

POLITECNICO DI MILANO

Dipartimento di Ingegneria Aerospaziale

Corso di Laurea Specialistica in Ingegneria Aeronautica



EFFETTI DELL'INTERAZIONE VORTICE-PALA
DI TIPO PERPENDICOLARE
SULLO STALLO DINAMICO

Relatore: Prof. Giuseppe GIBERTINI

Co-relatore: Ing. Alex ZANOTTI

Tesi di Laurea di:

Andrea MENCARELLI Matr. 744955

Anno Accademico 2011-2012

Sommario

La crescente richiesta di elicotteri sempre più veloci e performanti ha portato verso la ricerca di soluzioni aerodinamiche sempre più spinte nei confronti dello stallo dinamico. Tale fenomeno rappresenta infatti la limitazione principale delle prestazioni degli elicotteri moderni. Allo stesso tempo, un sempre maggior impegno viene speso nella ricerca di soluzioni in grado di ridurre l'impatto acustico degli elicotteri e cioè di mitigare gli effetti dell'interazione vortice-pala (BVI). Di fatto, però, questi due aspetti non sono due realtà separate ma interagiscono tra di loro. In questo contesto il presente lavoro ha avuto come principale obiettivo quello di studiare gli effetti dell'interazione vortice-pala di tipo perpendicolare sull'aerodinamica delle ali oscillanti e dello stallo dinamico. Lo studio sperimentale è stato condotto su di un'ala oscillante con profilo NACA 23012, a monte della quale è stata installata una semiala avente la medesima sezione. Mediante la semiala si è generato un vortice di estremità che viene fatto impattare contro l'ala oscillante, con direzione perpendicolare rispetto alla direzione dell'apertura alare. Tale vortice di estremità è stato caratterizzato mediante una sonda a filo caldo triplo e il campo di moto così acquisito è stato corretto dagli effettivi diffusivi introdotti dall'oscillazione casuale del vortice denominata *vortex wandering*. In seguito è stata utilizzata la velocimetria ad immagini di particelle per acquisire il campo di moto attorno all'ala oscillante in presenza delle perturbazioni introdotte dal vortice. Sono state adottate diverse leggi di moto di oscillazione dell'ala, che hanno mostrato come l'effetto del vortice sia differente a seconda della posizione in apertura che si considera e, in alcuni casi, può essere tale da provocare una totale separazione dello strato limite locale. Tale separazione non è risultata facile da prevedere poichè le forti perturbazioni dovute al vortice sono estremamente localizzate e gli effetti dello stallo dinamico sono tali da garantire condizioni di flusso localmente attaccato anche nel caso di angoli di incidenza locali estremamente elevati o di effetti tridimensionali particolarmente intensi.

Parole chiave: BVI; stallo dinamico; vortice di estremità; wandering del vortice; NACA 23012; anemometria a filo caldo; PIV;

Abstract

The growing demand for faster and high performance helicopters has driven the research toward configurations that can push the blade stall aerodynamics to its limit. In fact, blade stall is responsible for important limitations on modern helicopter performance. Concurrently, an increasing effort has been put into the research of aerodynamic solutions capable of reducing aeroacoustic noise by means of mitigating the effects of blade-vortex interaction (BVI). However, those two aspects of rotor aerodynamics are not independent, instead they interact with each other. In such a context, the present work is devoted to the study of the effects of perpendicular blade-vortex interaction on the aerodynamics of oscillating wings and on blade stall. The experimental campaign has been carried out on an oscillating wing with NACA 23012 airfoil section, upstream of which, a half-wing with identical section has been installed. Through the half-wing, a tip vortex has been generated and directed against the oscillating wing with a direction perpendicular to its spanwise direction. Such a vortex has been characterized by means of a triple hot wire anemometer and the acquired velocity field has been reconstructed in order to remove the diffusive effects given by the so called vortex wandering. Then, particle image velocimetry has been used to qualify the velocity field around the oscillating wing in the presence of the perturbation induced by the vortex. Several wing pitching motions have been considered and they have shown that the effects of the vortex vary along the spanwise direction of the wing and, under certain circumstances, can lead to a complete separation of the local boundary layer. Such a boundary layer separation has appeared to be difficult to predict because the strong perturbations associated with the vortex are highly localized and the beneficial effects of blade stall are sufficient to ensure that the flow remains fully attached even in case of high angles of attack or strong three-dimensional effects.

Keywords: BVI; blade stall; tip vortex; vortex wandering; NACA 23012; hot wire anemometry; PIV;

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 <i>Blade-Vortex Interaction</i> | 5 |
| 1.1 Descrizione fenomenologica del BVI | 6 |
| 1.1.1 BVI parallelo | 8 |
| 1.1.2 BVI perpendicolare | 12 |
| 1.1.3 BVI obliquo | 15 |
| 1.2 Aerodinamica dei profili oscillanti | 21 |
| 1.3 Effetti del BVI perpendicolare su un profilo oscillante | 23 |
| 2 <i>Wandering del vortice</i> | 25 |
| 2.1 Studi recenti | 26 |
| 2.2 Ricostruzione del campo di velocità reale | 29 |
| 2.3 Tecniche di deconvoluzione | 33 |
| 2.3.1 Algoritmo di <i>Van Cittert</i> | 34 |
| 2.3.2 Algoritmo di <i>Richardson-Lucy</i> | 34 |
| 2.3.3 Algoritmo <i>blind deconvolution</i> | 37 |
| 2.4 Validazione dell'algoritmo di ricostruzione | 39 |
| 3 <i>Apparato sperimentale</i> | 47 |
| 3.1 Galleria del vento | 47 |
| 3.2 Ala oscillante | 48 |
| 3.2.1 Modello di ala | 48 |
| 3.2.2 Meccanismo di attuazione | 48 |
| 3.2.3 Controllo del meccanismo di oscillazione | 52 |
| 3.3 Semiala per la generazione del vortice | 53 |
| 3.3.1 Caratteristiche geometriche ed aerodinamiche | 54 |
| 3.3.2 Caratteristiche strutturali | 57 |
| 3.4 Posizionamento dei componenti | 62 |
| 3.5 Anemometria a filo caldo | 65 |
| 3.6 Velocimetria ad immagini di particelle | 66 |

| | |
|---|------------|
| 4 Risultati e considerazioni | 71 |
| 4.1 Caratterizzazione del vortice | 71 |
| 4.2 Effetti del BVI perpendicolare sullo stallo dinamico | 79 |
| 4.2.1 Procedura utilizzata | 79 |
| 4.2.2 Piccole oscillazioni: $\alpha(t) = -1^\circ + 2^\circ \sin(\omega t)$ | 82 |
| 4.2.3 Grandi oscillazioni: $\alpha(t) = 5^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$ | 92 |
| Conclusioni | 111 |

Elenco dei Simboli

Lettere Latine

| | | |
|-------------------|---|-------|
| c | Corda della pala | m |
| $C(x_i, x_j)$ | Matrice delle covarianze | |
| e | Parametro di anisotropia del vortice | |
| $E(x_i)$ | Operatore “valore atteso” | |
| $g(\mathbf{x})$ | Campo di velocità medio del vortice nel dominio dello spazio | |
| $G(\omega)$ | Campo di velocità medio del vortice nel dominio di Fourier | |
| $h(\mathbf{x})$ | Campo di velocità istantaneo del vortice nel dominio dello spazio | |
| $H(\omega)$ | Campo di velocità istantaneo del vortice nel dominio di Fourier | |
| k | Frequenza ridotta | |
| M_T | Numero di Mach all'estremità della pala | |
| $p(\cdot)$ | Probabilità associata ad un evento | |
| $pdf(\mathbf{x})$ | Funzione di distribuzione di probabilità | |
| $PDF(\omega)$ | Funzione di distribuzione di probabilità nel dominio di Fourier | |
| R | Raggio della pala | m |
| r | Coordinata radiale | m |
| $R(x_i, x_j)$ | Matrice dei coefficienti di correlazione | |
| r_1 | Raggio viscoso del vortice | m |
| U | Componente di velocità longitudinale | m/s |
| u | Componente di fluttuazione turbolenta in direzione longitudinale | m/s |
| u_i | Velocità indotta in direzione longitudinale | m/s |
| U_m | Componente di velocità media longitudinale | m/s |
| V | Componente di velocità in direzione verticale | m/s |
| v | Componente di fluttuazione turbolenta in direzione verticale | m/s |

| | | |
|----------------|---|-------|
| V_m | Componente di velocità media in direzione verticale | m/s |
| V_∞ | Velocità di volo | m/s |
| $V_{\theta 1}$ | Velocità tangenziale in corrispondenza del raggio viscoso del vortice | m/s |
| V_θ | Velocità tangenziale del vortice | m/s |
| W | Componente di velocità in direzione dell'apertura | m/s |
| w | Componente di fluttuazione turbolenta in direzione dell'apertura | m/s |
| W_m | Componente di velocità media in direzione dell'apertura | m/s |
| x_v | Posizione longitudinale del centro del vortice | m |
| y_p | Posizione verticale della sonda anemometrica | m |
| y_v | Posizione verticale del centro del vortice | m |
| z_p | Posizione in apertura della sonda anemometrica | m |
| z_v | Posizione in apertura del centro del vortice | m |

Lettere Greche

| | | |
|------------|---|---------|
| Γ | Circolazione | m^2/s |
| μ | Rapporto di avanzamento | |
| Ω | Velocità angolare del rotore | rad/s |
| Ψ | Coordinata azimutale che descrive la rotazione del rotore | deg |
| σ_y | Ampiezza di oscillazione del vortice in direzione y | m |
| σ_z | Ampiezza di oscillazione del vortice in direzione z | m |

Elenco delle figure

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Interazione scia-pale di rotore. | 6 |
| 1.2 | Intersezioni tra vortici e pale durante un volo discendente. . . | 7 |
| 1.3 | Differenti tipologie di BVI | 8 |
| 1.4 | BVI parallelo sulla pala avanzante | 8 |
| 1.5 | Storia temporale dell'angolo di incidenza indotto nel BVI parallelo sulla pala avanzante | 9 |
| 1.6 | Pressione acustica dovuta al BVI parallelo su pala avanzante . | 9 |
| 1.7 | BVI parallelo sulla pala retrocedente | 10 |
| 1.8 | Pressione acustica dovuta al BVI parallelo su pala retrocedente | 11 |
| 1.9 | Interazione vortice-pala di tipo perpendicolare | 13 |
| 1.10 | Intersezione obliqua tra vortice e pala | 16 |
| 1.11 | Interazione vortice-pala di tipo obliquo | 17 |
| 1.12 | Variazione di pressione a seguito dell'interazione con il vortice ($M_T = 0.5, \mu = 0.2, r/R = 0.964$) | 18 |
| 1.13 | Variazione di pressione a seguito dell'interazione obliqua con il vortice ($M_T = 0.5, \mu = 0.2, r/R = 0.786$) | 19 |
| 2.1 | Descrizione dei sistemi di riferimento per lo studio del <i>vortex wandering</i> | 29 |
| 2.2 | Schema a blocchi dell'algoritmo <i>Van Cittert</i> | 34 |
| 2.3 | Schema a blocchi dell'algoritmo <i>blind deconvolution</i> | 37 |
| 2.4 | Confronto tra i differenti metodi di deconvoluzione | 39 |
| 2.5 | Posizioni del centro del vortice al variare del parametro e . . . | 40 |
| 2.6 | Posizioni del centro del vortice al variare dei parametri σ_y e σ_z | 41 |
| 2.7 | Confronto tra i profili di velocità reale e medio | 44 |
| 2.8 | Ricostruzione del profilo di velocità ($\sigma_y/r_1 = 0.4, \sigma_z/r_1 = 0.3, e = 0.2$) | 45 |
| 2.9 | Stima delle ampiezze di oscillazione del vortice | 46 |
| 3.1 | Camera di prova della galleria del vento a circuito chiuso presso il Laboratorio Aerodinamico del Politecnico di Milano . | 47 |
| 3.2 | Rappresentazione del modello di ala NACA 23012 | 48 |

