



Progetto MIUR DM 593 no. 12656
decreto dirigenziale n. 2266 del 29/12/2003

Vento di Sardegna

Obiettivo Realizzativo n. 1

ORGANIZZAZIONE

Attività 1.3B1

Messa a punto e integrazione dei diversi software per la simulazione

Sottoattività:

messa a punto del codice di calcolo CFD RANS

partner responsabile

CRS4

Autori:

G. Delussu, M. Mulas e M. Talice (CRS4)

28 Febbraio 2005

Introduzione

Il presente documento illustra i risultati ottenuti nell'ambito dell'attività 1.3 dell'Obiettivo Realizzativo 1 del progetto Vento di Sardegna: *“messa a punto e integrazione dei diversi software per la simulazione”*. In particolare viene presentato il lavoro svolto per la realizzazione dell'attività di *messa a punto del codice di calcolo CFD RANS*.

L'attività di analisi fluidodinamica fatta mediante l'uso del calcolo nell'ambito del progetto di ricerca costituisce di fatto una sorta di galleria del vento virtuale. Allo stesso modo di ogni altro strumento di analisi, anche il codice di simulazione necessita di una fase di “taratura”. In altre parole, per lo specifico problema e per le specifiche condizioni di flusso, si deve cercare di ottimizzare l'insieme dei parametri della simulazione (estensione del dominio di calcolo, condizioni al contorno, dimensione della griglia, modellistica fisica utilizzata), al fine di avere uno strumento in grado non solo di riprodurre le evidenze sperimentali in condizioni note, ma anche di fornire utili indicazioni per lo sviluppo di nuove soluzioni progettuali. L'attività svolta per la “taratura” del codice di calcolo sarà illustrata nel proseguo di questo documento.

Nel primo capitolo saranno richiamati alcuni concetti teorici fondamentali per lo studio dell'aerodinamica delle vele. In particolare, sarà affrontato lo studio del complesso flusso tridimensionale intorno al sistema albero-vele, suddividendolo nello studio di due problemi bidimensionali separati: il flusso su un piano normale all'albero e il flusso su un piano normale alla direzione del vento apparente, detto piano di Treftz.

Nei due capitoli successivi, che costituiscono il cuore del presente documento, saranno illustrati i risultati relativi ai due casi test utilizzati per la messa a punto del modello matematico. Il primo di questi riguarda il catamarano della classe “Tornado” che è l'imbarcazione scelta come riferimento per il progetto. L'andatura simulata è quella di bolina. Nel calcolo è stata simulata la contemporanea presenza di due vele (randa e fiocco) e dell'albero, mentre la presenza dello scafo non è stata tenuta nel conto. Tutta l'attività di calcolo svolta verrà ampiamente documentata. In particolare saranno presentati i risultati in forma consistente con la presentazione teorica del problema, così da rendere più agevole il confronto tra risultati del calcolo e rappresentazione teorica e qualitativa del flusso.

Il capitolo successivo riporta l'attività di calcolo svolta su un secondo caso test, relativo a una barca di classe “Volvo Ocean Race”, imbarcazione molto simile per dimensioni e dislocamento a quelle dell'America's Cup. L'interesse per questo tipo di imbarcazione nasce dal fatto che è stato possibile reperire in letteratura delle misure sperimentali delle forze agenti su un modello in scala 1:12.5, misure effettuate presso la galleria a vento dell'Università di Auckland. L'andatura presa in

considerazione per questo secondo caso è quella di traverso. La sola presenza delle vele è stata presa in considerazione nel calcolo (randa e gennaker), mentre la presenza dell'albero e dello scafo è stata omessa nella definizione geometrica del modello matematico, non essendone nota la reale geometria. I valori sperimentali di letteratura, forniscono, come detto, una valutazione delle forze globali agenti sulla barca. Pur non essendo disponibile alcuna misurazione puntuale del campo di moto indotto dalla presenza delle vele nel flusso, è tuttavia di grande importanza la possibilità di valutare le capacità predittive del modello matematico in termini di prestazione globali delle vele, cosa che costituisce presupposto irrinunciabile se si vuole utilizzare l'indagine numerica come strumento di progetto. Il confronto dei risultati del calcolo con i valori sperimentali sarà presentato in questo capitolo, insieme con l'analisi del flusso intorno alle vele.

Nelle conclusioni saranno riassunti i principali risultati ottenuti nelle sotto attività svolte. In appendice si potranno inoltre trovare alcuni concetti di base (definizioni di vento reale e apparente, strato limite atmosferico), e una puntuale e approfondita descrizione del codice utilizzato nel calcolo.

Infine, nella seconda appendice, vengono raccolte i quattro lavori pubblicati in questo periodo: i due lavori presentati alla *3rd International Conference on Computational Fluid Dynamics*, tenuta a Toronto, Canada, nel Luglio del 2004; e due articoli che saranno pubblicati sulla rivista *Nautica Superyacht International*, sia nella versione italiana che in quella in lingua inglese diffusa nei paesi centro e nord-europei.

Aerodinamica delle vele

Da un punto di vista aerodinamico, le vele di una barca svolgono la stessa funzione delle ali di un aereo. L'interazione del vento con le vele produce infatti una forza risultante che può essere scomposta in due componenti tra loro perpendicolari: la resistenza, che agisce nella direzione del vento apparente, e la portanza. Poiché la direzione del vento è diversa dalla direzione del moto della barca, è più conveniente scomporre la forza risultante in una forza agente nella direzione del moto, la spinta, e in una forza ad essa perpendicolare, la forza sbandante o forza di scarroccio.

In linea di principio non esiste alcuna differenza nel modo in cui l'interazione tra il flusso dell'aria e le vele genera le forze rispetto al caso delle ali degli aerei. Gli ingegneri potrebbero applicare al caso delle vele le stesse metodologie usate nella progettazione aeronautica. In realtà però il progetto aerodinamico di una vela è ben più complesso del progetto di un'ala per un certo numero di ragioni. Per prima cosa le prestazioni delle vele sono strettamente accoppiate a quelle dello scafo: non è possibile determinare le une senza determinare anche le altre. La spinta fornita dalle vele deve infatti bilanciare la resistenza d'attrito offerta dallo scafo nel suo moto nell'acqua, e la forza sbandante agente sulla vela deve essere bilanciata dalla componente laterale della forza idrodinamica sviluppata dallo scafo (la resistenza allo scarroccio).

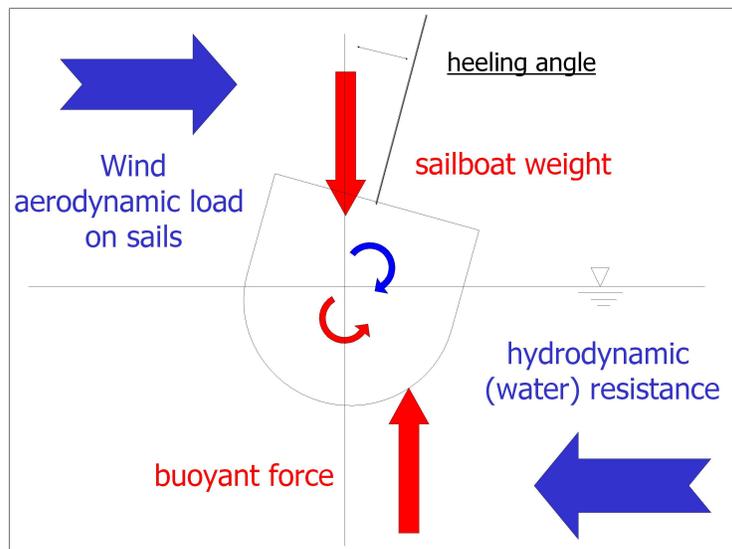


Figura 1: rappresentazione schematica delle forze agenti su una barca a vela in un piano perpendicolare alla direzione del moto.

Infine, il peso della barca, insieme alla componente verticale del carico aerodinamico, devono essere in equilibrio con la forza di galleggiamento, come mostrato nella Figura 1, che raffigura lo schema dell'equilibrio globale della barca a vela in un piano perpendicolare alla direzione del moto.

L'angolo di sbandamento in condizioni di equilibrio globale (ovvero in condizioni di navigazione reali) sarà pertanto un risultato della soluzione accoppiata del problema aerodinamico delle vele e di quello idrodinamico dello scafo, e dipenderà sia dalle condizioni del vento che da quelle del mare. In generale l'angolo di sbandamento non è dunque noto a priori. Il secondo motivo per il quale il disegno delle vele è più complesso di quello delle ali, risiede nel fatto che, sotto l'azione dei carichi aerodinamici, l'albero della barca si incurva e il tessuto delle vele si deforma. Ovviamente, materiali diversi presentano il legame sforzi-deformazioni differenti, e le deformazioni delle vele possono dunque essere in qualche modo limitate scegliendo materiali opportuni e, in genere, più costosi: la ricerca industriale e lo sviluppo tecnologico si stanno muovendo in questa direzione. In generale, comunque, la deformazione della vela modifica l'interazione aerodinamica, e quindi le distribuzioni del carico di pressione sulla vela. Il differente carico aerodinamico genererà a sua volta nuove e diverse deformazioni e così via. Questo rappresenta un problema tecnico che va sotto il nome di interazione fluido-struttura, la risoluzione del quale richiede la soluzione accoppiata del problema fluidodinamico e di quello strutturale. Ciò viene fatto in genere ricorrendo a una procedura iterativa nella quale il problema fluidodinamico e quello strutturale vengono ripetutamente risolti uno dopo l'altro, fino a che le differenze tra due iterazioni successive, in termini di carichi aerodinamici e/o di deformazioni indotte, risultino più piccole di un valore minimo predefinito. Infine, per rendere le cose ancora più complicate, mentre nelle applicazioni aeronautiche il flusso di aria indisturbata incidente ha intensità e direzione costanti, nel caso dell'aerodinamica delle vele questo non è vero. La velocità del vento non è costante al variare dall'altezza dalla superficie dell'acqua, il vento viene infatti rallentato dagli sforzi viscosi (attrito con la superficie dell'acqua) che generano uno strato limite. Il risultato è che la velocità del vento può variare anche di diversi nodi tra la base e la penna dell'albero.

Dal punto di vista dell'aerodinamica una vela non si discosta troppo da un'ala fissa di un aeroplano. Per entrambe una valutazione di efficienza è data dalla loro capacità di generare la massima portanza aerodinamica con la minima resistenza. Come nel caso delle ali, anche per le vele il progettista fissa delle condizioni di progetto (nel caso specifico condizioni di vento) nelle quali la vela dovrà fornire le massime prestazioni. Il vento assunto per il progetto della vela nel suo punto di funzionamento, è spesso chiamato "design wind". In condizioni di vento diverse da quelle di disegno, al progettista è generalmente richiesto che la vela sia in grado di fornire sempre la maggior spinta possibile, a prescindere dal valore della forza sbandante. Nelle condizioni di disegno però, il rapporto tra forza sbandante e spinta diventa un parametro importante, e un buon progetto è quello che rende massima la spinta ottenibile per un dato valore del momento sbandante. Questo si traduce

nel fatto che la vela dovrà in generale avere una forma diversa quando si trovi ad operare in condizioni di vento leggero o di vento teso.

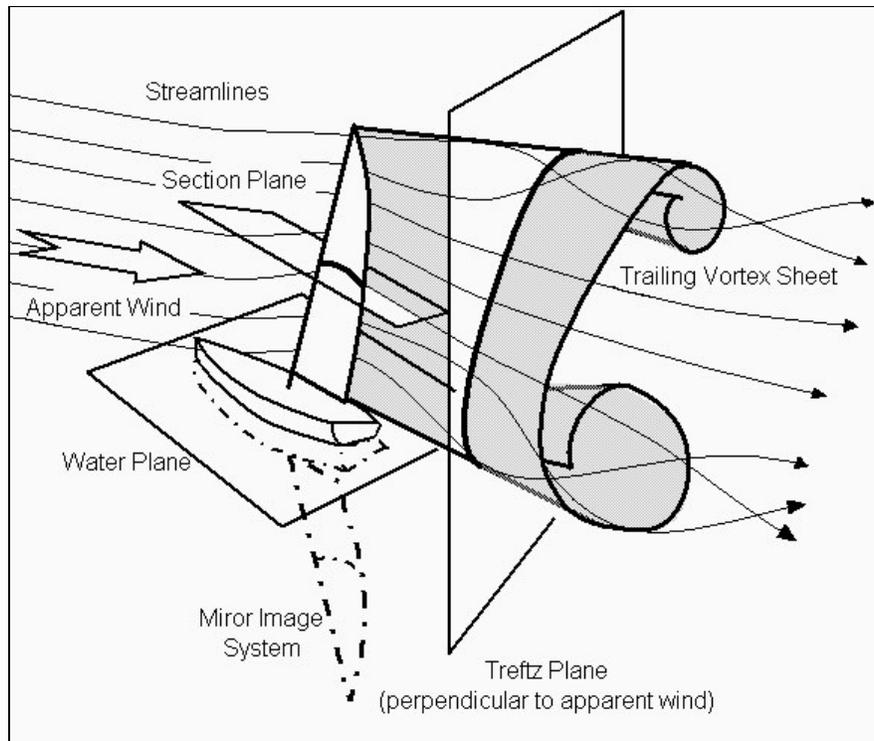


Figura 2: flusso intorno a una vela; il campo di moto fortemente tridimensionale può essere studiato riconducendolo allo studio bidimensionale sui due piani rappresentati in figura.

La Figura 2 rappresenta in modo schematico il flusso che tipicamente si instaura intorno ad una vela. A causa della complessità del flusso, e per vele aventi valori sufficientemente elevati del rapporto di forma (rapporto dell'altezza della vela rispetto alla dimensione della corda), in passato si era soliti trattare il complesso problema aerodinamico tridimensionale scindendolo in due problemi bidimensionali separati: quello dello studio del campo di moto su un piano normale all'albero, e quello dello studio delle condizioni del flusso nella scia, su un piano normale alla direzione del vento apparente. I due piani sono raffigurati in Figura 2. In questo modo era possibile ottenere una soluzione approssimata del problema generale. Questo modo di procedere appariva di fatto l'unica maniera possibile di arrivare alla soluzione del problema aerodinamico fino a qualche tempo fa, quando la potenza di calcolo disponibile non consentiva di risolvere in tempi ragionevoli il completo problema tridimensionale. Oggi questa limitazione è superata, ma rimane interessante prendere in esame i due problemi bidimensionali sopra esposti, in quanto dal loro esame si traggono informazioni e considerazioni utili per il proseguo dello studio. Prima di procedere oltre con lo studio del flusso bidimensionale sui due piani sopra descritti, è opportuno fare qualche altra

osservazione di carattere generale. Sul piano normale all'albero, la presenza della vela e la sua interazione con la corrente, genera una vorticità che consente di deflettere la corrente stessa e che è all'origine della generazione della portanza, la componente della forza in direzione ortogonale al vento apparente. Sul piano perpendicolare al vento apparente, a valle della vela, si nota invece la formazione di due grandi vortici contro rotanti che originano alle estremità della vela. La struttura dei due vortici di estremità è del tutto analoga a quanto accade con le ali degli aerei: la Figura 3 mostra reali strutture di scia del tutto simili a quanto rappresentato in forma schematica in Figura 2.

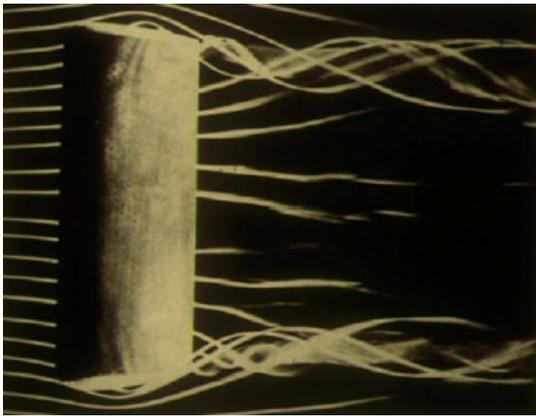


Figura 3: sistema di vortici di estremità: visualizzazione di laboratorio (sinistra); vortici generati da un aereo in volo (destra)

I due vortici di estremità nascono a causa del richiamo di aria dal lato in pressione a quello in depressione, nella vicinanza delle estremità della superficie portante, sia essa una vela o un'ala di aereo. La presenza dei vortici di estremità genera un nuovo termine di resistenza, chiamata resistenza indotta, che si somma alla resistenza viscosa (attrito) che si sviluppa lungo tutta la superficie. Oltre alla resistenza viscosa e alla resistenza indotta, un'altra forma di resistenza aerodinamica è presente nell'aerodinamica delle vele, molto più che nell'aerodinamica delle ali, e che può anche diventare il termine di resistenza aerodinamica preponderante. Si tratta della cosiddetta resistenza di pressione (chiamata in letteratura *pressure drag* o *form drag*, o ancora *profile drag*) che origina quando l'angolo di incidenza del flusso è molto alto e lo strato limite si separa e la superficie portante risulta interessata parzialmente o anche totalmente da condizioni di stallo. Questi casi non sono chiaramente di interesse nel campo aeronautico nel quale le condizioni di stallo devono essere evitate. Essi sono tuttavia la norma nell'aerodinamica delle vele nelle andature di traverso e di poppa, e talvolta anche nelle andature di bolina in quanto, come si vedrà nel seguito, larghe zone di flusso separato nel fiocco e nella parte alta della randa sono molto frequenti. Sebbene tutti i tipi di resistenza aerodinamica siano in fondo generati dalla viscosità, nel caso di resistenza di

pressione l'entità della forza resistente non dipende dalla viscosità ma solo dalle condizioni globali del flusso (il numero di Reynolds) e dalla configurazione geometrica della superficie portante (da cui il nome di *form* o *profile drag*). La figura 4 mostra una descrizione qualitativa (a destra) ed una quantificazione del coefficiente di resistenza in una varietà di situazioni alcune dominate dalla resistenza di forma (in alto) ed altre dove la resistenza è essenzialmente una resistenza d'attrito (in basso). A parità di sezione esposta al flusso o di lunghezza caratteristica del corpo, più il corpo è tozzo e meno affusolato, e più la resistenza globale è alta e risulta dominata dal termine della resistenza di forma.

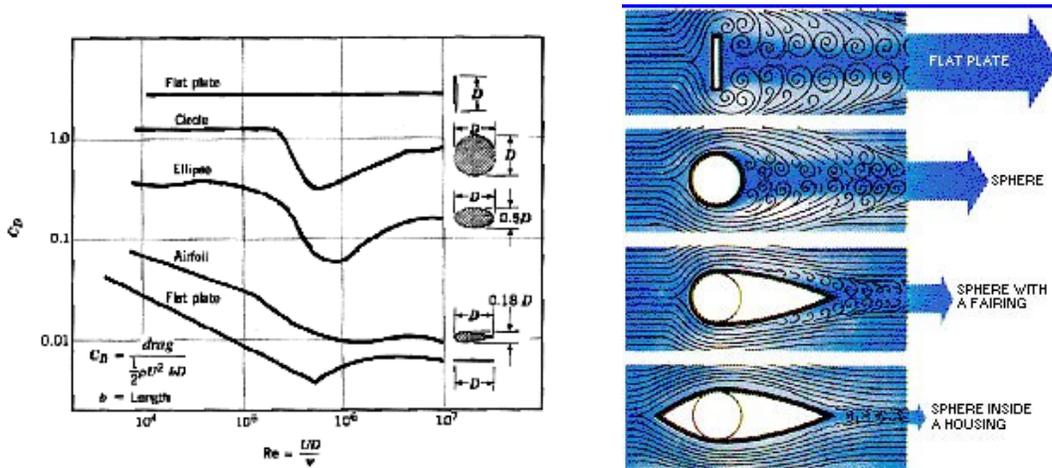


Figura 4: la resistenza di forma (o di profilo): a sinistra descrizione qualitativa e a sinistra ordini di grandezza del corrispondente coefficiente di resistenza. In entrambe le figure andando dal basso verso l'alto significa passare da situazioni dominate dalla sola resistenza d'attrito alla sola resistenza di forma.

Flusso bidimensionale intorno alla randa, su un piano normale all'albero

In letteratura si trovano diversi studi teorici e sperimentali per il flusso intorno sia al solo albero sia alla sola randa, considerati separatamente. Molto più limitato è invece il numero di lavori di letteratura dedicati allo studio del flusso intorno all'albero e alla randa accoppiati. Un esempio può essere trovato in [15]. In questo paragrafo lo studio del flusso intorno all'insieme di albero e randa sarà condotto in maniera qualitativa sotto le vere due seguenti ipotesi:

- per quanto riguarda la separazione del flusso sull'estradosso, la portanza generata è ridotta proporzionalmente all'estensione della superficie interessata dalla separazione;

- per quanto riguarda la separazione sull'intradosso la pressione è assunta costante dall'inizio della separazione sino a che, muovendosi lungo la superficie, non si ritrova lo stesso valore di pressione.

La mostra le principali caratteristiche del flusso bidimensionale intorno all'insieme di albero e randa su un piano normale all'albero stesso.

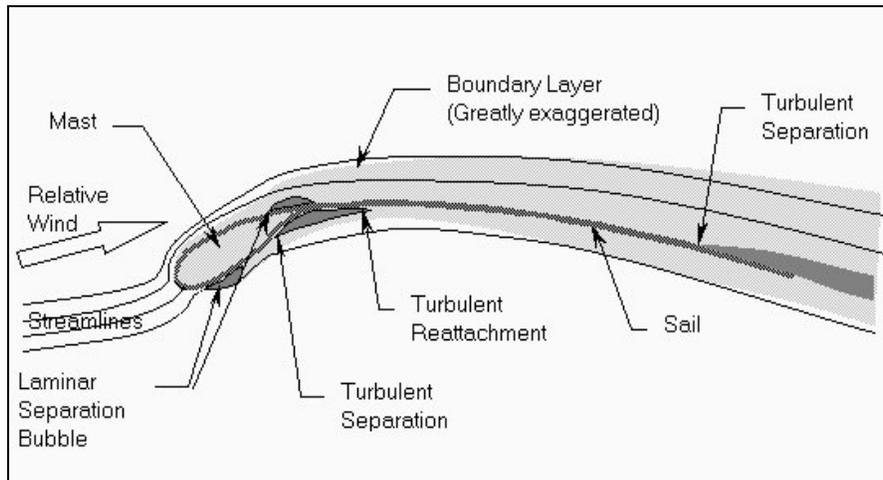


Figura 4: rappresentazione schematica delle principali caratteristiche del flusso bidimensionale intorno all'insieme di albero e randa su un piano normale all'albero stesso.

Allorchè il flusso d'aria si avvicina al bordo di attacco dell'albero, parte di esso passa sul lato di estradosso e parte su quello di intradosso. Vi sarà una linea di corrente che arriverà al completo arresto, impattando nel punto di ristagno localizzato sul profilo dell'albero. Nel punto di ristagno si trova il massimo valore della pressione statica. Le linee di corrente che non finiscono nel punto di ristagno, nell'aggirare il bordo d'attacco del profilo, subiscono una forte accelerazione, favorita dall'instaurarsi di un gradiente di pressione favorevole. Infine, all'avvicinarsi al bordo di uscita, dovendo recuperare un livello di pressione circa uguale a quello vigente nell'ambiente indisturbato, le particelle d'aria devono rallentare nuovamente la loro velocità.

Una caratteristica distribuzione di velocità lungo la superficie dell'insieme di albero e randa è quella mostrata in Figura 6. Dall'esame di Figura 6 è possibile riconoscere la brusca accelerazione che il flusso subisce sulla zona di estradosso e la successiva graduale decelerazione a causa del gradiente di pressione avverso, fino al raggiungimento di un valore di velocità prossimo a quello

del flusso indisturbato al bordo di uscita. Lungo la curva relativa al lato di intradosso, si può notare invece l'effetto della zona di separazione del flusso. La velocità dopo la forte accelerazione in prossimità del bordo di attacco, crolla repentinamente per effetto della separazione, per poi riportarsi gradualmente al valore della velocità del flusso indisturbato in prossimità del bordo di uscita. Applicando la legge di Bernouilli (valida rigorosamente per flussi incomprimibili ed isoentropici, quindi in buona approssimazione ovunque tranne nell'immediata vicinanza della parete e nella scia), si ha che a zone di alta velocità corrispondono zone di bassa pressione e viceversa. Siccome mediamente, la velocità è più elevata all'estradosso che all'intradosso, la pressione vigente sull'estradosso risulterà relativamente minore di quella vigente sull'intradosso. Si ha dunque la nascita di una forza di portanza, in modo del tutto analogo a quanto accade nel caso di un'ala. Una prima considerazione derivante dall'esame della Figura 6 è che, per poter ottenere una portanza elevata, è desiderabile che le due curve di Figura 6 siano il più possibile distanti l'una dall'altra.

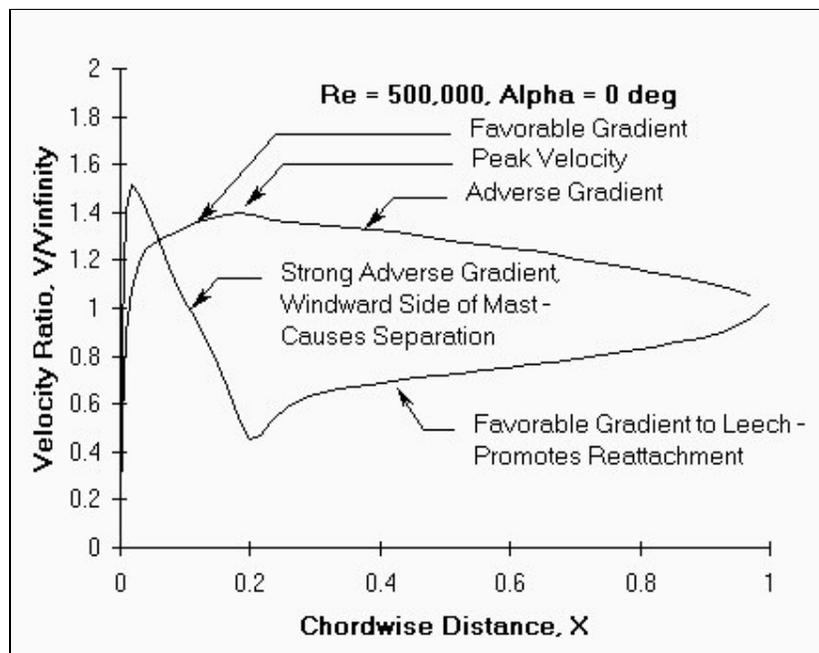


Figura 6: Tipica distribuzione di velocità lungo la corda dell'insieme di albero e randa

È noto che tutte le forze aerodinamiche che si esercitano su un corpo immerso nel flusso di un fluido, sono determinate dalla presenza di uno strato limite. Senza di esso, infatti, la distribuzione di pressione sarebbe tale da avere somma nulla, e nessuna forza netta si potrebbe generare sulla superficie del corpo. Da questo punto di vista, l'arte della progettazione di un buon profilo alare, come di una vela, consiste nel riuscire a “manipolare” ciò che succede all'interno dello strato

limite, si da riuscire a massimizzare la forza di portanza in esso generata, con il minimo livello di resistenza aerodinamica. Se si segue ciò che accade allo strato limite muovendosi lungo il profilo, si può osservare come in prossimità del punto di ristagno lo strato limite stesso abbia uno spessore molto sottile. Procedendo verso il bordo di uscita, lo strato limite cresce rapidamente di spessore, in quanto le particelle d'aria prossime alla superficie del profilo tendono, per effetto della viscosità, a rallentare il moto di quelle degli strati più esterni. In qualche modo cioè, l'informazione della presenza della superficie solida, in corrispondenza della quale l'aria ha velocità nulla, si propaga in direzione normale alla superficie stessa, rallentando via via gli strati d'aria che attraversa. Ad un certo punto però, questo sottile equilibrio di forze tra gli strati d'aria più lontani dal profilo che tendono a mantenere la velocità del flusso indisturbato, e quelli più prossimi al profilo stesso, che tendono a rallentare la loro velocità, si rompe. Lo strato limite diventa instabile ed iniziano a generarsi dei vortici. Questo fenomeno è noto come transizione da flusso laminare a flusso turbolento. Lo strato limite turbolento è molto più spesso di quello laminare in quanto l'azione dei vortici è tale da catturare zone di flusso a bassa velocità prossime alla superficie del profilo, e a trasportarle in zone di flusso più lontane dalla parete. Allo stesso tempo gli stessi vortici trasportano il fluido che si trova in zone più lontane dalla parete (e quindi più veloce), in prossimità della parete stessa, sicché esso rallenta il suo moto per effetto della viscosità. L'effetto totale è che lo strato limite turbolento è caratterizzato dall'aver un coefficiente di attrito di parete ed uno spessore più elevati di quelli propri dello strato limite laminare.

Se muovendosi lungo il profilo la pressione diminuisce, la velocità dell'aria al di fuori dello strato limite aumenta e tende a risucchiare con sé le instabilità eventualmente presenti nello strato limite. Lo strato limite laminare può quindi in queste condizioni di gradiente di pressione favorevole, perdurare più a lungo ed essere più persistente. In un campo di applicazioni totalmente diverso, si pensi a ciò che succede nelle schiere di turbine (dove il fluido espande), rispetto a quelle dei compressori (dove il fluido si muove contro zone di fluido a pressione crescente). Se il fluido incontra nel suo moto lungo il profilo, gradienti di pressione sfavorevoli (la pressione aumenta), viene a mancare l'effetto di trascinamento da parte degli strati di aria al di fuori dello strato limite, che ora tenderanno a decelerare. La conseguenza è che le particelle di aria all'interno dello strato limite e più prossime alla parete possono esaurire la loro energia cinetica (non ricevendo alcun aiuto dall'esterno), arrestare il loro moto e addirittura invertirlo. Quando questo accade, il flusso si stacca dalla superficie. Uno strato limite laminare è molto più fragile, da questo punto di vista, di uno turbolento.

La Figura 7 permette di analizzare che cosa accade quando si ha la separazione dello strato limite laminare sull'estradosso del profilo. Immediatamente a valle del punto di separazione, la pressione

mantiene un valore costante (zona piatta della curva di velocità in Figura 7), comportamento questo caratteristico dei flussi separati, e il flusso diviene instabile. Si ha dunque la nascita di vortici ed il flusso diviene turbolento. Quando ciò avviene, poichè lo strato limite turbolento è molto più efficace di quello laminare nel rallentare il flusso, la pressione cresce con il gradiente massimo che lo strato limite turbolento è in grado di sopportare. Se tale aumento di pressione e diminuzione di velocità viene a coincidere con quelli naturalmente imposti dalla forma della superficie solida (quelli che si avrebbero se la separazione laminare non avesse avuto luogo), si ha allora il “riattacco” del flusso e la formazione di una bolla di separazione, detta bolla di separazione laminare. Se invece non si ha mai coincidenza dei sopra citati valori di pressione e di velocità, allora il flusso non riattacca mai, rimane separato e si ha lo stallo del profilo. All’interno della bolla di separazione, il flusso ricircola tra il punto di separazione a quello di riattacco. Per brevi periodi di tempo la bolla di separazione può arrivare ad occupare una grossa porzione del profilo, ma questo determina l’insorgere di un grande valore della resistenza e tale struttura del flusso è molto fragile. In queste condizioni è sufficiente un piccolo aumento del carico per fare entrare in stallo il profilo.

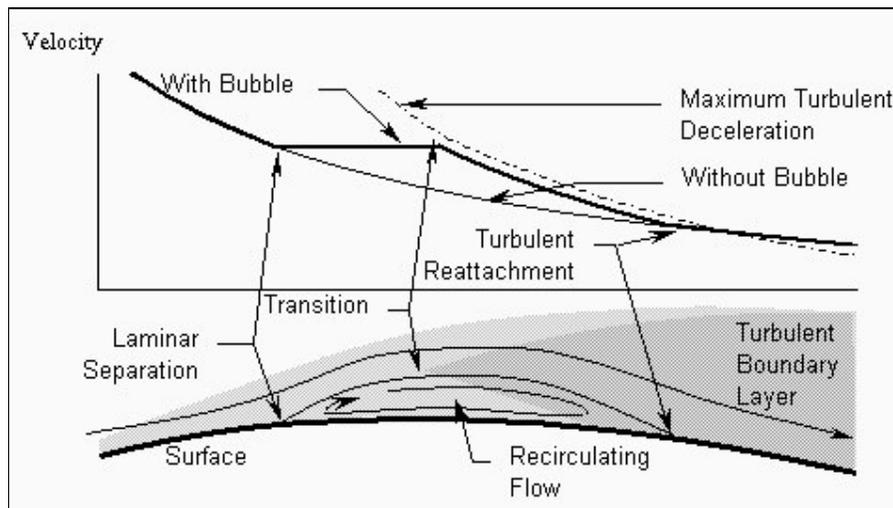


Figura 7: tipica bolla di separazione laminare sull’estradosso dell’insieme di albero e randa

Dal punto di vista di ciò che accade sull’estradosso dell’insieme albero e randa, la condizione ideale per poter avere la massima portanza sarebbe di avere la massima accelerazione e velocità del flusso lungo tutto il profilo, senza avere nè separazione laminare, nè transizione al regime turbolento. Sfortunatamente questo vorrebbe però dire avere un brusco gradiente di pressione in prossimità del bordo di uscita (la pressione deve comunque recuperare al bordo di uscita il valore ambiente), con conseguente formazione dello stallo per piccoli scostamenti dall’angolo di

incidenza di progetto del flusso. È molto meglio da questo punto di vista, un disegno della vela che permetta la formazione della separazione ben a monte del bordo di uscita, con la conseguente generazione e sviluppo dello strato limite turbolento. In queste condizioni uno scostamento dall'angolo di incidenza di progetto comporterebbe al più un avanzamento del punto di separazione turbolenta verso il bordo di attacco, ritardando l'insorgere dello stallo. Si avrebbe cioè una vela di più facile regolazione e più disposta a perdonare gli errori.

Soffermiamo ora l'attenzione su ciò che accade lungo l'intradosso dell'insieme albero e randa e torniamo a esaminare la distribuzione di velocità di Figura 6. Dalla figura si vede come ci sia un picco di velocità subito a valle del bordo di attacco, seguito da un crollo della velocità stessa nella zona di giunzione dell'albero con la randa. Bassa velocità significa alta pressione e l'instaurarsi di un alto gradiente di pressione avverso, determina la nascita di una separazione laminare (come quella rappresentata schematicamente in). Si ha quindi, un riattacco turbolento e, finalmente, una separazione turbolenta prima che il flusso raggiunga il punto di giunzione della vela all'albero. A valle di tale punto, la velocità del flusso aumenta sino a raggiungere il bordo di uscita della randa. A differenza di ciò che accade sull'estradosso, cioè, l'aria viene risucchiata dalla pressione relativamente più bassa presente al bordo di uscita. Grazie a questo gradiente di pressione favorevole, il flusso interessato dalla separazione turbolenta, immediatamente a valle del punto di giunzione tra albero e randa, riattacca, e si determina l'insorgenza di una bolla di separazione turbolenta (si veda ancora la). Se l'aumento di pressione sull'intradosso è troppo elevato, il flusso turbolento separato non riesce a riattaccare. Questo avviene per angoli di incidenza troppo piccoli, e l'insorgenza di questo comportamento detta il minimo angolo di incidenza che l'albero deve presentare rispetto alla direzione del vento. Da questo punto di vista alberi piccoli mettono a disposizione del flusso uno spazio più piccolo tra il bordo di attacco e la zona di giunzione con la randa, cosicché il gradiente con il quale la pressione aumenta dopo la zona di forte accelerazione del flusso a valle del bordo di attacco, è molto forte. Al contrario, alberi di grande sezione, oltre che presentare zone di separazione più piccole, originano velocità molto minori a valle del punto di attacco. Ciò significa che alberi piccoli hanno un minor intervallo di angoli di incidenza utili tra il valore che determina l'insorgere della separazione sulla superficie dell'intradosso e quello che ne determina lo stallo. Naturalmente l'albero non è una struttura fissa, e può essere ruotato per cercare il miglior orientamento rispetto al vento. Un albero piccolo è comunque più difficile da regolare e più soggetto a variazioni locali dell'angolo di incidenza lungo l'albero stesso, dovute a raffiche o alla presenza di scie. D'altro canto è più leggero e offre meno resistenza aerodinamica quando riesce a lavorare con il giusto angolo di incidenza. L'utilizzo di un albero più grande ha dunque effetto solo sul flusso di intradosso, mentre non ha da luogo a cambiamenti significativi sulla

struttura del flusso di estradosso. In particolare si ha una riduzione del picco della velocità immediatamente a valle del punto di ristagno e il gradiente di pressione avverso risulta molto più piccolo. Per piccoli angoli di incidenza, la brusca accelerazione del flusso all'intradosso determina una precoce separazione del flusso che riattacca solo in prossimità del bordo di uscita, o non riattacca affatto. All'aumentare dell'angolo di incidenza, il gradiente di pressione sull'estradosso diventa progressivamente più ripido. La transizione a flusso turbolento avviene prima, così come la separazione turbolenta, fino a che non sono raggiunte le condizioni di stallo. Questo comportamento è pressochè insensibile alla dimensione dell'albero. La Figura 8 mostra un tipico diagramma portanza - angolo di incidenza per differenti misure di alberi espresse in percentuale della corda locale.

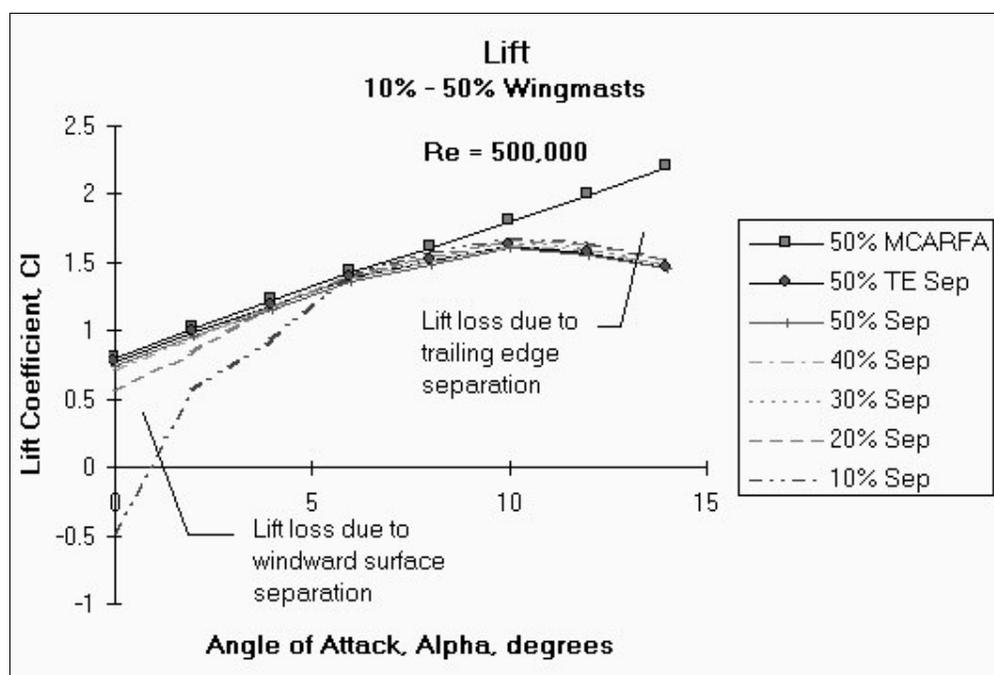


Figura 8: effetto della dimensione dell'albero sul coefficiente di portanza al variare dell'angolo di incidenza. Gli alberi di dimensione più piccola sono affetti da perdite maggiori agli angoli di incidenza più piccoli a causa della separazione sull'intradosso.

