Capitolo 4

Il modello di Smagorinsky

In questo capitolo verranno riportati i risultati delle simulazioni effettuate utilizzando come modello di subgrid il modello di Smagorinsky, con la costante C = 0,01. Come detto nel precedente capitolo si vuole indagare l'effetto dello schema numerico utilizzato per discretizzare la derivata spaziale del termine convettivo, sia nelle condizioni al contorno che all'interno del dominio di calcolo, se associato a questo modello di sottogriglia.

4.1 Effetti dello schema utilizzato nella discretizzazione del termine convettivo nelle condizioni al contorno

La condizione al contorno relativa al bordo esterno del dominio di calcolo, cioè la superficie 4 della figura 3.6, è quella descritta dall'equazione 3.9. In essa compare una derivata spaziale che è stata discretizzata in due modi distinti, cioè con uno schema ai volumi finiti centrato di ordine 2 o con uno schema di tipo upwind. In entrambi i casi all'interno del dominio di calcolo è stato utilizzato uno schema centrato di ordine 2 per la discretizzazione del termine convettivo. Per una descrizione più dettagliata del problema si fa riferimento alla tabella 3.1. Il caso I è relativo alla simulazione in cui è stato impiegato lo schema centrato per la condizione al contorno. Osservando i campi di pressione istantanei riportati nelle figure 4.1, 4.2 e 4.3 e 4.4 si nota immediatamente la presenza di perturbazioni che si generano sul bordo esterno e progressivamente si propagano all'interno del dominio di calcolo disturbando il flusso attorno al cilindro e compromettendo in maniera sempre più marcata la fisica del problema (Fig. 4.4).



Fig. 4.1: campo di pressione istantaneo dopo 0,1 secondi – CASO I



Fig 4.2: campo di pressione istantaneo dopo 1 secondo – CASO I



Fig. 4.3: campo di pressione istantaneo dopo 1,7 secondi – CASO I



Fig 4.4: campo di pressione istantaneo dopo 2,5 secondi – CASO I

Tali perturbazioni sono dovute alle riflessioni spurie, cui si è accennato nei capitoli precedenti, causate dal fatto che la condizione al contorno imposta non simula perfettamente il fenomeno fisico di uscita delle strutture vorticose dal dominio.

Per il caso appena descritto, viste la quantità e l'intensità delle perturbazioni, non ha alcun senso analizzare le statistiche, per cui la simulazione, pur non instabilizzandosi, è stata interrotta.

Il caso II è identico al caso precedente ad eccezione del fatto che è stato utilizzato per la condizione al contorno uno schema upwind. I risultati, riportati nelle figure 4.5, 4.6, 4.7 e 4.8 che mostrano campi di pressione istantanei, hanno caratteristiche simili a quelli relativi agli istanti iniziali del caso I, anche se le riflessioni risultano molto meno accentuate.



Fig. 4.5: campo di pressione istantaneo dopo 1,1 secondi – CASO II



Fig 4.6: campo di pressione istantaneo dopo 2,4 secondi – CASO II



Fig. 4.7: campo di pressione istantaneo dopo 5,4 secondi – CASO II



Fig 4.8: campo di pressione istantaneo dopo 7,8 secondi – CASO II

Anche in questo caso le perturbazioni invadono il campo e si propagano al suo interno fino a disturbare il flusso attorno al modello, ma essendo molto attenuate rispetto al caso I non provocano né la compromissione del fenomeno fisico né tantomeno l'instabilizzazione.

Come già detto nei capitoli precedenti la condizione al contorno utilizzata, pur descrivendo abbastanza bene il fenomeno dell'uscita dei vortici dal dominio, non è una condizione ottimale, visto il manifestarsi delle riflessioni. In questa situazione, dal confronto dei due casi appena descritti, si evince che l'impiego dello schema upwind per l'interpolazione della condizione al contorno attenua le riflessioni, per cui sembra essere più adatto rispetto all'utilizzo di uno schema centrato.

Il caso III utilizza lo schema upwind per la discretizzazione del termine convettivo sia sul contorno che all'interno del dominio. In questo caso le perturbazioni riscontrate nei casi precedenti non sono presenti in quanto l'utilizzo di uno schema upwind in tutto il dominio evita la loro formazione e propagazione (vedi figure 4.9, 4.10, 4.11 e 4.12).



