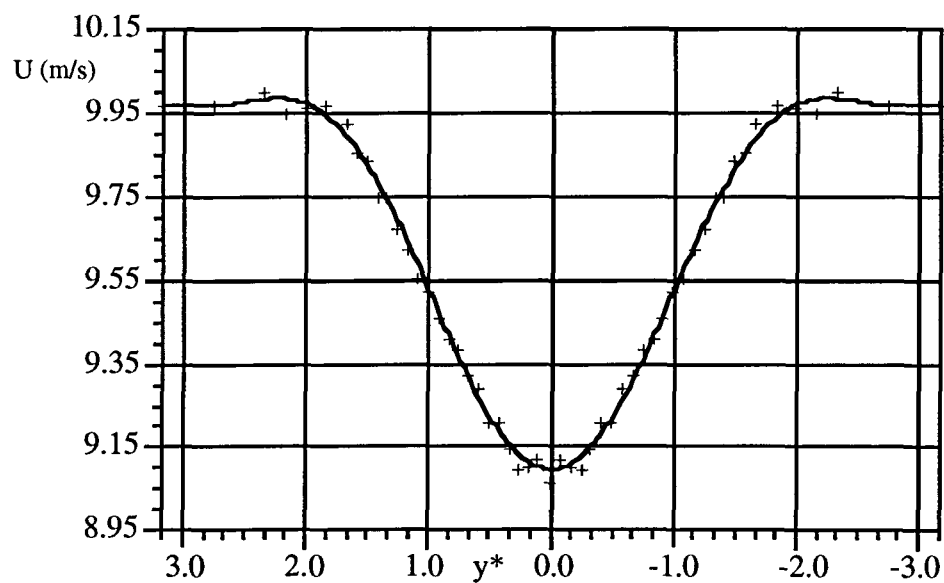
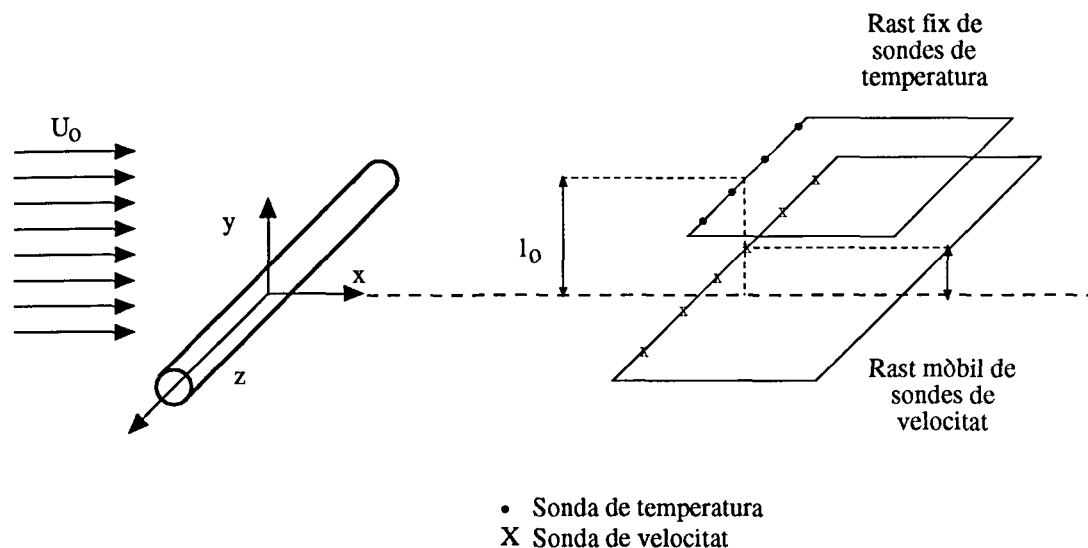
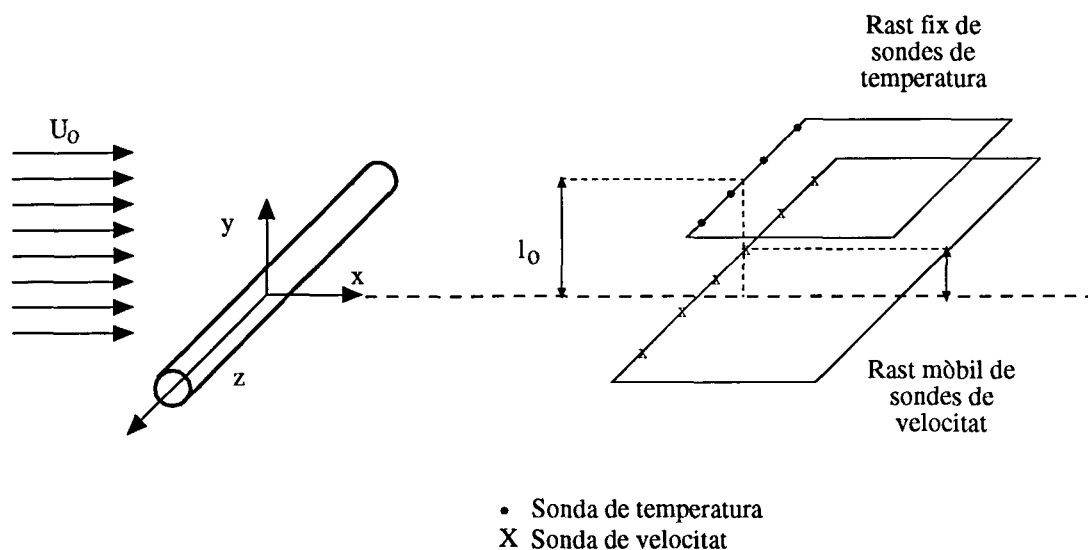


Fig.2.4 Perfil de velocitat longitudinal



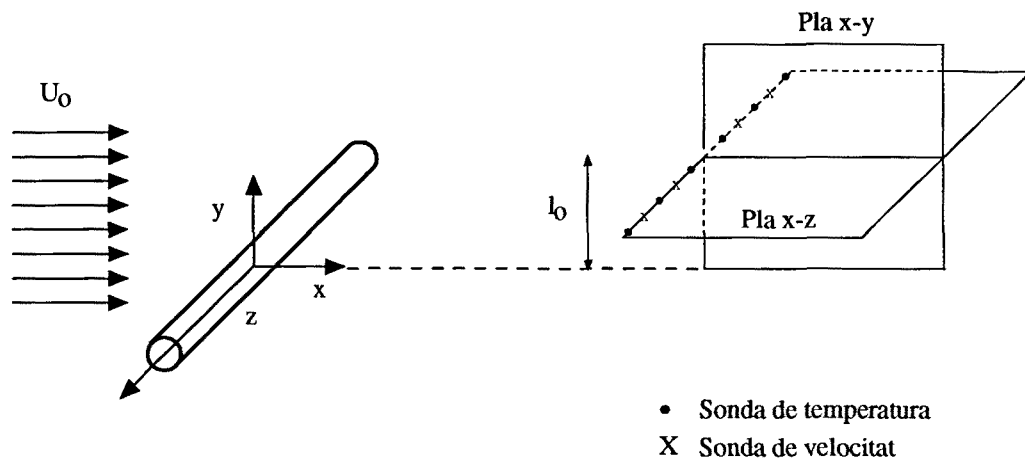
Exp. n°	Variables	Y*	Nom
1	u+v & t	2.25	BHp1uv
2	u+v & t	1.75	BHp2uv
3	u+v & t	1.25	BHp3uv
4	u+v & t	1.00	BHlouv
5	u+v & t	0.75	BHp4uv
6	u+v & t	0.25	BHp5uv
7	u+v & t	-0.25	BHp6uv
8	u+v & t	-0.75	BHp7uv
9	u+v & t	-1.00	BHneuv
10	u+v & t	-1.25	BHp8uv
11	u+v & t	-1.75	BHp9uv
12	u+v & t	-2.25	BHp0uv

Fig.2.5 Configuració experimental UVT i experiments de la sèrie B.



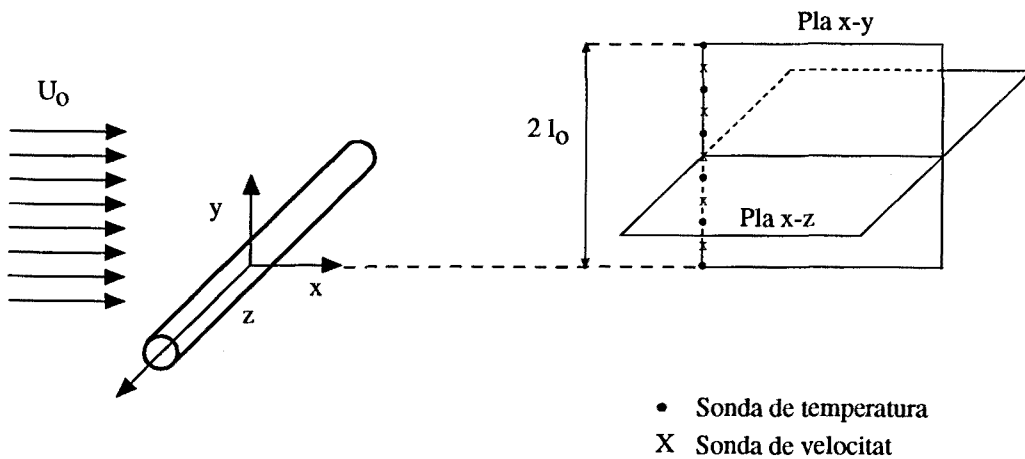
Exp. n°	Variables	Y*	Nom
13	u+w & t	2.25	AHp1uw
14	u+w & t	1.75	AHp2uw
15	u+w & t	1.25	AHp3uw
16	u+w & t	1.00	AHl0uw
17	u+w & t	0.75	AHp4uw
18	u+w & t	0.25	AHp5uw
19	u+w & t	-0.25	AHp6uw
20	u+w & t	-0.75	AHp7uw
21	u+w & t	-1.00	AHneuw
22	u+w & t	-1.25	AHp8uw
23	u+w & t	-1.75	AHp9uw
24	u+w & t	-2.25	AHp0uw

Fig.2.6 Configuració experimental UVT i experiments de la sèrie A.



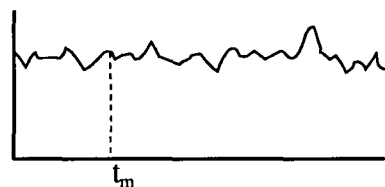
Exp. n°	Variables	Y*	Nom
25	u+v & t	1.00	FHlouv
26	u+w & t	1.00	GHI0uw

Fig.2.7 Configuració experimental HVT i experiments realitzats.

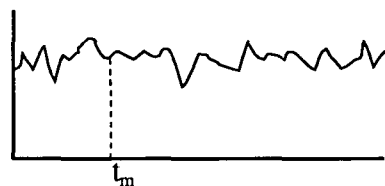


Exp. n°	Variables	Y*	Nom
27	u+v & t	Sup.	GVpluv
28	u+w & t	Sup.	FVpluw

Fig.2.8 Configuració experimental VVT i experiments realitzats.

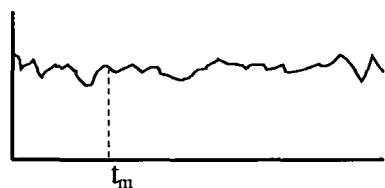


Experiment 1:  $u^1(t), t=1,2,3...T$



Experiment 2:  $u^2(t), t=1,2,3...T$

.....



Experiment k:  $u^k(t), t=1,2,3...T$

.....



Experiment N:  $u^N(t), t=1,2,3...T$

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{t=1}^T \tilde{u}^k(t) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{u}^n(t_m)$$

Fig. 2.9. Definició d'ergodicitat.

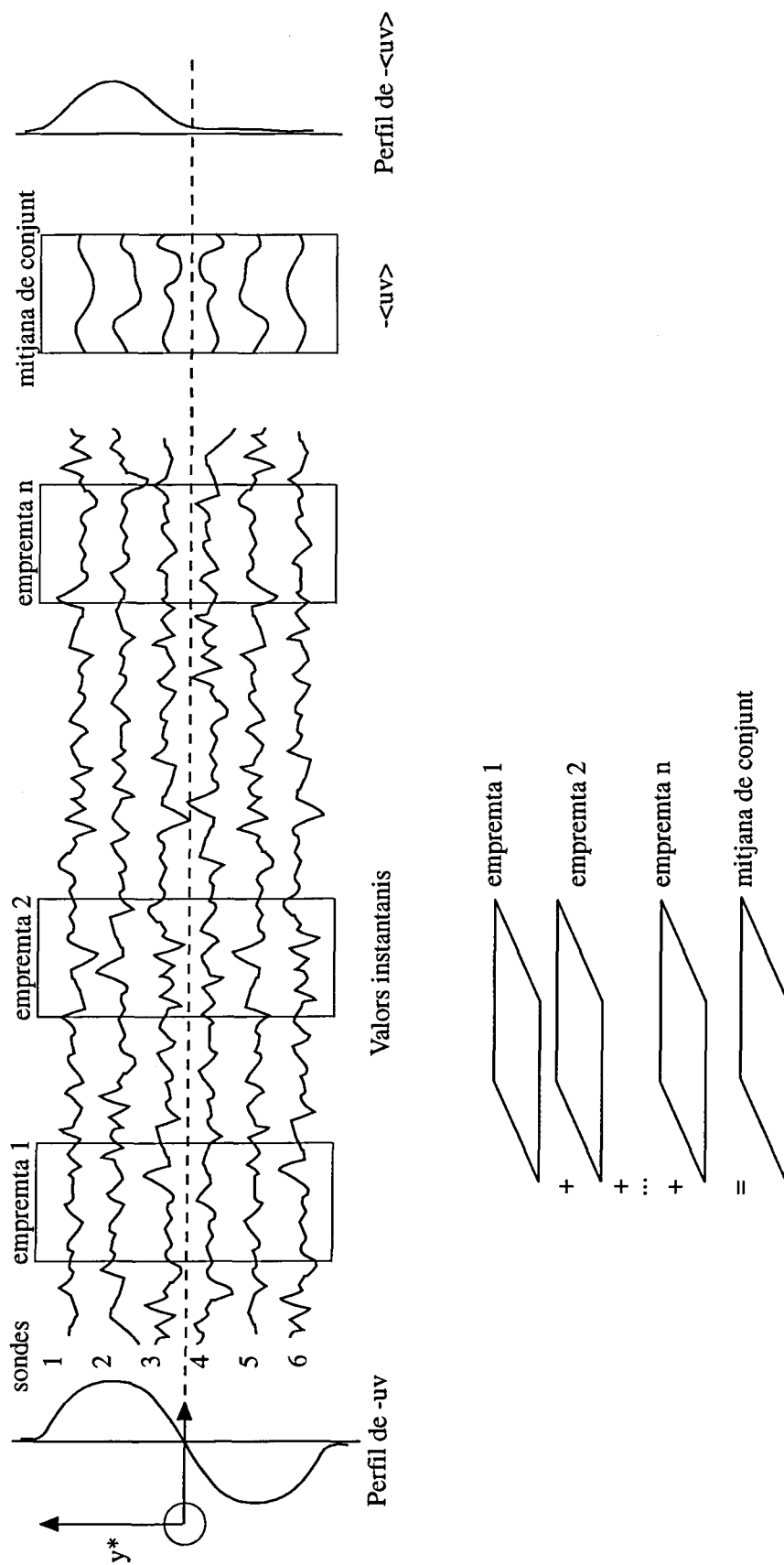


Fig. 2.10. Esquema de l'obtenció de la mitjana de conjunt.

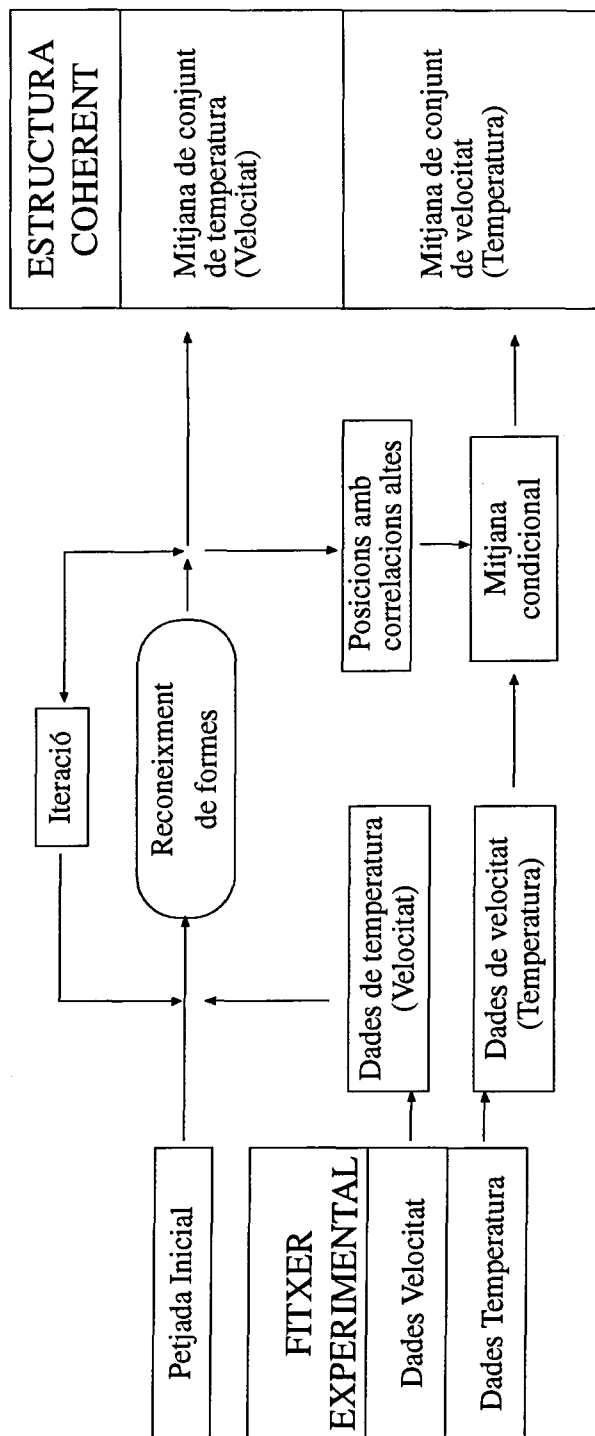


Fig. 2.11. Procés de reconeixement de formes "condicional".



---

## Anàlisi preliminar

*En aquest capítol es fa una anàlisi prèvia de les dades obtingudes amb la configuració UVT (Fig. 2.5 i 2.6). Els resultats buscats són, per una banda, l'obtenció de les empremtes típiques del camp dinàmic, relacionant-les amb els resultats obtinguts per Grant (1958), per altra banda s'explica la tècnica utilitzada en l'acoblament de les empremtes obtingudes en diferents plans, per experiències separades, el que permetrà una reconstrucció tridimensional del camp dinàmic.*

*Per altra banda, utilitzant dades obtingudes amb la configuració HVT (Fig.2.7) es busca l'empremta típica de les fluctuacions de temperatura associada a les empremtes del camp dinàmic, el que dona peu a poder emprar la temperatura com a funció indicador del pas de les estructures.*

### 3.1 Temperatura com a indicador

L'ús d'un camp "passiu" de temperatura per marcar el flux turbulent i les estructures que s'hi poden trobar, ha estat emprat amb eficàcia per diversos investigadors. LaRue i Libby (1974a,b) i Barsoum et al. (1978) van usar la temperatura per identificar la interfase turbulenta/no-turbulenta amb una funció d'intermitència. Browne et al. (1986) i Antonia et al. (1987) van usar gradients de temperatura per dur a terme el seu mostratge condicional, per tal d'identificar les empremtes de velocitat de les estructures de gran escala en una estela plana generada per un cilindre.

Ferré i Giralt (1989b) van analitzar les empremtes de temperatura en l'estela llunyana en el pla homogeni (horitzontal) i en el no-homogeni (vertical). En aquest últim treball ja s'especulava sobre la connexió entre les empremtes de velocitat i les de temperatura, encara que estaven obtingudes de forma independent. És en aquest punt, on apareix l'importància de poder obtenir dades simultànies de velocitat i de temperatura.

El primer pas, indiscutiblement necessari, és el de confirmar quina és l'empremta típica de velocitat, el segon és el de poder associar aquesta empremta de velocitat a una empremta típica de temperatura. Això és important en el pla homogeni, ja que en el present treball el rast de sondes de temperatura utilitzat per relacionar les empremtes en els diferent plans està situat en aquest pla.

#### 3.1.1. Empremta típica $u$ & $w$ al pla homogeni

Tal com es mostra en la figura 2.5, el rast de temperatures usat com a sensor del pas de les estructures, està situat en el pla horitzontal a  $l_0$ , per tant és lògic intentar trobar quines són les petjades típiques en aquesta posició. Les mesures fetes per Grant (1958) van proporcionar una evidència ferma sobre l'existència de les estructures en forma de rodets dobles, encara que les mesures de correlacions dobles de la velocitat, no van donar cap tipus

d'informació sobre quina era l'estructura preferent: el rodet doble tipus A, amb fluctuacions de la velocitat negatives al centre, el tipus B, amb fluctuacions positives al centre (Fig. 3.1), o rodets simples per separat.

L'aplicació de la descomposició ortogonal proposada per Lumley (1967) va portar a una certa creença aparent de que els dobles rodets tipus A eren els predominants. Per la seva banda, Mumford (1983) i Ferré et al. (1989b), aplicant la tècnica de reconeixement de formes sobre senyals fluctuants del component longitudinal de la velocitat, van trobar que els rodets tipus A tenien un pes específic força més gran que el tipus B en la mitjana de conjunt que obtenia. Ferré i Giralt (1989a) i Ferré et al. (1990) s'han centrat en el doble rodet amb fluctuacions de velocitat negatives en el centre (tipus A).

Per tal d'assegurar quina és la configuració dels rodets dobles, s'han analitzat els components longitudinal ( $u$ ) i transversal ( $w$ ) de les fluctuacions de la velocitat en el pla horitzontal. El fitxer analitzat ha estat AHLouw, amb les sondes distribuïdes segons la configuració UVT (Fig. 2.6), amb les 6 sondes de velocitat i 4 de temperatura al pla horitzontal a  $y^*=1.0$ . En aquest anàlisi s'ha utilitzat el mètode estandard de reconeixement de formes descrit per Ferré i Giralt (1989a).

Les petjades inicials emprades són de 7 sondes, això permet que la mitjana de conjunt contingui també estructures individuals no centrades, que en el cas de tenir un petjada inicial de 6 sondes no es tindrien en compte. En la figura 3.2a es mostra l'empremta inicial, un rodet simple girant en sentit rellotge centrat a  $x^*=0.0$  i  $z^*=0.0$ . El resultat obtingut després de 5 iteracions és la mitjana de conjunt de 506 finestres individuals que sumen el 26% de les dades mostrejades (Fig.3.2b), amb uns valors màxims absoluts de  $u=0.602$  i  $w=0.183$ . El centre del rodet simple inicial està una mica desplaçat cap a  $z$  positives (aproximadament fins a  $z^*=0.25$ ), mentres que en la part inferior es veu com ha aparegut un altre rodet que gira en sentit contrari. Es pot dir que els dos formen un rodet doble del tipus A, amb unes marcades fluctuacions negatives del component longitudinal de la velocitat en el centre .

La figura 3.2c mostra un rodet simple amb rotació en sentit contrari a les agulles del rellotge, emprat també com a empremta inicial. Després de 5

iteracions, s'obté l'empremta de la figura 3.2d, que és el resultat de fer la mitjana de conjunt de les 519 finestres seleccionades i que corresponen al 27% de les dades. Els valors màxims absoluts associats a aquesta mitjana de conjunt són  $u=0.529$  i  $w=0.188$ . El centre del rodet simple apareix desplaçat lleugerament cap a  $z$  negatives. En la part superior d'aquest rodet s'observa un altre amb sentit relloctge de gir. Igual que en el cas anterior, la mitjana de conjunt obtinguda és un rodet doble tipus A.

A partir de les dos mitjanes de conjunt obtingudes anteriorment es pot concluir que el doble rodet tipus A té un pes molt més gran en el si del fluid que el rodet doble tipus B. Això no implica que instantàniament no existeixin rodets tipus B o rodets simples, però el que si es pot afirmar és que preferencialment l'estructura dominant serà la tipus A. A partir d'aquest punt tots els esforços es dediquen al rodet doble tipus A i sempre que en aquest treball es faci referència al rodet doble, s'entendrà que es parla del rodet doble tipus A amb fluctuacions negatives de la component longitudinal de la velocitat en la seva part central.

Pel que fa a la simetria que es pugui detectar en el pla vertical cal dir que diferents anàlisis realitzats per Bisset (1990a) a  $x/D=420$  van determinar que les estructures es podrien trobar en un mode simètric, antisimètric, o intermitg, encara que el mode antisimètric tenia una freqüència d'ocurrència del doble del mode simètric. Per altra banda Antonia et al. (1987) detectaven grups d'estructures alineades en el mode antisimètric. En el present treball el mètode de detecció emprat no permet establir quin d'aquests modes és el preferencial, ja que només es detecta el pas d'estructures individuals en la part superior de l'estela, pel que la mitjana de conjunt que s'obté en la part inferior no indica l'existència de cap estructura, ja sigui perquè aquesta no existeix, o perquè a l'existir els diferents modes d'aparellament entre les estructures en la part superior i inferior de l'estela el càlcul de la mitjana de conjunt fa que les aportacions dels diferents modes s'anulin entre si i que no es mostri cap estructura identificable.

### 3.1.2. Empremta típica de temperatura al pla homogeni

Una vegada definida quina és l'estructura típica del camp dinàmic en el pla horitzontal, el següent pas és veure quina empremta de temperatura li correspon. Per poder associar empremtes de velocitat i temperatura s'ha emprat el mètode descrit en l'apartat 2.7. Primer, es busca la mitjana de conjunt de  $u$  &  $w$ , i segon, a partir de les posicions triades per obtenir l'empremta de velocitat s'obindrà la mitjana de conjunt del camp tèrmic.

El fitxer analitzat ha estat GH10uw, obtingut amb la configuració HVT (Fig. 2.7), formada per 6 sondes de temperatura i 5 de velocitat intercalades. L'empremta inicial de velocitats emprada es mostra a la Figura 3.3a, és un rodets doble amb fluctuacions de la component longitudinal de la velocitat negatives en el centre. La mitjana de conjunt obtinguda després de 5 iteracions és un rodets doble (Fig.3.3b). En la seva obtenció s'han emprat 546 finestres que corresponen al 29% del flux, amb uns valors màxims absoluts de  $u=0.583$  i  $w= 0.209$ .

La figura 3.3c mostra el camp de temperatures associat al rodets doble, on s'observa una taca central de fluid calent, rodejat per fluid fred. La taca calenta té unes dimensions aproximades de  $3 l_0$  en la direcció longitudinal i  $1.5 l_0$  en la direcció transversal, això equival a l'espai que sensarien 4 sondes de temperatura. S'ha d'entendre que s'està treballant amb les fluctuacions de les temperatures, per tant que el fluid sigui calent o fred només significa que és més calent o més fred que el valor mitjà. Superposant el camp de velocitat i el de temperatures s'observa que la taca calenta correspon al centre del rodets doble, es a dir, que el fluid calent va associat a fluctuacions negatives de la component longitudinal de la velocitat, i que el fluid fred esta associat a fluctuacions positives.

Aquests resultats són consistents amb les correlacions obtingudes per Fabris (1979), on es mostra que la correlació entre la component longitudinal de la velocitat ( $u$ ) i la temperatura és negativa en la part superior de l'estela. És important remarcar que aquestes estructures són gairabé totalment turbulentes, ja que el factor d'intermitència a  $y^*=1.0$  és aproximadament 0.95, i per tant la temperatura de la taca freda és bastant més elevada que la

temperatura del flux potencial.

Observant la figura 3.3c es podria pensar que la millor empremta de temperatura a utilitzar per detectar el doble rodet, hauria de ser la formada per la transició fred-calent-fred en la direcció z. Això implicaria la necessitat de més de 6 sondes de temperatura en el rast de detecció. Per altra banda, tal com mostra Ferré i Giralt (1989b), el lòbul de fluid més calent s'ha de trobar rodejat de fluid més fred, el que ens permetria fer servir una empremta inicial de temperatura formada per dos lòbuls de signe contrari en la direcció longitudinal. Fabris (1983) i Antonia et al.(1987), també fan servir un mètode d'obtenció d'estructures basat en la detecció de gradients fred-calent en la direcció x. Per tant sembla oportú veure quins són els resultats que s'obtenen al introduir una empremta inicial formada per dos lòbuls de temperatura que alternen el seu signe en la direcció x.

Les figures 3.4 i 3.5, mostren els resultats de l'aplicació d'aquest tipus d'empremta inicial de temperatura. En ambdues, la figura a) és l'empremta inicial de temperatura, fred-calent en un cas i calent-fred en l'altre, b) és la mitjana de conjunt obtinguda després de 5 iteracions i la c) és l'empremta de velocitat associada. Amb els dos tipus d'empremta inicial de temperatura es detecta el doble rodet, però no centrat, sino que en el cas de la transició fred-calent es troba la part frontal de la estructura, i emprant la transició calent-fred es troba la part posterior. Pel que fa als valors màxims absoluts de les fluctuacions, ambdues figures presentes valors molt similars, per la figura 3.5c són  $u=0.236$  i  $w= 0.121$  i per la figura 3.5c són de  $u= 0.230$  i  $w= 0.099$ . Encara que tant la figura 3.4c com la figura 3.5c mostren des de diferents posicions el rodet doble, s'ha de senyalar que l'obtinguda amb l'empremta inicial fred-calent mostra una topologia molt més interessant que l'altra, ja que es pot observar l'existència d'un punt de sella, estructura que no es pot observar si s'utilitza l'empremta inicial calent-fred. Per altra banda, s'observa que els lobuls de temperatura obtinguts estan més ben definits en la mitjana de conjunt obtinguda amb l'empremta fred-calent (Fig.3.4b), que la que s'obté amb l'empremta calent-fred (Fig.3.5b). És per aquests motius que, per tal de fer l'estudi tridimensional de l'estructura coherent, s'ha decitit emprar com prototipus l'empremta de temperatura fred-calent (Fig.3.4a).

### 3.2. Acoblament de fitxers

Els experiments realitzats per obtenir dades per la reconstrucció tridimensional són els de les figures 2.5 i 2.6 corresponents a la configuració UVT. Està formada per un rast de 6 sondes mòbils de velocitat i 4 sondes fixes de temperatura en el pla horitzontal a  $y^*=1.0$ . Aquestes 4 sondes de temperatura detectaran la transició fred-calent a  $y^*=1.0$ , la qual farà de funció indicador del pas de estructures.

Per tal de poder fer la reconstrucció tridimensional del camp de velocitat hi ha dos preguntes bàsiques que prèviament cal respondre. La primera és definir quin és l'error que es comet a l'assimilar que les mesures de  $u$  &  $w$  i de  $u$  &  $v$  fetes en una mateixa posició en experiències diferents, es corresponen a les mesures de  $u$  &  $v$  &  $w$  que s'obtinguerien en un sol experiment, en el qual es poguessin sensar els tres components simultàniament, a diferència del que es fa aquí, que és sensar 2 i 2 components per separat. La segona és si les empremtes obtingudes amb el rast de detecció, per diferents experiments, són estadísticament iguals o no.

Per respondre a la primera pregunta, s'han comparat les dues parts coherents del component longitudinal,  $u$ , obtingudes en dos experiments amb el rast mòbil a la mateixa posició, mesurant  $u$  &  $v$  i  $u$  &  $w$ . Per altra banda, també s'ha comprovat si la mitjana de conjunt compleix l'equació de continuïtat:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

Aquesta comprovació s'ha realitzat en totes les posicions del rast mòbil. Com exemple es mostra l'anàlisi fet a  $y^*=1.0$ . La figura 3.6a mostra la mitjana de conjunt de  $u$  corresponent al fitxer BHLouv, on es mesuren  $u$  &  $v$ , obtinguda amb 678 finestres individuals i la figura 3.6b mostra la obtinguda pel fitxer AHLouv, mesurant  $u$  &  $w$ , amb 693 finestres individuals, totes dues han estat obtingudes després de 5 iteracions sobre les respectives dades de temperatura utilitzant com empremta inicial la

transició fred-calent. Es pot veure que ambdues empremtes són plenament coincidents i mostren un rodet de fluctuacions negatives precedit per un petit lobul de fluctuacions positives, els màxims i mínims són del mateix ordre.

Per altra banda la figura 3.7 mostra les desviacions de l'equació de continuïtat en aquesta posició ( $y^*=1.0$ ). Es pot observar, que els valors mitjans són propers a zero i no s'observa cap estructura que faci pensar que existeix alguna desviació organitzada de l'equació de continuïtat, sinó que ens mostra una distribució aleatòria. S'ha d'entendre que s'estan calculant derivades espaials i que els increments de  $y$  i de  $z$  són bastant grans, per tant aquest resultat només és una aproximació per tal de poder comprovar visualment que no hi ha desviacions importants.

Pel que fa a les diferències entre les empremtes del camp tèrmic, obtingudes amb el rast de 4 sondes de temperatura a  $y^*=1.0$ , i emprades com a funció indicador en la detecció del pas de les estructures, la Taula 3.1 mostra els resultats obtinguts per els 24 fitxers analitzats. En aquesta taula es mostra el nombre de finestres individuals emprades per obtenir la mitjana de conjunt, el percentatge del flux emprat i el valor màxim que mostra la mitjana de conjunt. La mitja de les empremtes individual emprades és de 685 amb una desviació de 17 unitats. La temperatura màxima és de  $1.21^{\circ}\text{C}$  amb una desviació de 0.05. Estadísticament es pot considerar que les mitjanes de conjunt de temperatura obtingudes en els 24 experiments són consistents i per tant, que estan detectant la mateixa estructura en cada un dels experiments.



NOM	y*	Finestres	% Flux	T. max
BHp1uv	2.25	687	44.6	1.26
BHp2uv	1.75	663	43.1	1.30
BHp3uv	1.25	674	43.8	1.18
BHlouv	1.00	693	45.0	1.25
BHp4uv	0.75	685	44.5	1.27
BHp5uv	0.25	712	46.2	1.23
BHp6uv	-0.25	703	45.7	1.14
BHp7uv	-0.75	706	45.9	1.15
BHneuv	-1.00	677	44.0	1.23
BHp8uv	-1.25	710	46.1	1.16
BHp9uv	-1.75	707	45.9	1.16
BHp0uv	-2.25	697	45.3	1.20
AHp1uw	2.25	662	43.0	1.29
AHp2uw	1.75	680	44.2	1.29
AHp3uw	1.25	667	43.3	1.20
AHlouw	1.00	678	44.0	1.21
AHp4uw	0.75	647	42.0	1.25
AHp5uw	0.25	681	44.4	1.15
AHp6uw	-0.25	667	43.3	1.27
AHp7uw	-0.75	687	44.6	1.13
AHneuw	-1.00	685	44.5	1.20
AHp8uw	-1.25	682	44.3	1.20
AHp9uw	-1.75	683	44.6	1.18
AHp0uw	-2.25	709	46.0	1.20
<b>mitja</b>		685	44.5	1.21
<b>rms</b>		17	1.1	0.05

Taula 3.1. Finestres seleccionades i percentatge de flux emprat en l'obtenció de les mitjanes de conjunt per cada fitxer, i fluctuació de temperatura màxima (°C).

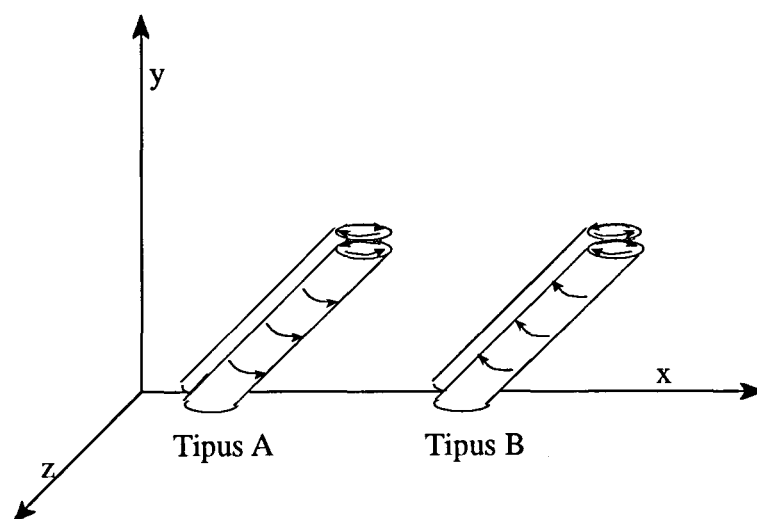


Figura 3.1. Rodets de Grant (1958)

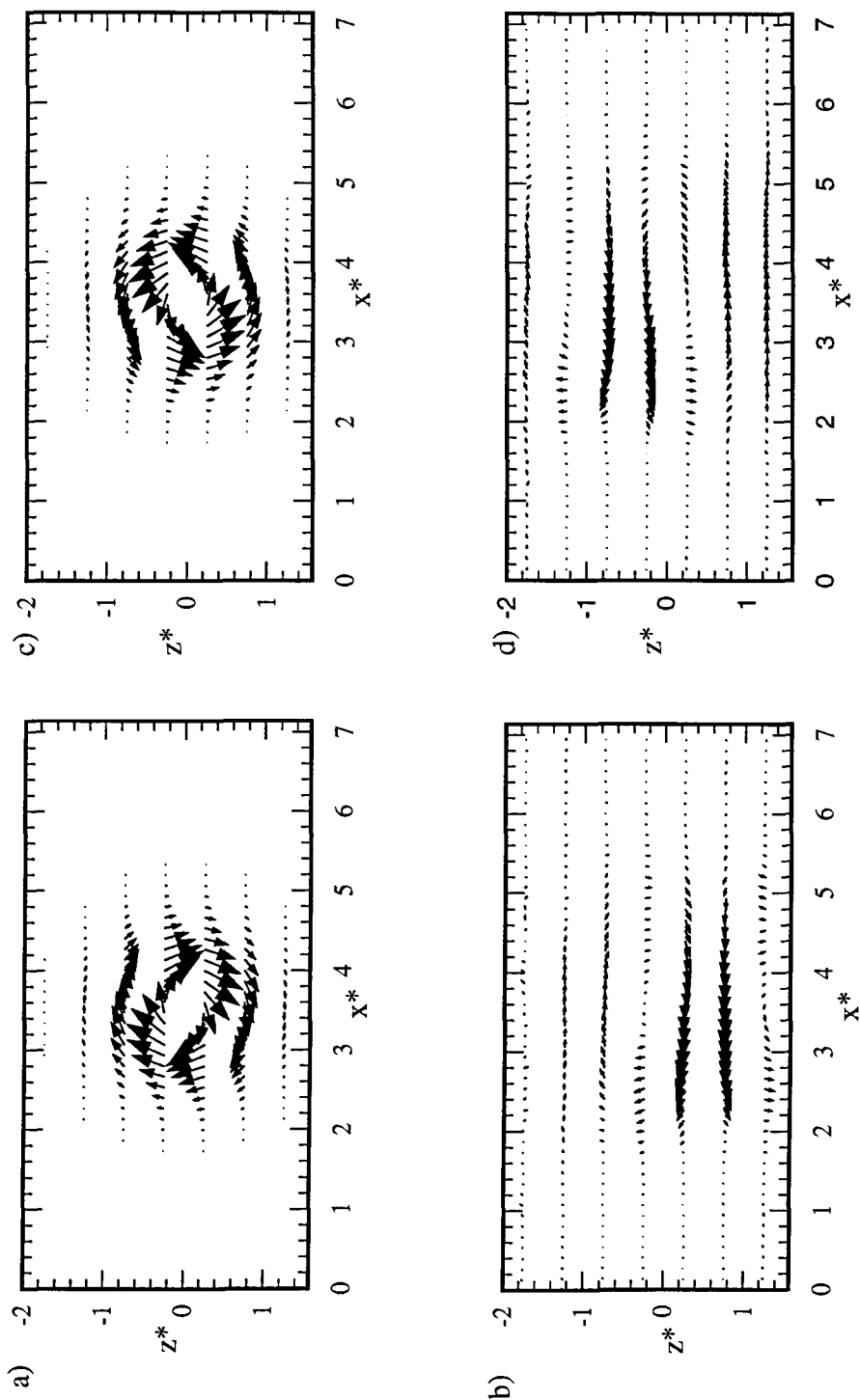


Fig. 3.2. Estructura típica de  $u$  &  $w$  en el pla  $y^*=1.0$ . a) Rodet inicial simple girant en sentit relloste. b) Mitjana de conjunt associada a a) després de cinc iteracions. c) Rodet inicial simple girant en sentit contrari a les agulles del relloste. d) Mitjana de conjunt associada a c) després de cinc iteracions

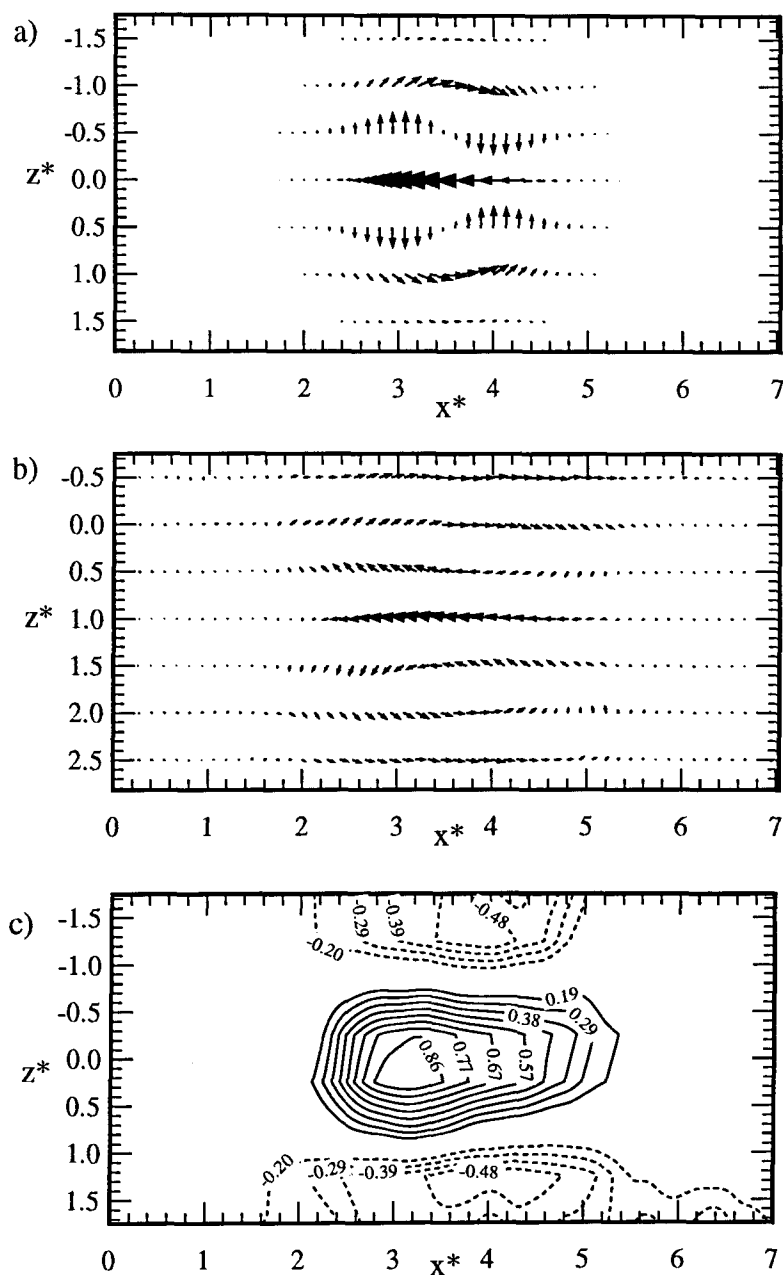


Fig. 3.3. Relació entre el rodet doble i la temperatura a  $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de  $u$  &  $w$ . b) Mitjana de conjunt  $u$  &  $w$  després de 5 iteracions. c) empremta de temperatura associada a b).

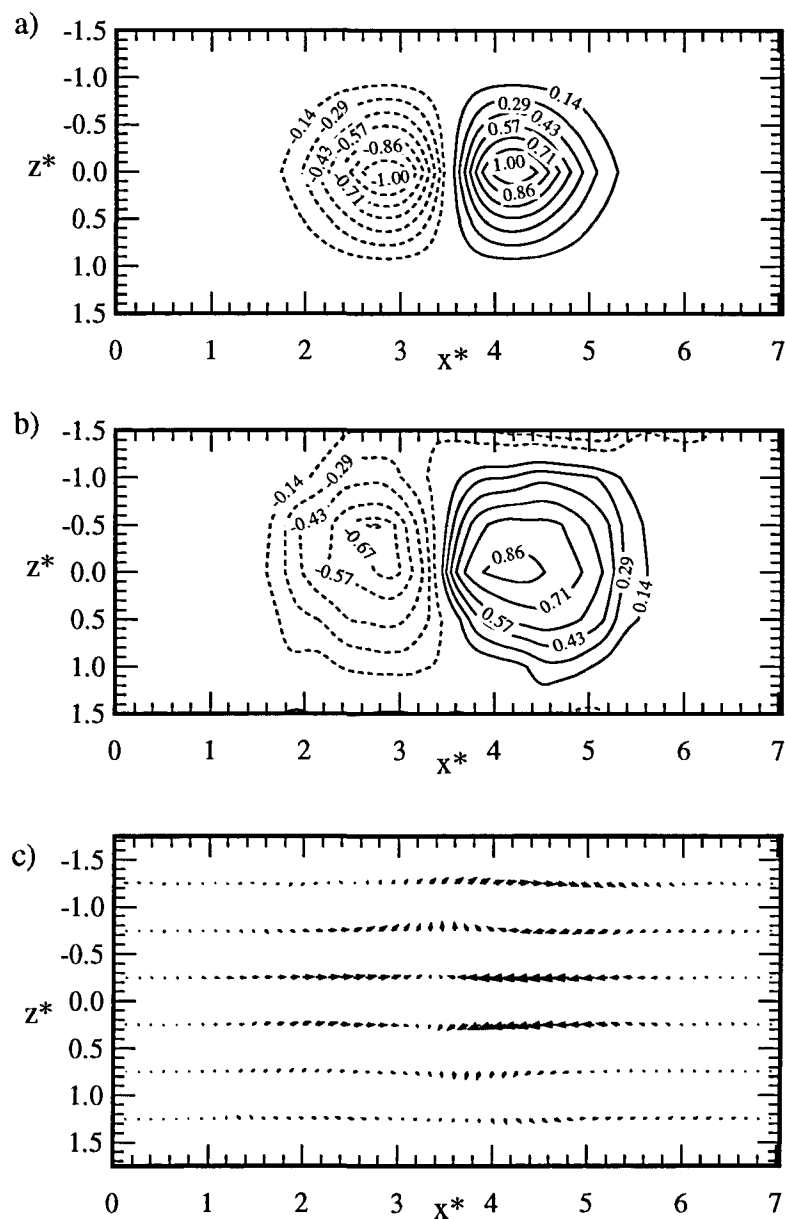


Fig. 3.4. Relació entre el salt de temperatura fred-calent i les fluctuacions de  $u$  &  $w$  a  $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de temperatura. b) Mitjana de conjunt després de 5 iteracions. c) Empremta de  $u$  &  $w$  associada a b).