I valori riportati sono risultati numerici di letteratura. MCARFA si riferisce a un calcolo fatto trascurando la separazione, mentre nel caso di TE Sep, la separazione è artificialmente imposta in corrispondenza del bordo di uscita. Un altro importante parametro, spesso il più importante, che è usato per giudicare la bontà del progetto di insieme albero - randa, è il rapporto tra portanza e resistenza. La Figura 9 riporta un tipico diagramma ancora fatto al variare delle dimensioni dell'albero.

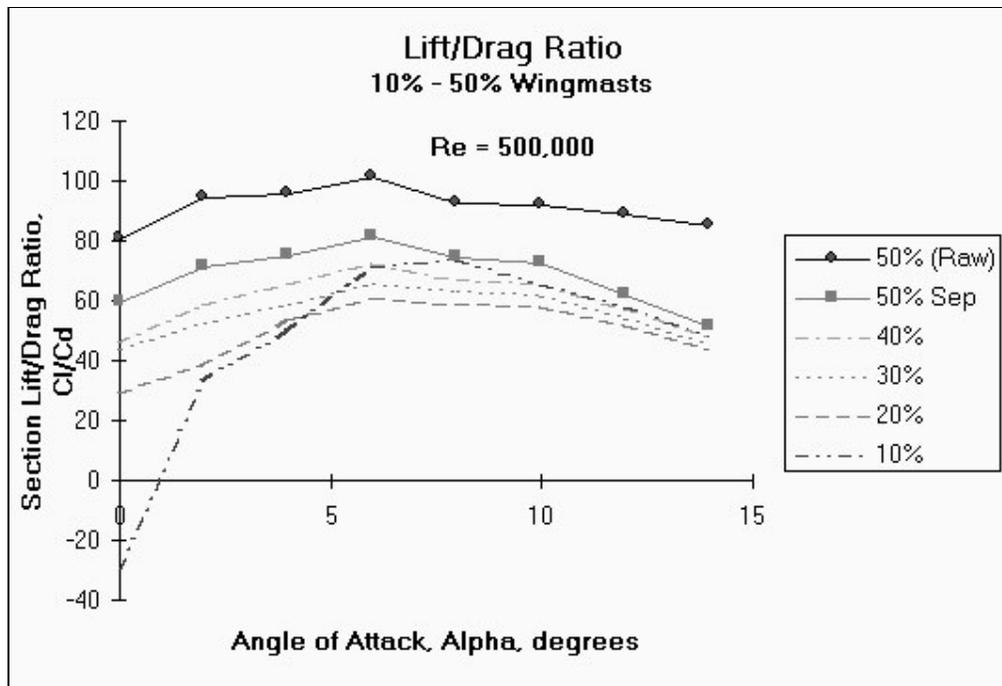


Figura 9: rapporto portanza – resistenza in funzione dell’angolo di incidenza e per diverse dimensioni dell’albero. Raw sta a indicare che nel calcolo non è inclusa la separazione.

L’esame della Figura 8 e della Figura 9 permette di mettere in evidenza il fatto che gli alberi di sezione più piccola determinano un deciso crollo delle prestazioni dell’insieme albero e randa agli angoli di incidenza più piccoli. Al contrario, gli alberi di grossa sezione, riescono a mantenere prestazioni pressocchè costanti su un largo intervallo di angoli di incidenza. Quale che sia poi la dimensione dell’albero, per alti angoli di incidenza, si ha l’insorgere della separazione al bordo di uscita sul lato di estradosso, con conseguente crollo delle prestazioni.

Flusso bidimensionale intorno all’invelatura: flusso sul piano di Treftz

Sarà qui esaminato ciò che accade sull’altro piano preso in considerazione in Figura 2; in particolare saranno considerati gli effetti di scia sul piano di Treftz sul disegno del piano velico. L’obiettivo del progettista è in questo caso di ottenere la massima portanza, assicurando che nessuna porzione del piano velico si trovi a operare a valori dell’angolo di incidenza al di fuori dell’intervallo utile, messo in evidenza nello studio condotto nel paragrafo precedenza, ed evidenziato nella Figura 8 e nella Figura 9 in particolare. Il disegno del piano velico determina anche quale sia la resistenza indotta, che è la maggior componente della resistenza di un’invelatura ben progettata ad elevati angoli di incidenza. Scopo del progettista è ovviamente quello di limitare il valore delle resistenza indotta. Riassumendo, gli obiettivi del progetto sono quelli di ottenere il massimo valore della portanza con il minimo valore della resistenza indotta. Fortunatamente, una

volta tanto, la contemporanea ricerca di questi due obiettivi non richiede il perseguire un compromesso tra due esigenze in conflitto tra di loro, in quanto il minimizzare la resistenza indotta consente di ottenere condizioni di flusso più uniformi sulla vela, il che aiuta nel raggiungimento di più elevati valori di portanza. Un terzo e importante vincolo progettuale è costituito dal fatto che il momento sbandante non può superare il massimo valore del momento generato dalla coppia forza di galleggiamento – peso della barca, pena il ribaltamento dell'imbarcazione.

In letteratura sono disponibili lavori di diversi autori che hanno cercato di applicare tecniche di ottimizzazione al progetto del piano velico. In particolare in Greely e altri [6] è stata usata la programmazione quadratica con l'analisi della curva di portanza per la generazione della distribuzione del carico lungo la vela che massimizza la spinta netta generata, includendo gli effetti della resistenza viscosa. Gli autori però segnalano difficoltà nell'uso dei moltiplicatori di Lagrange nell'effettuare l'ottimizzazione, in quanto l'algoritmo cerca di imporre valori negativi di portanza nella zona dell'apice della vela per rispettare le condizioni di vincolo sul momento sbandante.

In [9] Day fa uso dell'analisi della curva di portanza per determinare la distribuzione di portanza che rende massima la prestazione di una tavola a vela. Il modello della vela include sia la resistenza viscosa sia quella indotta. L'autore trova che, date le condizioni imposte dal momento sbandante, la distribuzione ottima dei carichi lungo la vela presenta una portanza negativa in corrispondenza della penna. Tale distribuzione di carichi è simile a quelle trovate da Wood e Tan [8]. In [7] Day ha utilizzato un algoritmo genetico per ottimizzare i parametri dell'invelatura di uno sloop avente vele triangolari, facendo uso di vari modelli di scafo.

L'approccio al problema usato da Speer [14], è invece quello di utilizzare un metodo inverso, nel quale le desiderate caratteristiche aerodinamiche sono imposte dal progettista, e quindi viene calcolata dal metodo la forma che deve avere il piano velico per soddisfare le caratteristiche date. I metodi inversi non sempre conducono a forme praticamente realizzabili, ma hanno il grande merito di portare all'attenzione del progettista disegni non convenzionali. Inoltre consentono di porre dei limiti alle prestazioni che è realmente possibile ottenere. Forte di questa conoscenza, il progettista può allora arrivare al disegno di una forma che, pur molto vicina a quella ottimale trovata dal metodo inverso, sia anche praticamente realizzabile. Nella maggior parte dei casi si trova che la degradazione delle prestazioni rispetto all'ottimo è minima.

La resistenza indotta

La Figura 10 permette di richiamare il significato del fondamentale teorema di Munk [10] del 1923 (Munk's staggered theorem). Munk dimostra che la resistenza indotta totale di un sistema multi

superficie non cambia quando gli elementi del sistema vengono traslati parallelamente alla direzione del flusso, posto che la distribuzione di circolazione (carico) sugli elementi rimanga immutata. Cioè la resistenza dipende solo dalla proiezione degli elementi su un piano normale alla direzione del flusso.

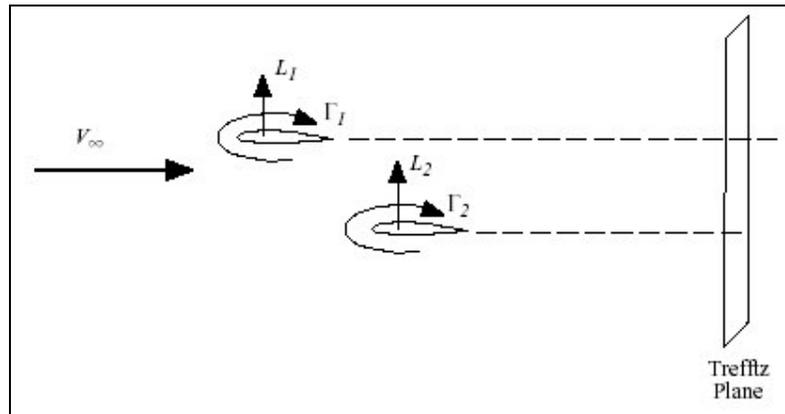


Figura 10: significato del teorema di Munk. La resistenza indotta totale del sistema multi-elemento dipende solo dalla proiezione degli elementi sul piano trasversale, posto che la distribuzione di circolazione rimanga immutata.

Il criterio di Munk per la minimizzazione della resistenza indotta è però meno noto. Esso afferma: “Siano assegnate le dimensioni di un sistema di profili alari, quelle nella direzione del volo essendo più piccole di quelle nelle altre direzioni. Sia poi la portanza diretta ovunque verticalmente. Sotto queste condizioni l’effetto di downwash prodotto dai vortici longitudinali deve essere uniforme in tutti i punti della superficie dei profili alari, sicchè possa esistere un minimo valore della resistenza per ogni dato valore della portanza totale. Se tutti gli elementi portanti si trovano su un unico piano trasversale, la componente della velocità perpendicolare alle ali, prodotta dai vortici longitudinali, deve essere proporzionale, su tutti gli elementi portanti, al coseno dell’angolo di inclinazione laterale.” Il fatto che la velocità indotta normale alla superficie debba essere costante e proporzionale al coseno dell’angolo diedro, corrisponde all’esistenza di una scia che lasci la superficie dei profili come se fosse un lenzuolo solido che scorre con moto lineare e senza distorsioni. Il riesame della Figura 2 e della Figura 3 permette di visualizzare quanto appena esposto. Nei suoi scritti Munk non dice nulla riguardo alla forma della distribuzione del carico lungo lo sviluppo dell’ala e va a ricercare il minimo valore della resistenza indotta nel caso di un profilo alare piano e isolato immerso in un flusso uniforme. Il risultato che Munk ottiene è il classico carico di forma ellittica, che dà luogo a un downwash costante. Munk dimostrò che in fatti è vero anche il viceversa. La resistenza indotta è minima perchè il downwash è costante, e il carico ellittico è, per questo caso particolare, quello richiesto per generare un downwash costante.

Jones [12] mostrò in seguito che, quando il piegamento della sezione di radice dell'ala è impedito, la resistenza indotta viene minimizzata quando il downwash varia linearmente lungo l'apertura alare. Si noti qui che il momento intorno alla sezione di radice per un'ala, corrisponde al momento sbandante per un'invelatura quando accoppiato con il suo sistema immagine (si riveda la Figura 2 al riguardo). Lo sviluppo in pianta del profilo e la distribuzione dei carichi dei risultati di Jones erano più spostati verso il centro dell'ala rispetto alla distribuzione di carico ellittica. Sebbene la distribuzione di portanza risultante produca più resistenza indotta per una data apertura alare che quella prodotta dalla distribuzione ellittica, i momenti più piccoli permettono un incremento dell'apertura alare stessa, il che riduce la resistenza indotta approssimativamente del 14%, mantenendo lo stesso momento della classica pianta ellittica.

Lissaman [11] mostrò che un'analisi della curva di portanza condotta in un flusso non uniforme, come è il caso in presenza di un gradiente di vento, può essere trasformata in un problema equivalente in un flusso uniforme. Egli mostrò inoltre che la minima resistenza indotta si ottiene quando la distribuzione di velocità indotta è costante. I criteri fin qui esposti suggeriscono un modo di procedere per il progetto di un'invelatura:

- 1 stabilire dei vincoli per il momento sbandante, come l'altezza del centro degli sforzi sulla vela, dovuta alla stabilità dello scafo, e altri vincoli sull'altezza dell'invelatura, come a esempio la necessità di poter passare sotto dei ponti fissi;
- 2 variare la distribuzione di velocità indotta così da minimizzare la resistenza indotta al mantenersi dei vincoli posti sul momento sbandante, ed usare quindi un metodo inverso per determinare la distribuzione del carico lungo l'apertura dalla forma della distribuzione di velocità indotta;
- 3 scegliere la forma della sezione sulla base delle considerazioni viscosi (svolte nei paragrafi precedenti);
- 4 sulla base della distribuzione di downwash, angolo di incidenza di portanza nulla delle sezioni, e dei loro massimi coefficienti di portanza, stabilire la combinazione di svergolatura e forma della pianta che determina i più grandi margini di stallo lungo l'apertura;
- 5 modificare la forma della pianta ottima, cosicchè da ottenerne una che sia praticamente realizzabile;
- 6 analizzare la forma finale e confrontarne le prestazioni con quelle della forma ottima.

Dal momento che la maggior parte delle sezioni hanno curve di portanza simili nel loro tratto lineare, è possibile definire la distribuzione della svergolatura in termini dell'angolo di incidenza di portanza nulla, e di determinare quindi la forma della pianta indipendentemente dalla scelta della forma della sezione. Questo tipo di approccio richiede l'uso sia di un metodo inverso sia di un

metodo di analisi. Il metodo inverso è utilizzato per calcolare l'ottima distribuzione dei carichi e la forma ottima della pianta dalla distribuzione della velocità indotta. Il metodo di analisi è utilizzato per analizzare le prestazioni della forma ottima in condizioni fuori progetto, e per analizzare le prestazioni di forme sub-ottimali di possibile realizzazione pratica. Il metodo della curva di portanza può essere usato sia come metodo inverso sia come metodo di analisi, mentre metodi tipo “vortex – lattice” possono essere usati solo come metodi di analisi.

Nel caso di distribuzione ellittica della portanza, gli studi di Lanchester (1907) e Prandtl (1918) [4] prima, e di Munk (1921) in seguito, permisero di scrivere l'espressione del coefficiente di resistenza indotta:

$$C_{D_i} = \frac{C_L^2}{A_R \pi} \quad (\text{Eq. 0.1})$$

dove A_R è il rapporto di forma, definito come il rapporto tra il quadrato dell'apertura alare (o altezza della vela) diviso per l'area. Glauert estese la definizione anche al caso di carico non ellittico, introducendo un fattore a denominatore, E , chiamato fattore di efficienza di Oswald:

$$C_{D_i} = \frac{C_L^2}{A_R \pi E} \quad (\text{Eq. 0.2})$$

L'espressione di Glauert è valida per profili non svergolati con legge di distribuzione del rapporto di taper lineare (il rapporto di taper è il rapporto tra le lunghezze delle corde di estremità e di radice). Il fattore di Oswald è una funzione tanto del rapporto di forma tanto del rapporto di taper, e vale ovviamente 1 per ali ellittiche. Ogni altro disegno della pianta diverso da quello ellittico presenta un valore di E minore di 1, il che aumenta il valore della resistenza indotta a parità di downwash.

In generale, qualsiasi vela con semipianta di forma variabile dalla forma triangolare a quella rettangolare, non svergolata e senza cambiamento di sezione, se immersa in un flusso costante, tenderà a sviluppare una distribuzione di carico in qualche modo compresa tra la forma della propria geometria fisica e quella semi ellittica ideale. Tra le forme di vela più comuni, quella triangolare ha caratteristiche decisamente inferiori alle altre, per ogni assegnato valore del rapporto di forma. In fatti, il suo “decadimento geometrico di prestazioni” aumenta in funzione del rapporto di forma in maniera maggiore di quanto accade nel caso di forme meno estremizzate. Nel caso non sia presente svergolatura, fino a rapporti di forma A_R pari a 4, vele con rapporto di taper dritto con valori compresi tra 0.15 e 1 (da forme con estremità molto stretta fino a perfettamente rettangolari), presentano valori di resistenza indotta non superiori dell'1% rispetto al valore dell'ellisse ideale a parità di rapporto di forma. Per lo stesso valore del rapporto di forma $A_R = 4$, la vela di forma triangolare presenta un valore di resistenza indotta del 5% superiore rispetto al caso ellittico ideale.

Per $A_R = 10$, la differenza sale al 20%, mentre per lo stesso valore del rapporto di forma, vele a rapporto di taper compreso tra 0.28 e 0.65 presentano ancora non più del 2% di resistenza indotta in più di quella del caso ideale. Per $A_R = 20$, il valore sale al 28% nel caso di vele triangolari non svergolate, mentre è ancora limitato a non più del 3.5% per vele con rapporto di taper compreso tra 0.28 e 0.55, e al 14% nel caso di forma puramente rettangolare. Tutte le considerazioni precedenti sono state fatte a parità di rapporto di forma, ma, sotto l'ipotesi di un perfetto innesto dell'ala (vela) in corrispondenza della sezione di radice, l'ala (vela) di forma triangolare presenta un rapporto di forma esattamente doppio di una rettangolare con eguali misure di base e altezza. Sulla base di questa osservazione e ricordando che nell'espressione del coefficiente di resistenza indotta il rapporto di forma A_R compare a denominatore, la vela triangolare presenta un valore di resistenza indotta minore di quello della vela rettangolare, malgrado la maggior inefficienza di forma.

L'espressione per il coefficiente di resistenza indotta precedentemente scritta non tiene conto di un parametro fondamentale: la svergolatura. L'equazione completa della resistenza indotta, si scrive:

$$C_{D_i} = \frac{C_L^2}{A_R \pi E} + C_L \varepsilon (a - e) \cdot v + [\varepsilon (a - e)]^2 \cdot w \quad (\text{Eq. 0.3})$$

dove ε è l'angolo di svergolatura misurato tra la direzione della corda alla radice e quella della corda all'apice, a partire dalla direzione di portanza nulla con verso positivo per gli angoli di incidenza crescenti verso l'apice. Una svergolatura che tende a ridurre l'angolo di incidenza all'apice è detto washout. L'angolo opposto, detto washin, è raramente utilizzato per le ali degli aerei. Il termine $(a-e)$ è relativo alla pendenza della curva della portanza efficace di ogni sezione e v e w sono fattori assegnati; di fatto $(a-e)$ è uguale al valore della pendenza della portanza efficace divisa per il fattore di correzione della velocità E_j , rapporto tra il semiperimetro dell'ala e la sua apertura. Ali a semipianta triangolare hanno un valore di $v = -0.008$ per valori di rapporti di forma compresi tra 2 e 7, che cresce con legge lineare a un valore di 0.006 per il valore del rapporto di forma di 17. Ali a pianta rettangolare hanno un valore di $v = 0.005$ per rapporti di forma compresi tra 8 e 20, valore che poi decresce fino a $v = 0.003$ per il rapporto di forma 3, e che tende a zero per rapporto di forma pari a 2. Dall'esame dell'espressione completa della resistenza indotta, si può osservare che per le ali a pianta triangolare aventi un rapporto di forma fino a 7, il valore della resistenza indotta è accresciuto dal contributo del washout che determina un segno positivo per il secondo termine a secondo membro, essendo l'angolo di svergolamento negativo nel caso di washout. Al contrario, le ali a pianta rettangolare hanno un contributo alla resistenza indotta negativo dal washout, reso ancora più importante dall'elevato valore del coefficiente di portanza. Il terzo termine a secondo membro dipende dal fattore w . Questo fattore è sempre positivo e non è

mai più elevato di 0.004 per il caso della pianta rettangolare e di 0.003 per quella triangolare. Questi valori massimi sono raggiunti per un rapporto di forma pari a 7.

Flusso 3D intorno a una coppia di vele

Il caso di vento leggero

Con venti leggeri una barca a vela riuscirà quasi sempre a sviluppare una velocità tanto maggiore quanto più la portanza delle vele potrà essere incrementata. Fino a che non vi è alcuna separazione significativa del flusso, la resistenza aumenta con il quadrato della portanza. Fino a che la portanza continua ad aumentare, la resistenza aumenta ancor più rapidamente, fino a che le condizioni di massima portanza vengono raggiunte e la vela entra in stallo. Fino a condizioni prossime a quelle di stallo, la spinta sulla vela continua ad aumentare e con essa la velocità della barca, malgrado l'aumentato valore della resistenza e della collegata forza sbandante. Questo perchè con venti leggeri, la forza ed il momento sbandanti non sono un problema, almeno fino a valori molto elevati della forza laterale, per il quale la resistenza indotta della parte di scafo immersa risulta eccessiva [2].

Da quanto detto, nel caso di venti leggeri, il criterio di progettazione deve cercare di massimizzare la portanza ottenibile. Questo può essere ottenuto nei modi seguenti:

- forme arrotondate della zona prossima al bordo di attacco della vela di testa, per permettere grandi angoli di incidenza;
- massimo mascheramento delle vele per permettere di portare il boma il più possibile allineato con l'asse della barca e oltre;
- indurre grandi camber nel piano velico visto come un tutt'uno;
- massima pienezza possibile delle due vele separatamente;
- realizzazione di una balugina possibilmente arrotondata della randa per incrementare il carico nella zona del bordo di uscita;
- la svergolatura necessaria a prevenire lo stallo.

La vela di testa beneficia della portanza generata dalla randa che si trova dietro di essa. Per prevenire la separazione del flusso sul lato di estradosso, è desiderabile avere un bordo di attacco pieno ed arrotondato. Per sviluppare le migliori prestazioni in condizioni di vento leggero, le barche a vela necessitano di navigare basse e veloci, con grandi angoli di vento apparente.

Il mascheramento tra le due vele massimizza la portanza in due modi. In primo luogo, il genoa beneficia del fatto che la sua balugina si trova nella zona di flusso veloce sul lato di estradosso della randa. Tale flusso, altamente accelerato, quello che crea la maggior parte della depressione che fa

muovere la barca, fa sì che nella zona di balugina del genoa non vi sia necessità per il flusso di estradosso del genoa stesso di decelerare fino a ritrovare la velocità del vento apparente. In questo modo si allontanano le condizioni per l'instaurarsi dello stallo del genoa. La decelerazione del flusso sarà poi graduale sull'estradosso della randa. Al tempo stesso il mascheramento operato sulla randa dalla zona di balugina del genoa, previene troppo forti accelerazioni del flusso nella zona anteriore della randa. Di conseguenza il flusso procedendo lungo il lato di estradosso della randa non deve decelerare troppo nella zona di balugina della randa stessa per ritrovare le condizioni di velocità del vento apparente, rendendo così più difficile l'insorgere della separazione.

Il camber, anche detto grassezza della vela, incrementa la portanza, ma fino a un certo limite: non appena la velocità del flusso di estradosso raggiunge un valore di più di due volte la velocità del vento apparente, il flusso di intradosso si arresta, o addirittura inverte il suo moto, e la portanza diminuisce. Questo fenomeno si instaura in pratica a circa il 20% della corda.

Il caricamento posteriore, ottenuto incurvando la zona di balugina della randa, può dare un piccolo incremento della portanza, aggiungendo un piccolo contributo positivo di pressione sul lato di intradosso. Particolare cura deve però essere messa nell'evitare di aumentare troppo la separazione del flusso all'estradosso. A questo scopo è utile fare uso di nastri posti sul bordo di uscita, che aiutano a capire quale sia la direzione del moto del fluido in quella zona.

Lo svergolamento viene utilizzato per regolare l'ampiezza delle zone di separazione del flusso. Le condizioni di massima portanza e spinta vengono raggiunte in presenza di significative zone di flusso separato, ma vi è un limite oltre al quale la separazione del flusso diventa nociva. A causa della loro forma quasi triangolare, le vele tendono a separare nella zona di apice, e la separazione parte sempre dall'apice per poi propagarsi verso la zona di radice lungo la balugina. La ragione sta nel fatto che non appena l'angolo di incidenza aumenta (perché il timoniere stringe il vento, o perché il boma viene tirato), la zona di apice, che è più stretta, viene progressivamente più e più caricata per unità di superficie, rispetto alla zona di radice, che è più larga. Si tratta di un tentativo della Natura di minimizzare la nociva resistenza indotta (legata alla portanza), tramite una più uniforme redistribuzione del carico sul piano velico.

Si è visto in precedenza come una proprietà delle vele a pianta triangolare sia quella di conferire una rotazione di anche 30° - 40° lungo tutta l'inferitura al flusso incidente su di esse. Nella parte di radice l'angolo effettivo del vento incidente è più piccolo di quello del vento apparente indisturbato, mentre spostandosi verso la zona di apice, tale angolo aumenta rapidamente.

Il risultato finale è una separazione del flusso che inizia nella zona di apice, mentre il vero meccanismo di questa massiva curvatura del flusso giace nella presenza dei vortici lungo la balugina e nella presenza di vortici a grande energia sull'inferitura nella zona di estradosso

all'apice della vela, che si manifestano per gli alti carichi connessi con grandi valori dell'angolo del vento apparente.

Questa è la ragione per la quale in condizioni di vento leggero è meglio utilizzare vele che sono magre nella zona di radice, il che determina l'averne un minor carico per unità di superficie, per poi diventare più grasse muovendosi verso l'apice, il che aumenta il valore del carico per unità di area. Una più uniforme distribuzione del carico significa avere una resistenza indotta minore e una spinta maggiore. L'uso di profili più grassi dà risultati migliori in presenza di flussi svergolati, ma si deve anche spostare il punto di massimo camber più in avanti procedendo verso l'apice della vela, aumentando così ulteriormente l'angolo di ingresso del flusso, per assicurare lo sviluppo di un flusso privo di bolle di circolazione lungo l'inferitura.

Il caso di vento forte

Quando le condizioni di vento di progetto vengono raggiunte e superate, la massima portanza e la separazione del flusso associata cessano di essere un problema. Quello che invece inizia a dominare la prestazione della barca a vela è il momento sbandante. Come visto in precedenza l'effetto della resistenza non è solo quello di diminuire la forza di spinta della vela, ma anche quello di far aumentare la forza di sbandamento. Diventa quindi importante riuscire a minimizzare la resistenza e a massimizzare il rapporto portanza/resistenza.

Smagrire e svergolare l'apice delle vele aiuta a tenere il momento sbandante sotto controllo. Così come la forma triangolare delle vele. Non appena il timoniere inizia a orzare per contrastare uno sbandamento eccessivo, le vele si dispongono ad un angolo più stretto rispetto al vento e accade l'opposto di ciò che è stato precedentemente discusso per il caso di venti leggeri. La parte alta della vela si scarica e l'effettivo angolo di incidenza è più uniforme muovendosi dalla radice all'apice. A valori di portanza ridotti, i vortici di estradosso sono meno intensi che nel caso di venti leggeri, e le vele non deviano la direzione del flusso tanto quanto visto prima.

Questa è una proprietà delle vele a pianta triangolare, che non è presente in quelle a balugina ellettica. Le vele regolano automaticamente la loro distribuzione di carico al cambiare dell'angolo del vento apparente, cosicché la barca può far fronte più facilmente a un più vasto intervallo di velocità del vento. Per evitare "backwinding" è desiderabile smagrire la randa nella sua parte frontale. La parte di apice della vela necessita di essere ancora più magra, spostando il punto di massimo camber ancora più verso la balugina.

In condizioni estreme è vantaggioso lasciare che l'apice si "giri" completamente, determinando l'insorgere di una forza di sbandamento negativa, una portanza diretta verso l'intradosso, e fornendo alla barca una leva più grande. Questo permette di produrre molta più portanza nella parte

inferiore della vela e risulta in una spinta maggiore per una dato momento sbandante. Comunque, prima che la vela inizi a backwind, si preferisce smagrirla il più possibile. Il backwinding non solo spinge la barca indietro, ma tende anche ad aumentare il weather helm, il che è solitamente un problema in condizioni di vento forte.

Un primo caso test: il catamarano di classe “Tornado”

Descrizione del caso test

Come imbarcazione di riferimento per il progetto si è scelto un catamarano di classe Tornado. Il Tornado è la più veloce e spettacolare tra le classi olimpiche. La Figura 11 mostra un Tornado in navigazione.



Figura 11: "Tornado" in navigazione

La barca può raggiungere una velocità massima di più di 30 nodi, con una velocità media compresa tra 15 e 20 nodi. L'invelatura è costituita da una randa, un fiocco e, raramente, da uno spinnaker. Poiché il Tornado appartiene alle classi a disegno fisso, ci sono regole precise che fissano le dimensioni e i materiali con i quali la barca deve essere costruita. Dal punto di vista del progetto della barca dunque, il progettista non ha pressochè libertà alcuna. Le principali misure caratteristiche del Tornado sono quelle riportate in Tabella 1.

Lunghezza	6.10 m	Baglio	3.05 m
Albero	9.30 m	Peso	160 kg
Sup. randa	15 m ²	Sup. fiocco	7 m ²
Trapezio	Singolo		

Tabella 1: principali caratteristiche geometriche del "Tornado"

Nella costruzione del modello geometrico sono state fatte le seguenti semplificazioni:
non sono compresi gli scafi, il cordame e le strutture di bordo, così come la presenza dell'equipaggio;
non è considerato lo sbandamento del catamarano in condizioni di navigazione;
la sezione di base del fiocco è posta al livello del mare, non vi è quindi luce tra la sezione di base del fiocco e il pelo libero dell'acqua;
le vele sono considerate strutturalmente rigide e indeformabili sotto l'azione del vento.

Ad eccezione del primo e dell'ultimo punto dell'elenco precedente, le semplificazioni fatte rappresentano l'equivalente numerico di una misurazione sperimentale effettuata a terra.

Geometria

La Figura 12 mostra una rappresentazione schematica della configurazione geometrica utilizzata per lo svolgimento del caso test.

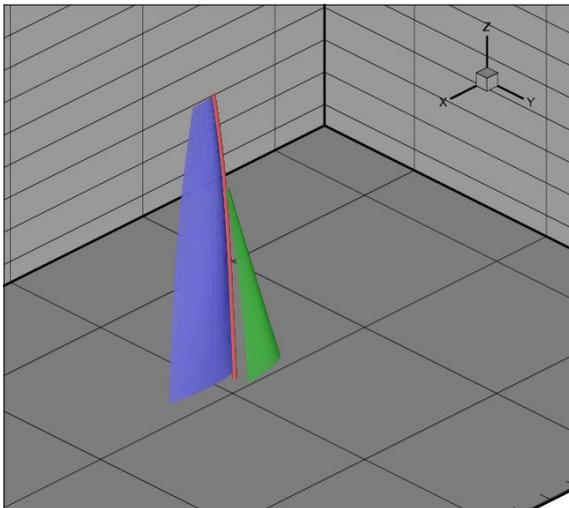


Figura 12: rappresentazione schematica della geometria utilizzata

Randa

La Tabella 2 riassume le misure geometriche regolamentari della randa. La tridimensionalità della vela è definita geometricamente attraverso l'assegnazione di opportuni parametri geometrici (lunghezze, angoli e parametri di forma), su un certo numero di sezioni. Nel caso presente sono date sei sezioni differenti, incluse quelle di radice e di apice.

Poiché la parte centrale della vela è a pianta trapezoidale, il valore della corda di ciascuna sezione è stato ottenuto come somma dei contributi della parte trapezoidale stessa, dell'inflessione dell'albero e di quello della zona del bordo di uscita della vela, come appare in Figura 13.

P = Luff lenght	8.90	E = Foot	2.40
Mast Rake	0.80	Head Width	0.80
MR = Max Roach	0.266	Head to MR	40% P
Foot Round	0.01266	Luff to Max Round	50% E
Leech	8.55	Sheet Angle	0°
MMB = Max Mast Bend	0.1498		

Tabella 2: dati geometrici regolamentari della randa

Section's number	Height % P	Camber % c	Camber position % c	Twist [deg]	Entry Angle [deg]	Exit Angle [deg]	Roach Shape % MR	Mast bend % MMB
0	0	5.160	42.97	0	22.18	-7.92	0	0
1	20	9.177	38	1.062	31.99	-11.25	49.76	43.76
2	40	11.612	33.26	2.261	39.98	-11.64	85.59	80.78
3	60	11.526	29.345	3.694	42.90	-8.72	100	99.52
4	80	9.092	26.112	5.303	39.98	-3.57	79.85	80.87
5	100	5	23.22	7	29.36	2.57	0	0

Tabella 3: dati geometrici delle sezioni della randa; c e' il valore della corda dei profili

c	Depth at 10% c	Depth at 20% c	Depth at 30% c	Depth at 40% c	Depth at 50% c	Depth at 60% c	Depth at 70% c	Depth at 80% c	Depth at 90% c
0	2.9831	4.3892	4.9718	5.1520	5.0618	4.6067	3.8249	2.7643	1.4733
1	4.9711	7.7412	8.8926	9.1066	8.6595	7.615	6.0836	4.2173	2.1565
2	6.6137	10.2544	11.5405	11.4089	10.4477	8.8899	6.9418	4.7575	2.4294
3	7.056	10.652	11.5251	10.9949	9.7523	8.0904	6.2127	4.2224	2.153
4	6.0078	8.7272	9.0253	8.3321	7.2913	5.988	4.5674	2.9715	1.5176
5	3.5723	4.9326	4.8737	4.4034	3.7585	3.0457	2.3025	1.5427	0.7456

Tabella 4: parametri di forma delle sezioni della randa

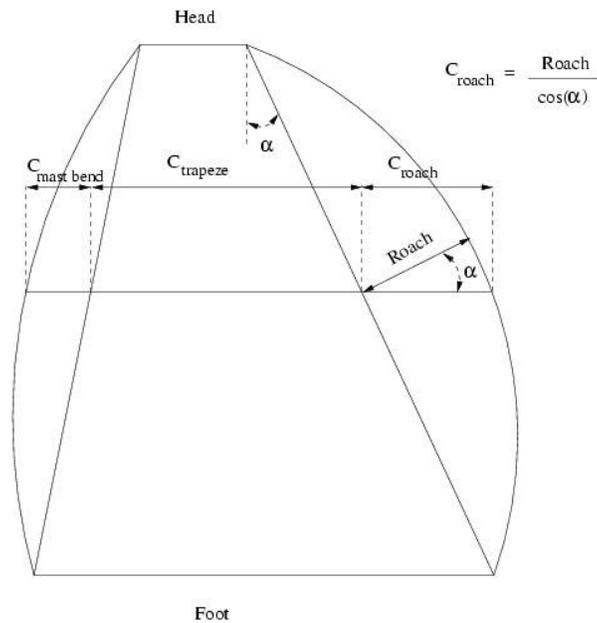


Figura 13: costruzione geometrica delle corde delle sezioni della randa

Albero

In condizioni di funzionamento reali l'albero e' inflesso. I principali parametri geometrici che per regolamento ne vincolano la forma, e le misure relative all'albero del catamarano in studio, sono quelli riportati nella Figura 14.

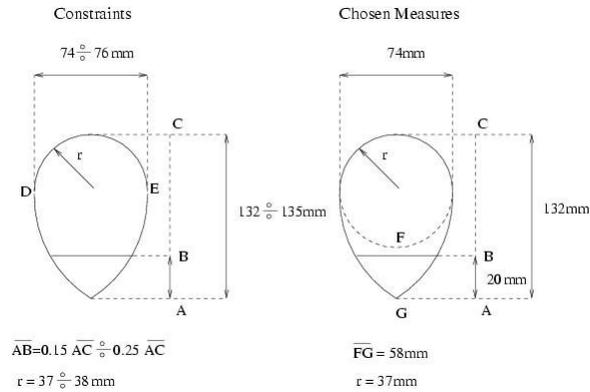


Figura 14: misure regolamentari dell'albero e valori scelti

Fiocco

P = Luff lenght	6.29	Foot	1.71
Leech length	6	J = Jib base	1.80
I = Jib hoist	6.80	MLH = Max Leech Hollow	-0.00254
Foot Round	0.080	MHS = Max headstay sag	0.02495
JO = Jib opening	0.44	Δz mainsail's foot-headsail's foot	0.2

Tabella 5: dati geometrici del fiocco espressi in metri

La Figura 15 mostra il significato geometrico delle quantita' riportate nella Tabella 5. Dalle quantita' di Tabella 5 e di Figura 15 possono essere calcolati gli altri parametri atti alla completa definizione della geometria del fiocco. La procedura di calcolo e' la seguente:

- X_E puo' essere calcolato con l'equazione della linea retta passante per i due punti della randa piu' vicini a E;
- Il segmento \overline{AE} dalle coordinate di A e di E;
- L'angolo α dalla relazione $\alpha = \arcsin \frac{Z_E + Z_0 - Z_A}{\overline{AE}}$
- $X_B, Z_B = Z_C$ da :
$$\begin{aligned} X_B &= \overline{AB} \cos \alpha - X_A \\ Z_B &= \overline{AB} \sin \alpha - Z_A \end{aligned}$$
- X_C da : $\overline{CD} = \sqrt{(X_C - X_D)^2 + (Z_C - Z_D)^2} = 600$

Allo scopo di ottenere il desiderato valore di JO, il fiocco deve essere ruotato intorno alla linea \overline{AE}

di Figura 15 di un angolo γ dato da: $\gamma = \arcsin \frac{(JO/\sin \alpha)}{\overline{AD}}$

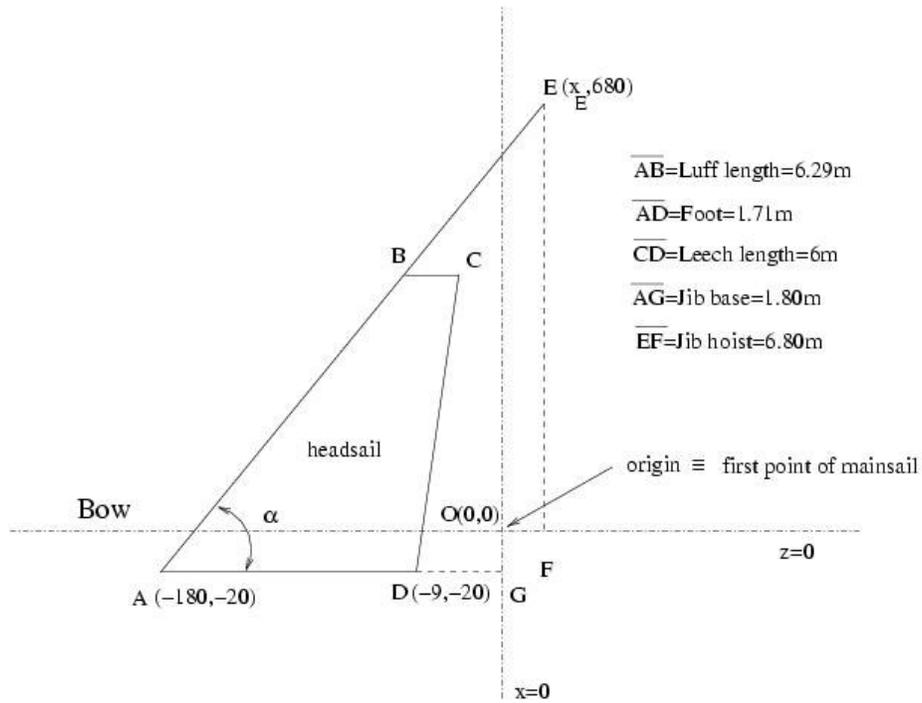


Figura 15: significato geometrico dei parametri di Tabella 5

Section's number	Height % L	Camber % c	Camber position % c	Twist [deg]	Entry Angle [deg]	Exit Angle [deg]	Leech Hollow % MLH	Headstay sag % MHS
0	0	7.3	31	0	29.37	-8.15	0	0
1	10	8.706	31.36	1.231	33.71	-8.61	79.78	69.8
2	20	9.766	31.697	2.529	36.95	-8.64	100	98.48
3	40	10.758	32.331	5.424	40.65	-7.12	85.55	92.35
4	70	10.146	33.26	10.626	41.81	-1.49	49.66	57.35
5	100	8.2	34.24	16.54	39.88	6.52	0	0

Tabella 6: dati geometrici delle sezioni del fiocco; c e' il valore della corda dei profili

c	Depth at 10% c	Depth at 20% c	Depth at 30% c	Depth at 40% c	Depth at 50% c	Depth at 60% c	Depth at 70% c	Depth at 80% c	Depth at 90% c
0	4.4367	6.6217	7.2887	7.0613	6.3341	5.2902	4.0726	2.2766	1.4066
1	5.1951	7.8531	8.6821	8.4463	7.6042	6.3733	4.9201	3.3477	1.7039
2	5.7365	8.763	9.7247	9.4987	8.5801	7.2139	5.5831	3.8053	1.9384
3	6.1427	9.5569	10.7198	10.5096	9.5471	8.0677	6.2681	4.2826	2.1839
4	5.5461	8.8737	10.079	9.9676	9.1214	7.7519	6.0443	4.1363	2.1093
5	4.2228	7.0334	8.112	8.0962	7.4648	6.3789	4.9884	3.416	1.7404

Tabella 7: parametri di forma delle sezioni del fiocco

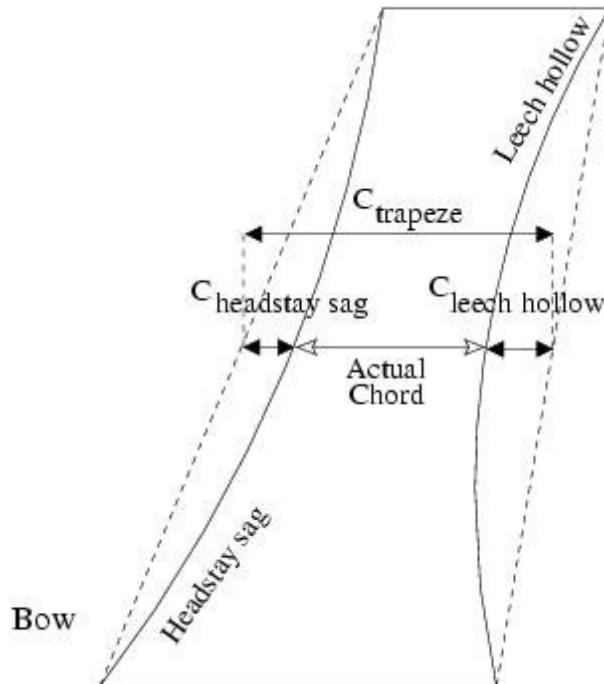


Figura 16: costruzione geometrica delle corde delle sezioni del fiocco

Ancora una volta la geometria del fiocco e' assegnata mediante sei differenti sezioni, e, come nel caso della randa, i valori della corda di ciascuna sezione sono calcolati come somme delle quantita' indicate nella Figura 16.