| | | |
|------|---|----|
| 3.3 | Apparato sperimentale utilizzato per le prove di stallo dinamico | 49 |
| 3.4 | Particolare del supporto del modello | 50 |
| 3.5 | Particolare del motore e della linea di trasmissione | 50 |
| 3.6 | Particolare del posizionamento dei due encoder | 51 |
| 3.7 | Postazione di controllo del moto di oscillazione | 52 |
| 3.8 | Schema a blocchi del sistema di controllo dell'oscillazione del modello | 53 |
| 3.9 | Arrotolamento della scia vorticoso | 55 |
| 3.10 | Vista dall'alto della posizione reciproca tra la semiala e l'ala oscillante | 56 |
| 3.11 | Effetto della forma in pianta e della distribuzione di circola- zione sul parametro d | 57 |
| 3.12 | Rappresentazione della struttura della semiala | 58 |
| 3.13 | Rappresentazione della mesh strutturale utilizzata | 60 |
| 3.14 | Particolare della modellazione del blocchetto di supporto . . . | 60 |
| 3.15 | Risultati dell'analisi strutturale ad elementi finiti | 61 |
| 3.16 | Rappresentazione del posizionamento reciproco tra le due ali . | 62 |
| 3.17 | Struttura di supporto della semiala | 63 |
| 3.18 | Posizione reciproca tra ala oscillante e semiala | 64 |
| 3.19 | Sistema di riferimento di lavoro | 65 |
| 3.20 | Configurazione per l'anemometria a filo caldo | 67 |
| 3.21 | Struttura per la velocimetria ad immagini di particelle | 69 |
| 4.1 | Posizione del volume di misura della sonda a filo caldo triplo . | 72 |
| 4.2 | Rappresentazione della griglia dei punti di acquisizione | 73 |
| 4.3 | Vorticità in direzione x per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$) | 74 |
| 4.4 | Schematizzazione dei piani di sezione del vortice | 75 |
| 4.5 | Profilo di velocità tangenziale del vortice in direzione y per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$) | 75 |
| 4.6 | Profilo di velocità tangenziale del vortice in direzione z per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$) | 76 |
| 4.7 | Angolo formato tra la direzione della sonda e la direzione locale della corrente, per i due angoli di incidenza considerati ($Re =$ $6 \cdot 10^5$) | 77 |
| 4.8 | Angolo di incidenza indotto dal vortice in funzione della coor- dinata in apertura, per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$) | 78 |
| 4.9 | Rappresentazione del campo di moto del vortice ($\alpha = 10^\circ$, $Re = 6 \cdot 10^5$) | 80 |
| 4.10 | Rappresentazione della posizione dei piani di acquisizione della PIV | 81 |

| | | |
|------|--|-----|
| 4.11 | Schema riassuntivo del posizionamento reciproco tra la semiala e l'ala oscillante (piccole oscillazioni) | 83 |
| 4.12 | Immagine PIV che mostra la posizione relativa tra l'ala oscillante e l'asse del vortice ($\alpha = -1^\circ$) | 84 |
| 4.13 | Campo di velocità nel caso di piccole oscillazioni in presenza del vortice perpendicolare ($\alpha = 1^\circ$ in salita, $U_\infty = 30m/s$) . . . | 86 |
| 4.14 | Entità degli effetti tridimensionali dovuti al vortice ($z = 0mm$, $U_\infty = 30m/s$) | 90 |
| 4.15 | Schema riassuntivo del posizionamento reciproco tra la semiala e l'ala oscillante (grandi oscillazioni) | 94 |
| 4.16 | Traccia del vortice al variare dell'angolo di incidenza dell'ala ($z = 0mm$, $U_\infty = 30m/s$) | 95 |
| 4.17 | Campo di velocità nel caso di grandi oscillazioni in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30m/s$) . . . | 99 |
| 4.18 | Confronto tra i campi di moto attorno all'ala, in presenza e in assenza del vortice ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30m/s$) | 105 |
| 4.19 | Campo di moto istantaneo nella regione separata ($\alpha = 10^\circ$ discesa, $z = -20mm$, $U_\infty = 30m/s$) | 106 |
| 4.20 | Confronto tra gli angoli di incidenza indotti calcolati con l'anemometria a filo caldo e con la velocimetria ad immagini di particelle | 107 |
| 4.21 | Campo di moto in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 15^\circ$, $z = -15mm$, $U_\infty = 30m/s$) | 108 |

Elenco delle tabelle

| | | |
|-----|--|----|
| 4.1 | Riepilogo caratteristiche del vortice di estremità | 79 |
|-----|--|----|

Introduzione

Gli elicotteri sono certamente una delle tipologie di velivoli più versatile; sono in grado di volare in crociera a velocità sostenuta, rimanere fermi in volo, decollare e atterrare in verticale e trasportare grossi carichi. D'altro canto, però, presentano alcuni svantaggi: uno dei più importanti è l'elevato impatto acustico che accompagna ogni fase di volo. Il forte rumore prodotto dagli elicotteri è infatti un fattore limitante sia in ambito civile sia in ambito militare e può essere un forte ostacolo nei confronti dell'adozione degli elicotteri su più larga scala. L'acustica degli elicotteri è dominata dai rumori armonici associati al rotore principale e al rotore di coda; i carichi aerodinamici stazionari e instazionari agenti sui rotori causano elevati livelli di radiazione acustica che è trasmessa in ogni direzione, specialmente nella direzione di volo e verso il terreno. Una delle cause principali di questa segnatura acustica armonica è il risultato di interazioni aerodinamiche tra le pale del rotore e i vortici di estremità precedentemente rilasciati dalle stesse pale. Quando avviene questa interazione aerodinamica chiamata *Blade-Vortex Interaction* o BVI, essa sovrasta tutte le altre fonti di rumore presenti nell'elicottero. Quando una pala si trova in prossimità del vortice di estremità, infatti, il campo di moto attorno alla pala stessa subisce una brusca variazione alla quale è associata un'altrettanto rapida variazione del campo di pressione; questa variazione quasi impulsiva del campo di pressione provoca la formazione di intense onde di pressione che sono percepite come rumore, il quale prende il nome di *BVI noise*.

Il BVI non è però un problema solo aeroacustico ma anche aerodinamico; l'intensa variazione del campo di moto conseguente all'interazione tra il vortice e la pala può alterare in modo importante i carichi aerodinamici sulla pala o addirittura provocare separazioni anticipate dello strato limite. Questi fenomeni sono inoltre complicati dal fatto che l'aerodinamica sulle pale del rotore è fortemente non stazionaria; le rapide variazioni di angolo di incidenza a cui le pale sono soggette introducono effetti non stazionari nel campo di moto attorno al profilo, dei quali il più caratteristico è il cosiddetto stallo dinamico. Lo stallo dinamico è l'effetto conseguente alla rapida oscillazione del profilo che permette di ottenere coefficienti di portanza sensibilmente

maggiori rispetto al caso statico e di posticipare lo stallo ad angoli altrettanto maggiori. Per la necessità di dover sviluppare un'elevata portanza anche nella fase retrocedente e potendo sfruttare lo stallo dinamico in tale regione, risulta evidente che l'aerodinamica della pala è spinta fino al suo limite massimo e una forte perturbazione dovuta all'interazione vortice-pala potrebbe avere effetti fortemente negativi. Per questo motivo il presente lavoro ha l'obiettivo di studiare gli effetti che l'interazione vortice-pala può avere sullo stallo dinamico. Negli ultimi decenni sono stati fatti diversi lavori finalizzati allo studio del BVI senza però andare mai a focalizzare l'attenzione sull'aerodinamica nell'intorno della pala oscillante. Infatti, nei primi lavori l'interazione vortice-pala è stata studiata mediante l'adozione di un'ala fissa nella galleria del vento, senza avere quindi l'effetto dello stallo dinamico. Da questo tipo di prove si è passati allo studio mediante un modello di rotore completo che per quanto permetta di studiare l'interazione nel caso più realistico possibile, non permette di concentrare l'attenzione sul legame tra il BVI e lo stallo dinamico. Data la complessità del campo di moto attorno ad un rotore e l'elevato accoppiamento tra l'aerodinamica delle pale e la scia, infatti, è quasi impossibile riuscire a identificare delle relazioni causa-effetto che consentano di legare le caratteristiche della scia vorticoso con gli effetti che essa provoca sul campo di moto della pala oscillante. E' quindi necessario poter "scomporre" il problema monolitico dell'aerodinamica del rotore in sottoproblemi isolati che permettano di comprendere il singolo fenomeno e trarre conclusioni almeno qualitative. E' con questa filosofia che nel presente lavoro è stato condotto lo studio e la ricerca delle suddette relazioni causa-effetto. Gli effetti del BVI sullo stallo dinamico sono stati infatti studiati mediante l'adozione di un modello di pala oscillante, senza dover ricorrere alla complicazione di utilizzare un modello completo di rotore e potendo quindi focalizzare l'attenzione sul campo di moto attorno alla suddetta pala. Si è inoltre scelto di focalizzare l'attenzione solo sul caso in cui il vortice di estremità impatta sulla pala con un asse perpendicolare alla direzione dell'apertura di quest'ultima e cioè il cosiddetto caso di BVI perpendicolare.

Il lavoro è strutturato come segue. Nel Capitolo 1 viene introdotto nel dettaglio il fenomeno dell'interazione vortice pala, con particolare attenzione alle varie tipologie di interazione che possono avvenire. Di suddette interazioni sono analizzati sia gli effetti aeroacustici che gli effetti prettamente aerodinamici e di meccanica del volo. Tali nozioni sono il frutto di una ricerca bibliografica sull'attuale stato dell'arte nei confronti delle conoscenze della fenomenologia del BVI. Viene infine fatto un breve richiamo all'aerodinamica dei profili oscillanti, con particolare attenzione al fenomeno dello stallo dinamico.

Nel secondo Capitolo vengono introdotte le problematiche legate allo studio

di un vortice di estremità in galleria del vento, in particolare il fenomeno chiamato *vortex wandering*. Tale fenomeno è descritto nel dettaglio e vengono presentate le possibili tecniche numeriche che permettono la ricostruzione del vortice reale anche in presenza di *vortex wandering*. Sono state considerate sia le tecniche più tradizionali sia quelle più recenti che rappresentano lo stato dell'arte; segue poi un loro confronto con l'obiettivo di scegliere quelle che forniscono i migliori risultati nelle condizioni che si hanno nel presente lavoro. Infine, sulla base delle migliori tecniche di ricostruzione scelte, è stato realizzato il codice di calcolo di cui viene riportata la validazione.

Nel Capitolo 3 viene data una descrizione dettagliata dell'apparato sperimentale. In particolare vengono presentate le caratteristiche principali della pala oscillante e del suo meccanismo di attuazione e controllo dell'oscillazione, oltre al progetto e la realizzazione della semiala che ha il compito di generare il vortice di estremità che deve andare ad impattare contro la pala oscillante. Il Capitolo 4 mostra i principali risultati della campagna di prove sperimentali. Inizialmente è stato caratterizzato il vortice di estremità generato da una semiala con profilo NACA23012 e pianta rettangolare. A tal proposito è stata utilizzata l'anemometria a filo caldo per determinare le principali caratteristiche del vortice al variare dell'incidenza della semiala. In seguito è stata utilizzata la velocimetria ad immagini di particelle per acquisire il campo di moto della corrente attorno ad una sezione di pala oscillante con profilo NACA 23012, posta a valle della semiala che genera il vortice. Sono state analizzate diverse posizioni relative tra la semiala a monte e l'ala oscillante, inoltre per una posizione fissata del vortice sono stati studiati diversi moti oscillatori dell'ala oscillante. Gli stessi moti oscillatori sono poi stati ripetuti in assenza della semiala a monte in modo da permettere un confronto tra i campi di moto nelle differenti condizioni.