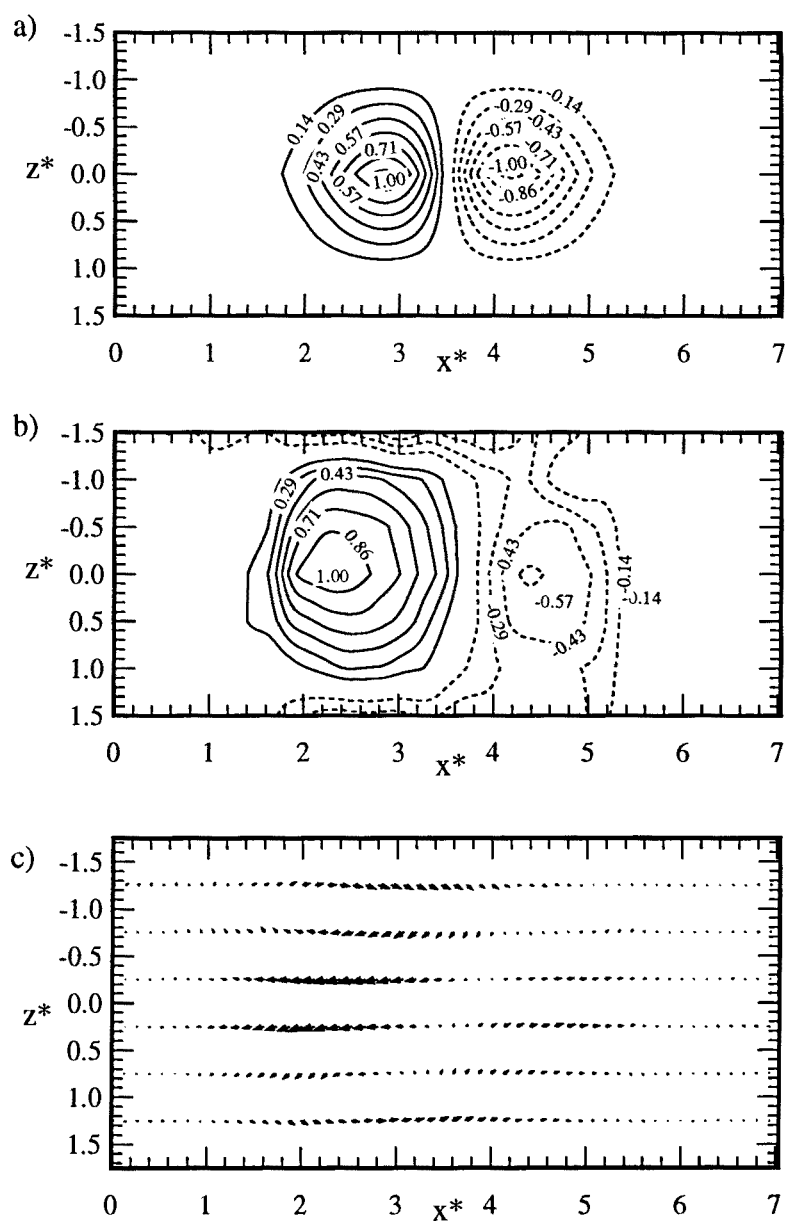


Fig. 3.5. Relació entre el salt de temperatura calent-fred i les fluctuacions de u & w a  $y^*=1.0$ . a) Prototip inicial de temperatura. b) Mitjana de conjunt després de 5 iteracions. c) Empremta de u & w associada a b).

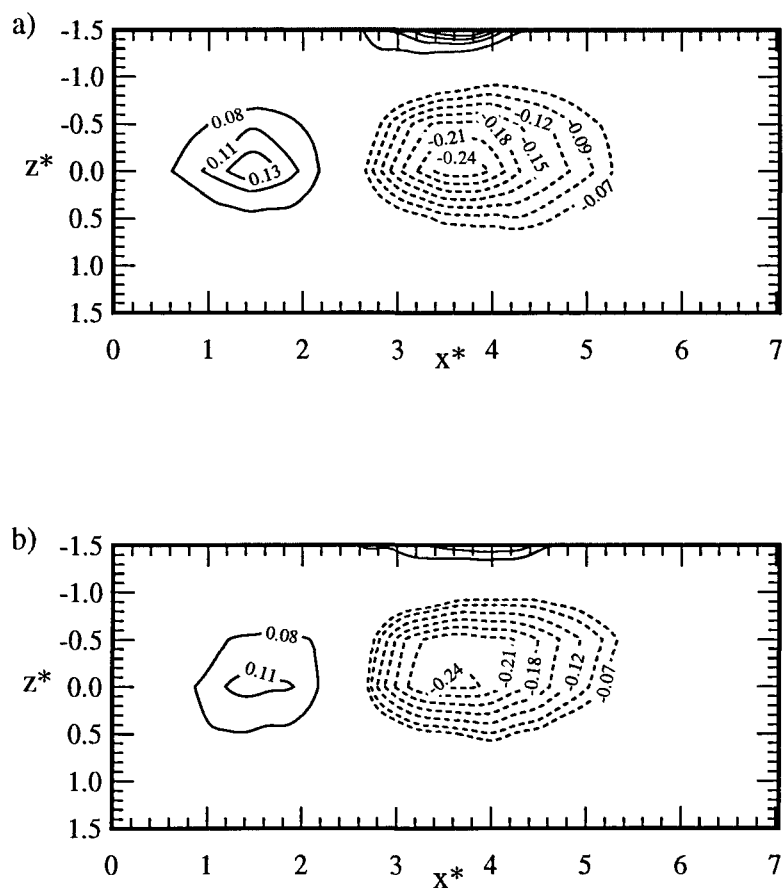


Fig. 3.6. Relació entre els components longitudinals de les fluctuacions de velocitat a  $y^*=1.0$ . a) Isocontorns obtinguts a partir de l'empremta  $u$  &  $v$  de BHIouw. b) Isocontorns obtinguts a partir de l'empremta  $u$  &  $w$  de AHIouw.

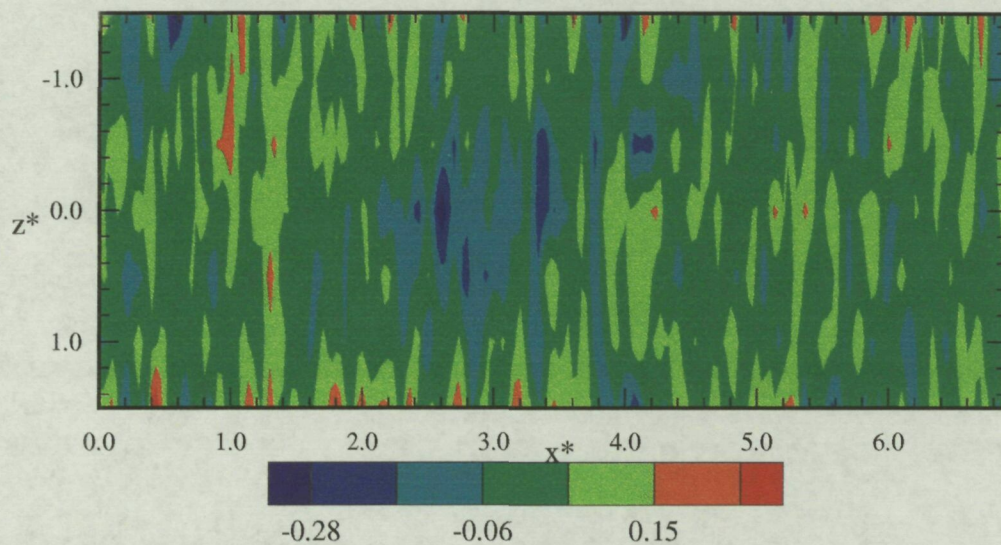


Fig. 3.7. Desviacions de l'equació de continuïtat de la mitjana de conjunt, obtinguda en el pla  $x$ - $z$  a  $y^*=1.0$



---

## Estructura de gran escala

*En aquest capítol s'analitza l'estructura de gran escala obtinguda com a mitjana de conjunt a l'aplicar el reconeixement "condicional" de formes. La topologia de l'estructura coherent s'obté mitjançant l'anàlisi del camp de les fluctuacions de la velocitat, de la vorticitat i del component de la velocitat de deformació en el pla  $x$ - $y$ . També s'analitza la relació entre el camp tèrmic i el camp dinàmic associat a l'estructura coherent. L'empremta inicial de temperatura utilitzada ha estat en tots els casos una transició fred-calent(Fig 3.4a).*

## 4.1. Empremtes de velocitat

En aquest apartat s'analitzen els components fluctuants de la velocitat a diferents plans de l'estela, obtinguts a partir de l'acoblament de les dades recollides en els experiments realitzats amb la configuració UVT (Fig.2.5 i 2.6). Un punt important d'aquest apartat es l'evidència de l'existència de punts crítics en l'estructura detectada, el que confirma la tridimensionalitat de l'estructura.

### 4.1.1. Empremtes en el pla homogeni (z-x)

A la figura 4.1 es pot observar els diferents plans horitzontals obtinguts. Aquets plans mostren les components fluctuants  $u$  i  $w$  de la velocitat. En aquestes figures es fa evident l'existència dels rodets dobles, que es detecten de forma més intensa en les figures 4.1b, 4.1c, i 4.1d. que corresponen respectivament a  $y^*=1.25$ ,  $1.0$  i  $0.75$  (s'ha de tenir en compte que a  $y^*=1.0$  hi ha el màxim de  $\overline{uv}$ ).

És interessant observar que la figura 4.1f corresponent a  $y^*=-0.25$  encara mostra l'estructura de rodet doble, molt més feble que per les altres posicions. Per sota d'aquesta posició, les mitjanes de conjunt, no mostren valors importants de les fluctuacions dels component longitudinal i transversal de la velocitat. Es podria pensar, que certes estructures individuals agafades per realitzar la mitjana de conjunt, poden estar formades per rodets simètrics en el pla  $y^*=0.0$ . El que és evident és que no totes les estructures detectades en el pla superior, porten associades estructures en el pla inferior, ja que si fos així la intensitat dels dobles rodets en la part inferior seria semblant als detectats en la part superior.

Per altra banda, es pot observar en la figura 4.1a, corresponent a  $y^*=2.25$ , que els rodets dobles han desaparegut, s'ha de tenir en compte que en aquesta figura als vectors se'ls hi ha quadruplicat la seva magnitud relativa, per tal

de poder observar més clarament l'estructura obtinguda. Aquesta figura representa la part superior de l'estructura coherent detectada.

Centrant-se en el pla horitzontal  $y^*=1.0$  (Fig 4.1c), aquest mostra una configuració de doble rodet semblant a la detectada per Giralt i Ferré (1993) a  $x/D=420$ . En aquest pla, és interessant remarcar l'existència d'un punt crític ( $x^*=2.5$  i  $z^*=0.0$ ), que segons la classificació de Perry i Chong (1987) és un punt de sella. Aquest punt crític es pot observar també en els resultats de Giralt i Ferré (1993, veure Fig.3. del seu article), però molt més difós que el presentat aquí, ja que la temperatura utilitzada com a indicador ens dóna una més bona alineació dels punts crítics que no pas la velocitat. De fet, l'existència de punts crítics ja es detecta a l'estela propera (Zhou i Antonia, 1994a,b), encara que en aquesta estació aquests punts crítics estan associats a estructures secundaries, es a dir, als "ribs" que connecten les estructures primaries que són els remolins de Karman, mentre que a l'estela llunyana estan associats a les estructures primaries, es a dir al rodet doble.

Aquest punt, implica l'existència d'una tridimensionalitat en l'estructura, és a dir que hi ha flux que entra o surt del pla, ja que com s'ha vist en l'apartat 3.4, l'equació de continuïtat s'ha de complir. Per altra banda, també és pot observar l'existència del punt crític en els diferents plans z-x obtinguts, encara que la seva posició  $x^*$  no és la mateixa en tots ells, passa de aproximadament  $x^*=2.00$  i  $z^*=0.0$ , a  $y^*=0.25$  (Fig 4.1e) fins a  $x^*=2.6$  i  $z^*=0.0$ , per  $y^*=1.75$  (Fig 4.1b), el que implica que l'estructura tridimensional està inclinada un cert angle respecte el cilindre. Tenint en compte les diferents posicions del punt crític en els diferents plans, es pot dir, com una primera estimació, que l'estructura forma un angle d'uns  $60^\circ$  respecte a l'eix x.

Per tal de poder remarcar el caràcter tridimensional de l'estructura, s'ha representat la component fluctuant  $v$  i els vectors  $u$  &  $w$  conjuntament (Fig. 4.2). Es pot observar, que la zona amb component positiva de velocitat lateral correspon a la zona central del doble rodet, el que equival a dir, que hi ha una expulsió de flux del centre de l'estela cap a l'exterior just pel centre del doble rodet. Per altra banda, la posició del punt crític, coincideix amb la regió de màxim canvi del component lateral de les fluctuacions de la velocitat. Aquesta expulsió de flux del centre de l'estela, es podria

considerar com l'estructura que Grant anomenava "mixing jets" i que considerava diferent al doble rodet. Això ens proporciona una certa evidència que les dues estructures estarien fortament relacionades, inclòs que ambdues formarien part de la mateixa estructura.

#### 4.1.2. Empremtes en el pla vertical (y-x)

La figura 4.3 mostra els components longitudinal i transversal ( $u$  &  $v$ ) en diferents talls verticals  $y-x$ . En aquesta figura es poden observar diferents punts importants. Primer, els plans centrals (Fig. 4.3b i 4.3c, que corresponen a  $z^*=0.5$  i  $z^*=0.0$  respectivament) mostren uns valors més grans de les fluctuacions, el que porta a poder observar unes estructures molt més marcades que en els altres talls. Relacionant aquestes empremtes amb el que s'ha vist en els plans homogenis, es confirma l'existència d'una expulsió de fluid del centre de l'estela cap a l'exterior, per la part central del que hem anomenat doble rodet.

Observant aquestes figures, es constata una certa simetria tridimensional de l'estructura, encara que el pla de simetria no es trobaria al que s'ha definit com a  $z^*=0.0$ , si no que està situat entre aquest valor i 0.5. Centrant-se en el pla  $z^*=0.0$  mostra la mateixa organització, un remolí transversal, que Giralt i Ferré (1993) van identificar a  $x/D=420$ . La característica principal d'aquest remolí transversal, és una forta expulsió de fluid de dintre de l'estela i una relativament fluixa circulació, de fet, aquesta circulació és molt més feble que la observada per Antonia et al. (1987) en una estacio  $x/D=420$ . S'ha de fer notar, que si s'afegeix una velocitat de convecció, aquest remolí se'ns mostrarà més "convencional" (Giralt i Ferré, 1993). De totes formes, aquesta estructura s'assembla més a les ejeccions de fluid o als "mixing jets" descrits per Grant (1958), que a un remolí transversal. Aquest resultat és coherent amb el mostrat en la figura 4.2, on s'observa una zona de velocitat lateral positiva en el pla  $y^*=1.0$ .

Per altra banda el pla  $z^*=0.0$  mostra l'existència d'una serie de punts crítics, coincidents amb els observats en les empremtes obtingudes en els diferents

plans horitzontals. Aquests punts mostren una inclinació aproximada de  $50^\circ$  i serien uns indicadors aigües amunt dels límits de l'estructura.

### 4.1.3. Empremtes en el pla frontal (y-z)

Les figures 4.4 mostren diferents talls perpendiculars a la direcció x ( $x^*=1.0, 2.0, 2.5$  i  $3.6$ , a les Fig 4.4 a,b,c i d respectivament), on es representen les mitjanes de conjunt dels components fluctuants lateral i transversal (v & w). Encara que les figures només mostren fins  $y^*=-0.5$ , s'ha comprovat que les fluctuacions per sota d'aquesta posició són molt més febles que en la part superior de l'estructura. Les figures 4.4a i 4.4b corresponen a la part frontal de l'estructura i mostren unes fortes fluctuacions negatives del component lateral de la velocitat en la part central, que forma part d'una estructura semblant a un doble rodets.

La figura 4.4c correspon a la posició on s'ha detectat el punt crític ( $x^*= 2.5$ ) a  $y^*=1.0$ , es pot observar que a  $y^*=0.0$  el component lateral i longitudinal de les fluctuacions de la velocitat són quasi nuls i que el componen transversal és força més important que en els altres talls, sobretot a  $y^*=1.0$ . Per últim la figura 4.4d correspon a un tall immers en l'estructura. Aquest tall mostra un rodets doble en la part superior de l'estela, amb fluctuacions positives del component lateral de la velocitat al centre.

La figura 4.5 mostra com les empremtes obtingudes pel camp fluctuant de velocitat coincideixen amb les que s'obtindrien en el cas d'analitzar els rodets dobles predits per Grant (1958).

## 4.2. Empremtes de velocitat i temperatura

A banda de la topologia que presenta el camp tridimensional de la velocitat, és interessant intentar esbrinar quina és la relació que manté el camp dinàmic amb el camp tèrmic. S'ha de recordar que el camp tèrmic només ens mostra fluid més calent o més fred que la mitja. Per analitzar aquesta relació s'han examinat les dades de dos fitxers en concret, el Gvp1uv que

utilitza la configuració VVT (Fig 2.8) que mesuren simultàniament els component fluctuants  $u$  &  $v$  de la velocitat i la temperatura en el pla vertical, i per altra banda el fitxer GH10uw que empra la configuració HVT (Fig 2.7), que mesura  $u$  &  $w$  i temperatura en el pla horitzontal

La figura 4.6a mostra el camp tèrmic associat a les empremtes de  $u$  &  $w$  en el pla homogeni, aquest està format per un lòbul de fluid calent situat entre els centres del doble rodet que forma el camp dinàmic. Es pot afirmar, també, que existeix una alta correlació negativa entre el component longitudinal de la velocitat i el camp tèrmic, es a dir que a valor positius de les fluctuacions de temperatura li corresponen fluctuacions negatives de  $u$ . Per altra banda, la mitjana de conjunt de les fluctuacions de la temperatura, mostra la mateixa topologia que l'empremta del component lateral de la velocitat (Fig. 4.2). L'estructura corresponent a flux més calent situada en el centre del doble rodet, està associada amb fluctuacions positives del component lateral de la velocitat, mentres que el flux que l'envolta i que correspon a flux més fred, té fluctuacions negatives de la component lateral de la velocitat. Aquests resultats són coherents amb les mesures de correlacions realitzades per Fabris (1979), que mostraven que la correlació entre el component lateral de la velocitat i la temperatura era positiva en la part superior de l'estela.

La figura 4.6b mostra l'empremta de temperatura i la dels components fluctuants de la velocitat  $u$  &  $v$ . A l'igual que en el pla horitzontal ( $y^*=1.0$ ), el punt crític coincideix amb la regió de gradient màxim de temperatura (pas de flux més fred a més calent). Així mateix, hom pot notar que les zones amb fluctuacions positives del component lateral de la velocitat, coincideixen amb zones de flux més calent, i que les zones amb fluctuacions negatives, estan associades amb temperatures més fredes, aquest resultat és coincident amb l'observat en el pla horitzontal  $y^*=1.0$ . Fixant-se en les empremtes de temperatura en el pla vertical (Fig. 4.6b), es pot fer una segona estimació de l'angle d'inclinació de les estructures, que aproximadament és de  $50^\circ$ , és a dir la primera inclinació de l'estructura predita ( $60^\circ$ ) no era gaire dolenta.

### 4.3. Vorticitat

Un dels trets més importants dels fluxos turbulents és que aquests es caracteritzen per contenir alts nivells de vorticitat fluctuant, cosa que els diferencia d'altres tipus de moviments aleatoris, com podrien ser les ones del mar. De fet, el camp de vorticitat instantània ha estat emprat per obtenir les estructures coherents (Hayakawa i Hussain, 1985, 1989; Hussain i Hayakawa, 1987), encara que últimament hi ha la creença de que per alguns tipus de fluxos, la vorticitat es un indicador inadecuado de l'existència de vortex (Jeong i Hussain, 1995).

Encara que en els darres anys s'han desenvolupat diferents mètodes per mesura els diferents components de la vorticitat (Wallace i Foss, 1995), l'ús de l'anemometria de fil calent amb sondes de vorticitat amb quatre fils o nitjançant tècniques òptiques com pot ser el LDA, la disposició experimental i l'equipament disponible an portat a obtenir les mitjanes de conjunt de la vorticitat a partir de les mitjanes de conjunt de les components fluctuants de velocitat, que permeten fer una estimació de les components "coherents" de la vorticitat ( $\omega_x$ ,  $\omega_y$  i  $\omega_z$ ) calculades com:

$$\text{Component lateral:} \quad \omega_{yc} = \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial x} \quad (4.1a)$$

$$\text{Component transversal:} \quad \omega_{zc} = \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \quad (4.1b)$$

$$\text{Component longitudinal:} \quad \omega_{xc} = \frac{\partial \langle w \rangle}{\partial y} - \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial z} \quad (4.1c)$$

Hi ha tres punts que cal remarcar sobre el procés de càlcul. Primer, les velocitats que contribueixen a les mitjanes de conjunt,  $\langle u \rangle$ ,  $\langle v \rangle$  i  $\langle w \rangle$ , no tenen component de camp mitjà, tal com s'especifica en l'apartat 2.6. Per tant, la vorticitat que s'obté mitjançant les equacions 4.1 no té tampoc cap contribució de  $\Omega$ , la qual és important en el pla vertical x-y (Pons 1996). Segon, s'ha de tenir en compte que el valor de la vorticitat que s'ha calculat a partir de la mitjana de conjunt de les components de la velocitat no es igual a la mitjana de conjunt de la vorticitat, es a dir, no és el mateix calcular

la vorticitat de la mitjana de conjunt ( $\omega_{xc}$ ,  $\omega_{yc}$  i  $\omega_{zc}$ ) que la mitjana de conjunt de la vorticitat ( $\langle\omega_x\rangle$ ,  $\langle\omega_y\rangle$  i  $\langle\omega_z\rangle$ ). Tercer, les derivades respecte  $x$ , ( $\partial/\partial x$ ), tenen una precisió alta ja que s'han calculat a partir de  $\partial/\partial t$ , però la resta de derivades,  $\partial/\partial y$  i  $\partial/\partial z$ , s'han calculat interpolant entre les sondes, separades espacialment per 30 mm. Degut a l'espaiat de les sondes l'error en el càlcul de la vorticitat màxima pot ser bastant elevat. Kopp et al. (1995) van evaluar l'error comés en el càlcul de la vorticitat a partir de les fluctuacions de la velocitat, concluint que el valor màxim de la vorticitat podria ser del ordre d'un 40% inferior al seu valor exacte. S'han realitzat alguns intent per corregir questa desviació en els valors de la vorticitat, així, Antonia et al. (1996) van desenvolupar un mètode per corregir les desviacions en el càlcul del espectre de la component lateral de la vorticitat.

Els components coherents de la vorticitat ( $\omega_{xc}$ ,  $\omega_{yc}$  i  $\omega_{zc}$ ) es mostren en diferents plans de circulació en la figura 4.7. Els isocontorns de vorticitat obtinguts, apunten clarament cap a la confirmació que, tridimensionalment l'estructura coherent té forma de ferradura. La figura 4.6a mostra quatre lòbuls associats amb la vorticitat transversal,  $\omega_{zc}$ , en el pla de simetria de l'estructura (pla  $y-x$  i  $z^*=0.0$ ). El valor més elevat del modul del component transversal de la vorticitat es troba aigües avall del punt crític detectat en les empremtes de velocitat, formant un lòbul de vorticitat negativa, que correspondria a la circulació detectada en el mateix pla. Es pot observar que el centre d'aquest "remolí transversal" està situat aproximadament a  $x^*=4.0$ ,  $y^*=1.3$  en el pla  $z^*=0.0$ . El isocontorns de  $\omega_{zc}$  obtinguts són bastant diferents als mostrats per Antonia et al. (1987), degut a que en les estructures presentades aquí no s'inclou la vorticitat mitjana. Ja que la vorticitat de la velocitat mitjana és negativa en la part superior de l'estela, el fet d'afegir aquest camp mitjà de vorticitat intensificaria el lòbul negatiu centrat a  $x^*=4.0$ ,  $y^*=1.3$  i reduiria els lòbuls amb vorticitat transversal positiva, de forma que la topologia que presentarien els contorns de  $\omega_{zc}$  serien consistents amb els resultats d'Antonia et al.(1987).

La figura 4.7b mostra la component lateral de la vorticitat,  $\omega_{yc}$ , en el pla horitzontal ( $z-x$ ) a  $y^*=1.0$ , i la 4.7c la component longitudinal,  $\omega_{xc}$ , en el pla frontal ( $z-y$ ). Aquestes dues components de la vorticitat presenten una zona de vorticitat zero a  $z^*=0.0$ , la qual separa dos lòbuls, un negatiu per  $z^*>0$  i un



de positiu per  $z^* < 0$ . En ambdós casos aquest lòbuls podrien representar les "potes" de l'estructura en forma de ferradura, que és simètrica respecte al pla vertical  $z^* = 0.0$ .

Vista la topologia obtinguda en el pla frontal y-z per la component longitudinal de la vorticitat,  $\omega_{xc}$ , sembla interessant representar-la també en el pla homogeni z-x, tot recordant que aquest pla no és el de circulació de la component  $\omega_{xc}$  (Fig.4.7d). Es pot observar, que en aquest pla, la zona que coincideix amb la presència del rodet doble (aproximadament entre  $x^* = 2.5$  i  $x^* = 5.2$ ) té els valors més elevats de vorticitat longitudinal, i transversal (Fig. 4.7b), la qual cosa fa pensar que la circulació del flux realment no pertany a cap d'aquets dos plans, sinó que es troba en un pla intermedi, de fet, les empremtes de  $\omega_{xc}$  i de  $\omega_{yc}$  són molt similars, al igual que les detectades per Bisset et al. (1990b). La figura 4.8 mostra la distribució sobre el pla horitzontal a  $y^* = 1.0$  dels angles que formen els components lateral  $\omega_{yc}$ , i longitudinal  $\omega_{xc}$  (Fig. 4.7b) de la vorticitat calculat com  $\arctg(\omega_{yc}/\omega_{xc})$  expressat en graus. Aquesta figura mostra que l'orientació predominant de la vorticitat dins del pla x-y és troba entre  $45^\circ$  i  $65^\circ$ , el que ens ve a dir que existeix una circulació que està alineada amb la direcció de l'esforç. De fet aquest angle coincideix aproximadament amb el predit per Bisset et al. (1990b) a  $x/D = 420$  al realitzar mesures dels tres components de la vorticitat en el pla x-y. Aquest resultat és consistent amb les estimacions fetes a l'analitzar el camp de les fluctuacions de la velocitat, amb el que s'ha obtingut un angle de  $60^\circ$ , i amb l'anàlisi de les fluctuacions de temperatura, on s'ha obtingut un angle de  $50^\circ$ . De fet aquest resultat només reflexa el que caldria esperar a l'estudiar l'equació de la vorticitat:

$$\frac{\partial \omega_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial \omega_i}{\partial x_j} = \omega_i s_{ij} + v \frac{\partial^2 \omega_i}{\partial x_j \partial x_i} \quad (4.2)$$

on apareix el terme  $\omega_i s_{ij}$ , que ens diu que les fluctuacions de la vorticitat tenen tendència a alinearse amb l'esforç. Els resultats anteriors, confirmen en certa manera, que les "potes" de l'estructura en forma de ferradura estan associades a una circulació perpendicular a la direcció de l'esforç (Fig.4.9).

Un punt important a tenir en compte és que la vorticitat és una propietat puntual de la partícula, i que aquí s'està estudiant com una propietat del flux,

per tant les zones d'alta vorticitat ens indiquen que existeix certa tendència a la circulació, però no ens asseguren que existeixi una circulació de gran escala en els plans estudiats. Aquest punt es fa evident en el moment de comparar les empremtes de vorticitat amb les empremtes de temperatura (Fig. 4.5a i b). Es pot observar que els lòbuls de temperatura no corresponen als lòbuls de vorticitat, per tant caldria pensar que l'estructura coherent existent no està formada simplement per un rodet doble, sino que aquest rodet és la projecció en el pla horitzontal de l'estructura detectada. Aquest punt es discutirà més endavant després d'analitzar altres paràmetres coherents calculats.

#### 4.4. Velocitat de deformació

Un altre paràmetre important en l'estudi de la turbulència és la velocitat de deformació, per la seva relació amb els termes de dissipació i producció d'energia. Com ja s'ha comentat en l'apartat anterior, el tensor velocitat de deformació és responsable de l'alineació de la vorticitat. En el tipus de flux que s'està estudiant en aquest treball, l'única component mitjana important dels 9 que componen el tensor velocitat de deformació és el del pla xy, aquest component es defineix com:

$$S_{xy} = S_{yx} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (4.3)$$

Dels termes que la componen s'ha de tenir en compte que  $\partial U / \partial y \gg \partial V / \partial x$ . En la figura 4.10 es pot veure el perfil de  $\partial U / \partial y$  calculat a partir del perfil de velocitats mitjanes (Fig. 2.4), és evident que aquest perfil presenta la mateixa forma que el que presentaria  $-\overline{uv}$ . S'observa que els valors extrems es troben per  $y^* = \pm 1.0$ . És important, doncs, saber quina és l'aportació de l'estructura coherent al camp mitjà de la velocitat de deformació i quina relació té amb la mitjana de conjunt de temperatures, velocitat i vorticitat obtingudes.

A l'igual que per la vorticitat, a partir de la mitjana de conjunt de la velocitat s'ha calculat el component "coherent" xy del tensor velocitat de deformació com:

$$s_{xyc} = s_{yxc} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) \quad (4.4)$$

En aquest càlcul s'han de fer els mateixos comentaris que en el cas de la vorticitat, és a dir que no es tenen en compte les aportacions del camp mitjà, s'ha calculat la velocitat de deformació associada a la mitjana de conjunt de la velocitat, i no la mitjana de conjunt de la velocitat de deformació, i l'espaiat de les sondes pot portar a cometre un error en l'apreciació dels valors màxims observats.

La figura 4.11a mostra  $s_{xyc}$ , en el pla vertical x-y a  $z^*=0.0$  on es pot observar que presenta una estructura gairabé elíptica amb l'eix major orientat en la direcció de les separatrius dels punts crítics, formant un angle aproximat de  $45^\circ$  respecte al eix x. El valor màxim que presenta és 0.3 en la posició  $y^*=1.0$  i  $x^*=2.6$ . Per sota d'aquest lòbul de signe positiu, gairebé sota del centre del vortex que presenten les empremtes de velocitat en aquest pla (Fig. 4.3), apareix un altre lòbul de signe negatiu, amb valors extrems del mateix ordre que el positiu. Si es comparen aquest resultat amb d'altres anteriors (Antonia et al., 1987) s'observa que aquest lòbul de signe negatiu no apareix, aquesta disparitat en els resultats es deguda, a l'igual que passava amb la vorticitat, a que només es mostren les fluctuacions. Al afegir-hi la mitja els resultats presentats aquí serien plenament coincidents amb els de Antonia et al. ja que en la part superior de l'estela  $\partial U/\partial y + \partial V/\partial x$  és positiu, el que faria que el lòbul negatiu desaparegués. Per altra banda, s'ha de tenir en compte que els valors màxims presentats per  $\partial U/\partial y$  (Fig. 4.9) són del ordre de 0.8, mentre que els presentats per  $s_{xyc}$  són de 0.2, això indica que l'aportació de l'estructura coherent a la velocitat de deformació mitjana és important, i que aquesta aportació ve agrupada en blocs de topologia ben definida.

La figura 4.11b mostra  $s_{xyc}$  en el pla horitzontal z-x a  $y^*=1.0$ . En aquest pla la topologia que presenta és un lòbul molt ben definit amb el valor màxim aproximadament a  $z^*=0.0$  i  $x^*=2.6$ , coincident amb el que s'ha observat pel pla vertical. S'ha de tenir en compte que el pla horitzontal és un pla homogeni, per tant la component mitjana en aquest pla ha de ser la mateixa per totes les sondes, per tant el tenir aquest lòbul positiu implicaria dues opcions, la primera, és que en aquest pla al igual que lòbuls positius, haurien

d'existir lòbuls d'igual magnitud però signe negatiu. I la segona és que aquests paquets es troben deslocalitzats en la direcció  $z$ , el que faria que la mitjana final fos homogènia per totes les sondes. S'ha de tenir en compte que a l'aplicar el reconeixement de formes, només es detecten els que estan centrats amb l'empremta inicial de temperatura utilitzada, per tant és molt probable que la segona opció sigui la més encertada. Com a resum es pot dir que l'aportació de l'estructura coherent al camp mitjà de la velocitat de deformació és molt important, que presenta una topologia que és plenament tridimensional, fortament lligada al camp de velocitats, vorticitats i temperatura "coherents", i que es presenta en forma de paquets positius distribuïts aleatòriament en la direcció  $z$ .

Per tant es podria dir que l'estructura, a més d'estar sota els efectes de la velocitat de deformació aportada pel flux mitjà,  $S_{xy}$ , també aporta  $s_{xy}$ , que actua sobre estructures d'una escala més petita que porta associades.

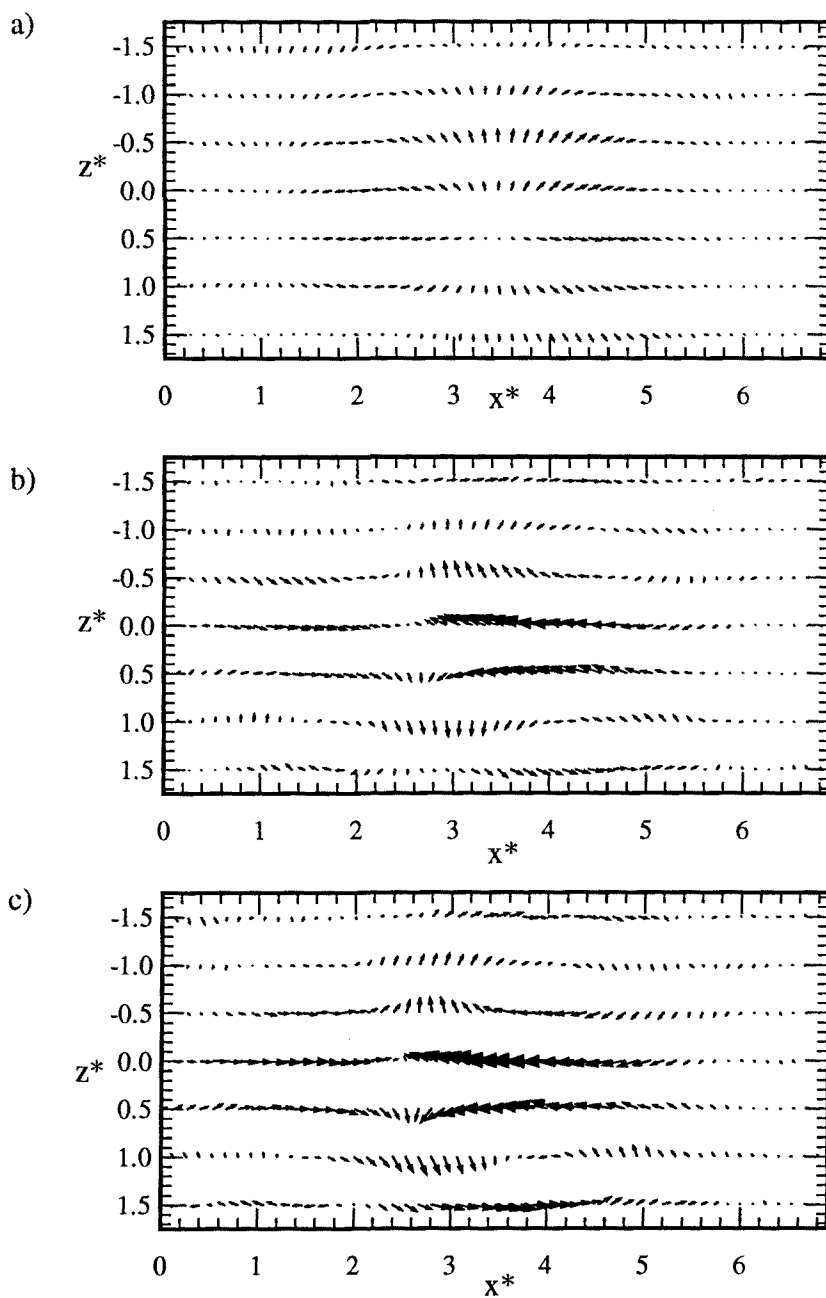


Fig. 4.1. Veure pàgina següent.

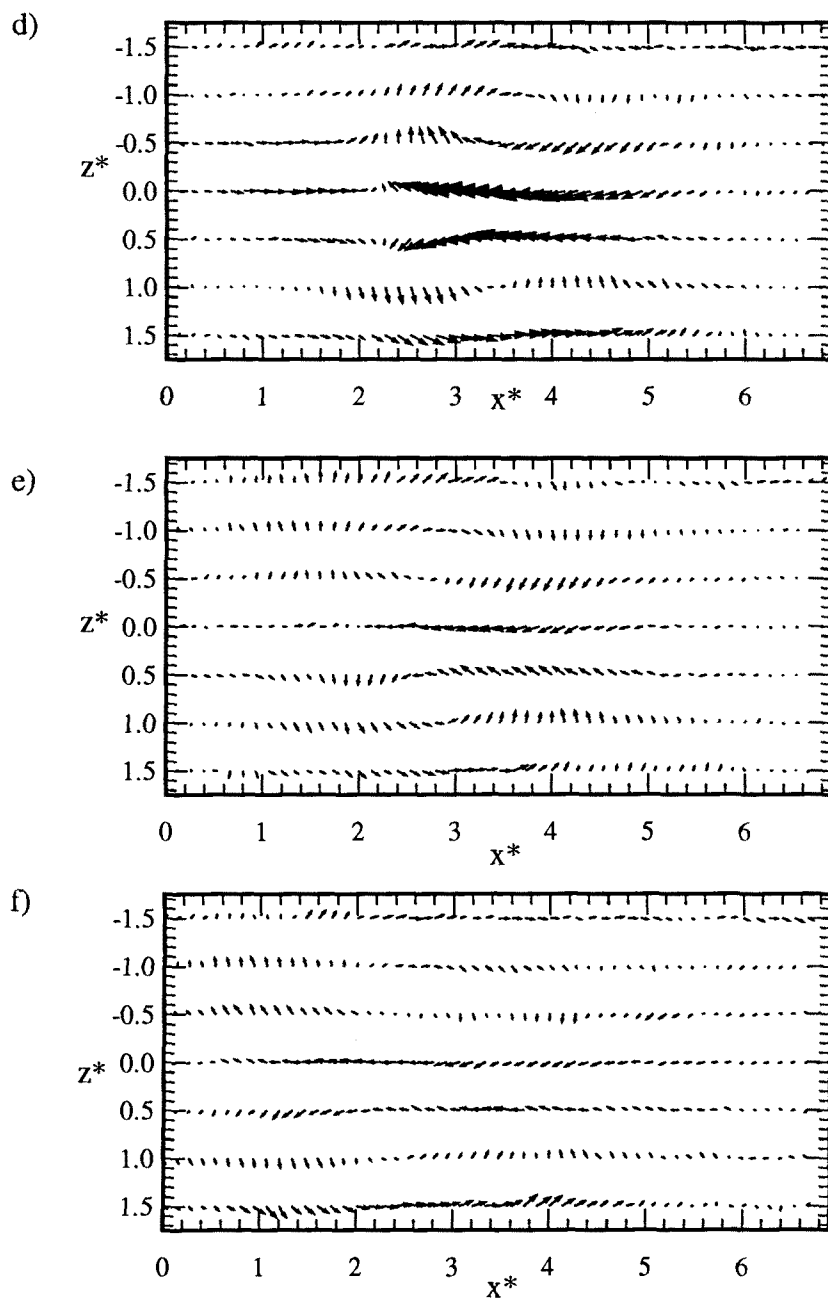


Fig. 4.1. Empremtes de les fluctuacions  $u$  &  $w$  de velocitat en diferents plans horitzontals. a)  $y^*=2.25$ , b)  $y^*=1.25$ , c)  $y^*=1.0$ , d)  $y^*=0.75$ , e)  $y^*=0.25$  i f)  $y^*=-0.25$

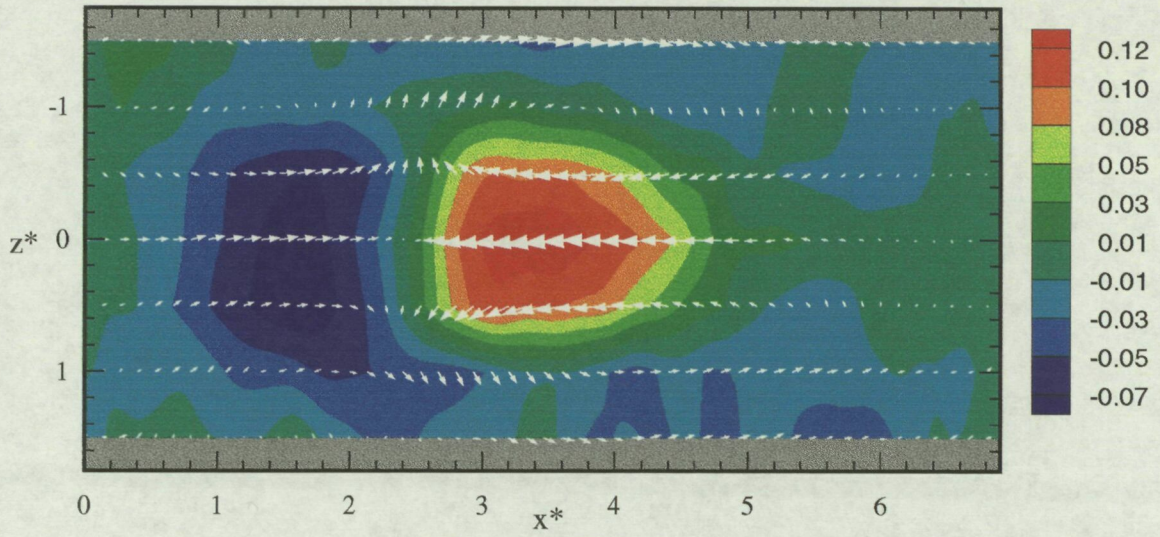


Fig. 4.2. Mitjana de conjunt de la component lateral,  $v$ , de les fluctuacions de la velocitat, juntament amb els vectors de  $u$  &  $w$ , en el pla  $y^*=1.0$ .

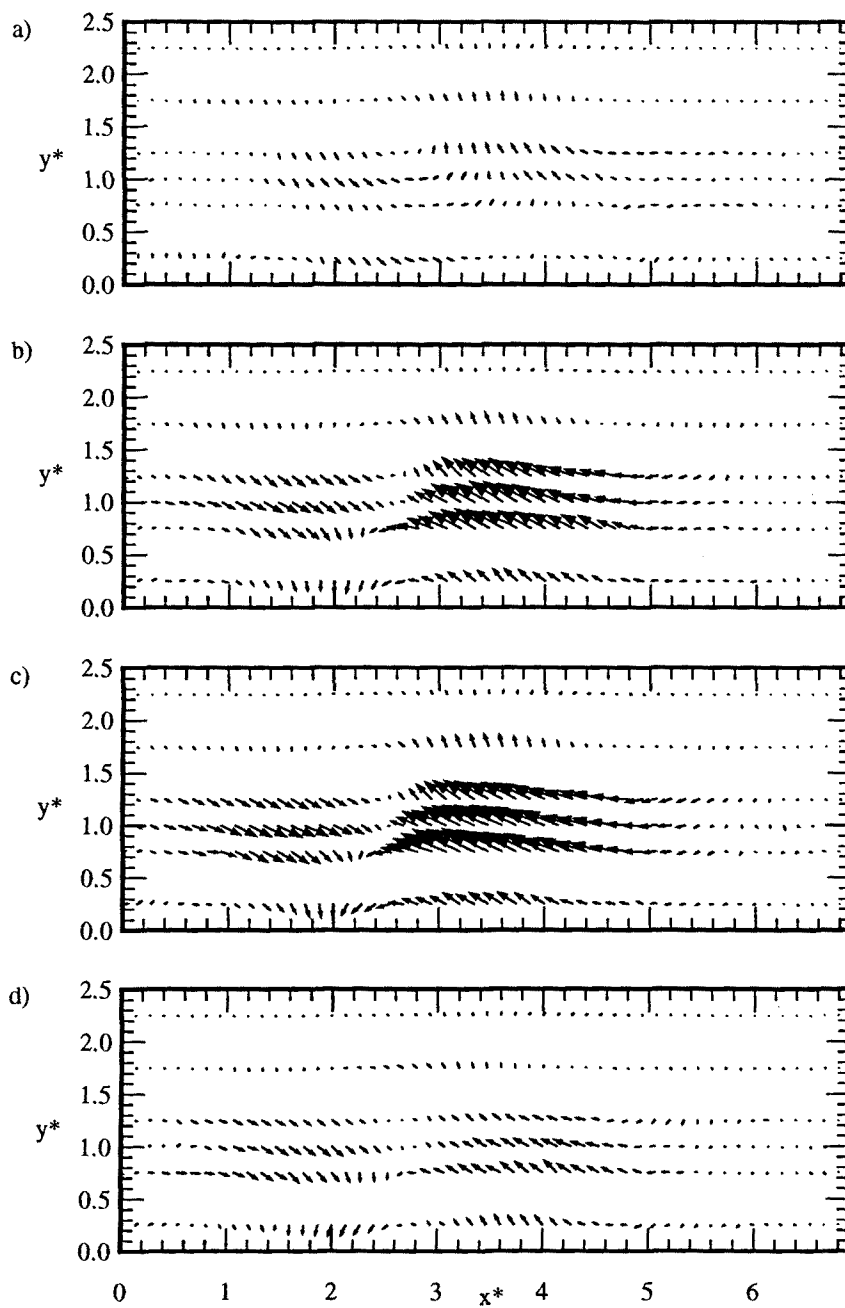


Fig. 4.3. Empremtes de les components  $u$  &  $v$  corresponents a diferents talls verticals. a)  $z^*=1.0$ , b)  $z^*=0.5$ , c)  $z^*=0.0$  i d)  $z^*=-0.5$ .