Condizioni del vento

Un diagramma realistico del triangolo di velocita' del vento, e' quello riportato nella Figura 17. Per la definizione di vento apparente si rimanda all'Appendice. Il vento reale ha un'intensita' di 12

knots ($\cong 6 \text{ m/s}$) e forma un angolo di 45° con l'asse di simmetria del catamarano. La barca si muove con una velocita' di 12 knots rispetto all'acqua (per ottenere la velocita' della barca rispetto a terra, occorre aggiungere la velocita' della corrente). Con semplici considerazioni geometriche si possono ricavare l'intensita' del vento apparente e l'angolo che esso forma con l'asse di simmetria del catamarano. Tali valori sono dati da:

$$V_a = \sqrt{V_w^2 + V_b^2 - 2V_w V_b \cos(180 - \beta)} \cong 11.086$$

$$\alpha = \arccos\left[\frac{(V_a^2 + V_b^2 - V_w^2)}{2V_b}\right] \cong 22.51^\circ$$

A partire da queste condizioni, l'intensita' del vento apparente e' stata mantenuta costante, mentre se ne e' fatta variare la direzione per ricoprire l'intervallo angolare compreso tra 0° e 82° . Si e' inoltre usata l'approssimazione di considerare il vento reale costante in direzione ed intensita' rispetto all'altezza dalla superficie dell'acqua.

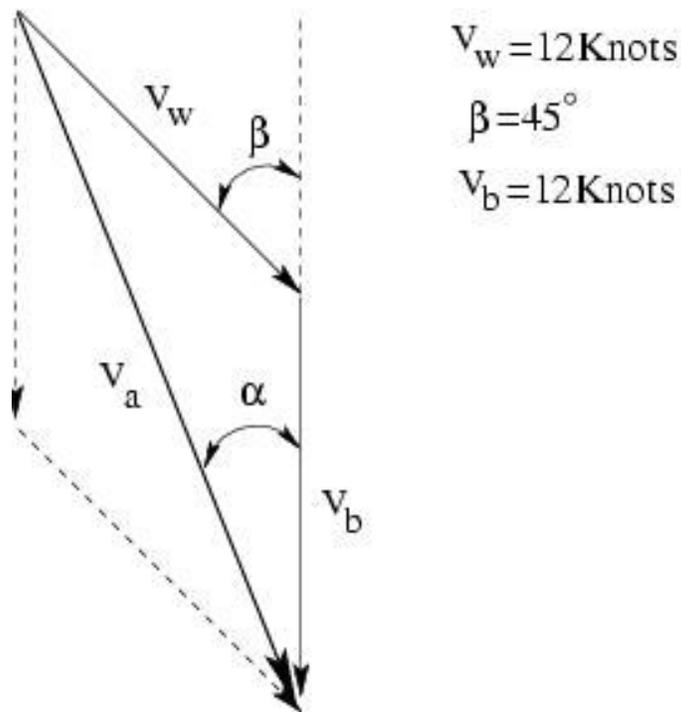


Figura 17: triangolo di velocita' del vento: gli angoli e le lunghezze sono nelle corrette proporzioni

Modellistica

Il modello fisico

La randa e il fiocco possono essere immaginati come un'ala multi-profilo (come nel caso di un'ala di un aereo con i flap estesi). Da questo punto di vista la vela (ala) avrebbe una corda totale data da:

$$\text{Chord} = |X_{\text{start maindail}} - X_{\text{end headsail}}| = 4.20 \text{ m}$$

Sulla base di questa corda fittizia, si puo' calcolare il valore del numero di Reynolds della vela (ala), che e' dato da:

$$\text{Re} = \frac{V_a \cdot \text{Chord}}{v_{\text{air}}} = \frac{11.086 \cdot 4.20}{1.5 \cdot 10^{-5}} = 3.1 \cdot 10^6$$

Ricordando che nel caso di flusso su lastra piana, il numero di Reynolds critico (per il quale si ha transizione da regime laminare a turbolento) e' di circa $5 \cdot 10^5$, lo strato limite sulla vela puo' ragionevolmente considerato turbolento ed e' quindi necessario introdurre un modello di turbolenza per la corretta descrizione del flusso.

La scelta del modello di turbolenza dipende da molte considerazioni, quali: la fenomenologia dei fenomeni fisici che avvengono nel flusso, il livello di accuratezza richiesto, le risorse computazionali disponibili e il tempo di calcolo ritenuto accettabile per effettuare la simulazione. Nel caso presente si e' scelto di utilizzare il modello di Spalart e Allmaras [31] come modello di base per la modellazione della turbolenza. Per alcune delle simulazioni svolte, allo scopo di avere una soluzione di confronto, e' stato utilizzato anche il modello $\kappa - \epsilon$ standard [38]. Dettagli sui due modelli utilizzati possono essere trovati nell'Appendice. Il modello di Spalart e Allmaras e' particolarmente attraente per diversi motivi. Intanto fa uso di una sola equazione, e' numericamente robusto ed e' di facile implementazione. Conseguenza immediata di queste proprieta' e' un sensibile risparmio del tempo di calcolo e delle risorse computazionali necessarie, rispetto all'impiego di altri modelli (come il gia' citato $\kappa - \epsilon$ standard). Per di piu', il modello di Spalart e Allmaras e' stato storicamente sviluppato per le applicazioni aeronautiche, ha dato prova di fornire buoni risultati in presenza di strati limite soggetti a gradienti di pressione avversi e rappresenta percio' una scelta naturale per la classe di applicazioni in esame.

Il modello numerico

La griglia

La Figura 18 mostra una rappresentazione schematica della griglia strutturata multi-blocco che è stata creata per le simulazioni. Il modello di Spalart e Allmaras non richiede specifiche particolarmente stringenti sulla densità delle celle di griglia in prossimità delle pareti solide, in quanto, pur non facendo uso esplicito di funzioni di parete, queste sono di fatto in qualche modo incluse nella formulazione del modello stesso [31]. Il criterio seguito nella distribuzione delle celle di griglia in direzione normale alle pareti solide, è stato quello di garantire un valore di y^+ (coordinata adimensionale) non maggiore di 30 su tutta la superficie velica della randa in una zona il più ampio possibile a valle del bordo di innesto della randa sull'albero.

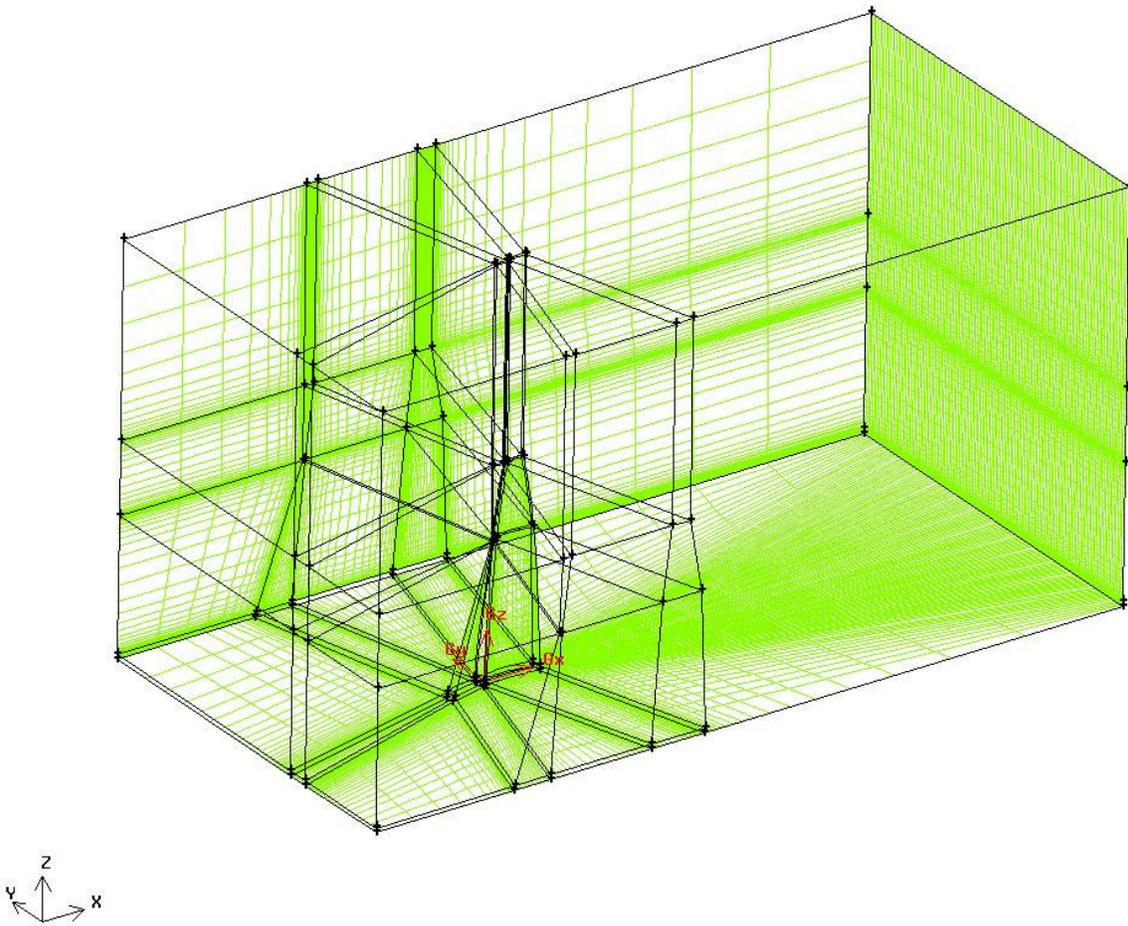


Figura 18: visione globale della griglia multi-blocco adottata per il calcolo

La distribuzione di y^+ è un risultato del calcolo e quindi non noto a priori. Esistono però metodi per ottenere delle valutazioni di massima del valore di y^+ che è possibile aspettarsi di ottenere dal

calcolo per un dato valore della distanza y della prima striscia di celle dalle pareti solide. Questi metodi partono dalla considerazione che nel sotto-strato limite laminare valgono le relazioni di eguaglianza:

$$\frac{y}{I_\tau} = y^+ = u^+ = \frac{u}{u_\tau}$$

dove la velocità di attrito u_τ è data da:

$$u_\tau = U_e \sqrt{\frac{0.0296}{\text{Re}_x^{1/5}}} = 11.086 \sqrt{\frac{0.0296}{(3.1 \cdot 10^6)^{1/5}}} = 0.4278 \text{ m/s}$$

essendo U_e la velocità all'esterno dello strato limite, che può essere in prima approssimazione assunta uguale a V_a .

La scala delle lunghezze può essere calcolata come:

$$I_\tau = \frac{v}{u_\tau} = \frac{1.5 \cdot 10^{-5}}{0.4278} = 3.5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$$

cosicché può essere calcolato il valore della distanza della prima cella dalle pareti solide:

$$y^+ \approx 30 \quad \Rightarrow \quad y \approx 1.05 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

Il soddisfacimento di questa condizione nella griglia strutturata di Figura 18 comporta l'aver valori di y^+ più piccoli nelle zone nelle quali le due vele sono più vicine l'una all'altra. Un controllo a posteriori del campo di valori di y^+ risultanti dal calcolo, ha mostrato che y^+ assume quasi ovunque sulle superfici delle vele valori compresi tra 5 e 30. La scelta fatta di utilizzare una griglia strutturata permette di ottenere una migliore definizione dello strato limite e di minimizzare gli errori dovuti alla non ortogonalità delle celle.

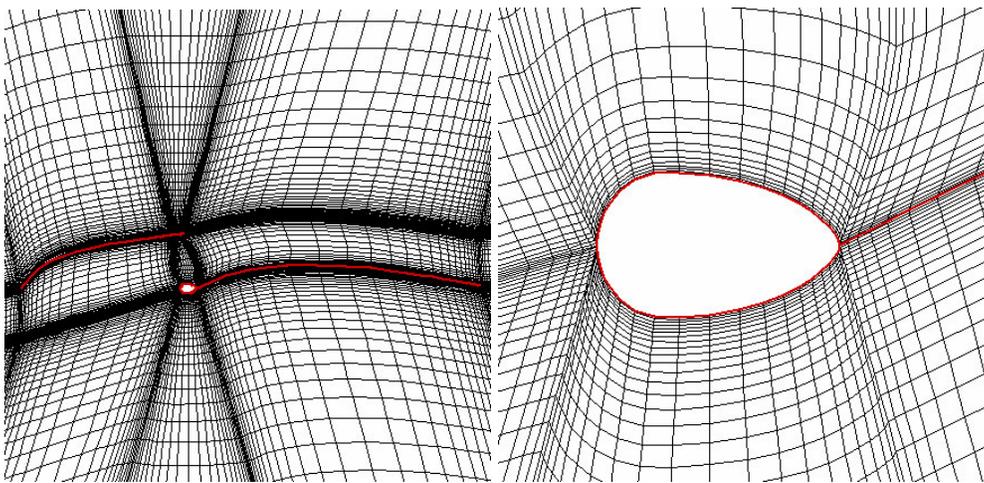


Figura 19: sezioni della griglia di calcolo: il canale tra le vele (sinistra); particolare dell'albero (destra)

La Tabella 8 riporta alcuni dati significativi della griglia usata nel calcolo. Le dimensioni del dominio computazionale sono state scelte in modo da garantire che le condizioni al contorno imposte sulle sezioni di uscita non alterino il valore della circolazione Γ , che e' quello che determina le forze agenti sull'invelatura.

Tipo di griglia	Strutturata multi – blocco		
N. blocchi	50	N. totale di nodi	1,166,656
N. celle esaedriche	1,128,400	N. nodi lungo x	119
N. nodi lungo y	128	N. nodi lungo z	74
N. nodi randa (foot x luff)	32 x 50	N. nodi albero sezione x vert.	40 x 70
N. fiocco (foot x luff)	44 x 40		
Dimensioni del dominio computazionale nel sistema di coordinate di Figura 18			
Altezza dalla sezione di apice della randa (+z)	8.40		
Distanza longitudinale fiocco - sez. di inlet (-x)	8.47		
Distanza longitudinale randa – sez. di outlet (+x)	21.		
Distanza laterale randa – sez. inlet (-y)	7,50		
Distanza laterale fiocco – sez. di outlet (+y)	9.24		
Altezza della sezione di radice del fiocco (-z)	0.		

Tabella 8: dati principali della griglia di calcolo; le lunghezze sono espresse in metri

Il solutore

Il codice utilizzato per il calcolo e' descritto in Appendice. La Tabella 9 riporta un breve elenco dei parametri impostati per il calcolo.

Solutore	Accoppiato
Schema di avanzamento temporale	Implicito
Precisione	Doppia
Dimensione spaziale	3D
Tipo di calcolo	Stazionario
Termine di produzione per il modello S. & A.	Vorticity – based
Densita'	Calcolata tramite equazione dei gas ideali
Discretizzazione spaziale equazioni RANS	Secondo ordine
Discretizzazione spaziale equazione S. & A.	Secondo ordine
BC pareti di albero, randa e fiocco	Parete no-slip
BC inlet	Velocità inlet
BC outlet	Pressare outlet
BC contorni rimanenti	symmetry

Tabella 9: principali parametri utilizzati per i calcoli

La Figura 20 mostra la collocazione e la tipologia delle condizioni al contorno utilizzate (BC).

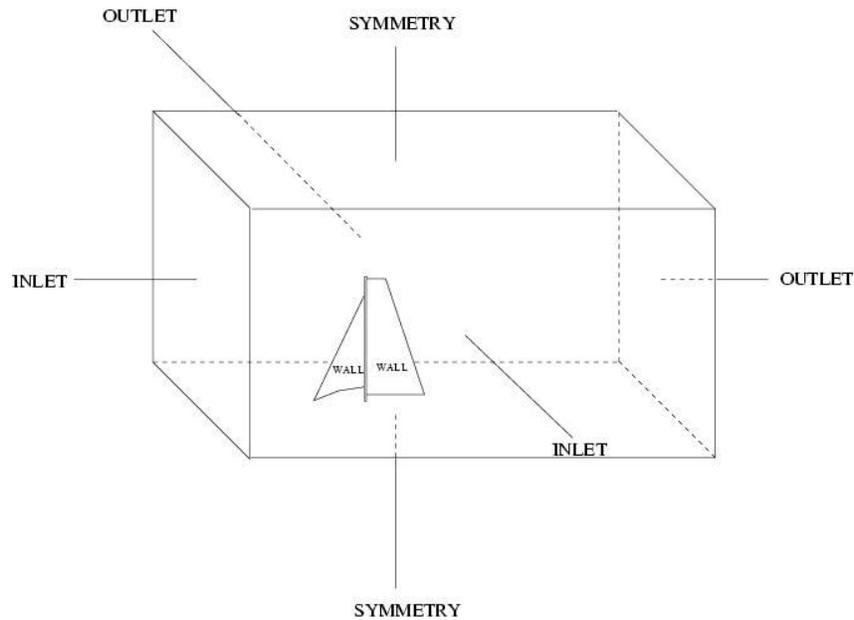


Figura 20: condizioni al contorno imposte sul dominio computazionale

Risultati

Il calcolo

Con il modello descritto nei paragrafi precedenti e' stata eseguita una prima serie di simulazioni per ricoprire i 12 seguenti valori dell'angolo del vento apparente: 0°, 7°, 22.51°, 32.51°, 37°, 42.51°, 47°, 52.51°, 62.51°, 72.51°, 82°. Per ciascuna simulazione sono state necessarie circa 36 ore di calcolo su 6 processori della macchina parallela IBM SP¹.

La convergenza

Per la determinazione delle raggiunte condizioni di convergenza del calcolo (a condizioni stazionarie), si sono monitorati i residui di tutte le equazioni risolte dal modello matematico. In aggiunta a questo, si e' anche monitorato l'andamento delle grandezze di interesse (coefficienti di forza e momenti), per accertare l'effettivo raggiungimento di condizioni stazionarie. Una tipica storia di convergenza e' quella mostrata nella Figura 21. Quello rappresentato in Figura 21 e' il tipico andamento della convergenza per tutti gli angoli esaminati, ad eccezione per il valore di 0°, per il quale il modello fatica a trovare una soluzione realmente stazionaria. La Figura 22 mostra l'andamento della convergenza nel caso di 0°.

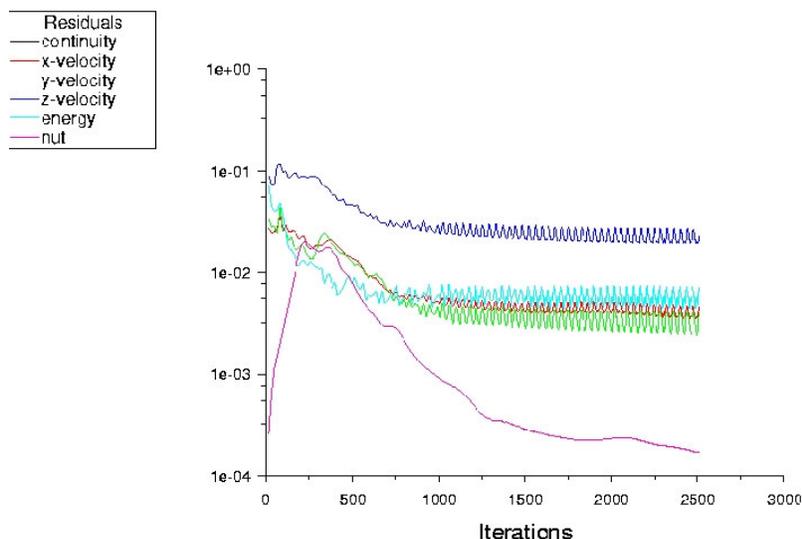


Figura 21: tipica storia di convergenza dei residui delle equazioni risolte dal modello

¹ La macchina parallela IBM SP del CRS4 e' una RS/6000 SP con un singolo nodo "high". Un nodo "high" e' costituito da 16 processori di tipo POWER3 con un clock di 375MHz. I processori fanno uso di una memoria condivisa di 16GB.

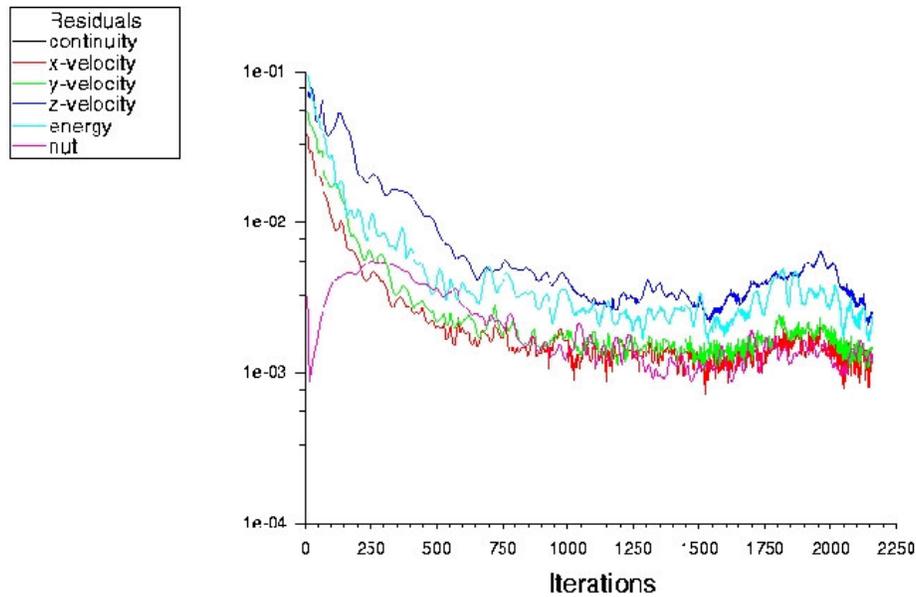


Figura 22: storia di convergenza delle equazioni risolte per il caso di 0°

I coefficienti aerodinamici

Notazioni e sistemi di riferimento

La Figura 23 richiama le definizioni delle forze agenti sulla vela e degli angoli di interesse. E' conveniente proiettare la forza risultante calcolata dal codice CFD nelle due direzioni coordinate x e y di Figura 23, per poi ricavare le altre grandezze di interesse. Cio' puo' essere fatto ricordando che:

$$T = -F_x$$

$$H = F_y$$

$$L = T \sin \alpha + H \cos \alpha$$

$$D = -T \cos \alpha + H \sin \alpha$$

dove:

F_x e' la componente di F_{TOT} sull'asse x;

F_y e' la componente di F_{TOT} sull'asse y;

T e' la spinta, forza che agisce nella direzione del moto;

H e' la forza sbandante, la forza laterale che fa sbandare la barca;

L e' la portanza, forza che ha direzione normale alla direzione del vento apparente;

D e' la resistenza, forza che agisce nella direzione del vento apparente.

I coefficienti dimensionali associati a queste forze sono calcolati prendendo come fattore di adimensionalizzazione: $\frac{1}{2} \rho_{\text{ref}} V_{\text{ref}}^2 A_{\text{ref}}$, dove il pedice “ref” indica che si tratta di grandezze di riferimento. I valori usati nel presente lavoro per le grandezze di riferimento sono, rispettivamente:

$$A_{\text{ref}} = \text{area di riferimento} = A_{\text{albero}} + A_{\text{randa}} = 2.9904432 + 17.038198 = 20.02864 \text{ m}^2$$

$$V_{\text{ref}} = \text{velocita' di riferimento} = V_a = 11.086 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\rho_{\text{ref}} = \text{densita' di riferimento} = \rho_{\text{aria standard}} = 1.176674 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

I momenti agenti sulla vela, in modo del tutto simile, possono essere proiettati sugli assi principali e riportati come coefficienti adimensionali. Il coefficiente di adimensionalizzazione per i momenti e' calcolato come:

$$\frac{1}{2} \rho_{\text{ref}} V_{\text{ref}}^2 A_{\text{ref}} L_{\text{ref}}$$

essendo $L_{\text{ref}} = \text{lunghezza di riferimento} = 1. \text{ m}$

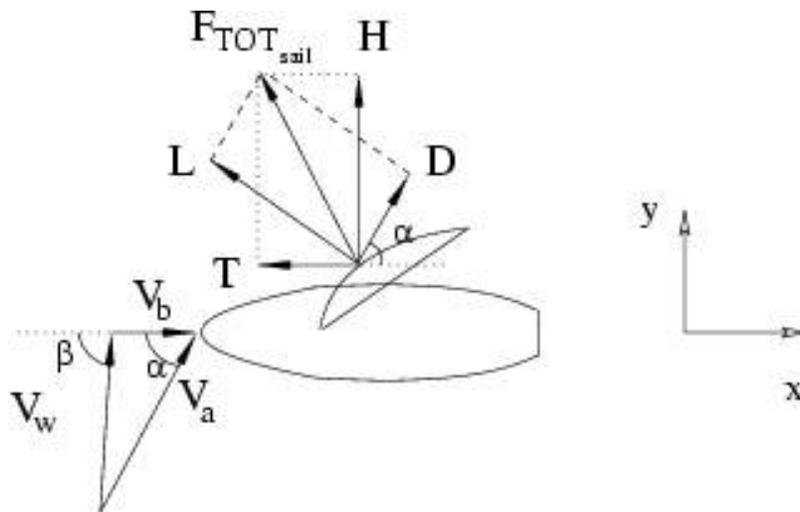


Figura 23: definizione delle forze e degli angoli di interesse

Randa e albero

La Tabella 10 riassume tutti i coefficienti di forza calcolati, mentre la Tabella 11 riporta tutti i coefficienti dei momenti. Il polo dei momenti e' il punto di coordinate (0., 0., -0.2), punto che giace sulla base dell'albero.

α [deg]	C_x	C_y	C_z	C_T	C_H	C_L	C_D
0	-0.012706	0.311414	-0.003147	0.012706	0.311414	0.311414	-0.012706
7	-0.051093	0.775481	-0.000355	0.051093	0.775481	0.775927	0.043796
12.51	-0.094874	1.038142	0.005147	0.094874	1.038142	1.034046	0.132250
22.51	-0.146465	1.280820	0.009018	0.146465	1.280820	1.239311	0.355049
32.51	-0.191544	1.401364	0.011012	0.191544	1.401364	1.284712	0.591631
37	-0.195600	1.454087	0.010771	0.195600	1.511477	1.279000	0.718878
42.51	-0.196535	1.511477	0.010888	0.196535	1.511477	1.247002	0.876456
47	-0.201301	1.572457	0.011541	0.201301	1.572457	1.219635	1.012736
52.51	-0.208023	1.621974	0.012272	0.208023	1.621974	0.937152	1.352466
62.51	-0.207050	1.632344	0.013611	0.207050	1.632344	0.937152	1.352466
72.51	-0.190598	1.609731	0.012133	0.190598	1.609731	0.665574	1.478030
82	-0.173272	1.541953	0.010423	0.173272	1.541953	0.386185	1.502832

Tabella 10: valori calcolati dei coefficienti di forza agenti sull'insieme di randa e albero

α [deg]	C_{M_x}	C_{M_y}	C_{M_z}	α [deg]	C_{M_x}	C_{M_y}	C_{M_z}
0	-0.877420	-0.0065837	0.334536	42.51	-5.802639	-0.863018	1.492022
7	-2.870548	-0.209642	0.776306	47	-6.041170	-0.884660	1.577411
12.51	-4.196780	-0.493040	1.016380	52.51	-6.233065	0.914485	1.653963
22.51	-5.175431	-0.689943	1.236967	62.51	-6.2985272	-0.924627	1.722872
32.51	-5.456802	-0.822547	1.331326	72.51	-6.165035	-0.837594	1.755411
37	-5.604729	-0.841739	1.400095	82	-5.889853	-0.739687	1.716413

Tabella 11: valori calcolati dei coefficienti dei momenti agenti sull'insieme di randa e albero

Le figure successive riportano in forma di grafico il contenuto delle tabelle precedenti. In particolare, la Figura 24 mostra l'andamento del coefficiente di portanza in funzione dell'angolo del vento apparente.

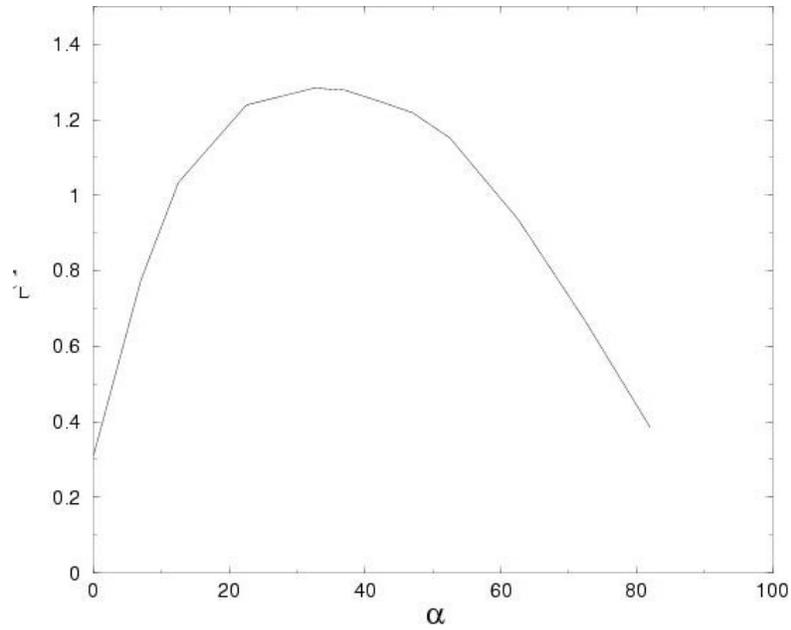


Figura 24: coefficiente di portanza in funzione dell'angolo del vento apparente, in gradi

La pendenza del tratto lineare della curva vale circa 1.21π , invece del valore di 2π fornito dalla teoria delle ali sottili di lunghezza infinita. L'angolo per il quale si ha il massimo valore della portanza e' di circa 32° .

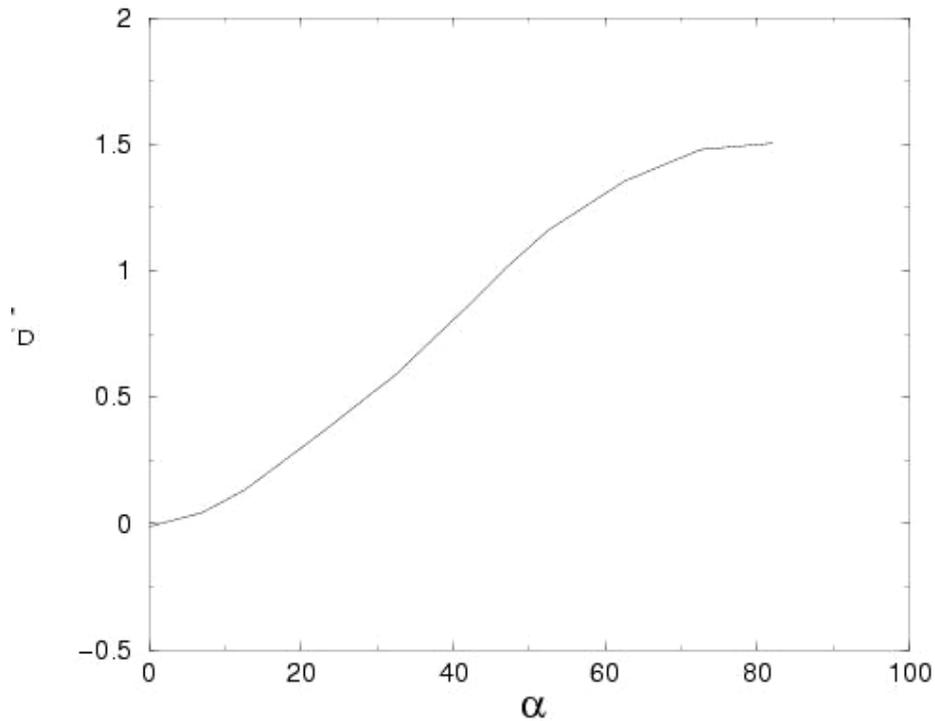


Figura 25: coefficiente di resistenza in funzione dell'angolo del vento apparente

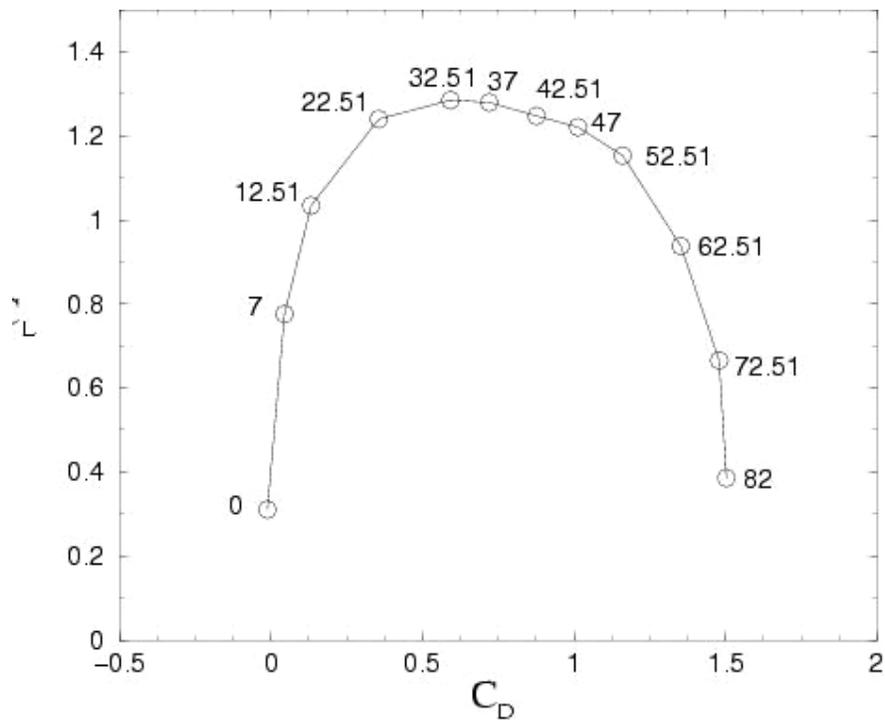


Figura 26: diagramma polare portanza - resistenza; i valori dell'angolo α sono espressi in gradi

La Figura 25 mostra l'andamento del coefficiente di resistenza in funzione ancora di α . La Figura 26 mostra il diagramma polare portanza – resistenza. Sulla curva sono riportati i valori degli angoli del vento apparente per i quali sono stati effettuati i calcoli.

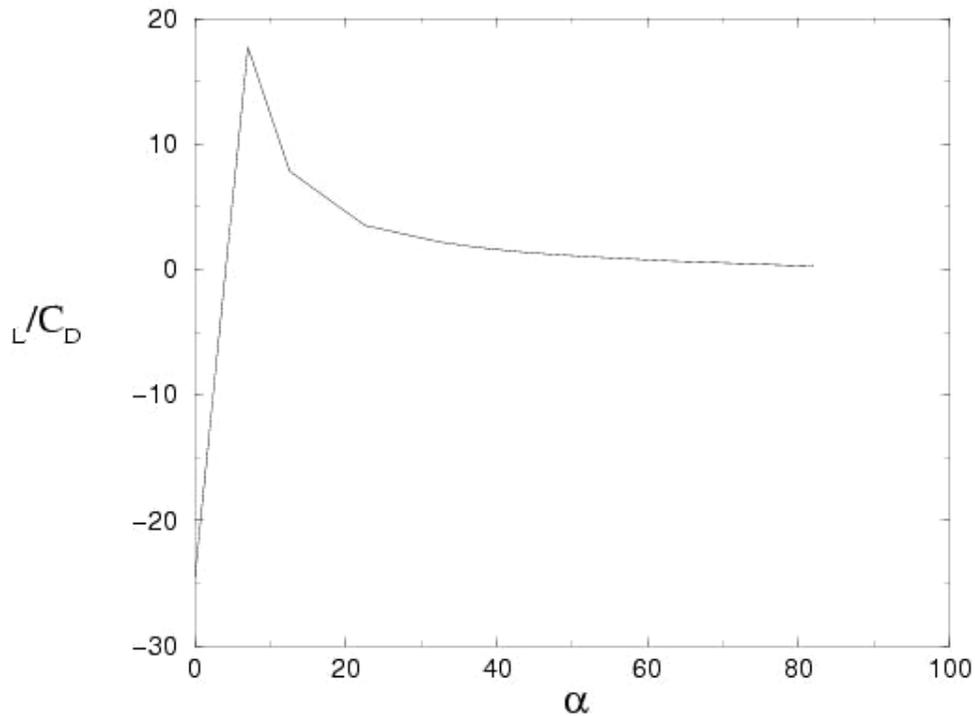


Figura 27: $\frac{C_L}{C_D}$ in funzione di α

La Figura 27 mostra la dipendenza del rapporto $\frac{C_L}{C_D}$ da α . Nella Figura 28 sono riportate tre curve: la curva del coefficiente di momento sbandante, che e' l'opposto di C_{Mx} ; la curva del coefficiente di forza sbandante C_H ; la curva del loro rapporto, $\frac{-C_{Mx}}{C_H}$, che altro non e' che il braccio della risultante di tutte le forze in direzione y e di quelle in direzione z applicate all'insieme di albero e randa. Il rapporto $\frac{-C_{Mx}}{C_H}$ appare assumere un valore quasi costante per tutti i valori dell'angolo del vento apparente tranne che per il primo, e tale valore e': $3.8 \cdot L_{ref} = 3.8 \text{ m}$. La Figura 29 mostra il coefficiente di spinta in funzione di α . L'angolo per il quale si ha la massima spinta, circa 52° , non corrisponde a quello per il quale era massimo il coefficiente di portanza (circa 32°). E' interessante notare il contributo relativo fornito dalle forze di pressione e dalla forza viscosa alle forze aerodinamiche ed al momento sbandante.