Capitolo 1

Blade-Vortex Interaction

Quando un elicottero compie una traiettoria di volo lentamente discendente o quando è in fase di manovra con ridotti ratei di avanzamento, le pale del rotore principale impattano o si trovano molto vicine ai vortici di estremità generati in precedenza dalle pale stesse. Questo fenomeno, denominato *Blade-Vortex Interaction* (BVI), produce variazioni impulsive nella distribuzione di pressione attorno alle pale e questo provoca importanti problemi di rumore acustico e di vibrazioni strutturali. Le conseguenze aeroacustiche del BVI sono particolarmente fastidiose e questo rappresenta un fattore limitante per l'adozione dell'elicottero su larga scala, specialmente nei centri urbani. Data la sua complessità e la natura interdisciplinare, il problema del BVI rappresenta una delle sfide più critiche per l'aeromeccanica in ambito elicotteristico. Il fenomeno dell'interazione vortice-pala nei rotori è particolarmente complesso a causa delle differenti forme di interazione che è possibile riscontrare tra una pala e i vortici. A basse velocità di avanzamento, infatti, la scia del rotore rimane nel piano del rotore stesso per diverse rotazioni complete di quest'ultimo; ciò è dovuto alla presenza di *upwash* nella regione immediatamente a monte della pala, che contribuisce a richiamare la scia vorticoso verso la quota alla quale è stata generata. Tale *upwash* è associato alla presenza di un'intensa circolazione dovuta alla portanza sviluppata dalle pale. L'effetto è ulteriormente amplificato nel caso di traiettoria di volo in discesa nella quale non vi è solo il contributo dovuto alla circolazione ma è presente anche un importante contributo di *upwash* relativo dovuto alla velocità verticale assunta dall'elicottero. Ciò comporta che un vortice generato da una pala è soggetto a interazioni multiple con le pale rotanti del rotore e questo si traduce in complicati problemi aerodinamici e di dinamica strutturale delle pale stesse. Durante queste interazioni il vortice di estremità può venire distorto e ingrandito a causa della vicinanza alle pale del rotore. Allo stesso tempo tale vortice influenza il moto di flappeggio delle pale e le deformazioni torsionali. La nuova geometria della pala deformata, a sua volta,

modifica la struttura della scia e tutta l'interazione si ripete a ciclo continuo.

1.1 Descrizione fenomenologica del BVI

Il BVI nei rotori è particolarmente complicato a causa delle differenti forme di interazione tra le pale e i vortici. E' un fenomeno che si presenta principalmente in fase di volo in discesa, di transizione dal volo orizzontale al volo in discesa e in manovra. Durante le fasi di volo in discesa, ad esempio, il piano descritto dalle estremità delle pale è inclinato all'indietro rispetto al vento relativo e ciò comporta che le pale successive tendono ad intersecare la scia vorticoso, provocando un'intensa interazione.

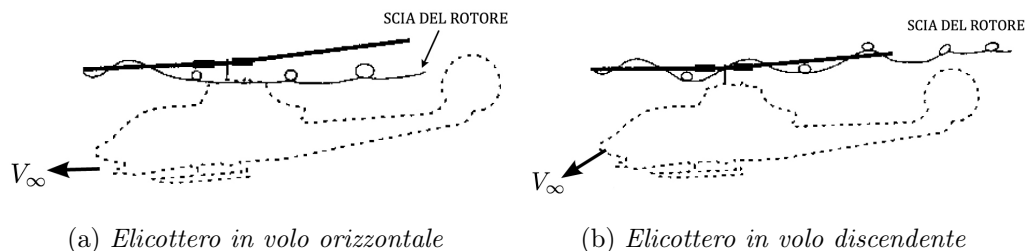


Figura 1.1: Interazione scia-pale di rotore.

Le prove sperimentali condotte su un modello in scala reale dell'elicottero *Bell AH-1G* [1] hanno mostrato che per condizioni di volo in discesa caratterizzate da un rapporto di avanzamento di 0.15 e ratei di discesa compresi tra 0 e 1000 *ft/min* avvengono sette differenti intersezioni tra i vortici di estremità e le pale, sia dal lato della pala avanzante che dal lato della pala retrocedente. A tal proposito si consideri un sistema di riferimento nel quale la coordinata angolare Ψ che descrive il piano azimutale della pala abbia origine in corrispondenza della condizione di pala maggiormente arretrata e cresca nella direzione di rotazione del rotore. Con questa definizione di coordinate e in riferimento alla Figura 1.2, è stato osservare che quattro delle sopra citate sette intersezioni avvengono nel primo quadrante del piano azimutale della pala, per angoli Ψ pari a 25° , 42° , 55° e 70° . La quinta intersezione avviene in corrispondenza del 50-60% dell'apertura della pala ed interessa l'intero terzo quadrante. Infine le ultime due intersezioni avvengono nel quarto quadrante per angoli Ψ pari a 280° e 310° . [2]

Questi risultati sono stati ottenuti nel caso di rotore bipala le cui pale hanno svergolamento pari a -10° ; differenti valori di svergolamento forniscono risultati che sono diversi solo quantitativamente, mentre la sostanza e

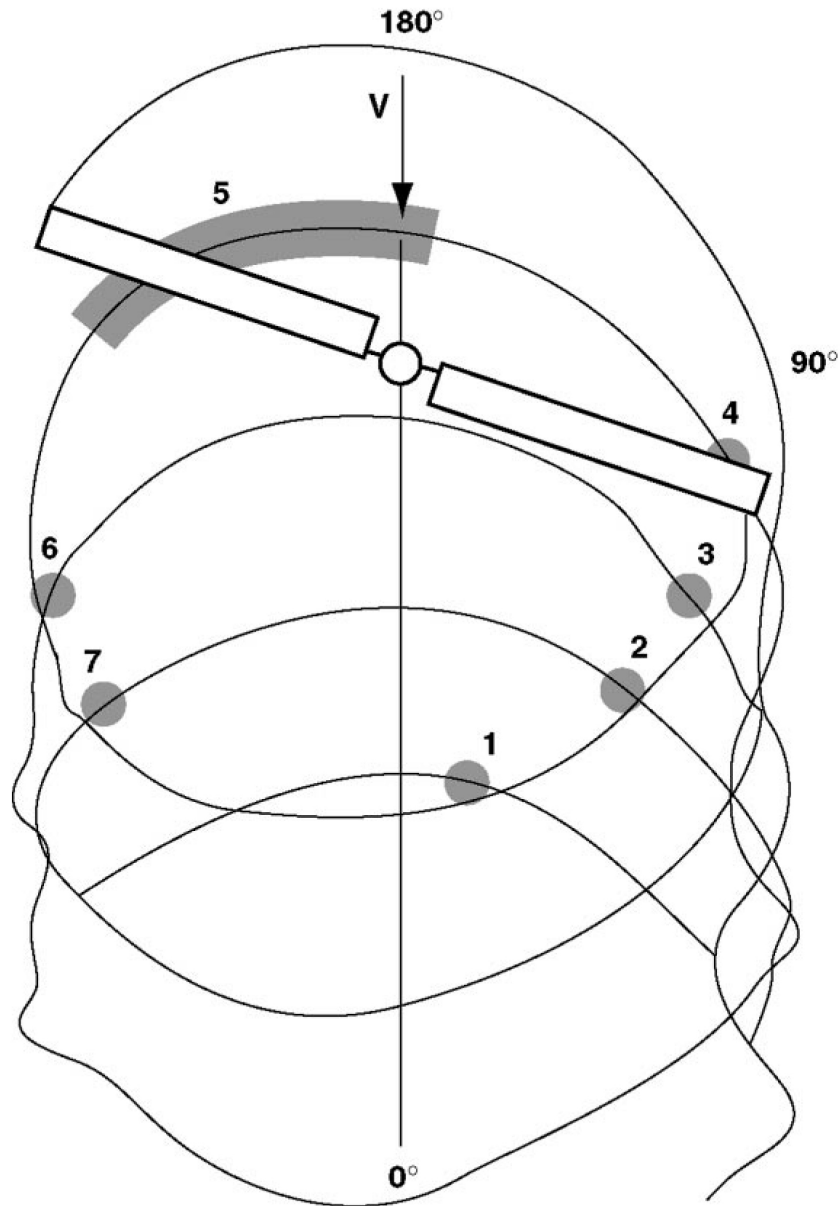


Figura 1.2: Intersezioni tra vortici e pale durante un volo discendente.

la tipologia delle intersezioni rimane inalterata. Nel caso di rotori con un numero maggiore di pale, invece, si ottiene una differente disposizione delle intersezioni lungo il piano azimutale ma le tipologie di interazione rimangono le stesse. Dalle intersezioni evidenziate in Figura 1.2, possiamo osservare che in alcuni casi l'asse del vortice è parallelo all'asse della pala (2, 3 e 7), in altri è obliquo (1, 4 e 6) e nel caso dell'intersezione numero 5 rimane per buo-

na parte perpendicolare. Si parla quindi rispettivamente di BVI parallelo, obliquo e perpendicolare per distinguere i tre possibili casi di interazione.

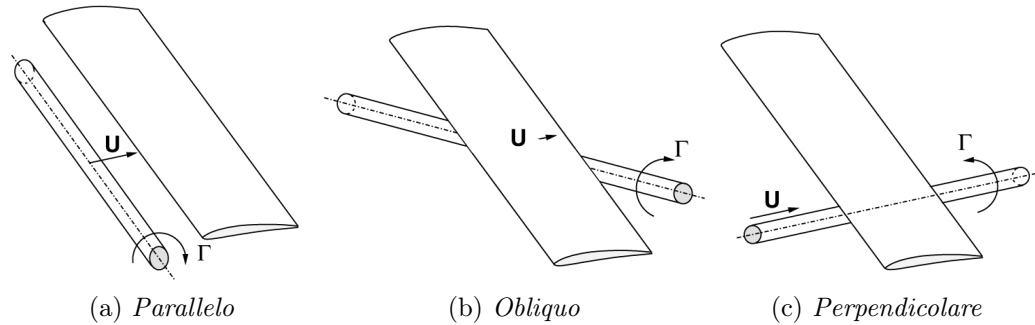


Figura 1.3: Differenti tipologie di BVI

1.1.1 BVI parallelo

Le intersezioni di tipo parallelo possono essere comprese utilizzando un semplice modello bidimensionale di vortice con circolazione costante Γ . L'effetto del campo di moto generato da tale vortice è duplice: da un lato varia l'angolo di incidenza locale della pala e dall'altro varia il modulo della velocità relativa tra l'aria e la pala stessa.



Figura 1.4: BVI parallelo sulla pala avanzante

Come mostrato in Figura 1.4, nel caso di pala avanzante l'incontro con il vortice provoca una riduzione dell'angolo di incidenza indotta e quindi una riduzione dell'angolo di incidenza effettivo. Questo causa un'accelerazione del flusso attorno alla zona anteriore del ventre della pala. Inoltre, data l'elevata velocità di rotazione del rotore, la variazione di angolo di incidenza avviene in un tempo estremamente breve e permane per un tempo altrettanto ridotto; infatti, non appena il vortice sorpassa il bordo d'attacco del profilo, la velocità indotta da quest'ultimo risulta di verso opposto e questo provoca un aumento dell'angolo di incidenza indotta locale (Figura 1.5). Questo provoca una variazione quasi impulsiva del carico aerodinamico a cui è associata la generazione di onde di pressione che generano inevitabilmente rumore

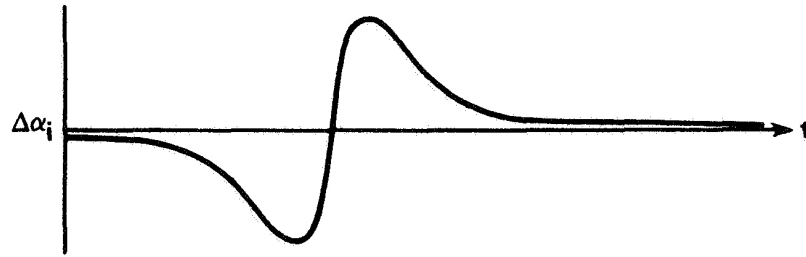


Figura 1.5: Storia temporale dell'angolo di incidenza indotto nel BVI parallelo sulla pala avanzante

aeroacustico chiamato *BVI noise*. Sulla base dell'andamento temporale dell'angolo di incidenza indotta dal vortice è possibile stimare l'andamento del carico aerodinamico sulla pala e conseguentemente l'andamento temporale della pressione acustica generata dalle pale a seguito dell'interazione con il vortice[3]; il risultato di tale stima nel caso di pala avanzante è riportato in Figura 1.6.