Fig. 4.9: campo di pressione istantaneo dopo 2,1 secondi – CASO III



Fig 4.10: campo di pressione istantaneo dopo 4,1 secondi – CASO III



Fig. 4.11: campo di pressione istantaneo dopo 6,1 secondi – CASO III



Fig 4.12: campo di pressione istantaneo dopo 8,1 secondi – CASO III

L'assenza delle riflessioni spurie ha permesso di protrarre la simulazione senza che si verificasse la sua in stabilizzazione. Si possono quindi anche in questo caso riportare ed analizzare le statistiche in modo da trarre indicazioni sia sulla peculiarità del modello di subgrid che sullo schema numerico adottato.

Dai risultati precedenti sembra che lo schema upwind sia utile per smorzare le riflessioni spurie delle condizioni al contorno. Tuttavia in letteratura è riportato che lo schema centrato è il più adatto ad una simulazione numerica di tipo LES (rif. [3], rif. [7], rif. [12]), poiché la viscosità numerica può interagire in modo sfavorevole con quella di SGS, deteriorando l'accuratezza dei risultati.



Fig. 4.13: campo di pressione istantaneo dopo 0,1 secondi – CASO IV



Fig 4.14: campo di pressione istantaneo dopo 2,1 secondi – CASO IV



Fig. 4.15: campo di pressione istantaneo dopo 5,1 secondi – CASO IV



Fig 4.16: campo di pressione istantaneo dopo 7,1 secondi – CASO IV

Per indagare ulteriormente l'effetto dello schema numerico di discretizzazione del termine convettivo è stato considerato un ulteriore caso, il caso IV appunto, allo scopo di eliminare le riflessioni spurie ed impiegare lo schema centrato nella zona attorno al cilindro dove l'effetto del modello SGS risulta più importante.

Per tale caso è stata fatta una modifica al codice di calcolo in modo da separare il dominio in due zone: in una si utilizza lo schema upwind, nell'altra lo schema centrato. In particolare lo schema upwind è impiegato in una corona circolare che parte dal bordo esterno e si estende all'interno del dominio per 5 celle in direzione radiale, in modo da eliminare la presenza delle perturbazioni evitando che si propaghino nelle zone in cui viene utilizzato lo schema centrato. Si vede chiaramente dai campi istantanei di pressione riportati nelle figure 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16 che le perturbazioni si smorzano all'interno di questa fascia e non raggiungono il cilindro.

4.2 Effetti dello schema utilizzato nella discretizzazione del termine convettivo all'interno del dominio di calcolo

Nella seguente tabella sono riportati i valori medi delle principali grandezze ricavate dalle simulazioni condotte, unitamente ai valori sperimentali ricavati da precedenti studi riportati in letteratura (vedi rif. [14]).

CASI	<c<sub>D></c<sub>	<c<sub>PB></c<sub>	<c<sub>Pmin></c<sub>	θ	St	r.m.s.	L _R /D
II	0,3975	-0,7615	-1,2511	98°	0,2313	0,383	0,7
III	0,2878	-0,4701	-0,9749	103°	0,2388	0,053	1,6
IV	0,3986	-0,7484	-1,1737	106°	0,2239	0,410	0,7
Exp.	1,1	-1,03	-1,17	88°	0,21	$0,4\div0,6$	

Tabella 4.1

Nella prima colonna compare il coefficiente di resistenza C_D , nella seconda la pressione di base C_{PB} , cioè il valore della pressione nel punto di ristagno posteriore mediata nel tempo, nella terza il minimo valore del coefficiente di pressione medio prima della separazione C_{Pmin} , nella quarta il valore dell'angolo θ di separazione dello strato limite misurato dal punto di ristagno anteriore, nella quinta colonna il numero di Strouhal indice della frequenza di distacco dei vortici (shedding), nella sesta il valore dell'r.m.s. del C_L , ossia la quantità di cui mediamente si discosta il C_L dal proprio valor medio, infine nell'ultima colonna è riportata la lunghezza della bolla di ricircolo adimensionalizzata con il diametro del cilindro, misurata dal punto di ristagno posteriore nella direzione della velocità asintotica.

Tutte le simulazioni sono state condotte con un passo temporale pari a 10^{-4} s per un numero di iterazioni sufficiente a far sì che le grandezze analizzate risultino statisticamente stazionarie. Come già detto nel paragrafo precedente non vengono analizzati i risultati del caso I.