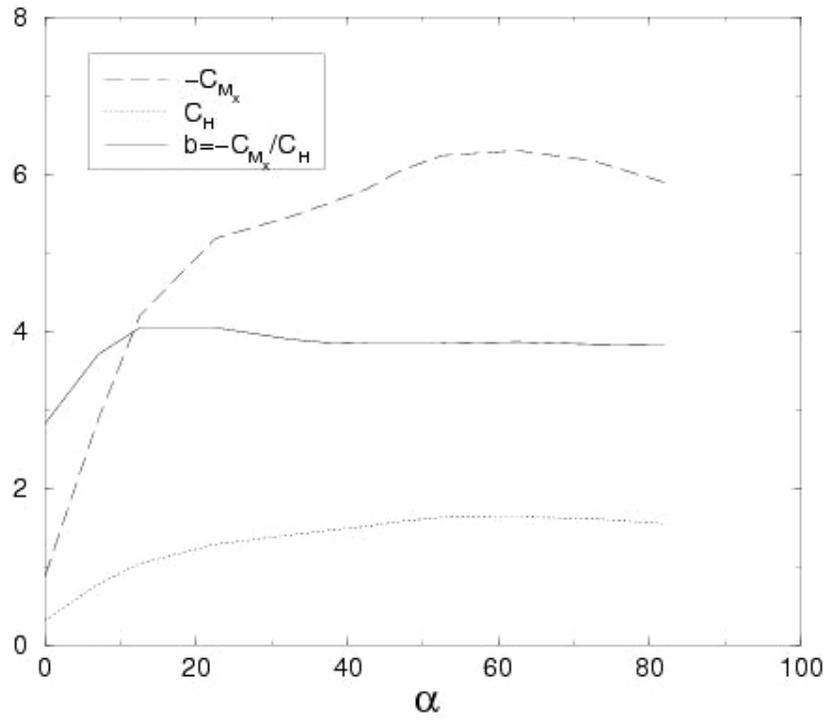


Figura 28: coefficienti di momento sbandante, forza sbandante e del braccio della forza risultante in funzione di α

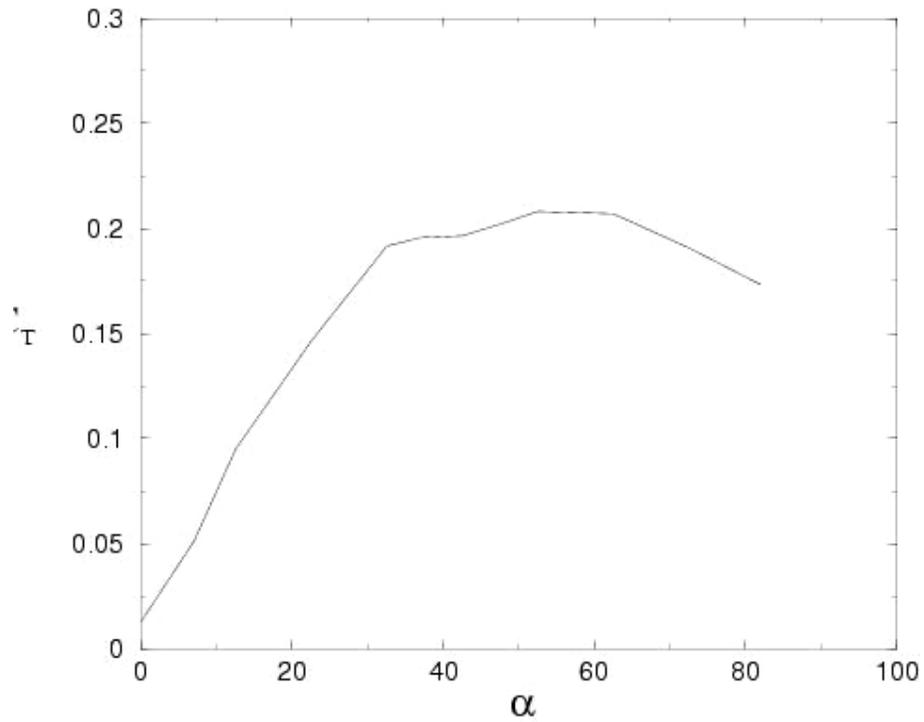


Figura 29: coefficiente di spinta in funzione di α

La Figura 30, Figura 31 e la Figura 32 mostrano detti contributi ai coefficienti di portanza, di resistenza e di momento sbandante, rispettivamente. Le Figura 33, Figura 34 e Figura 35 mostrano la ripartizione di detti coefficienti tra albero e randa.

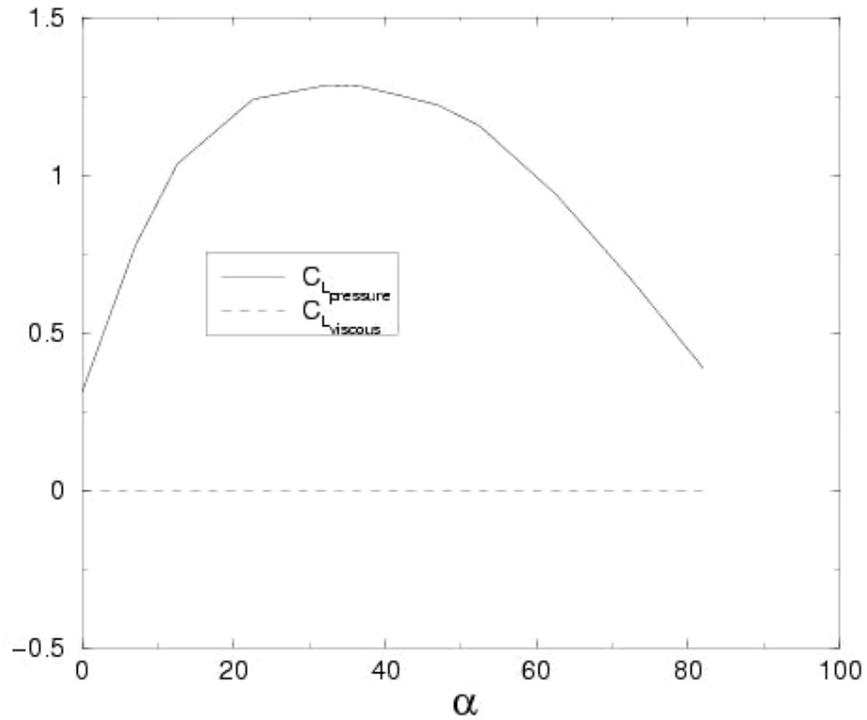


Figura 30: contributi delle forze di pressione e viscosi al coefficiente di portanza in funzione di α

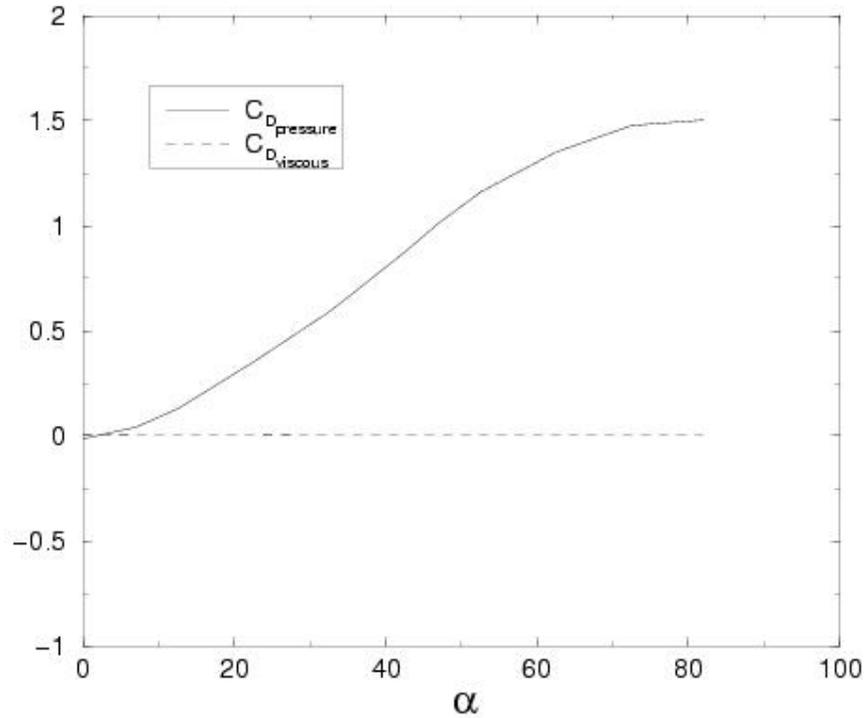


Figura 31: contributo delle forze di pressione e viscosi al coefficiente di resistenza in funzione di α

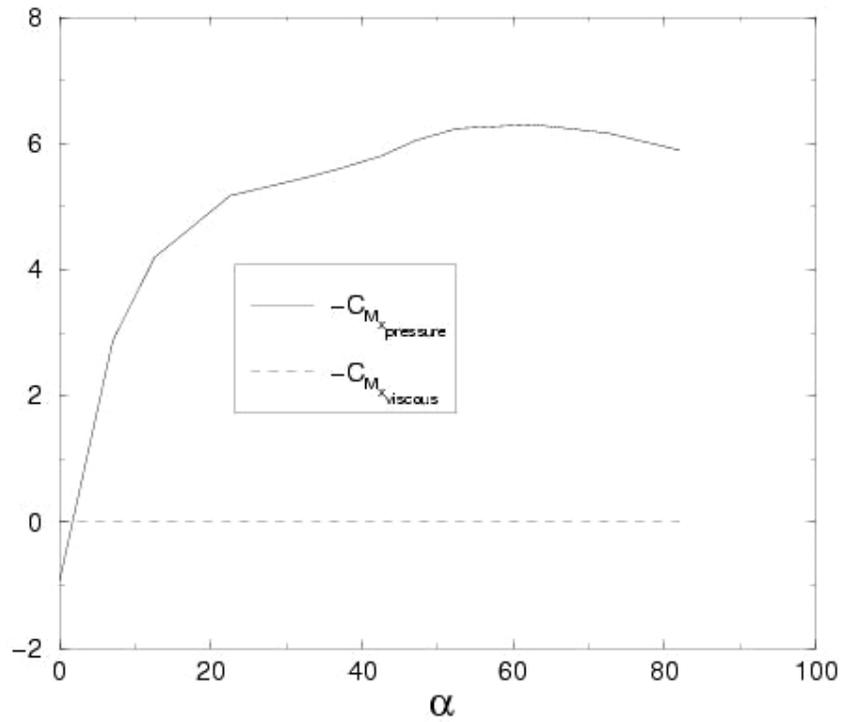


Figura 32: contributo delle forze di pressione e viscosi al coefficiente di momento sbandante in funzione di α

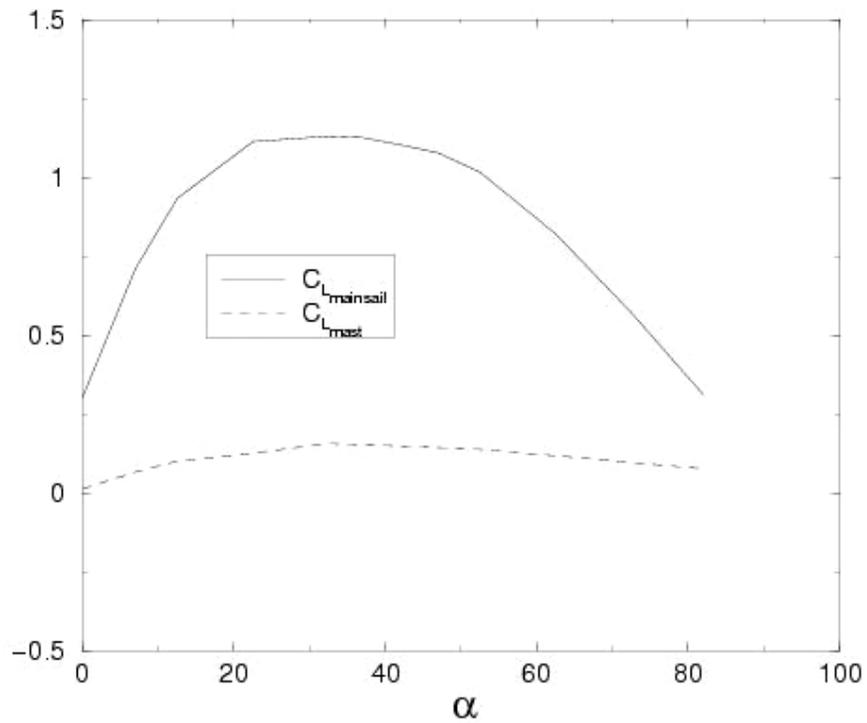


Figura 33: contributo della randa e dell'albero al coefficiente di portanza in funzione di α

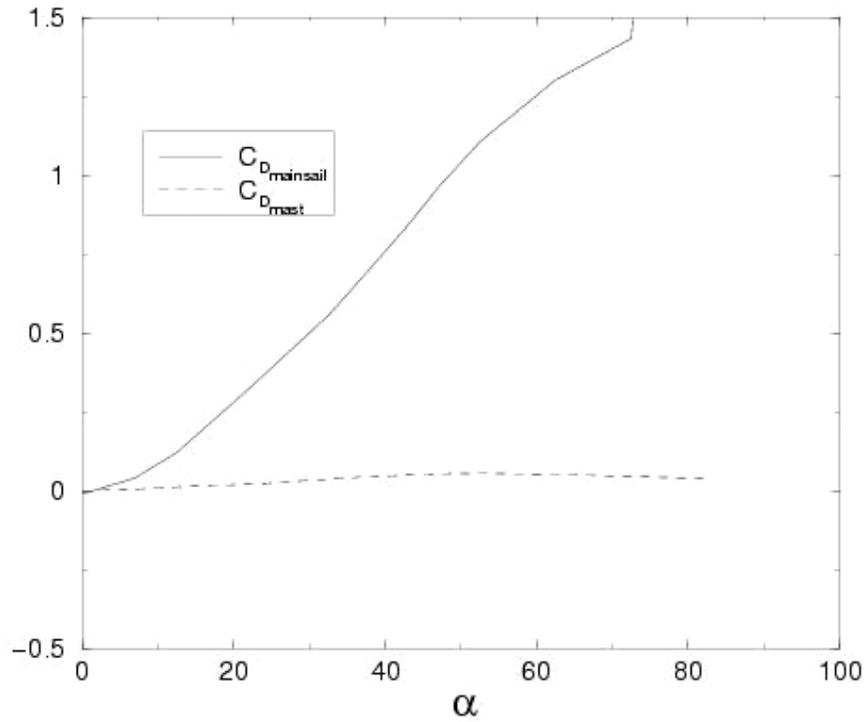


Figura 34: contributo della randa e dell'albero al coefficiente di resistenza in funzione di α

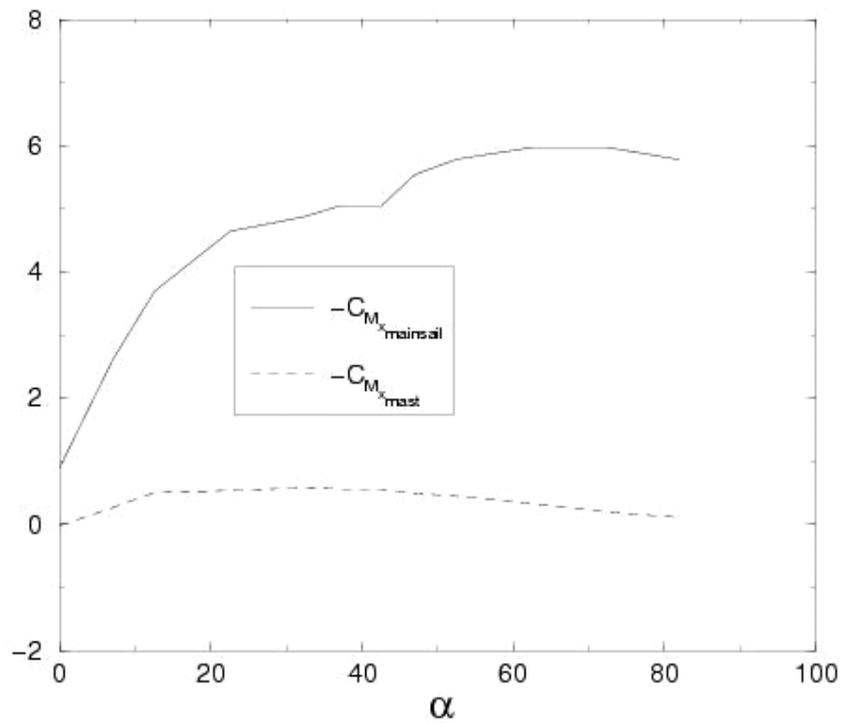


Figura 35: contributo della randa e dell'albero al coefficiente di momento sbandante in funzione di α

Fiocco

La Tabella 12 e la Tabella 13 riportano i coefficienti calcolati di forze e momenti per il fiocco. Ancora una volta il polo dei momenti e' il punto di coordinate (0, 0, -0.2).

α [deg]	C_x	C_y	C_z	C_T	C_H	C_L	C_D
0	0.087298	-0.154256	-0.027438	-0.087298	-0.154256	-0.154256	0.087298
7	0.042024	-0.019723	-0.013189	-0.042024	-0.019723	-0.024697	0.039307
12.51	-0.071686	0.231368	0.023581	0.071686	0.231368	0.241403	-0.019867
22.51	-0.277022	0.545994	0.089781	0.277022	0.545994	0.610453	-0.046885
32.51	-0.243925	0.569081	0.077564	0.243925	0.569081	0.611001	0.100150
37	-0.223822	0.527768	0.071142	0.223822	0.527768	0.556193	0.138866
42.51	-0.208805	0.495643	0.066390	0.208805	0.495643	0.506461	0.180993
47	-0.199777	0.477745	0.063442	0.199777	0.477745	0.471929	0.213153
52.51	-0.195458	0.470737	0.062076	0.195458	0.470737	0.441589	0.254551
62.51	-0.189191	0.465936	0.59914	0.189191	0.465936	0.382903	0.325998
72.51	-0.177879	0.445632	0.056225	0.177879	0.445632	0.303586	0.371570
82	-0.167619	0.424134	0.053169	0.167619	0.424134	0.225016	0.396678

Tabella 12: coefficienti adimensionali delle forze agenti sul fiocco

α [deg]	C_{Mx}	C_{My}	C_{Mz}	α [deg]	C_{Mx}	C_{My}	C_{Mz}
0	0.332108	0.197860	0.099091	42.51	-1.029228	-0.472068	-0.274321
7	0.076129	0.097157	0.028934	47	-0.979910	-0.445842	-0.266176
12.51	-0.508721	-0.175557	-0.110657	52.51	-0.965304	-0.436513	-0.260940
22.51	-1.244973	-0.668341	-0.313882	62.51	-0.938702	-0.416411	-0.258636
32.51	-1.184694	-0.550004	-0.318669	72.51	-0.892161	-0.391185	-0.244941
37	-1.097970	-0.507360	-0.293078	82	-0.858867	-0.373521	-0.228371

Tabella 13: coefficienti adimensionali dei momenti agenti sul fiocco

Come per l'insieme di albero e randa, le figure che seguono mostrano in forma grafica i risultati riportati nelle tabelle precedenti. La Figura 36 mostra l'andamento del coefficiente di portanza in funzione dell'angolo del vento apparente α . L'angolo cui corrisponde il massimo valore della portanza e' ancora di circa 32°. Si puo' notare come la curva denunci un valore negativo del coefficiente di portanza fino ad angoli di circa 7°.

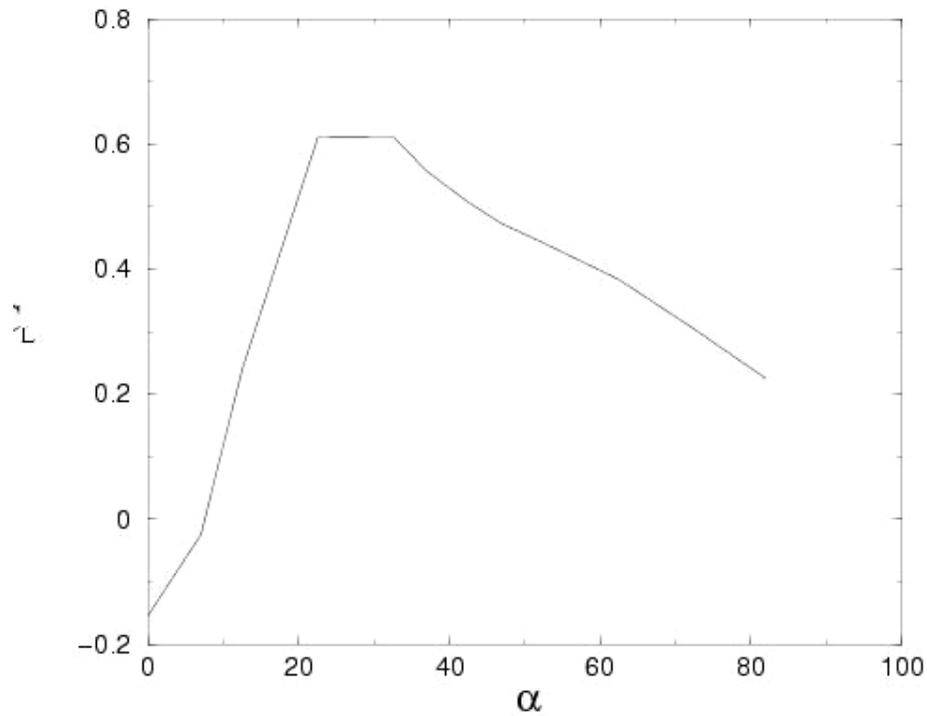


Figura 36: coefficiente di portanza del fiocco in funzione di α

La Figura 37 mostra il coefficiente di resistenza in funzione di α . Per bassi valori di α il coefficiente di resistenza del fiocco mostra un andamento decrescente, quindi raggiunge un massimo in corrispondenza di circa 22° , e da quel valore dell'angolo in poi mostra un andamento sempre crescente.

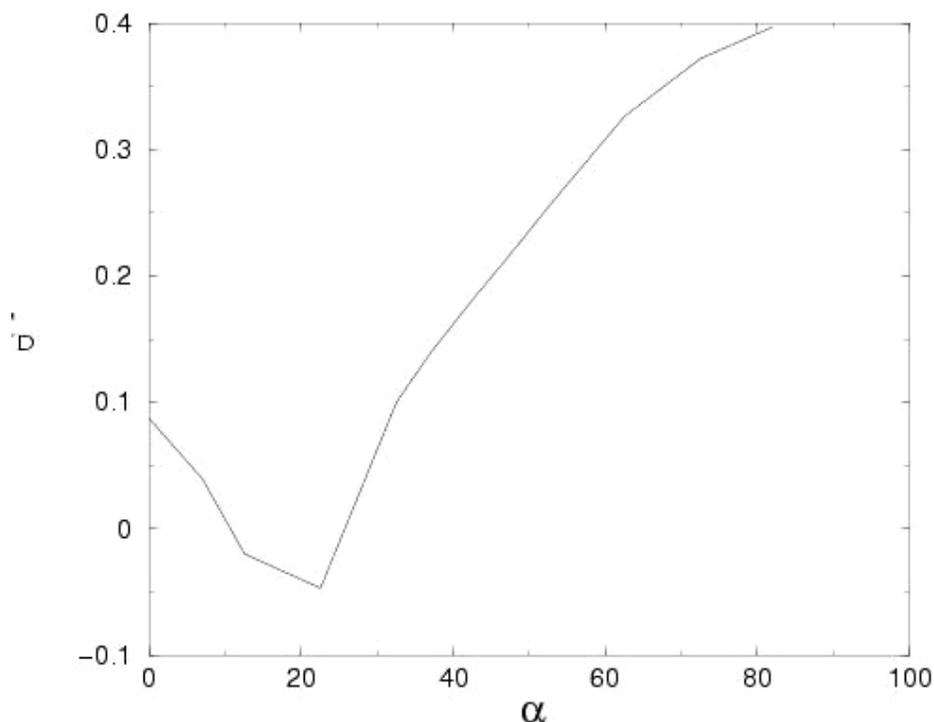


Figura 37: coefficiente di resistenza del fiocco in funzione di α

La Figura 38 mostra il diagramma polare portanza – resistenza. Gli angoli del vento apparente per i quali sono state effettuate le simulazioni sono segnati in figura. La Figura 39 mostra la dipendenza del rapporto $\frac{C_L}{C_D}$ da α . Nella Figura 40 sono riportate tre curve: la curva del coefficiente di momento sbandante, che e' l'opposto di C_{Mx} ; la curva del coefficiente di forza sbandante C_H ; la curva del loro rapporto, $\frac{-C_{Mx}}{C_H}$, che altro non e' che il braccio della risultante di tutte le forze in direzione y e di quelle in direzione z applicate all'insieme di albero e randa. Il rapporto $\frac{-C_{Mx}}{C_H}$ appare assumere un valore quasi costante per tutti i valori dell'angolo del vento apparente tranne che per il secondo, e tale valore e': $2 \cdot L_{ref} = 2 \text{ m}$. La Figura 41 mostra il coefficiente di spinta in funzione di α . L'angolo per il quale si ha la massima spinta, circa 22° , non corrisponde a quello per il quale era massimo il coefficiente di portanza (circa 32°). I differenti contributi forniti dalla forza di pressione e da quella viscosa ai coefficienti di portanza, resistenza e momento sbandante, sono mostrati dalla Figura 42 alla Figura 44.

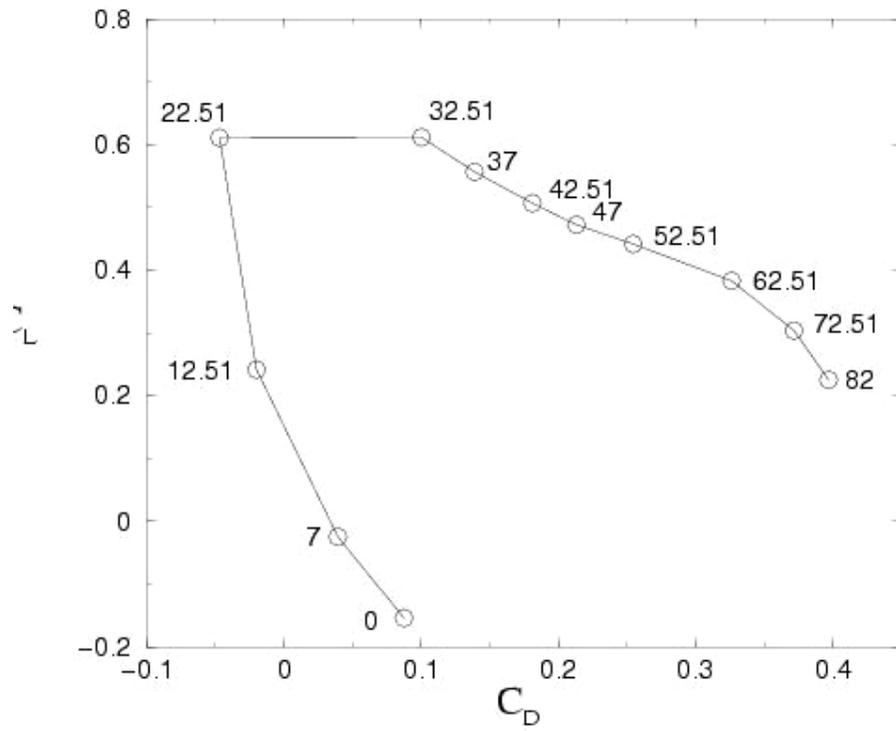


Figura 38: diagramma polare portanza - resistenza del fiocco; gli angoli α della simulazione sono riportati sulla curva

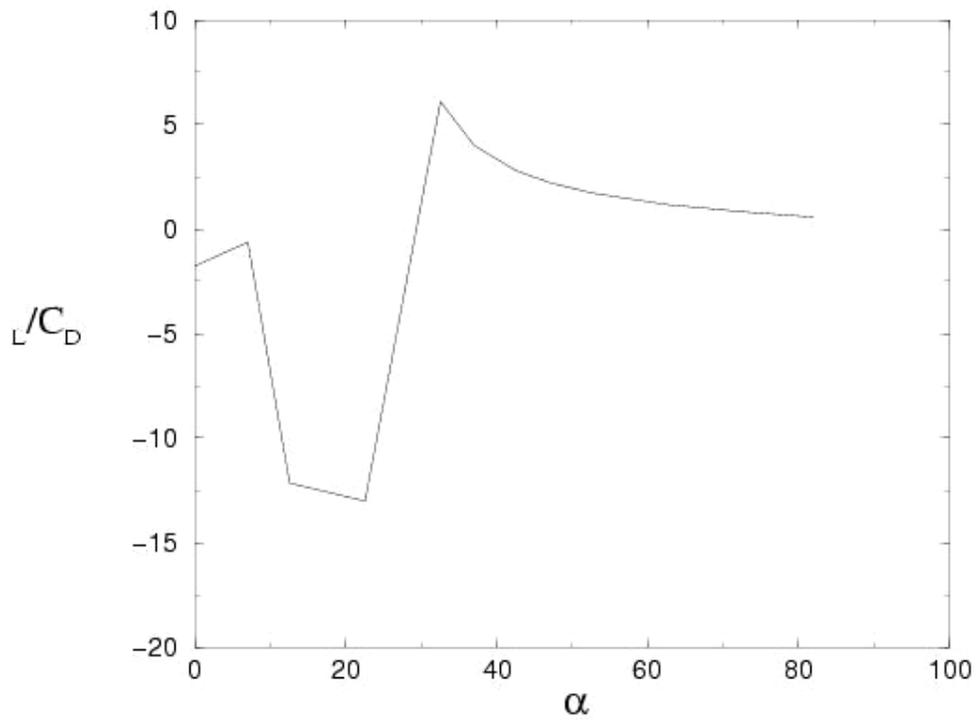


Figura 39: $\frac{C_L}{C_D}$ in funzione di α

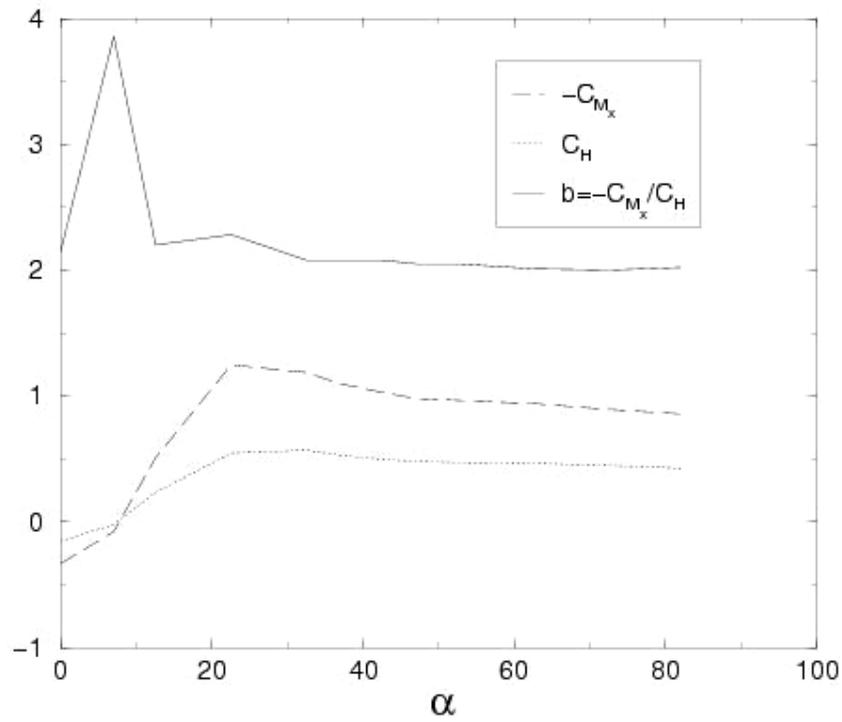


Figura 40: coefficienti di momento sbandante, di forza sbandante e braccio della risultante in funzione di α

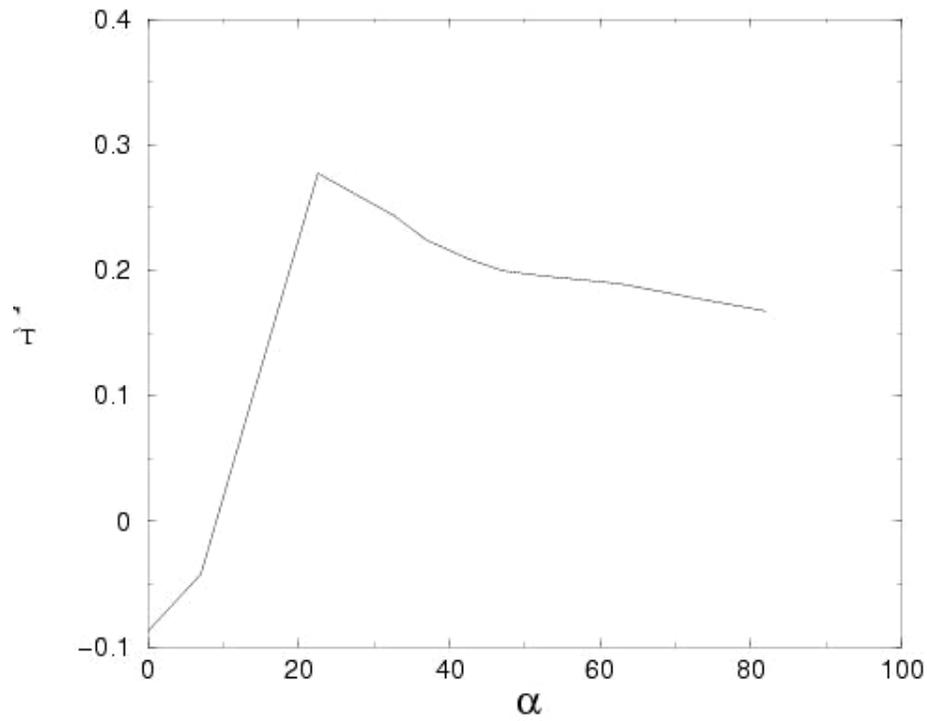


Figura 41: coefficiente di spinta del fiocco in funzione di α

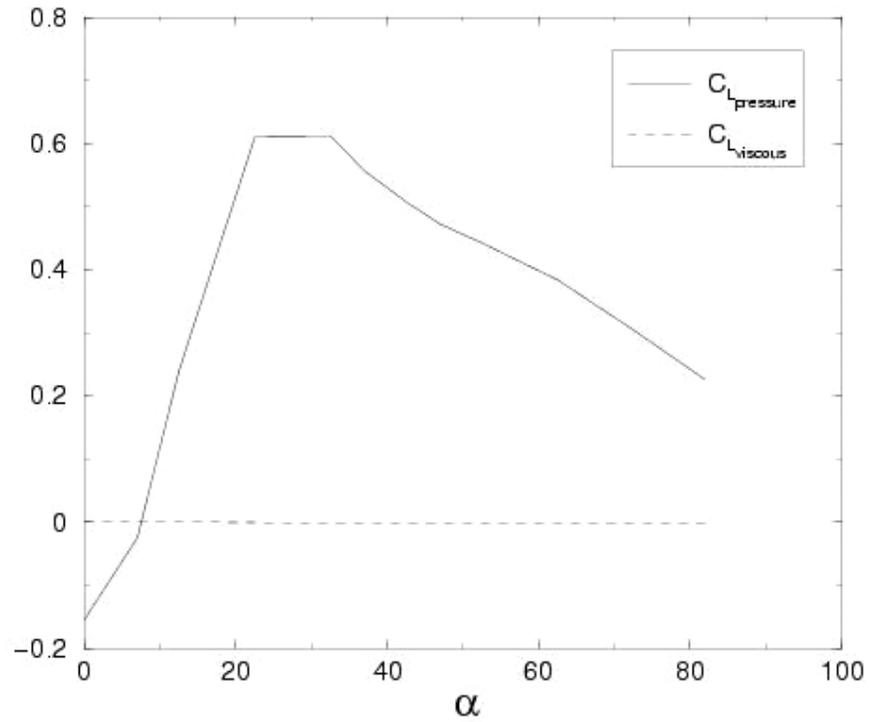


Figura 42: contributi della forza di pressione e di quella viscosa al coefficiente di portanza del fiocco in funzione di α

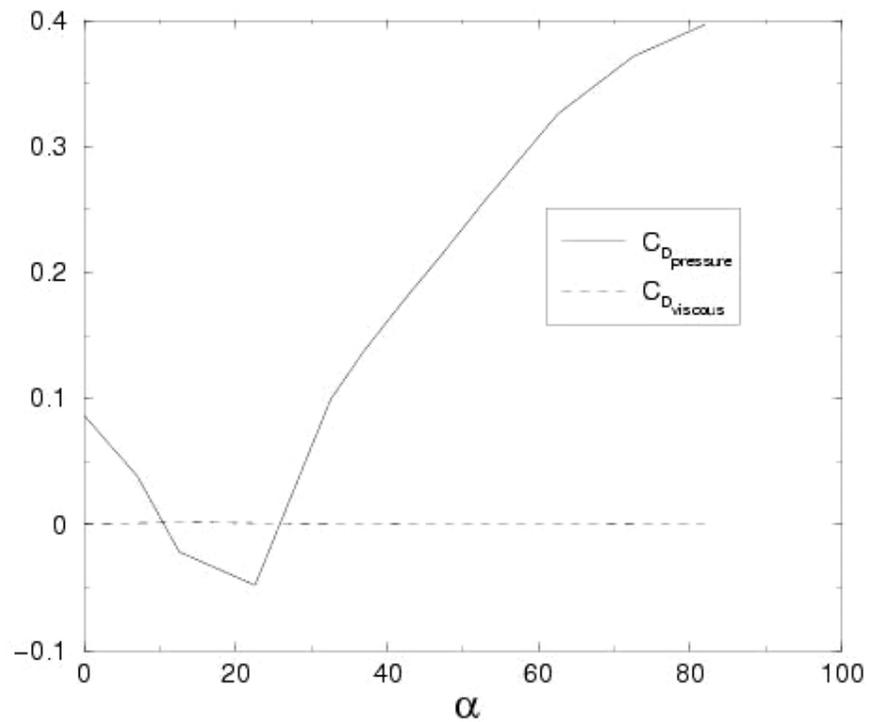


Figura 43: contributi della forza di pressione e di quella viscosa al coefficiente di resistenza del fiocco in funzione di α

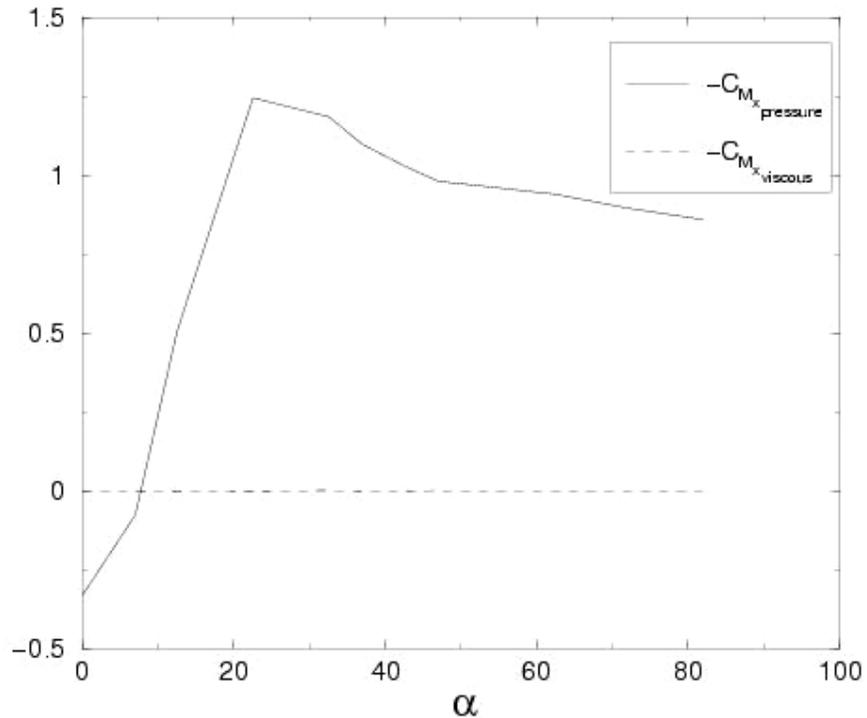


Figura 44: contributi della forza di pressione e di quella viscosa al coefficiente di momento sbandante del fiocco in funzione di α

Grafici

Confronto dei contributi relativi di fiocco, albero e randa ai valori di portanza e di resistenza

La Figura 45 e Figura 46 mostrano i rispettivi contributi di albero, randa e fiocco ai coefficienti di portanza e di resistenza in funzione di α . Dall'analisi della Figura 45 e' possibile vedere come il maggior contributo alla forza utile al moto e' fornita dalla randa, mentre il fiocco ha il compito di deviare il flusso allo scopo di aumentare le prestazioni fornite dalla randa stessa. La randa agisce come la parte mobile di un profilo alare (flap), dove il fiocco ne rappresenta la parte fissa. Fino ad angoli di 7° il fiocco ha portanza negativa e quindi manifesta fenomeni di flapping. In queste condizioni l'approssimazione fatta di ala rigida viene a cadere.