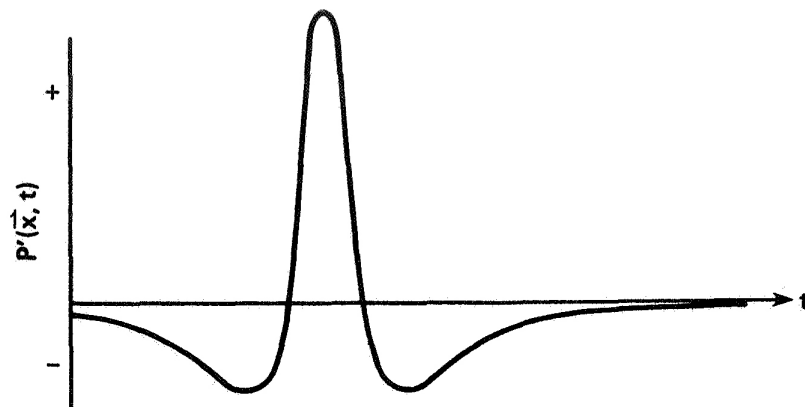


Figura 1.6: Pressione acustica dovuta al BVI parallelo su pala avanzante [3]

Oltre a ciò, la presenza del vortice ha effetti differenti a seconda della posizione reciproca tra la pala e quest'ultimo; quando il vortice si trova al di sotto del bordo d'attacco del profilo della pala, la componente orizzontale di velocità indotta dal vortice si somma algebricamente con quella locale dovuta alla velocità angolare di rotazione del rotore e con la velocità di volo dell'elicottero:

$$V = \Omega R + V_\infty \sin \Psi + u_i. \quad (1.1)$$

Per tipologie di elicotteri come il *Bell AH-1G* la velocità periferica delle pale in condizioni di volo in discesa è dell'ordine di 230 m/s ; nelle vicinanze dei punti di intersezione 3 e 4, la presenza ulteriore della componente dovuta alla velocità di volo fa sì che la velocità relativa all'estremità delle pale raggiunga i 260 m/s . Con l'aggiunta dell'ulteriore componente di velocità dovuta all'induzione del vortice c'è il rischio che a seguito dell'accelerazione della corrente dovuta alla curvatura del profilo nella regione di bordo d'attacco, si raggiungano condizioni soniche con conseguente formazione di intense onde d'urto che si propagano nella direzione del moto dell'elicottero. A tali onde d'urto è associata una marcata segnatura acustica che è chiaramente percepibile sia in cabina che all'esterno e che rappresenta uno dei problemi più critici riguardo all'aspetto aeroacustico del BVI parallelo. Per ratei di discesa elevati il vortice si trova sopra al bordo d'attacco del profilo ed in questo caso la velocità indotta dal vortice si sottrae alla velocità locale andando ad attenuare in parte gli effetti di comprimibilità che agiscono in quelle regioni.

Nel caso di pala retrocedente, gli effetti di induzione dovuti al vortice sono opposti rispetto a quelli che si registrano per la pala avanzante.

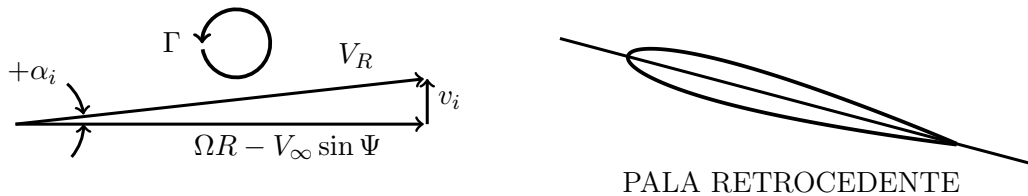


Figura 1.7: BVI parallelo sulla pala retrocedente

L'incontro con il vortice provoca un aumento dell'angolo di incidenza indotta e di conseguenza un aumento dell'angolo di incidenza aerodinamica globale al quale si trova ad operare la pala in una condizione dove il carico aerodinamico è già estremamente elevato. Quando il vortice si trova sotto al bordo d'attacco della pala, la componente orizzontale di velocità indotta dal vortice riduce il modulo della velocità relativa; al contrario per ratei di discesa elevati il vortice si trova sopra al bordo d'attacco della pala e in questo caso la velocità indotta aumenta la velocità locale sul profilo della pala. Dal momento che la velocità locale nella regione di estremità della pala retrocedente ($V = \Omega R - V_\infty \sin \Psi$) è circa 200 m/s , le possibilità che l'effetto di induzione del vortice provochi onde d'urto come nel lato della pala avanzante, sono pressoché nulle; l'effetto più importante in queste regioni è la possibilità che vi sia uno stallo dovuto all'interazione tra il vortice e la pala, causato dall'aumento di angolo di incidenza effettivo. Anche in questo caso la variazione di angolo di incidenza avviene in modo molto rapido, così come la variazione

del carico aerodinamico; il conseguente andamento temporale della pressione aeroacustica può essere calcolato in analogia al caso di pala avanzante. L'andamento ottenuto è riportato in Figura 1.8

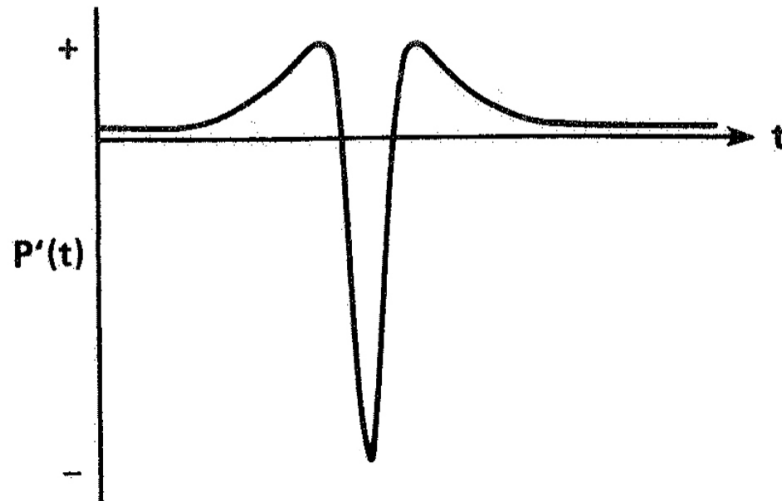


Figura 1.8: Pressione acustica dovuta al BVI parallelo su pala retrocedente [3]

Dal quadro appena delineato risulta evidente che l'effetto netto del BVI parallelo nel lato di pala avanzante è principalmente la radiazione acustica sotto forma di sequenza regolare di picchi di pressione acustica positivi. Tali picchi sono associati all'intersezione tra la pala e il vortice e avvengono quindi ad una frequenza paragonabile alla frequenza di rotazione del rotore. La regione del piano azimutale dove queste interazioni sono più intense è quella dove avvengono le intersezione numero 3 e 4 di Figura 1.2; in questa regione i picchi di pressione possono diventare delle vere e proprie onde d'urto a causa del raggiungimento di condizioni soniche in corrispondenza delle estremità delle pale. Dal punto di vista strettamente aeroelastico, l'effetto principale nella regione di pala avanzante è l'elevata instazionarietà associata all'incontro con il vortice, che provoca un'intensa e brusca variazione del carico aerodinamico con conseguente nascita di momenti flettenti e torcenti di tipo impulsivo sulla pala. Dal lato della pala retrocedente, invece, gli effetti aeroacustici associati all'interazione con il vortice rimangono intensi ma si mantengono inferiori a quelli che si registrano dal lato della pala avanzante, principalmente a causa dell'impossibilità di raggiungere condizioni soniche sul lato retrocedente. Non sono quindi presenti onde d'urto e l'effetto netto è un rilascio regolare di radiazione aeroacustica formata da picchi di pressione

che sono questa volta negativi a causa del segno opposto della variazione di angolo di incidenza indotta associata al vortice rispetto al caso di pala avanzante. Sebbene in questa regione del piano azimutale non si abbiano problematiche associate al raggiungimento di condizioni soniche, è presente una problematica altrettanto importante che è rappresentata dallo stallo della pala. Come già detto, infatti, se il vortice è sufficientemente intenso e si trova sufficientemente vicino al profilo, il campo di moto indotto può portare alla separazione della corrente con conseguente brusca variazione del carico aerodinamico e ulteriore rilascio di vortici nella scia che possono aggravare il problema dell'interazione tra i vortici e le pale successive.

1.1.2 BVI perpendicolare

Mentre l'interazione parallela provoca rumore aeroacustico di tipo impulsivo a causa del rapido cambiamento dell'angolo di incidenza locale della pala provocato dal campo di moto tangenziale del vortice, l'interazione perpendicolare è responsabile della formazione di un rumore di sottofondo ad ampio spettro. Sebbene l'intensità di questo tipo di segnatura acustica sia sensibilmente inferiore rispetto alle forti onde di pressione del caso parallelo, il suo effetto è altrettanto importante perchè le pale dell'elicottero possono andare incontro ad una serie di interazioni successive che non sono necessariamente indipendenti tra di loro. Può infatti accadere che prima di un'interazione parallela avvengano una serie di interazioni perpendicolari che alterano sia il campo di moto attorno alla pala, sia la struttura del vortice che andrà poi ad interessare la pala successiva con asse parallelo a quest'ultima. E' quindi necessario considerare nella sua totalità anche l'interazione perpendicolare per poter studiare le interazioni che avvengono in condizioni di volo operative. Come detto in precedenza, l'interazione parallela è sostanzialmente bidimensionale ma altamente instazionaria; viceversa, invece, l'interazione perpendicolare ha una minore instazionarietà ma è altamente tridimensionale poichè interessa la pala lungo parte della sua apertura.