Come si vede dalla tabella 4.1 l'accordo con i dati sperimentali risulta poco soddisfacente. In particolare i valori del C_D risultano ampiamente inferiori rispetto a quello sperimentale per tutti i casi considerati; fra i valori ottenuti nelle simulazioni quello che si avvicina maggiormente è il valore del caso IV, peraltro molto vicino a quello del caso II, mentre il valore del caso III è quello che risulta più lontano dai dati sperimentali. Il valore del C_D è strettamente legato a quello del C_{PB} ; infatti a valori di C_{PB} più alti corrispondono C_D inferiori: anche i C_{PB} riportati in tabella risultano piuttosto maggiori di quello sperimentale.



Fig. 4.17: coefficiente di pressione C_P sul cilindro in funzione dell'angolo azimutale θ

Osservando la figura 4.17 si nota che i profili del coefficiente di pressione medio sono qualitativamente corretti, ma non sono sufficientemente precisi: partendo dalla zona interessata dalla scia vorticosa (zona separata), come già detto, il C_{PB} presenta valori superiori ai dati sperimentali, in particolar modo quello relativo al caso III. L'andamento leggermente discendente del C_P in questa zona è rispettato dai profili relativi a tutte le simulazioni, anche se per i casi in cui si utilizza lo schema centrato all'interno del dominio (casi II e IV) si nota una pendenza leggermente maggiore rispetto a quella indicata dalla curva sperimentale, mentre per il caso IV la pendenza è meno marcata e il C_{PB} risulta quasi costante.

Nella zona non separata la simulazione relativa al caso III si discosta dai valori sperimentali in maniera abbastanza rilevante già a partire da circa 50°. Il profili della simulazione con lo schema centrato invece seguono abbastanza bene l'andamento dei dati sperimentali fino a circa 60°, un po'meglio il caso II, per poi allontanarsi dai valori corretti. Il valore del C_{Pmin} nel caso IV è praticamente identico a quello proveniente dagli esperimenti, mentre per il caso II è più basso e per il caso III notevolmente più elevato.





Fig. 4.18: linee di corrente nella zona di separazione dello strato limite – CASO II

Fig 4.19: linee di corrente nella zona di separazione dello strato limite – CASO III



Fig. 4.20: linee di corrente nella zona di separazione dello strato limite - CASO IV

L'angolo a cui si raggiunge il valore del C_{Pmin} è invece più vicino al valore sperimentale per il caso III, circa 70,8° rispetto ai 68,5° del dato. Nei casi II e IV invece si hanno valori superiori, 73,7° circa per entrambi. Essendo il minimo raggiunto per valori di 0 maggiori, anche la separazione dello stato limite si verificherà ad angoli più alti rispetto al caso sperimentale, come si nota dalle figure 4.18, 4.19 e 4.20 e confrontando i dati riportati in tabella. Per tutte le simulazioni effettuate la separazione avviene abbondantemente oltre i 90° mentre in genere essa si verifica prima di tale valore (~88°). Nei casi relativi allo schema centrato il valore dell'angolo di separazione è superiore ai 100° come si può vedere osservando sia il grafico del C_P che le figure 4.18, 4.19 e 4.20 dove sono riportate le linee di corrente nella zona di separazione per i tre casi. Ciò indica che il fenomeno della separazione e del successivo distacco dei vortici non è simulato in maniera corretta in nessuna delle simulazioni considerate. A conferma di quanto detto in tabella 4.1 sono riportati i dati riguardanti il numero di Strouhal sui cui valori in generale si può affermare che differiscono in modo abbastanza marcato dal dato sperimentale. In realtà, il valore di riferimento riportato non è l'unico dato sperimentale disponibile, ma sono presenti in letteratura altre metodologie di valutazione della frequenza di shedding. Adottando come criterio quello riportato in rif. [5], il numero di Strouhal è risultato essere pari a 0,193. Fra le simulazioni effettuate quella che presenta una maggior aderenza, pur con le dovute distanze, è quella con dominio a schema centrato e bordo a schema upwind (caso IV). Tali valore sono stati ricavati da un'analisi spettrale del coefficiente di portanza CL, il cui andamento è riportato in figura 4.21.



Fig. 4.21: andamento del coefficiente di portanza C_L sul cilindro in funzione del tempo

Da una prima osservazione del grafico ciò che si può immediatamente rilevare è che i valori dell'r.m.s. riferiti allo schema upwind sono molto inferiori rispetto a quelli dello schema centrato: 0,09 per il primo e 0,4 per il secondo. La letteratura riporta valori dell'r.m.s. del C_L che sono nell'intervallo 0,4÷0,6, il che indica che lo schema upwind, se associato ad un modello SGS molto dissipativo come quello di Smagorinsky, sottostima in maniera importante l'entità delle forze dinamiche agenti sul cilindro.