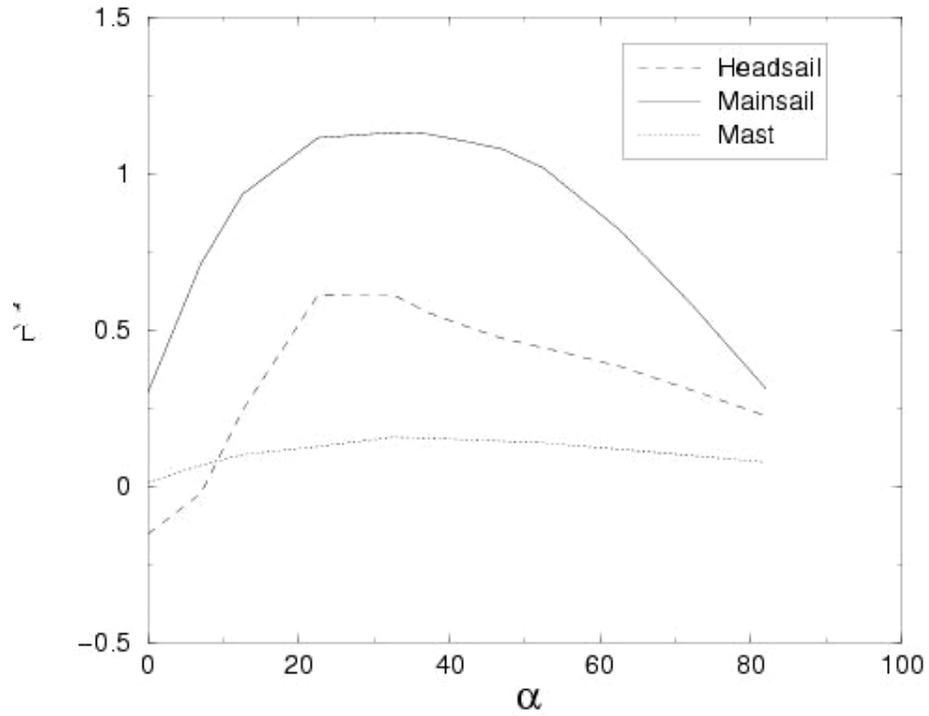


Figura 45: contributi di albero, randa e fiocco al coefficiente di portanza in funzione di α

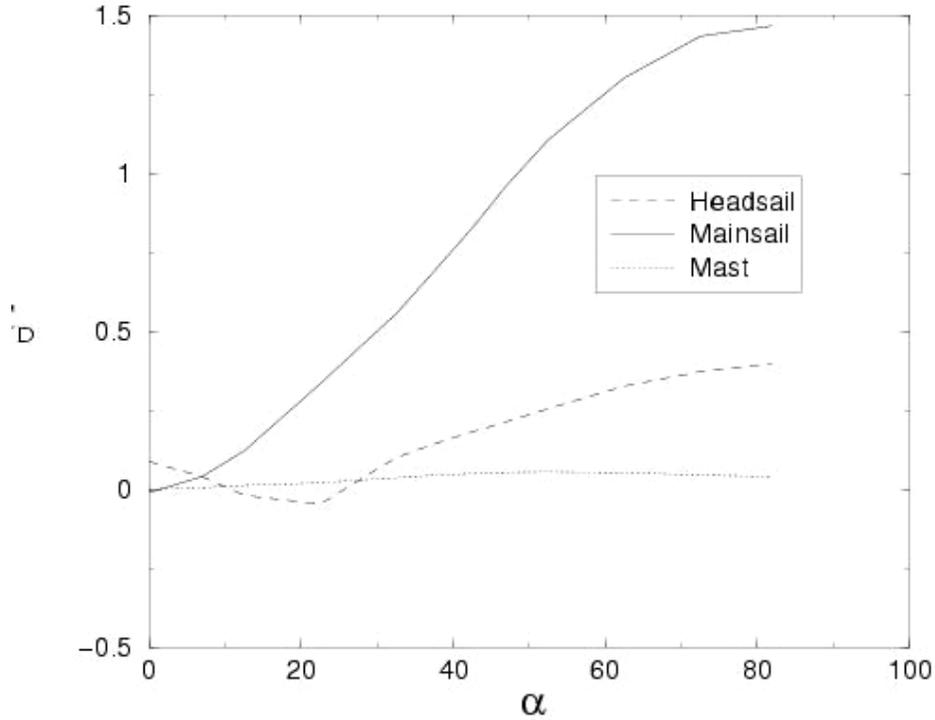


Figura 46: contributi di albero, randa e fiocco al coefficiente di resistenza in funzione di α

Upwash

La Figura 47 mostra la deflessione dell'angolo del vento apparente dovuta al fenomeno dell'upwash. La Figura 47 mostra tre differenti sezioni²: la sezione a $z = 0.1$ m, situata appena al di sopra della base della randa, la sezione a $z = 3.0$ m, situata a meta' altezza del fiocco, e la sezione a $z = 5.7$ m, che e' situata appena al di sotto della sezione di apice del fiocco. Il valore dell'angolo del vento apparente al contorno del dominio di calcolo, e di 32.5° , ma, per effetto dell'upwash, tale angolo cresce fino a un valore di circa 80° in prossimita' del bordo di attacco. Dall'esame della Figura 47 si evince che la deflessione dell'angolo cresce all'aumentare dell'altezza z . Per di piu', la deflessione e' piu' grande nel fiocco, a ulteriore conferma che la randa beneficia dell'azione del fiocco nel ricevere un flusso piu' allineato con la tangente al suo bordo di attacco.

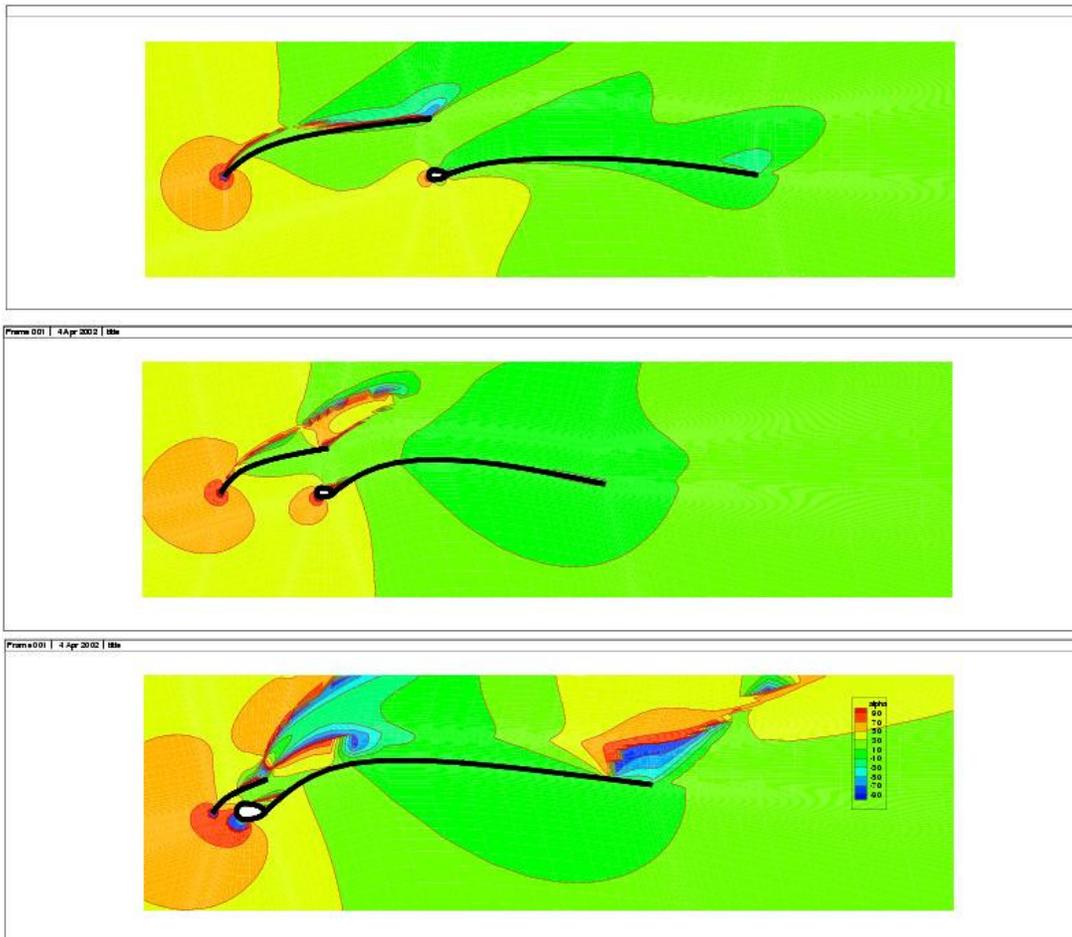


Figura 47: upwash: angolo del vento apparente in prossimita' delle vele per un angolo del vento apparente all'infinito di 32.5 . Dall'alto in basso sono raffigurati, non nella stessa scala, le sezioni a $z = 0.1$ m, $z = 3$ m e $z = 5.7$ m

² Non nella stessa scala per comodita' di rappresentazione

Un'ulteriore analisi e' stata condotta su quattro differenti piani di sezione normali all'albero. Oltre ai gia' citati piani a $z = 0.1$ m e $z = 3.0$ m, si considerano qui anche i valori di $z = 6.0$ m e di $z = 8.0$ m. La Figura 48 riporta qui per comodita' la , gia' discussa nella sezione 0. Essa mostra le principali caratteristiche del flusso bidimensionale che si instaura intorno al sistema di albero e randa, su un piano perpendicolare all'albero. Alcune di queste caratteristiche possono essere assenti in dipendenza delle particolari condizioni di flusso, come gia' ampiamente discusso a livello teorico nella stessa sezione 0. Le figure: Figura 49, Figura 52, Figura 55 e Figura 58, mostrano le linee di corrente su detti piani. Sullo sfondo e' riportato l'andamento della componente della velocita' del flusso nella direzione del moto, V_x . Le figure: Figura 50, Figura 53, Figura 56 e Figura 59, mostrano sugli stessi piani i vettori di velocita' e le linee di corrente nella zona di attacco di albero e randa. Infine le figure: Figura 51, Figura 54, Figura 57 e Figura 60, riportano l'andamento dello sforzo di parete lungo i contorni di albero e randa. La coordinata corrente e' stata adimensionalizzata con il valore delle rispettive corde. Nella parte bassa delle stesse figure e' mostrata la posizione dei punti di separazione e di riattacco del flusso, nonche' del punto di ristagno sull'albero. Sono stati utilizzati due colori diversi (blu e rosso) per riferirsi alle grandezze di interesse sul lato di intradosso (blu) e di estradosso (rosso). L'esame delle figure permette di apprezzare come tutte le principali caratteristiche del flusso discusse a livello teorico nella sezione 0 siano ritrovate dalla simulazione.

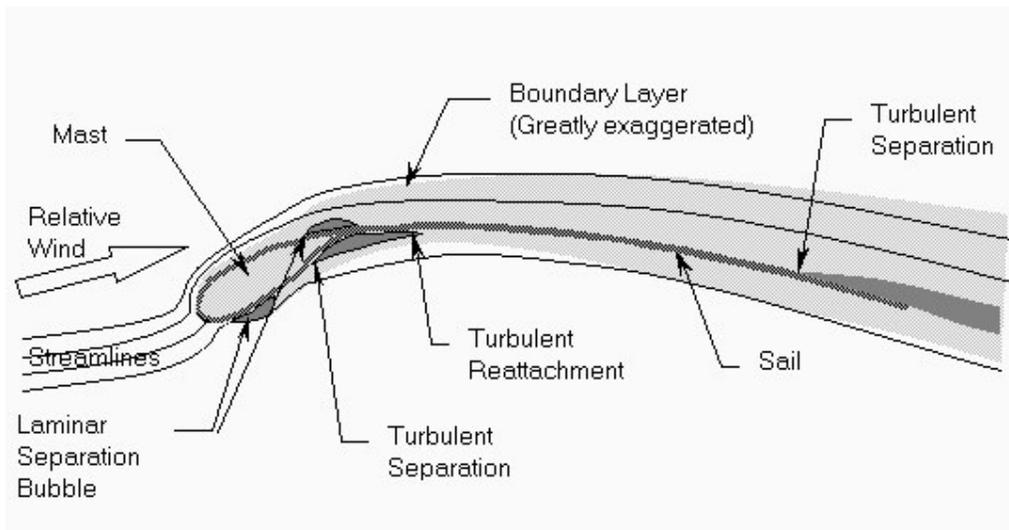


Figura 48: descrizione qualitativa delle principali caratteristiche del flusso bidimensionale intorno all'insieme albero e randa su un piano normale all'albero stesso

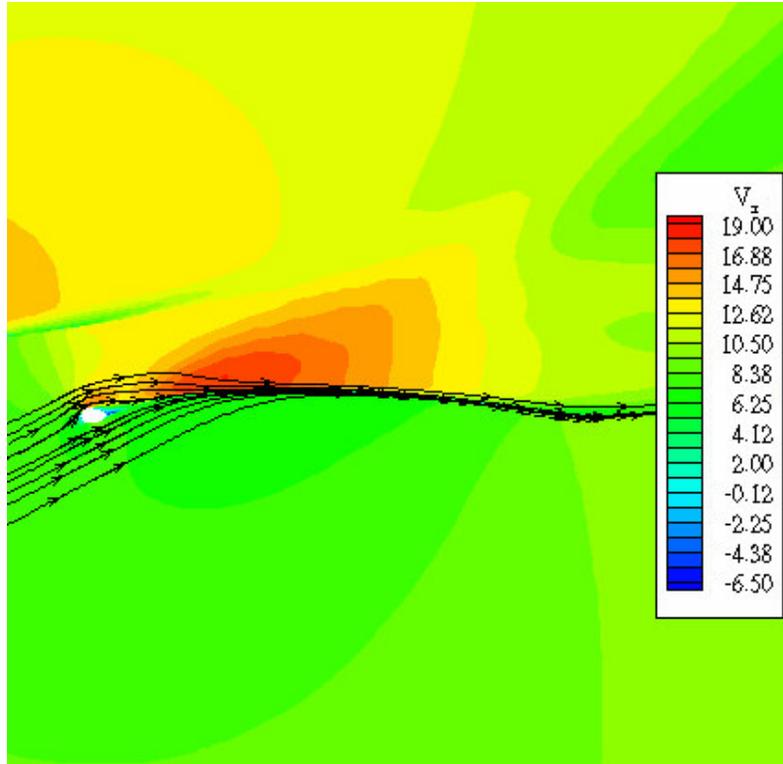


Figura 49: piano $z = 0.1$ m: linee di corrente e campo della componente x della velocità'

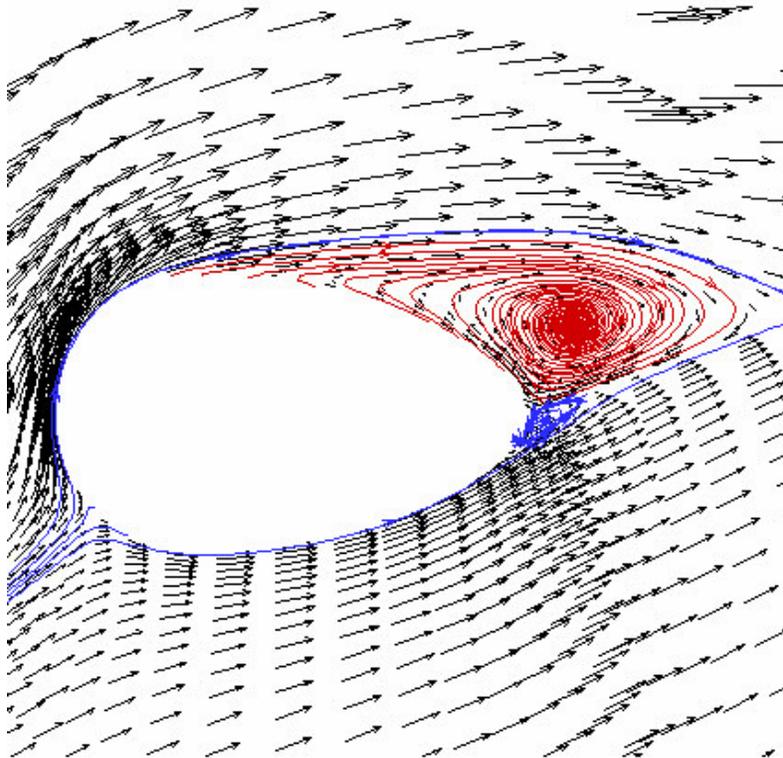


Figura 50: piano $z = 0.1$ m: particolare vettori velocità' e linee di corrente in un intorno dell'albero.

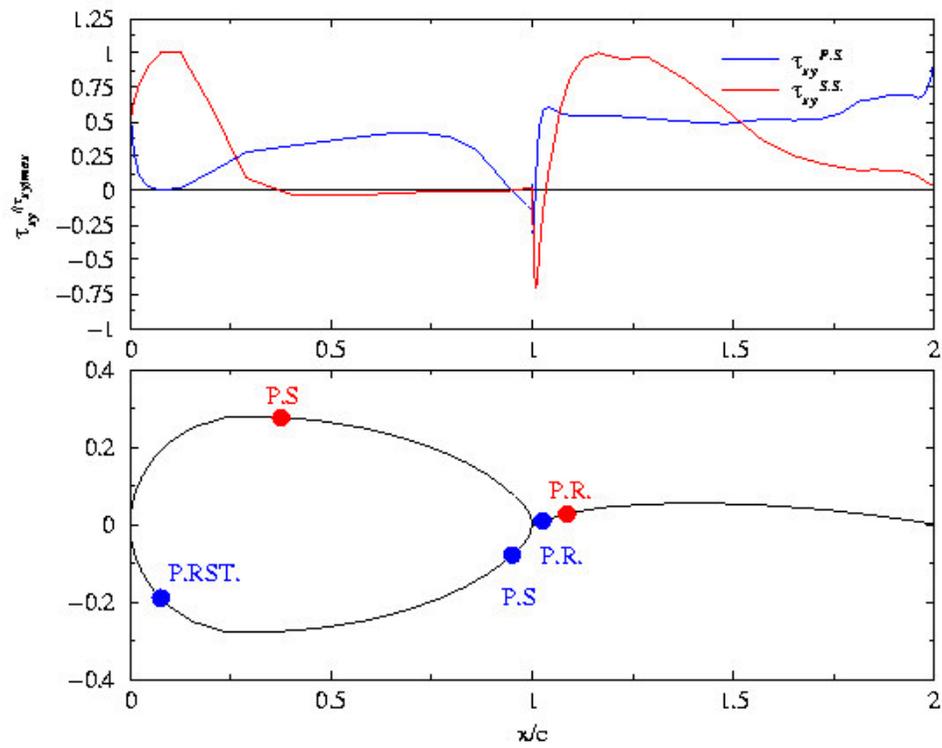


Figura 51: piano $z = 0.1$ m: (alto) diagramma della τ_{wall} lungo l'albero e la randa; la coordinata corrente e' stata adimensionalizzata con le rispettive corde; i colori rosso e blu si riferiscono all'estradosso e all'intradosso; (basso) posizione dei punti di separazione e di riattacco del flusso;

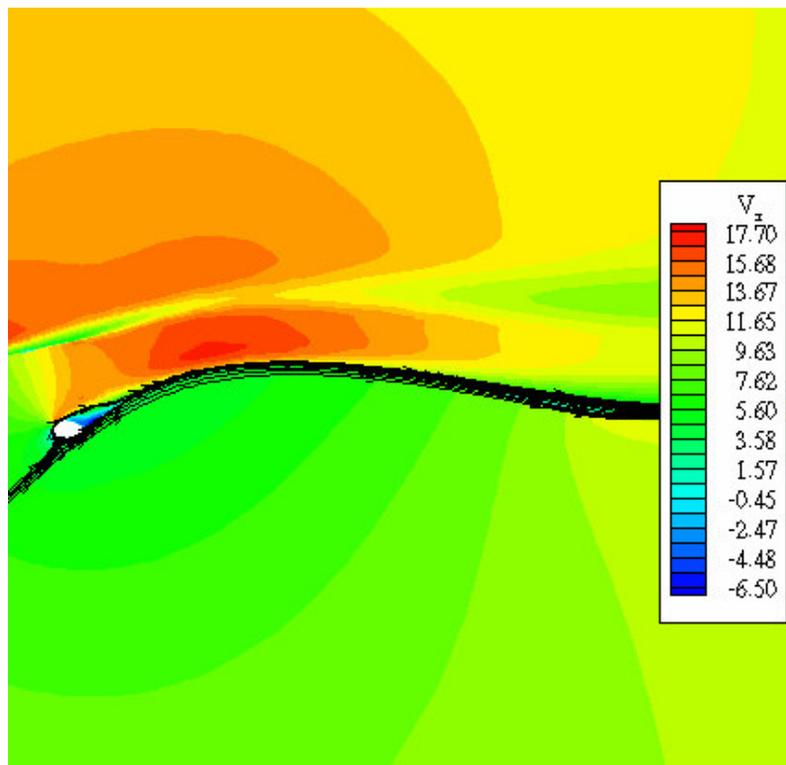


Figura 52: piano $z = 3.0$ m: linee di corrente e campo della componente x della velocita'

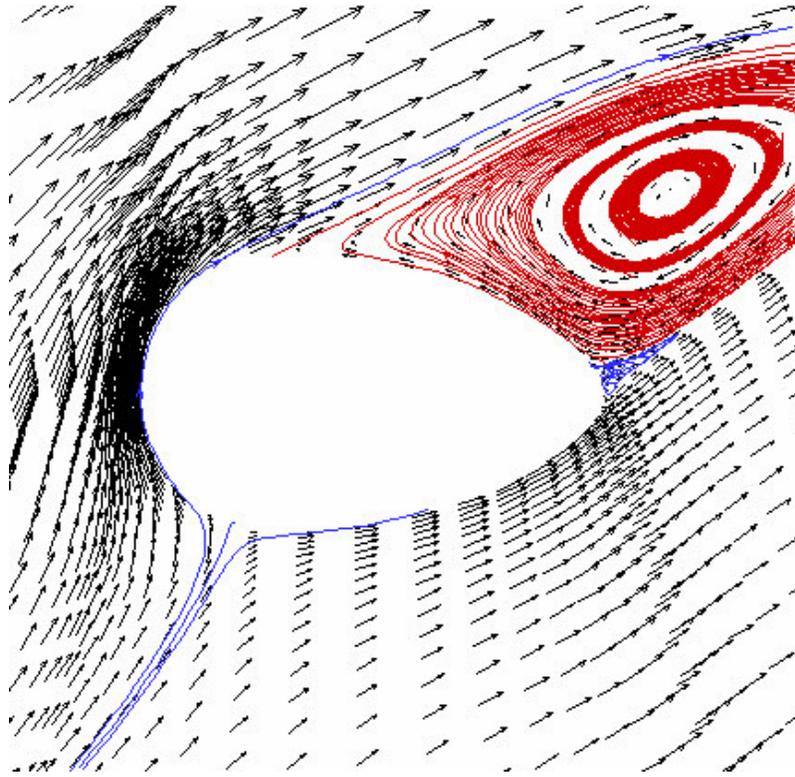


Figura 53: piano $z = 3.0$ m: particolare vettori velocita' e linee di corrente in un intorno dell'albero.

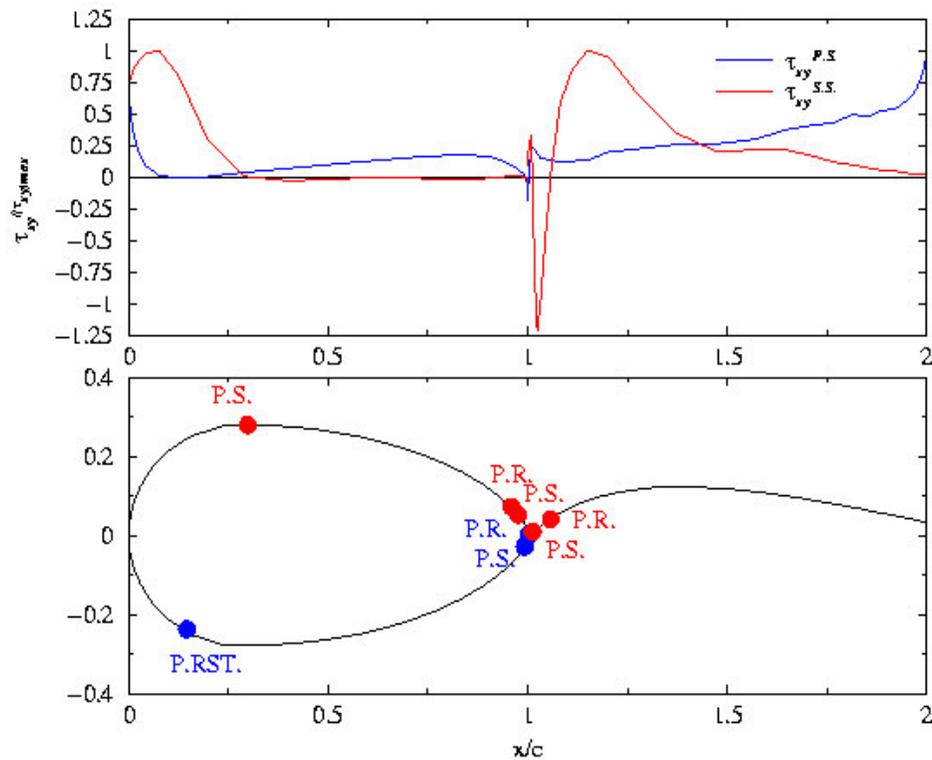


Figura 54: piano $z = 3.0$ m: (alto) diagramma della τ_{wall} lungo l'albero e la randa; la coordinata corrente e' stata adimensionalizzata con le rispettive corde; i colori rosso e blu si riferiscono all'estradosso e all'intradosso; (basso) posizione dei punti di separazione e di riattacco del flusso;

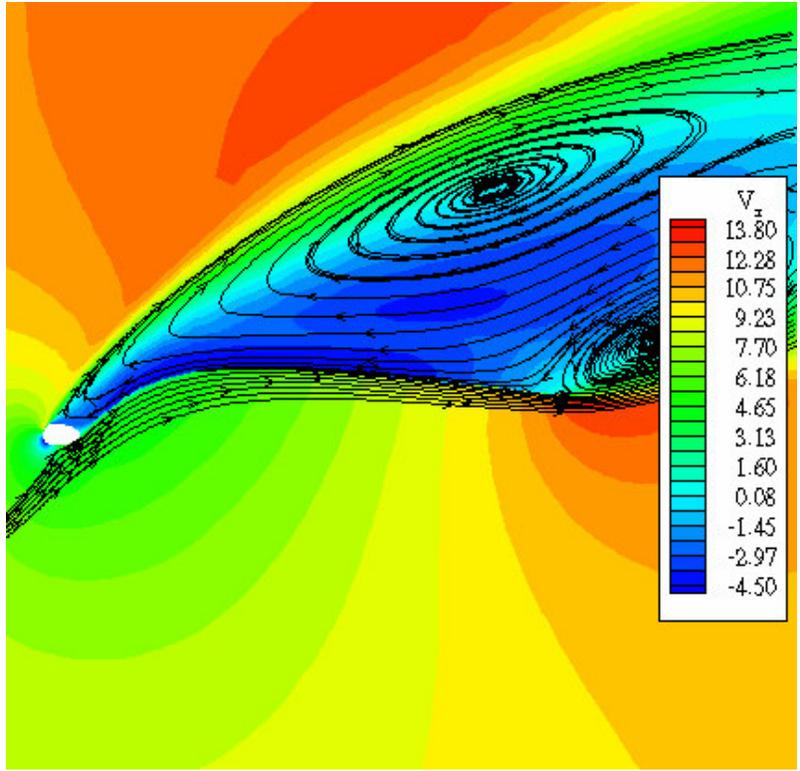


Figura 55: piano $z = 6.0$ m: linee di corrente e campo della componente x della velocita'

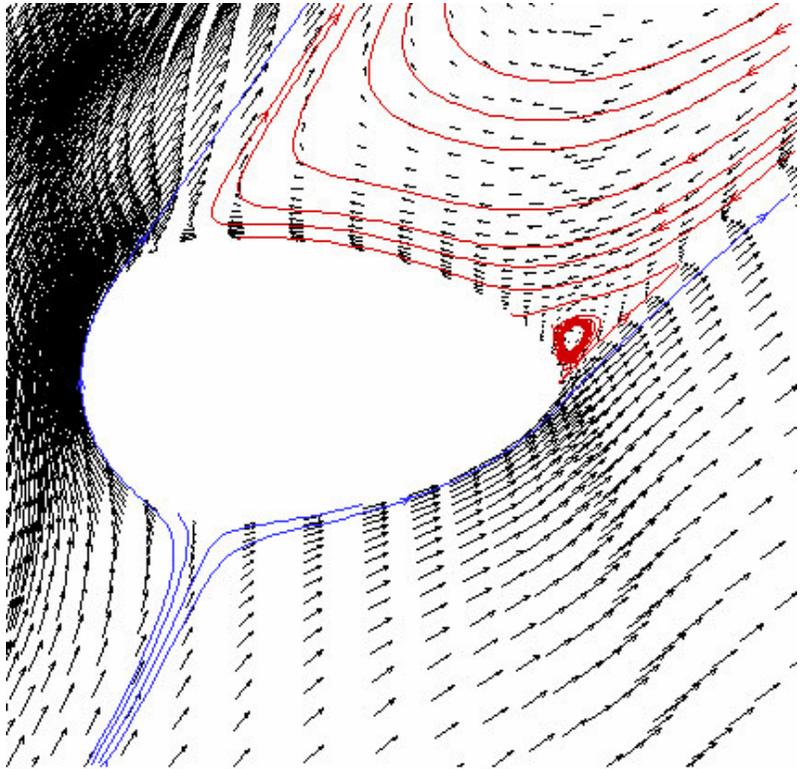


Figura 56: piano $z = 6.0$ m: particolare vettori velocita' e linee di corrente in un intorno dell'albero.

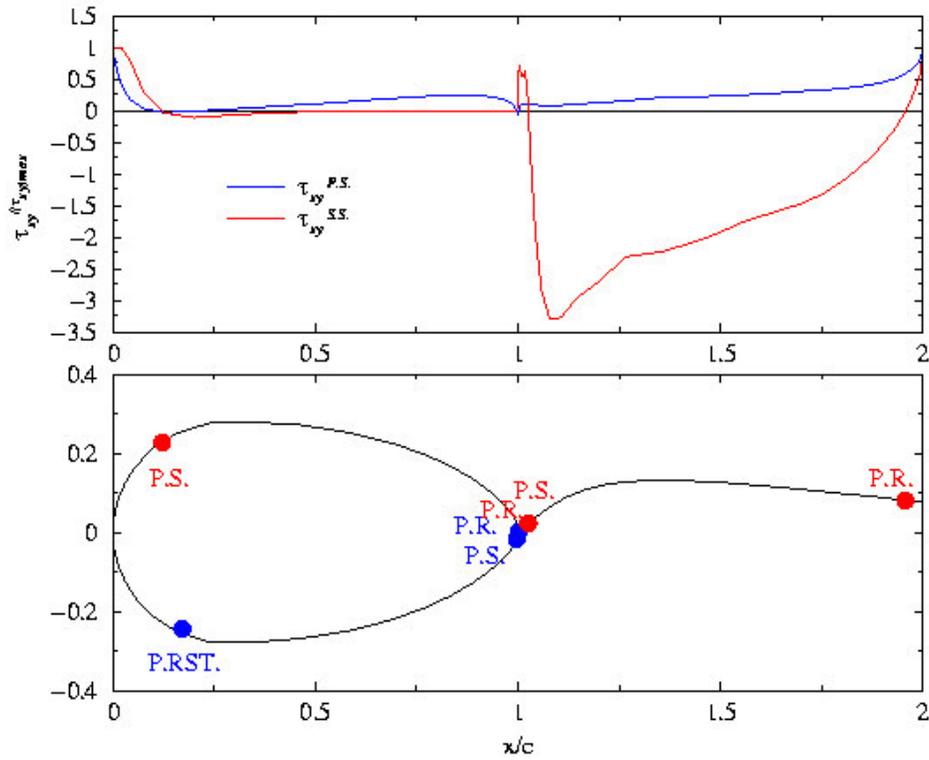


Figura 57: piano $z = 6.0$ m: (alto) diagramma della τ_{wall} lungo l'albero e la randa; la coordinata corrente e' stata adimensionalizzata con le rispettive corde; i colori rosso e blu si riferiscono all'estradosso e all'intradosso; (basso) posizione dei punti di separazione e di riattacco del flusso;

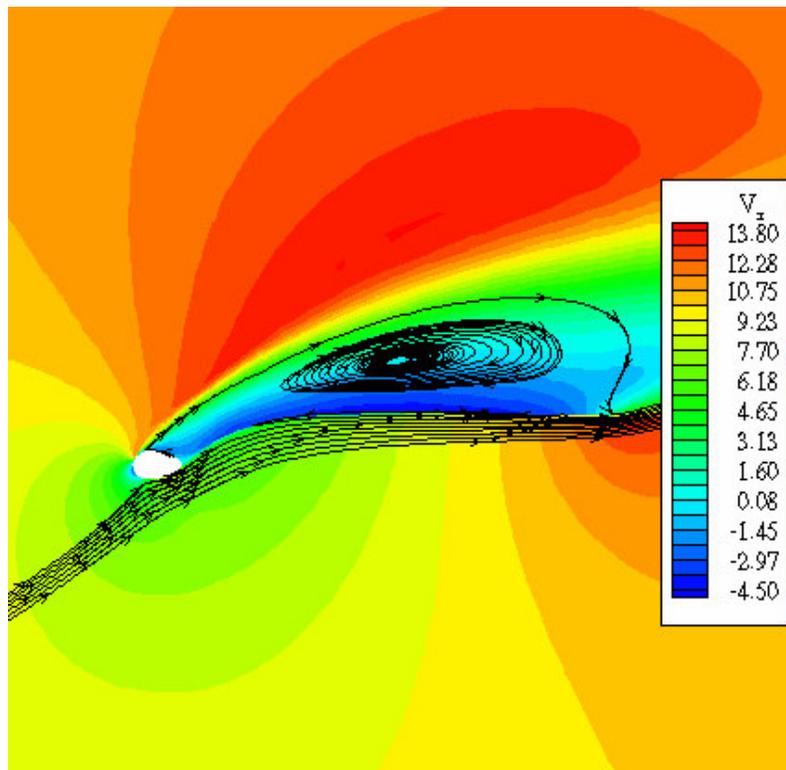


Figura 58: piano $z = 8.0$ m: linee di corrente e campo della componente x della velocita'

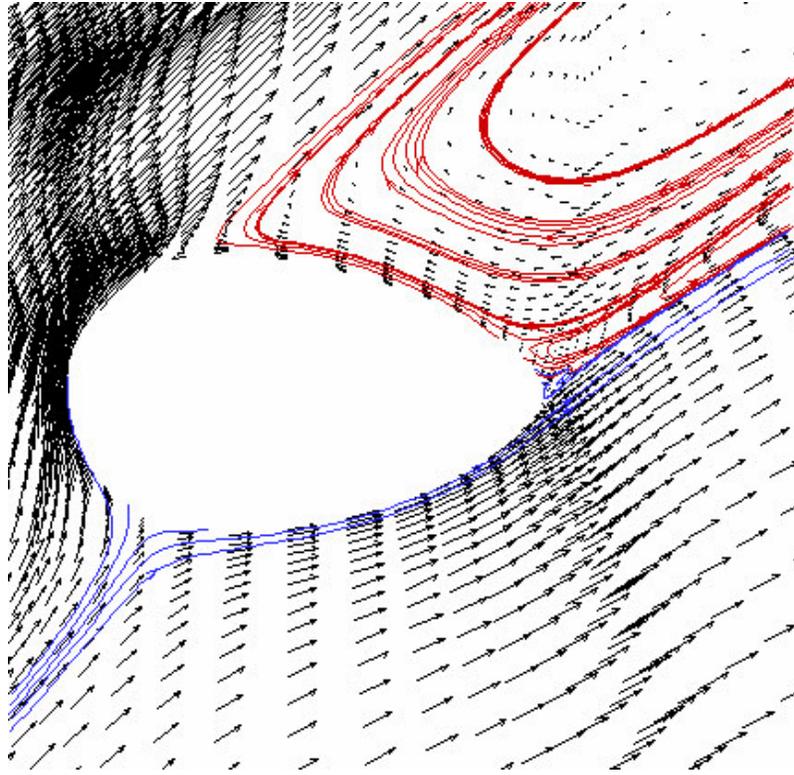


Figura 59: piano $z = 8.0$ m: particolare vettori velocità e linee di corrente in un intorno dell'albero.