Con riferimento alla Figura 1.9 si può osservare che il campo di moto indotto dal vortice perpendicolare provoca una variazione dell'angolo di incidenza locale α della pala; in particolare ne causa un aumento nella regione che si trova dal lato ascendente del vortice (regione della pala più verso l'estremità) e una diminuzione nel lato opposto (regione della pala più verso la radice). Questi cambiamenti hanno una forte influenza sia sullo strato limite che sulla scia prodotta dalla pala. Nella zona esterna, dove l'angolo di incidenza locale aumenta, lo spessore dello strato limite sul dorso della pala aumenta e con esso anche lo spessore della scia. Se il vortice è sufficientemente intenso e sufficientemente vicino, l'interazione può provocare una separazione anticipata

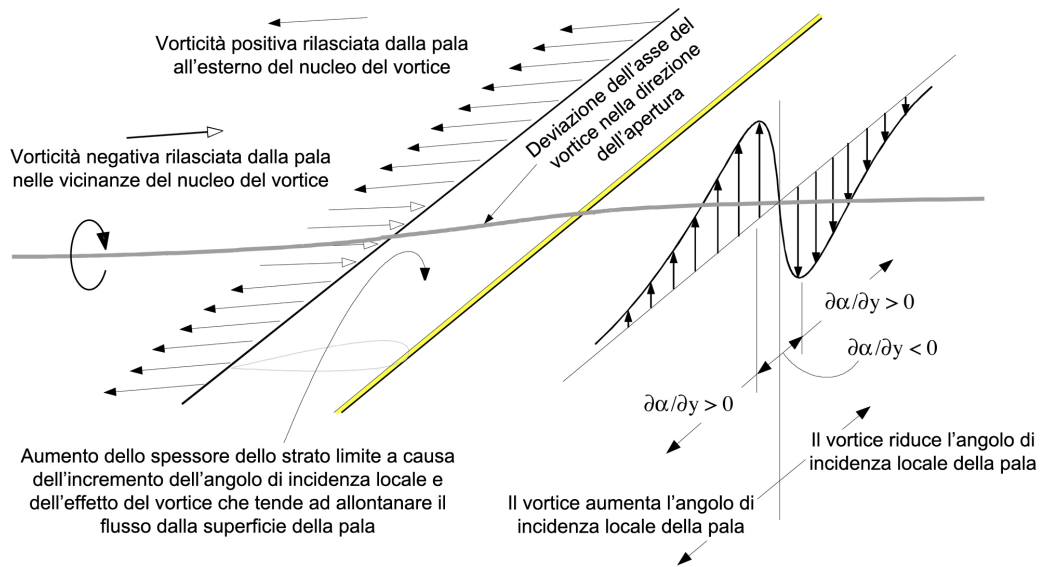


Figura 1.9: Interazione vortice-pala di tipo perpendicolare

dello strato limite con conseguente brusca variazione del carico aerodinamico agente sulla pala. [4]

Nella zona della pala verso l'interno, al contrario, lo spessore dello strato limite e la scia vengono ridotti dalla presenza del vortice e quindi dalla diminuzione dell'angolo di incidenza locale. Dal momento che l'induzione del vortice produce una variazione non uniforme dell'angolo di incidenza locale lungo l'apertura della pala, si forma della vorticità all'interno dello strato limite, avente asse parallelo alla direzione della corrente; tale vorticità viene rilasciata nella scia in modo non uniforme lungo l'apertura. Nelle zone sufficientemente esterne al nucleo del vortice, la variazione di incidenza in funzione della posizione in apertura è positiva e di conseguenza viene rilasciata nella scia vorticità di segno positivo. Al contrario, nelle immediate vicinanze del nucleo del vortice la variazione di angolo di incidenza è negativa e tale sarà anche la vorticità rilasciata. Inoltre, quando il vortice passa nelle vicinanze della pala subisce una deviazione del suo asse nella direzione dell'apertura della pala. Tale deviazione è dovuta all'interazione con la parete rappresentata dalla pala e può essere modellata con la sostituzione di quest'ultima con il vortice "immagine" di quello principale; questo giustifica la deviazione del vortice verso l'estremità esterna della pala nel caso di passaggio sul dorso del profilo e verso la radice nel caso di passaggio sul ventre. Un'eccezione a quanto appena affermato la si registra nel caso in cui il nucleo del vortice impatti nelle immediate vicinanze del bordo d'attacco del profilo della pala; in questo caso non vi è nessuna sostanziale deviazione

dell'asse del vortice e si assiste piuttosto ad una biforcazione del vortice in due filamenti vorticosi distinti, uno che passa sul dorso del profilo e l'altro sul ventre. A valle della pala i due filamenti vorticosi perdono rapidamente la loro struttura divenendo indistinguibili dalla turbolenza diffusa nel campo di moto. [5]

Come è stato detto in precedenza, la segnatura acustica di tipo impulsivo associata al BVI parallelo è armonica e dominante in molti regimi di volo dell'elicottero. D'altro canto le prove sperimentali sullo spettro acustico dell'elicottero, condotte da Brooks *et al.* [6], hanno mostrato che la componente armonica è importante solo per frequenze inferiori ai 1000 Hz e che a frequenze più alte lo spettro è dominato da un rumore di sottofondo ad ampio spettro. Per molti anni si è pensato che la componente a media frequenza di questo rumore ad ampio spettro fosse dovuta all'interazione delle pale del rotore con la turbolenza atmosferica che è sempre naturalmente presente e che la componente a frequenza più alta fosse invece causata dalle perturbazioni associate alla pala stessa. Il lavoro di Brooks *et al.* [6] ha però completamente stravolto queste ipotesi. In una serie di prove in galleria del vento di un modello in scala di un rotore completo è stato misurato il rumore aeroacustico generato dal rotore. Il rotore è stato mantenuto con spinta e velocità di avanzamento costanti, variando l'angolo di discesa e cioè l'inclinazione del piano formato dalle estremità delle pale. I risultati hanno mostrato che il rumore ad ampio spettro di media frequenza è variabile con l'angolo di discesa ed è perciò incompatibile con l'ipotesi di interazione tra la pala e la turbolenza atmosferica. Di conseguenza i precedenti autori hanno concluso che il rumore ad ampio spettro deve necessariamente essere generato dall'interazione delle pale del rotore con un flusso che dipende dalle condizioni operative del rotore stesso. Ciò implica che avviene un'ingestione della scia turbolenta della pala all'interno del rotore e che l'entità di questa ingestione influenza direttamente il livello di rumore emesso. Questo meccanismo di generazione di rumore è stato nominato *Blade Wake Interaction (BWI) noise*. Glegg [7] concluse che quando il vortice generato da una pala passa nelle vicinanze della pala successiva con un'intersezione di tipo perpendicolare, si genera un rumore ad ampio spettro dovuto alla turbolenza associata all'interazione tra il vortice e la pala stessa. Questa ipotesi è coerente con la dipendenza del *BWI noise* dalle condizioni operative del rotore come è stato osservato da Brooks *et al.* [6]. Per comprendere ulteriormente questo meccanismo di generazione di rumore, Devenport *et al.* [8] hanno misurato la turbolenza del campo di moto nella regione del vortice di estremità generato da una singola semiala in galleria del vento. I risultati di questo studio hanno mostrato che un vortice di estremità può essere considerato come un flusso con una struttura coerente che ingloba al suo interno la scia turbolenta

della pala che l'ha generato. L'importante conclusione che deriva da questo lavoro è che il vortice non ha nessuna vera turbolenza ad esso associata e che le uniche fluttuazioni di velocità sono quelle dovute alla vorticità nella direzione della corrente e al moto di *wandering* del vortice. Questi tipi di moti non stazionari del vortice non generano alcun rumore ad ampio spettro che possa essere associato al BWI perchè la pala non incontra nessun flusso instazionario quando si muove lungo una direzione che è parallela all'asse del vortice.

Gli ulteriori lavori di Wittmer *et al.* [9, 10, 11] hanno mostrato che la struttura del vortice subisce grosse variazioni a seguito di un'interazione di tipo perpendicolare. Quando il vortice passa vicino alla pala successiva a quella che l'ha generato, quest'ultimo può ingerire lo strato limite e la scia vorticoso della pala, creando una vasta regione di flusso turbolento. Quando questa regione turbolenta incontra la pala successiva, il rumore ad ampio spettro può ora essere generato dal momento che la turbolenza è sufficiente per interagire con la pala e generare il BWI *noise*. Questo permette di concludere che il vortice turbolento, causa del BWI *noise* secondo Glegg [7], è generato dalla prima interazione di tipo perpendicolare tra la scia del rotore e le pale; il rumore ad ampio spettro è poi generato dall'interazione perpendicolare tra questo vortice turbolento e le pale del rotore successive a quella che ha generato la prima interazione.

1.1.3 BVI obliquo

Il BVI parallelo e il BVI perpendicolare rappresentano due casi limite del più generale BVI obliquo. Si può ritenere che in condizioni di volo operative la maggior parte delle interazioni tra la scia del rotore e le pale siano di tipo obliquo, con angoli tra la pala e l'asse del vortice che spaziano tra valori prossimi a 0° (nel qual caso si ha un'interazione parallela) e valori prossimi a 90° (nel qual caso si ha un'interazione perpendicolare).

Gli effetti aerodinamici della presenza di un vortice obliquo nei pressi della pala rotante possono essere identificati considerando che, a tutti gli effetti, si ha una combinazione delle caratteristiche peculiari dell'interazione parallela con quelle dell'interazione perpendicolare. L'intensa velocità verticale indotta dal vortice provoca una variazione dell'angolo di incidenza locale che risulta variabile sia lungo la direzione della corda della pala che lungo la direzione della sua apertura.

Con riferimento alla Figura 1.11 è possibile osservare che tale angolo di incidenza è variabile in apertura perchè la velocità indotta è diretta dal ventre al dorso del profilo nella porzione di pala esterna rispetto al nucleo del vortice, viceversa è diretta dal dorso al ventre nella porzione interna. Allo

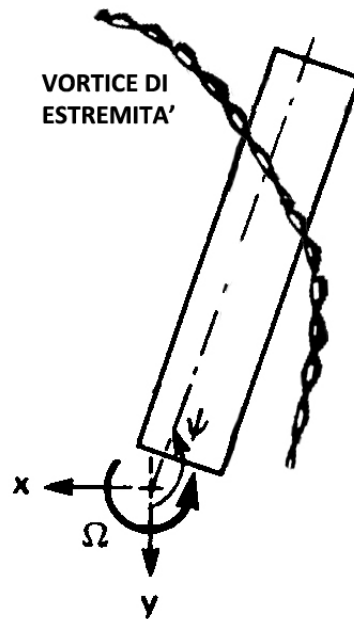


Figura 1.10: Intersezione obliqua tra vortice e pala

stesso modo non è costante nella direzione della corda della pala perchè prima del passaggio del vortice la pala è soggetta ad un'induzione diretta verso l'alto e che tende quindi ad aumentare l'angolo di incidenza effettivo, mentre dopo il passaggio del vortice la velocità indotta ha segno opposto. Questo comporta che l'interazione obliqua sia allo stesso tempo un fenomeno altamente non stazionario (a causa della variabilità dell'angolo di incidenza nella direzione del moto e quindi nel tempo) e altamente tridimensionale (a causa della variabilità dell'angolo di incidenza nella direzione dell'apertura). Per questo motivo non è più possibile adottare l'ipotesi di bidimensionalità del campo di moto che era invece stata sfruttata per lo studio dell'interazione parallela. Inoltre, osservando la Figura 1.10, si nota come la regione di pala in apertura interessata dall'interazione con il vortice è molto maggiore rispetto al caso di interazione perpendicolare e questo rende i fenomeni tridimensionali ancora più importanti ed estesi, anche in virtù del fatto che il nucleo del vortice risulta adesso inclinato rispetto alla corda della pala e questo crea ulteriori variazioni del campo di moto complessivo durante il passaggio del vortice sul dorso (o sul ventre) del profilo stesso. Risulta quindi evidente che uno studio dettagliato dell'interazione obliqua deve tener conto di tutti gli effetti tridimensionali e deve essere condotto su una porzione di pala che può arrivare a raggiungere il 25% dell'apertura complessiva di quest'ultima [12]. Nel lavoro di Caradonna *et al.* [13] gli autori conducono una serie di