La presenza o meno di modulazione delle ampiezze di oscillazione del C_L è indice di una buona riproduzione degli effetti di tridimensionalità: dal grafico si vede chiaramente che la curva del C_L relativa al caso IV è quella che presenta una più marcata modulazione in ampiezza, mentre per gli altri casi e soprattutto il caso III la modulazione è meno intensa.

Il caso IV è quello che si avvicina a riprodurre in modo più preciso il fenomeno del vortex shedding, come risulta sia dai valori del numero di Strouhal che da quelli dell'r.m.s. i quali rientrano nell'intervallo relativo ai dati sperimentali (vedi tabella 4.1). Esso inoltre riproduce meglio degli altri la tridimensionalità del flusso.



Fig. 4.22: campo di pressione istantaneo dopo 1,5 secondi – CASO III



Fig 4.23: campo di pressione istantaneo dopo 3,7 secondi – CASO III



Fig. 4.24: campo di pressione istantaneo dopo 7,7 secondi - CASO III

Da quanto detto finora risulta chiaro che i risultati ottenuti non sono in generale buoni, soprattutto quelli relativi al coefficiente di resistenza C_D . Lo schema centrato, soprattutto quando non sono presenti le perturbazioni dovute alle riflessioni spurie (caso IV), è quello che in generale si comporta meglio relativamente al C_P , soprattutto prima della separazione dove i risultati sono abbastanza vicini ai valori sperimentali. Questo comportamento, però, potrebbe essere dovuto al fatto che si usa un modello di SGS notoriamente molto dissipativo come quello di Smagorinsky.

La modifica al codice di calcolo nella simulazione relativa al caso IV si è rivelata quindi molto utile agli scopi cui era rivolta, cioè quello di eliminare le riflessioni spurie, ed ha così permesso di indagare gli effetti dell'impiego dello schema centrato vicino al cilindro.

Dall'esame dei campi di pressione riportati nelle figure 4.22, 4.23 e 4.24 ottenuti nella simulazione III si vede che i vortici nella scia sono molto distanti dal cilindro e non creano depressioni molto forti.



Fig. 4.25: campo di pressione istantaneo dopo 1,3 secondi – CASO IV



Fig 4.26: campo di pressione istantaneo dopo 3,5 secondi – CASO IV



Fig. 4.27: campo di pressione istantaneo dopo 7,3 secondi - CASO IV

Ciò induce delle forze sul cilindro non molto elevate come già osservato nella figura 4.21. Nelle figure 4.25, 4.26 e 4.27, relative al caso IV, e 4.28, 4.26 e 4.30, relative al caso II, sono invece riportati i campi pressione relativi allo schema centrato: si vede chiaramente la presenza di nuclei vorticosi più intensi e vicini al modello. La causa principale di questo comportamento può essere dovuta alla maggiore dissipazione numerica dello schema upwind che allontana i vortici e ne smorza l'intensità inducendo minore depressione dietro il cilindro. Le figure 4.22÷4.30 precedentemente citate sono relative alla stessa fase dello shedding considerando cicli diversi: all'incirca all'inizio (4.22, 4.25, 4.28), a metà (4.23, 4.26, 4.29) ed alla fine della simulazione (4.24, 4.27, 4.30); ciò è stato fatto per vedere se fosse presente una progressiva dissipazione dell'intensità dei vortici a causa della viscosità introdotta dal modello. Si può osservare una certa attenuazione dell'intensità dei nuclei vorticosi, soprattutto per il caso III in cui alla viscosità di sottogriglia si aggiunge anche quella dello schema numerico, ma anche per il caso IV ed il caso II, il che dovrebbe essere un effetto in gran parte dovuto allo schema di SGS.