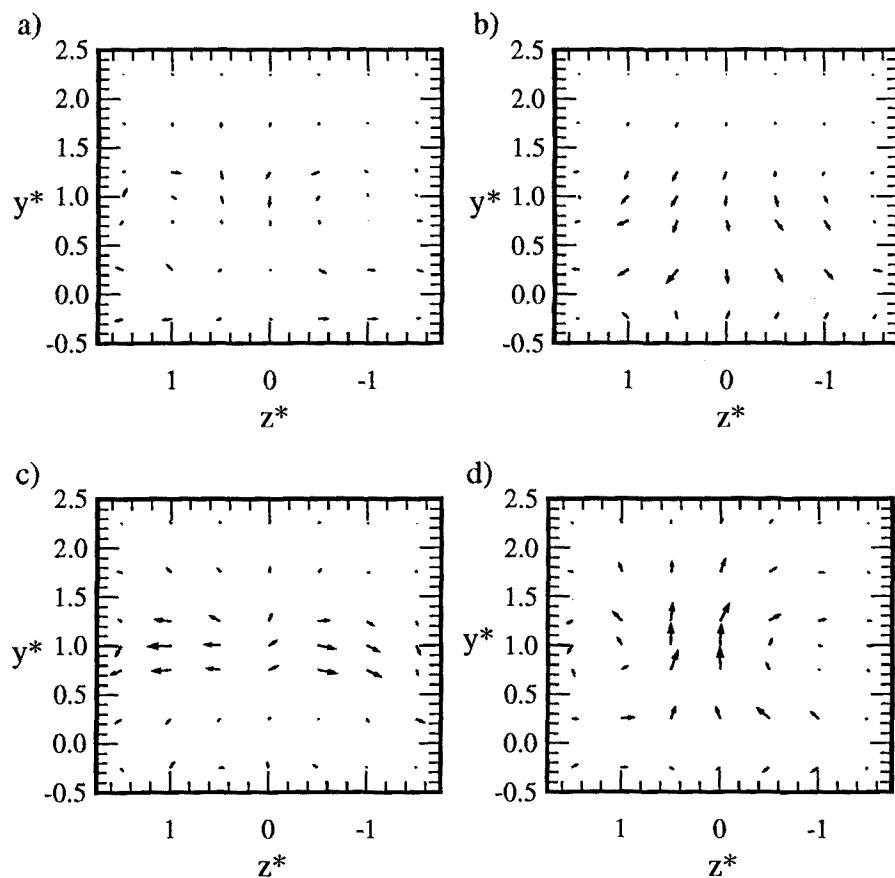


Fig. 4.4. Empratges dels components  $v$  &  $w$  per diferents talls frontals.  
a)  $x^* = 1.0$ , b)  $x^* = 2.0$ , c)  $x^* = 2.5$  i d)  $x^* = 3.6$ .

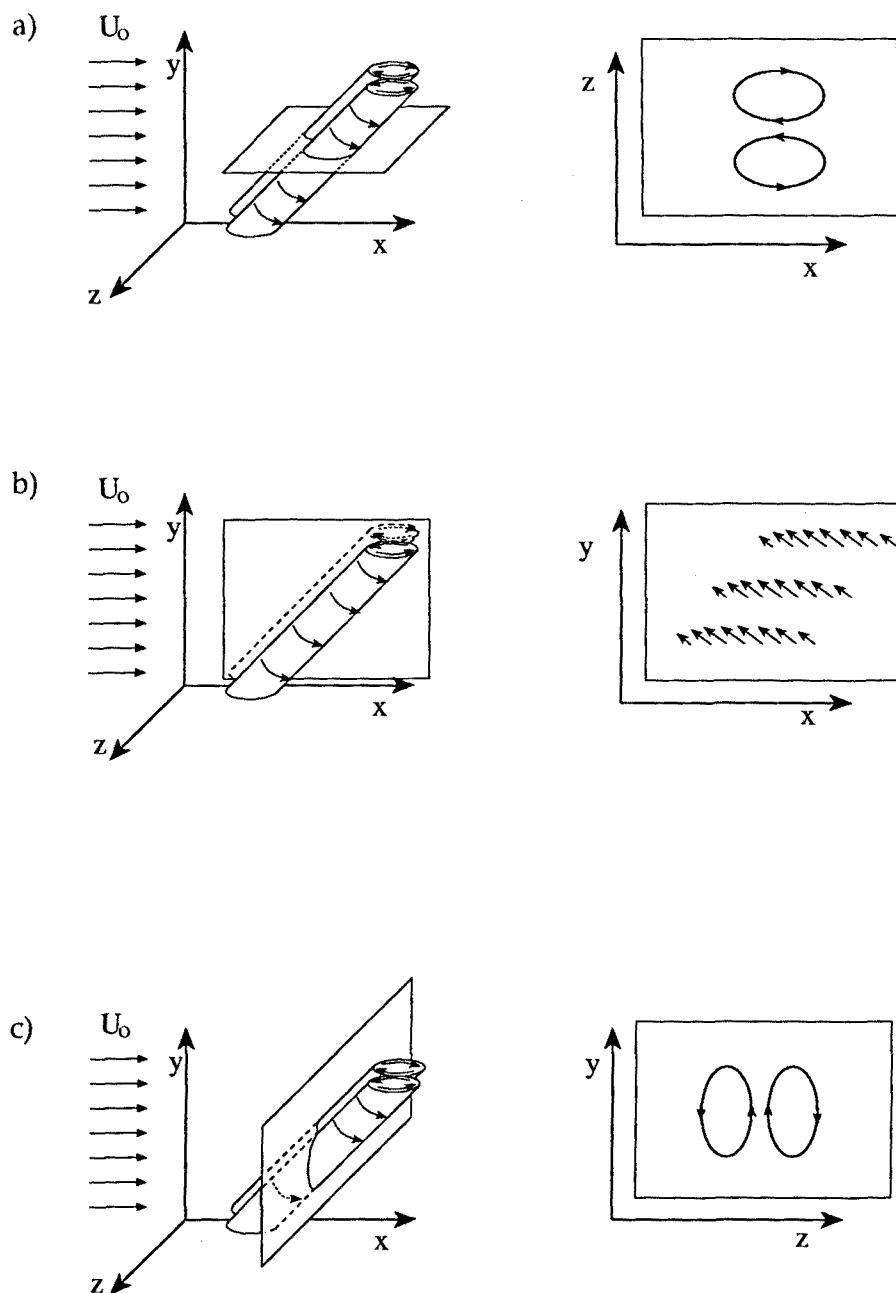


Fig. 4.5. Empremtes teòriques que s'obtidrien al fer diferents talls als rodets de Grant. a) Pla z-x corresponent a la Fig. 4.1c. b) pla y-x, corresponent a la Fig. 4.3c i c) pla z-y, corresponent a la Fig. 4.4d.

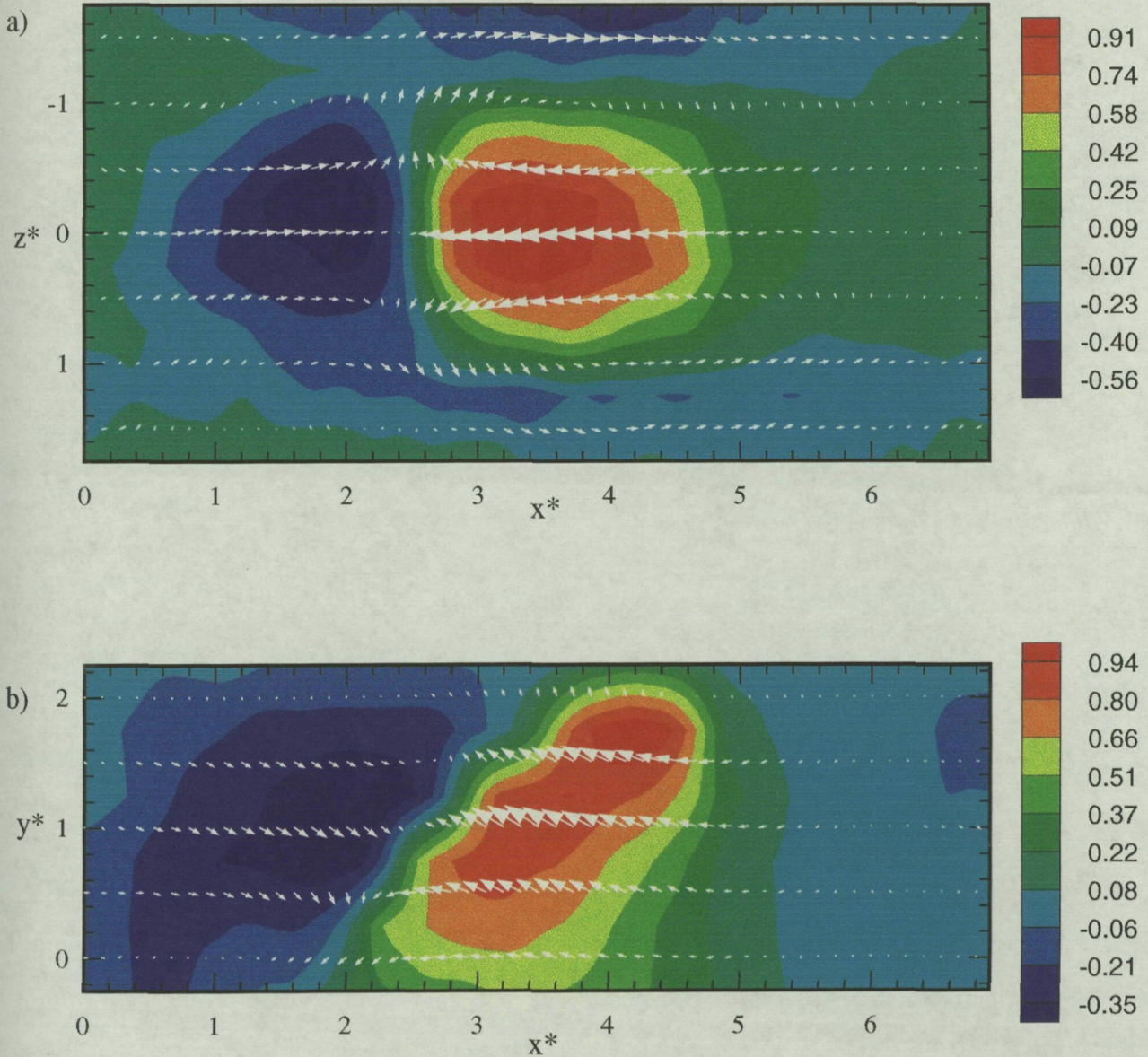


Fig. 4.6. Empremtes de velocitat i temperatura. a) Components  $u$  &  $w$  i temperatura en pla horitzontal  $y^*=1.0$ , i b) components  $u$  &  $v$  i temperatura en pla vertical  $z^*=0$

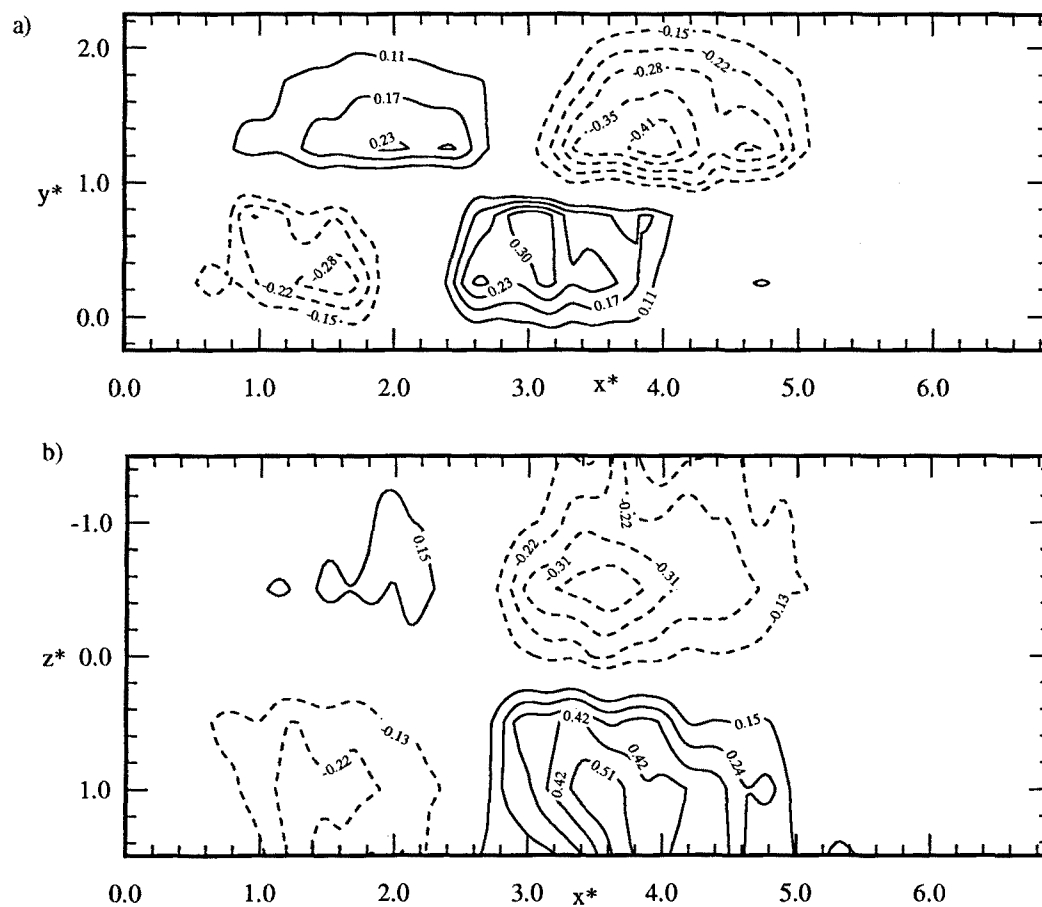


Fig. 4.7. Veure pàgina següent.

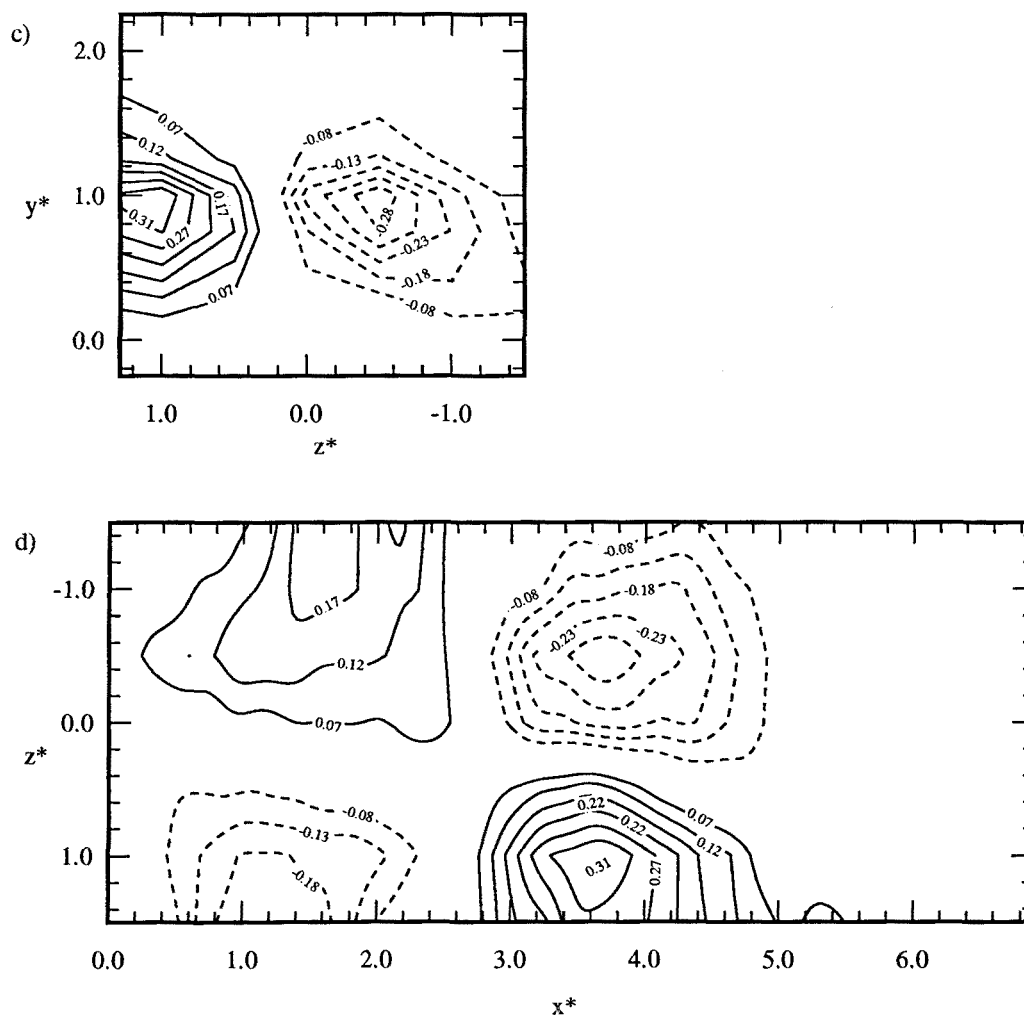


Fig. 4.7. Empremtes de vorticitat coherent,  $\omega_i^*l_0/U_s$ . a) Vorticitat lateral,  $\omega_z$ , al pla  $y$ - $x$ ,  $z^*=0.0$ , b) vorticitat transversal,  $\omega_y$ , al pla  $z$ - $x$ ,  $y^*=1.0$ , c) vorticitat longitudinal,  $\omega_x$ , al pla  $z$ - $y$ ,  $x^*=3.6$  i d) vorticitat longitudinal,  $\omega_x$ , al pla  $z$ - $x$ ,  $y^*=1.0$ .

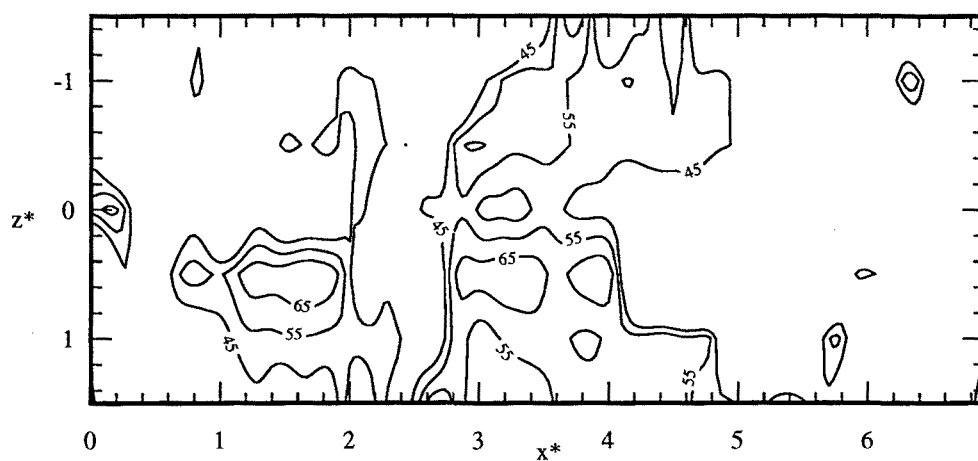


Fig. 4.8. Distribució sobre el pla horitzontal  $y^*=1.0$  dels angles formats pels components  $\omega_y$  i  $\omega_x$ .

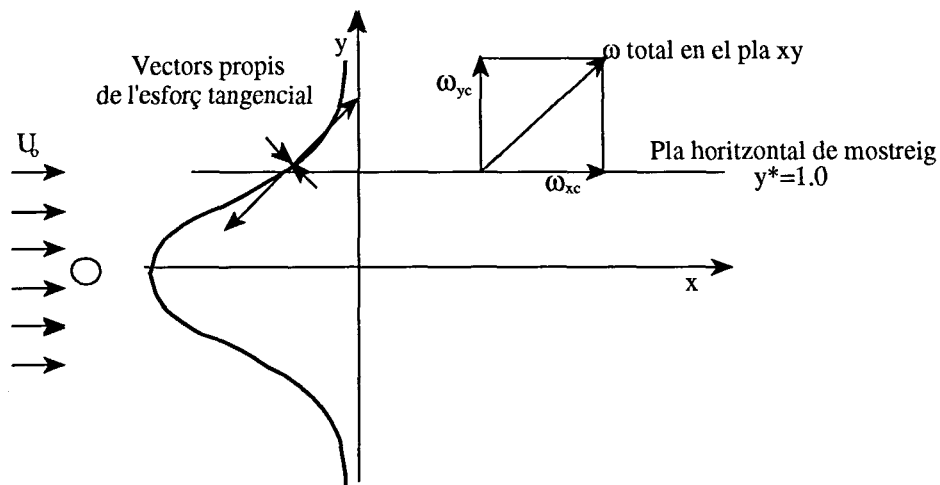


Fig. 4.9. Relació entre l'angle d'inclinació de l'estructura (angle obtingut per la vorticitat), i la direcció del esforç tangencial.

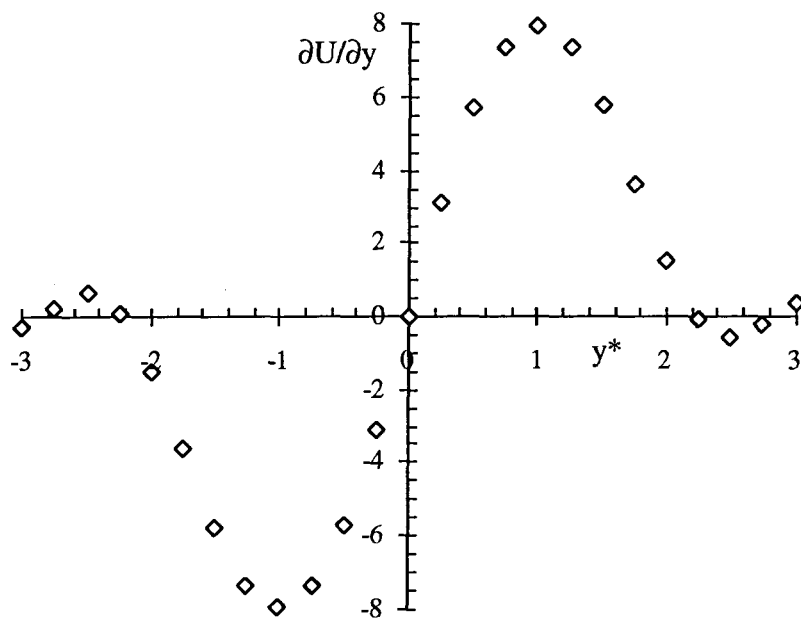
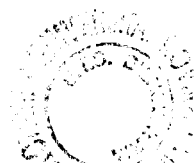


Fig. 4.10. Perfil de  $100 \cdot \frac{\partial U}{\partial y} \cdot \frac{l_0}{U_s}$



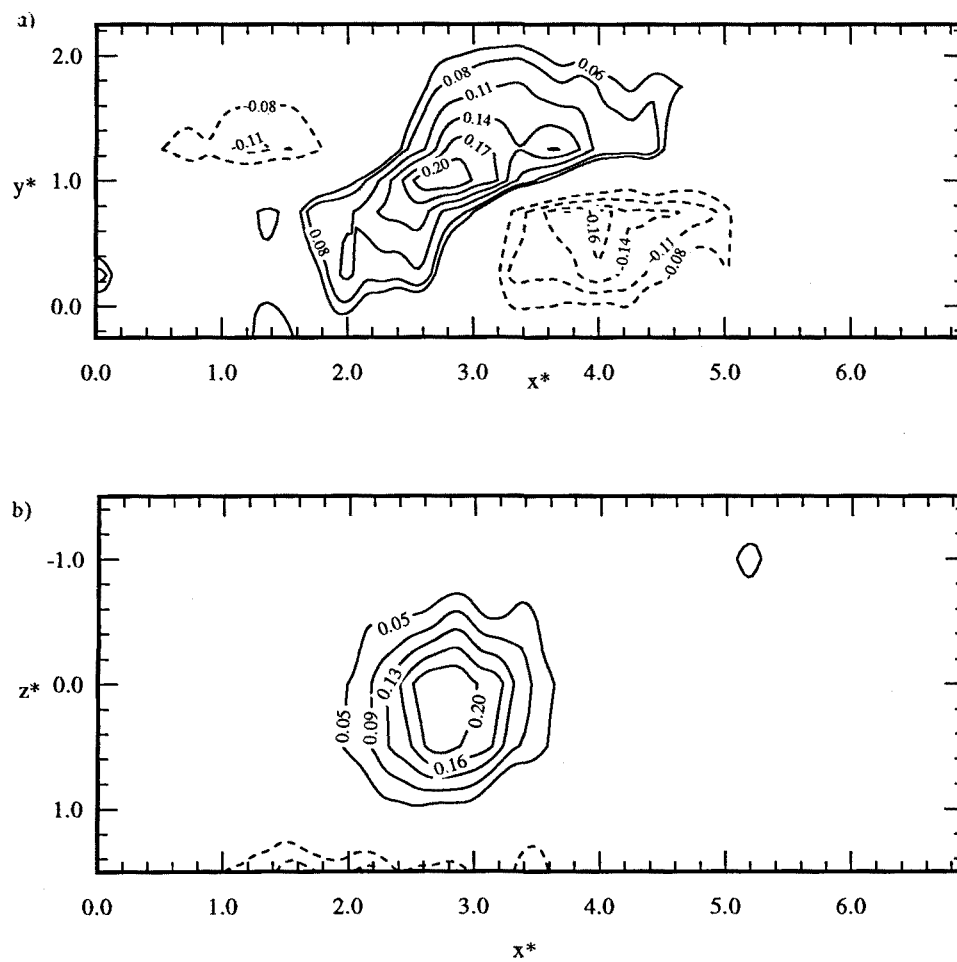


Fig. 4.11. Empremses del component xy de la velocitat de deformació. a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .



---

## Contingut energètic de les estructures

*En aquest capítol s'analitza el contingut energètic de les estructures coherents detectades. Primer es mostren les empremtes que presenten els diferents components dels esforços normals,  $u_i^2$ , i l'energia cinètica turbulenta,  $k$ , i s'estudia quina relació tenen aquestes empremtes amb el camp dinàmic i tèrmic de l'estructura coherent. En segon lloc, es valora quina és l'aportació energètica, sobre el total d'energia del flux, de les finestres seleccionades per obtenir la mitjana de conjunt i quina és l'energia associada al moviment coherent i a l'incoherent. Per últim, s'analitza l'estructura coherent emprant una funció indicador d'escala fina (FSTIF), desenvolupada per Ferré et al. (1990), amb la que es poden obtenir les empremtes que les escales dissipatives deixen sobre les estructures. En tots els casos s'ha analitzat el pla homogeni ( $z^*-x^*$ ) a  $y^*=1.0$  i el pla de simetria de l'estela ( $y^*-x^*$  a  $z^*=0.0$ ) obtinguts en les series d'experiments realitzats amb la configuració UVT ( Fig. 2.5 i 2.6).*

## 5.1. Energia associada a la part coherent

L'anàlisi de l'energia associada a l'estructura coherent s'estudia a partir de la mesura de l'energia cinètica turbulenta,  $k$ , definida com:

$$\bar{k} = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \quad (5.1)$$

Si s'aplica la descomposició de Reynolds a  $1/2 \overline{u_i u_i}$ , s'obtenen dos components, un corresponent al camp mitjà i un altre corresponent a la  $k$ . Quan s'aplica la descomposició triple el component corresponent a la  $k$  es descompon en dos termes, un associat a la part coherent de l'energia cinètica turbulenta,  $k_c$ , i un associat a la component incoherent,  $k_r$ .

$$\frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} \overline{U_i U_i} + \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} = \frac{1}{2} \overline{U_i U_i} + \frac{1}{2} \overline{u_{ci} u_{ci}} + \frac{1}{2} \overline{u_{ri} u_{ri}} \quad (5.2)$$

En principi el terme degut al camp mitjà no es tindrà en compte, ja que només s'analitzen les fluctuacions de velocitat encara que, com ja es veurà en el següent capítol, aquest terme és important a l'examinar el diferents components de la producció d'energia cinètica turbulenta.

Per altra banda el termes  $\overline{u_i^2}$  són els components diagonals del tensor de Reynolds, pel que a més d'analitzar l'empremta de l'energia cinètica turbulenta, val la pena examinar els seus components per separat, detallant quina és l'aportació energètica de cada un d'ells. Tal com s'ha comentat en l'apartat 2.6, es poden obtenir les empremtes coherents i incoherents de cada variable, en aquest apartat s'analitzen els termes coherents dels esforços normals i de l'energia cinètica turbulenta.

A partir de les mitjanes de conjunt obtingudes per a les fluctuacions de la velocitat, s'han calculat els diferents esforços normals coherents,  $\langle u \rangle^2$ ,  $\langle v \rangle^2$  i  $\langle w \rangle^2$ , que es mostren en les figures 5.1, 5.2 i 5.3 respectivament, en els plans horitzontal a  $y^*=1.0$  i vertical a  $z^*=0.0$ , excepte per  $\langle w \rangle^2$  que es representa en els plans  $y^*=1.0$  i  $z^*=1.0$ , ja que en el pla  $z^*=0.0$   $\langle w \rangle^2$  es pràcticament nul, tal com es pot observar a la figura 5.3b.

Cal remarcar que  $\langle u \rangle^2$  presenta un màxim de 9, que és el més gran de tots, mentre que  $\langle v \rangle^2$  i  $\langle w \rangle^2$  presenten uns màxims semblants, 2.2 i 1.3 respectivament. Tant  $\langle u \rangle^2$  com  $\langle v \rangle^2$  mostren una topologia clarament tridimensional amb una certa similitud, són elipsoides centrades entre el centre del doble rodet i el punt crític (aproximadament a  $z^*=0.0$ ,  $y^*=1.00$  i  $x^*=3.5$ ), es a dir, centrades en la zona de barreja de l'estructura (mixing jet region), amb tot i això, també mostren certes diferències. En primer lloc, en el pla homogeni el component lateral presenta una topologia quasi-circular i no elíptica i, segon, en el pla vertical l'eix major de  $\langle u \rangle^2$  està alineat amb l'eix longitudinal, mentres que l'eix major de  $\langle v \rangle^2$  té una orientació perpendicular a aquest eix.

El component transversal,  $\langle w \rangle^2$ , presenta unes diferències significatives amb els altres dos esforços normals. En el pla homogeni es pot observar que els contors de  $\langle w \rangle^2$  presenten dos esferes centrades aproximadament a  $x^*=2.7$ ,  $y^*=1.0$  i  $z^*=\pm 0.75$ , per tant, els valors màxims es troben aprop del punt de cadira i aigües avall de la zona de barreja. Per altra banda com que els valors al pla de simetria ( $z^*=0.0$ ) de l'estructura són pràcticament zero, ja que en aquest pla els valors de  $\langle w \rangle$  (Fig.4.1 i Fig. 4.4) són gairabé nuls, no es pot observar gairabé cap estructura, per tant s'ha representat el pla  $z^*=1.0$  (Fig.5.3c), en el que es pot observar que els lòbuls de  $\langle w \rangle^2$  mostren una orientació de uns  $45^\circ$ , es a dir alineats amb l'esforç.

Els contors de  $\langle u \rangle^2$  no són consistents amb els resultats presentats per Antonia et al. (1987). En els resultats presentats aquí, es mostra que el màxim es troba una mica per sota del centre del vortex, entre la zona de barreja i una mica aigües avall del punt de cadira. Per altra banda, Antonia et al.(1987), mostren el valors màxims aprop de la separatriu divergent del punt de cadira, entre  $y^*=1.5$  i  $0.5$ . Aquesta incoherència és deguda al diferent tipus de descomposició emprada.

Pel que fa al component coherent de l'energia cinètica turbulenta, aquest s'ha calculat com:

$$k_c = \frac{1}{2} (\langle u \rangle^2 + \langle v \rangle^2 + \langle w \rangle^2) \quad (5.3)$$

i es mostra en la figura 5.4. Òbviament l'empremta de l'energia cinètica turbulenta associada al moviment coherent, està fortament relacionada amb els esforços coherents normals, sobretot amb el component longitudinal, ja que aquest és el que presenta un valor més elevat. Les topologies mostrades per  $\langle u \rangle^2$  (Fig.5.1) i per  $k_c$  són gairabé idèntiques, variant només els valors màxims.

## 5.2. Energia associada a la part incoherent

Les figures 5.5, 5.6 i 5.7 mostren respectivament els esforços normals  $\langle u_r^2 \rangle$ ,  $\langle v_r^2 \rangle$ , i  $\langle w_r^2 \rangle$ , associats al moviment incoherent, calculats a partir de:

$$\langle u_r^2 \rangle = \langle u_i^2 \rangle - \langle u_i \rangle^2 \quad (5.4)$$

Els valors extrems dels components transversal i lateral són gairabé iguals mentre que els valors corresponents al component longitudinal són aproximadament el doble. En el pla vertical es mostren uns contorns similars, però menys "coherents", que els presentats per Antonia et al. (1987). La topologia que presenten els tres esforços normals en el pla homogeni és un defecte d'energia en la regió aigües amunt del punt crític. En el pla vertical els màxims es troben per sota del centre del vortex, es a dir en la zona de barreja (mixing jet region), però en el pla horitzontal aquests pics màxims semblen tenir una distribució bastant aleatòria. De fet els únics contorns que es podrien considerar no distribuïts aleatòriament són els que es troben en la regió aigües amunt del punt crític, on s'observen els valors més baixos.

L'empremta del component incoherent de l'energia cinètica turbulenta es mostra en la figura 5.8, obtinguda a partir de:

$$k_r = \frac{1}{2} (\langle u_r^2 \rangle + \langle v_r^2 \rangle + \langle w_r^2 \rangle) \quad (5.5)$$

Al igual que el que passava amb la part coherent, l'empremta de  $k_r$  no difereix en gairabé res dels components de l'esforç normal per separat.

### 5.3. Distribució de l'energia.

De les empremtes coherents dels esforços normals i de la  $k$  mostrades en l'apartat 5.1, i de les incoherents, mostrades en l'apartat 5.2, cal destacar que les components incoherents presenten uns valors màxims més elevats que els coherents (Taula 5.1). Aquest punt posa en evidència quin és el valor energètic de l'estructura coherent, arribant fins i tot a poder pensar que realment el valor energètic de l'estructura és de poca importància. Per això cal veure com es distribueix l'energia en el flux, es a dir quina part està associada a l'estructura coherent, quina part al moviment incoherent i quin segment de l'energia correspon a la part del flux que no s'ha seleccionat a l'hora de fer la mitjana de conjunt de l'estructura.

El primer que s'ha avaluat és el tant per cent d'energia que contenen les finestres triades per l'obtenció de la mitjana de conjunt sobre l'energia total del flux, que anomenarem FTK (fracció total d'energia), i que es mesura d'acord amb l'expressió:

$$FTK = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} u^2 + v^2}{\sum_{i=1}^{i=m} u^2 + v^2} * 100 \quad (5.6)$$

on "n" és el nombre de punts utilitzats en totes les finestres emprades en l'obtenció de la mitjana de conjunt i "m" és el nombre total de punts. El fet de que aproximadament s'hagi emprat un 40% del flux en l'obtenció de la mitjana de conjunt, implica que si no hi hagués diferències entre la part del flux emprada i la que no s'ha utilitzat, el percentatge d'energia obtinguda amb l'equació 5.6 hauria de ser 40%. Tal com es pot veure en la taula 5.2, el percentatge d'energia total que contenen les finestres emprades s'incrementa a mesura que ens apropem a l'interfase de l'estela, passant del 45% al centre de l'estela al 64% a  $y^*=2.0$ . Això indica que en el centre de l'estela el contingut energètic de les finestres seleccionades no difereix del contingut mitjà del flux. En canvi, així que ens apropem a l'interfase la part rebutjada és més energètica que la seleccionada, es a dir que les finestres seleccionades aprop de l'interfase contenen flux "més turbulent", mentre que el que es rebutja és "menys turbulent". Això es podria explicar tenint en

compte que les finestres no seleccionades a l'interfase contenen flux més calmat provinent de fora de l'estela i que s'incorpora a aquesta, mentre que al centre de l'estela les finestres no seleccionades ja contenen flux molt més turbulent, i per tant més energètic. Per altra banda, cal puntualitzar que el percentatge d'energia corresponent a les finestres seleccionades es pot justificar per l'aportació de dos termes diferents. Per una banda, el degut al moviment coherent, es a dir pel que es podria explicar per l'existència de l'estructura coherent, i per altra banda, el que es podria interpretar com l'aportació del moviment aleatori associat a l'estructura coherent.

A l'igual que en l'avaluació del percentatge de l'energia de les finestres seleccionades sobre el total (eq.5.6), és pot avaluar l'aportació del moviment coherent sobre el total de l'energia de les finestres seleccionades, aquest terme l'anomenarem FCK, fracció coherent d'energia, i es defineix com:

$$FCK = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} u_c^2 + v_c^2}{\sum_{i=1}^{i=n} u^2 + v^2} * 100 \quad (5.7)$$

En aquest cas ambdós sumatoris s'allarguen desde 1 fins el nombre total de punts de les finestres seleccionades, "n". El resultats es mostren també en la taula 5.2. Es pot observar que el màxim no supera el 20%, per tant això significa que com a mínim un 80% de l'energia associada a les finestres emprades en l'obtenció de la mitjana de conjunt, no troba la seva explicació en l'existència de moviment de gran escala, sino que es justificaria per el moviment aleatori associat a aquesta estructura. Per altra banda cal destacar que el percentatge degut al moviment coherent augmenta en la zona compresa entre  $y^*=0.5$  i  $1.5$ , on la presència del rodet doble és més intensa, això es pot justificar degut a què el rast de sondes de temperatura emprat per detectar el pas d'estructures es troba a  $y^*=1.0$ , per tant en aquesta posició les estructures tenen una alineació millor que en les altres posicions.

Aquest 80% d'energia lligada al moviment aleatori no té una explicació simple. Durant molt de temps es va assumir que estava associada totalment a moviments de escala fina. Tal com van indicar Antonia et al (1987) i Ferré et al (1990), en el fluxos turbulents plenament desenvolupats existeix un ampli rang de diferències entre cada una de les estructures individuals que

es tenen en compte a l'hora de calcular la mitjana de conjunt, que no són degudes únicament a diferències en l'escala incoherent o aleatòria, sino que també hi ha diferències en tamany, intensitat, orientació i/o desalineació en el procés d'amitjanament. Ferré et al(1990) van senyalar que els esforços d'escala fina calculats d'aquesta forma estaven relacionats amb la desviació estàndard de les estructures amitjanades. Per tant, es pot resumir que aquesta energia aleatòria és deguda per una banda a diferències entre les diferents estructures individuals seleccionades (diferències en tamany, intensitat, orientació, etc.) i per l'altra als moviments d'escala fina associats a l'estructura coherent.

#### 5.4. Funció indicadora d'escala fina

Degut a l'impossibilitat de demostrar si els resultats obtinguts pels esforços incoherents i el component incoherent de l'energia cinètica turbulenta són deguts als moviments d'escala fina associats a l'estructura coherent, a diferències entre les empremtes individuals tingudes en compte al fer la mitjana de conjunt o a una combinació d'ambdues possibilitats, Ferré et al. (1990) van desenvolupar la FSTIF (Fine Scale Turbulent Indicator Function). Aquesta funció està basada en el càlcul de l'embolcall de les segones derivades temporals de les fluctuacions longitudinals del vector velocitat, es a dir que està calculada a partir de  $\partial^2 u / \partial t^2$ . De fet, aquesta funció es podria calcular amb les fluctuacions transversals o laterals ja que en les zones on hi ha escala fina deguda a les fluctuacions de la component longitudinal de la velocitat,  $u$ , hi ha d'haver també escala fina deguda a les fluctuacions laterals,  $v$ , o transversals,  $w$  (Annex A). En aquest treball sempre que es parla de FSTIF es fa referència a l'embolcall de les segones derivades temporals de les fluctuacions longitudinals de la velocitat.

La figura 5.9a mostra la FSTIF en el pla vertical  $x$ - $y$  a  $z^*=0.0$ . S'observa que la topologia que presenta no difereix gaire de la presentada per els components incoherents dels esforços normals (Fig. 5.5a, 5.6a i 5.7a) o del presentat per la component aleatòria de l'energia cinètica turbulenta (Fig. 5.8a), mostrats en el capítol 5. En canvi l'estructura mostrada sí que difereix amb la presentada

per Ferre et al. (1990), aquesta diferència només és deguda a la normalització emprada, ja que aquí no es substraïu el seu valor mitjà.

A diferència del que s'obté en el pla vertical, el pla horitzontal a  $y^*=1.0$  (Fig. 5.9b) no presenta la mateixa topologia que l'obtinguda pels esforços i l'energia cinètica incoherents, però en canvi, aquests resultats són plenament coincidents amb els presentats per Ferré et al (1990). En aquest pla la FSTIF presenta una zona d'excés coincident amb el centre del doble rodets i una zona de defecte aigües amunt del punt crític. La topologia que presenta la funció indicador en aquest pla és la mateixa que la dels isocontorns de les fluctuacions transversals de la velocitat (Fig 4.2) i que els isocontorns de temperatura (Fig.4.6a). Per altra banda la zona d'excés correspon a la zona de fluctuacions negatives de la component longitudinal de la velocitat, mentre que la zona de defecte correspon a las fluctuacions positives.

Aquest resultat indica que la zona central del rodets doble presenta una activitat d'escala fina major que les zones exteriors, on les fluctuacions de la velocitat van en la direcció del flux principal, es a dir que les parts exteriors del rodets doble estarien formades per flux més calmat, es a dir "menys trubulent". Aquesta és una conclusió plenament coincident amb l'obtinguda observant les empremtes de temperatura (Fig.4.6a), les quals indiquen que el flux en el centre del doble rodets és més calent que l'exterior, per tant el flux exterior és flux que ha estat engolit més recentment, i que no ha estat en contacte amb el cilindre escalfat.



	Coherent	Incoherent
u	9.5	17.1
v	2.3	8.9
w	1.3	10.0
k	5.9	16.1

Taula 5.1 Pics maxims d'energia. Corresponents a les figures 5.1, 5.2, 5.3 i 5.4 pels resultats coherents, i a les figures 5.5, 5.6, 5.7 i 5.8 per als incoherents.

$y^*$	% flux	FTK	FCK
2.0	40	64	10
1.5	40	54	17
1.0	40	50	20
0.5	40	46	10
0.0	40	45	4

Taula 5.2 Percentatges d'energia. FTK, fracció total d'energia. FCK, fracció coherent d'energia.