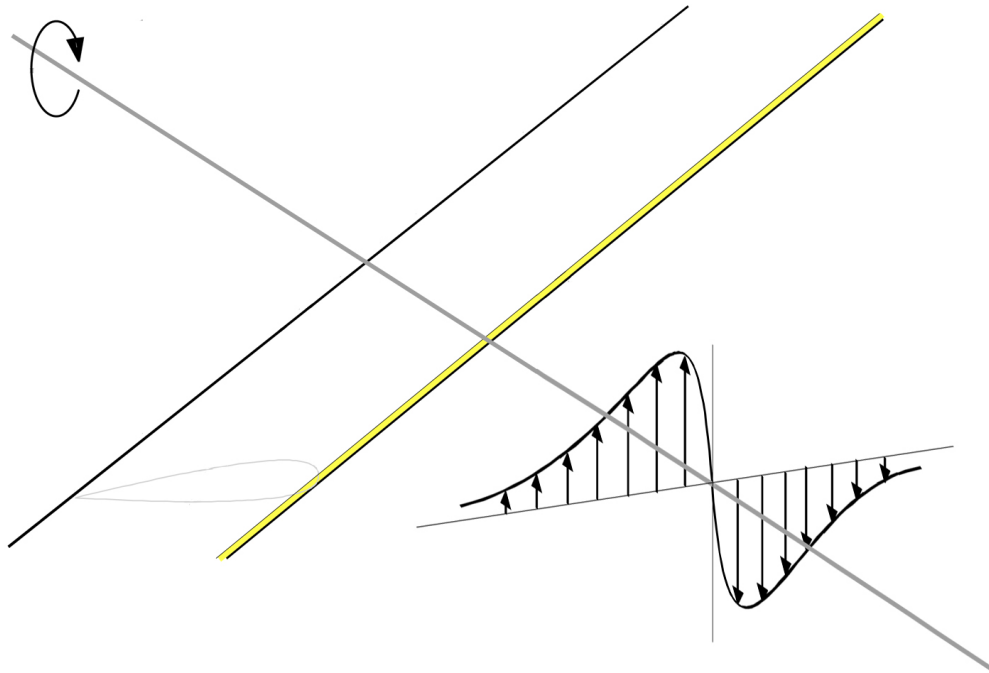
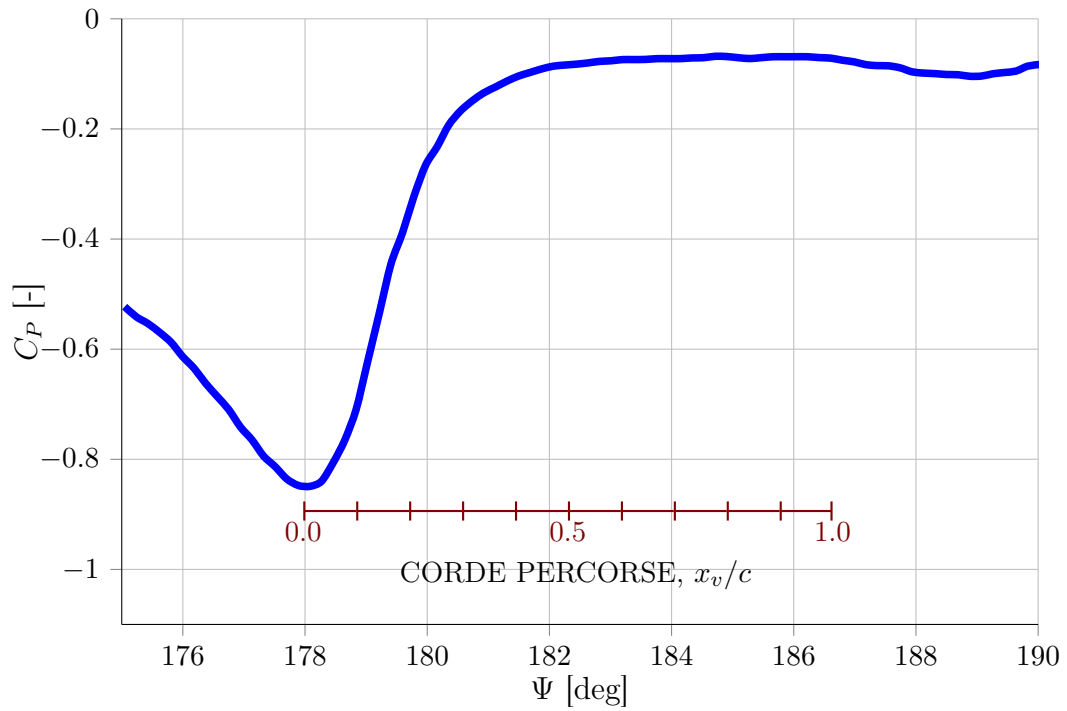
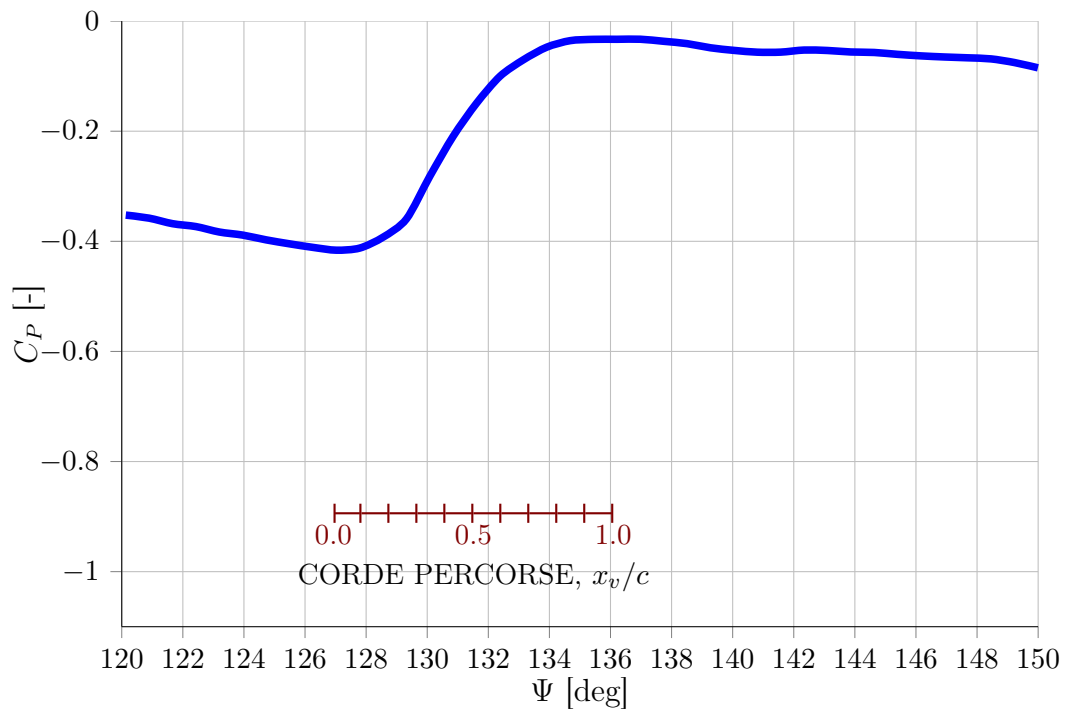


Figura 1.11: Interazione vortice-pala di tipo obliquo

prove sperimentali su un modello in scala ridotta di un rotore completo che è strumentato con prese di pressione sulle pale, a differenti stazioni sia in corda che in apertura. La campagna di test ha l'obiettivo di acquisire la storia temporale della pressione agente sulle pale per differenti posizioni azimutali di quest'ultime e per due tipi di interazione vortice-pala: parallela e obliqua. I principali risultati sono riportati in Figura 1.12 e mostrano l'andamento del coefficiente di pressione C_P sul dorso della pala in funzione della posizione azimutale e rispettivamente nel caso di intersezione con un vortice parallelo e con un vortice obliquo. In entrambi i grafici è sovrapposto un secondo asse che rappresenta la posizione del vortice (rispetto alla coordinata azimutale) a partire dal bordo d'attacco della pala, adimensionalizzata rispetto alla corda della pala stessa. Le figure permettono di trarre alcune importanti conclusioni relativamente all'interazione obliqua. Innanzitutto si può osservare che l'effetto aerodinamico del BVI obliquo in termini di variazione di pressione è molto simile a quello risultante dal BVI parallelo. Vi è però una differenza di intensità tra le due interazioni che è principalmente dovuta al fatto che la componente di vortice obliquo che risulta parallela alla pala è sensibilmente meno intensa rispetto al caso in cui il vortice è di suo parallelo a quest'ultima. Questa differenza di intensità non è però l'unico elemento che



(a) *BVI parallelo*



(b) *BVI obliquo*

Figura 1.12: Variazione di pressione a seguito dell'interazione con il vortice ($M_T = 0.5, \mu = 0.2, r/R = 0.964$) [13]

differenzia l'interazione parallela da quella obliqua. Il BVI obliquo, infatti, oltre a provocare variazioni del coefficiente di pressione meno intense rispetto al caso parallelo, agisce su tempi che risultano più lunghi, contribuendo a dare un effetto aerodinamico e aeroacustico meno brusco. Ciò può essere dedotto osservando il secondo asse sovrapposto ai grafici riportati; nel caso di interazione parallela, la variazione di pressione avviene in un tempo nel quale il vortice percorre circa un quarto di corda della pala. D'altro canto, invece, l'interazione obliqua avviene in un tempo nel quale il vortice percorre poco più di tre quarti di corda della pala. Data la rapidità e l'orientazione del vortice nell'interazione parallela, come si è già mostrato in precedenza, si può ritenere l'interazione come bidimensionale e sostanzialmente costante lungo l'apertura, almeno nella zona interessata dall'intersezione. Lo stesso non può essere fatto nel caso di interazione obliqua. A tal proposito si riporta in Figura 1.13 la variazione di pressione causata dalla stessa interazione obliqua di Figura 1.12b, ma registrata in una stazione in apertura più verso la radice della pala. Da tale figura è possibile osservare alcune caratteristiche

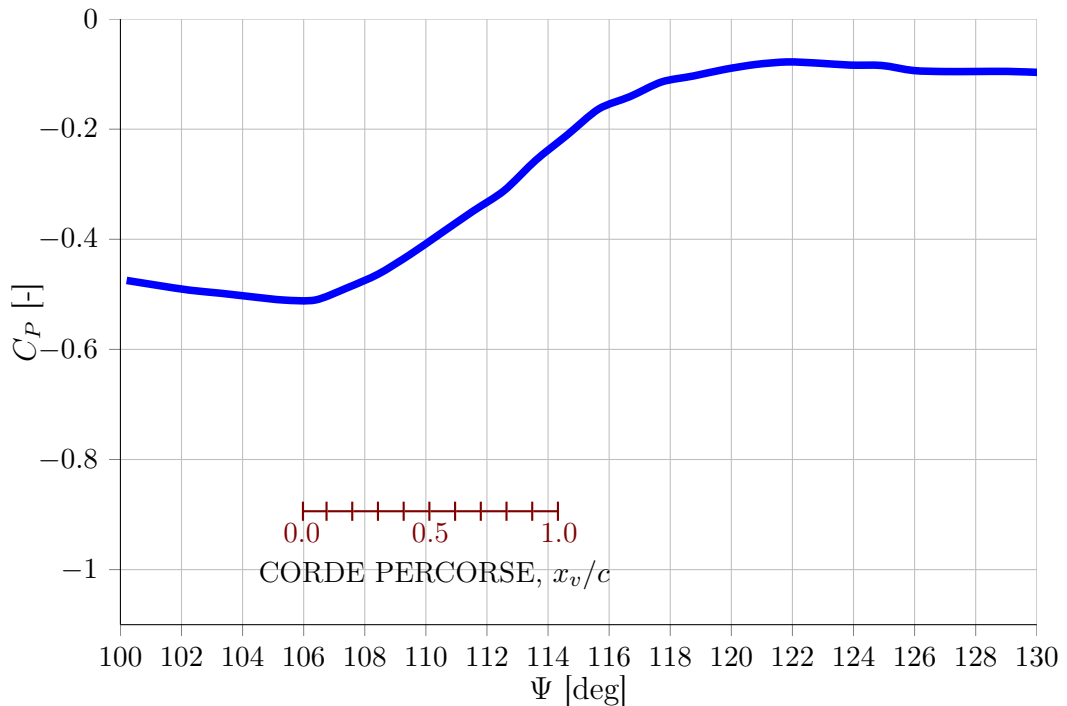


Figura 1.13: Variazione di pressione a seguito dell'interazione obliqua con il vortice ($M_T = 0.5$, $\mu = 0.2$, $r/R = 0.786$) [13]

importanti dell'interazione obliqua. Innanzitutto è possibile notare che la posizione azimutale Ψ in corrispondenza della quale si registra la variazione

di pressione è differente tra le due posizioni in apertura; questo è dovuto al fatto che il vortice è obliquo e di conseguenza differenti porzioni della pala incontrano lo stesso vortice in corrispondenza di differenti posizioni azimutali a seconda dell'orientazione locale del vortice (si veda Figura 1.10). Oltre a ciò si può dedurre, dal confronto tra i grafici, che al variare della posizione in apertura lungo la pala, l'intensità della variazione di pressione rimane sostanzialmente costante ma cambia in modo evidente il tempo caratteristico nel quale questa avviene. Ciò è dovuto all'elevata tridimensionalità e all'elevata estensione in apertura dell'interazione obliqua; infatti il campo di moto indotto dal vortice varia sensibilmente lungo l'apertura della pala e siccome l'estensione è considerevole, non è più trascurabile la differente velocità periferica delle porzioni di pala a differente distanza radiale dal centro del rotore. Il risultato è che dove è minore la velocità periferica delle pale, maggiore è il tempo nel quale il vortice permane in prossimità della pala e conseguentemente risulta meno brusca la variazione di pressione nel tempo. Il lavoro di Caradonna *et al.* [13] mostra infine che per un numero di Mach all'estremità delle pale pari a 0.7 anche l'interazione obliqua porta al raggiungimento di velocità localmente soniche che provocano l'insorgenza di onde d'urto, seppur di intensità minore rispetto a quelle che si registrano nell'interazione parallela. Per quanto riguarda l'interazione del vortice obliquo con lo strato limite e con la scia della pala, si ritiene che, in modo analogo al caso perpendicolare, vi sia una parziale ingestione della vorticità locale da parte del vortice, con conseguente formazione di una regione turbolenta che contribuisce alla formazione di *BWI noise* nel caso in cui le pale successive passino in prossimità di tale zona.