Fig. 4.28: campo di pressione istantaneo dopo 1,7 secondi – CASO II



Fig 4.29: campo di pressione istantaneo dopo 4,7 secondi – CASO II



Fig. 4.30: campo di pressione istantaneo dopo 7,7 secondi – CASO II

Passiamo ora a considerare il campo d velocità medio: la bolla di ricircolo, come è riportato in tabella 4.1 e come si può vedere facilmente dalle figure 4.31, 4.32 e 4.33, ha praticamente un'identica lunghezza per i casi II e IV, mentre per il caso III è molto più lunga (quasi il doppio) e ciò è dovuto al fatto che la dimensione della bolla di ricircolo, che è diversa al variare di Re (diminuisce all'aumentare di Re) è strettamente legata alla posizione ed all'intensità dei vortici che si staccano dal cilindro. Inoltre, è stato ampiamente dimostrato che, maggiore è la lunghezza della bolla, minore è il valore del coefficiente di resistenza a parità di intensità dei vortici. Si può notare inoltre che nel caso III, oltre ai due nuclei vorticosi principali, sono presenti anche due ulteriori vortici di una certa importanza immediatamente a valle del cilindro (Fig. 4.32) che probabilmente influenzano in parte, aumentandola, la lunghezza della bolla.





Fig. 4.31: bolla di ricircolo - CASO II

Fig. 4.32: bolla di ricircolo – CASO III



Fig. 4.33: bolla di ricircolo - CASO IV

Questa anomalia rispetto ai due casi a schema centrato potrebbe essere causata dal fatto che, nel caso III, è presente un'ampia zona, immediatamente a valle del cilindro, in cui il flusso non risente dell'influenza del vortice principale perché troppo distante dal cilindro. In questa zona il flusso si concentra in varie strutture vorticose secondarie notevolmente importanti. Tuttavia tale vorticità potrebbe non essere persistente lungo tutta l'estensione assiale del cilindro, bensì potrebbe essere localizzata solo in alcuni tratti, per cui non si spiegherebbe la presenza dei due nuclei secondari osservati nel caso III. A questo proposito nelle figure 4.34, 4.35, 4.36 e 4.37 sono mostrati, tramite le linee di corrente, i campi di velocità istantanei mediati in direzione assiale.

Si può notare che oltre ai due vortici principali sono presenti ulteriori strutture vorticose di intensità non trascurabile, per cui è lecito pensare che i vortici secondari siano presenti non solo in alcune sezioni del cilindro, ma siano distribuiti lungo tutta la sua estensione in direzione assiale, comportando quindi un effetto non trascurabile sul campo medio.



Fig. 4.34: campo di velocità medio dopo 0,7 secondi – CASO III



Fig. 4.36: campo di velocità medio dopo 2,7 secondi – CASO III



Fig 4.35: campo di velocità medio dopo 1,5 secondi – CASO III



Fig 4.37: campo di velocità medio dopo 3,5 secondi – CASO III

Oltre a questo, il fatto che ciò si verifichi nell'arco di tutta la simulazione, potrebbe quindi spiegare la presenza dei due vortici di figura 4.32. La causa di questo comportamento potrebbe essere dovuta al fatto che la combinazione di uno schema piuttosto dissipativo come quello upwind associato ad un modello di SGS, anch'esso assai dissipativo, come quello di Smagorinsky, oltre a provocare un abbassamento apparente del numero di Reynolds (che si traduce in un allungamento della bolla di ricircolo), probabilmente tende anche a snaturare la fisica del problema in esame. Per avvalorare questa ipotesi nelle figure 4.38, 4.39, 4.40 e 4.41 sono mostrati i campi istantanei mediati in direzione assiale nel caso di una simulazione, condotta allo stesso numero di Reynolds che caratterizza quelle indagate nella presente tesi (Re=20000), nella quale si utilizza uno schema upwind associato ad un modello di SGS meno dissipativo come il DTM (rif. [14]). Tale simulazione è stata scelta come termine di paragone in quanto i risultati che fornisce sono soddisfacentemente in accordo con i dati sperimentali di confronto: non sono presenti nuclei vorticosi secondari di una certa importanza ed i vortici primari sono molto più vicini al cilindro.



Fig. 4.38: campo di velocità medio dopo 0,7 secondi – schema UPWIND, modello DTM



Fig. 4.40: campo di velocità medio dopo 2,7 secondi – schema UPWIND, modello DTM



Fig 4.39: campo di velocità medio dopo 1,5 secondi – schema UPWIND, modello DTM



Fig 4.41: campo di velocità medio dopo 3,5 secondi – schema UPWIND, modello DTM

Tornando alla dimensione della bolla di ricircolo, per una visualizzazione più quantitativa delle differenze delle bolle di ricircolo viene riportato in figura 4.42 il grafico del modulo della velocità media nella direzione principale del flusso adimensionalizzata con la velocità asintotica in funzione della distanza dal punto di ristagno posteriore.