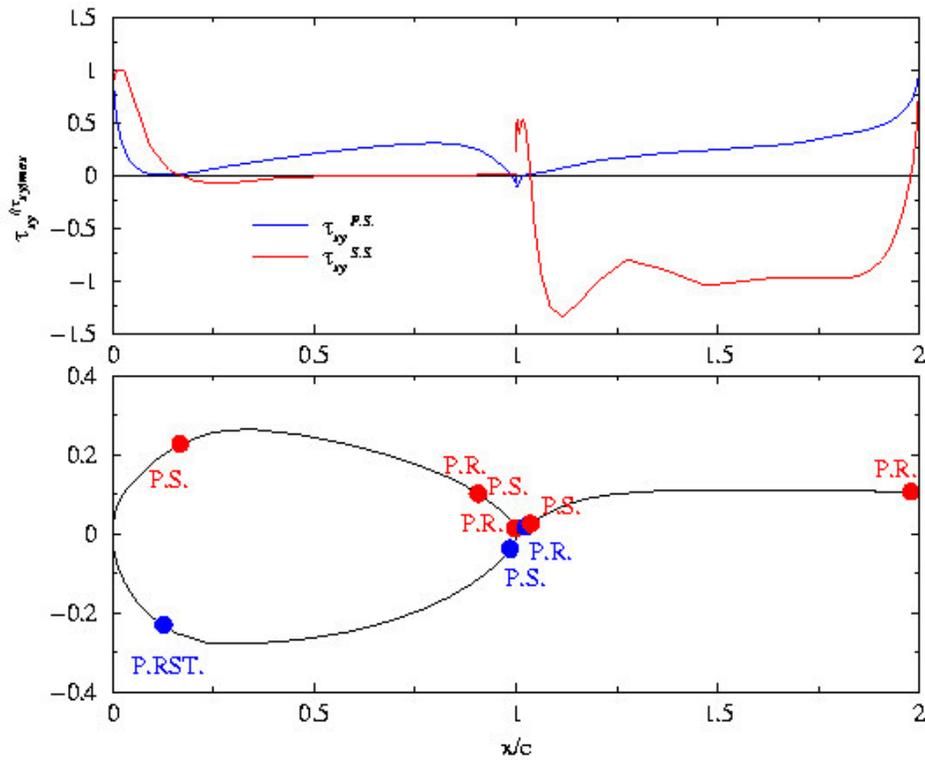


Figura 60: piano $z = 8.0$ m: (alto) diagramma della τ_{wall} lungo l'albero e la randa; la coordinata corrente e' stata adimensionalizzata con le rispettive corde; i colori rosso e blu si riferiscono all'estradosso e all'intradosso; (basso) posizione dei punti di separazione e di riattacco del flusso;

Downwash

In questa sezione verranno esaminati i risultati della simulazione su un piano di Treftz, che, come ricordato nella Figura 61, e' un piano posto a valle delle vele a normale alla direzione del vento apparente.

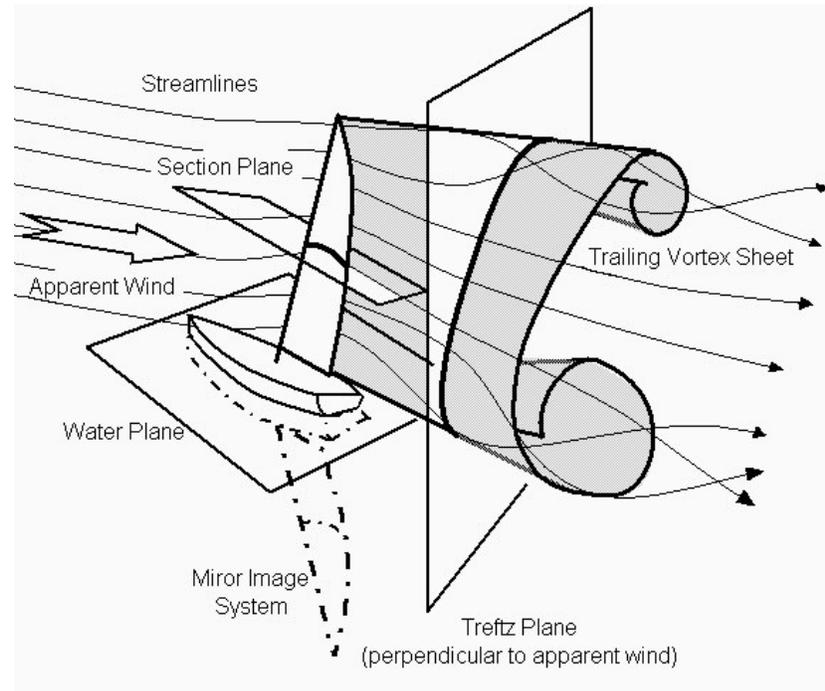


Figura 61: definizione geometrica del piano di Treftz

La teoria discussa nella sezione 0 ha dimostrato l'importanza dello studio del campo di moto sul piano di Treftz. L'esistenza dei vortici di scia infatti, determina l'insorgere della resistenza indotta, il cui valore e' prevalente rispetto a quello della resistenza viscosa. La corretta determinazione della scia, risulta quindi fondamentale per la valutazione della resistenza indotta e, in ultima analisi, per la determinazione delle prestazioni delle vele. La figura Figura 62 mostra la posizione del piano di Treftz nel dominio di calcolo. La Figura 63 mostra i vettori velocita' in un piano perpendicolare alla direzione del vento apparente, a valle delle vele, noto come piano di Treftz, posto a una distanza di 0.6 m dal bordo di uscita della randa alla radice della randa stessa.

Sulla sinistra della Figura 63 possono essere identificati tre vortici molto intensi, il cui in gradimento e' riproposto nella parte destra della stessa figura. Il vortice indicato con "detail A" e' quello generato dall'apice della randa. Quello indicato con "detail B" e' il vortice prodotto dall'apice del fiocco ed e' meno intenso degli altri due. Il vortice indicato con "detail C" e' quello prodotto dalla radice della randa. Per costruzione del modello, non esistendo luce tra la radice del

fiocco e la superficie dell'acqua, non può venire generato alcun vortice dalla radice del fiocco, ed infatti nessun vortice di questo genere può essere osservato nella Figura 63.

Un altro tipo di rappresentazione del flusso sul piano di Treftz è quella visibile nella Figura 64 dove sono evidenziate le posizioni dei vortici di scia indotti dalla presenza delle due vele (randa e fiocco) visualizzando il campo del valore del modulo della componente Ω_n della vorticosità, calcolata come:

$$\Omega_n = \left(\frac{\partial V_z}{\partial t} - \frac{\partial V_t}{\partial z} \right) \quad \text{Eq. 0-1}$$

essendo t e z le due componenti giacenti sul piano di Treftz. In Figura 64 è visibile la traccia della sezione della scia vorticoso di figura Figura 61, in accordo con la teoria (in realtà le scie sono due in quanto vi è anche la presenza del fiocco).

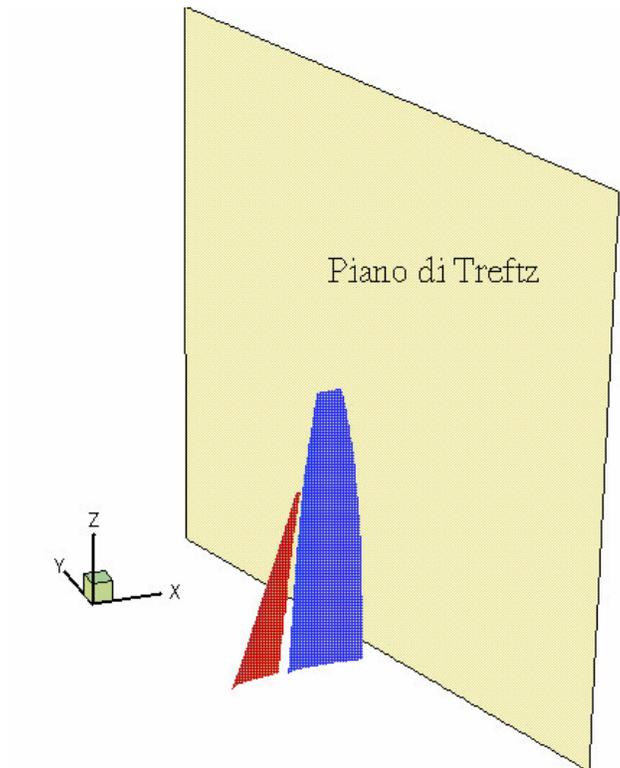


Figura 62: posizione del piano di Treftz a valle delle vele

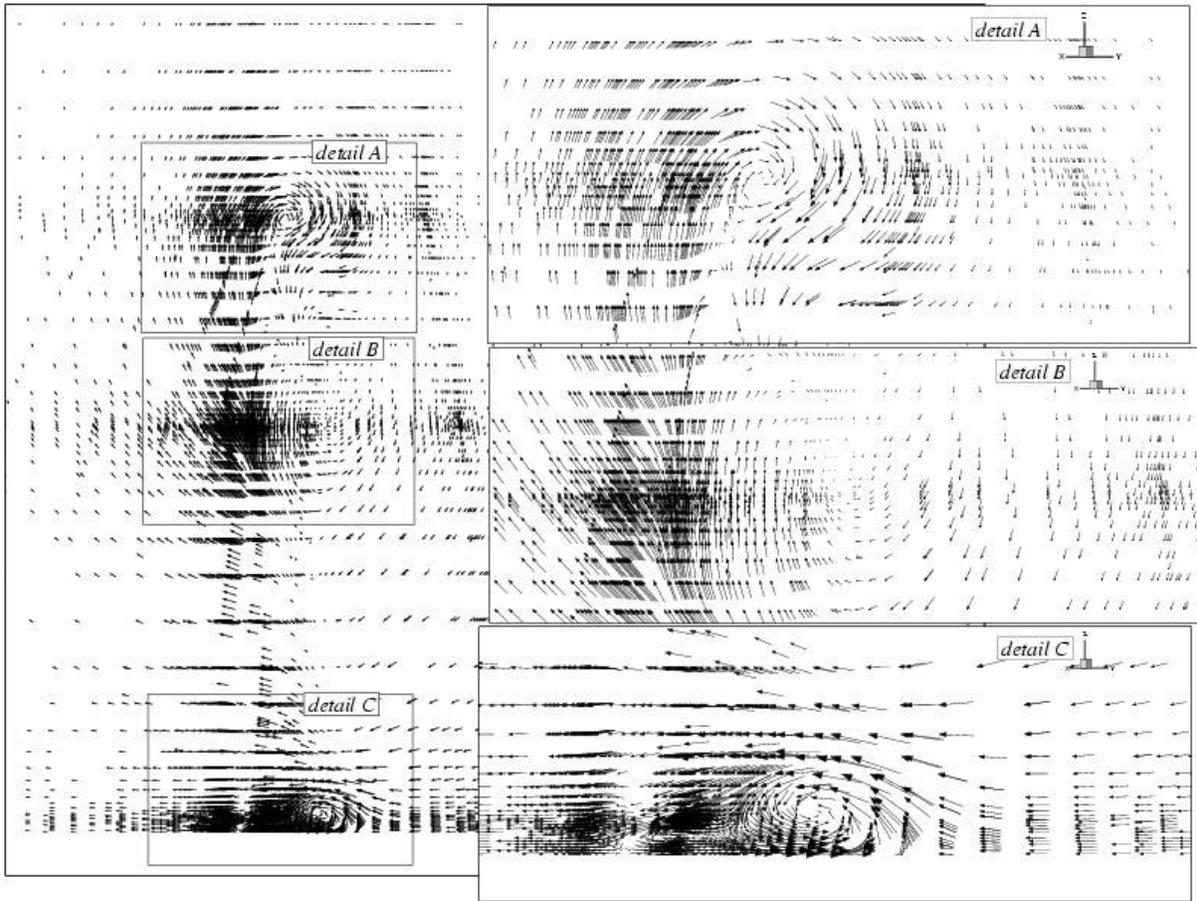


Figura 63: vettori velocita' nel piano di Trefftz

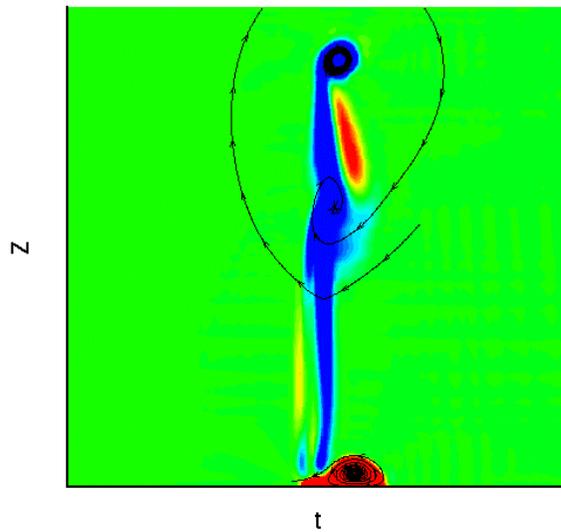


Figura 64: sistema di vortici di scia sul piano di Trefftz; si possono riconoscere i due sistemi di vortici indotti dalla randa e dal fiocco

Linee di corrente

La Figura 65, Figura 66 e la Figura 67 mostrano le linee di corrente rispettivamente agli angoli di 7° , 32.51° e 62.51° . Per ciascun angolo sono rappresentate cinque sezioni ad altezze differenti: $z = -0.1$ m, appena al di sotto della radice della randa; $z = 0.1$ m, appena al di sopra della radice della randa; $z = 3$ m, a circa la metà dell'altezza del fiocco; $z = 5.7$ m, appena al di sotto dell'apice del fiocco; $z = 7$ m, a un'altezza compresa tra l'apice del fiocco e quello della randa.

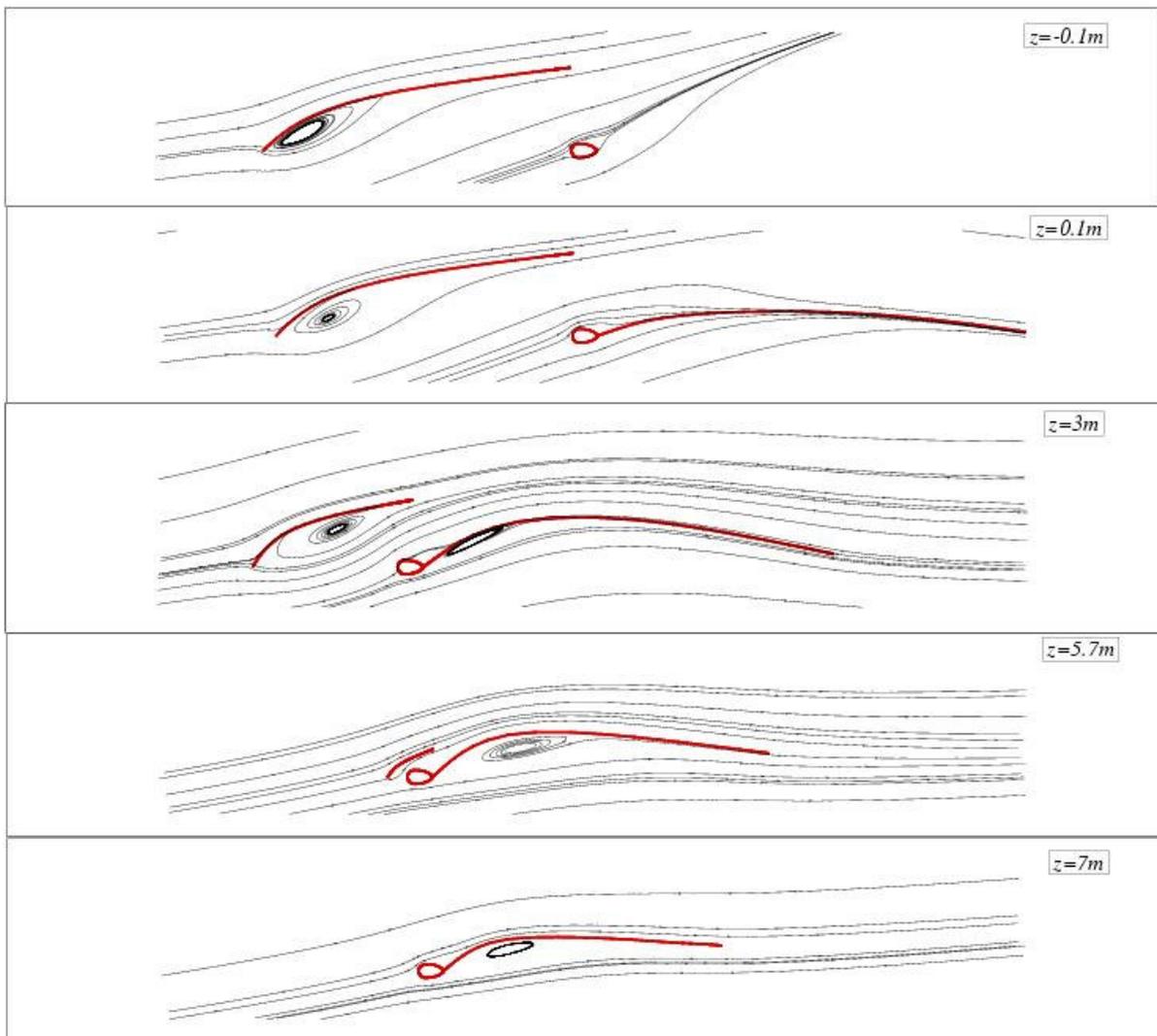


Figura 65: linee di corrente per un angolo del vento apparente di 7°

Dall'esame delle linee di corrente possono essere fatte alcune considerazioni. Esiste sempre una zona di ricircolazione nelle vicinanze dell'intersezione della randa sull'albero sul lato di

estradosso³. Il flusso infatti non riesce a seguire il percorso imposto dalla geometria del complesso albero – randa, in quanto la deflessione imposta al flusso stesso e' troppo grande. Per $\alpha = 7^\circ$ si puo' notare la presenza di un vortice sul lato di intradosso del fiocco, lungo tutta l'altezza del fiocco stesso. Tale vortice di intradosso e' anche presente sulla randa, ma per le sole sezioni a piu' alto camber (tutte quelle al di sopra di $z = 0.1$ m).

Dall'esame della Figura 66, per $\alpha = 32.51^\circ$, il fiocco presenta una bolla di ricircolazione sull'estradosso, la cui posizione si sposta verso il bordo di uscita all'aumentare dell'altezza z .

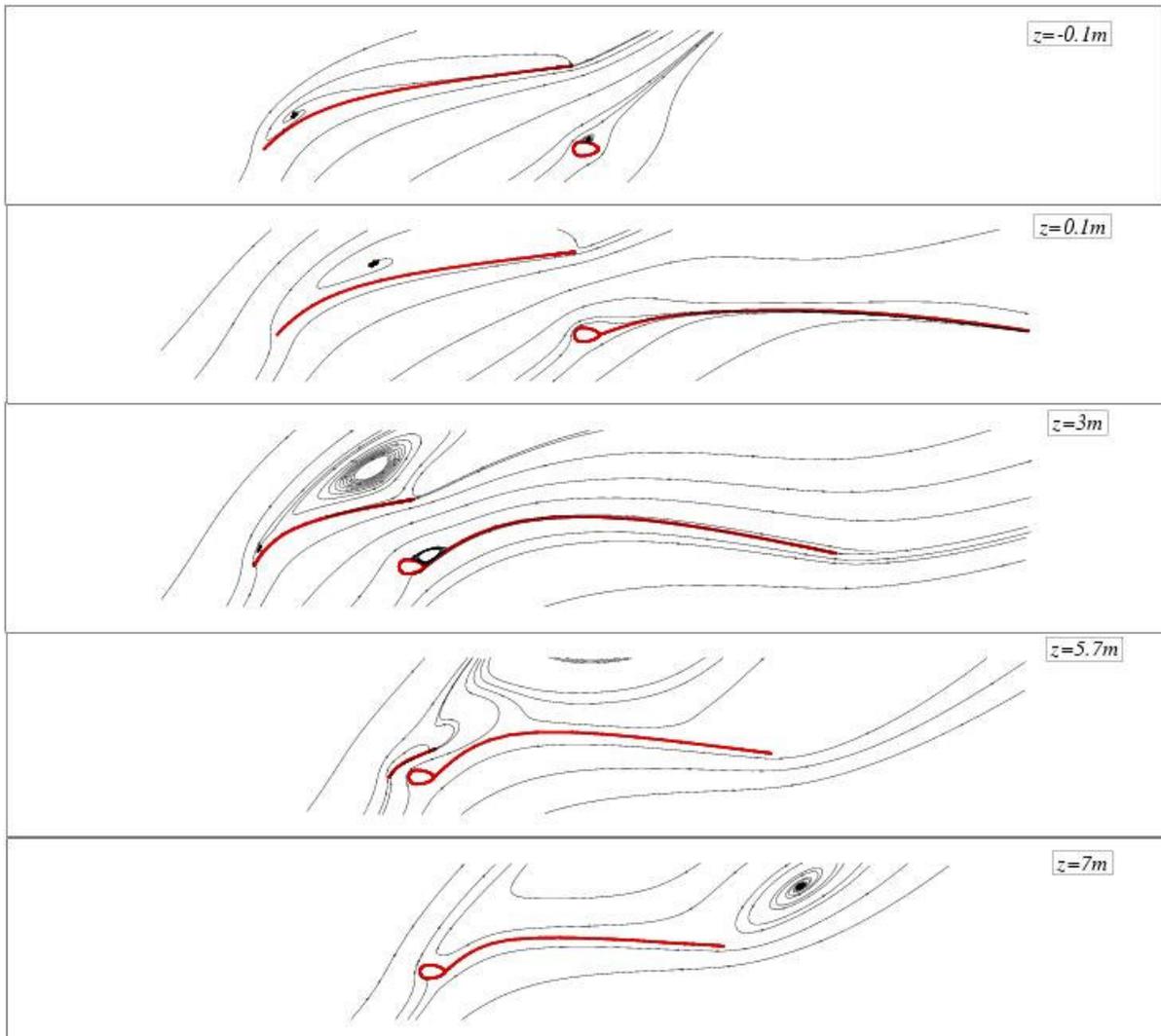


Figura 66: linee di corrente per un angolo del vento apparente di 32.51°

³ Nel seguito sara' indicato con il nome di intradosso il lato opposto alla componente y del vento apparente. Il lato opposto della vela sara' indicato con il nome di estradosso. E' necessario riferirsi alla componente y del vento apparente nella definizione di estradosso e di intradosso, in quanto per bassi angoli il vento sembra insistere sul lato di estradosso, mentre per angoli medi e grandi su quello di intradosso.

A $z = 5.7$ m, un unico vortice e' originato dalla presenza del fiocco e della randa, mentre a $z = 7$ m, e' la sola randa a determinare la presenza di un vortice a valle della randa stessa.

Come appare dalla Figura 67, per $\alpha = 62.51^\circ$, si ha la formazione di una vasta zona di ricircolazione sul lato di estradosso del fiocco, la cui estensione aumenta con l'aumentare dell'altezza, fino a che, per valori superiori a $z = 3$ m, viene ad interessare sia il fiocco sia la randa.

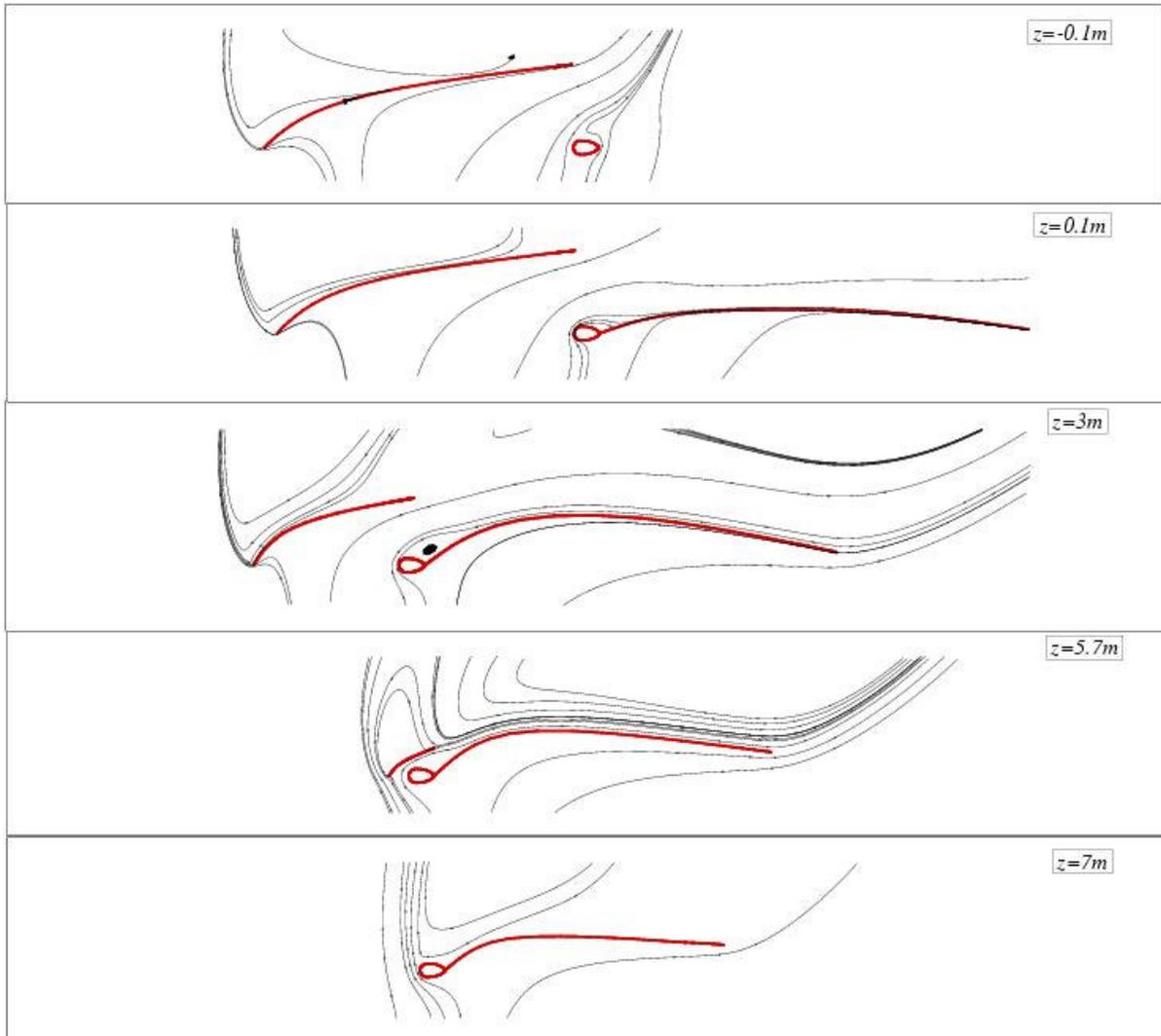


Figura 67: linee di corrente per un angolo del vento apparente di 62.51°

Modulo della velocita' e coefficiente di pressione

La Figura 68, la Figura 70 e la Figura 72 mostrano il campo del modulo bidimensionale della velocita' per gli stessi angoli del vento apparente α , e per gli stessi valori di altezza z , esaminati nel

paragrafo precedente. La Figura 69, la Figura 71 e la Figura 73 mostrano invece le distribuzioni del coefficiente di pressione sulle stesse sezioni. Le variabili rappresentate sono definite come:

$$V_{abs} = \sqrt{V_x^2 + V_y^2}$$

$$C_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2} \rho_{ref} V_{ref}^2}$$

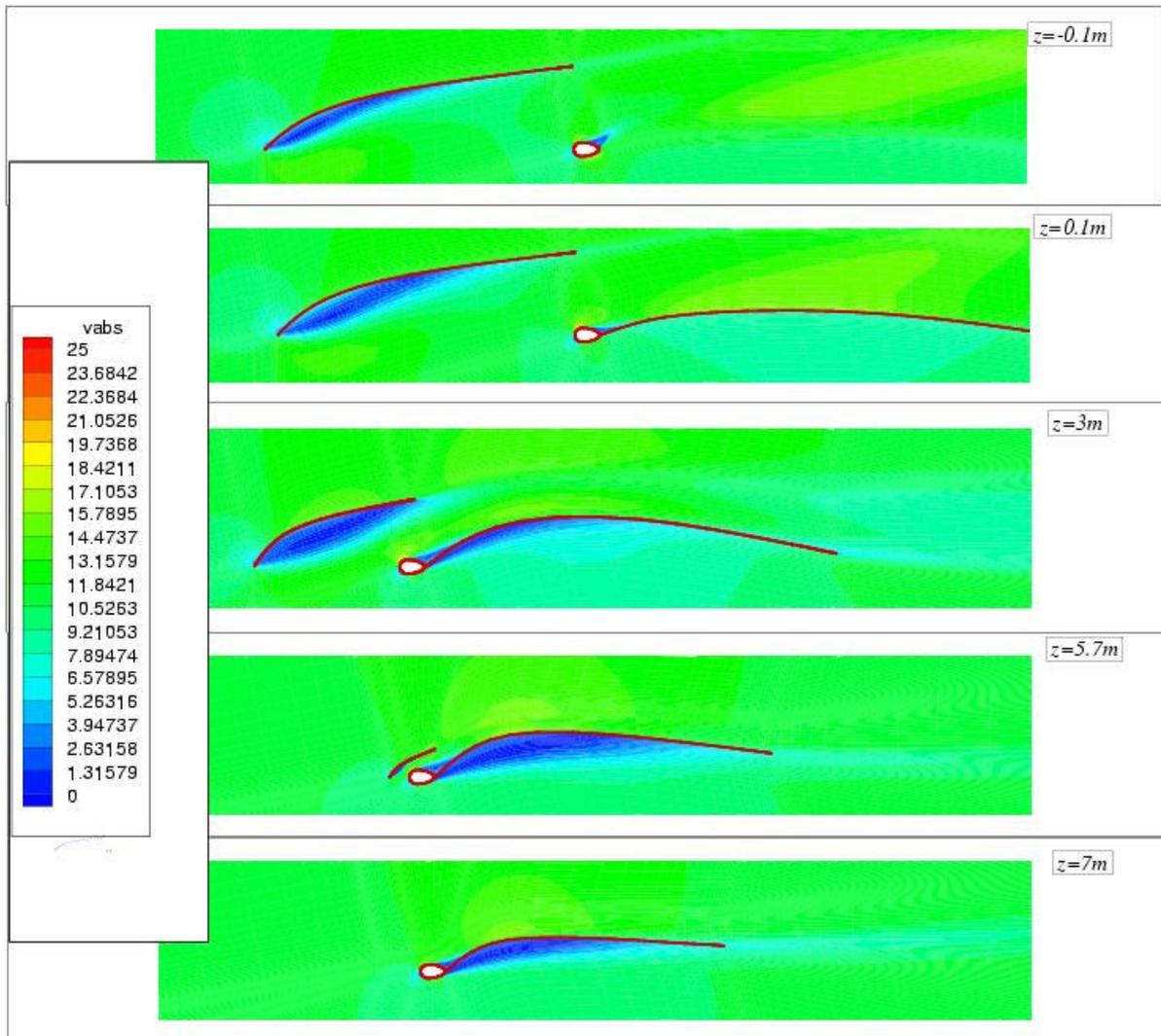


Figura 68: modulo bidimensionale della velocita' per $\alpha = 7^\circ$

L'esame delle figure mostra l'esistenza nel flusso di zone a bassa velocita' e ad alto C_p dove il flusso, muovendosi verso zone a pressione maggiore, rallenta fino a fermarsi e ad invertire il suo moto, con la conseguente formazione di vortici. Per $\alpha = 7^\circ$ si ha la comparsa di zone a bassa velocita' sul lato di intradosso della randa e in corrispondenza del punto di attacco tra randa e albero sul lato di estradosso, come appare dalla Figura 68.

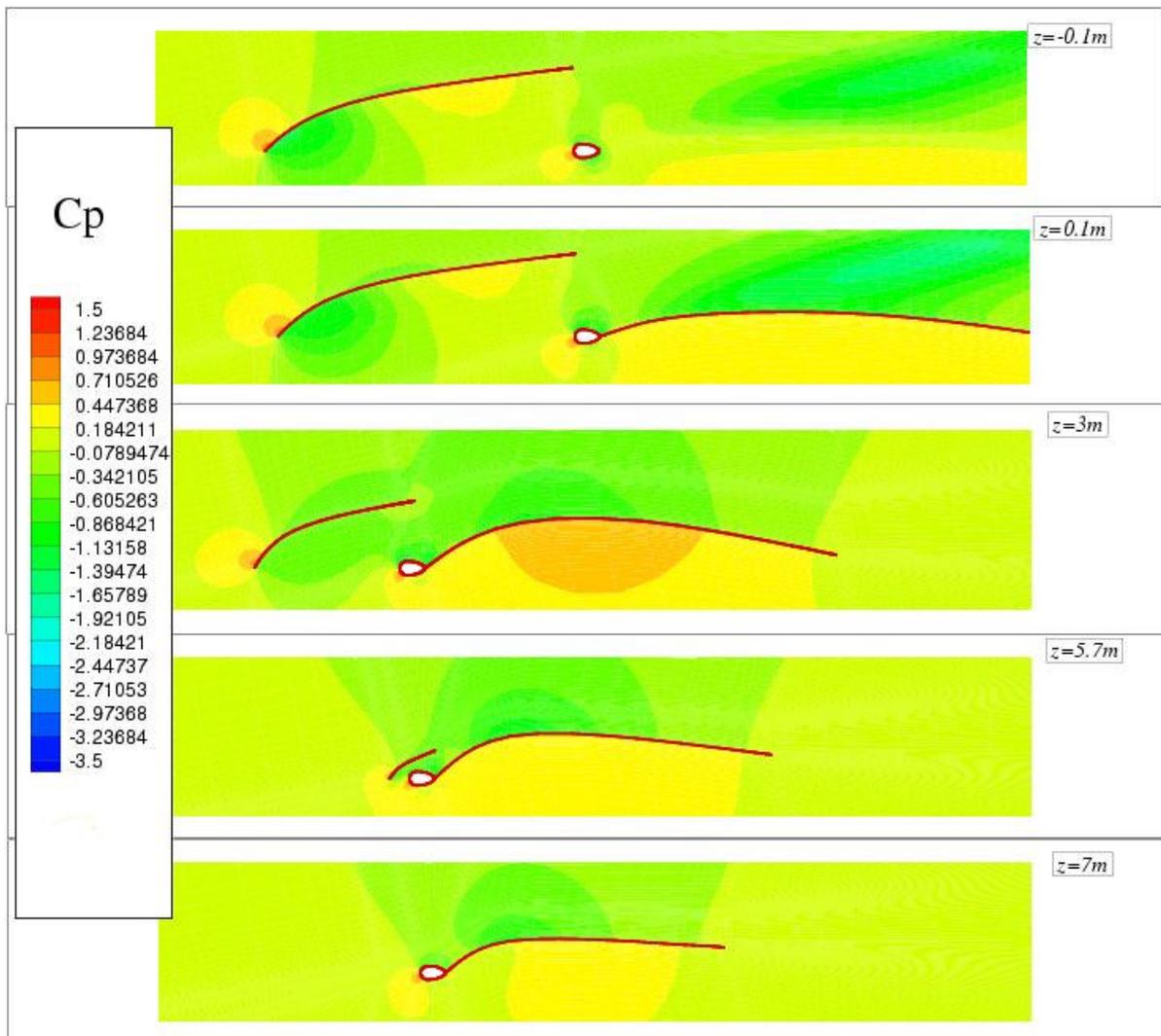


Figura 69: distribuzione di C_p per $\alpha = 7^\circ$

I valori maggiori di C_p si hanno: per il fiocco, in corrispondenza del bordo di attacco sul lato di estradosso, e per la randa, in prossimità del bordo di attacco dell'albero sul lato di intradosso.

Dall'esame della Figura 70 e della Figura 71, per $\alpha = 32.51^\circ$, diventa chiaro l'effetto favorevole indotto sul flusso incidente sulla randa a opera dell'azione esercitata dalla presenza del fiocco. In particolare per la sezione a $z = 5.7\text{ m}$ si può vedere come, lontano dal fiocco, il lato di estradosso della randa presenti un flusso perturbato, mentre in prossimità del fiocco la velocità è maggiore e le linee di corrente riescano a seguire la geometria. Sia per il fiocco sia per l'insieme di albero e randa, i valori più elevati del C_p e quelli più bassi del modulo della velocità sono localizzati sul lato di intradosso, mentre i minori valori di C_p e le velocità più elevate si riscontrano sul lato di estradosso in prossimità del bordo di attacco.