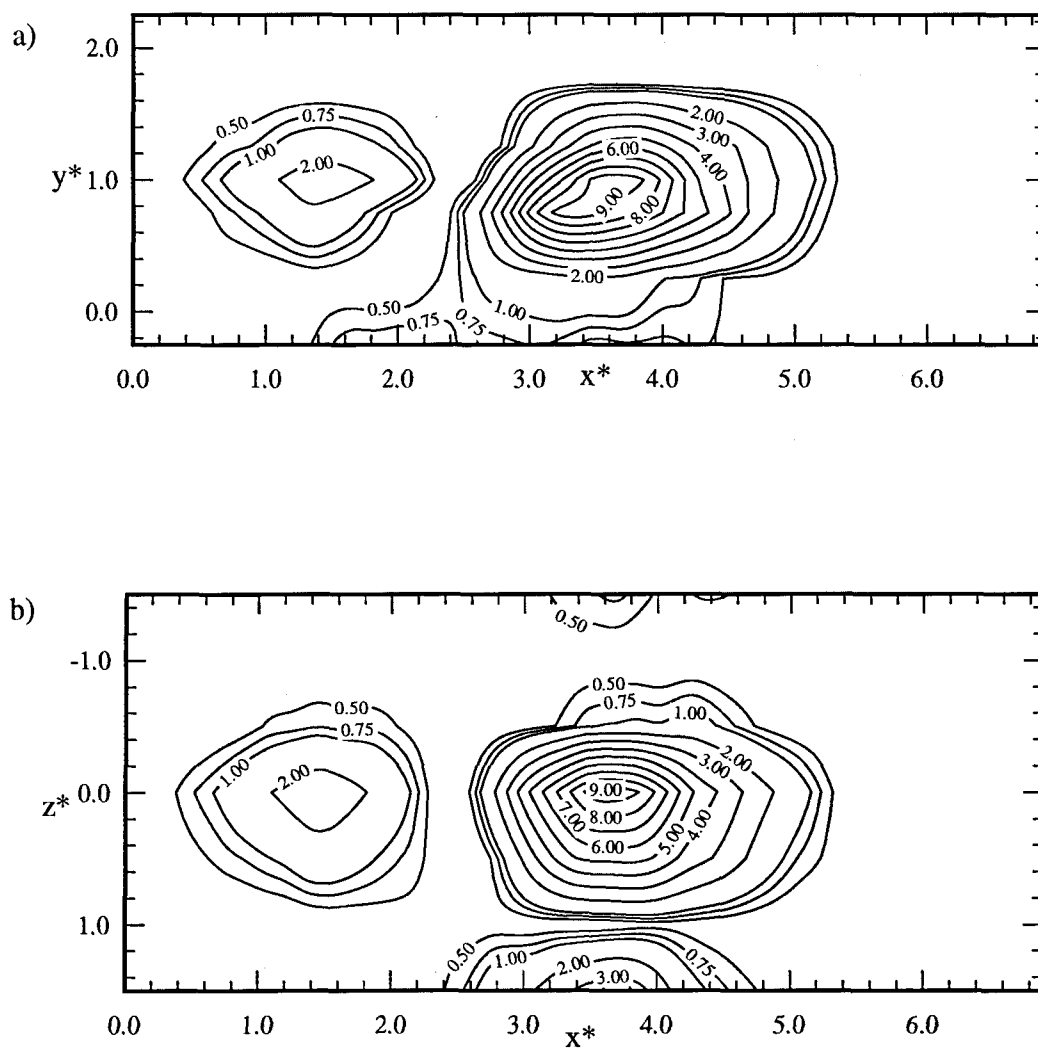


Fig. 5.1. Empremtes de  $100\langle u \rangle^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

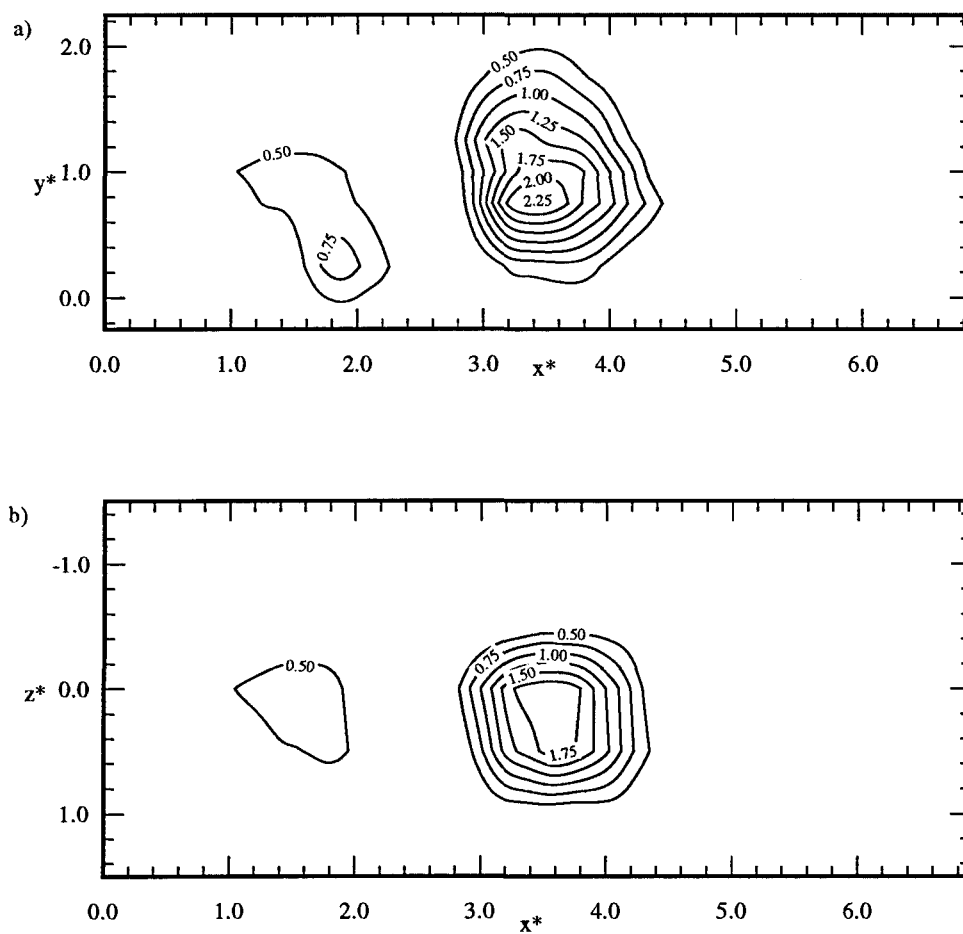


Fig. 5.2. Empremtes de  $100\langle v \rangle^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

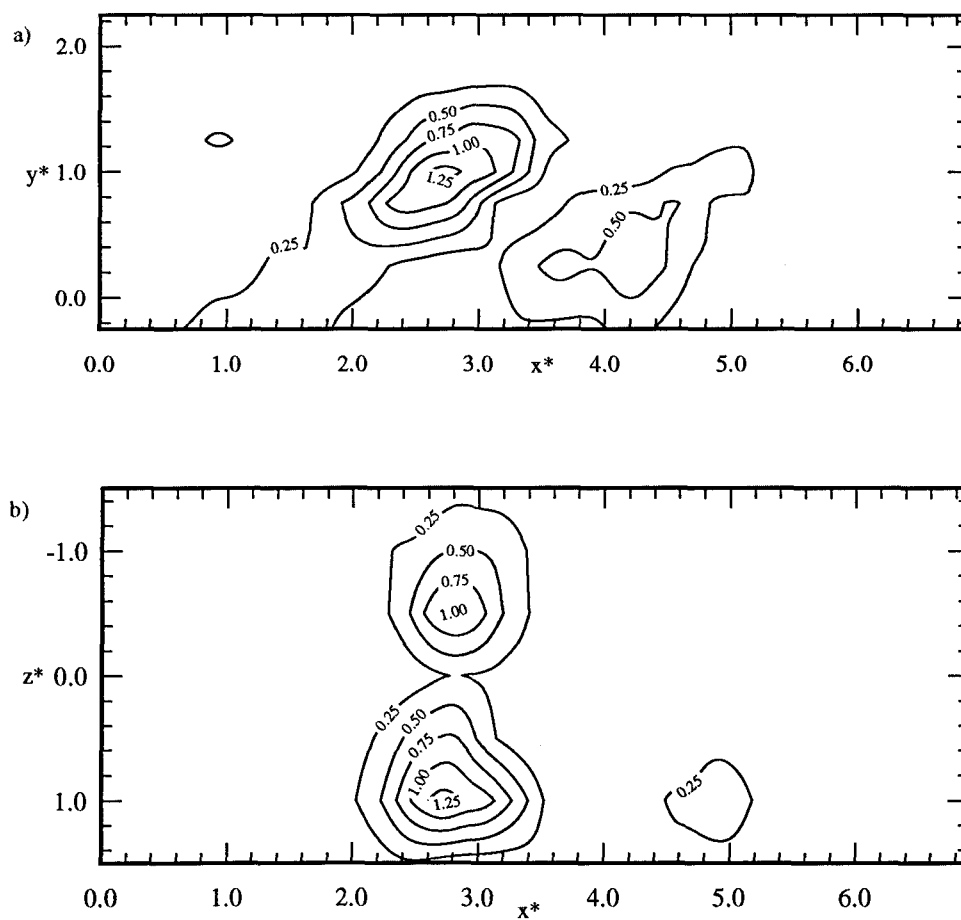


Fig. 5.3. Empremtes de  $100\langle w \rangle^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=1.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

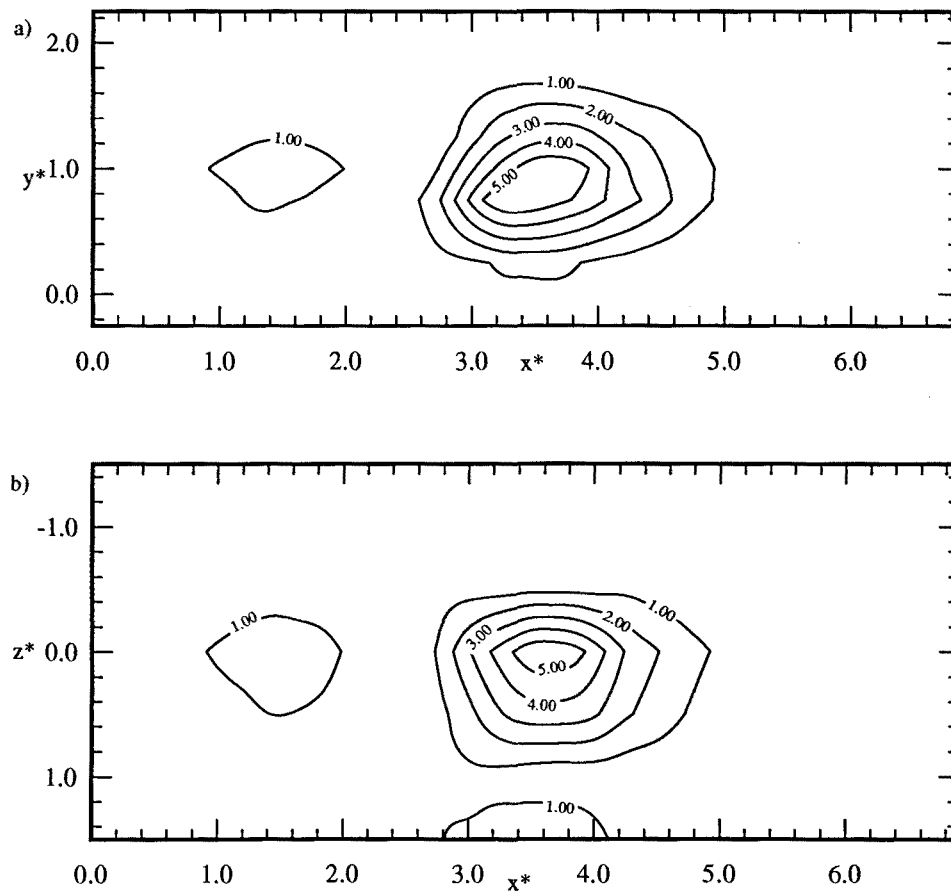


Fig. 5.4. Empremtes d'energia cinètica turbulenta coherent,  $100k_c/U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

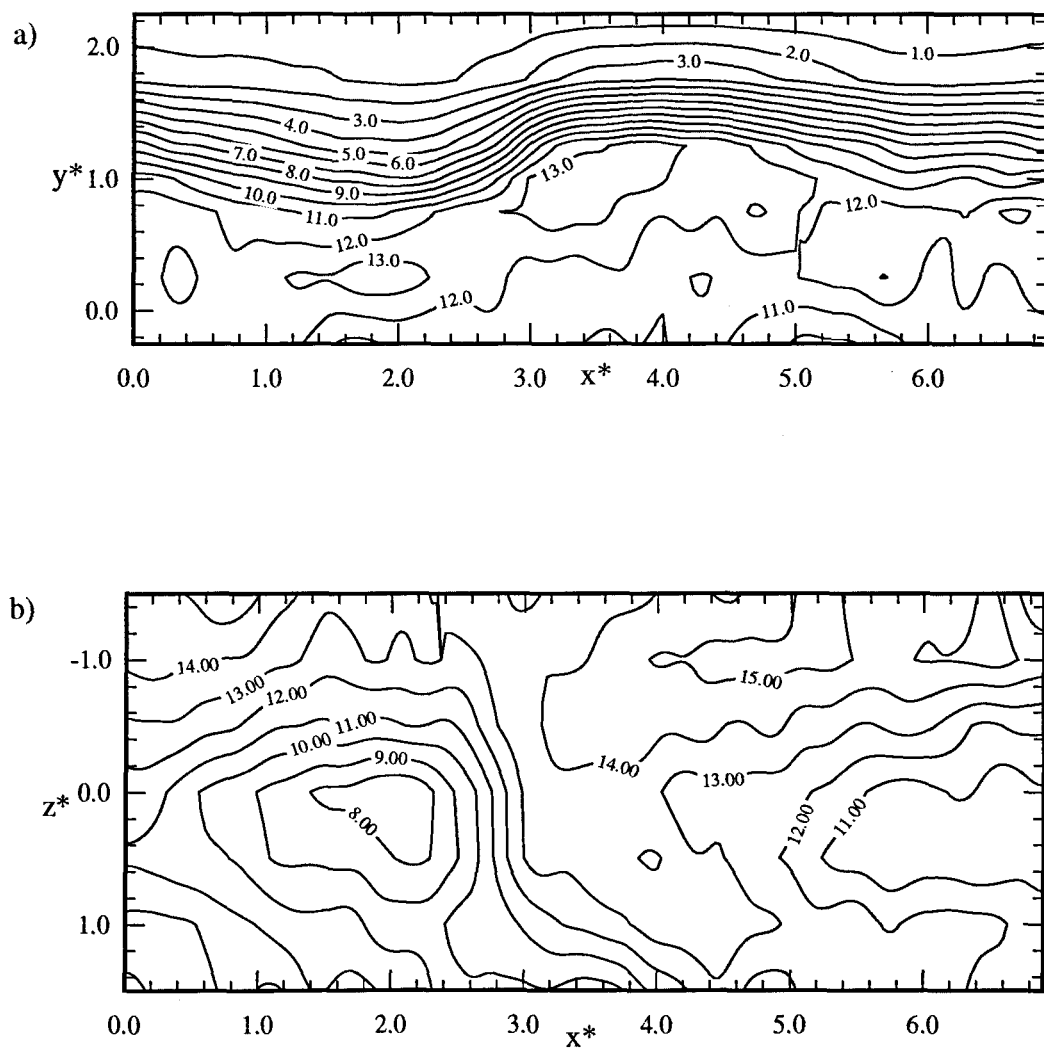


Fig. 5.5. Empremtes de  $100\langle u_r^2 \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

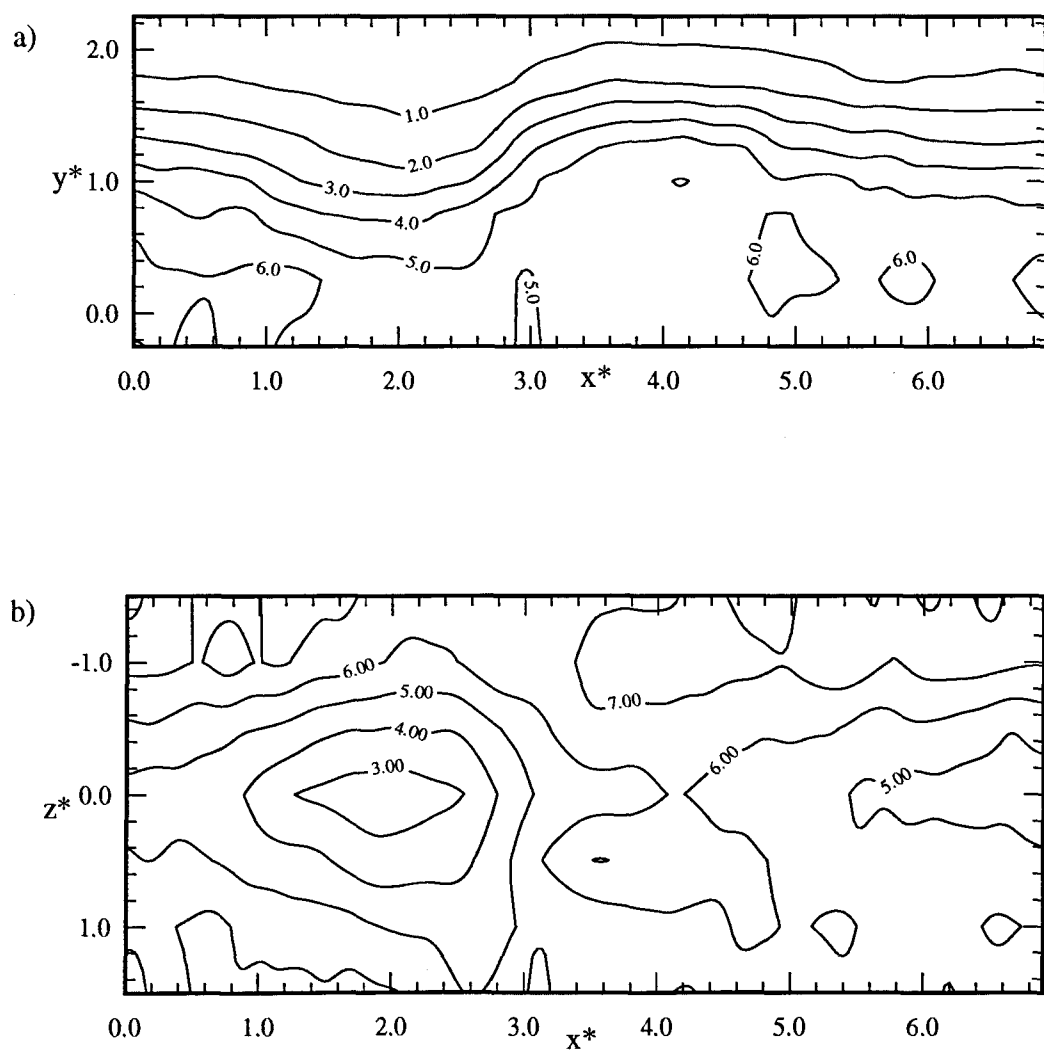


Fig. 5.6. Empremtes de  $100\langle v_r^2 \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

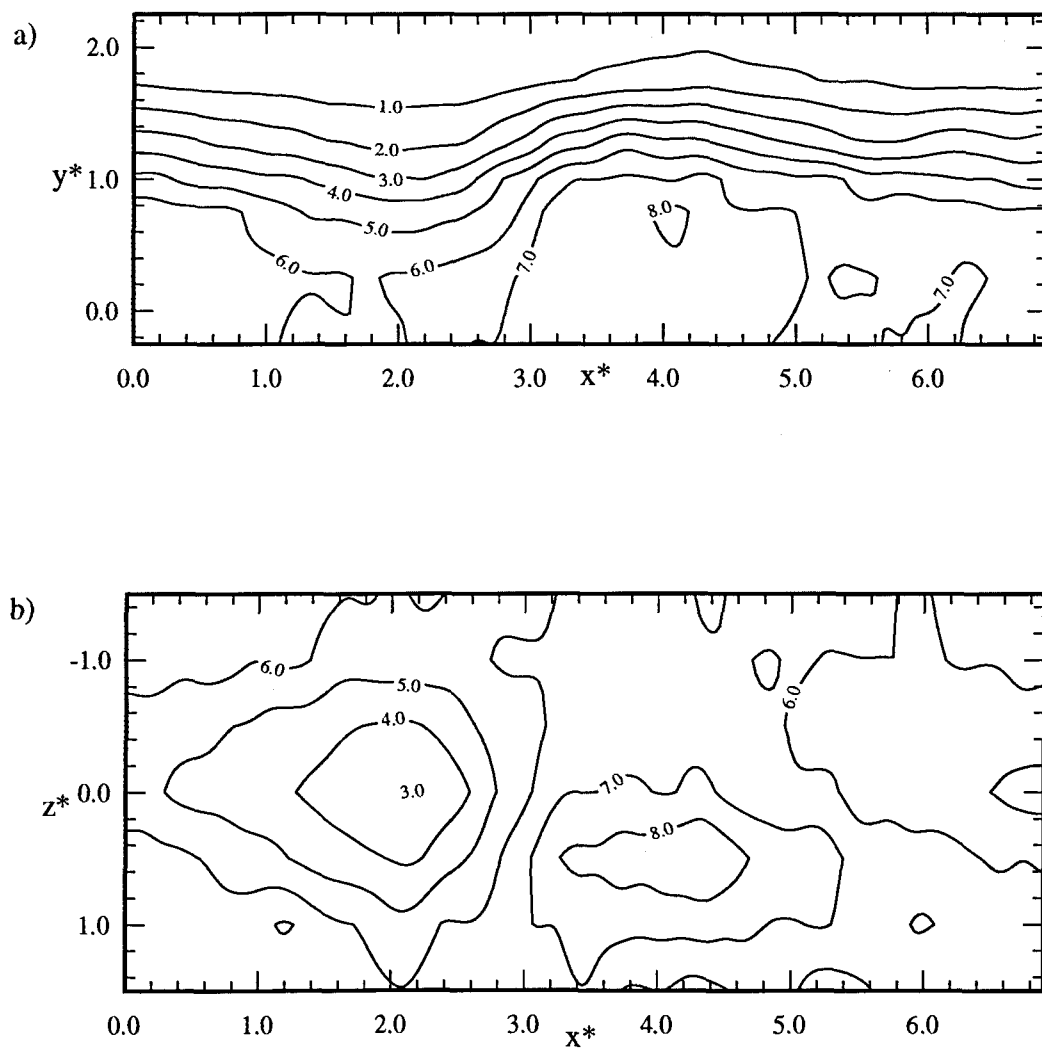


Fig. 5.7. Empremtes de  $100\langle w_r^2 \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .



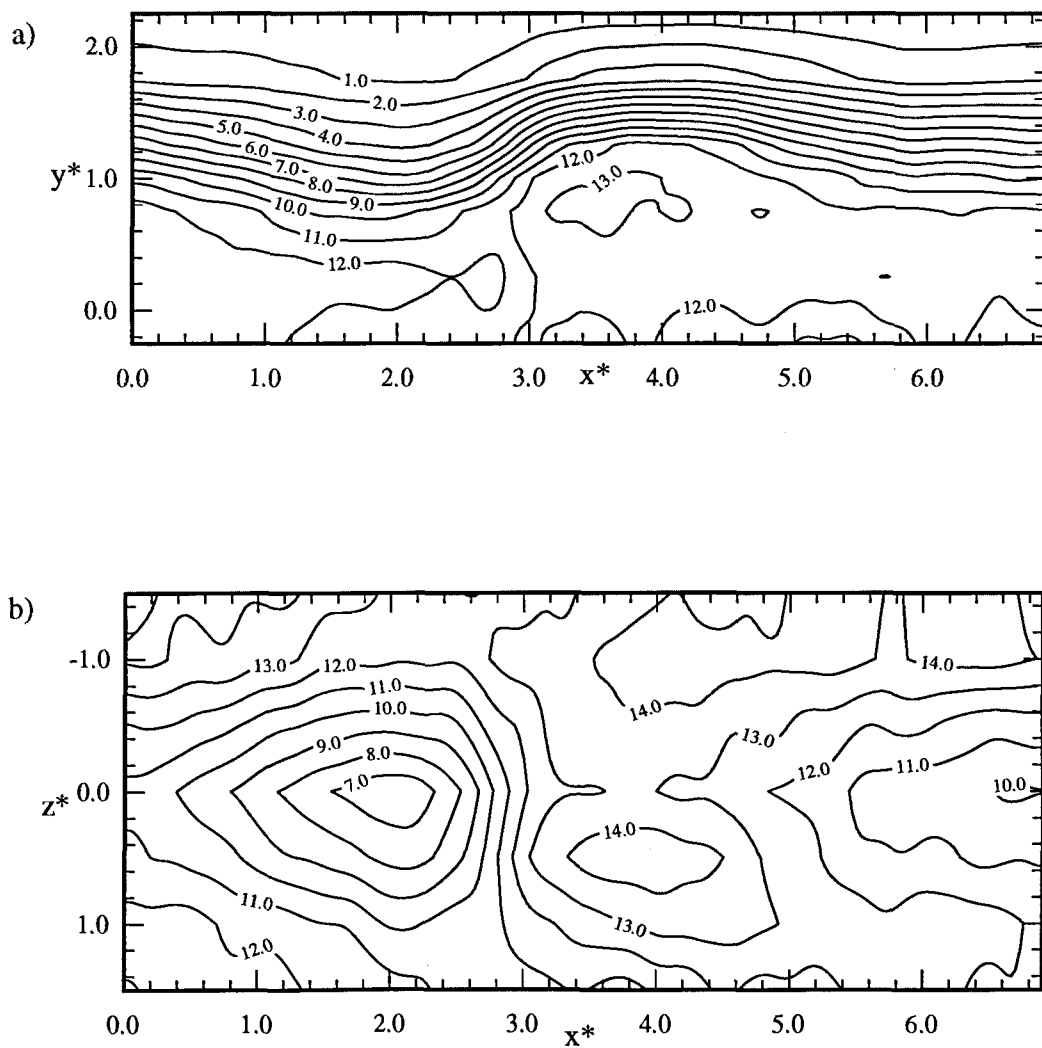


Fig. 5.8. Empremtes d'energia cinètica turbulenta incoherent,  $100k_r/U_s^2$ .  
a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

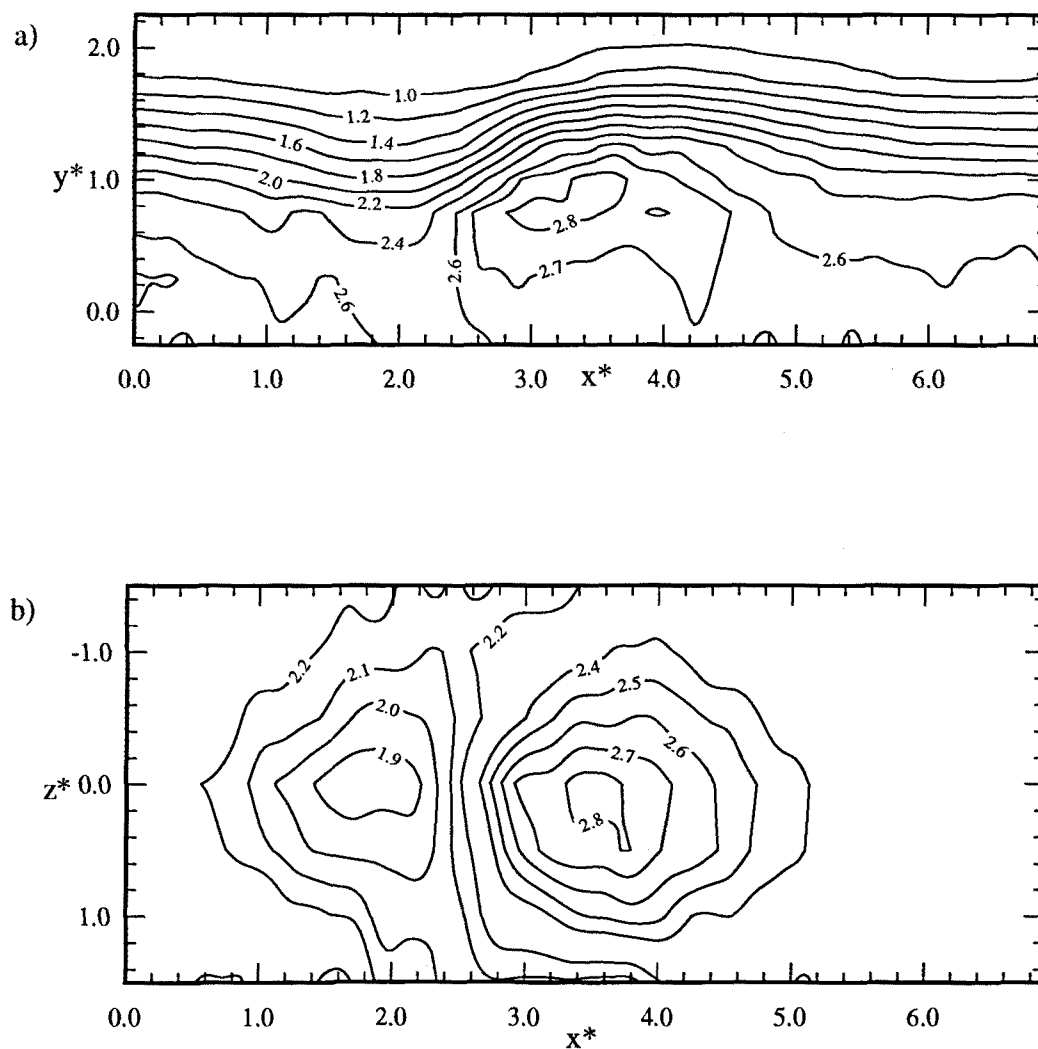


Fig. 5.9. Funció indicadora de l'escala fina, FSTIF. a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

---

## Cascada energètica

*Tal com s'ha analitzat a l'apartat anterior, l'energia associada al flux turbulent no està distribuïda de forma isotròpica o aleatòria, sino que existeixen zones (estructura coherent) on hi ha una certa acumulació d'energia. Per altra banda, en un flux turbulent l'energia passa del moviment de gran escala fins a les escales més petites, on es produeix el fenomen de dissipació viscosa. Analitzant les equacions que governen el transport d'energia es pot concluir que existeixen dos processos que juguen un paper fonamental en l'intercanvi energètic entre el flux mitjà i la escala dissipativa. Aquests processos són, la producció i la dissipació, aquest últim sempre té lloc a l'escala fina. Aquests processos, juntament amb el tensor de Reynolds, fortament lligat als dos anteriors, s'estudien en aquest capítol, analitzant la relació que tenen amb les empremtes de velocitat i temperatura associades a l'estructura coherent. En tots els casos s'han analitzat el pla homogeni ( $z^*-x^*$ ) a  $y^*=1.0$  i el pla de simetria de l'estela ( $y^*-x^*$  a  $z^*=0.0$ ) obtinguts en les sèries d'experiments realitzats amb la configuració UVT (Fig. 2.5 i 2.6).*

## 6.1. Equacions de transport de k

A partir de les equacions de Navier-Stokes es poden obtenir les equacions que governen el transport d'energia, tant pel flux mitjà, com la deguda a les fluctuacions (Tennekes i Lumley, 1982). Si s'analitza l'equació 6.1, que és la que governa la dinàmica de l'energia del flux mitjà,

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{U_i U_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{\rho} \overline{U_j P} + \overline{u_i u_j} U_i - 2\nu \overline{U_i S_{ij}} \right) + \overline{u_i u_j} S_{ij} - 2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}} \quad (6.1)$$

i l'equació 6.2., que controla el transport de l'energia cinètica turbulenta deguda a les fluctuacions turbulentes de la velocitat,

$$U_j \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{2} \overline{u_i u_i} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{\rho} \overline{u_j p} + \frac{1}{2} \overline{u_i u_i u_j} - 2\nu \overline{u_i s_{ij}} \right) - \overline{u_i u_j} S_{ij} - 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}} \quad (6.2)$$

es pot observar que en ambdues es tenen en consideració les aportacions dels efectes de la pressió, del transport de l'esforç tallant, del transport dels esforços viscosos i de dos tipus de treball de deformació. D'aquests dos tipus de treball de deformació un és la dissipació viscosa d'energia del camp mitja,  $2\nu \overline{S_{ij} S_{ij}}$ , o del camp turbulent fluctuant,  $2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}}$ . que actuen sempre com un pou d'energia. L'altre tipus de treball de deformació és la producció,  $\overline{u_i u_j} S_{ij}$ , que tal com es pot observar en les equacions 6.1 i 6.2 actua en direcció diferent si ho fa sobre el camp mitja que si ho fa sobre el camp flutuante. Aquest terme és el que relaciona el pas d'energia del camp mitjà al camp fluctuant, tal com s'esquematitza en la figura 6.1.

Per altra banda si a aquest anàlisi s'hi afageix la descomposició triple de l'energia cinètica turbulenta (eq. 5.2) es pot obtenir una expressió pel transport d'energia del camp mitjà, una pel transport d'energia del camp coherent i una pel camp aleatori (Hussain, 1983). En aquestes equacions apareixen tres tipus diferents de producció:

- (i) Component I - És el responsable del traspàs d'energia entre el camp mitjà i el coherent, es pot expressar com:

$$-\overline{u_{ci}u_{cj}} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (6.3)$$

- (ii) Component II - Informa de l'intercanvi d'energia entre el camp mitja i l'incoherent. La seva expressió és:

$$-\overline{u_{ri}u_{rj}} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad (6.4)$$

- (iii) Component III - Responsable d'intercanviar energia entre el camp coherent i l'incoherent. S'expressa com:

$$-\overline{\langle u_{ri}u_{rj} \rangle} \frac{\partial u_{ci}}{\partial x_j} \quad (6.4)$$

En la figura 6.2 es pot veure com interaccionen aquests tres termes i la dissipació amb el moviment mitjà, el coherent i l'incoherent.

## 6.2. Esforç de Reynolds

Observant les expressions trobades per els diferents termes de producció, es fa evident que els esforços tangencials,  $\overline{u_i u_j}$ , del tensor de Reynolds, hi juguen un paper important.

A l'igual que el que passa amb altres variables turbulentes, l'aplicació de la descomposició triple als termes de l'esforç porta a l'obtenció d'un component coherent i un component aleatori (eq 6.5). Tal com s'ha comentat en l'apartat 2.6, l'equació 6.5 té el seu equivalent en termes de mitjana de conjunt en l'equació 6.6.

$$\overline{u_i u_j} = \overline{u_{ci} u_{cj}} + \overline{u_{ri} u_{rj}} \quad (6.5)$$

$$\langle u_i u_j \rangle = u_{ci} u_{cj} + \langle u_{ri} u_{rj} \rangle \quad (6.6)$$

En els fluxos tipus estela, dels components tangencials del tensor de Reynolds el més important és  $\overline{uv}$ . La figura 6.3 mostra el component coherent,  $\langle u \rangle \langle v \rangle$ . Aquest presenta una estructura similar a la presentada pel component longitudinal coherent de l'esforç normal,  $\langle u \rangle^2$ .  $\langle u \rangle \langle v \rangle$  presenta dos lòbuls gairebé esfèrics, un més important que l'altre, tant en tamany com en valor. En el pla horitzontal el lòbul més important està situat just a la zona de barreja, es a dir en el centre del rodet doble, coincidint amb la zona on la temperatura presenta els valors més elevats (Fig. 4.6a). Aquests resultats són consistents amb els de Fabris (1983) que mostrava que la correlació triple  $\overline{uv\theta}$  és negativa en la part superior de l'estela. El màxim d'aquesta triple correlació té lloc en el centre de simetria de l'estructura, es a dir en la zona de barreja. S'ha de tenir en compte que  $u$ ,  $v$  i la temperatura no han estat mesurades simultàniament en l'espai, però com que les sondes de velocitat i de temperatura estan alternades en el rast, i les mesures són simultànies en el temps, aquests resultats es poden considerar una bona aproximació. Igualment, en el pla vertical, el lòbul també està relacionat amb la temperatura, encara que no sembla que les dos empremtes, temperatura i esforç tangencial, mantinguin la mateixa inclinació respecte a  $x^*$ .

El component incoherent de l'esforç de Reynolds,  $\langle u_r v_r \rangle$ , es mostra en la figura 6.4. La topologia que presenta es gairebé la mateixa que la que presenten els esforços normals incoherents (Fig.5.5, 5.6 i 5.7). En el pla horitzontal, mostra una zona aigües amunt del punt crític amb un defecte de  $\langle u_r v_r \rangle$ , mentre que a la resta del pla no hi ha cap estructura definida, essent els valors que presenta en aquesta zona màxims, però distribuïts aleatòriament.

### 6.3. Dissipació

La dissipació viscosa és un paràmetre associat principalment a l'activitat d'escala fina, ja que aquesta té lloc en les escales més petites del flux. La dissipació viscosa és un tipus de treball de deformació que sempre actua com un pou d'energia. La dissipació viscosa apareix en l'equació del transport d'energia cinètica turbulenta (eq. 6.2) com

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}} \quad (6.7)$$

En fluxos estacionaris, homogenis i on totes les quantitats amitjanades, excepte  $U_i$ , són independents de la posició i on  $S_{ij}$  és constant, el terme de dissipació és igual al de producció (eq. 6.8).

$$-\overline{u_i u_j} S_{ij} = 2\nu \overline{s_{ij} s_{ij}} \quad (6.8)$$

En trbulència isotròpica i homogènia el terme de dissipació equival a :

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2} \quad (6.9)$$

Aquesta aproximació es vàlida gairabé per tots els fluxos, ja que la dissipació té lloc a l'escala fina de la turbulència, i a les escales més petites la turbulència es gairebé isotròpica.

La dissipació es pot relacionar amb  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle$  (Annex B). La figura 6.5 mostra la mitjana de conjunt de  $(\partial u_r / \partial x)^2$ . Tant en el pla vertical com en l'horitzontal, la topologia que presenta la dissipació és gairebé la mateixa que la de la funció FSTIF, mostrada en capítol anterior (Fig. 5.9). En el pla vertical els valors màxims es troben per sota del centre del vortex, just en la zona de barreja. En el pla horitzontal el màxim s'observa també en la zona de barreja, en el centre del doble rodet. Es pot veure que hi ha una zona de defecte aigües amunt del doble rodet, i que la zona de major canvi de la dissipació és just on es troba el punt crític. Es fa necessari comentar que els contors presentats en el pla de simetria de l'estructura (pla vertical) són similars als presentats per Antonia et al. (1987), encara que els mostrats aquí presenten un pic d'un ordre de magnitud superior als presentats per Antonia et al. (1987). Aquesta disparitat és deguda a les diferències existents en el filtre passa-baixos i les freqüències de digitalització emprades per aquest autor i les emprades en aquest treball (Annex B).

## 6.4. Producció

Tal com s'ha comentat en l'apartat 6.1, la producció d'energia es pot dividir en tres termes diferents, cadascun dels quals representa el transport d'energia d'un estrat cap a un d'inferior, es a dir del camp mitjà cap al camp coherent (component I), del mitjà a l'incoherent (component II), i del coherent cap a l'incoherent (component III).

S'estudiarà primer el component I, definit com el transport d'energia del camp mitjà al camp coherent. Si es desenvolupa l'equació 6.3 es té

$$\begin{aligned} -\overline{u_{ci}u_{cj}} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} &= -\overline{u_c^2} \frac{\partial U}{\partial x} - \overline{u_c v_c} \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{u_c w_c} \frac{\partial U}{\partial z} \\ -\overline{v_c^2} \frac{\partial V}{\partial y} - \overline{u_c v_c} \frac{\partial V}{\partial x} - \overline{v_c w_c} \frac{\partial V}{\partial z} &- \overline{w_c^2} \frac{\partial W}{\partial z} - \overline{v_c w_c} \frac{\partial W}{\partial y} - \overline{u_c w_c} \frac{\partial W}{\partial x} \end{aligned} \quad (6.10)$$

Si es té en compte que el pla  $z$  és el pla homogeni, que  $W=0$  en totes les posicions, que per continuïtat  $\partial U/\partial x = -\partial V/\partial y$  i que  $\partial/\partial y \gg \partial/\partial x$ , l'expressió 6.10 es pot aproximar a:

$$-\overline{u_{ci}u_{cj}} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\overline{u_c v_c} \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6.11)$$

La figura 6.6 mostra les empremtes de  $-\overline{u_c v_c} \partial U/\partial y$ , que tenint en compte les explicacions de l'apartat 2.6 és el que correspon a  $-\overline{u_c v_c} \partial U/\partial y$ . Lògicament l'empremta que mostra en el pla horitzontal té la mateixa topologia que la que mostra  $u_c v_c$ , a la figura 6.3b, ja que el component I és precisament en aquest paràmetre multiplicat pel perfil de  $\partial U/\partial y$ , i el pla horitzontal és un pla homogeni. En el pla vertical, l'empremta que mostra el component I de la producció es una mica diferent al que presenta  $u_c v_c$ , figura 6.3a, ja que en aquest pla si que es nota l'efecte de  $\partial U/\partial y$ , encara que les diferències són mínimes. Es pot resumir que el component I de la producció presenta els valors més elevats en el pla vertical de simetria de l'estructura, una mica per sota del centre del vortex,  $y^*=0.7$ , o sigui, en la zona de barreja. L'extensió lateral i transversal d'aquest terme de producció és aproximadament de  $1 l_0$ , amb una extensió transversal de  $1.5 l_0$ .



Evidenentment, l'estructura coherent extrau energia del flux mitjà, gràcies al procés d'estirament en la zona de barreja entre els dos rodets que formen l'estructura coherent.

Tenint en compte les suposicions fetes sobre la component I de la producció, es pot realitzar una aproximació del component II, ja que ambdues tenen una forma similar, per tant aquesta component quedaria com:

$$-\overline{u_{ri}u_{rj}} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \rightarrow -\langle u_r v_r \rangle \frac{\partial U}{\partial y} \quad (6.12)$$

Cal recordar que aquesta segona component de la producció correspon a l'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp incoherent.

La figura 6.7 presenta l'empremta de  $-\langle u_r v_r \rangle \partial U / \partial y$ , en els plans  $y^*=0$  (Fig 6.7a) i en el pla  $z^*=0.0$  (Fig 6.7b). A l'igual que passava amb el component I, en el pla horitzontal el component II presenta una empremta igual a la presentada per  $\langle u_r v_r \rangle$ , figura 6.4b, i en el pla vertical és també molt semblant a la presentada pels esforços aleatoris, figura 6.4a, encara que per la producció d'energia es deixa entreveure un cert alineament amb la direcció de l'esforç. Per tant, el component II presenta un dèficit relatiu aigües amunt del punt de cadira, es a dir just davant de l'estructura, presentant el valor màxim aproximadament a  $y^*=1.0$ . Degut a la dolenta definició dels contorns obtinguts per  $\langle u_r v_r \rangle$  la figura 6.7 presenta una pobra estimació de la component II, sobretot en el pla horitzontal. De totes formes, es podria especular que la producció d'energia d'escala fina deguda al flux mitjà, hauria de ser màxima en el pla central de l'estructura, dintre de la zona de barreja, amb una aparença similar a la funció FSTIF (Fig.5.9b) o a les empremtes de temperatura (Fig.4.6a), encara que aquest terme també es podria entendre com que el flux mitjà perd energia cap al camp incoherent de forma gairabé homogènia, exceptuant la zona on existeix una entrada de flux potencial, es a dir, flux menys turbulent i menys energètic, per tant l'energia que pot perdre també és menor.

Per últim es desenvolupa el component III, corresponent al transport d'energia entre el camp coherent i l'incoherent.

$$\begin{aligned}
 -\overline{\langle u_{ri} u_{rj} \rangle \frac{\partial u_{ci}}{\partial x_j}} &= -\overline{\langle u_r^2 \rangle \frac{\partial u_c}{\partial x}} - \overline{\langle u_r v_r \rangle \frac{\partial u_c}{\partial y}} - \overline{\langle u_r w_r \rangle \frac{\partial u_c}{\partial z}} \\
 -\overline{\langle v_r^2 \rangle \frac{\partial v_c}{\partial y}} - \overline{\langle u_r v_r \rangle \frac{\partial v_c}{\partial x}} - \overline{\langle v_r w_r \rangle \frac{\partial v_c}{\partial z}} - \overline{\langle w_r^2 \rangle \frac{\partial w_c}{\partial z}} - \overline{\langle v_r w_r \rangle \frac{\partial w_c}{\partial y}} - \overline{\langle u_r w_r \rangle \frac{\partial w_c}{\partial x}} & \quad (6.13)
 \end{aligned}$$

A l'igual que el que s'ha fet amb les altres variables estudiades, es poden assimilar tots els termes de l'equació a mitjanes de conjunt, sense tenir en compte la mitjana temporal (apartat 2.6). Dels diferents termes que integren el component II de producció, els que van lligats a  $\langle v_r w_r \rangle$  no s'han tingut en compte, ja que no s'han realitzat mesures simultànies del component lateral i transversal de la velocitat. De totes formes, ja que el terme de velocitat de deformació coherent ( $S_{yz} = \partial w_c / \partial y + \partial v_c / \partial z$ ), corresponent a  $v$  &  $w$  és petit, aquests termes es poden considerar negligibles en front als altres que en formen part. De fet el component més important és  $\langle u_r^2 \rangle \partial u_c / \partial y$ .

L'empremta corresponent a la producció d'energia d'escala fina a partir del moviment coherent, es mostra en la figura 6.8. Aquesta empremta sembla ser més "coherent" que la obtinguda per la producció d'energia d'escala fina a partir del camp mitjà (component II), encara que en ambdues components hi intervenen els mateixos esforços incoherents. En la figura 6.8 es pot observar que aquest terme de producció es màxim aprop del punt de cadira ( $x^*=2.7$ ,  $y^*=0.7$  i  $z^*=0.0$ ), i tal com es pot observar en l'empremta del pla vertical (Fig. 6.8a) l'estructura està orientada segons la separatriu divergent. Aquest resultat són coincidents amb els mostrats per Antonia et al. (1987). L'extensió trasnversal d'aquests contorns és gairebé de  $2 l_0$ , al igual que l'extensió lateral. S'ha de fer notar que aquest terme de producció esta alineat en la direcció de l'esforç, mentre que el terme de producció d'energia incoherent a partir del camp mitjà no ho està.

Dels tres components de producció calculats, el que potser dona una informació més pobra és el que pertoca al pas d'energia del camp mitjà al camp incoherent (component II, fig. 6.7), del que només es pot extraure que

el flux engolit és el que aporta menys energia cap al camp incoherent, ja que pel que fa a la resta del flux, no es pot assegurar si la homogeneïtat dels resultats són deguts a factors derivats de l'obtenció dels mapes de  $\langle u_r v_r \rangle$ , o realment a que el camp mitjà perd una energia similar en tot el flux.

Pel que fa als altres dos components de producció, el que relaciona el pas d'energia del camp mitjà al camp coherent i el que relaciona el pas del camp coherent al camp incoherent, sembla que presenten unes empremtes molt més ben definides i informen de l'energia que intercanvia l'estructura coherent i a on. Es pot dir que l'estructura capta energia del camp mitjà just a la zona de barreja, però que no la perd en el mateix lloc. És lògic que la pèrdua d'energia de l'estructura es produeixi just a la zona on, aquesta, es troba amb un flux més calmat. Per altra banda és pot raonar que l'energia que l'estructura guanya al centre del doble rodet es transporta per convecció cap a la zona aigües amunt on la perd, ja que en l'estructura existeixen uns gradients importants de fluctuacions longitudinals de velocitat.

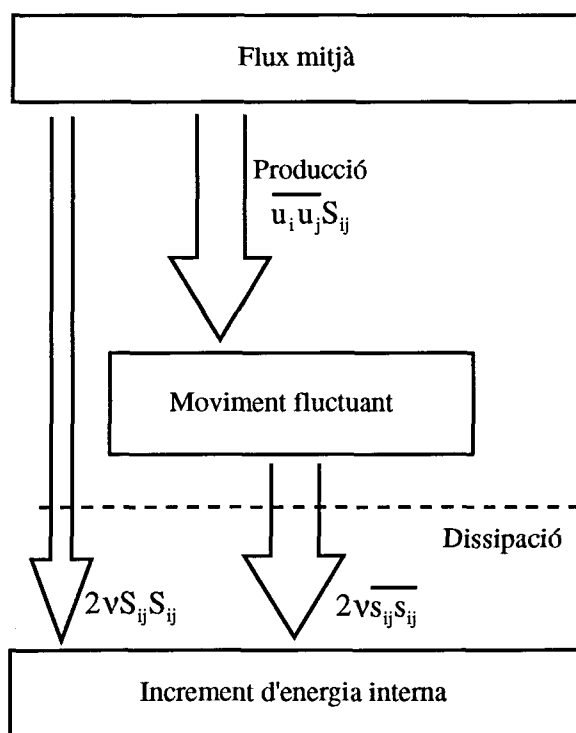


Fig. 6.1. Intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp fluctuant, i pèrdues per dissipació.

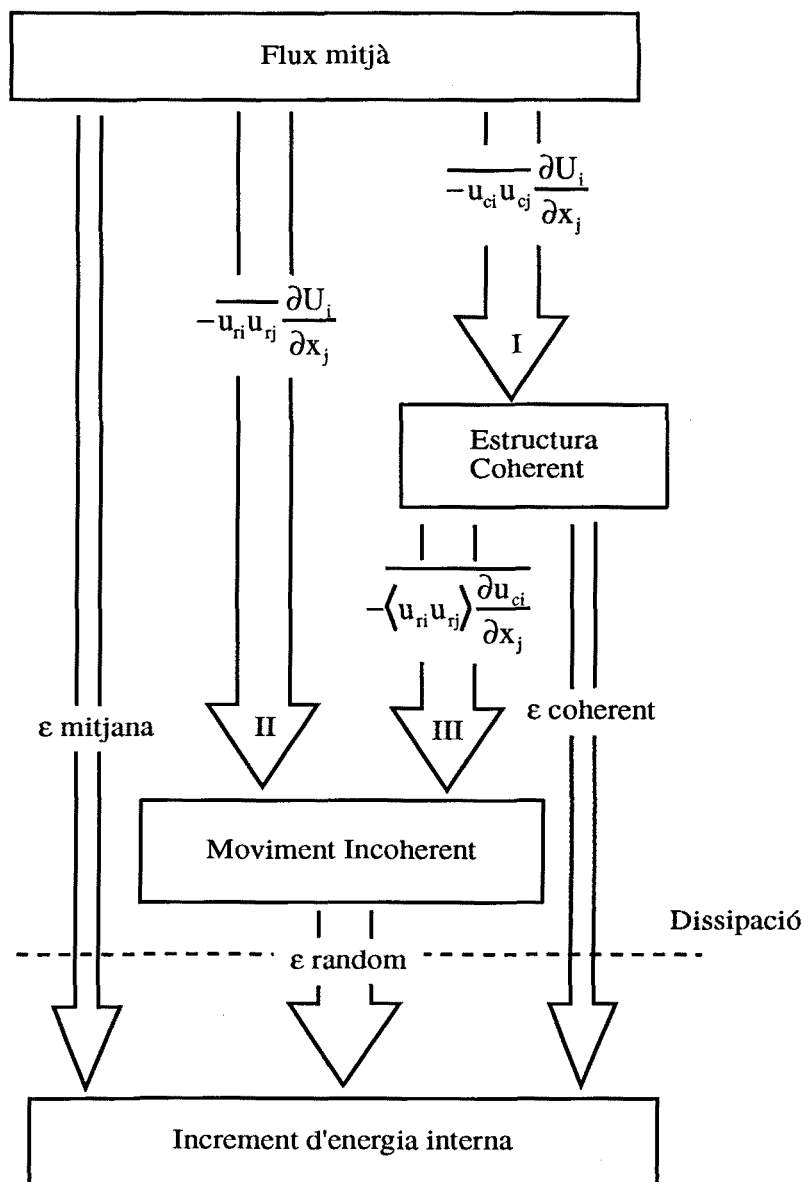


Fig. 6.2. Intercanvi d'energia entre el flux mitjà, l'estructura coherent i el moviment incoherent, i perdues de cada escala per dissipació (Hussain, 1983).