L'interazione obliqua è complicata non solo dal punto di vista aerodinamico ma anche dal punto di vista aeroacustico. Nel caso di BVI parallelo si ottiene un rumore di tipo impulsivo altamente direzionale che si propaga in direzione della corda della pala ed ha caratteristiche sostanzialmente bidimensionali. Nel caso di BVI perpendicolare il rumore è legato all'interazione tra la pala e la regione turbolenta formata dalle precedenti interazioni e assume le caratteristiche di un rumore di sottofondo ad ampio spettro che si propaga in tutte le direzioni. In presenza di interazioni oblique, invece, la complessità del meccanismo di generazione del rumore aeroacustico aumenta; ciò è dovuto principalmente al fatto che la pala interagisce con il vortice ad istanti di tempo differenti a seconda della porzione di pala in apertura che si considera, e tale non contemporaneità è tanto maggiore quanto inclinato è il vortice rispetto all'asse della pala. Questo sfasamento temporale tra le interazioni locali fa sì che il rumore aeroacustico che ne deriva sia fortemente tridimensionale e abbia una direzione di propagazione dipendente dall'angolo tra il vortice e la pala [14]. Più è obliqua l'interazione è più la propagazione

delle onde aeroacustiche diventa tridimensionale e si indebolisce.

1.2 Aerodinamica dei profili oscillanti

Come si è visto nelle sezioni precedenti, la pala interagisce con il vortice con direzione perpendicolare principalmente nella regione di pala retrocedente, per angoli Ψ prossimi a 270° . Questa porzione del piano azimutale della pala è caratterizzata dalla presenza di un fenomeno chiamato “stallo dinamico”. In condizioni di volo ad alta velocità ed in manovra sotto un modesto fattore di carico, la pala retrocedente si trova ad avere una discreta velocità relativa ed un angolo di incidenza che è comunque estremamente elevato ed opera quindi in condizioni vicine al limite nel quale il flusso può rimanere attaccato alla superficie della pala. A causa della variazione temporale dell’angolo di incidenza della pala dovuto al moto di flappeggio, a comandi del pilota sul passo ciclico e all’interazione con la scia del rotore, lo stallo sulle pale di rotore avviene in modo dinamico, con una fenomenologia fortemente diversa dal caso statico. Per questo motivo, lo stallo sulle pale di rotore è chiamato stallo dinamico. Studi passati hanno mostrato come la fenomenologia della separazione della corrente nel caso di stallo dinamico sia profondamente differente dal meccanismo di stallo esibito dallo stesso profilo nel caso statico. Lo stallo dinamico è innanzitutto caratterizzato da un ritardo nella comparsa della separazione, che avviene quindi ad un angolo di incidenza maggiore rispetto al caso statico. Questo iniziale ritardo è ovviamente un vantaggio nell’ambito delle prestazioni e dell’involuppo di volo del rotore di un elicottero. Inoltre, quando avviene la separazione della corrente a seguito dello stallo dinamico, si osserva il rilascio di un vortice a partire dal bordo d’attacco del profilo. Finché tale vortice si trova sul dorso del profilo, provoca un aumento della portanza generata. D’altro canto, la posizione del vortice non è stabile e quest’ultimo viene rapidamente trasportato lungo la corda della pala dalla corrente esterna, fino a fargli percorrere l’intero profilo. Ciò produce uno spostamento a valle estremamente rapido del centro di pressione, provocando un elevato momento picchiante sul profilo ed un incremento del momento torcente sulla pala. Questa è la principale conseguenza negativa dello stallo dinamico sulle pale di rotore.

Il ritardo nella comparsa della separazione della corrente è sostanzialmente dovuto a tre principali fenomeni instazionari [15]. Nella fase in cui l’angolo di incidenza aumenta nel tempo, le instazionarietà della corrente che risultano dalla circolazione rilasciata nella scia in corrispondenza del bordo d’uscita, causano una riduzione della portanza generata ed un gradiente di pressione maggiore rispetto al caso statico allo stesso angolo di incidenza. In secondo luogo l’effetto cinematico di oscillazione del profilo ha sulla corrente

l'effetto di aumentare la curvatura del profilo stesso; un rateo positivo di variazione dell'angolo di incidenza contribuisce a ridurre ulteriormente sia la pressione nella regione del bordo d'attacco, sia i suoi gradienti per un dato valore di portanza. Infine, in risposta ai gradienti di pressione esterni, vi sono anche effetti instazionari aggiuntivi che avvengono all'interno dello strato limite, come ad esempio la presenza di inversioni nella direzione di moto del flusso senza che vi sia una separazione osservabile. La combinazione della sopra citata riduzione dei gradienti di pressione e la comparsa posticipata della separazione dello strato limite, causa che lo stallo dinamico avvenga ad angoli di incidenza significativamente superiori rispetto al caso di stallo statico. Incrementando ulteriormente l'angolo di incidenza, l'elevato gradiente di pressione avverso che si forma nella regione di bordo d'attacco comporta che la separazione avvenga per prima in questa regione. L'evidenza sperimentale ha mostrato che in questa condizione si forma uno strato vorticoso libero immediatamente a valle del bordo d'attacco che si avvolge rapidamente divenendo un vortice. Questa è una caratteristica peculiare ed estremamente importante dello stallo dinamico. Infatti, poco dopo che si è formato, il vortice viene trasportato verso valle dalla corrente asintotica e inizia un effetto di convezione sul campo di moto nella regione del dorso del profilo. Data la rapidità del fenomeno, ciò induce un'onda di pressione che rafforza la portanza generata e produce carichi aerodinamici decisamente maggiori rispetto a quelli che è possibile ottenere in caso statico allo stesso angolo di incidenza. Quando il vortice viene trasportato a valle del bordo d'uscita del profilo i suoi effetti si riducono e il flusso sul dorso del profilo passa ad uno stato di totale separazione. A questo fenomeno è associato un improvviso calo della portanza, un improvviso aumento della resistenza e il raggiungimento del massimo momento picchiante sul profilo. In questa condizione i carichi aerodinamici sono approssimativamente gli stessi che si registrano in condizioni statiche allo stesso angolo di incidenza. Il riattacco della corrente può avvenire solo quando l'angolo di incidenza del profilo torna nuovamente su angoli sufficientemente bassi, ma c'è in genere un significativo ritardo anche in questo processo. Innanzitutto vi è un ritardo nella "riorganizzazione" della corrente tra lo stato totalmente separato e quello in cui la corrente è soggetta a riattacco. In secondo luogo vi è un ritardo a causa dell'effetto cinematico di oscillazione del profilo che genera una "curvatura indotta"; dal momento che in questa condizione il rateo di variazione dell'angolo di incidenza è negativo, la curvatura indotta è di segno opposto rispetto al caso di rateo positivo. Questo provoca un aumento del gradiente di pressione nella regione del bordo d'attacco ed è quindi necessario che il profilo si trovi abbondantemente al di sotto dell'angolo di stallo nel caso statico, perchè possa avvenire un completo riattacco dello strato limite sul dorso

del profilo. A causa di questi ritardi, sia nella fase di salita che nella fase di discesa, il fenomeno dello stallo dinamico presenta una notevole isteresi, sia sulle forze che sui momenti aerodinamici.

Da quanto appena presentato si può comprendere che l'eventuale presenza di alterazioni del campo di moto attorno alla pala possono portare ad uno stallo anticipato del profilo. Durante la fase retrocedente della pala, infatti, l'aerodinamica di quest'ultima è spinta fino al limite dello stallo dinamico e cioè ad angoli di incidenza molto superiori alla condizione di stallo statico; intense alterazioni del campo di moto possono provocare la separazione anticipata dello strato limite prima che si abbia il forte incremento di portanza caratteristico dello stallo dinamico. Tra le perturbazioni del campo di moto che sono sufficientemente intense per provocare questi effetti, vi è senza dubbio il BVI, il quale merita un'analisi più approfondita.

1.3 Effetti del BVI perpendicolare su un profilo oscillante

Da quanto introdotto in precedenza, lo stallo dinamico avviene in due principali condizioni di volo: in volo in crociera ad alta velocità ed in volo in manovra sotto elevato fattore di carico. Di queste due condizioni, la seconda rappresenta una situazione nella quale possono inoltre avvenire interazioni tra le pale e la scia del rotore, e tali interazioni possono essere anche molto intense. Come si è potuto osservare in Figura 1.2, nella regione di pala retrocedente prossima alla zona suscettibile di stallo dinamico, avviene un'interazione vortice-pala distribuita che si estende lungo tutto il terzo quadrante del piano azimutale della pala. In tale porzione di piano l'interazione è leggermente obliqua e per gran parte della sua estensione può essere considerata a tutti gli effetti perpendicolare. Ne risulta quindi che la principale interazione vortice-pala che può interferire con lo stallo dinamico è quella di tipo perpendicolare. Per quanto detto, è importante studiare gli effetti che questa interazione può avere sullo stallo dinamico per poter comprendere l'entità dei fenomeni prodotti da tale tipo di intersezione. La presenza del vortice che impatta sul profilo, infatti, potrebbe comportare il rischio di separazione anticipata della corrente con conseguente impossibilità di sfruttare localmente il vortice dello stallo dinamico. Di conseguenza, alla variazione impulsiva della portanza causata dal BVI perpendicolare, si aggiungerebbe un'altrettanto brusco crollo di quest'ultima, causando problemi di vibrazioni che potrebbero ridurre il comfort di cabina.

In letteratura è stato studiato in modo approfondito il BVI perpendicolare con un profilo statico e lo stallo dinamico del profilo isolato. Invece niente

è stato fatto nei confronti della combinazione dei due fenomeni, che permetterebbe di cogliere maggiormente gli aspetti dell'interazione che avviene su di un rotore al vero. Per questo motivo il presente lavoro si prefigge lo scopo di studiare gli effetti che l'interazione vortice-pala di tipo perpendicolare possono avere sul fenomeno dello stallo dinamico e sull'aerodinamica di un profilo oscillante in generale. L'attenzione verrà posta sulla caratterizzazione del campo di moto attorno alla pala per poter cogliere nel dettaglio gli effetti di induzione del vortice e l'entità di un'eventuale separazione della corrente. Inoltre, la conoscenza del campo di moto può consentire l'utilizzo dei risultati come base di dati per la validazione di un codice di calcolo per la simulazione numerica del BVI.