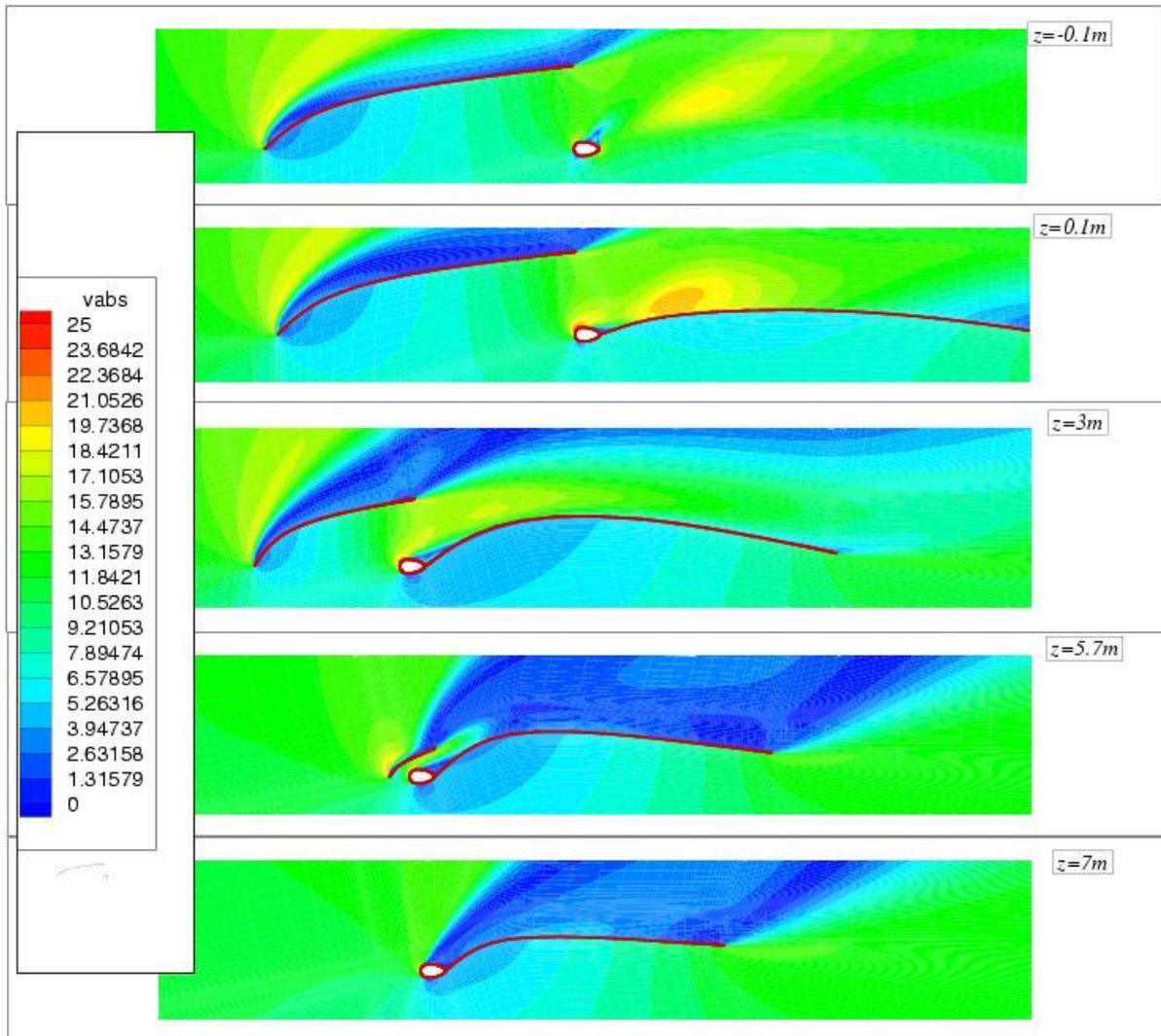


Figura 70: modulo bidimensionale della velocita' per $\alpha = 32.51^\circ$

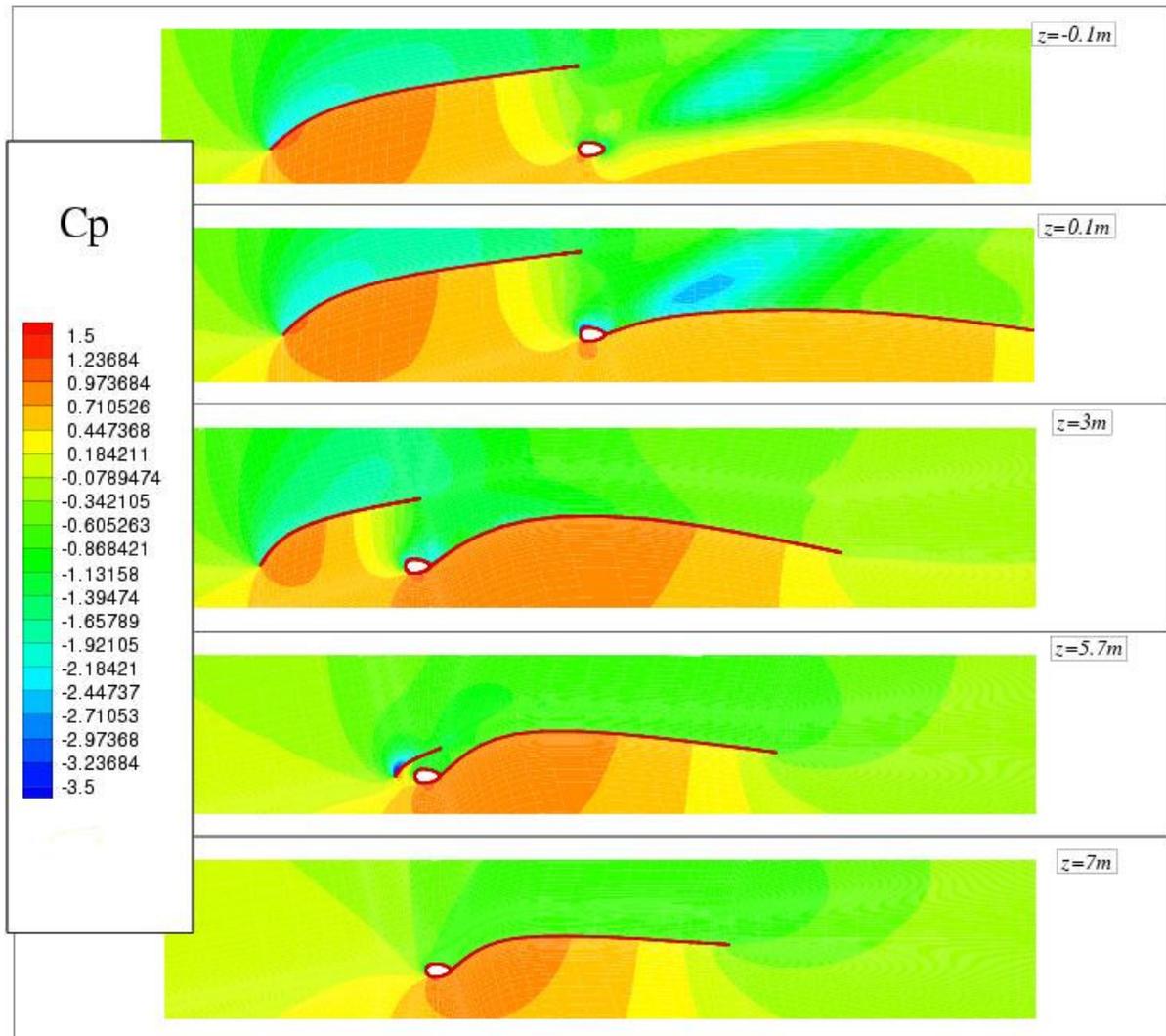


Figura 71: distribuzione di C_p per $\alpha = 32.51^\circ$

L'esame della Figura 72 e della Figura 73 mostra che, a causa dell'azione del fiocco, per $\alpha = 62.51^\circ$ il flusso è ancora indirizzato sulla randa con un angolo di attacco ragionevole. Una zona ad elevato C_p si estende sull'intero lato di intradosso delle vele. L'invelatura in queste condizioni agisce più come una superficie resistente che come una superficie portante (come un paracadute e non più come un'ala).

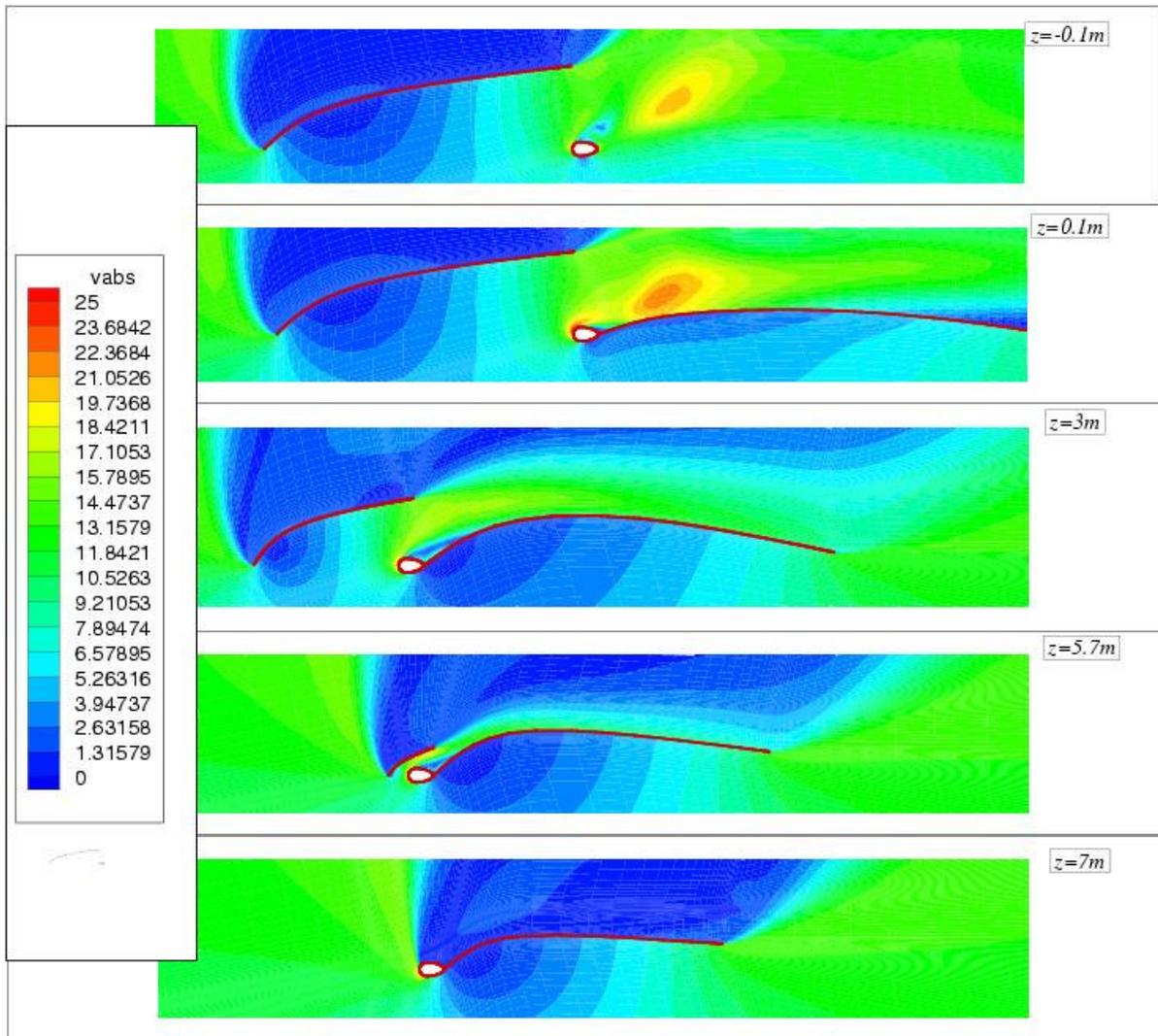


Figura 72: modulo bidimensionale della velocita' per $\alpha = 62.51^\circ$

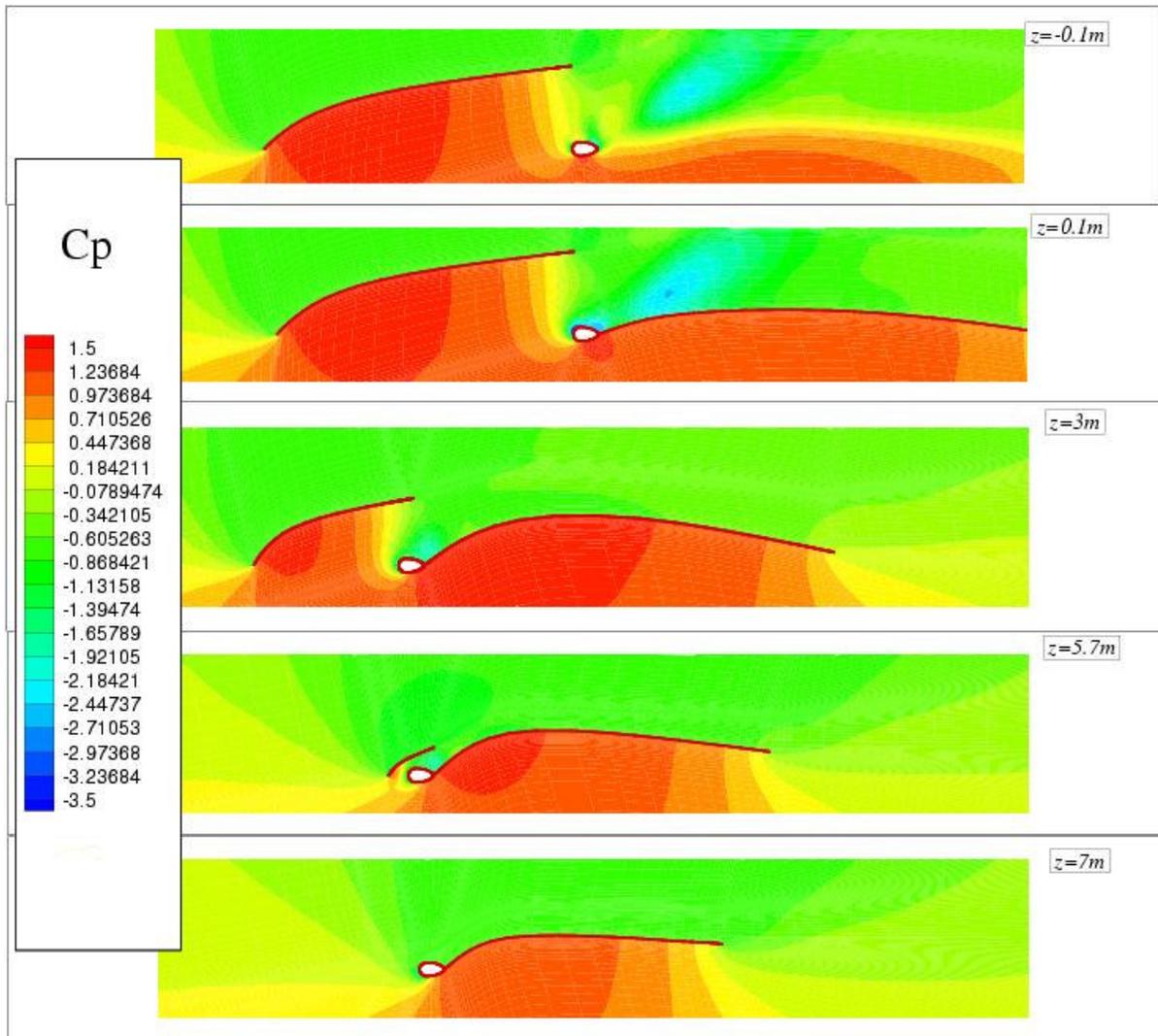


Figura 73: distribuzione di C_p per $\alpha = 62.51^\circ$

Confronto tra calcolo viscoso turbolento e calcolo inviscido (Eulero)

Nei paragrafi precedenti sono stati esaminati nel dettaglio i risultati dei calcoli effettuati con il modello viscoso, nel quale la turbolenza è stata tenuta nel conto tramite il modello di Spalart & Allmaras [31]. Non avendo a disposizione misure sperimentali di confronto, si è cercato di accertare l'accuratezza dei risultati ottenuti mediante confronto con risultati numerici calcolati impiegando un differente modello di turbolenza, nella fattispecie il modello $\kappa - \epsilon$ standard [38]. Un'ulteriore serie di calcoli è stata poi effettuata tralasciando del tutto la viscosità. Questa rappresenta un'importante semplificazione modellistica, con grande impatto sul costo computazionale. I calcoli

sono stati ripetuti per i sei valori dell'angolo del vento apparente $\alpha = 22^\circ.51'$, $32^\circ.51'$, 37° , $42^\circ.51'$, 47° , $52^\circ.51'$. Come al solito, per accertare l'avvenuta convergenza del calcolo a una soluzione stazionaria, sono stati monitorati tanto i residui delle singole equazioni risolte dal modello, quanto i valori delle grandezze di interesse (coefficienti di forze e momenti).

La Figura 74 mostra la storia di convergenza dei coefficienti di momento sbandante, forza di spinta e di forza laterale, nel caso del calcolo inviscido. Si sono ritenute raggiunte le condizioni di convergenza quando per tutti e tre i coefficienti, le massime variazioni al procedere del calcolo occorrono sulla terza cifra significativa.

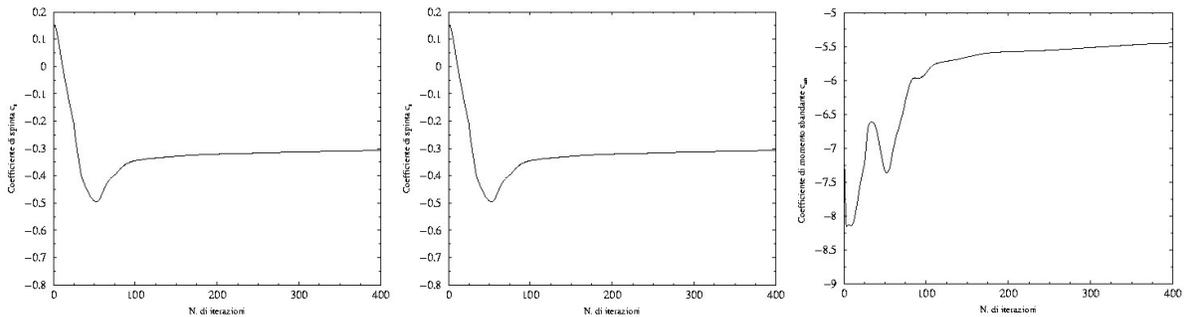


Figura 74: tipica storia di convergenza dei coefficienti di forza laterale, spinta e momento sbandante

La Figura 75 e la Figura 76 mostrano il confronto tra i valori calcolati dei coefficienti di portanza e di resistenza in funzione dell'angolo del vento apparente, per i casi inviscido e viscoso. L'esame delle figure mostra come il calcolo inviscido fornisca risultati sostanzialmente in linea con quelli del calcolo viscoso. In particolare, risulta molto buono l'accordo in termini del coefficiente di portanza tra il risultato Eulero e quello Spalart & Allmaras.

Le figure dalla Figura 77 alla Figura 82 ripropongono lo studio del downwash sul piano di Trefftz, per differenti valori dell'angolo del vento apparente. L'esame delle figure permette di evidenziare il sostanziale accordo qualitativo (e talora anche quantitativo) tra i calcoli viscosi e quello inviscido. In particolare sembra essere migliore l'accordo tra i risultati del modello di Spalart & Allmaras e quelli del calcolo Eulero, a conferma di quanto già apparso dall'esame della Figura 75 e della Figura 76. Il fatto che il calcolo inviscido riesca a fornire risultati comparabili con quello viscoso trova probabilmente ragione nel fatto che per strutture di flusso dove la resistenza indotta è dominante, l'errore commesso nella non corretta valutazione dei fenomeni viscosi diviene trascurabile. Si deve inoltre ricordare che anche un calcolo inviscido non è nella realtà privo di viscosità. Vi è infatti la viscosità numerica introdotta sia dallo schema di discretizzazione spaziale, sia dalla griglia. Sarebbe dunque più opportuno parlare di calcolo viscoso anche nel caso di Eulero, ma fatto con un valore di viscosità che nulla ha a che vedere con le proprietà del fluido.

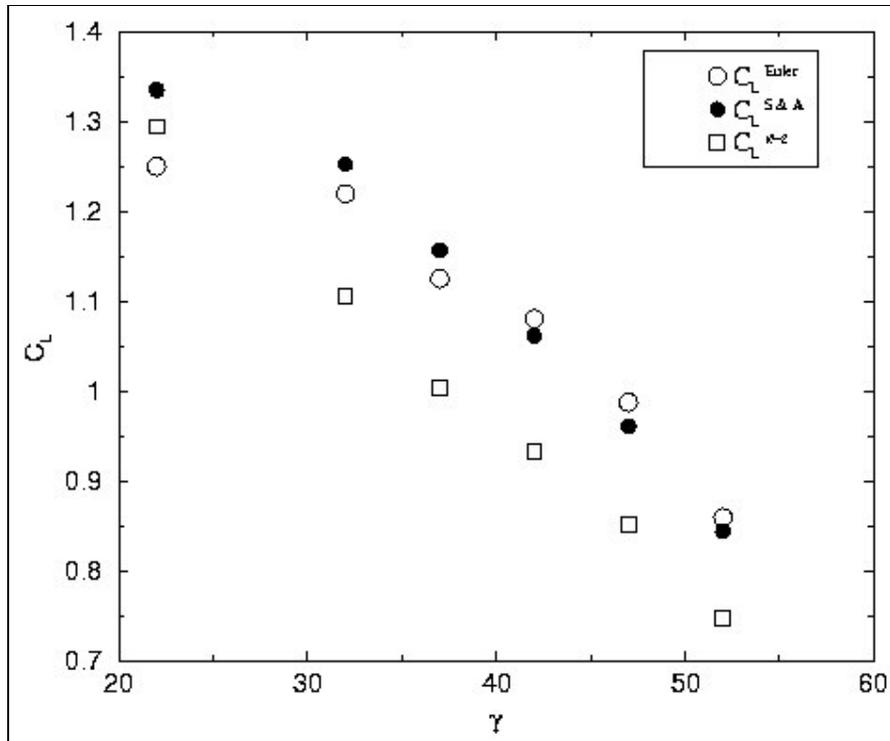


Figura 75: Coefficiente di portanza in funzione dell'angolo di incidenza del vento apparente

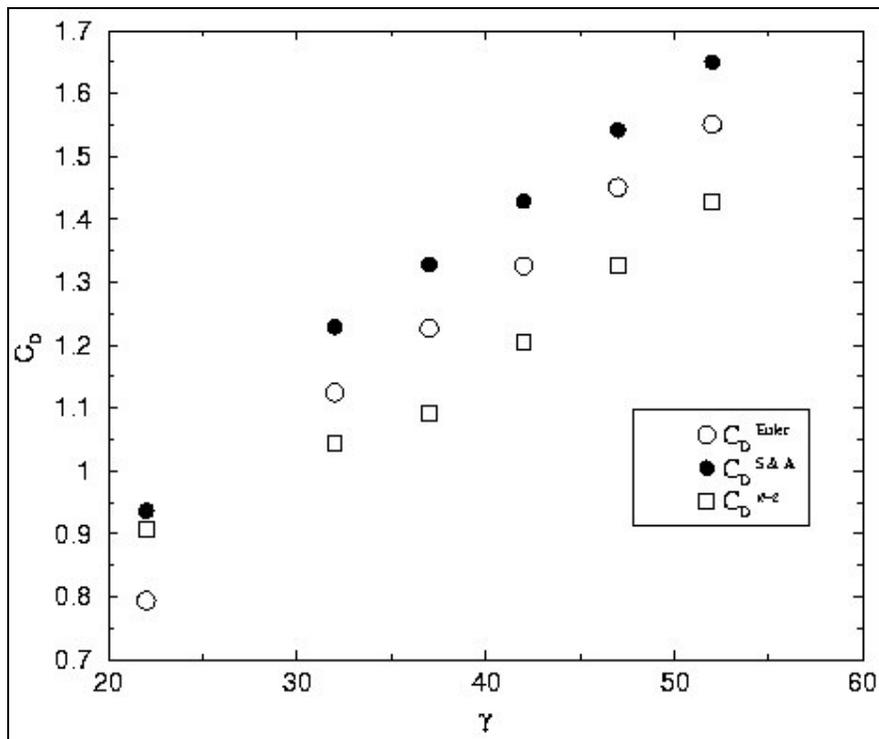


Figura 76: Coefficiente di resistenza in funzione dell'angolo di incidenza del vento apparente

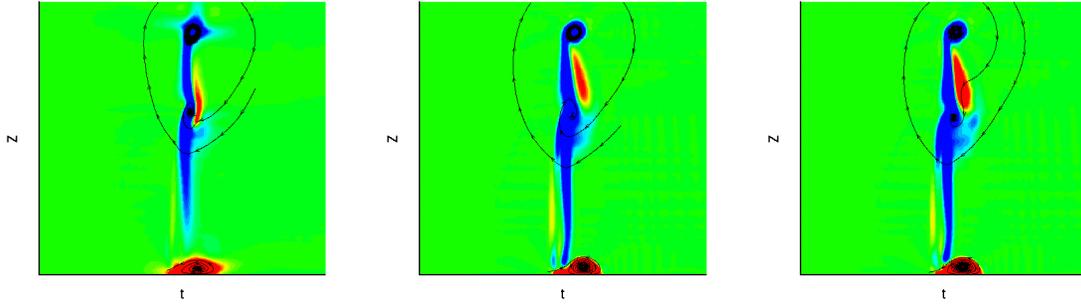


Figura 77: $\alpha=22.51^\circ$; vortici di scia sul piano di Trefftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

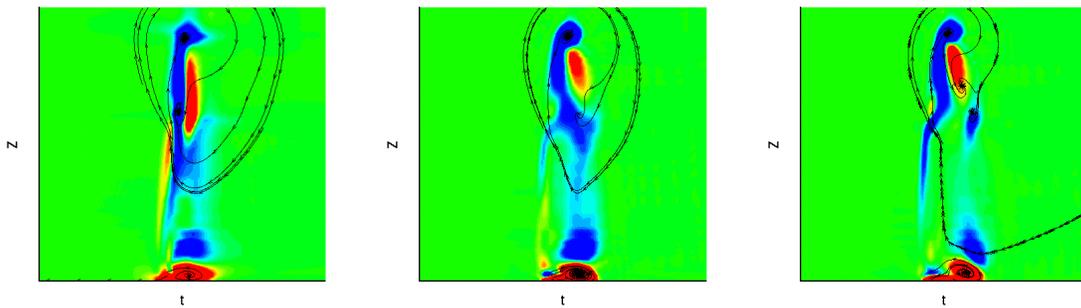


Figura 78: $\alpha=32.51^\circ$; vortici di scia sul piano di Trefftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

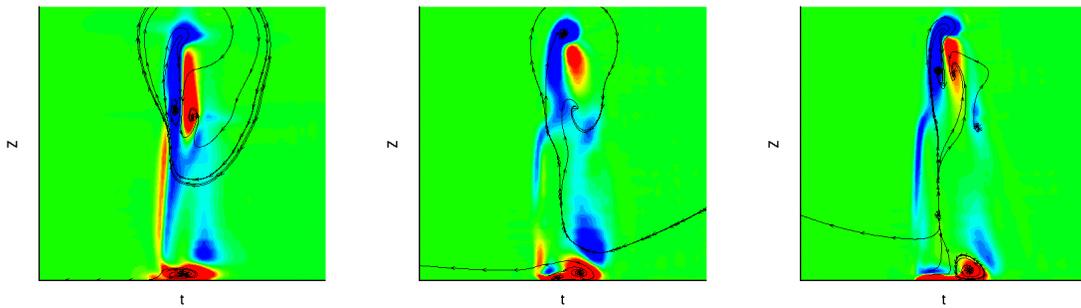


Figura 79: $\alpha=37^\circ$; vortici di scia sul piano di Trefftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

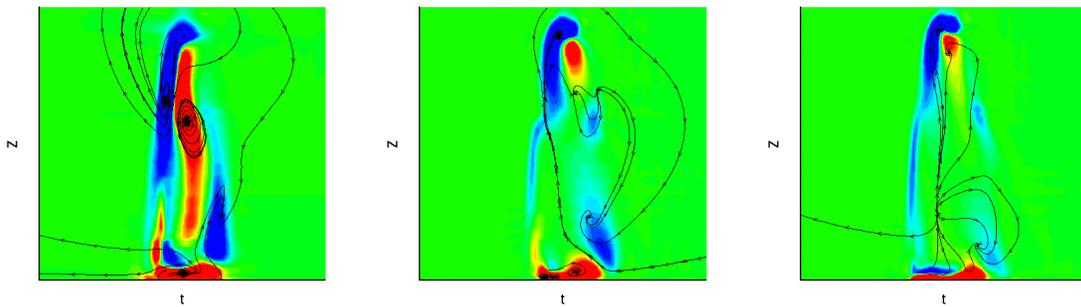


Figura 80: $\alpha=42.51^\circ$; vortici di scia sul piano di Treftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

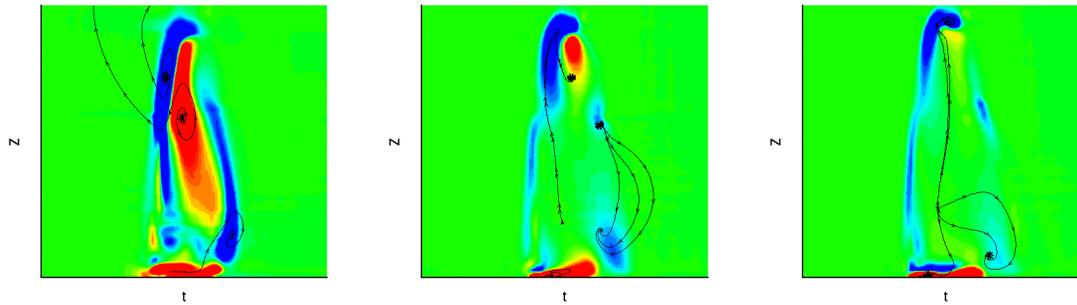


Figura 81: $\alpha=47^\circ$; vortici di scia sul piano di Treftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

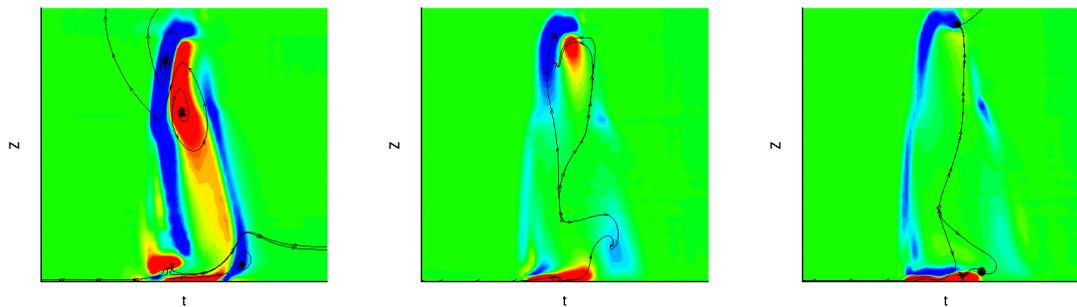


Figura 82: $\alpha=52^\circ$; vortici di scia sul piano di Treftz e modulo della componente normale della vorticit : Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa\text{-}\epsilon$ (destra)

Un secondo caso test: la barca “Volvo Ocean Race”

La classe “Volvo Ocean Race” comprende imbarcazioni che, per dimensioni e stazza, sono molto vicine a quelle di America’s Cup. Come nel caso precedente del “Tornado” vi sono regolamenti internazionali che fissano le dimensioni massime delle parti rilevanti dello scafo e dell’invelatura. La Tabella 14 riporta i vincoli geometrici cui devono sottostare le imbarcazioni di questa classe.

Lunghezza totale	21.5 m
Beam	4.7 – 5.7 m
Draft	4.5 m
Area randa	172 m ²
Area fiocco	140 m ²
Area spinnaker	500 m ² massimo
Altezza albero	31.5 m sopra il livello del mare
Peso	12,500 – 14,000 kg
Bulbo della chiglia	4,500 kg minimo

Tabella 14: parametri geometrici caratteristici delle imbarcazioni di classe "Volvo Ocean Race"

La Figura 83 mostra due immagini di un modello di un imbarcazione di questo tipo [41].



Figura 83: modello di barca classe "Volvo Ocean Race"

Si tratta dunque di una barca che per dimensioni e caratteristiche e' molto diversa da quella presa in esame nel caso test precedente. Oltre all'interesse di mettere alla prova lo strumento di analisi numerica anche su barche che si collocano nella fascia nobile delle competizioni sportive e che non

sono molto distanti per dimensioni e forme dai super yachts a vela, la scelta di questo tipo di imbarcazione come secondo caso test trova la sua principale ragione nel fatto che sono disponibili in letteratura dei dati sperimentali di prestazione delle vele [40]. Nei paragrafi che seguono verranno illustrati i risultati dei calcoli effettuati e il loro confronto quantitativo con le misure sperimentali di letteratura.

Descrizione del caso test

La Figura 84 mostra il modello della barca nella galleria del vento dell'Università di Auckland. La galleria dispone di una serie di statori svergolati regolabili (pure visibili in figura), che permettono la riproduzione del profilo del vento atmosferico (strato limite). L'andatura simulata tanto in laboratorio quanto durante le simulazioni numeriche e' quella di traverso (si veda la Figura 1 dell'Appendice). La scala geometrica del modello rispetto alle dimensioni reali della barca e' di 1:12.5



Figura 84: il modello della barca Volvo Ocean Race usato per gli esperimenti nella galleria del vento di Auckland (foto di Natascia Erriu)

Geometria

La Figura 85 mostra il dominio di calcolo utilizzato per la simulazione numerica, mentre la Figura 86 mostra un particolare della griglia computazionale in prossimità della superficie delle vele.

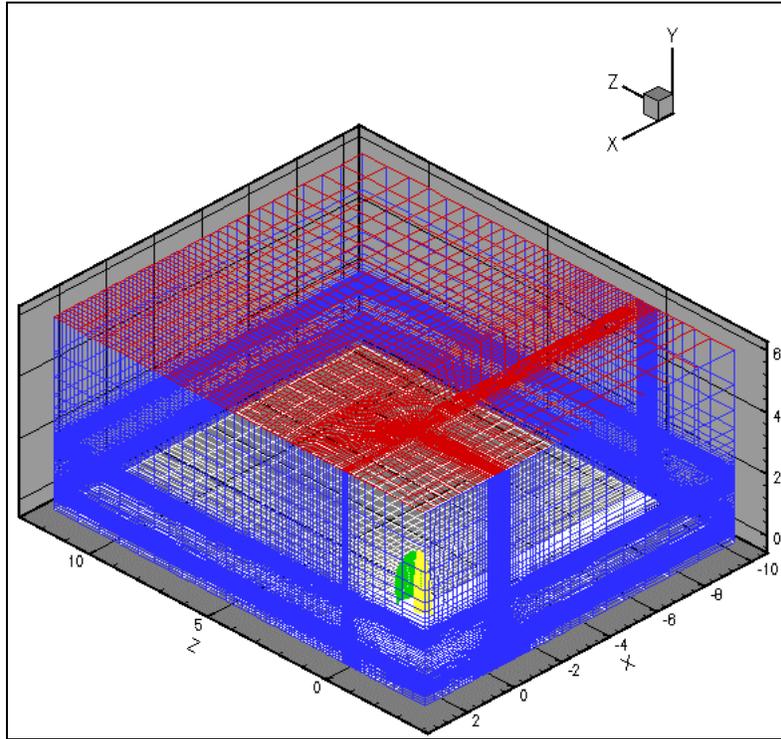


Figura 85: : il dominio computazionale. I colori corrispondono alle diverse condizioni al contorno utilizzate nel calcolo: blu: flusso indisturbato con profilo di velocità assegnato; bianco, giallo e verde: superfici solide; rosso: simmetria

Per la discretizzazione spaziale sono state utilizzate circa 1 milione di celle. Sulle facce laterali del dominio sono state assegnate le condizioni di flusso indisturbato corrispondenti al profilo del vento generato nella galleria del vento. Sulle facce inferiore e superiore del dominio, sono state imposte condizioni di parete solida e di simmetria, rispettivamente.

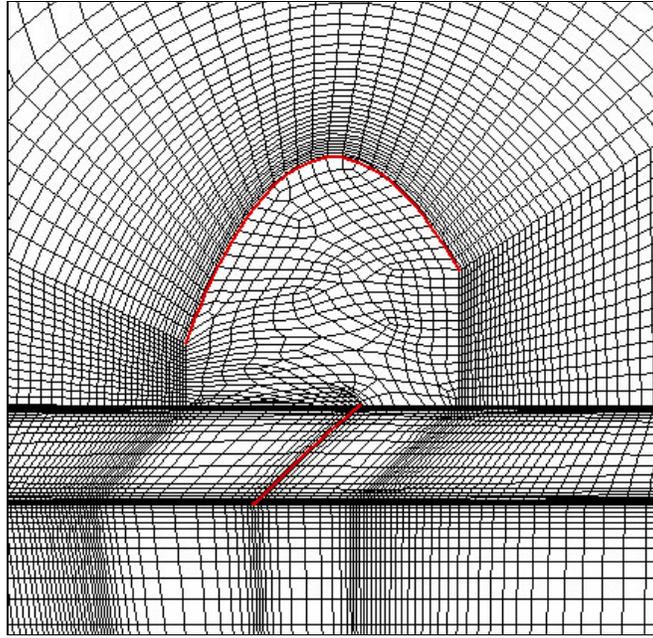


Figura 86: piano di sezione della griglia computazionale nell'intorno delle vele, evidenziate in rosso.

Condizioni del vento

Nel caso in esame il profilo del vento utilizzato è tale che alla quota zero di riferimento il flusso è allineato con l'asse coordinato "x", e possiede una velocità di 3.77 m/s. La Figura 87 mostra le componenti "x" e "z" del profilo del vento in funzione dell'altezza. Facendo ruotare il modello sulla piattaforma mobile della galleria, è possibile variare l'angolo del vento apparente visto dal sistema di vele.

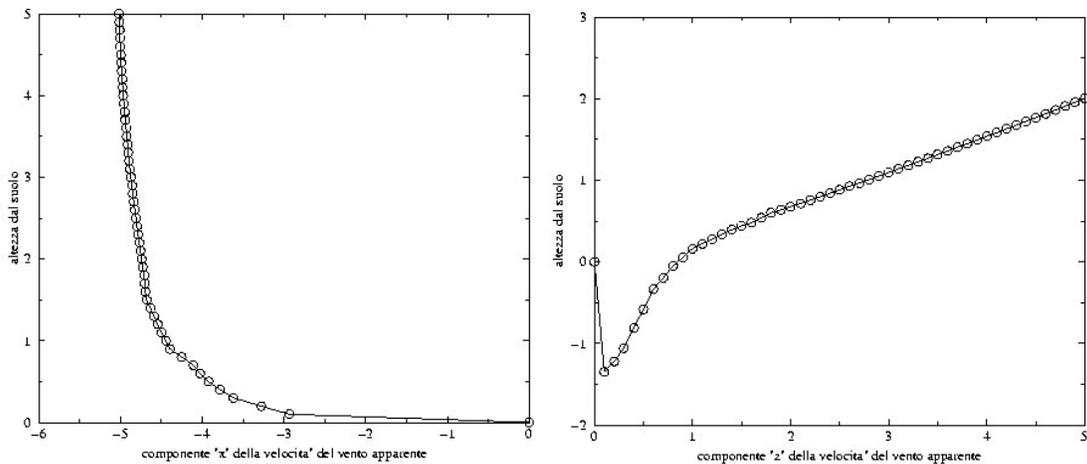


Figura 87: componenti "x" e "z" della velocità del vento in funzione dell'altezza dal suolo. Le due componenti di velocità sono assegnate come valori di flusso indisturbato per il calcolo.

Modellistica

La modellistica numerica utilizzata per il calcolo e' analoga a quella gia' usata per il caso test precedente. Il calcolo e' stato ripetuto facendo uso dei due modelli di turbolenza di Spalart & Allmaras e $\kappa - \epsilon$ standard. Un ulteriore calcolo e' stato eseguito trascurando la viscosita' nel modello fisico (calcolo Eulero).

Risultati

Il calcolo

Con il modello descritto nei paragrafi precedenti e' stata eseguita una serie di simulazioni per ricoprire i seguenti 6 valori dell'angolo del vento apparente: 90°, 100°, 110°, 120°, 130°, 140°. Per ciascuna simulazione sono state necessarie circa 12 ore di calcolo su 12 processori della macchina parallela IBM SP.

La convergenza

Per accertare l'avvenuta convergenza del calcolo sono stati monitorati tanto i residui di tutte le equazioni risolte, tanto i coefficienti di portanza, resistenza e momento sbandante. Le tipiche storie di convergenza sono quelle riportate nella Figura 88.