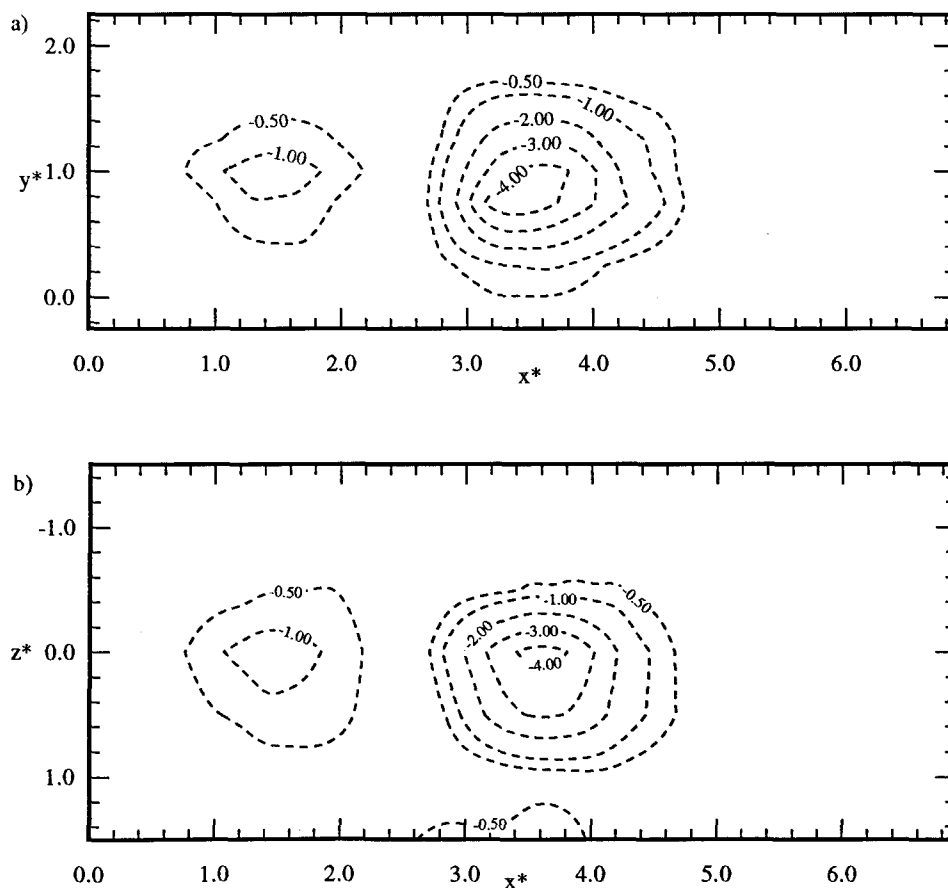


Fig. 6.3. Empremtes de  $100\langle u \rangle \langle v \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^* = 1.0$  i b) pla horitzontal  $y^* = 1.0$ .

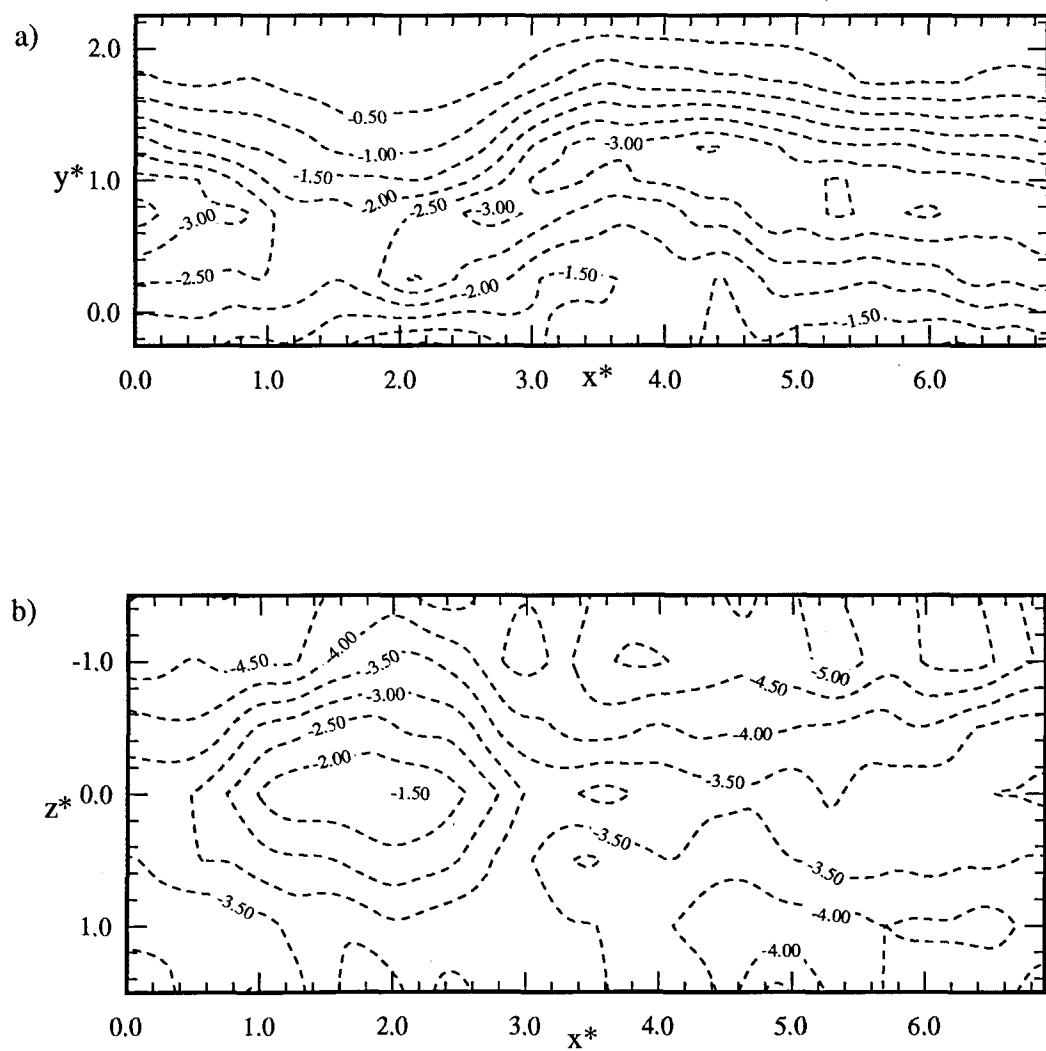


Fig. 6.4. Empremtes de  $100\langle u_r v_r \rangle / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=1.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

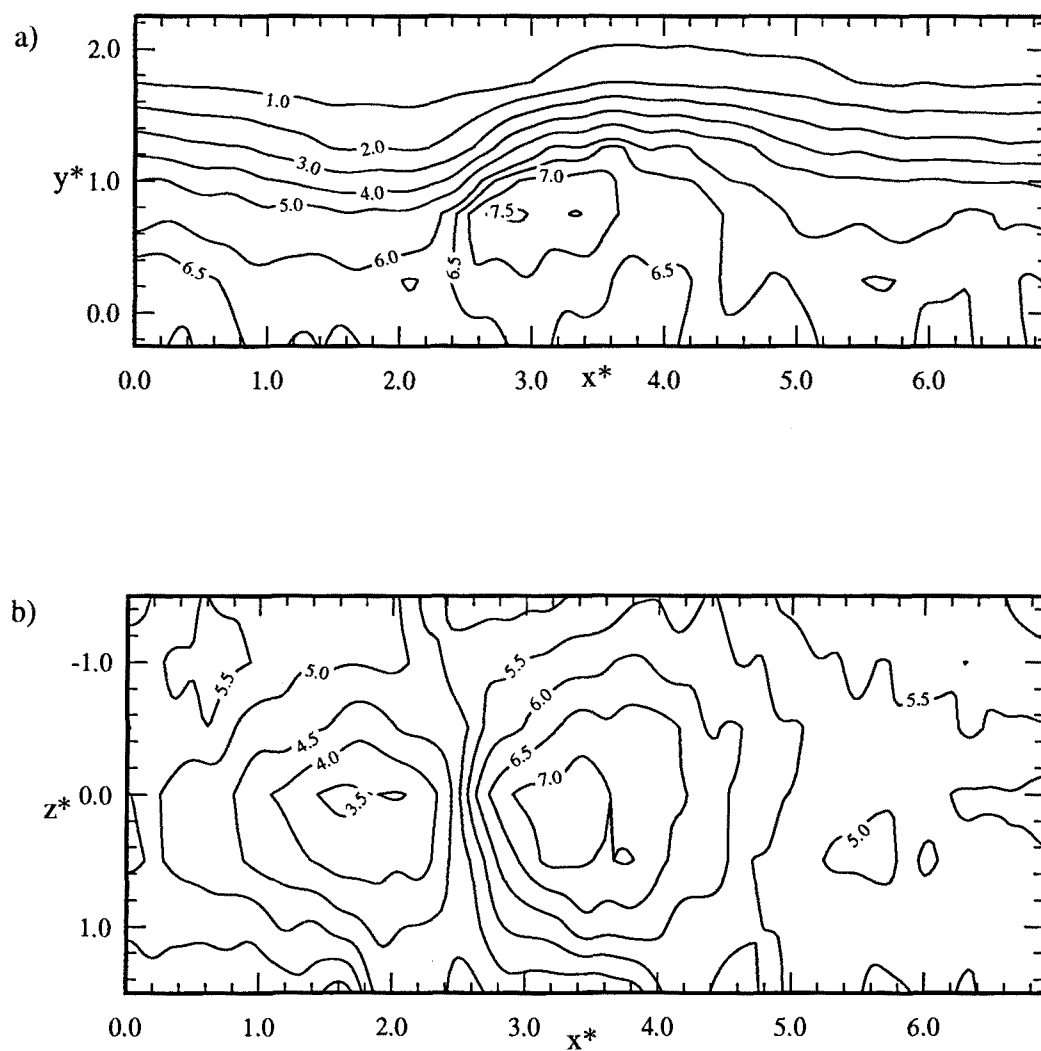


Fig. 6.5. Empremtes de dissipació,  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle * I_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .



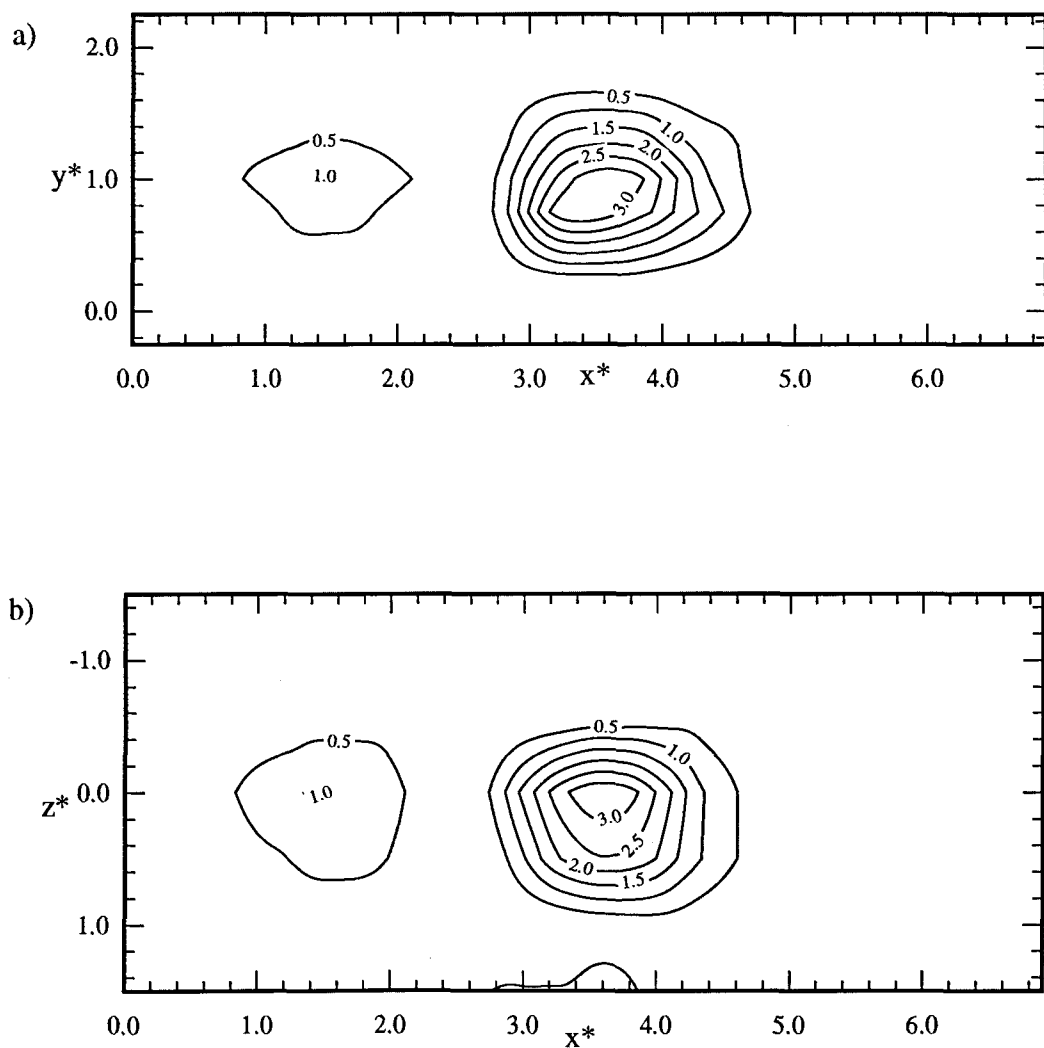


Fig. 6.6. Empremtes d'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp coherent,  $-\langle u \rangle \langle v \rangle \partial U / \partial y^* 10^2 l_o / U_s^3$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

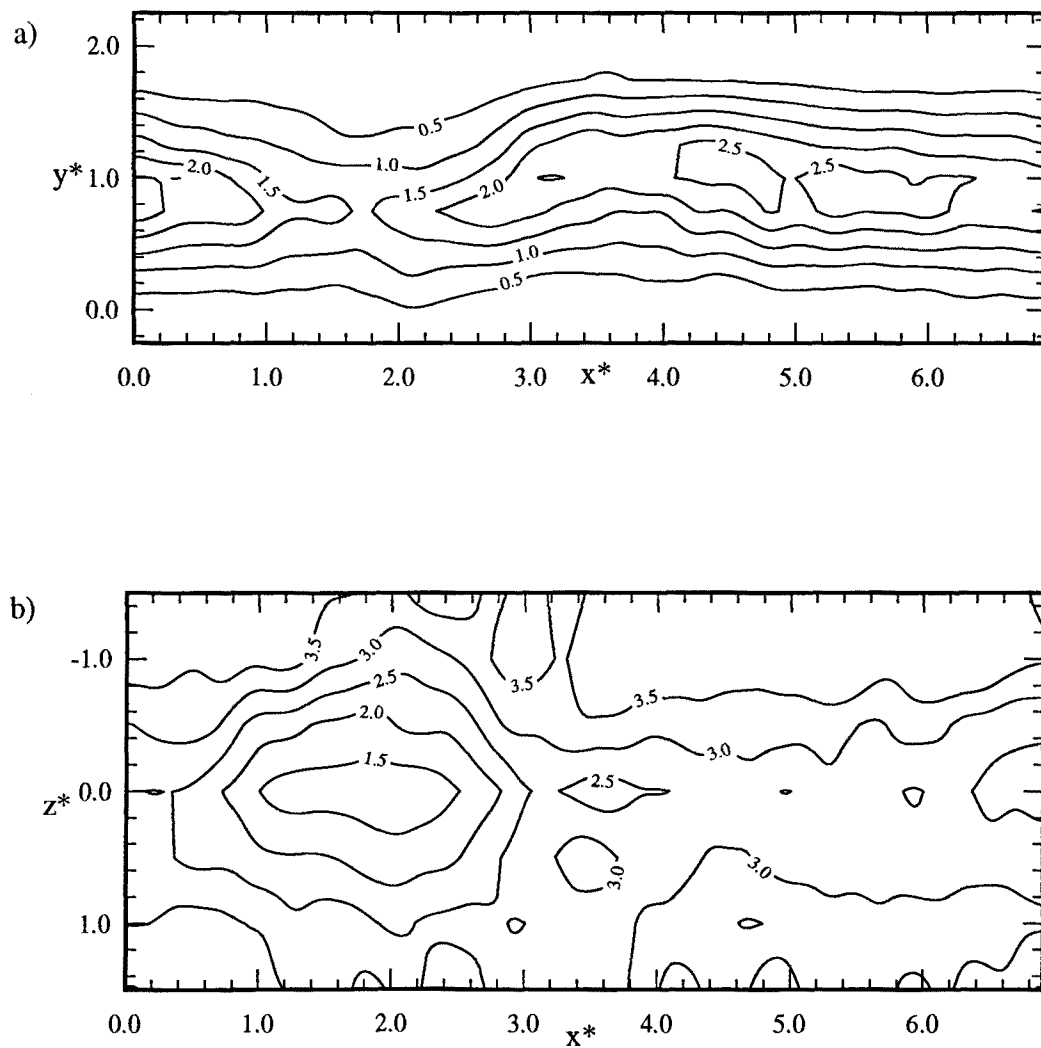


Fig. 6.7. Empremtes d'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i el camp incoherent,  $-\langle u_r v_r \rangle \partial U / \partial y^* 10^2 1_o / U_s^3$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

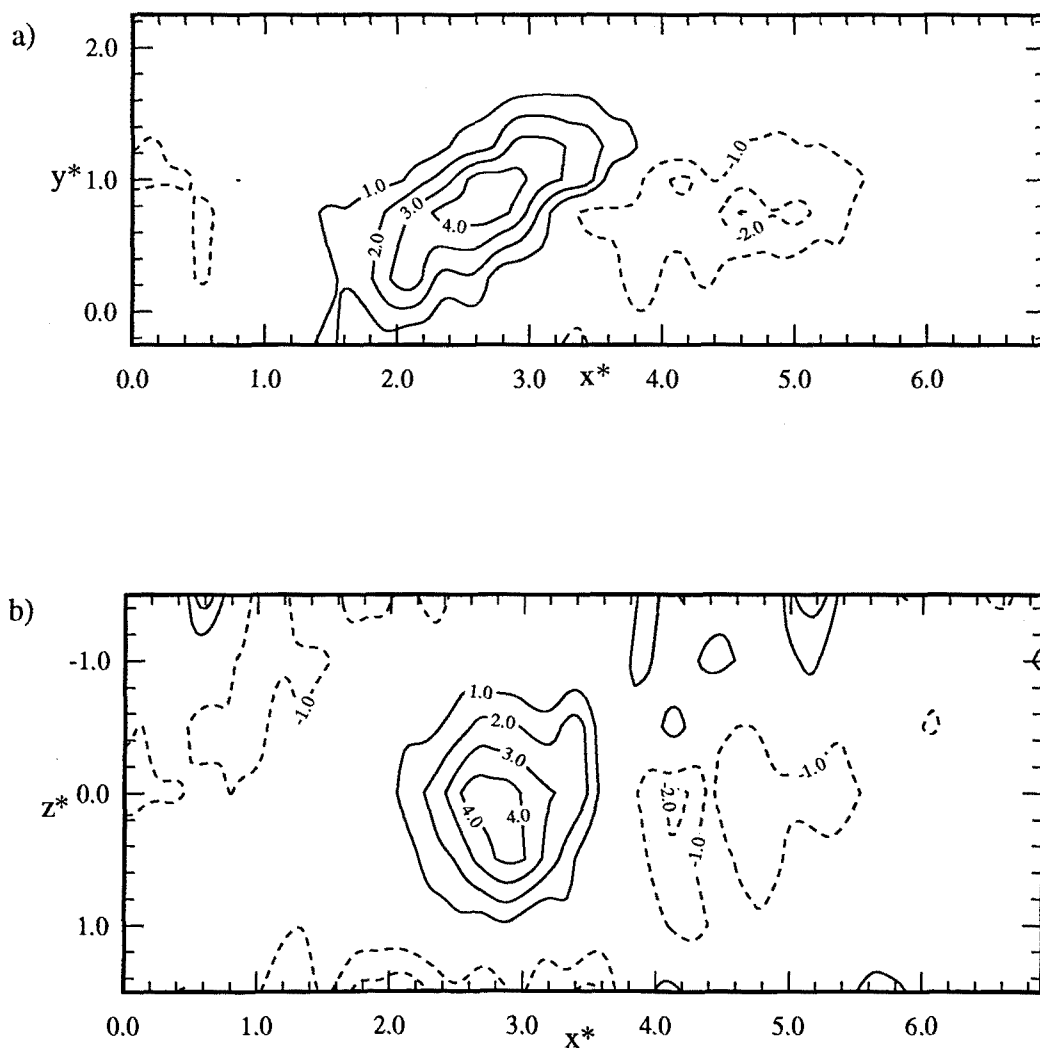


Fig. 6.8. Empremses d'intercanvi d'energia entre el camp coherent i el camp incoherent,  $-\langle u_{ri} u_{rj} \rangle \partial u_{ci} / \partial x_j * 10^2 l_o / U_s^3$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

---

## Discussió general de l'estructura tridimensional

*En els capítols anteriors s'ha fet una anàlisi de les diferents característiques i propietats de les estructures coherents que es troben en l'estela llunyana d'un cilindre. Aquestes estructures concorden amb les definides per Townsend (1956) i Grant (1958), els quals van descriure les organitzacions de gran escala com la suma de dos tipus d'estructura, el rodet doble i el doll de barreja. Com a conseqüència dels resultats presentats en els capítols anteriors, es pot plantejar la qüestió de si aquestes dues estructures són parts integrants d'una mateixa organització de gran escala. Per altra banda s'analitzarà la relació entre les diferents variables estudiades i com aquestes poden portar a una visió més completa de les estructures coherents. Finalment s'intenta establir una nova visió global del moviment coherent existent a l'estela llunyana.*

## 7.1. Estructura i temperatura

El primer punt d'atenció que cal remarcar en les empremtes presentades en aquest treball, és la relació existent entre el camp tèrmic i el doble rodet, en el pla horitzontal (Fig. 4.6a). La correlació entre la component longitudinal de les fluctuacions de velocitat i les fluctuacions de temperatura és sempre negativa, es a dir a fluctuacions de temperatura positives li corresponen fluctuacions de  $u$  negatives i viceversa. Aquest resultat implica que la part central del doble rodet es troba més calenta que les zones més exteriors del mateix, per tant es gairebé segur que una partícula immersa en l'estructura no realitza la trajectòria marcada pel doble rodet, ja que, com a mínim aquesta partícula hauria de tenir una temperatura similar al llarg de tota la seva trajectòria.

La lectura que es pot fer d'aquestes observacions es que amb tota probabilitat el flux que en l'empremta de velocitat forma la part exterior del doble rodet, no forma part d'aquest, sino que és flux que prové del exterior, es a dir es flux més fred i per tant menys turbulent, o dit amb altres paraules, es flux de l'exterior de l'estela que s'ha incorporat a la mateixa i que encara no a assolit els nivells de turbulència que conté el flux que porta més temps formant part de l'estela. Aquesta deducció es veu corroborada analitzant les empremtes de funció d'escala fina (Fig. 5.9b), en les quals es pot observar que el centre del doble rodet té una activitat major que la part externa i aigües amunt del mateix. En canvi les empremtes dels esforços incoherents (Fig. 5.5, 5.6 i 5.7) no confirmen aquest resultat, encara que com ja s'ha discutit les empremtes que mostren no es poden associar únicament a activitat incoherent.

Per altra banda, aquesta relació entre flux entrant i sortint de l'estela i el doble rodet es fa evident si s'observa la figura 4,2, on es representen els isocontorns del component lateral de les fluctuacions de la velocitat. Observant aquesta figura es pot concloure que el flux que es troba en la part central del doble rodet és flux que surt de l'estela, mentre que el flux que forma part de la zona aigües amunt i de la part exterior de les potes del que s'ha anomenat doble rodet, és flux que està entrant a l'estela. A més, la correlació existent entre les fluctuacions de  $v$  i la temperatura confirma

aquesta consideració. Aquesta correlació és sempre positiva, de fet les empremtes presentades per la temperatura (Fig 4.6a) i la component lateral de les fluctuacions de la velocitat (Fig. 4.2) són gairebé idèntiques.

Aquesta zona central del doble rodets és el que Grant(1958) va classificar com jet de barreja, i que contemplava com a una estructura diferent al doble rodets. Tal com s'ha vist, tenint en compte les consideracions anteriors, es pot acceptar que aquest jet de barreja i el rodets doble són visions diferents de la mateixa estructura, de fet es podria considerar que l'estructura real és únicament el doll de barreja i que el doble rodets és només una conseqüència de l'existència d'aquest jet de barreja, que es troba rodejat per flux menys turbulent engolint que entra cap al centre de l'estela.

## 7.2. Estructura i velocitat

Un altra punt important que cal emfasitzar en referència al doble rodets, i que donarà una confirmació addicional de que el doble rodets és únicament la projecció del moviment existent i no una estructura determinada, és la relació entre el que podríem anomenar la velocitat de rotació interna del rodets i el temps necessari perquè una partícula realitzi tot el camí que defineix un dels rodets que formen l'estructura.

Analitzant les empremtes de  $u$  &  $w$  en el pla horitzontal a  $y^*=0.0$  (Fig. 4.1c), es pot observar que si es deixa una partícula en la zona de barreja, aquesta hauria de recórrer una distància de gairebé 6 lo. Tenint en compte que la velocitat fluctuant màxima obtinguda en la mitjana de conjunt és de l'ordre de 0.22 m/s, aquesta partícula tardaria gairebé 1.5 s en recórrer tot el rodets. Com la velocitat de convecció és de 10 m/s, en el temps necessari per finalitzar el seu recorregut l'estructura s'hauria d'haver desplaçat uns 1000 diàmetres, per tant es impossible que el flux que forma la part externa del doble rodets provingui del centre del mateix, tractant-se de flux que ve de fora de la estructura.

### 7.3. Organització de l'estructura

Antonia et al. (1987) van senyalar que en l'estela llunyana els esforços d'escala fina no es concentraven en el centre dels vortex, ni tan sols en l'estela propera. Dels resultats presentats aquí, es pot deduir que la turbulència d'escala fina produïda en la zona de barreja, no té temps de ser transportada de la zona de barreja a la part superior de l'estructura en forma de ferradura. Així, si es realitza el mateix anàlisi que en el pla horitzontal, pel pla vertical es té que una partícula hauria de recórrer aproximadament uns 3 lo per passar de la zona de barreja al centre del vortex de vorticitat transversal. Fent servir el mateix valor màxim de la fluctuació de la velocitat en la mitjana de conjunt, 0.22 m/s, es té que la partícula tardaria més de 800 ms per recórrer aquests 3 lo. Durant aquest temps l'estructura s'hauria desplaçat més de 500 diàmetres aigües avall, el que significa que certament l'estructura ja haurà evolucionat i no serà la que es té en aquesta estació de mesura. Això indica, que el moviment incoherent d'escala fina és expulsat cap a fora dels límits de l'estela com una part de cicle de engoliment creixement-decreixement proposat per Townsend (1976).

Townsend (1976) va suggerir que els remolins primaris en el moviment trubulent mitjà eren els rodets dobles. Aquests rodets pertorben inicialment una interfase turbulenta-no turbulenta, originant el creixement de l'àrea d'interfase amb un tipus d'estructura semblant a les onades del mar. Townsend creïa que aquestes protuberàncies eren les responsables d'atrapar flux potencial per els remolins d'engoliment.

El resultat presentats en aquest treball suggereixen que l'estructura en forma de ferradura, es a dir els rodets dobles, és l'estructura principal que es pot trobar des del centre de l'estela fins a  $y^*=1.0$ , a on el flux és plenament turbulent. Evidentment, aquesta estructura ha de formar part d'una protuberància turbulenta, per la qual les partícules de fluid calentes es veuen expulsades del centre de l'estructura en el jet de barreja. El doll de barreja és consistent amb l'idea de creixement de l'estela. De fet, les escales de temps que intervenen en una estructura del tamany de la que s'obté en aquest treball, són consistents amb el temps necessari per tal de que l'estela dobli el seu tamany. Ja que en la zona de self-preservació, una estela creix en la

direcció longitudinal d'acord a  $x^{1/2}$ , l'estela present requereix aproximadament una 450 diàmetres més per tal de doblar el seu tamany, consisten amb l'escala de temps descrita abans.

La part superior de l'estructura de ferradura mostra una empremta amb una dèbil circulació transversal, però s'ha de tenir en compte que mostra fluctuacions positives, per tant és flux més ràpid que la mitja. Aixó implica que l'eiximent de la porció de la estructura relativa al doll de barreja (o l'eiximent de les potes de l'estructura) és suficient per produir que el flux potencial es mogui al voltant del límit superior i costats del doll. Llavors, la part de dalt i els costats (límits externs i potes) de l'estructura es veuen intensificades per aquest flux potencial que es mou al seu voltant. La fluïda circulació en el límit superior de l'estructura, pot ser deguda a la barreja entre flux potencial més ràpid i flux amb més lent i turbulent porvinent dels punts crítics, de fet aquest aspecte necessitaria d'una investigació més completa.

La figura 7.1 mostra l'estructura en forma de sella de cavall descrita per Theodorsen (1952) i com es relaciona amb l'empremta de temperatura mostrada en la figura 4.6a, amb l'empremta de les fluctuacions de la component lateral de la velocitat (Fig. 4.2) i amb les recirculacions existents en el pla vertical (Fig. 4.3) i en el pla horitzontal (Fig.4.1c). La figura 7.1 il.lustra com els resultats presentats en aquest treball, així com els presentats per Antonia et al. (1987) i Giralt i Ferré (1993), són consistents amb l'existència d'aquesta estructura de forma de sella de cavall predita per Theodorsen. Sembla ser que el doll de barreja i els rodets dobles descrits per Grant (1958) són dos aspectes diferents d'una mateixa estructura, ja que com es pot observar existeix una forta component positiva de les fluctuacions de la velocitat lateral al centre de l'estructura, es a dir entre les dues "potes" de la mateixa. En altres paraules, les fluctuacions positives de la component lateral de la velocitat observades en el pla de simetria del rodet doble és aquest doll de barreja.



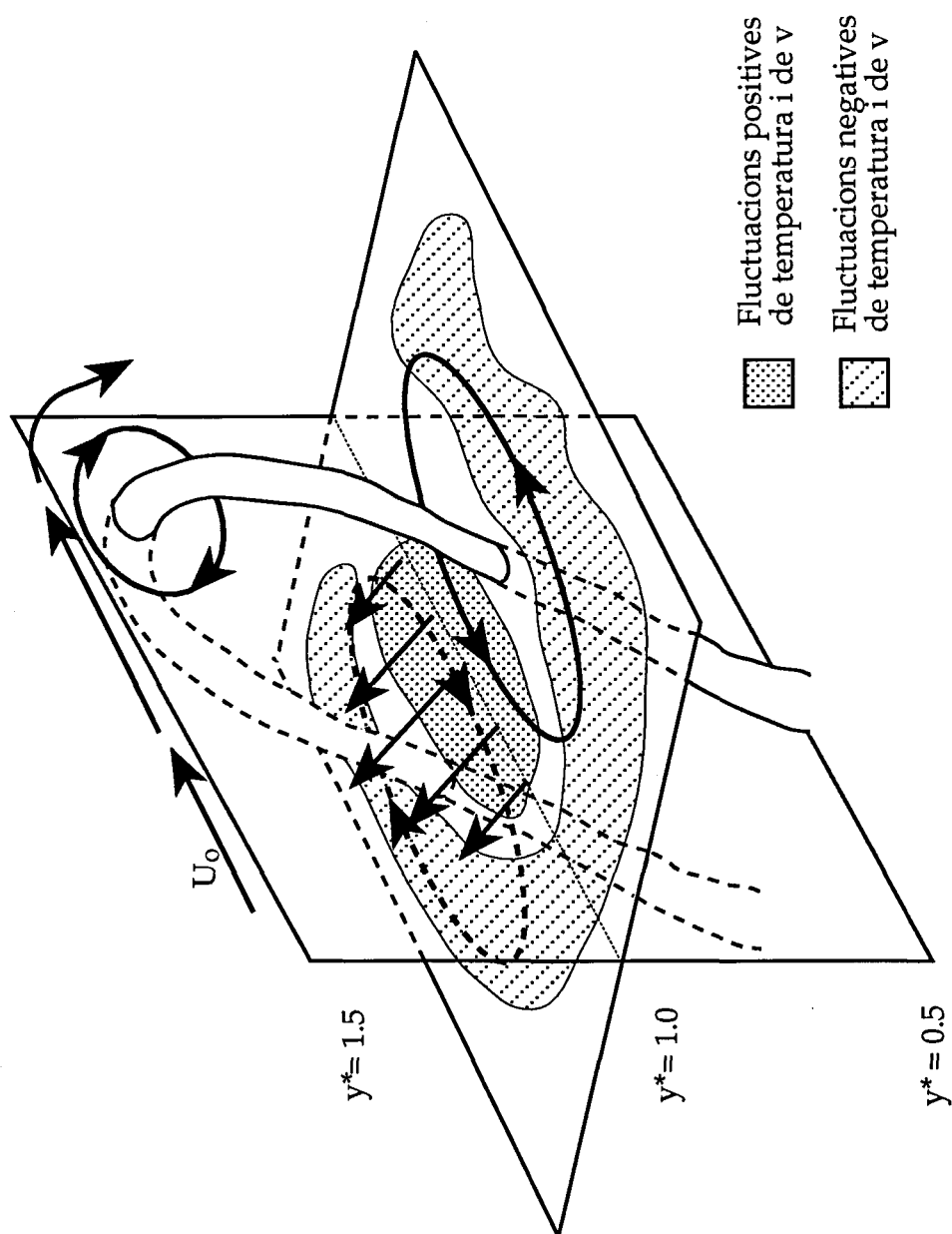


Fig. 7.1 Esquema de la relació entre les empremtes de velocitat i temperatura i l'estructura coherent.

---

## Conclusions

*En aquest capítol és sumaritzen les conclusions a les quals s'ha arribat analitzant els diferents resultats obtinguts en aquest treball. S'han distingit tres vessants diferents, però complementàries. El primer és el referent a les tècniques d'anàlisi i als resultats previs mostrats fins al capítol 3 i a la discussió sobre la topologia tridimensional de l'estructura, tant pel que fa al camp dinàmic com al tèrmic. El segon resumeix tota l'anàlisi realitzada sobre la relació entre l'estructura coherent i el contingut energètic de la mateixa, fent èmfasi en l'intercanvi energètic entre les diferents escales de la turbulència. Per últim, el tercer, fa referència a la concepció de l'estructura coherent en l'estela llunyana.*

## 8.1. Conclusions

Pel que fa al primer vessant, referent a la topologia tridimensional de l'estructura, les conclusions obtingudes es poden resumir en els següents punts:

- (i) Les fluctuacions de temperatura es poden emprar amb molta fiabilitat com a marcador del pas d'estructures coherents, tal com ja havien demostrat els experiments realitzats per altres investigadors (p.e. Browne et al., 1986; Antonia et al., 1987; Pons, 1996)
- (ii) És possible realitzar un acoblament dels diferents experiments realitzats en posicions diferents a partir de la coincidència d'empremtes de temperatura obtingudes sobre un rast situat al pla horitzontal a  $y^*=1.0$ .
- (iii) L'empremta típica existent en el pla horitzontal,  $y^*=1.0$ , és el rodet doble amb fluctuacions negatives del component longitudinal de la velocitat al centre, predit per Townsend (1956) i Grant (1958). Aquesta estructura porta associada un punt crític que remarca la seva naturalesa tridimensional.
- (iv) El salt de les fluctuacions de la temperatura, fred-calent, emprat per detectar el pas de les estructures a  $y^*=1.0$ , porta a l'obtenció d'una estructura molt més ben definida que si s'empra el salt calent-fred, a més de remarcar l'existència del punt crític associat al gradient fred-calent.
- (v) En el pla vertical, l'empremta típica és una ejecció de fluid cap a l'exterior de l'estela amb un rodet amb vorticitat transversal a prop dels límits de la mateixa. Aquesta empremta, ja descrita per Ferré i Giralt (1993), entre d'altres, es pot entendre com l'estructura que Grant (1958) va anomenar jet de barreja.

- (vi) Les anàlisis realitzades no permeten confirmar o desmentir l'existència de modes simètrics o antisimètrics d'agrupació d'estructures en el pla superior i inferior de l'estela, ja que només es detecta el pas d'estructures individuals a la part superior de la mateixa, pel que la no existència d'estructures associades a aquestes en la part inferior pot ser degut a que no existèixen o bé, a una barreja de les senyals instantànies degut al procés d'obtenció de les mitjanes de conjunt.
- (vii) En la part superior de l'estela, on s'ha detectat l'estructura, la correlació entre les fluctuacions de temperatura i la component longitudinal de les fluctuacions de la velocitat és sempre negativa, mentre que les observades per les fluctuacions de temperatura amb la component lateral de les fluctuacions de velocitat és sempre positiva, de fet les empremtes de temperatura i de  $v$  són gairebé idèntiques. Això, implica que el fluid ejectat pel centre del rodet doble està més calent que la mitjana i que el fluid engolit es troba més fred.
- (viii) La mitjana de conjunt obtinguda presenta unes empremtes ben definides dels diferents components de la vorticitat que permeten fer una bona estimació de l'angle d'inclinació de l'estructura en el pla  $x$ - $y$ . Aquest angle és d'entre  $45^\circ$  i  $65^\circ$ , tal com cal esperar de la informació extreta de l'equació de la vorticitat (eq. 4.2). Es a dir que l'estructura està alineada en la direcció de l'esforç tangencial.
- (ix) Pel que fa a la velocitat de deformació, cal dir que l'estructura coherent porta associats uns valors diferents de zero, pel que es pot dir que a més de què ella mateixa es troba influenciada per la  $S_{xy}$  aportada pel flux mitjà, també aporta  $s_{xy}$  que influeix els moviment d'escala inferior.

El segon grup de conclusions fan referència al contingut i transferència d'energia entre les diferents escales estudiades, així com a la distribució de diferents paràmetres en relació al camp dinàmic i tèrmic, definit per l'estructura coherent. Es pot considerar que les conclusions més importants d'aquest apartat són:

- (i) Dels components coherents dels esforços normals, el més important és el longitudinal,  $u^2$ , mentre que el lateral,  $v^2$ , i el transversal,  $w^2$ , presenten valors similars entre ells i inferiors a  $u^2$ . Per tant l'empremta d'energia cinètica turbulenta coherent es veu més influenciada pel component longitudinal de l'esforç.
- (ii) Les empremtes obtingudes pels components incoherents dels esforços normals i per la  $k$ , mostren una distribució gairebé aleatòria en la zona corresponent a l'estructura coherent, i una zona de valors inferiors just aigües amunt de l'estructura. D'aquí només es pot extraure que el flux engolit situat aigües amunt és menys energètic, però, pel que fa a la resta, no es pot afirmar que la distribució presentada estigui únicament relacionada amb el moviment d'escala fina, ja que hi pot haver influències d'altres factors, com pot ser una mala alineació de les diferents estructures individuals.
- (iii) Les finestres seleccionades per obtenir la mitjana de conjunt representen el 40% del flux, però, en canvi sumen més de la mitad de l'energia associada a aquest flux, fins arribar al 64% a  $y^*=2.0$ . Això significa que les finestres seleccionades són més importants energèticament que la resta.
- (iv) L'energia associada a l'estructura coherent suma només fins a un màxim del 20% de la totalitat de l'energia corresponent a les finestres seleccionades, per tant queda un 80% de l'energia de difícil explicació. No es pot considerar que aquest 80% sigui degut únicament a l'activitat d'escala fina, sino que hi ha diferències de grandària, intensitat, orientació i/o desalineació entre les diferents finestres seleccionades per calcular la mitjana de conjunt.

- (v) La funció indicadora d'escala fina, FSTIF, indica que la zona de major activitat està situada al centre del rodet doble, es a dir a la zona de barreja, mentre que la part exterior del rodet doble presenta una activitat menor. Aquest resultat indica que el fluid que forma la part exterior del rodet doble és fluid més calmat, es a dir, que ha estat engolit més recentment. Aixó ho confirma el fet que aquest fluid es troba més fred que la mitjana, i que el fluid de la zona de barreja està més calent. Aquesta funció indicadora està calculada sobre el component longitudinal de les fluctuacions de la velocitat, encara que si es calcula a partir de les fluctuacions de  $v$  o  $w$  els resultats són similars.
- (vi) Existeix un traspàs d'energia entre les diferents escales de la turbulència. L'estructura coherent extrau energia de la zona central del doble rodet, en la zona de barreja, segurament gràcies a un procés d'estirament del flux, mentre que perd energia en la zona on es troben els punts crítics, quan el fluid de l'interior de l'estructura es troba amb flux més calmat provinent de l'exterior. Veient això es obvi que en l'interior de l'estructura existeix un transpor d'energia des del punt on la guanya fins la zona on la perd.
- (vii) Pel que fa a l'empremta relativa a l'intercanvi d'energia entre el camp mitjà i l'incohernt, aquest no aporta més informació que l'obtinguda a l'analitzar les empremtes dels esforços incoherents, ja que presenta una zona de distribució gairebé aleatòria, exceptuan una zona aigües amunt de l'estructura relativa al flux engolit i menys energètic.

- (viii) Pel que fa a la dissipació, aquesta es produeix principalment en la zona de barreja, encara que en menor quantitat també es produeix en una zona situada aigües amunt de l'estructura. Els valors obtinguts per la dissipació es veuen molt afectats per la velocitat de mostreig i el filtratge realitzat sobre les dades. Per altra banda, el terme de dissipació calculat a partir de les fluctuacions del component longitudinal de la velocitat, és equivalent al calculat pels altres components de la mateixa. També cal dir, que l'aportació del moviment incoherent al terme de dissipació és molt major que el calculat a partir dels component coherents de la velocitat.

Per últim cal enumerar una sèrie de conclusions referents a la visió obtinguda a partir de les anàlisis anteriors del que és l'estructura coherent.

- (i) El doble rodet obtingut en el pla horitzontal es pot veure com la projecció sobre aquest pla del moviment real de gran escala existent en el si del flux turbulent. Aquest moviment es pot considerar que és una ejecció de fluid de l'interior de l'estela, rodejat per flux engolit recentment i que mostra una temperatura inferior a la temperatura mitjana de l'estela. Es a dir, es pot considerar que les estructures definides per Townsend (1957) i Grant (1958) que anomenaren rodets dobles i jets de barreja, són únicament visions diferents d'una mateixa estructura.
- (ii) La velocitat de rotació interna del rodet indica que una partícula no realitza mai una rotació completa, ja que durant el temps que tardaria en realitzar-la l'estructura ja s'ha desplaçat una distància suficientment gran com per poder assegurar que ja no és la mateixa.
- (iii) El moviment de gran escala detectat és consistent amb la teoria de creixement-decreixement postulada per Townsend (1976). El doll de fluid ejectat a l'exterior de l'estela es troba fluid més ràpid i fred que l'accelera de forma que aquest torna a l'interior de l'estela atrapant en el seu recorregut flux potencial, fent créixer l'estela i formant el remolí amb vorticitat transversal que s'observa en les empremtes verticals de velocitat.

## Referències

Antonia R.A., 1981, "Conditional sampling in turbulence measurement", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 13, pp. 131-156.

Antonia R.A., Chambers A.J. i Anselmet F., 1984, "Fine scale turbulence measurements in a plane jet.", *PCH PhysicoChemical Hydrodynamics*, 5, 5/6, pp. 369-382.

Antonia R.A., Browne L.W.B., Bisset D.K. i Fulachier L., 1987, "A description of the organized motion in the turbulent far wake of a cylinder at low reynolds number.", *Journal of Fluid Mechanics*, 184, pp. 423-444.

Antonia R.A., Zhu Y i Shafi H.S., 1996, "Lateral vorticity measurements in a turbulent wake", *Journal of Fluid Mechanics*, 323, pp. 173-200.

Barsoum M.L., Kawall J.G. i Keffer J.F., 1978, "Spanwise structure of the plane turbulent wake.", *Physics of Fluids*, 21,2,pp. 157-161.



Bendat J. J. i Persol A. G., 1971, "Random data: Analysis and measurement procedures", Wiley-Interscience.

Bisset D.K., Antonia R.A. i Browne L.W.B. ,1990a, "Spatial organization of large structures in the turbulent far wake of a cylinder.", *Journal of Fluid Mechanics*, 218, pp. 439-46.

Bisset D.K., Antonia R.A. and Britz D., 1990b, "Structure of large-scale vorticity in a turbulent far wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 218, pp. 463-482.

Boisson H.C., Chassaing P. and Minh H. Ha, 1983, "Conditional analysis of intermittency in the near wake of a circular cylinder.", *Physics of Fluids*, 26,3, pp. 653-658.

Brown G.L i Roshko A., 1974, "On density effects and large structure in turbulent mixing layers", *Journal of Fluid Mechanics*, 64, pp. 775-816.

Browne L.W.B., Antonia R.A. and Bisset D.K., 1986, "Coherent structures in the far field of a turbulent wake.", *Physics of Fluids*, 29,11,pp. 3612-3617.

Browne L.W.B., Antonia R.A. and Shah, D.A., 1987, "Turbulent energy dissipation in a wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 179, pp. 307-326.

Browne L.W.B., Antonia R.A. and Shah, D.A., 1989, "On the origin of the organised motion in the turbulent far-wake of a cylinder.", *Experiments in Fluids*, 7, 7, pp. 475-480.

Cimbala J.M., Nagib H.M. and Roshko A., 1988, "Large structure in the far wakes of two-dimensional bluff bodies.", *Journal of Fluid Mechanics*, 190,pp. 265-298.

Davies P.O.A.L. i Yules A. J., 1975, "Coherent structures in turbulence". *Journal of Fluid Mechanics*, 69, pp.513-537.

Diaz F., 1982, "Estela asimètrica generada per un cilindre en rotació.", "Tesis Doctoral Ciències Físiques, Universidad de Barcelona.

Fabris G., 1974, "Conditionally sampled turbulent thermal and velocity fields in the wake of a warm cylinder and its interaction with an equal cool wake.", Tesi Doctoral, Ill. Inst, Tech., Chicago, USA.

Fabris G., 1979, "Conditional sampling study of the turbulent wake of a cylinder. Part 1.", *Journal of Fluid Mechanics*, 94, 4, pp. 673-709.