Come si può notare il profilo della velocità media nella scia, nella zona vicino al cilindro, è abbastanza simile per i casi II e IV, cioè quelli che utilizzano lo schema centrato. La prima parte del profilo presenta valori negativi della velocità, il che indica la presenza della bolla di ricircolo che si estende fino al punto in cui il grafico attraversa lo zero.



Fig. 4.42: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia

Inoltre il valore assoluto della massima velocità di ricircolo all'interno della bolla risulta più alto nei casi che utilizzano lo schema centrato, il che è una conferma di una vorticità più intensa che genera una maggior depressione nella zona separata, un coefficiente di pressione di base più grande (in valore assoluto) e quindi un maggior coefficiente di resistenza. Il profilo di velocità associato al caso III presenta, nella zona immediatamente a ridosso del cilindro, una concavità rivolta verso il basso ed il minimo viene raggiunto per valori di X/D maggiori, il che è probabilmente legato alla presenza dei due vortici secondari controrotanti rispetto ai nuclei primari e al fatto che i vortici primari risultano mediamente abbastanza distanti dal cilindro ed hanno un'intensità inferiore a quella degli altri casi. Di conseguenza la velocità passa in modo più graduale pressoché nulli in prossimità del cilindro a valori più elevati, ma comunque inferiori a quelli del caso II e IV, vicino al nucleo vorticoso, situato ovviamente nei pressi del minimo della curva.

All'esterno della bolla di ricircolo i profili relativi allo schema centrato restano abbastanza simili fina ad una distanza x/D pari a circa 1, mentre il profilo relativo allo schema upwind denota valori di velocità inferiori ad entrambi fino ad una distanza X/D pari a circa 3,5, oltre la quale diventa superiore al profilo del caso IV. Il profilo associato al caso II invece, oltre ad avere un valore del minimo inferiore rispetto al caso IV all'interno della bolla di ricircolo, è quello che all'esterno della bolla mantiene i valori di velocità più alti e presenta un andamento oscillante per valori di X/D superiori ad 1,5, probabilmente a causa delle riflessioni spurie già descritte.



Fig. 4.43: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia per x/D=0,1



Fig. 4.44: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia per x/D=0,3

Oltre al valore delle velocità media è importante considerare, alle varie distanze dal punto di ristagno posteriore del cilindro, il profilo della velocità nella scia. Ciò è utile poiché la forma del profilo dà indicazioni sulla presenza di fluttuazioni turbolente nello strato limite separato, ossia suggerisce se esso sia laminare o turbolento (vedi rif. [1], [8], [11]).



Fig. 4.45: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia per x/D=0,7



Fig. 4.46: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia per x/D=1

Nelle figure 4.43, 4.44, 4.45, 4.46 e 4.47 sono riportati i profili suddetti rispettivamente alle distanze x/D=0,1, x/D=0,3, x/D=0,7, x/D=1 e x/D=1,5. Si nota che ad una distanza X/D=0,1 i profili riguardanti le simulazioni hanno tutti una forma assimilabile alla U, anche se nel caso III relativo allo schema upwind essa risulta molto più accentuata anche se diversa da quelle riscontrate in letteratura relativamente a flussi laminari, mentre per i casi a schema centrato si nota già un certo avvicinamento alla forma a V, ossia un'incipiente transizione a regime turbolento.

Già a distanza X/D=0,3 il profilo dei casi II e IV è completamente a V, mentre nel caso a schema upwind esso assume una forma ad U sempre più simile a quelle riportate in letteratura fino ad una distanza X/D=1, alla quale si cominciano a sentire i primi effetti delle fluttuazioni turbolente, per poi passare ad una forma totalmente a V a valori di X/D=1,5.

Per quanto riguarda il profilo ad U ottenuto con le simulazioni relative ai casi II e IV, il passaggio repentino a regime turbolento è in accordo con l'elevato numero di Reynolds che le caratterizza. Per il caso III si nota invece un comportamento caratteristico di simulazioni a Re inferiori (rif. [8]), sia per quanto riguarda la lunghezza della bolla di ricircolo che per la forma dei profili di velocità media nella scia.

Il posticipato passaggio a regime turbolento potrebbe essere dovuto all'elevata dissipazione numerica introdotta dallo schema upwind che attenua l'intensità delle fluttuazioni turbolente se associato al modello di Smagorinsky, il che potrebbe globalmente essere paragonato ad un abbassamento del numero di Reynolds.



Fig. 4.47: profilo di velocità media adimensionalizzata nella scia per x/D=1,5