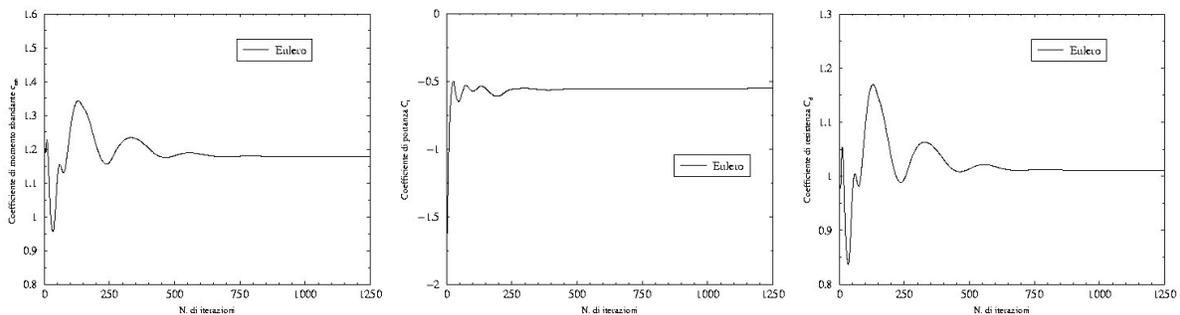


Figura 88: tipiche storie di convergenza dei coefficienti di momento sbandante (sinistra), di portanza (centro) e di resistenza (destra) per il calcolo viscoso sul modello Volvo Ocean Race

I coefficienti aerodinamici

Si riportano qui di seguito le relazioni tra le forze per il calcolo dei coefficienti aerodinamici di interesse:

$$T = L \sin \gamma - D \cos \gamma$$

$$H = L \cos \gamma + D \sin \gamma$$

essendo: T e H la forza di spinta (trust) e la forza sbandante (feeling), e L e D la forza portante (lift) e resistente (drag) e l'angolo misurato a partire dalla direzione di traverso puro (90 gradi, allineato con l'asse di riferimento "x").

I coefficienti adimensionali associati a queste forze sono calcolati prendendo come fattore di adimensionalizzazione: $\frac{1}{2} \rho_{\text{ref}} V_{\text{ref}}^2 A_{\text{ref}}$, dove il pedice "ref" indica che si tratta di grandezze di riferimento. I valori usati nel presente lavoro per le grandezze di riferimento sono, rispettivamente:

$$A_{\text{ref}} = \text{area di riferimento} = A_{\text{gennaker}} + A_{\text{randa}} = 2.727104 \text{ m}^2$$

$$V_{\text{ref}} = \text{velocita' di riferimento} = V_a = 3.77 \frac{\text{m}}{\text{s}}$$

$$\rho_{\text{ref}} = \text{densita' di riferimento} = \rho_{\text{aria standard}} = 1.176674 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$$

Le espressioni per i coefficienti di spinta e di forza laterale in funzione dei coefficienti di portanza e di resistenza si scrivono dunque:

$$c_t = c_L \cdot \cos \gamma + c_D \cdot \sin \gamma$$

$$c_s = -c_L \cdot \sin \gamma + c_D \cdot \cos \gamma$$

Il valore di questi coefficienti verra' utilizzato per il confronto quantitativo delle soluzioni ottenute con i valori sperimentali. In particolare saranno confrontati i valori dei coefficienti di spinta e di forza laterale.

Grafici

Coefficienti aerodinamici

La Figura 89 e la Figura 90 mostrano il confronto dei risultati ottenuti in termini di coefficiente di spinta e di forza laterale con i dati sperimentali. Dall'analisi delle figure si vede come tanto i due modelli viscosi, quanto quello inviscido sono in grado di riprodurre con grande accuratezza le misure sperimentali, tanto come valori puntuali, quanto come posizione del valore di massimo della curva del coefficiente di spinta.

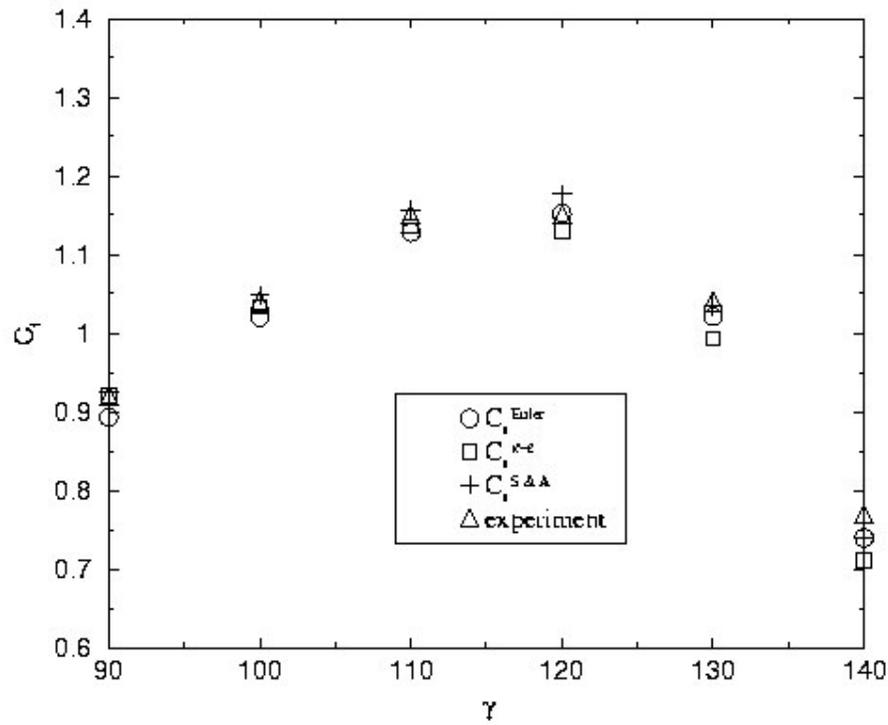


Figura 89: confronto tra risultati del calcolo e valori sperimentali per il coefficiente di spinta

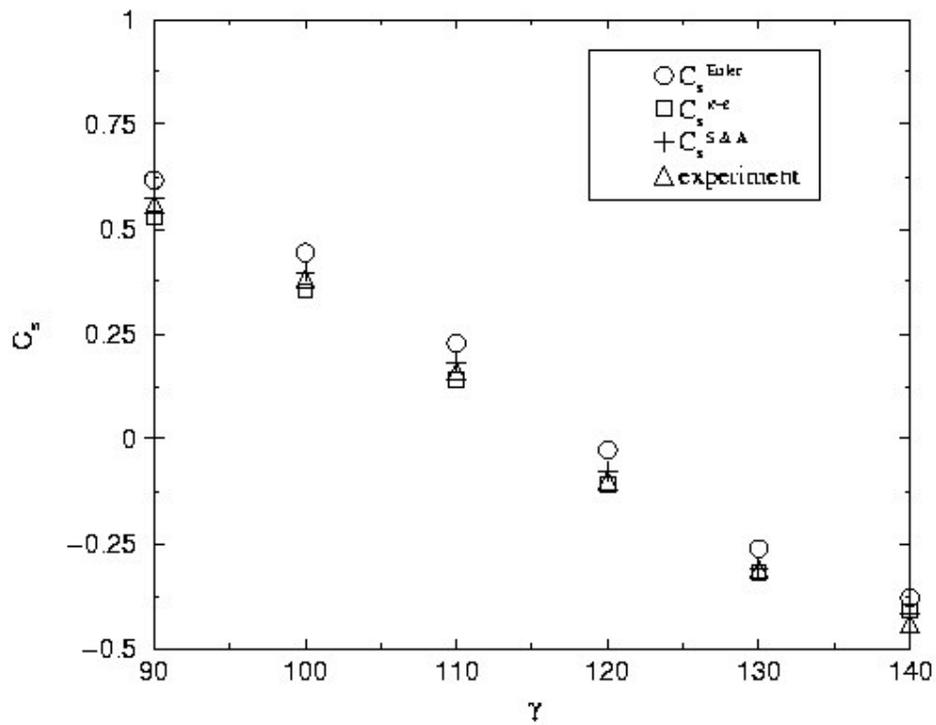


Figura 90: confronto tra risultati del calcolo e valori sperimentali per il coefficiente di forza laterale

Linee di corrente

Le figure dalla Figura 91 alla Figura 96 mostrano per i diversi angoli del vento apparente esaminati, le linee di corrente su un piano di sezione perpendicolare all'albero (asse y) a una quota pari a circa la meta' dell'altezza del gennaker. Per ciascuna figura, a sinistra e' riportato il risultato del calcolo Eulero, al centro quello del modello di Spalart & Allmaras e a destra quello del modello $\kappa - \epsilon$.

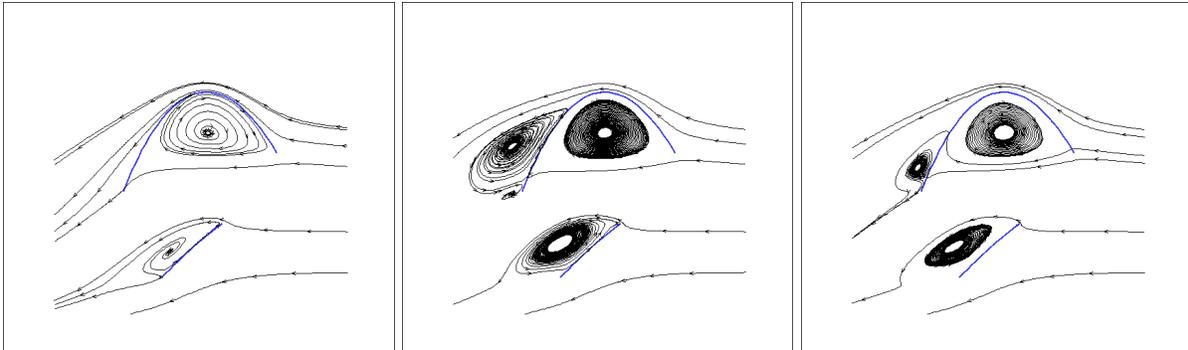


Figura 91: $\alpha = 90^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

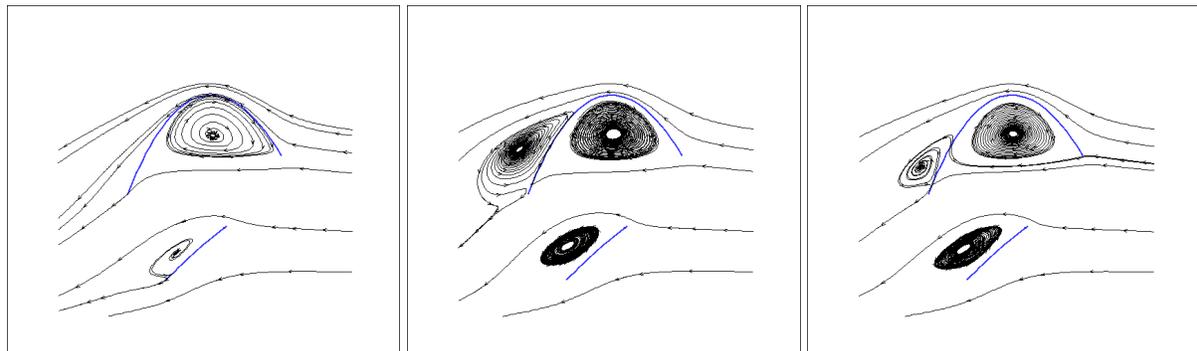


Figura 92: $\alpha = 100^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

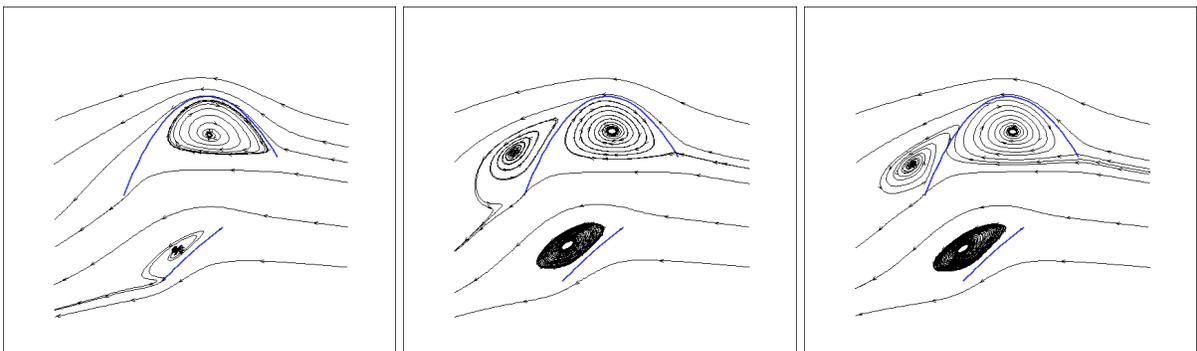


Figura 93: $\alpha = 110^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

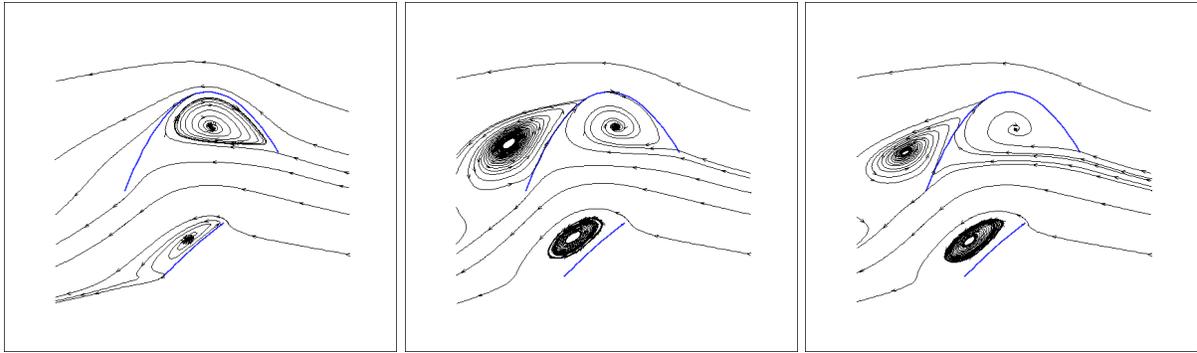


Figura 94: $\alpha = 120^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

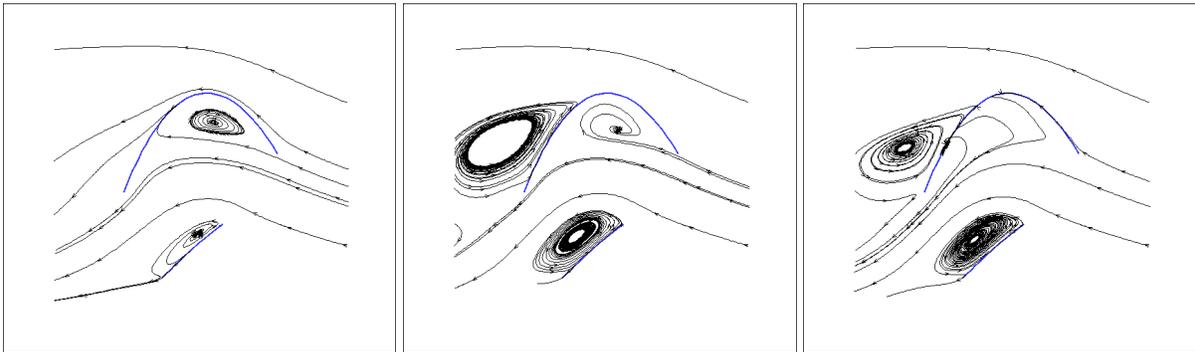


Figura 95: $\alpha = 130^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

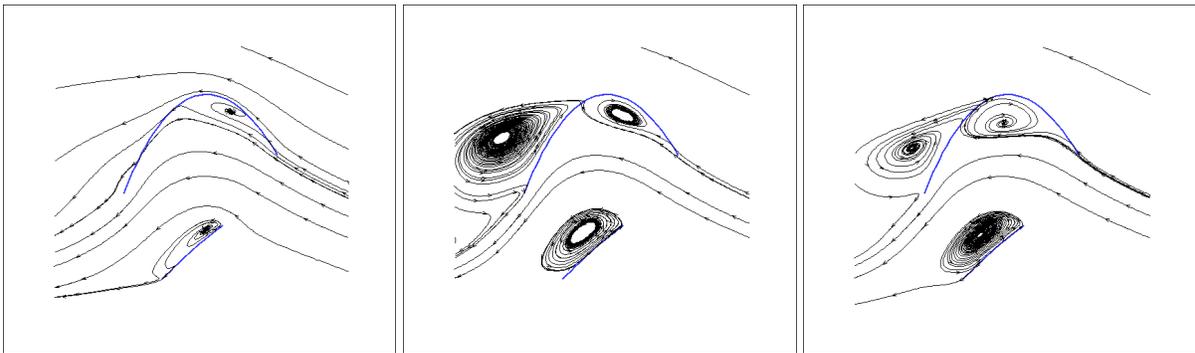


Figura 96: $\alpha = 140^\circ$; linee di corrente su una sezione a $y = 1$ m; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

L'esame delle figure (dalla Figura 91 alla Figura 96), suggerisce alcune considerazioni:

- Per tutti gli angoli del vento apparente il calcolo non viscoso non è in grado di fornire la corretta descrizione del campo di moto immediatamente a valle del gennaker. Manca infatti completamente la vasta zona di ricircolazione sull'estradosso del gennaker, che è sempre presente nei calcoli viscosi.

- Tanto il calcolo inviscido, tanto quelli viscosi forniscono invece sostanzialmente analoghe descrizioni del campo di moto nella zona di estradosso della randa e di intradosso del gennaker, anche se alcune differenze possono essere riscontrate nell'intensità e nella posizione dei vortici tra i tre tipi di calcolo.
- Per tutti gli angoli esaminati, l'intensità dei vortici descritti con il modello di Spalart & Allmaras risulta mediamente maggiore di quella fornita dal modello $\kappa - \epsilon$. Questo risulta del tutto evidente dall'esame della Figura 95, dove nella soluzione $\kappa - \epsilon$ il vortice di intradosso del gennaker non è presente, mentre è previsto sia dalla soluzione Eulero, sia da quella Spalart & Allmaras.
- Per quanto riguarda la zona di intradosso del gennaker, il calcolo Eulero e il modello di Spalart & Allmaras forniscono simili predizioni per la posizione dei vortici, il cui centro appare sempre più spostato verso destra rispetto alla predizione fornita dal modello $\kappa - \epsilon$.
- Nel caso del vortice sull'estradosso della randa, soluzioni simili si hanno invece per i modelli Spalart & Allmaras e $\kappa - \epsilon$, mentre il calcolo inviscido predice in generale un vortice il cui centro è più spostato verso la superficie della randa, per tutti gli angoli del vento apparente, e situato via via più verso il bordo di attacco della stessa randa all'aumentare dell'angolo del vento apparente (Figura 95 e Figura 96).

Downwash

Le figure dalla Figura 97 alla Figura 102 mostrano i risultati delle simulazioni sul piano di Treftz per i diversi angoli del vento apparente α simulati. Tanto il calcolo Eulero, quanto i due modelli di turbolenza forniscono risultati qualitativamente consistenti per quasi tutti i valori di α . L'accordo tra i tre modelli di calcolo è molto buono in termini di posizionamento dei vortici per gli angoli $\alpha = 90^\circ$ e $\alpha = 100^\circ$ (Figura 97 e Figura 98). In termini di intensità dei vortici, dalle stesse figure si può notare che il modello Eulero predice un'intensità dei vortici minore di quelli viscosi, come appare dal confronto tra l'addensamento delle linee di corrente. Comportamento analogo può essere riscontrato anche dall'esame delle due figure successive (Figura 99 e Figura 100), che sono relative agli angoli $\alpha = 110^\circ$ e $\alpha = 120^\circ$. Anche in questo caso il calcolo Eulero predice vortici di intensità minore di quelli predetti dal calcolo viscoso. Anche dal confronto tra i due modelli di turbolenza risulta qualche differenza tra i risultati, specialmente nel caso di $\alpha = 120^\circ$, laddove il modello di Spalart & Allmaras predice un'intensità dei vortici inferiore a quella predetta dal modello $\kappa - \epsilon$. La Figura 101 mostra come per $\alpha = 130^\circ$ il modello di Spalart & Allmaras non è più in grado di risolvere la zona vorticoso. Vi è una netta deflessione del flusso, sia nella zona di radice sia in

quella di apice, ma i vortici non vengono risolti dal calcolo. Il modello Eulero riesce a predire la presenza del vortice di radice e di un piccolo vortice di apice. Il modello $\kappa - \varepsilon$ e' il solo che per questo valore dell'angolo descrive la presenza di entrambi i vortici. Il discorso in qualche modo si rovescia nel caso dell'ultima figura proposta, la Figura 102, relativa all'angolo $\alpha = 140^\circ$. Il modello di Spalart & Allmaras e' ancora il solo che non riesce a descrivere la presenza dei vortici, ma come nel caso precedente, la sola presenza di traiettorie fortemente deflesse. Il calcolo $\kappa - \varepsilon$ riesce a predire la presenza del vortice di apice, ma non di quello di radice, mentre il solo modello Eulero fornisce una soluzione con entrambi i vortici presenti.

Il fatto che non si abbiano misure sperimentali del campo di moto a valle delle vele con le quali confrontarsi, rende problematico affermare quale dei tre modelli riesca a fornire il risultato piu' corretto. Cio' che si puo' probabilmente dire e' che la struttura reale del flusso, in accordo con la teoria, e' caratterizzata da una scia vorticoso, la cui traccia e' visibile sul piano di Treftz. Questo aspetto qualitativo e' senz'altro previsto correttamente da tutti e tre i modelli di calcolo. Niente puo' pero' essere affermato con certezza circa gli aspetti quantitativi (intensita' e posizione dei vortici), in quanto manca un dato certo di confronto.

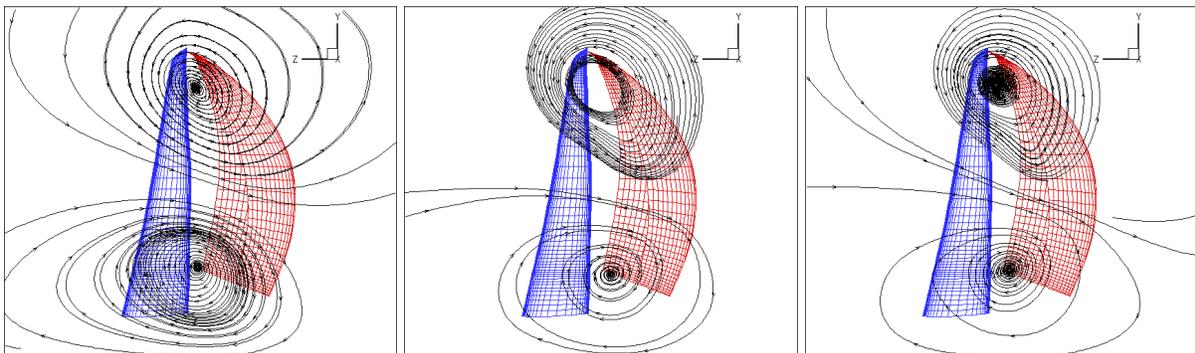


Figura 97: $\alpha = 90^\circ$; linee di corrente sul piano di Treftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \varepsilon$ (destra)

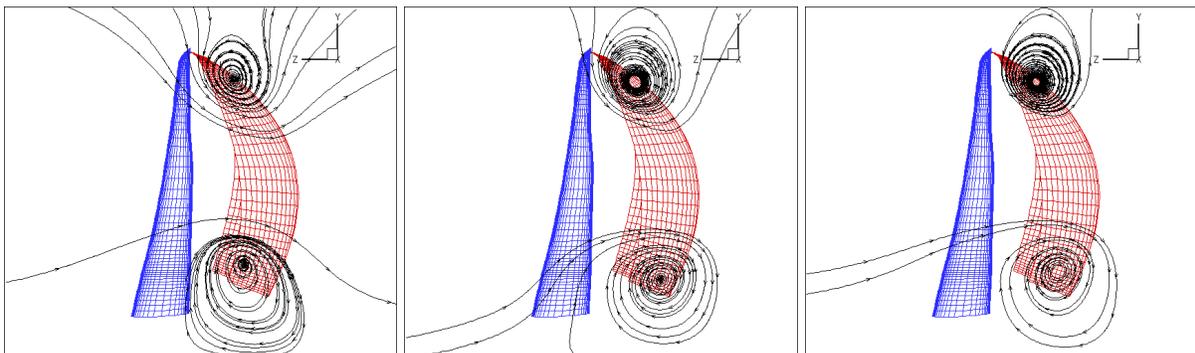


Figura 98: $\alpha = 100^\circ$; linee di corrente sul piano di Treftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \varepsilon$ (destra)

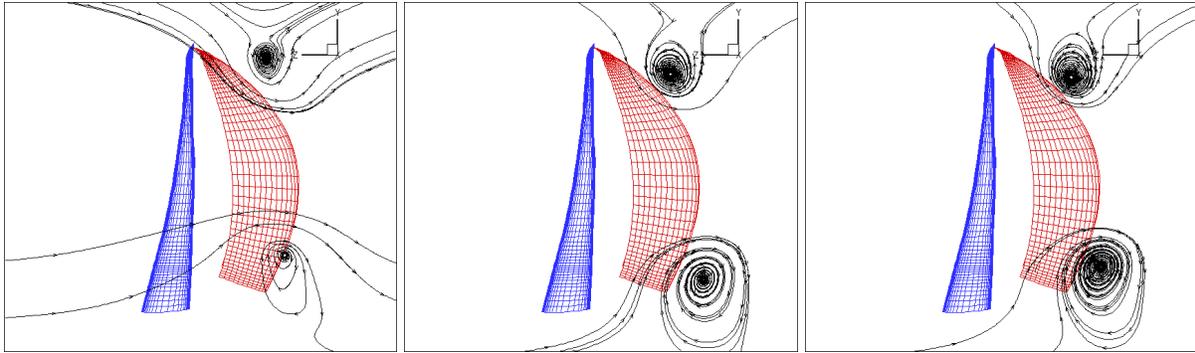


Figura 99: $\alpha = 110^\circ$; linee di corrente sul piano di Trefftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

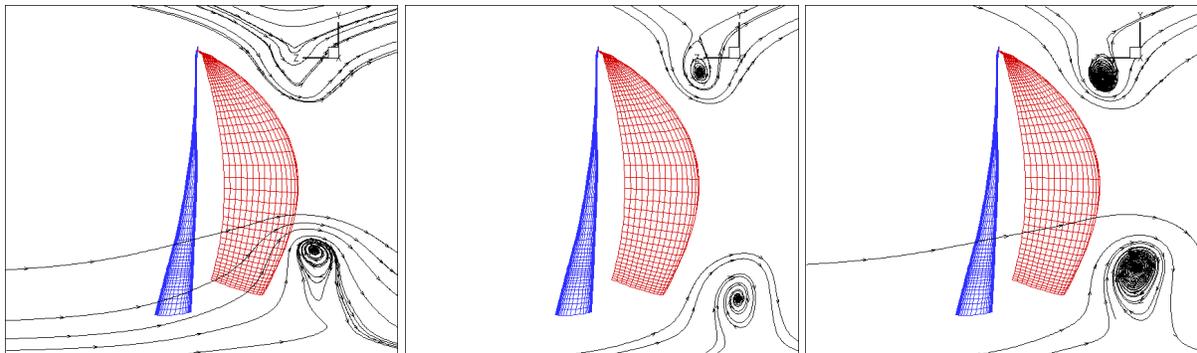


Figura 100: $\alpha = 120^\circ$; linee di corrente sul piano di Trefftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

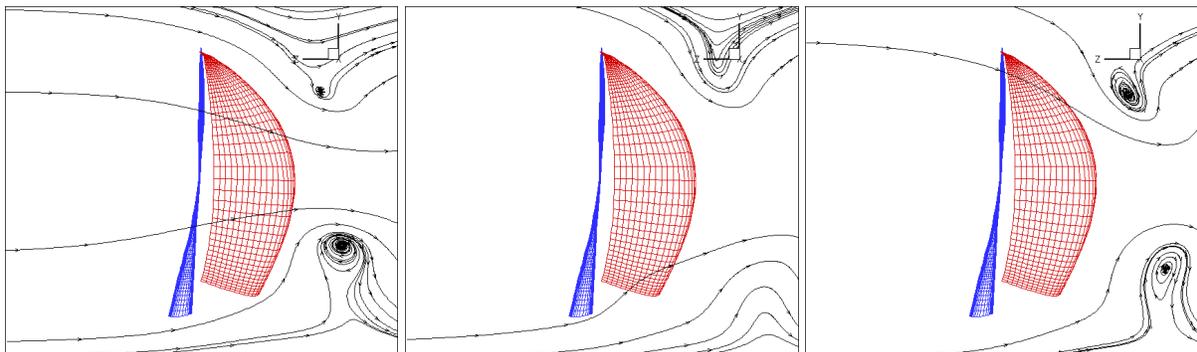


Figura 101: $\alpha = 130^\circ$; linee di corrente sul piano di Trefftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

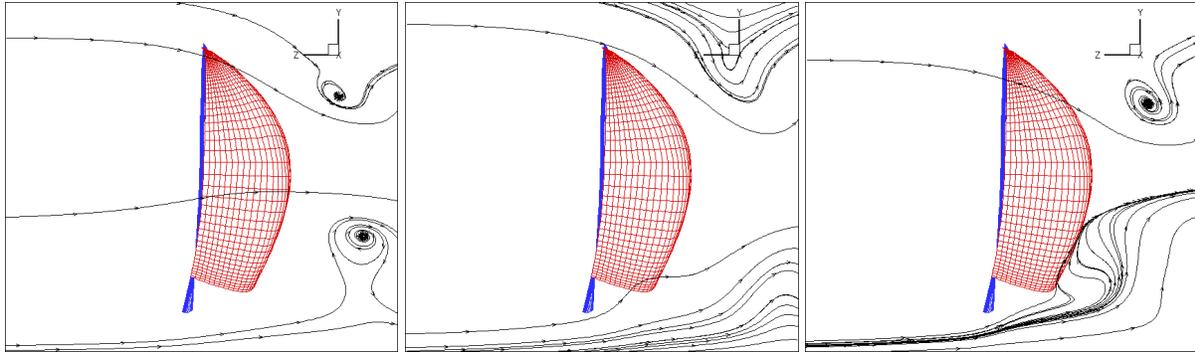


Figura 102: $\alpha = 140^\circ$; linee di corrente sul piano di Trefftz; Eulero (sinistra), S & A (centro), $\kappa - \epsilon$ (destra)

Conclusioni

Possono essere qui riassunte le piu' significative conclusioni della presente attivita' di ricerca.

- Sono stati messi a punto tre diversi modelli fisico – matematico per la simulazione del flusso intorno a un'invelatura. Due di essi sono modelli viscosi – turbolenti, ed il terzo e' un modello inviscido.
- I modelli sono stati provati nella simulazione di due configurazioni geometriche e di flusso completamente differenti, un catamarano di classe “Tornado” in andatura di bolina e una barca di classe “Volvo Ocean Race” in andatura di traverso.
- Sono stati esaminati i risultati dei calcoli su due serie di piani tra loro ortogonali, quelli normali all'albero e quelli normali alla direzione del vento apparente, piani che sono particolarmente rilevanti per lo studio del flusso intorno alle vele, come evidenziato dalla teoria.
- I risultati della simulazione del catamarano “Tornado” hanno permesso di accertare la congruita' qualitativa dei calcoli con i modelli teorici del flusso sia su piani normali all'albero sia sui piani di Trefftz. In termini di coefficienti aerodinamici globali, tutti e tre i modelli matematici (viscosi e inviscido) hanno fornito risultati congruenti tra di loro, sia da un punto di vista qualitativo, si quantitativo. Niente puo' essere detto nei confronti con un dato sperimentale, perche' ne' misure globali di forze e momenti, ne' puntuali di flusso sono disponibili al momento.
- Il caso test relativo all'imbarcazione di classe “Volvo Ocean Race” e' particolarmente significativo perche' per esso sono disponibili valori di letteratura dei coefficienti aerodinamici globali delle forze agenti sull'invelatura. Sia il calcolo inviscido, sia quelli viscosi hanno evidenziato un ottimo accordo con le misure sperimentali in termini di

coefficienti aerodinamici globali. Alcune discrepanze qualitative e quantitative sono emerse tra il calcolo Eulero e quelli viscosi nella descrizione della struttura del flusso sui due set di piani menzionati nei punti precedenti. In particolare, il calcolo Eulero non e' apparso in grado di predire l'esistenza di una zona vorticoso a valle del gennaker su piani normali all'albero. Migliore accordo tra tutti i calcoli si e' trovato invece sui piani di Treftz.

- Avendo fornito buone capacita' predittive sia in termini di coefficienti globali, sia in termini di struttura del flusso (almeno limitatamente al piano di Treftz, particolarmente rilevante per questo tipo di applicazioni), il modello Eulero si candida a essere utilizzato nel corso dello studio come lo strumento primario di indagine numerica per l'attivita' di progetto. Il calcolo viscoso potra' essere utilizzato come strumento di indagine di dettaglio, allorche' sia necessario disporre di una piu' elevata accuratezza descrittiva della struttura puntuale del flusso.

Bibliografia

- [1] WB-Sails, The quest for the better shape, Nov. 1998, http://www.wb-sails.fi/news/98_11_PerfectShape/Main.htm
- [2] WB-Sails, Sail Shape & Aerodynamics, Jan. 1999, , http://www.wb-sails.fi/news/99_1_AeroShape/Aero.htm
- [3] S. Colgate, Learning to Sail, 1995, <http://www.sailnet.com/collections/learningtosail/index.cfm?articleid=colgat003>
- [4] I.G. Slater, P. Eng, An Explanation of Aspect Ratio and How It Effects Sailing, Sept. 1999, <http://mailbox.leidenuniv.nl/kooier/YL/yflilist.htm>
- [5] G. Lombardi, La Fluidodinamica delle Imbarcazioni a Vela
- [6] D.S. Greely, K.L. Kirkman, A.L. drew, J. Cross-Whiter, Scientific Sail Shape Design, Mar. 1989, Ninth Chesapeake sailing Yacht Symposium
- [7] S. Day, The Design of Yacht Sailplans of Maximal Upwind Speed, Jan. 1995, Twelfth Chesapeake sailing Yacht Symposium
- [8] C.J. Wood, S.H Tan, Towards an Optimum Yacht Sail, 1978, Vol. 85 (3), pp. 459-478
- [9] A.H. Day, Sail Optimization For High Speed Craft, 1991, Transactions of Royal Institution of Naval Architects, Vol. 133
- [10] M.M. Munk, The Minimum Induced Drag of Aerfoils, 1923, NACA Report N121
- [11] P.B.S. Lissaman, A Numerical Solution of the Minimum Induced Drag of Non-planar Wings, Jan.-Feb. 1968, AIAA Journal of Aircraft, Vol. 5 (1), pp. 17-21
- [12] R.T. Jones, The Spanwise Distribution of Lift for Minimum Induced Drag of Wings Having a Given Lift and a Given Bending Moment, 1950, NACA-TN2249
- [13] P. Couser, Computational Methods for Investigating Sail Forces – A Case Study, Yacht Vision 1998, Auckland, New Zealand, 29th Jan. – 1st Feb. 1998, <http://www.curtin.edu.au/curtin/centre/amecrc/papers/prc98/>
- [14] T. Speer, Minimum Induced Drag of Sail Rigs and Hydrofoils, <http://www.tspeer.com/Planforms/Planar.htm>
- [15] T. Speer, Wingmast Aerodynamics, Nov. 1999, <http://www.tspeer.com/Wingmast/mast.htm>
- [16] David and Charles, The Glenans Manual of Sailing, Dec. 1997, Sailing Books
- [17] P. Jackson, Technology and The Americàs Cup: an Engineer Goes Sailing, Oct. 1998, Thomas Cawthron Memorial Lecture Number 56, http://www.cawthron.org.nz/cawthron_lectures_main.htm
- [18] J. Milgram, Hydrodynamics in Advanced Sailing Design, 1997, Twenty-First Symposium on Naval Hydrodynamics, <http://books.nap.edu/0309058791/html/470.htm>
- [19] B. McRae, J.R. Binns, K. Klaka, A. Dovel, Windward Performance of the AME CRC Systematic Yacht Series, Mar. 1998, RINA International Conference on the Modern Yacht, <http://www.curtin.edu.au/curtin/centre/amecrc/papers/ame98/bmcrae1.html>
- [20] Olympic Committee New Tornado Rig Rules, Mar. 2001, <http://www.tornado.tc/newrigru.htm>
- [21] B.S. Rosen, J.P. Laiosa, W.H. Davis, CFD Design Studies for Americàs Cup 2000, 2000 AIAA-2000-4339, <http://www.panix.com/brosen/AIAA-2000-4339.pdf>
- [22] T. Pryor, C. Lund, M522 Renewable Energy Sources, Sources of Wind Energy, 2001, <http://cleo.murdoch.edu.au/teach/acre/m522demo/topic08/m522topic08ln.htm>
- [23] L. Gilbert, Wind Gradient, 1999, <http://ourworld.compuserve.com/homopages/lestergilbert/Gradient.htm>
- [24] American Model Yachting Association Definitions, Mar. 2001, <http://www.amya.org/definitions.html>
- [25] C.L. Merkle et. al., Computation of Flows with Arbitrary Equation of State, AIAA J., vol. 36 (4), 1998
- [26] C.L. Merkle, Preconditioning Methods for Viscous Flow Calculations

- [27] D. Lee, Local Preconditioning of the Euler and Navier-Stokes equations, Ph.D. Thesis, University of Michigan, 1996
- [28] Ch. Hirsh, Numerical Computation of Internal and External Flows, vol. 2, Wiley 1990
- [29] P.L. Roe, Approximate Riemann Solvers, Parameters Vectors and Difference Schemes, J. of Computational Physics, vol. 43, 1981
- [30] H.C. Yee, Construction of Explicit and Implicit Symmetric TVD Schemes and Their Applications, J. of Computational Physics, vol. 68, 1987
- [31] P.R. Spalart, S.R. Allmaras, A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamics Flows, La Recherche Aerospaciale, 1, 1994
- [32] D.C. Wilcox, Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models, AIAA J., vol. 26 (11), 1988
- [33] U. Ghia, K.N. Ghia and C.T. Shin, High-Re Solutions for Incompressible Flow Using the Navier-Stokes Equations and a Multi-grid Method, J. of Computational Physics, vol. 48, 1982
- [34] H. Le, P. Moin and J. Kim, Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over a Backward Facing Step, J. of Fluid Mechanics, vol. 330, 1997
- [35] I. Di Piazza, Prediction of Free Convection in Liquid Metals with Internal Heat Generation and/or Magnetohydrodynamic Interactions, Ph.D. thesis, University of Palermo, Italy, 2000
- [36] S. Venkateswaran, C.L. Merkle, Analysis of Preconditioning Methods for the Euler and Navier-Stokes Equations, 30th Computational Fluid Dynamics, VKI LS 1999-03
- [37] J.M. Weiss, J.P. Maruszewski, W.A. Smith, Implicit Solution of Preconditioned Navier-Stokes Equations Using Algebraic Multi-grid, AIAA J., vol. 37 (1), 1999
- [38] B.E. Launder, D.B. Spalding, The Numerical Computation of Numerical Flow, Comp. Meth., in Appl. Mech. and Engng, 1974
- [39] J.L. Lumley, H. Tennekes, A First Course in Turbulence, MIT Press, 1972
- [40] P.J. Richards, A. Johnson, A. Stanton, America's Cup Downwind Sails: Vertical Wings or Horizontal Parachutes?, Jou. Of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 89, 2001, pp. 1565-1577
- [41] <http://www.volvoceanrace.org/pages/racinginfo/design.htm>