Fabris G., 1983a, "Third-order conditional transport correlations in the two-dimensional turbulent wake.", *Physics of Fluids*, 26, 2, 422-427.

Fabris G., 1983b, "Higher-order statistics of turbulent fluctuations in the plane wake.", *Physics of Fluids*, 26, 6, pp. 1437-1445.

Ferré J.A., 1986, "Aplicació d'algoritmes d'intel·ligència artificial al reconeixement d'estructures coherents en els fluxos turbulents.", Tesi Doctoral Ciències Químiques, Universitat de Barcelona.

Ferré J.A., Gilabert R.M., Grau F.X, Gavalda J., Giralt F., Kawall J.G. and Keffer J.F., 1989, "Estudi dels fluxos turbulents. I. Tècniques experimentals.", *Butll. Soc. Cat. Cièn. X*, pp.43-84.

Ferré J.A. and Giralt F., 1989, "Pattern-recognition analysis of the velocity field in plane turbulent wakes.", *Journal of Fluid Mechanics*, 198, pp. 27-64.

Ferré J.A. and Giralt F., 1989, "Some topological features of the entrainment process in a heated turbulent wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 198, pp. 65-78.

Ferré J.A., Giralt F. and Antonia R.A., 1989, "Evidence for double-roller eddies in a turbulent wake from two-component velocity measurements.", *Symposium on Turbulent Shear Flows 7th*, August 21-23, Stanford University, USA.

Ferré J.A., Mumford J.C., Savill A.M. and Giralt F., 1990, "Three-dimensional large-eddy motions and fine-scale activity in a plane turbulent wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 210, pp. 371-414.

Ferré-Gine J, Rallo R, Arenas A i Grialto F., 1996a, "Extraction of structures from turbulent signals". Submitted to *Artificial Intelligence in Engineering*.

Ferré-Gine J, Rallo R, Arenas A i Grialt F., 1996b, "Extraction of structures embedded in the velocity field of a turbulent wake". Submitted to Artificial Intelligence in Engineering.

Gavaldà J., 1982, "Estela generada per cilindres estatics i en rotació del mateix diàmetre.", Tesi Doctoral Ciències Químiques, Universitat de Barcelona.

Giralt F. and Ferré J.A. , 1993, "Structure and flow patterns in turbulent wakes (b).", Physics of Fluids A, 5, 7, 1783-1789.

Grant H. L., 1958, "The large eddies of turbulent motion.", Journal of Fluid Mechanics, 4, pp. 149-190.

Hayakawa M i Hussain A.K.M.F., 1985, "Eduction of coherent structures in the turbulent plane wake.", Fifth Symposium on Turbulent Shear Flows, Cornell Universirt, USA.

Hayakawa M i Hussain A.K.M.F., 1989, "Three-dimensionality of organized structures in a plane turbulent wake.", Journal of Fluid Mechanics, 206, pp. 375-404.

Hinze J. O., 1975, "Turbulence", McGraw-Hill, New York.

Hussain A.K.M.F., 1983, "Coherent structure-reality and myth (a).", Physics of Fluids, 26, 10, pp. 2816-2850.

Huang Z., Ferré J.A, Kawall J.G.i Keffer J.F., 1995, "The connection between near and far regions of the turbulent porous body wake.", Experimental Thermal and Fluid Science, 11, pp. 143-154.

Hussain A.K.M.F., 1986, "Coherent structures and turbulence.", Journal of Fluid Mechanics, 173, pp. 303-356.

Hussain A.K.M.F i Hayakawa M., 1987, "Eduction of large-scale organized structures in a plane turbulent wake.", Journal of Fluid Mechanics, 180, pp. 193-229.

Jeong J i Hussain F., 1995, "On the identification of a vortex.", Journal of Fluid Mechanics, 285, pp. 69-94.

Kawall J.G. and Keffer J.F., 1971, "Digital analysis of turbulent signals.", Technical Publication Series, Dep. Mech. Eng., Univ. Toronto, UTME-TP 7104.

Keffer J.F., 1965, "The uniform distortion of a turbulent wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 22, 1, pp. 135-159.

Keffer J.F., Olsen G.J. and Kawall J.G., 1977, "Intermittency in a thermal mixing layer.", *Journal of Fluid Mechanics*, 79, 3, pp. 595-607.

Kevlahan N. K-R., Hunt J. C. R. i Vassilicos J. C., 1994, "A comparison of different analytical techniques for identifying structures in turbulence", *Applied Scientific Research*, 53, 3/4, pp 339-355.

Kopp G.A., 1995, "Analysis of the coherent structures in uniformly distorted plane turbulent wake.", *Journal of Fluid Mechanics*", 291, pp. 299-322.

Kopp G.A., Kawall J.G. and Keffer J.F., 1995, "The evolution of the coherent structures in a uniformly distorted plane turbulent wake.", *Tesi Doctoral*, Department of Mechanical Engineering, University of Toronto, Canada.

LaRue J.C. and Libby P.A., 1974a, "Temperature and intermittency in the turbulent wake of a heated cylinder.", *Physics of Fluids*, 17, 5, pp. 873-878.

LaRue J.C. and Libby P.A., 1974b, "Temperature fluctuations in the plane turbulent wake.", *Physics of Fluids*, 17, 11, pp. 1956-1967.

Lumley J.L., 1967, "The structures of inhomogeneous turbulent flows.", *Atmospheric turbulence and radio wave propagation. Proc. Intl. Colloquium Moscow*. Editor NAUKA.

Mi J. i Antonia R. A, 1994, "Vorticity characteristics of the turbulent intermediate wake", *Experiments in Fluids*, 20,5, pp 383-392.

Mumford J.C., 1982, "The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows. Part 1. The plane jet.", *Journal of Fluid Mechanics*, 118, pp. 241-268.

Mumford J.C., 1983, "The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows. Part 2. The plane wake.", *Journal of Fluid Mechanics*, 137, pp. 447-456.

Payne F.R. and Lumley J.L., 1967, "Large eddy structure of the turbulent wake behind a circular cylinder.", *Physics of Fluids, Supplement (Boundary Layers and Turbulence)*, 10, pp. 194-197.

Perry A.E. and Chong M.S., 1987, "A description of eddying motions and flow patterns using critical-point concepts.", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 19, pp. 125-155.

Perry A.E. and Chong M.S., 1994, "Topology of flow patterns in vortex motions and turbulence.", *Applied Scientific Research*, 53, 34, 357-374.

Pons M.D., 1996, "Estudi de les estructures coherents dels fluxos turbulents tipus estela.", *Tesi Doctoral Ciències Químiques, Universitat Rovira i Virgili*.

Reynolds W.C., 1976, "Computation of turbulent flows.", *Annual Review of Fluid Mechanics*, 8, pp. 183-208.

Reynolds W. C. i Hussain A.K.M.F., 1972, "The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparison with experiments", 54, 2, pp. 263-288

Roshko A., 1976, "Structure of turbulent shear flows: A new look.", *AIAA Journal*, 14, 10, pp. 1349-1357.

Schlichting H., 1972, "Teoria de la capa límite", Urmo, Bilbao.

Taneda S., 1959, "Downstream development of the wakes behind cylinders.", *Journal of the Physical Society of Japan*, 14, 6, pp. 843-848.

Tennekes H. i Lumley J. L., 1982, "A first course in turbulence", The MIT Press.

Theodorsen T., 1952, "Mechanism of turbulence", *Proc. 2nd Midwestern Conf. of Fluid Mech, Ohio State Univ., Columbus, USA*.

Townsend A. A., 1956, "The structure of turbulent shear flow", 1<sup>a</sup> edició, Cambridge University Press.

Zucherman L., 1988, "Study of coherent structures within plane turbulent wakes using a pattern-recognition technique.", Tesi Doctoral, University of Toronto .

Vernet A, Kopp G.A, Ferré J.A. i Giralt F., 1996a, "Simultaneous velocity and temperature patterns in the far region of a turbulent cylinder wake", Acceptat per publicar a ASME J. Fluids Eng.

Vernet A, Kopp G.A, Ferré J.A. i Giralt F., 1996b, "The average Three-dimensional structure and momentum transfer in the far region of a turbulent cylinder wake", Acceptat per el 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics. and Thermodynamics, Brussels, Juny 1997.

Wallace J. M. i Foss J. F., 1995, "The measurement of vorticity in turbulent flows", Annual Review of Fluid Mechanics, 27, pp 469-514.

Zhou Y i Antonia R.A., 1994a, "Study of flow properties near critical points in the near wake of a circular cylinder.", Applied Scientific Research, 53, pp. 249-261.

Zhou Y i Antonia R.A., 1994b, "Critical points in a turbulent near wake.", Journal of Fluid Mechanics, 275, pp. 59-81.

Zhou Y i Antonia R.A., 1995, "Memory effects in the turbulent plane wake.", Experiments in Fluids, 19, 2, pp. 112-120.

C 1379-58660

0099-51060

# Anàlisi de la Naturalesa de les Estructures Coherents en l'Estela Llunyana d'un Cilindre

Anton Vernet Peña

Tesis 66.0 Vernet Peña  
(NP)

Memòria presentada per optar  
al Grau de Doctor en Enginyeria Química

Departament d'Enginyeria Química  
Universitat Rovira i Virgili

1997



12/11/1997

## **Annexos**

---



## Annex A

---

# Funció indicadora de l'escala fina

Ferré et al. (1990) van desenvolupar la funció indicadora de l'escala fina turbulenta (FSTIF), basada en el càlcul de l'embolcall de la segona derivada de les fluctuacions de la component longitudinal de la velocitat. De fet, van emprar aquesta component del vector velocitat, ja que en els experiments que van realitzar, aquesta era l'única que mesuraven, al disposar nomès de sondes anemomètriques d'un sol fil. El fet de disposar en aquest treball de les tres components del vector velocitat, ha permès fer un càlcul de la funció indicadora de l'escala fina basada en les fluctuacions de la component lateral (FSTIF<sub>v</sub>) i de la component transversal (FSTIF<sub>w</sub>), sent possible la comparació entre elles i la funció original calculada per Ferré et al. (1990).

La figura A1 presenta els isocontorns obtinguts per FSTIF<sub>v</sub> en el pla vertical  $z^*=0.0$  (Fig. A1a), i en el pla horitzontal  $y^*=1.0$  (Fig. A1b), mentre que la figura A2 mostra la FSTIF<sub>w</sub> en els mateixos plans que la figura A1.

Es pot observar que tant en el pla vertical com en l'horitzontal, la topologia presentada per ambdues és idèntica a la presentada per la funció original, calculada amb les fluctuacions del component longitudinal de la velocitat (Fig. 5.9). Es pot observar que tant la funció calculada amb la component transversal com la lateral, presenten un valor màxim aproximadament de 3.5, mentre que la calculada amb la component longitudinal presenta un màxim una mica menor, al voltant de 2.8, però, les tres són del mateix ordre de magnitud

Aquests resultats són totalment consistents amb el que s'esperava, ja que es obvi que no poden existir fluctuacions d'escala fina degudes a una component de la velocitat, mentre que les altres components no tenen cap ingredient d'escala fina. Es a dir, quan existeix escala fina per una component ha d'existir escala fina per les altres components. Com a conseqüència, es pot dir que no és necessari calcular les tres components de la FSTIF, sino que amb una de les tres components ja queda ben definida quina és la zona on hi ha una major concentració de moviment d'escala fina.

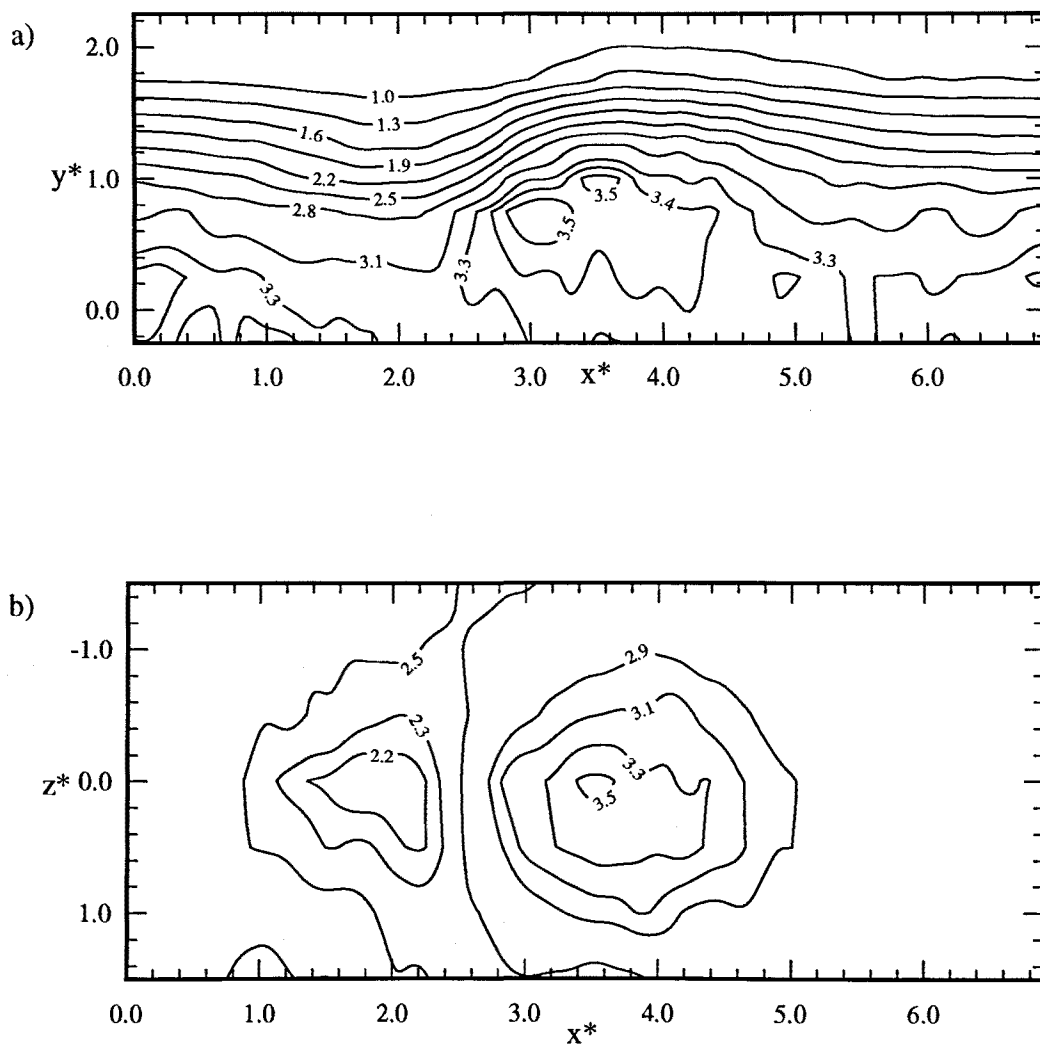


Fig. A.1. Funció indicadora de l'escala fina, calculada a partir de la component lateral de les fluctuacions de velocitat,  $FSTIF_v$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

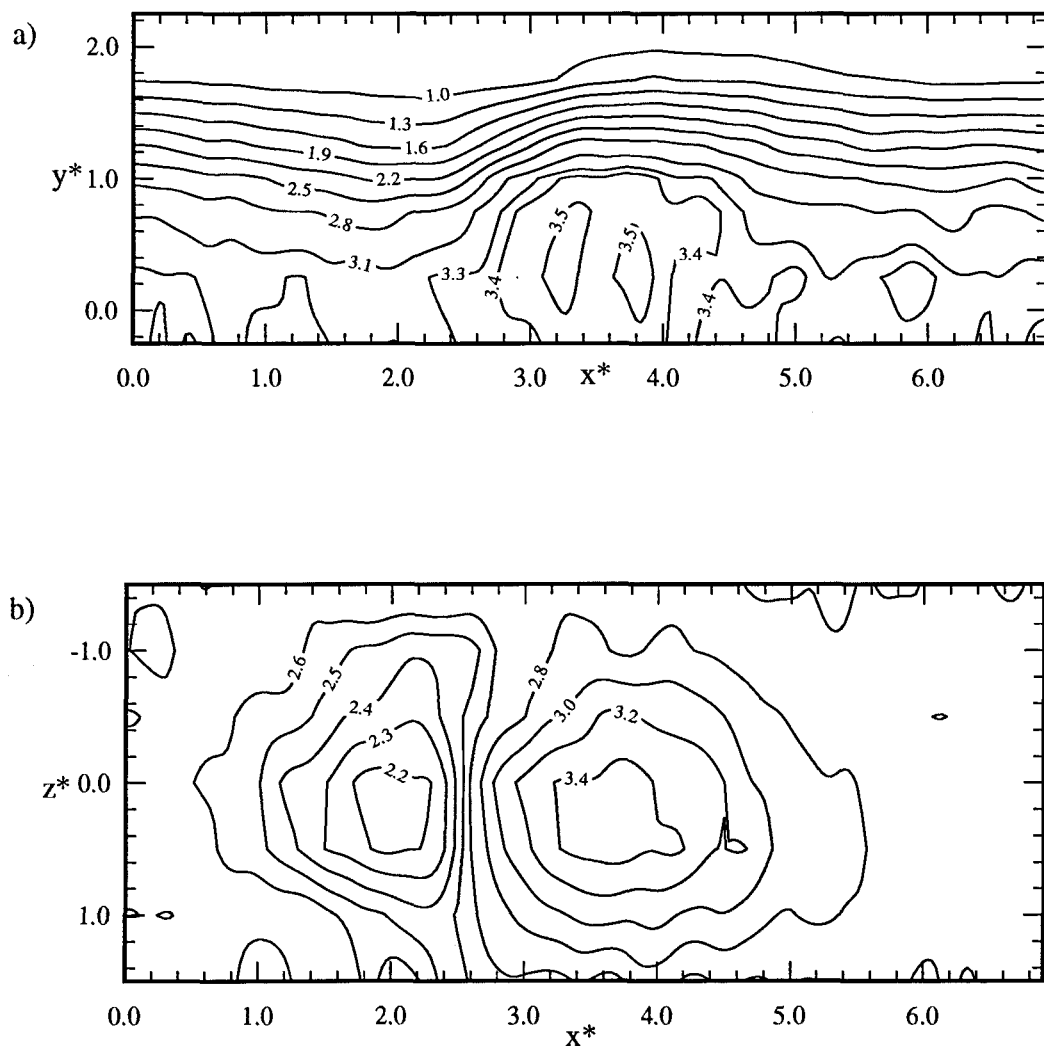


Fig. A.2. Funció indicadora de l'escala fina, calculada a partir de la component transversal de les fluctuacions de velocitat,  $FSTIF_w$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

# Annex B

---

## Dissipació

### B.1. Càlcul de la dissipació

El primer punt que cal analitzar és l'aproximació feta per calcular la dissipació associada a l'estructura de gran escala (Tennekes i Lumley, 1982):

$$\varepsilon = 2\nu \overline{s_{ij}s_{ij}} = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2} \quad (\text{B.1})$$

De fet la dissipació, tal com es mostra en l'equació B.1, és proporcional a  $\overline{s_{ij}s_{ij}}$ , i aquest producte està format per diferents termes del tipus  $\overline{(\partial u_i/\partial x_j)^2}$ , dels que la majoria no es poden calcular acuradament. El fet és que la dissipació viscosa té lloc en l'escala fina i que en aquestes escales la turbulència es pot considerar isòtropa, el que significa que  $\overline{u_1^2} = \overline{u_2^2} = \overline{u_3^2}$ , i que tots els termes del tipus  $\overline{(\partial u_i/\partial x_j)^2}$ , són iguals. El coeficient 15 és considerablement superior a 1 ja que els termes del tipus  $\overline{(\partial u_1/\partial x_1)^2}$  que hi contribueixen són molt nombrosos (Tennekes i Lumley, 1982).

Tal con s'ha explicat a l'apartat 2.6, els termes de la forma  $\overline{(\partial u_i / \partial x_j)^2}$  es poden associar a termes  $\langle (\partial u_i / \partial x_j)^2 \rangle$ . Per tal de confirmar que les diferents derivades que formen part de  $\overline{s_{ij}s_{ij}}$ , es poden assimilar a  $\langle (\partial u_i / \partial x_j)^2 \rangle$  s'han estimat les tres derivades respecte la coordenada longitudinal, ja que aquesta coordenada és la que disposa de més punts i les derivades seran més exactes. Aquest càlcul s'ha realitzat sobre les dades obtingudes en les sèries experimentals A i B (Fig. 2.5 i 2.6)

Les figures B.1, B.2 i B.3 mostren respectivament  $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$ ,  $\langle (\partial v / \partial x)^2 \rangle$  i  $\langle (\partial w / \partial x)^2 \rangle$ , tant en el pla vertical com en l'horitzontal i en la taula B.1 s'indiquen els valors màxims i mínims de les diferents components de la dissipació calculada. Tal com es pot observar en aquestes figures i en la taula, les mitjanes de conjunt del quadrat de les tres derivades són gairebé iguals, presentant una zona d'excés, situada en el centre del doble rodet, i una zona de defecte situada aigües amunt del punt crític. En un principi, es podria considerar que la hipòtesi d'isotropia és correcta, però estudiant amb més detall la taula B.1 es pot observar que els valors de la derivada de la component longitudinal, presenta un màxim i un mínim gairebé un 30% inferior als presentats pels altres dos components. Aquest resultat implica que la dissipació calculada segons l'equació B.1 ha de presentar uns valors inferiors als reals. Browne et al. (1987) van estimar que el valor calculat per la dissipació en el centre de l'estela era d'un 45% inferior al real i en l'interfase podia arribar a ser d'un 80%. Antonia et al. (1984) van analitzar algunes de les possibles fonts de error en la mesura de l'escala fina com pot ser la resolució espacial dels sensors. Per tant, pel que fa a la topologia que presenta l'empremta de la dissipació, es pot suposar que la hipòtesi de turbulència isòtropa en l'escala fina és correcta pel que és suficient calcular el terme  $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$  per tenir una idea de com es distribueix la dissipació viscosa en relació a l'estructura coherent, tenint sempre en compte que els valors numèrics seran inferiors als reals.

	màxim	mínim
$\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$	7.65	0.09
$\langle (\partial v / \partial x)^2 \rangle$	11.22	0.12
$\langle (\partial w / \partial x)^2 \rangle$	11.25	0.11

Taula B.1. Màxims i mínims observats en les mitjanes de conjunt de les diferents derivades en la direcció longitudinal.

## B.2 Descomposició triple i dissipació

Un altre punt important en el càlcul de la dissipació és l'aplicació de la descomposició triple al terme de dissipació, amb el qual es pot avaluar quina és l'aportació del moviment coherent a la dissipació.

Com s'ha comentat en l'apartat 2.6, la descomposició triple implica que els component fluctuants de la velocitat es poden separar en una part coherent i una incoherent o aleatoria. Aixó porta a que la dissipació es pugui expressar com:

$$\overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} = \overline{\left(\frac{\partial u_c}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u_r}{\partial x}\right)^2} + \overline{\left(\frac{\partial u_c}{\partial x} * \frac{\partial u_r}{\partial x}\right)} \quad (\text{B.2})$$

L'últim terme de la dereta s'anula, i els altres es poden expressar en funció de les mitjanes de conjunt de forma que :

$$\left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \right\rangle = \left\langle \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \right\rangle + \left\langle \left(\frac{\partial u_r}{\partial x}\right)^2 \right\rangle \quad (\text{B.3})$$

El primer terme del costat dret de l'igualtat és la part coherent i el segon la part incoherent de la dissipació associada a l'estructura coherent detectada.

La taula B.2 mostra els màxims i mínims obtinguts per la part coherent i la incoherent, analitzant els mateixos tres components de la dissipació que en l'apartat anterior. Es pot observar que en els tres, la part coherent és de dos ordres de magnitud inferior a la part incoherent, que és molt semblant a la component total, mostrada en la taula B.1.

	màxim	mínim
$\langle (\partial u_c / \partial x)^2 \rangle$	22.3 e-2	0.16 e-2
$\langle (\partial v_c / \partial x)^2 \rangle$	9.86 e-2	0.07 e-2
$\langle (\partial w_c / \partial x)^2 \rangle$	8.6 e-2	0.06 e-2
$\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle$	7.52	0.09
$\langle (\partial v_r / \partial x)^2 \rangle$	11.20	0.12
$\langle (\partial w_r / \partial x)^2 \rangle$	11.23	0.11

Taula B.2. Màxims i mínims observats en les mitjanes de conjunt de les diferents derivades dels components coherent i incoherents en la direcció longitudinal.

Pel que fa a la topologia que presenta la part coherent de la dissipació és diferent per cada un dels seus components, així per  $(\partial \langle u \rangle / \partial x)^2$  (Fig. B.4) es té un màxim associat al punt crític i presenta una topologia gairebé esfèrica alineada en la direcció de l'esforç, mentre que  $(\partial \langle v \rangle / \partial x)^2$  (Fig. B.5) mostra una topologia elíptica amb el seu eix major perpendicular a l'eix x i amb els valors màxims associats al punt crític. No passa el mateix amb  $(\partial \langle w \rangle / \partial x)^2$



(Fig. B.6) que presenta en el pla horitzontal una banda formada pels valors màxims i que es troba entre el punt crític i el centre del doble rodet, encara que sense cap distribució ben marcada. De fet, encara que aquests termes presentin una estructura ben definida l'importància de la mateixa es veu reduïda pel fet que l'aportació del component aleatori de la dissipació és molt més gran.

Les figures B.7, B.8 i B.9 mostren respectivament  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle$ ,  $\langle (\partial v_r / \partial x)^2 \rangle$  i  $\langle (\partial w_r / \partial x)^2 \rangle$ , que presenten uns isocontorns gairebé idèntics, tant en forma com en valors, als presentats per els components totals de la dissipació (Fig. B.1, B.2 i B.3).

Aquests resultats són completament lògics, ja que la dissipació té lloc a l'escala fina de la turbulència, per tant l'aportació del moviment coherent ha de ser mínima. Amb tot i això, s'ha de tenir en compte que aquest moviment coherent porta associat un component d'escala fina, que produeix l'existència d'una certa empremta de la dissipació relacionada amb ella, sobre tot en la zona on es troba el punt crític.

### B.3 Valors de la dissipació

Com ja s'ha comentat la dissipació té lloc a l'escala fina de la turbulència, i per tant els valors que porta associats depenen sobretot dels valors de les components incoherents de les fluctuacions de la velocitat, en aquest punt entra en joc l'importància de la velocitat de mostreig de les dades i dels filtres passa baixos emprats en el pretractament de les mateixes. La taula B.3 mostra els màxims i mínims per la component  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle$  de la dissipació, obtinguts a l'analitzar unes mateixes dades pretractades de forma que se'ls pot variar la velocitat de mostreig i filtrades amb un LBPF (Low Band Pass Filter) diferents.

LBPF (Hz)	Vel. Mos. (pt/s)	màxim	mínim
2000	5000	8.674	3.097
1000	5000	2.182	0.76
1000	2500	0.934	0.294

Taula B.3. Màxims i mínims observats en el càlcul de la dissipació sobre dades a diferents velocitats de mostreig i filtres passa-baixos.

Tal com es pot veure en la taula B.3 l'efecte del filtre aplicat i de la velocitat de mostreig és important en l'obtenció dels valors màxims i mínims de la dissipació. Ja que la dissipació depèn de l'escala fina, com més acuradament es mesura aquesta, més important es la dissipació.

Pel que fa a la topologia que presenta la dissipació associada a l'estructura coherent per cada una de les diferents proves mostrades en la taula B.3, es pot observar que aquesta no varia gairebé res (Fig. B.10).

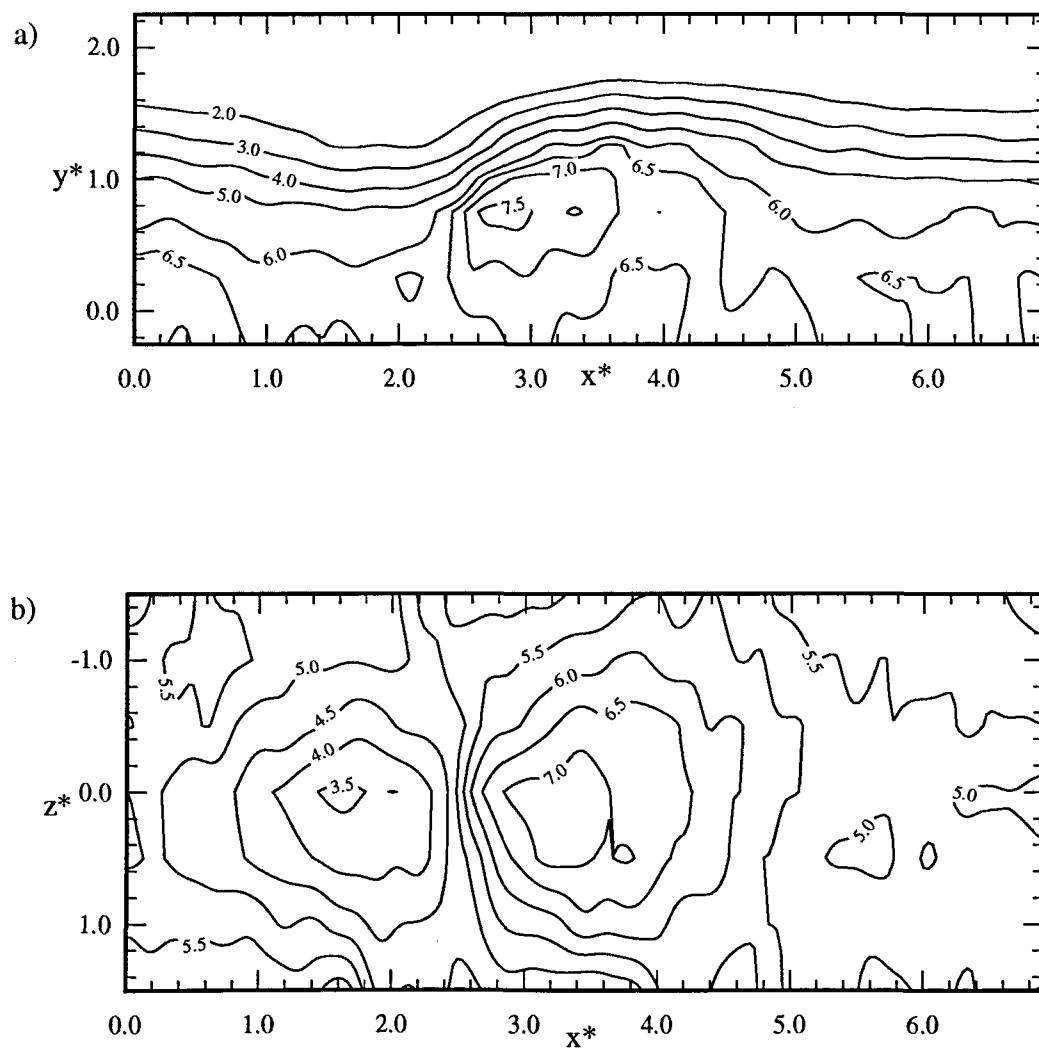


Fig. B.1. Empremtes de  $\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle^* l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

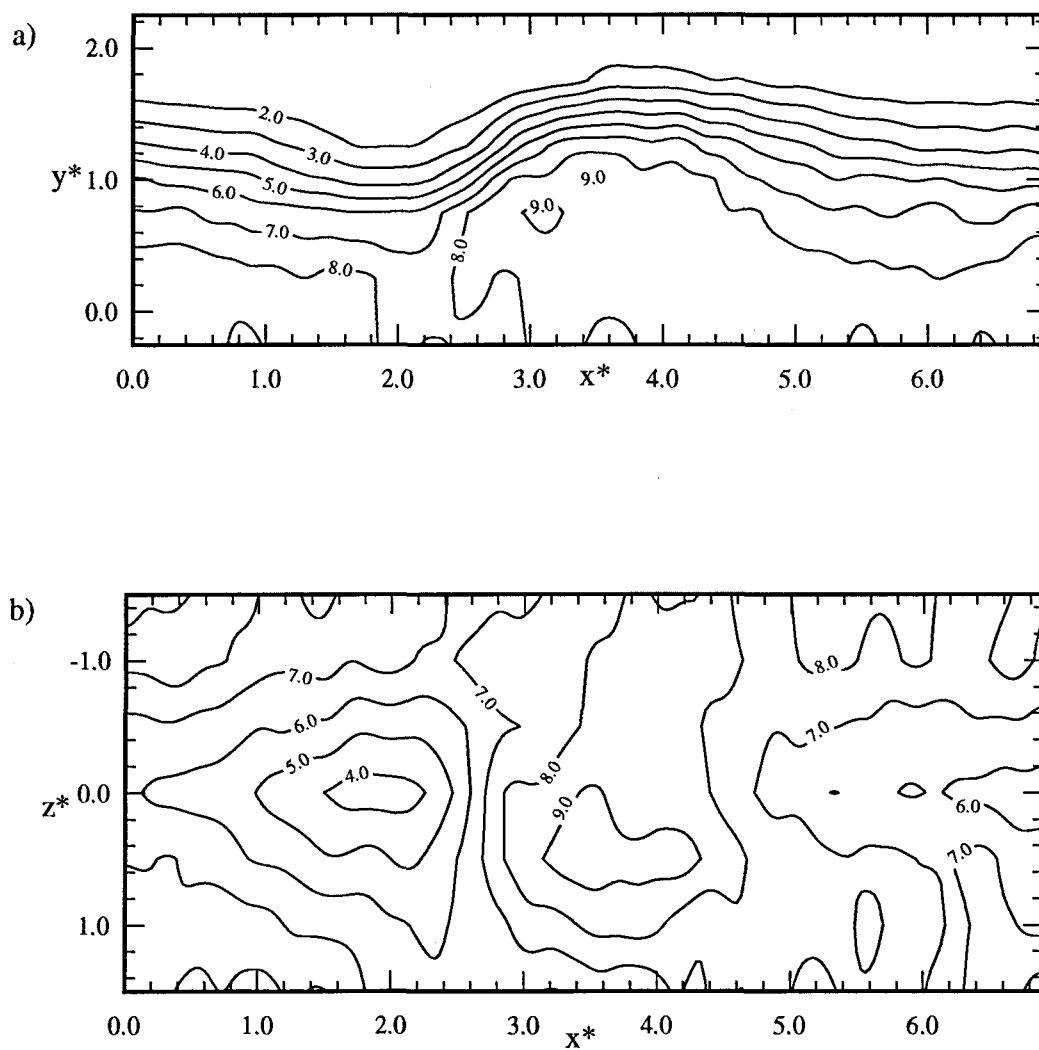


Fig. B.2. Empremtes de  $\langle (\partial v / \partial x)^2 \rangle^* l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^* = 0.0$  i b) pla horitzontal  $y^* = 1.0$ .

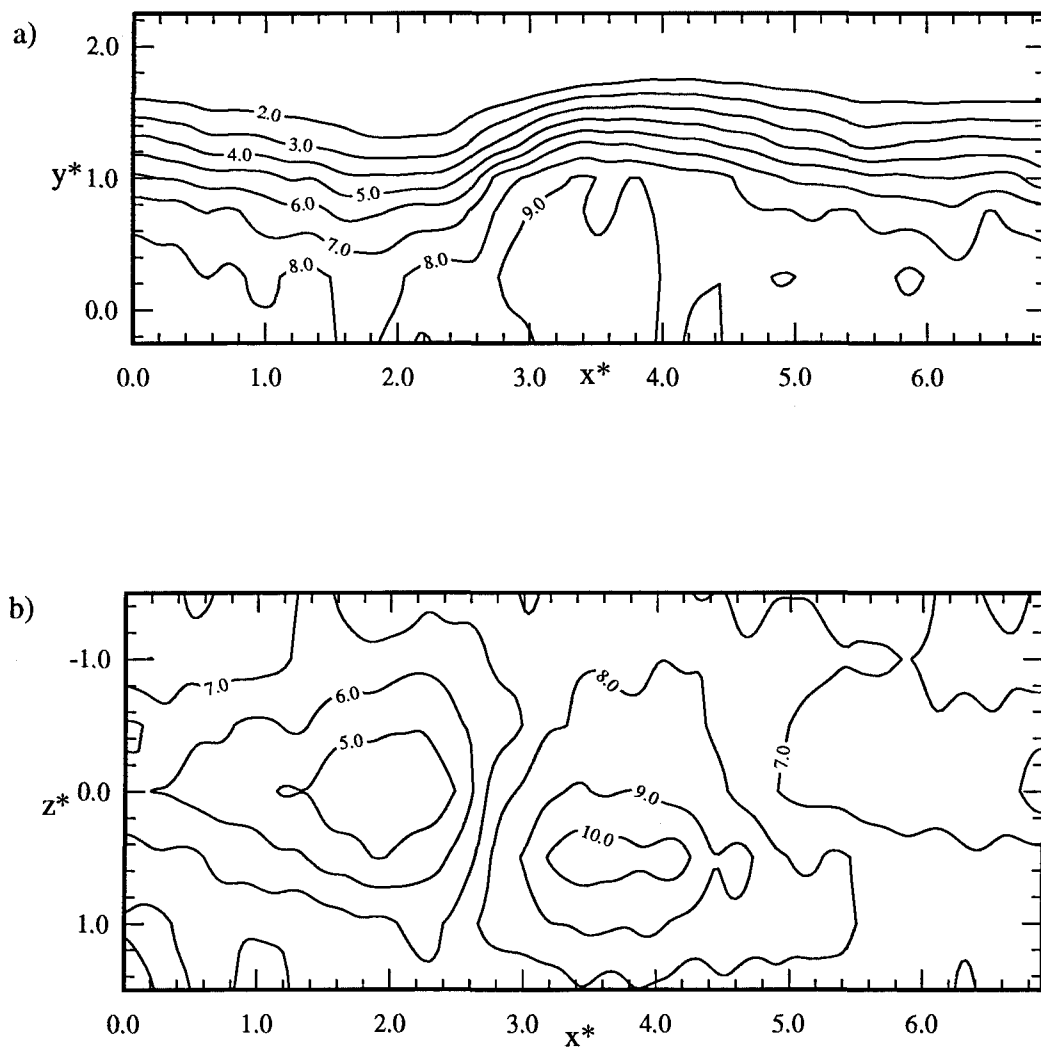


Fig. B.3. Empremtes de  $\langle (\partial w / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

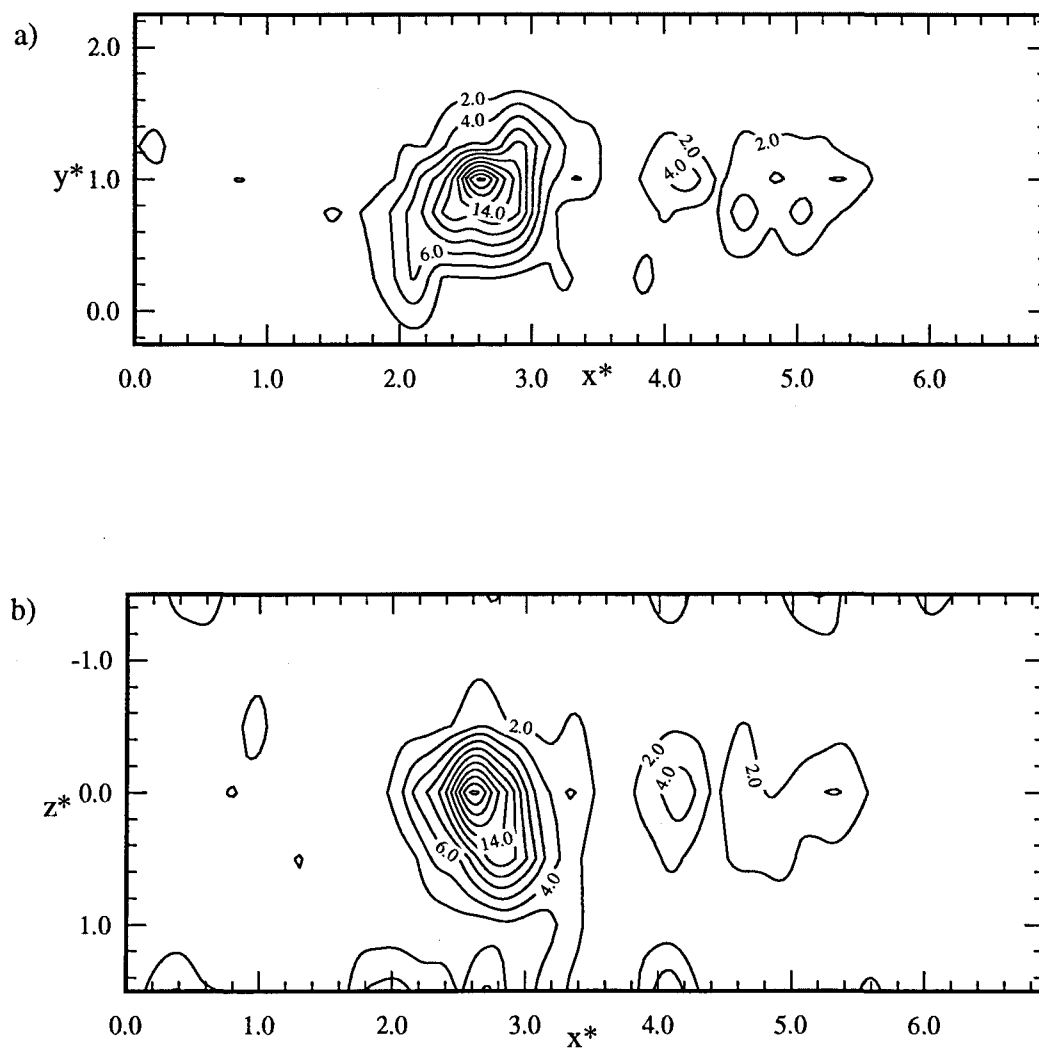


Fig. B.4. Empremtes de  $\langle (\partial \langle u \rangle / \partial x)^2 \rangle^* l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

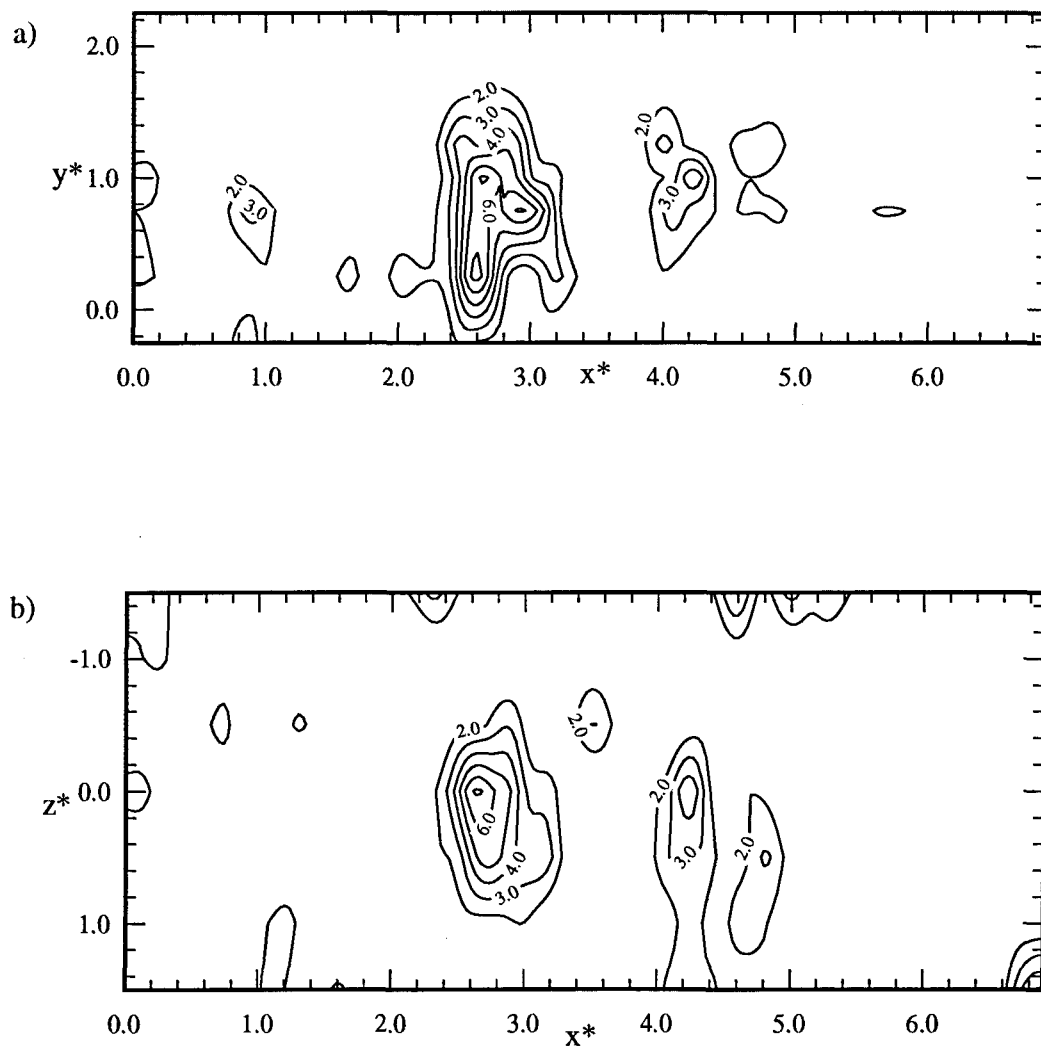


Fig. B.5. Empremtes de  $\langle (\partial \langle v \rangle / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

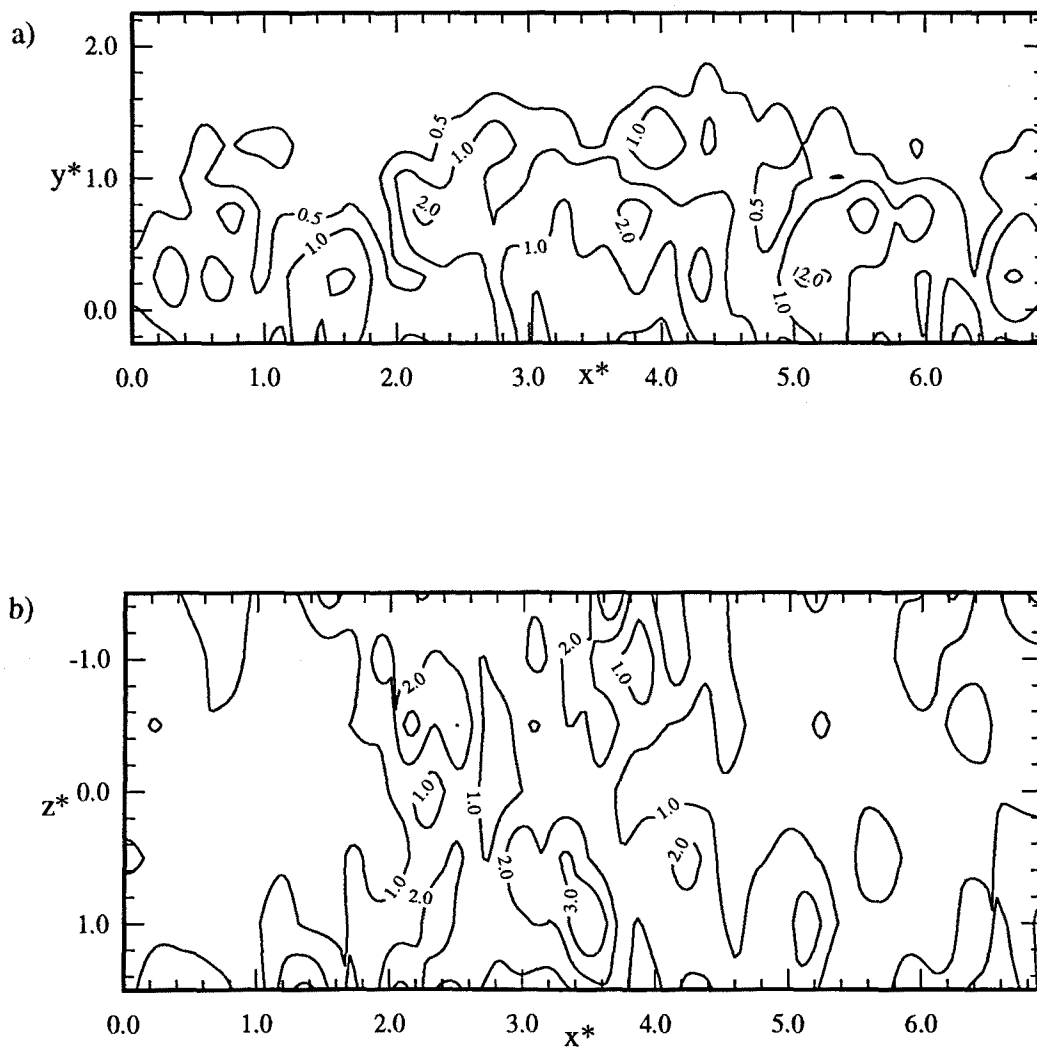


Fig. B.6. Empremses de  $\langle (\partial \langle w \rangle / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .



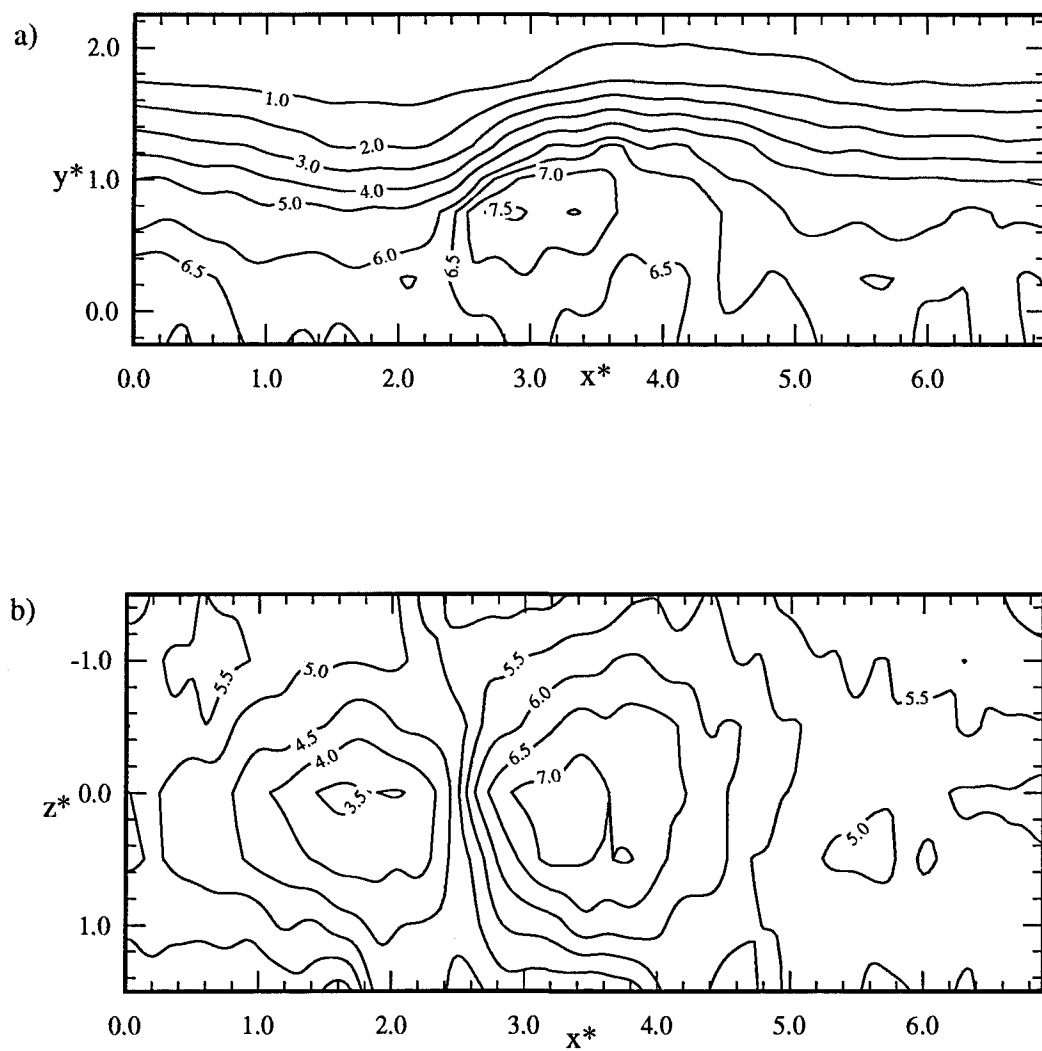


Fig. B.7. Empremtes de  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

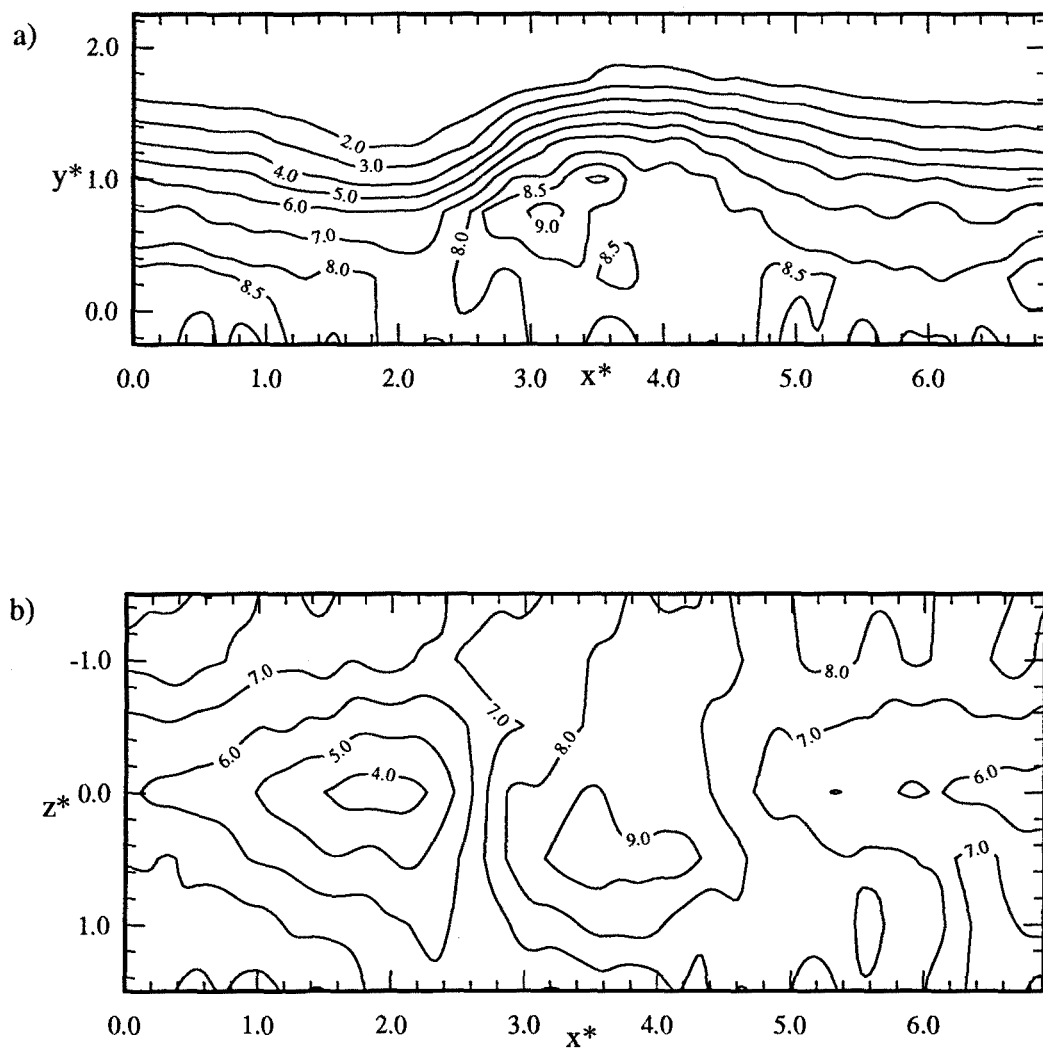


Fig. B.8. Empremtes de  $\langle (\partial v_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

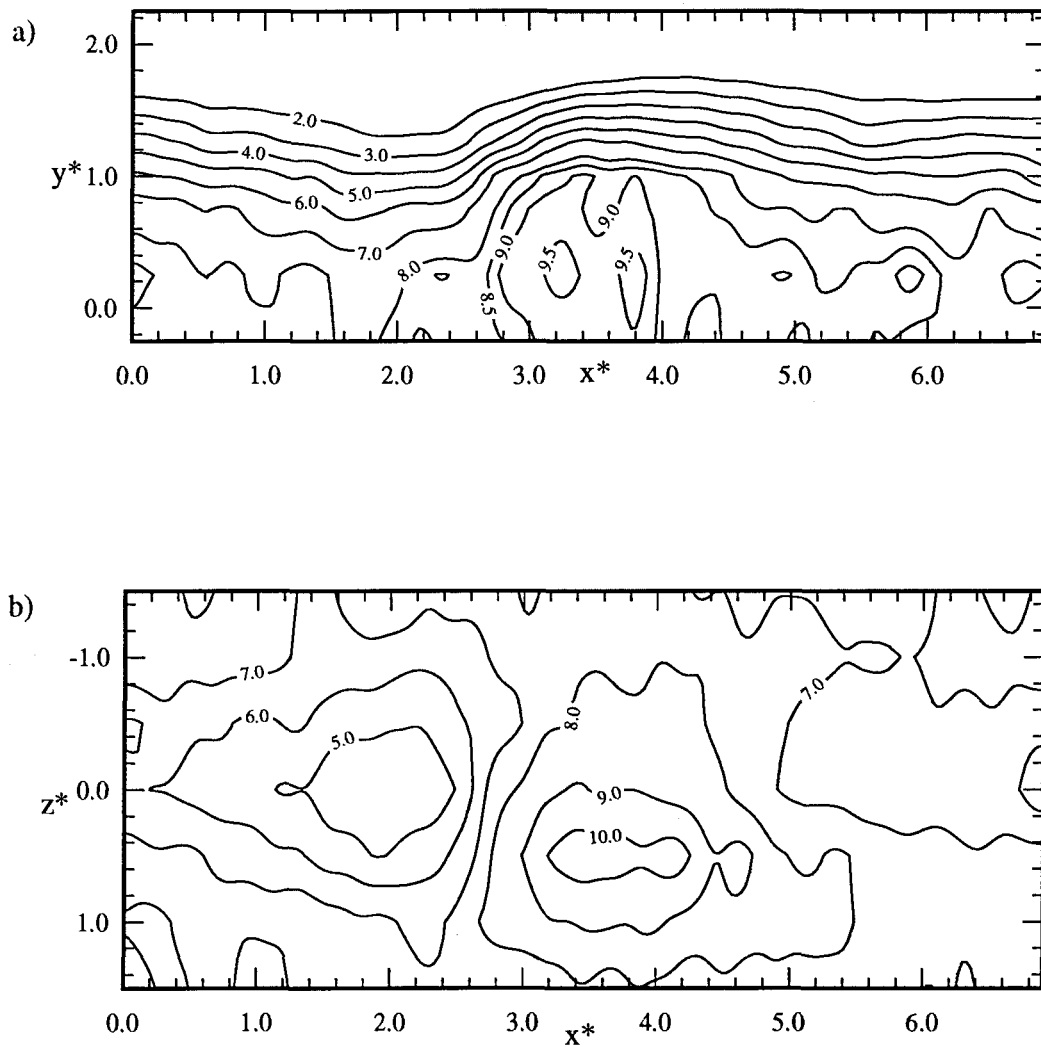


Fig. B.9. Empremtes de  $\langle (\partial w_r / \partial x)^2 \rangle * l_0^2 / U_s^2$ . a) Pla vertical  $z^*=0.0$  i b) pla horitzontal  $y^*=1.0$ .

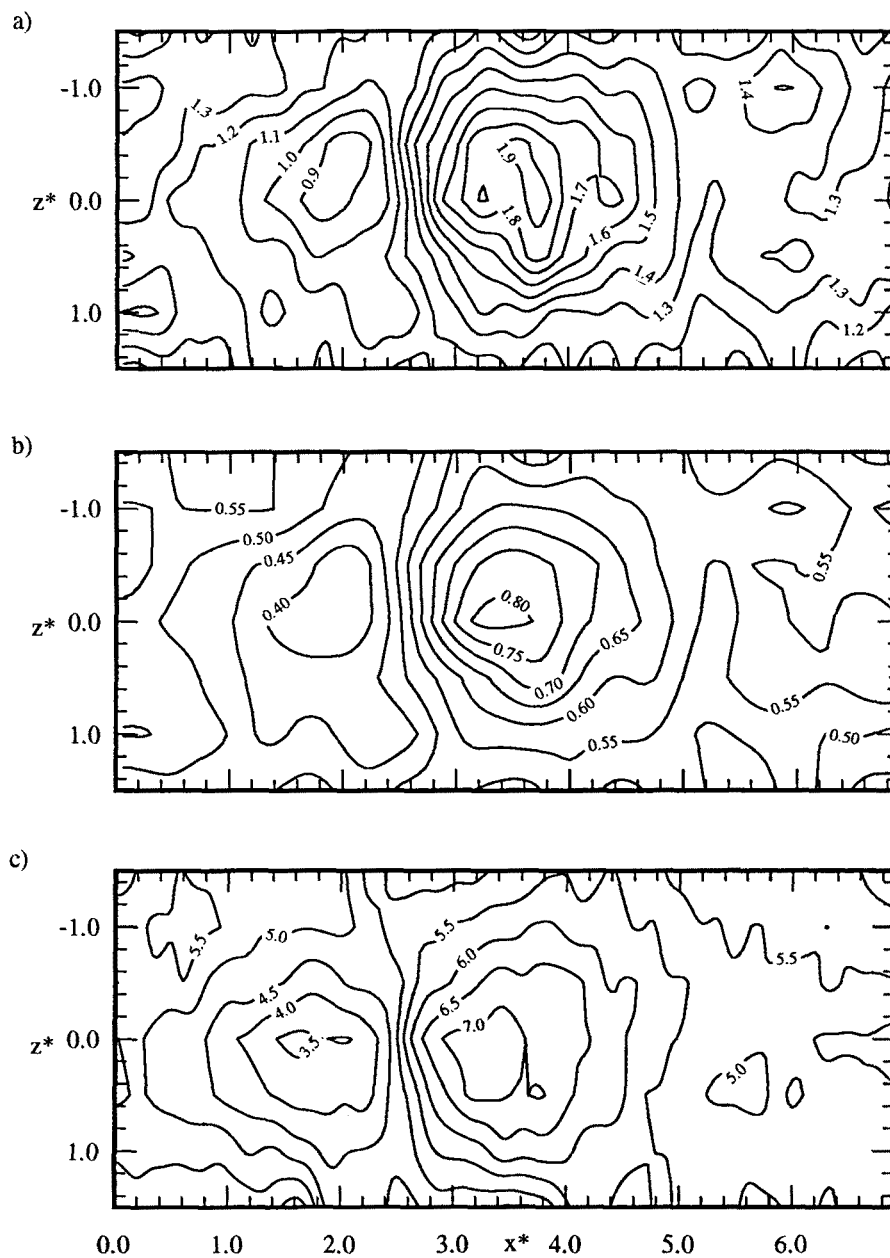


Fig. B.10. Empratges de  $\langle (\partial u_r / \partial x)^2 \rangle^* l_0^2 / U_s^2$  per diferents velocitats de mostreig (V.M.) i filtratges (F.) en el pla horitzontal a  $y^*=1.0$   
a) V.M.=5000 pt/s i F=1000 Hz, b) V.M.=2500 pt/s i F=1000 Hz  
i c) V.M.=5000 pt/s i F=2000 Hz

# Annex C

---

## Articles i comunicacions

En aquest annex es presenten dues publicacions en les que hi apareixen part dels resultats obtinguts en aquests treball.

El primer és una article titulat "*Simultaneous velocity and temperature patterns in the far region of a turbulent cylinder wake*", acceptat per a la seva publicació en el ASME Journal of Fluid Engineering, en el que hi apareixen alguns dels resultats descrits en els capítols 2 i 4, així com una breu referència a la topologia tridimensional de l'estructura.

El segon és una comunicació acceptada per a la seva presentació al 4th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, que es celebrarà a Brussel·les al juny de 1997, i titulada "*The average three-dimensional structure and momentum transfer in the farr region of a turbulenkinder wake*". En aquesta comunicació es recullen, sobretot, resultats presentats en els capítols 5, 6 i 7, referents al contingut energètic de l'estructura.

## **Simultaneous velocity and temperature patterns in the far region of a turbulent cylinder wake**

A. Vernet, G.A. Kopp, J.A. Ferré and Francesc Giralt

Escola Tècnica Superior d'Enginyeria Química  
Universitat Rovira i Virgili  
Carretera de Salou, s/n  
43006 Tarragona, Spain

### **Abstract**

Temperature and two-components of velocity ( $u$  &  $v$  or  $u$  &  $w$ ) were measured simultaneously in a horizontal (homogeneous) plane in a passively-heated plane turbulent wake generated by a circular cylinder. The measurements were made using a rake of alternating cold and X-wire anemometers. Applying pattern-recognition to the temperature data, it is observed that the hotter spots are associated with the negative streamwise and outward lateral velocity fluctuations in the centerplane of double roller eddies. In contrast, the colder spots are associated with positive streamwise and inward lateral velocity fluctuations. The correlation between the streamwise and lateral velocity fluctuations is largest in the centerplane of the double roller structure. Grant's "mixing jets" and double roller structures are shown to be different aspects of the same horseshoe-like structure. A saddle point is identified at the transition from the colder-to-hotter spots.

## 1 Introduction

The importance of the instantaneous three-dimensionality in statistically two-dimensional flows is well known going back to the pioneering work of Theodorsen (1952), Townsend (1956) and Grant (1958). Theodorsen predicted that the predominant structure in turbulence should be a horseshoe-like vortex. Townsend and Grant, from an analysis of experimental data in a turbulent wake, found two dominant structures, namely, "mixing jets" and double rollers, which could be different manifestations of the large-scale motions related to Theodorsen's horseshoe-like vortices. Mumford (1983) and Ferré and Giralt (1989a) inferred the presence of such rollers from ensemble-averages of multi-probe measurements of the streamwise velocity component in the far wake of a circular cylinder.

Giralt and Ferré (1993) determined the two-component velocity patterns associated with the average double roller and spanwise vortices in the homogeneous and non-homogeneous planes of the far wake. These authors inferred from their results that the temperature patterns previously reported by Ferré and Giralt (1989b), which were consistent with the multi-point temperature correlations determined by LaRue and Libby (1974) in a passively-heated wake, were the average thermal footprints of the double-roller eddies. However, there is no conclusive experimental evidence in the literature as to how the velocity and temperature patterns reported previously are related.

In the present analysis temperature and two-components of the instantaneous velocity vector are measured simultaneously at several locations spanning the homogeneous direction of the wake to determine the relationship between the coherent motions and the thermal field in the far wake. Evidence is given that Grant's "mixing jets" and double rollers are really different aspects of the same average structure postulated by Theodorsen.

## 2 Details of the experiments and analysis of data

A cylinder of diameter  $D=15$  mm, fitted with an electrical resistance, was placed in the open return wind tunnel situated in the turbulence laboratory of the Universitat Rovira i Virgili. This tunnel has a test section  $60 \times 60$  cm square by 3 m long and a freestream turbulence level of about 0.1%. The cylinder was mounted through holes in the tunnel walls and has

an aspect ratio of 40. The electrical resistance provided a maximum temperature excess of 2.0 K at the measurement location of 150 D. The freestream velocity was  $U_0=10$  m/s, so that the Reynolds number based on the cylinder diameter was 9700.

A rake of 5 X-wires and 6 resistance thermometers (i.e., cold-wires) were positioned in the horizontal (x-z) plane. All signals were low-pass filtered at 2 kHz and sampled at 5 kHz per channel for 40 sec using a 12 bit A/D converter. The X-wires and the cold-wires were alternated so that simultaneous (in time) temperature ( $q$ ) and velocity patterns could be identified. The rake was located in the upper half of the wake at  $y/l_0=1$  at  $x/D=150$ , where  $x$  is the streamwise direction ( $u$ -velocity component),  $y$  the lateral direction ( $v$ -velocity component), and  $l_0=60$  mm is the location where the mean velocity defect is half the maximum value at this streamwise location. The spanwise co-ordinate  $z$  ( $w$ -velocity component) is parallel to the cylinder axis. The locations of the cold-wires and X-wires were  $z/l_0=\pm 0.25; \pm 0.75; \pm 1.25$  and  $0.00; \pm 0.50; \pm 1.00$ , respectively. The X-wires were positioned so that either  $q, u$  and  $v$  or  $q, u$  and  $w$  could be simultaneously measured.

Two points should be emphasized. First, the temperature and velocity measurements are simultaneous in time, not in space, with adjacent cold and X-wires separated by  $0.25 l_0$  (15 mm). Second, in the plane of measurement ( $y/l_0=1$ ) the intermittency factor is about 0.95 and, thus, most of the velocity and temperature fluctuations are turbulent fluctuations.

The pattern-recognition (PR) technique used to obtain ensemble-averages from the instantaneous fluctuating velocity or temperature signals is described by Ferré and Giralt (1989a,b). Fluctuations are calculated by subtracting from each signal its mean value. In the present study a hot-to-cold temperature transition (see Fig. 3 of Ferré and Giralt, 1989b) has been used as the initial template for temperature pattern recognition.

Briefly, the pattern-recognition procedure is as follows. An initial template is cross-correlated with the recorded data and the points where the cross-correlation coefficient attains a maximum, and is above some threshold level, identify the appearance of individual events that are similar to the template. These events are then ensemble-averaged. In order to eliminate the bias introduced by the selection of the template this ensemble-average is used as the new template and the procedure is repeated.



The procedure is continued until the resulting ensemble-average is equal to the penultimate template (i.e., the penultimate ensemble-average). In this way, by the process of iteration, the bias of the initial template is removed from the analysis. Then, at the same locations within the recorded data files where temperatures are ensemble-averaged, velocities and correlations are also averaged. In this way, velocities are "conditionally sampled" based upon temperature information only, and the deduced average velocity and correlation patterns correspond unambiguously to those for temperature.

The modified PR technique of Kopp et al. (1996), which uses the eigenvectors from proper orthogonal decomposition (POD) as initial templates, is not the best choice to analyze the horizontal (homogeneous) plane data because in this case the POD eigenvectors are simply the Fourier components of the correlation tensor.

### 3 Results and discussion

The ensemble-average of the temperature fluctuations,  $\langle q \rangle / q'$ , corresponding to a rapid hot-to-cold temperature transitions is shown in Fig. 1, where  $q' = 0.35$  K is the rms value of the temperature fluctuations at  $y/l_0 = 1.0$ . In this and following figures  $Z^* = z/l_0$  and  $X^* = -U_{0t}/l_0$ , with flow moving from left to right. More than 900 temperature events were selected for the average of Fig. 1, which accounts for 45% of the data recorded. At  $Z^* = 0$  the average temperature pattern is characterized by a progressive rise in temperature followed by steep hot-to-cold transition. Results also show that the hotter spot (hotter than the average) is surrounded by colder (colder than the average) fluid motions, both upstream and also in the spanwise direction.

Fig. 2 shows the resulting ensemble-averaged  $u+w$  velocity fluctuations associated with the temperature data contributing to Fig. 1. It is observed that a double roller configuration in the velocity field is associated with the hot-to-cold transition in the temperature field. This velocity pattern is similar to that determined by Giralt and Ferré (1993) at  $x/D = 420$  in an unheated wake using PR on velocity data only. It is observed from Figs. 1 and 2 that the hotter temperatures are located in the centerplane of the double roller and are associated with negative streamwise velocity fluctuations, i.e., fluid motions with a deficit of momentum. Colder fluid is associated with positive streamwise velocity fluctuations, i.e., fluid motions with an excess of momentum. These results are consistent with the single

point correlations of Fabris (1979) who found that the correlation between  $u$  and  $q$  is negative in the upper half of the wake. It is important to note again that these structures are nearly fully turbulent since the intermittency factor at  $y/l_0=1$  is about 0.95 and, therefore, the temperature of the colder spot in Fig. 1 is higher than the ambient temperature of the potential flow.

A second important observation from Fig. 2 is the existence of a critical point at  $X^* = -0.2$  and  $Z^* = 0$ . This critical point, which is a saddle point according to the classification of Perry and Chong (1987), coincides with the region of maximum rate of change of temperature from hotter to colder regions of the average thermal structure. It is likely that the saddle point of Fig. 2 is the horizontal representation of the saddle point identified by Antonia et al. (1987) in their vertical plane measurements. These authors also used the temperature field in the horizontal plane to identify the large-scale structure of the far wake.

This saddle point can also be observed in the ensemble average of the velocity field reported by Giralt and Ferré (1993, see Fig. 3 of their paper for the horizontal plane), but is significantly smeared. The present "conditional averaging" technique identifies the sharp hotter-to-colder temperature transition at  $y/l_0=1$ , and because the saddle points occur at this sharp temperature transition, they are well aligned. In the work of Giralt and Ferré (1993) alignment is based on events in the velocity field. Since the double rollers they identified vary in size, the saddle point (which occurs upstream of this structure) is smeared by the process of ensemble-averaging.

The analysis of the  $q$ ,  $u$  and  $v$  data obtained with the X-wires positioned at the same  $Z^*$  locations, but rotated  $90^\circ$  from the horizontal plane, is summarized in Fig. 3. This figure only includes the "conditionally averaged"  $v$ -velocity fluctuations associated with the hot-to-cold transition of Fig. 1 because the  $q$  and  $u$  results are identical to those depicted in Figs. 1 and 2. A comparison of Figs. 1 and 3 clearly shows that the patterns of the ensemble-averaged temperature and lateral velocity fluctuations have essentially the same topology. The hotter spot in the central portion of the double roller structure is associated with positive (outward) lateral velocity fluctuations, while the surrounding regions of colder fluid motions have negative (inward) lateral velocity fluctuations. These signs correspond to the upper half of the wake, where present data were measured, and are consistent with the single point correlations of  $v$  and  $q$  found by Fabris

(1979). These  $v$ -velocity fluctuations are also consistent with the saddle points observed by Antonia et al. (1987) in the vertical plane.

Theodorsen (1952) postulated that the predominant structure in turbulence is a horseshoe vortex. Ferré and Giralt (1989a,b) found evidence, based on separate temperature and velocity measurements in both the horizontal and vertical planes, that the average structure related to the entrainment process was indeed a horseshoe shaped eddy with its "legs" (i.e., the "double roller eddies") shear aligned and connected at the top with spanwise vorticity (called "spanwise vortices"). Fig. 4 includes a sketch of the horseshoe vortex tube described by Theodorsen, as well as the associated recirculating motions and temperature patterns reported in Figs. 1-3, respectively. Fig. 4 illustrates how the present results and those of Antonia et al. (1987) and Giralt and Ferré (1993), represented by a slice through the vertical centerplane, are consistent with the existence of such a vortex. It appears that Grant's (1958) "mixing jets" and double rollers are different aspects of the same structure because of the strong outward  $v$ -velocities in the center of the horseshoe, represented by the dotted patch between the two "legs". In other words, the outward lateral velocity fluctuations in the centerplane of the double roller structure are these "mixing jets".

Fig. 5 shows the ensemble-averaged shear stress,  $\langle uv \rangle / \overline{uv}_{\max}$ , in the horizontal plane that corresponds to the temperature events contributing to the pattern of Fig. 1, where  $\overline{uv}_{\max} = -0.0303 \text{ m}^2/\text{s}^2$  is the maximum value of the (time-averaged) Reynolds shear stress at  $x/D=150$ . The highest shear stress levels occur in the centerplane of the double roller eddies where both the coherent streamwise and lateral velocity fluctuations have, respectively, the largest negative and positive magnitudes (Figs. 2 and 3) and the temperature fluctuations have the largest magnitude (Fig. 1). Fabris (1983) showed that the triple correlation  $\overline{uv\theta}$  is negative in the upper half of the wake, consistent with the present results. The maximum negative value of this triple-correlation occurs in the centerplane of the double roller structure. (Note that  $\overline{uv\theta}$  has not been measured simultaneously in space. However, because the temperature and velocity probes are alternated in the rake, and the measurements are simultaneous in time, this result can be inferred.)

In addition, the  $\langle uv \rangle$  isocontours occupy a narrower span than the hotter (positive) temperature fluctuations and are found to be highly three-dimensional. Clearly, the double roller (horseshoe) structures are

responsible for maintaining the correlation between the streamwise and lateral velocity fluctuations, the correlation being largest in the centerplane of the structure.

#### **4 Conclusions**

The pattern recognition analysis of simultaneous temperature and velocity measurements made in the horizontal (homogeneous) plane in the far region of plane turbulent wake generated by a passively-heated circular cylinder confirm that the average large-scale dominant structure in this flow is a double roller eddy, with backflow in the center. The structure is also characterized by a strong outward lateral motion that is associated with hotter fluid and contributing significantly to the lateral spreading of the heated wake. These rolling and outwardly moving motions of hotter fluid are followed by weaker inward motions of colder fluid. The two regions are separated by a rapid hot-to-cold transition in the temperature field and by a saddle point in the velocity field. The correlation between the streamwise and lateral velocity fluctuations is largest in the centerplane of the horseshoe-like structures. Thus, Grant's mixing jets and double roller structures are different aspects of the same structure, a horseshoe shaped vortex.

#### **Acknowledgements**

This work was financially supported by DGICYT project PB91-0551 and NATO Collaborative Research Grant 960142. The hardware and a portion of the software were supported by PB93-0656-C02-01. Computer support was granted by the Servei de Tecnologia Química of the Universitat Rovira i Virgili. G.A. Kopp was financially supported by NSERC Canada and the Universitat Rovira i Virgili.

## References

- Antonia, R.A., Browne, L.W.B., Bisset, D.K. and Fulachier, L., 1987, "A description of the organized motion in the turbulent far wake of a cylinder at low Reynolds number," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 184, pp. 423-444.
- Fabris, G., 1979, "Conditional sampling study of the turbulent wake of a cylinder. Part 1," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 94, pp. 673-709.
- Fabris, G., 1983, "Third-order conditional transport correlations in the two-dimensional turbulent wake," *Physics of Fluids*, vol. 26, pp. 422-428.
- Ferré, J.A. and Giralt, F., 1989a, "Pattern-recognition analysis of the velocity field in plane turbulent wakes," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 198, pp. 27-64.
- Ferré, J.A. and Giralt, F., 1989b, "Some topological features of the entrainment process in a heated turbulent wake," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 198, pp. 65-77.
- Giralt, F. and Ferré, J.A., 1993, "Structure and flow patterns in turbulent wakes," *Physics of Fluids A*, vol. 5, pp. 1783-1789.
- Grant, H.L., 1958, "The large eddies of turbulent motion," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 4, pp. 149-190.
- Kopp, G.A., Ferré, J.A. and Giralt, F., 1996, "A hybrid pattern-recognition and proper orthogonal decomposition technique for identifying the average structure in turbulence," submitted to *ASME Journal of Fluids Engineering*.
- LaRue, J.C. and Libby, P.A., 1974, "Temperature fluctuations in the plane turbulent wake," *Physics of Fluids*, vol. 17, pp. 1956-1967.
- Mumford, J.C., 1983, "The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flow. Part 2. The plane wake," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 137, pp. 447-456.
- Perry, A.E. and Chong, M.S., 1987, "A description of eddying motions and flow patterns using critical points," *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 19, pp. 125-155.
- Theodorsen, T., 1952, "Mechanism of turbulence," *Proceedings of the 2nd Midwestern Conference of Fluid Mechanics*, Ohio State Univ., Columbus.
- Townsend, A.A., 1956, *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge University Press, Cambridge.

## List of Figures

1. Ensemble-average of the temperature fluctuations,  $\langle q \rangle / q'$ , associated with hot-to-cold transitions in the wake.
2. Ensemble-average of the  $u+w$  velocity fluctuations corresponding to events contributing to Fig. 1. The peak values of  $\langle u \rangle / U_0$  and  $\langle w \rangle / U_0$  are 0.0246 and 0.0107, respectively.
3. Ensemble-average of the lateral velocity fluctuations,  $\langle v \rangle / U_0$ , corresponding to events contributing to Fig. 1.
4. A sketch of the horseshoe-like eddy, with the current results from the horizontal plane superimposed.
5. Ensemble-average of the shear stress,  $\langle uv \rangle / \overline{uv}_{\max}$ , corresponding to events contributing to Fig. 1.

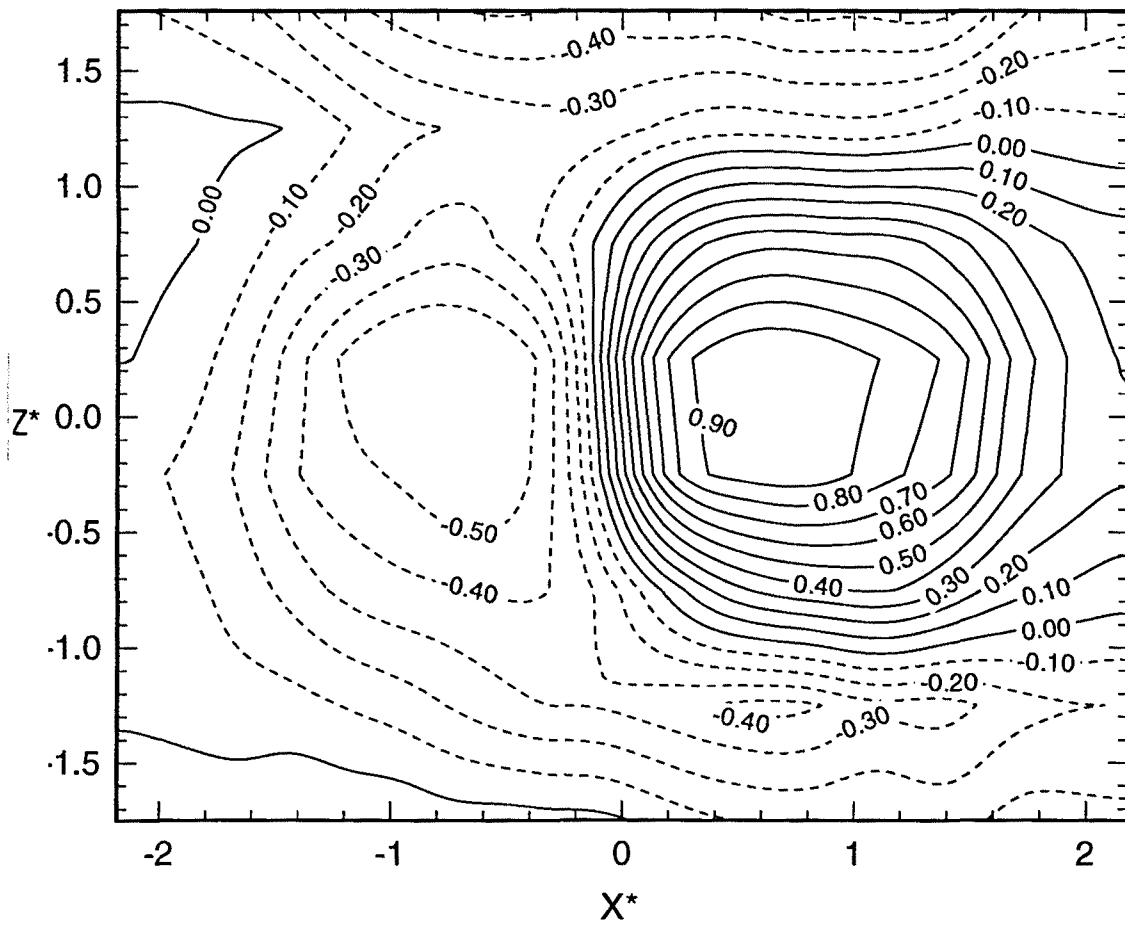


Fig. 1

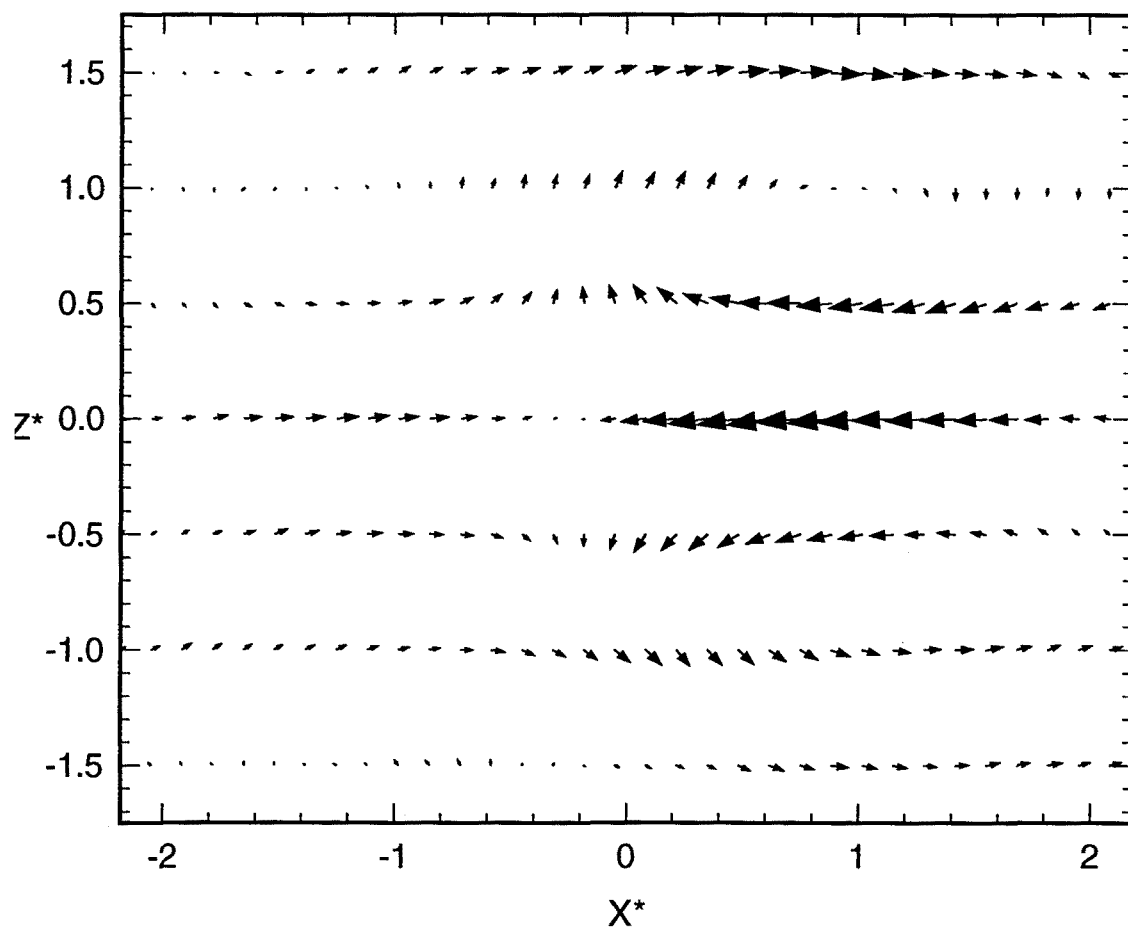


Fig. 2



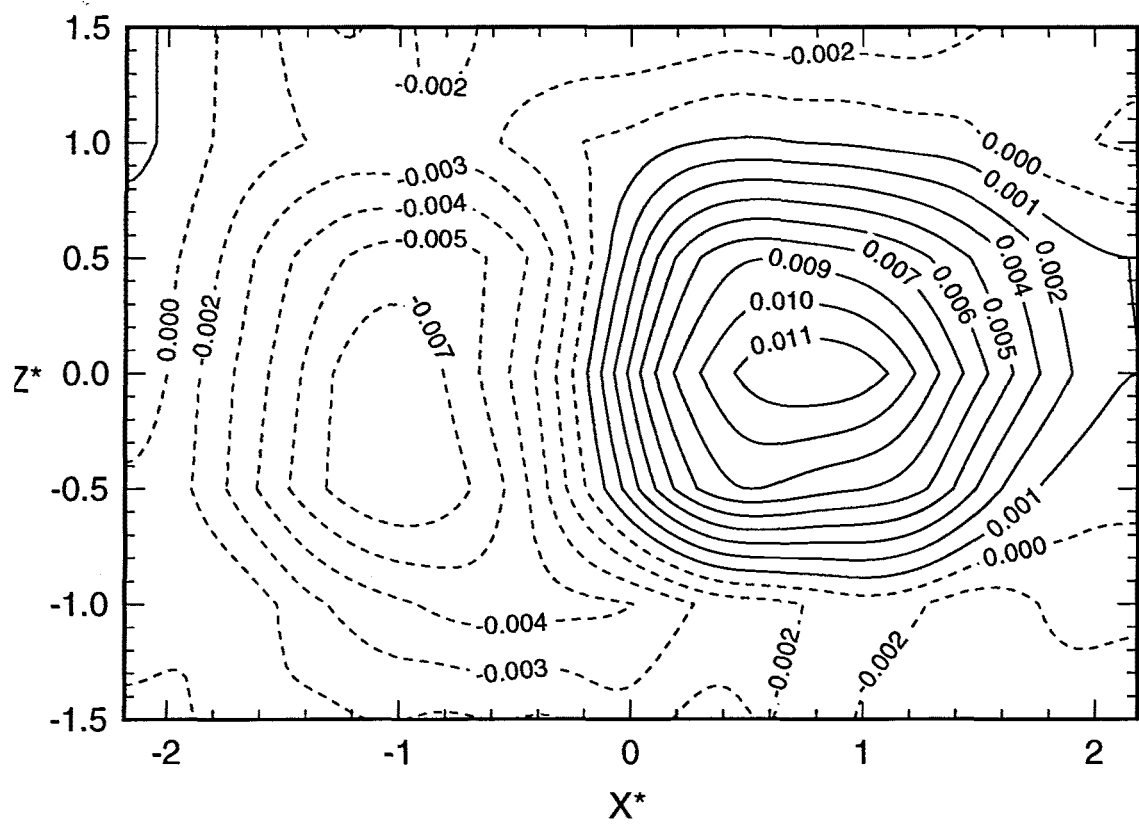


Fig. 3

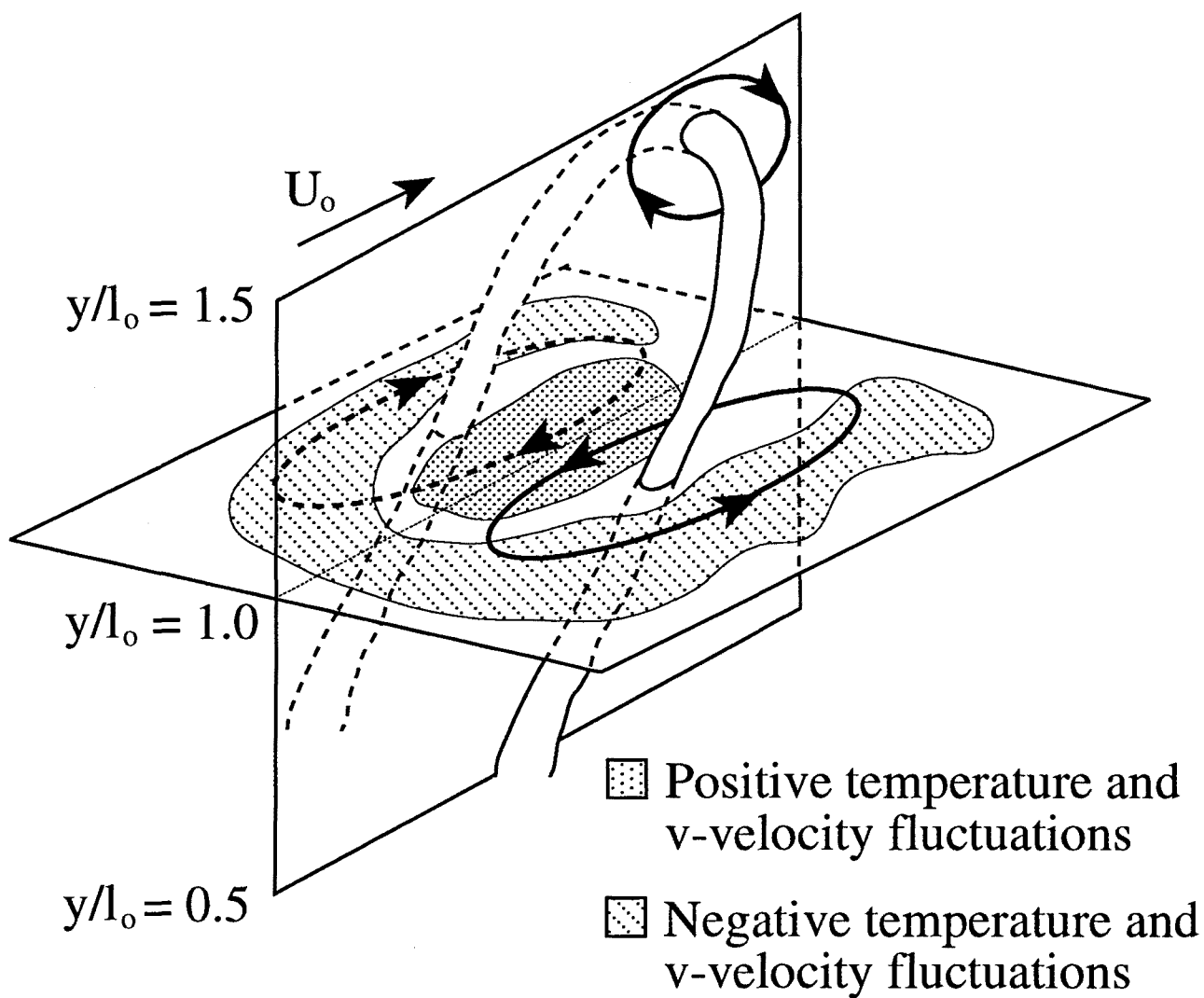


Fig. 4

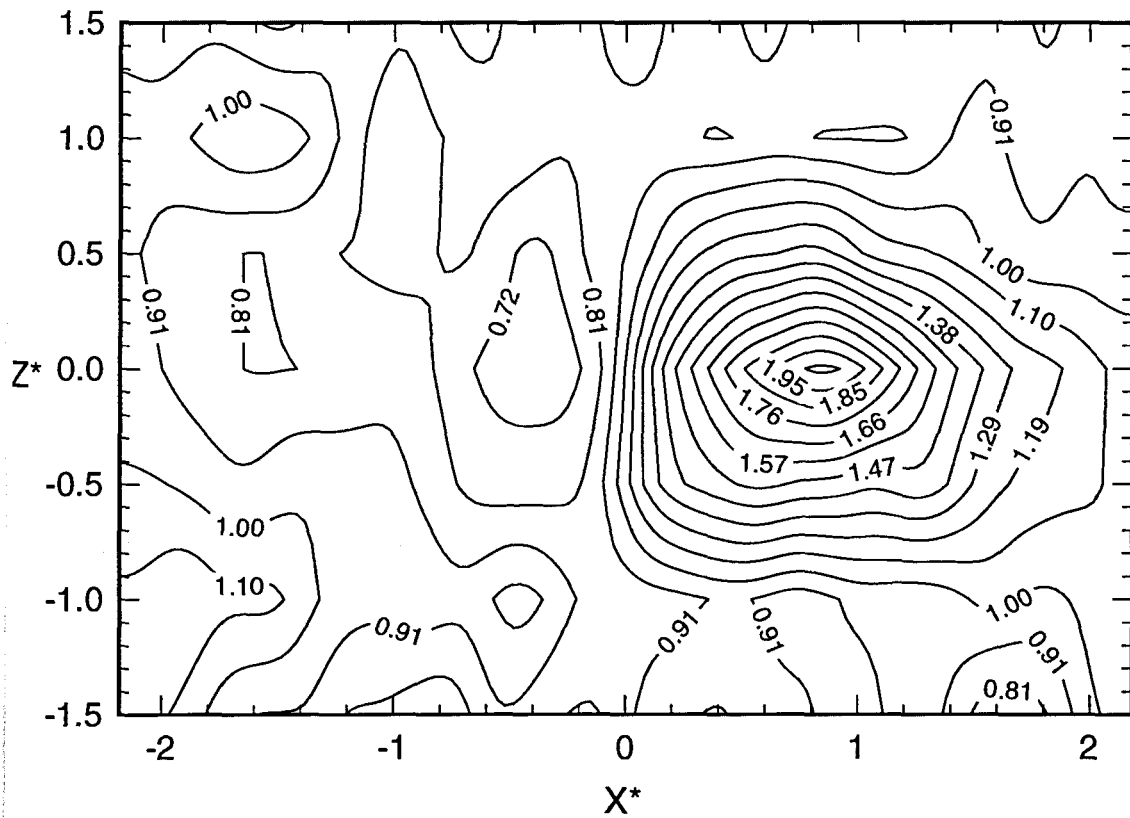


Fig. 5

# THE AVERAGE THREE-DIMENSIONAL STRUCTURE AND MOMENTUM TRANSFER IN THE FAR REGION OF A TURBULENT CYLINDER WAKE

A. Vernet, G.A. Kopp, J.A. Ferré and Francesc Giralt

Escola Tècnica Superior d'Enginyeria Química  
Universitat Rovira i Virgili  
Carretera de Salou, s/n  
43006 Tarragona, Catalunya, Spain

## ABSTRACT

Simultaneous velocity and temperature measurements were made in a turbulent wake 150 diameters downstream of a slightly heated circular cylinder in order to identify the topology of the average three-dimensional large-scale structure present in the flow. The average structure, identified by a hot-to-cold transition in the temperature field at the mean velocity half-width, is found to be shaped like a horseshoe. The horseshoe has strong outward lateral velocities in the vertical symmetry plane of the structure which are like Grant's "mixing jets". The double roller pattern is a horizontal slice through the "legs" of the horseshoe. The horseshoe structure extracts energy from the mean flow by stretching in this mixing jet region. The production and (one-component) dissipation of the small-scale turbulence also occur within this region, although they do not overlap. These processes are highly three-dimensional with a spanwise extent of approximately the mean velocity half-width.

## 1 INTRODUCTION

The existence and importance of three-dimensional large-scale turbulence structures in fully-developed turbulent flows has been known since the pioneering work of Theodorsen (1952), Townsend (1956) and Grant (1958). Theodorsen predicted that the predominant structure in turbulence should be a horseshoe-like vortex while Townsend and Grant, from an analysis of correlation measurements, inferred two dominant structures, namely mixing jets and double rollers. Flow visualization has also helped establish the existence of far wake structures (e.g., Taneda, 1959; Keffer, 1965; Cimbalá et al., 1988).

Details regarding these large-scale structures have been obtained with several identification techniques (e.g., Payne and Lumley, 1967; Mumford, 1983; Browne et al., 1986; Antonia et al., 1987; Ferré and Giralt, 1989a,b; Ferré et al., 1990; Giralt and Ferré, 1993; Kopp et al., 1995; Vernet et al., 1996; and others). Payne and Lumley used proper orthogonal decomposition with the correlation data of Grant to identify the double roller structure. Mumford (1983) used pattern recognition to identify the double roller structure. Giralt and Ferré, who also used pattern recognition, found evidence of spanwise vorticity at the top of the double roller so that this structure was really like Theodorsen's horseshoe. Vernet et al. (1996) used events in the passive temperature field to identify the velocity structures and concluded that the double roller and mixing jet structures are different aspects of

a single structure. Kopp et al. (1995) found strong evidence for horseshoe- or  $\Lambda$ -vortices by comparing results from rapid distortion theory and pattern recognition analyses of a uniformly distorted plane turbulent wake.

Theodorsen (1952) and Giralt and Ferré (1993) speculated that the horseshoe structures were important for the maintenance of the correlation between the streamwise and lateral velocity fluctuations (i.e., the Reynolds shear stress) and thus should play an important role in the momentum transfer processes. In addition, it is not yet clear how these horseshoe structures relate to the structures and momentum transfer processes reported by Browne et al. (1986) and Antonia et al. (1987) who identified far wake structures in an alternating mode, similar to those of the vortex street in the near wake region.

The objective of the present paper is to identify the average three-dimensional large-scale structure in the far wake from simultaneous velocity and temperature measurements and to establish its relationship with the transport of momentum. The dominant structure of the velocity field is identified via the transitions from hot-to-cold fluid motions in the passive temperature field. The three-dimensional topology of turbulence production and dissipation is identified. It is shown that these important processes occur within Grant's "mixing jets" in the central portion of the horseshoe structure.

## 2 EXPERIMENTAL DETAILS

Measurements of a plane turbulent cylinder wake were made in the open return wind tunnel at Universitat Rovira i Virgili. This facility has a test section 60x60 cm square and 300 cm long. The diameter of the cylinder,  $D$ , was 15 mm (aspect ratio of 40 and tunnel blockage of 2.5%) while the freestream velocity,  $U_0$ , was 10 m/s, so that the Reynolds number was 9700. The freestream turbulence intensity was less than 0.2%. The cylinder, which was mounted through holes in the tunnel walls, was fitted with an electrical resistance of 48 ohms which provided a maximum mean temperature excess of 1.6 K at  $x/D = 150$ .

A rake of four resistance thermometers (cold-wires) spanning the homogeneous  $Z^*$  direction in steps of  $0.5 l_0$  was positioned at the downstream location  $x/D = 150$  and  $Y^* = 1.0$ , as shown in Fig. 1. In this and following figures  $Z^* = z/l_0$ ,  $Y^* = y/l_0$  and  $X^* = -U_0 t/l_0$ , where  $y = l_0 = 60$  mm is the lateral location where the mean velocity defect is half of its maximum value at  $x/D = 150$ . A rake of six X-wires, with probes also separated  $0.5 l_0$ , was placed parallel to the cold-wires. This rake was placed at 12 different vertical  $Y^*$  locations ranging from  $Y^* = -2.25$  to  $Y^* = +2.25$  with the X-wires oriented in two different configurations in order to measure either the streamwise and lateral velocity components or the streamwise and spanwise components. The voltage signals from each anemometer were low-pass filtered at 2 kHz and sampled at 5 kHz for 40 seconds. The data were stored on optical disk.

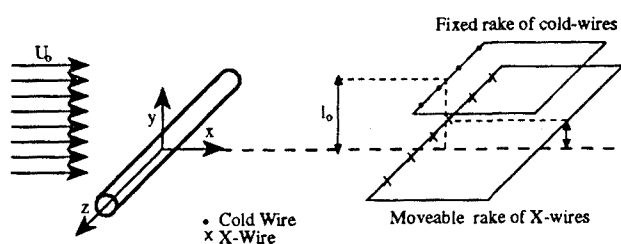


Figure 1. Definition sketch.

The present analysis is based on fluctuations from the time mean. The dimensionless streamwise, lateral and spanwise velocity fluctuations  $u^*$ ,  $v^*$  and  $w^*$ , respectively, are defined with respect to the maximum mean velocity defect ( $U_S = 0.83$  m/s) at  $x/D = 150$ . The temperature fluctuations are normalized by the local rms. value, viz.,  $\theta^* = \theta/\theta'$ . In addition,  $U$ ,  $V$  and  $W$  ( $=0$ ) are the mean streamwise, lateral and spanwise velocities, respectively, with  $U^* = U/U_S$  and

$V^* = V/U_S$ . The streamwise rms. velocity,  $u'$ , was 0.30 m/s while  $\theta'$  was 0.35 K at  $Y^* = 1.0$ .

The conversion of the time coordinate to the streamwise coordinate requires the use of Taylor's hypothesis of frozen turbulence. The far wake is well-suited to this hypothesis because of the relatively high convection velocities of the coherent structures. For example, Antonia et al. (1987) find a convection velocity of  $0.97 U_0$ . In the present work, the freestream velocity is used for the conversion of time into the streamwise coordinate so that  $X^* = -U_0 t/l_0$ .

## 3 IDENTIFICATION OF THE STRUCTURE

### 3.1 Pattern-Recognition Technique

The pattern recognition (PR) technique involves cross-correlating an initial template  $a(x, y, z; t)$  with, in this case, the temperature data  $\theta(x, y, z; t + \Delta\tau)$  sampled during an experiment so that,

$$\gamma(\Delta\tau) = \frac{\overline{a(x, y, z; t)\theta(x, y, z; t + \Delta\tau)}}{a'\theta'} \quad (1)$$

In the present study  $\gamma(\Delta\tau)$  is calculated for time lags up to approximately  $\Delta\tau = 40$  s.

In the present study, the hot-to-cold temperature transition, shown in Fig. 2a, has been used as the initial template to analyze the temperature field recorded simultaneously with the velocity. Values of the cross-correlation coefficient,  $\gamma$ , larger than a threshold level (selected here to be the rms. value of the cross-correlation,  $\gamma'$ ) identify the occurrence of individual events similar to the template. These events are ensemble-averaged and this procedure is repeated until the new template (i.e., ensemble-average) is equal to the penultimate template. The process of iteration removes the bias that may be introduced through the selection of the initial template. In the present work, four iterations are required. Further details regarding PR can be found in Ferré and Giralt (1989a,b) or Kopp et al. (1996).

Then, at the same (time) locations within the recorded data files where  $\langle\theta^*\rangle$  is obtained, velocities and correlations are also averaged. In this way, velocities are conditionally sampled based upon temperature information only, and the educed average velocity and correlation patterns correspond unambiguously to those for temperature. This technique is exactly the same as that used by Vernet et al. (1996).

The present technique resembles that applied by Antonia et al. (1987) in that events occurring in the temperature field are used as a trigger to identify and ensemble-average events in the velocity field. Their conditional sampling technique was triggered on large values of the first time derivative of temperature occurring simultaneously at several positions in the homogeneous plane. In addition, they required the structures to be grouped in an alternating mode. In the

present work, the PR procedure searches for the gradients via the spatial contours of the fluctuating temperature field in the homogeneous plane. Iteration is allowed, but since both the initial template and the resulting ensemble-average are characterized by a hot-to-cold transition, it is not expected that this has a large effect on the results presented here. The fact that individual structures are identified independent of the type of grouping plays a larger role in the analysis, as will be discussed later.

It should be noted that a triple decomposition (e.g., Hussain, 1983; Antonia et al., 1987) is applied so that the total instantaneous velocity is the sum of the mean, the coherent (or ensemble-averaged) fluctuation and the small-scale (or random) fluctuation. Thus, the small-scale fluctuation is the difference between the instantaneous fluctuation and the coherent fluctuation. For example,

$$u_p^* = u^* - \langle u^* \rangle \quad (2)$$

where  $\langle u^* \rangle$  is called the coherent streamwise velocity. The triangular brackets,  $\langle \rangle$ , indicate an ensemble-average of  $u^*$ ,  $v^*$ ,  $w^*$ ,  $\theta^*$  or the various correlations.

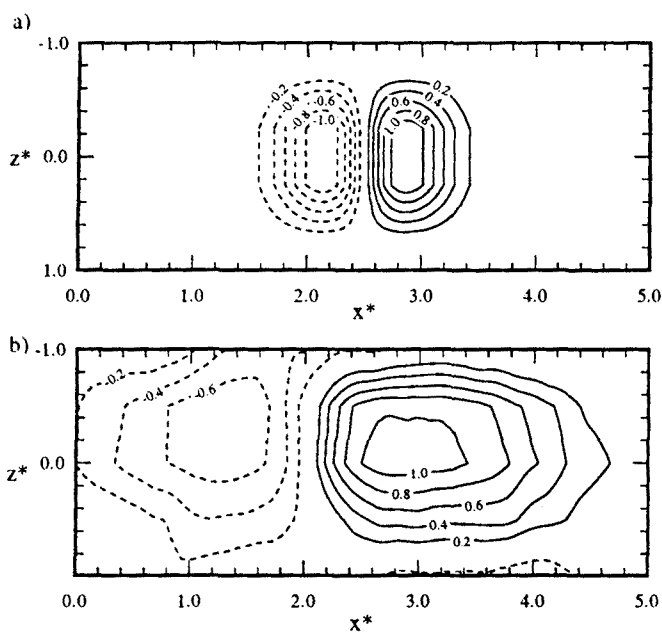


Figure 2. Isocontours of (a) the hot-to-cold temperature transition template and (b) the resulting ensemble-average of  $\langle \theta^* \rangle$  in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$ .

### 3.2 Temperature Ensemble-Average

The ensemble-average of the temperature fluctuations,  $\langle \theta^* \rangle$ , at  $Y^*=1.0$  corresponding to rapid hot-to-cold temperature transitions, is shown in Fig. 2b. The flow is moving from left to right in this and the following figures. On the average, 685 temperature events were selected from the 24 data files. This accounts for about 50% of the recorded data. The standard deviation of the number of temperature

events selected is 17, while the mean and standard deviation of  $\langle \theta^* \rangle_{\max}$  are 1.21 and 0.05, respectively. Thus, it can be concluded that Fig. 2b is representative of the all the data files.

The temperature pattern is characterized by a progressive rise in temperature followed by steep hot-to-cold transition as the flow structures convect past the probes. Vernet et al. (1996) also found, using a rake that spans a wider portion of the flow, that the hotter spot (hotter than the average temperature of the fluid at this location) is surrounded by colder (than the time average) fluid motions in the spanwise direction.

## 4 TOPOLOGY OF THE AVERAGE LARGE-SCALE STRUCTURE

### 4.1 Velocity Patterns

Figure 3a shows the ensemble-average of  $\langle u^* \rangle$  &  $\langle w^* \rangle$  in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1$ . It is observed that a double roller configuration in the velocity field is associated with the hot-to-cold transition in the temperature field. This velocity pattern is similar to that determined by Vernet et al. (1996) using the temperature field to identify the velocity patterns and by Giral and Ferré (1993) analyzing the velocity data directly at  $x/D=420$ . It is observed by comparing Figs. 2b and 3a that the hotter temperatures are located in the vicinity of the symmetry plane of the double roller and are associated with negative  $u$ -fluctuations, i.e., fluid motions with a deficit of momentum. Colder fluid upstream (or to the left) of the location of the saddle point ( $X^*=2.0$ ,  $Z^*\approx 0$ ) is associated with positive streamwise velocity fluctuations, i.e., fluid motions with an excess of momentum.

The existence of a saddle point at  $X^*=2.0$  and  $Z^*\approx 0$  coincides with the region where the rate of change of temperature from hotter to colder regions in the average thermal structure is maximum. It is likely that this saddle point is the horizontal representation of the saddle point identified by Antonia et al. (1987) in the vertical plane, which they call the diverging separatrix. It should be noted that the location of a critical point in the vertical plane is sensitive to the convection velocity used. However, since Antonia et al. (1987) used a convection velocity approximately equal to the mean velocity at  $Y^*=1$  the location of their saddle point relative to the structure should coincide with that in Fig. 3a.

Figure 3b shows the  $\langle u^* \rangle$  &  $\langle v^* \rangle$  projections of the velocity fluctuation vectors in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0$ . This figure is assembled from measurements made in the 12 different  $X^*-Z^*$  planes, as described above. Only the results from the upper half wake are shown because there is no special organization in the lower half wake. Figure 3b shows that in the vertical symmetry plane of the double roller

structure the  $\langle u^* \rangle$  &  $\langle v^* \rangle$  velocity patterns have the same organization, a spanwise eddy, as found by Giralt and Ferré (1993) who analyzed the velocity data from the vertical plane directly. The dominant feature of the average spanwise eddy in Fig. 3b, in the centreplane of the double roller structure, is strong outward motions with a relatively weak circulation pattern. These motions are Grant's mixing jets (Vernet et al., 1996). The circulation pattern, which has spanwise vorticity, is much weaker than that observed by Antonia et al. (1987) although it seems likely that this is due to the different decomposition used here, as discussed by Giralt and Ferré (1993).

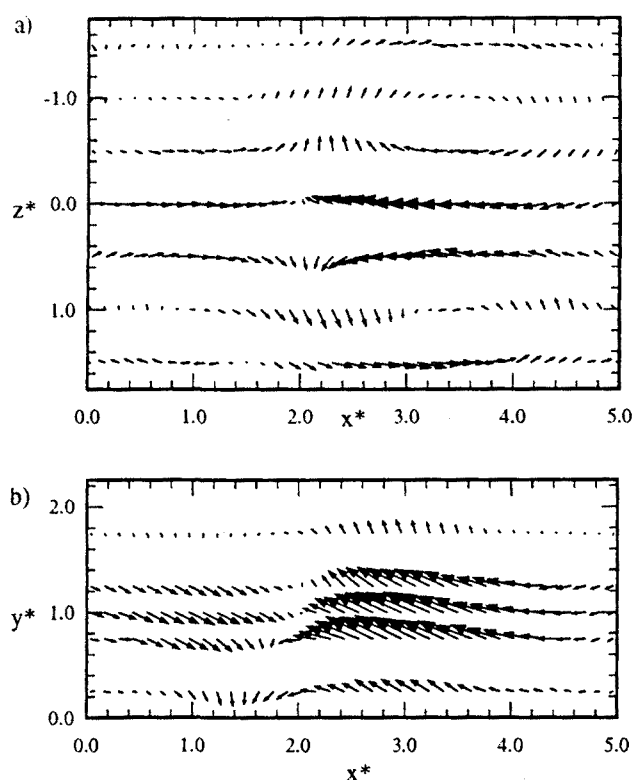


Figure 3. Ensemble-average of (a)  $\langle u^* \rangle$  &  $\langle w^* \rangle$  in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b)  $\langle u^* \rangle$  &  $\langle v^* \rangle$  in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0$ .

In Fig. 3b a shear aligned saddle point is visible at  $X^*=2.0$  and  $Y^*=1.0$ , roughly the same lateral location as that observed by Antonia et al. (1987). In the remainder of the paper, when this saddle point is mentioned, the coordinate location ( $X^*=2.0$ ,  $Y^*=1.0$ , and  $Z^*=0$ ) is intended.

## 4.2 Vorticity Patterns

Figure 4 depicts contours of the coherent lateral ( $\partial \langle u^* \rangle / \partial z^* - \partial \langle w^* \rangle / \partial x^*$ ), spanwise ( $\partial \langle v^* \rangle / \partial x^* - \partial \langle u^* \rangle / \partial y^*$ ) and streamwise ( $\partial \langle w^* \rangle / \partial y^* - \partial \langle v^* \rangle / \partial z^*$ ) fluctuation vorticity. Figure 4a depicts the lateral vorticity at  $Y^*=1.0$

while Fig. 4c shows the streamwise vorticity at  $X^*=2.5$ . Both figures show two lobes, consistent with an inclined double roller structure. Figure 4b shows that there are four lobes associated with the spanwise vorticity in the vertical symmetry plane. The highest levels occur downstream of the saddle point and, from the location of the maxima, it is observed that the vortex centre of the spanwise eddy is at ( $X^*=3.2$ ,  $Y^*=1.3$  and  $Z^*=0$ ). There are also closed contours of spanwise vorticity upstream of the saddle point.

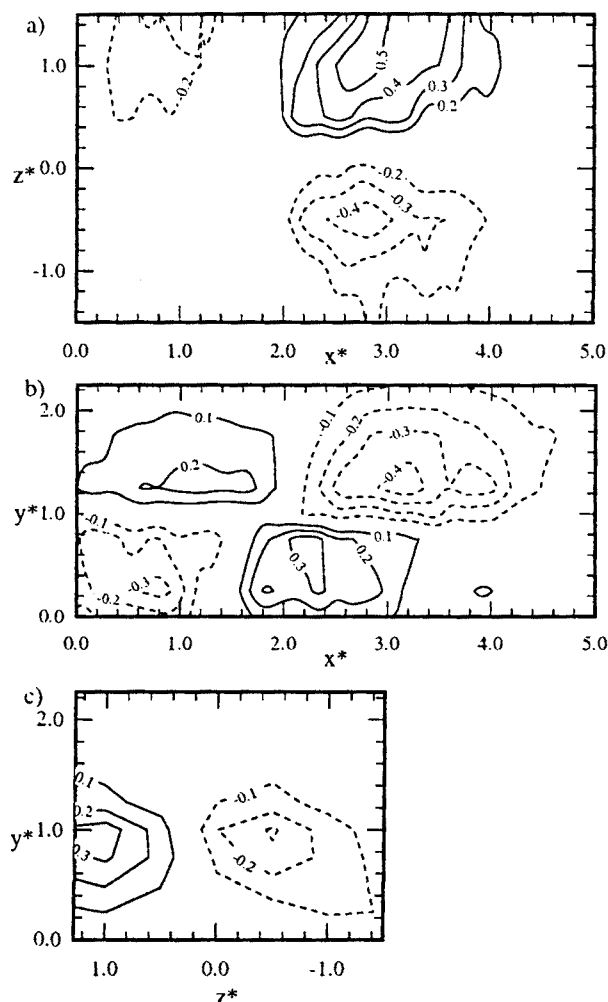


Figure 4. Ensemble-average of (a) the lateral vorticity,  $\partial \langle u^* \rangle / \partial z^* - \partial \langle w^* \rangle / \partial x^*$ , in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$ , (b) the spanwise vorticity,  $\partial \langle v^* \rangle / \partial x^* - \partial \langle u^* \rangle / \partial y^*$ , in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ , and (c) the streamwise vorticity,  $\partial \langle w^* \rangle / \partial y^* - \partial \langle v^* \rangle / \partial z^*$ , in the  $Y^*-Z^*$  plane at  $X^*=2.5$ .

The spanwise vorticity is quite different to that reported by Antonia et al. (1987) because mean vorticity is not included in this plot. Since the vorticity of the mean velocity is negative in the upper half of the wake, adding mean vorticity would enhance the main lobe of the structure (on the upper right) and reduce the lobes with positive vorticity.

Examining the velocity and vorticity patterns together, it is clear that large-scale average structure, associated with the hot-to-cold temperature front, is a horseshoe- or  $\Lambda$ -vortex. Or in other words, the "legs" of the double roller structure are connected at the top by spanwise vorticity. Figures 4a and 4c depict slices of the two legs of the horseshoe, while Fig. 4b depicts the spanwise vorticity which connects the top.

## 5 LARGE-SCALE AND SMALL-SCALE CONTRIBUTIONS

### 5.1 Large-Scale Stresses

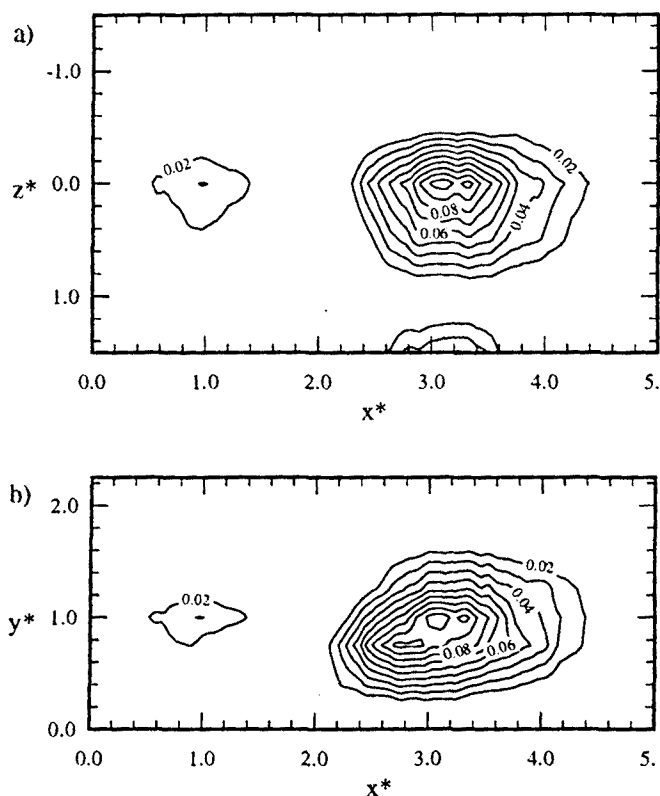


Figure 5. Ensemble-average of the coherent streamwise velocity variance,  $\langle u^*{}^2 \rangle$ , (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ .

Figure 5 shows slices of the coherent streamwise normal stress  $\langle u^*{}^2 \rangle$  in two planes. (The coherent lateral normal stress  $\langle v^*{}^2 \rangle$  and coherent shear stress  $\langle u^*{}^*v^*{}^* \rangle$ , not shown in this paper, exhibit similar behavior. The behavior of the spanwise normal stress,  $\langle w^*{}^2 \rangle$ , which is significantly different, but of less importance, is discussed by Vernet, 1996.) Figure 5 shows that the coherent streamwise normal stress is three-dimensional with a significant magnitude over a spatial extent of  $l_0$  in the spanwise and lateral directions. The streamwise extent is slightly larger, 2

$l_0$ . This region is centred in the symmetry plane of the horseshoe structure, between the saddle point and the vortex centre, i.e., in the "mixing jet region" of the structure.

### 5.2 Stresses Due to the Small-Scale Motions

Figure 6 shows the streamwise normal stress contours due to the small-scale or random motions,  $\langle u_r^*{}^2 \rangle$ , calculated from  $\langle u^*{}^2 \rangle - \langle u^*{}^* \rangle^2$ , in two planes. This figure shows that there is a deficit of random energy in the region just upstream of the saddle point. Peak values of  $\langle u_r^*{}^2 \rangle$  are observed in the region below the vortex centre (or in the mixing jet region) in the vertical plane, but in the horizontal plane these contours are quite randomized. Figure 6b shows that the contours for  $\langle u_r^*{}^2 \rangle$  in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0$  are similar to those reported by Antonia et al. (1987).

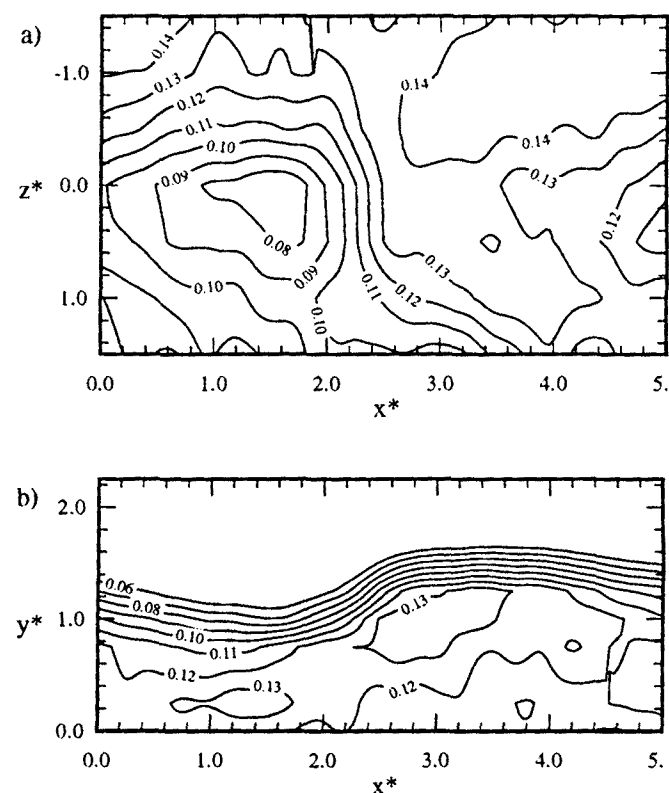


Figure 6. Ensemble-average of the streamwise velocity variance due to the small-scale motions,  $\langle u_r^*{}^2 \rangle$ , (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ .

It has been assumed that the small-scale motions (also called variously "random" or "incoherent" in the literature), calculated from the difference between the total and coherent stresses, are due entirely to the small-scales. As pointed out by Antonia et al. (1987) and by Ferré et al. (1990), fully developed turbulent shear flows have a wide degree of scatter in individual structures due not only to differences in the smaller incoherent scales but also to differences in size,



intensity and orientation along with misalignments that occur during identification and averaging. Ferré et al. (1990) found that the stresses due to the small-scale motions, identified in this way, are less reliable in the homogenous plane of the fully developed wake than in the vertical plane by using a "fine-scale turbulence indicator function". Thus, Fig. 6 must be viewed with some caution, especially Fig. 6b.

### 5.3 Production and Dissipation

Figures 7 and 8 depict the contours of the shear production of coherent energy ( $-\langle u^* \rangle \langle v^* \rangle \partial U^* / \partial y^*$ ) and small-scale energy ( $-\langle u_r^* v_r^* \rangle \partial U^* / \partial y^*$ ), respectively. Figure 7 shows that the shear production of coherent energy by the mean velocity field is largest in the structure's vertical symmetry plane, slightly below the vortex centre at  $Y^*=0.7$ . This is the mixing jet region of the structure. The lateral and spanwise extent of this production term is of the order of  $l_0$ , with a streamwise extent of  $1.5 l_0$ . Evidently, the coherent structures extract energy from the mean flow via stretching in the region between the two legs of the horseshoe.

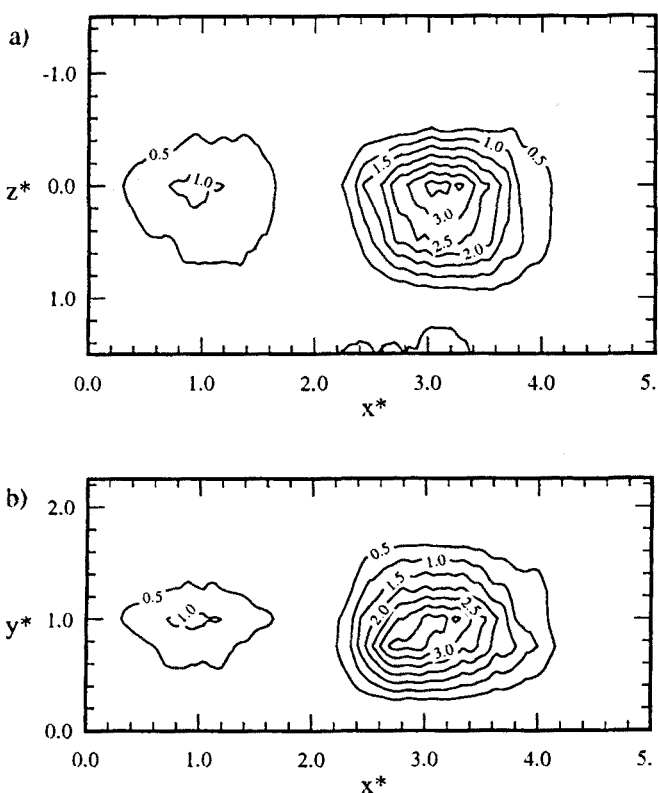


Figure 7. Ensemble-average of the mean shear production of coherent energy,  $-\langle u^* \rangle \langle v^* \rangle \partial U^* / \partial y^*$ , (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ . The contour levels are multiplied by 100.

The shear production of small-scale turbulence energy by the mean velocity field has a relative deficit upstream of

the saddle point (i.e., upstream of the structure) and is largest at about  $Y^*=1.0$ . We believe that, in the horizontal plane, this is a poor estimate of the production for the reasons given in §5.2. We speculate that the production of small-scale energy should be largest in the centreplane of the structure within the mixing jet region, with an appearance similar to the "fine-scale turbulence activity" contours identified by Ferré et al. (1990) with the envelope of the second time derivatives of velocity.

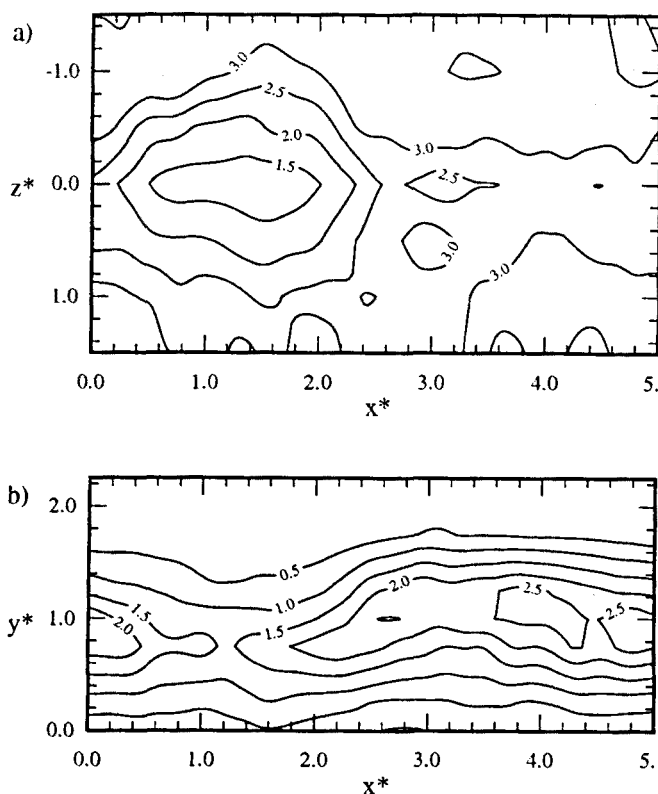


Figure 8. Ensemble-average of the mean shear production of the energy of the small-scale motions,  $-\langle u_r^* v_r^* \rangle \partial U^* / \partial y^*$ , (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ . The contour levels are multiplied by 100.

Figure 9 shows the contours of the production of the small-scale energy by the coherent motions (Hussain, 1983),  $-\langle u_r^{*2} \rangle \partial \langle u^* \rangle / \partial x^* - \langle v_r^{*2} \rangle \partial \langle v^* \rangle / \partial y^* - \langle w_r^{*2} \rangle \partial \langle w^* \rangle / \partial z^* - \langle u_r^* v_r^* \rangle (\partial \langle v^* \rangle / \partial x^* + \partial \langle u^* \rangle / \partial y^*) - \langle u_r^* w_r^* \rangle (\partial \langle u^* \rangle / \partial z^* + \partial \langle w^* \rangle / \partial x^*)$  (The term involving  $\langle v_r^* w_r^* \rangle$  is ignored because no simultaneous lateral and spanwise velocity measurements have been made in the present study. It is suspected that this term is quite small because the coherent strain rate  $\partial \langle w^* \rangle / \partial y^* + \partial \langle v^* \rangle / \partial z^*$  is small.)

The production of small-scale energy by the coherent motions in Fig. 9 appears more "coherent" than the production of small-scale energy by the mean field (Fig. 8), even though it involves the same small-scale stresses. It is

observed that this production term is largest near the saddle point at the upstream end of the mixing jet region, consistent with the results of Antonia et al. (1987). The peak values occur near  $(X^*=2.2, Y^*=0.7, Z^*\approx 0)$  and are equal in magnitude to those for the shear production by the mean velocity field. This production is shear-aligned while the shear production by the mean velocity field is not.

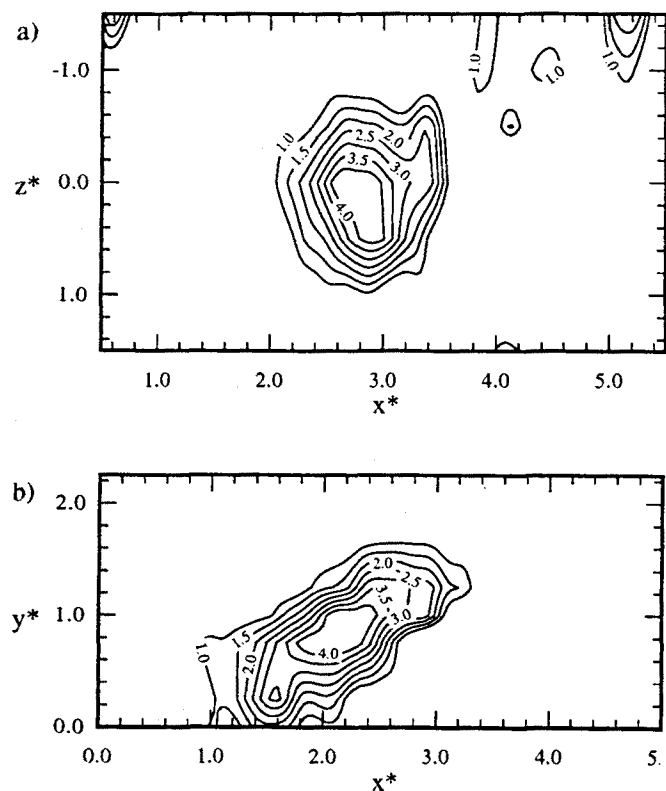


Figure 9. Ensemble-average of the production of the energy of the small-scale motions by coherent motions (see text) (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ . The contour levels are multiplied by 100.

Figure 10 depicts the ensemble-average of the one-component dissipation  $\langle (\partial u_r^* / \partial x^*)^2 \rangle$  of the small-scale turbulence. It is observed that the peak values are "downstream" of the saddle but "upstream" of the vortex centre within the mixing jet region. Thus, production and dissipation of the small-scales both occur in the mixing jet region, although in slightly different places. The contours in the vertical symmetry plane are similar to those of Antonia et al. (1987), although the peak magnitude obtained here is more than one order of magnitude larger due to differences in the frequencies of the low-pass filter and sampling rates used (Vernet, 1996).

## 6 FINAL DISCUSSION

Antonia et al. (1987) pointed out that the small-scale motions (or stresses) do not concentrate in vortex centres in the far wake. This is different than for the near wake. From the present results, it seems likely that the small-scale turbulence produced within the mixing jet region does not have time to be transported into the vortex centre at the top of the horseshoe structure. For example, from Fig. 3 it is estimated that for a fluid particle within the mixing jet region to move to the vortex centre requires a path of approximately  $3 l_0$ . Using the largest ensemble-averaged velocity fluctuation identified (0.22 m/s), it would take a particle more than 800 ms to move  $3 l_0$ . During this time the entire structure would have been convected more than  $500D$  downstream. The structure certainly would have evolved in this time. Thus, it seems more reasonable that the small-scale turbulence is ejected outwards, to the edge of the wake, as part of the growth-decay cycle of entrainment proposed by Townsend (1976).

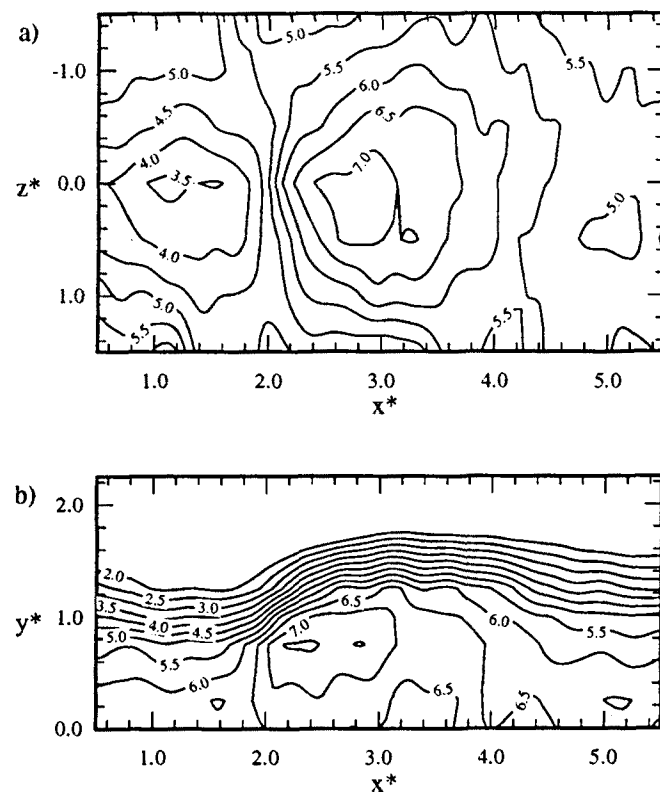


Figure 10. Ensemble-average of the one-component dissipation,  $\langle (\partial u_r^* / \partial x^*)^2 \rangle$ , (a) in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  and (b) in the  $X^*-Y^*$  plane at  $Z^*=0.0$ .

## 7 CONCLUDING REMARKS

The average three-dimensional structure obtained by identifying temperature transitions in the  $X^*-Z^*$  plane at  $Y^*=1.0$  is a shear-aligned horseshoe structure, much like that postulated by Theodorsen. This structure is characterized by strong outward  $v$ - and negative  $u$ -velocity fluctuations in the region of its centreplane. This part of the structure is Grant's mixing jet. The production by coherent motions and production by the mean field as well as the (one-component) dissipation of small-scale energy are highly three-dimensional processes that all occur within the mixing jet region of the structure. The production of small-scale energy by the coherent motions occurs near a saddle point at the upstream end of the mixing jet while the dissipation and production by the mean field occur slightly further "downstream". Thus, these processes do not exactly overlap. The coherent structure also extracts energy from the mean flow within the mixing jet region. The spanwise extent of these processes is about  $l_0$ .

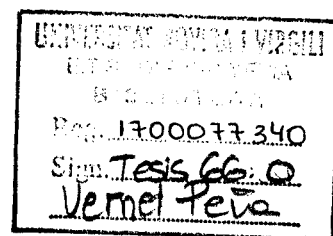
## ACKNOWLEDGEMENTS

This work was financially supported by DGICYT project PB91-0551 and NATO Collaborative Research Grant 960142. The hardware and a portion of the software were supported by PB93-0656-C02-01. Computer support was granted by the Servei de Tecnologia Química of the Universitat Rovira i Virgili. G.A. Kopp was financially supported by NSERC Canada and Universitat Rovira i Virgili.

## REFERENCES

- Antonia, R.A., Browne, L.W.B., Bisset, D.K. and Fulachier, L., 1987, A description of the organized motion in the turbulent far wake of a cylinder at low Reynolds number, *J. Fluid Mechanics*, 184, 423-444.
- Browne, L.W.B., Antonia, R. A. and Bisset, D.K., 1986, Coherent structures in the far field of a turbulent wake, *Physics Fluids*, 29, 3612-3617.
- Cimbala, J.M., Nagib, H.M. and Roshko, A., 1988, Large structure in the far wakes of two-dimensional bluff bodies, *J. Fluid Mechanics*, 190, 265-298.
- Ferré, J.A. and Giralt F., 1989a, Pattern-recognition analysis of the velocity field in plane turbulent wakes, *J. Fluid Mechanics*, 198, 27-64.
- Ferré, J.A. and Giralt F., 1989b, Some topological features of the entrainment process in a heated turbulent wake, *J. Fluid Mechanics*, 198, 65-77.
- Ferré, J.A., Mumford, J.C., Savill, A.M. and Giralt F., 1990, Three-dimensional large-eddy motions and fine-scale activity in a plane turbulent wake, *J. Fluid Mechanics*, 210, 371-413.
- Giralt F. and Ferré, J.A., 1993, Structure and flow patterns in turbulent wakes, *Physics Fluids A*, 5, 1783-1789.
- Grant, H.L., 1958, The large eddies of turbulent motion, *J. Fluid Mechanics*, 4, 149-190.
- Hussain, A.K.M.F., 1983, Coherent structures - reality and myth, *Physics Fluids*, 26, 2816-2850.
- Keffer, J.F., 1965, The uniform distortion of a turbulent wake, *J. Fluid Mechanics*, 22, 135-159.
- Kopp, G.A., Ferré, J.A. and Giralt, F., 1996, The use of pattern recognition and proper orthogonal decomposition in identifying the structure of fully-developed free turbulence, *ASME J. Fluids Engineering*, in press.
- Kopp, G.A., Kawall, J.G. and Keffer, J.F., 1995, The evolution of the coherent structures in a uniformly distorted plane turbulent wake, *J. Fluid Mechanics*, 291, 299-322.
- Mumford, J.C., 1983, The structure of the large eddies in fully developed turbulent shear flows. Part 2. The plane wake, *J. Fluid Mechanics*, 137, 447-456.
- Perry, A.E. and Chong, M.S., 1987, A description of eddying motions and flow patterns using critical-point concepts, *Annual Review Fluid Mechanics*, 19, 125-155.
- Taneda, S., 1959, Downstream development of Wakes behind cylinders, *J. Physical Society Japan*, 14, 843-848.
- Theodorsen, T., 1952, Mechanism of turbulence, *Proc. 2nd Midwestern Conf. Fluid Mechanics*, Ohio State Univ., Columbus.
- Townsend, A.A., 1956, The structure of turbulent shear flow, Cambridge University Press, Cambridge.
- Townsend, A.A., 1976, The structure of turbulent shear flow, Cambridge University Press, 2nd ed., Cambridge.
- Vernet, A., 1997, Ph.D. thesis, Anàlisi de la naturales a de les estructures coherents en l'estela llunyana d'un cilindre, Universitat Rovira i Virgili, Tarragona, Spain.
- Vernet, A., Kopp, G.A., Ferré, J.A. and Giralt, F., 1996, Simultaneous velocity and temperature patterns in a homogeneous plane of a cylinder-generated turbulent far wake, *ASME J. Fluids Engineering*, in press.





UNIVERSITAT ROVIRA I VIRGILI  
ANÀLISI DE LA NATURESA DE LES ESTRUCTURES COHERENTS EN L'ESTELA LLUNYANA D'UN CILINDRE  
Antonio Vernet Peña  
DL:T-1558-2009 / ISBN: 978-84-692-4517-0