Capitolo 2

Wandering del vortice

Prima di poter studiare il BVI perpendicolare e i suoi effetti sullo stallo dinamico è necessario caratterizzare il vortice che viene generato artificialmente per lo studio di tale tipo di interazione. I dettagli relativi all'apparato sperimentale e alla metodologia utilizzata per la generazione del suddetto vortice sono riportati nel Capitolo 3; nella presente sezione si focalizza l'attenzione sulle tecniche di studio di un vortice in galleria del vento. La caratterizzazione ha come obiettivo la determinazione dei principali parametri del vortice, come ad esempio il raggio della regione viscosa e il picco di velocità tangenziale. Un problema di fondamentale importanza che dev'essere affrontato quando si studiano i vortici di estremità in galleria del vento è il cosiddetto *vortex wandering*. Il *wandering* del vortice indica un brusco moto oscillatorio e apparentemente casuale del nucleo del vortice che avviene nel piano ortogonale all'asse del vortice stesso. Tali oscillazioni sembrano essere una caratteristica intrinseca di tutti i vortici generati in galleria del vento mentre non ve n'è traccia nel caso di vortici in aria libera.

Questo fenomeno assume una particolare rilevanza ogniqualvolta si voglia caratterizzare il vortice mediante misure condotte con sonde statiche che inevitabilmente non permettono di acquisire l'intero campo di moto in un unico istante di tempo. Infatti, un vortice oscillante richiederebbe che la sonda con la quale lo si intende misurare abbia un sistema di riferimento mobile che segua il nucleo del suddetto vortice. All'atto pratico, però, si utilizza sempre una sonda fissa con un sistema di riferimento solidale con la camera di prova della galleria del vento; di conseguenza ogni misura di velocità è alterata dall'oscillazione del vortice e la sonda si trova a misurare un fenomeno che non è stazionario. Nei casi in cui il fenomeno misurato non è stazionario ma è almeno periodico, si procede al calcolo delle medie di fase; nel caso del *wandering*, però, il moto oscillatorio è casuale e non è quindi possibile applicare alcuna media di fase. Di conseguenza la semplice media nel tempo delle misure di un vortice affetto da *wandering* risente della

posizione che il vortice assume nei vari istanti di tempo e fa quindi apparire il vortice misurato come più diffuso, con un minor picco di velocità tangenziale e un maggior raggio.

2.1 Studi recenti

Studi atti a caratterizzare questo fenomeno e comprenderne le cause sono stati condotti fin dall'inizio degli anni 70 con i lavori di Chigier e Corsiglia [16] e Corsiglia *et al.* [17] che hanno mostrato come le misure statiche del vortice siano altamente affette da *wandering*. Nel 1992 Shekarriz *et al.* [18] osservarono mediante anemometria LDV che il vortice sembra oscillare maggiormente in direzione dell'apertura alare rispetto alla direzione normale. Yeung e Lee [19] utilizzando la velocimetria ad immagini di particelle (PIV) arrivarono a concludere che l'ampiezza di oscillazione del *wandering* è paragonabile al raggio viscoso del vortice stesso e avviene ad una velocità che raggiunge al massimo il 4% della velocità asintotica. Nel tentativo di determinare le cause di suddette oscillazioni, Jaquin *et al.* [20] proposero quattro possibili soluzioni secondo le quali il vortice potrebbe essere destabilizzato da: instabilità della corrente a monte dovute alla galleria del vento, turbolenza nei pressi dello strato limite delle pareti, instabilità intrinseche o dalla propagazione di instabilità generate dal modello in camera di prova. Allo stesso tempo hanno mostrato che il *wandering* è apparentemente insensibile alle instabilità della corrente a monte. Un grande apporto allo studio dell'oscillazione del vortice è stato dato nel 1996 con il lavoro di Devenport *et al.* [21] nel quale gli autori descrissero il moto associato al *wandering* mediante una funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale. Il vortice venne assunto assialsimmetrico, il *wandering* indipendente dal moto turbolento e le velocità associate all'oscillazione del vortice trascurabili rispetto a quelle del vortice stesso. Con queste ipotesi le componenti della velocità media e le componenti medie degli sforzi di Reynolds, che sono le grandezze direttamente misurate da sonde fisse nello spazio, sono espresse come una convoluzione del campo di velocità reale con la funzione di distribuzione di probabilità normale che rappresenta il *wandering*. Per poter risolvere analiticamente gli integrali di convoluzione, i campi di velocità e vorticità assiale sono stati sviluppati mediante una serie di funzioni gaussiane; questo non è però sempre lecito perchè, specialmente per un vortice completamente avvolto su sè stesso, il profilo di velocità tangenziale è meglio rappresentato da altri tipi di modelli, ad esempio quello di Hoffmann e Joubert [22]. Inoltre l'approssimazione mediante serie di funzioni gaussiane non è in grado di rappresentare eventuale asimmetrie del flusso e può quindi essere una fonte di errore non trascurabile.

La funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale che rappresenta il *wandering* è caratterizzata da due ampiezze di oscillazione σ_y e σ_z che sono orientate rispettivamente nella direzione dell'apertura alare e in quella normale e da un parametro di anisotropia e . Quest'ultimo parametro rappresenta l'orientazione degli assi principali del *wandering* rispetto al sistema di riferimento fisso della sonda anemometrica. Le ampiezze di oscillazione del vortice σ_y e σ_z vengono calcolate in modo iterativo come rapporto tra la *root mean square* delle velocità (rispettivamente in direzione normale e dell'apertura alare) e il gradiente della velocità tangenziale in corrispondenza del centro del vortice. Il parametro di anisotropia e viene valutato attraverso il coefficiente di correlazione incrociata tra la storia temporale della velocità in direzione dell'apertura e quella in direzione normale, entrambe valutate al centro del vortice.

Dai risultati di Devenport *et al.* è emerso che gli assi principali dell'oscillazione del vortice sono ruotati rispetto al sistema di riferimento fisso di un angolo variabile tra 21° e 37° misurati dall'asse in direzione dell'apertura verso l'asse in direzione normale. Le ampiezze di *wandering* sembrano crescere grosso modo come la radice quadrata della distanza dall'ala nella direzione della corrente e questo introduce degli errori variabili dal 12% al 15% nel calcolo del raggio del vortice e del picco di velocità tangenziale.

Per quanto riguarda le cause di queste oscillazioni Devenport *et al.*, supportati dall'aver osservato che le ampiezze di *wandering* aumentano con l'intensità della velocità asintotica e diminuiscono con l'angolo di incidenza, arrivarono ad affermare che la causa principale di tale fenomeno è da imputare all'instabilità della corrente presente in galleria del vento.

Contrariamente a quanto appena osservato, Rokshaz *et al.* [23] mostrarono che le ampiezze di oscillazione crescono all'aumentare dell'angolo di incidenza e inoltre la separazione della corrente ad elevati angoli di attacco contribuisce ad aumentare ulteriormente le suddette oscillazioni. Conclusero quindi che il meccanismo responsabile del *wandering* è di tipo auto-indotto. Nel 2004 Heyes *et al.* [24] valutarono gli effetti del *wandering* utilizzando la velocimetria ad immagini di particelle (PIV) e verificarono la validità dell'utilizzo di una funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale per rappresentare l'effetto di oscillazione. Trovarono inoltre che l'ampiezza di oscillazione aumenta linearmente con la distanza dall'ala in direzione della velocità asintotica mentre diminuisce con la stessa proporzionalità all'aumentare dell'angolo di incidenza. Questo li portò ad affermare che la natura del *wandering* non può essere auto-indotta ma piuttosto dovuta a perturbazioni esterne come ad esempio la turbolenza di sottofondo, dalla quale il vortice è sempre meno affetto all'aumentare dell'angolo di incidenza e quindi dell'intensità del vortice stesso.

Nel recente lavoro di Iungo *et al.* [25] è stata verificata in modo approfondito la possibilità di caratterizzare il *wandering* del vortice (e quindi il vortice stesso) a partire da misure statiche non contemporanee nel tempo. Gli autori hanno condotto numerose simulazioni statistiche che hanno permesso, tra l'altro, di ribadire la possibilità di rappresentare l'effetto dell'oscillazione del vortice mediante una convoluzione tra il campo di velocità istantaneo del vortice e la funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale che rappresenta il *wandering*. Sono stati inoltre presentati metodi di risoluzione numerica degli integrali di convoluzione che non richiedono di formulare quelle ipotesi di regolarità del campo di velocità che erano state adottate da Devenport *et al.* [21] e di conseguenza non vengono introdotti errori relativi allo sviluppo in serie del campo di velocità.

Gli stessi autori hanno poi condotto una campagna di prove sperimentali su di una semiala generata da un profilo NACA 0012 con lo scopo di comprendere la natura, ancora non chiara, della nascita del *wandering* del vortice. Dai risultati sperimentali hanno osservato che le ampiezze di oscillazione del vortice crescono con la radice quadrata della distanza longitudinale dall'ala nella direzione della corrente asintotica, mentre diminuiscono all'aumentare dell'angolo di incidenza e della velocità a monte. Sebbene non siano in grado di determinare l'origine di questa oscillazione del vortice, arrivano ad affermare con certezza che l'intensità del *wandering* diminuisce sempre all'aumentare dell'intensità del vortice.

Nell'approcciarsi allo studio di un vortice di estremità in galleria del vento occorre quindi essere consapevoli che il fenomeno del *wandering* esiste, non può essere in alcun modo attenuato e la sua natura non è stata ancora pienamente compresa. Il suo effetto più importante è quello di rendere più complessa l'identificazione dei parametri che caratterizzano il vortice stesso perchè nasconde, con il suo effetto diffusivo, le grandezze di interesse come il raggio del vortice e il suo profilo di velocità. Fortunatamente, però, come mostrato dai lavori di Devenport *et al.* [21] e Iungo *et al.* [25], è possibile condurre una ricostruzione del vortice su base statistica che è in grado di predire il reale campo di moto con grande accuratezza e relativa semplicità. Inoltre, i due lavori appena citati hanno anche mostrato che il moto di *wandering* avviene su tempi più lunghi rispetto a quelli caratteristici della turbolenza ed ha quindi un contenuto in frequenza nettamente separato dalle frequenze dei moti turbolenti ed è quindi ragionevole ritenere che il suo effetto sullo sviluppo del vortice sia nettamente trascurabile.

Questo garantisce che se un vortice reale viene riprodotto artificialmente in galleria del vento e se quest'ultimo viene analizzato da una sonda mobile con il nucleo del vortice stesso, allora si ottengono gli stessi parametri del vortice al vero che si intende simulare poichè la sua dinamica interna non

è affetta dal *wandering*. L'intero problema del *vortex wandering* è quindi ridotto alla sola ricostruzione del campo di velocità reale a partire dal campo di velocità acquisito dalla sonda e mediato nel tempo.

2.2 Ricostruzione del campo di velocità reale

Il problema della ricostruzione del campo di moto reale del vortice consiste nel far riemergere la velocità istantanea dal campo di moto mediato che, come introdotto in precedenza, ha diffuso e parzialmente nascosto i parametri significativi. Per fare ciò occorre innanzitutto definire i sistemi di riferimento e le velocità in gioco.

Rifacendosi alla Figura 2.1 si può considerare come sistema di riferimento quello con assi coincidenti al sistema di riferimento fisso della camera di prova e con l'origine coincidente con il centro del vortice medio. Tale vortice medio è costituito dalla media temporale, punto per punto, di tutte le acquisizioni puntuali effettuate. Rispetto a questo sistema di riferimento si possono definire con (y_p, z_p) le coordinate che rappresentano la posizione attuale della sonda e con (y_v, z_v) le coordinate della posizione istantanea del centro del vortice. In virtù della natura oscillatoria del vortice, sebbene la

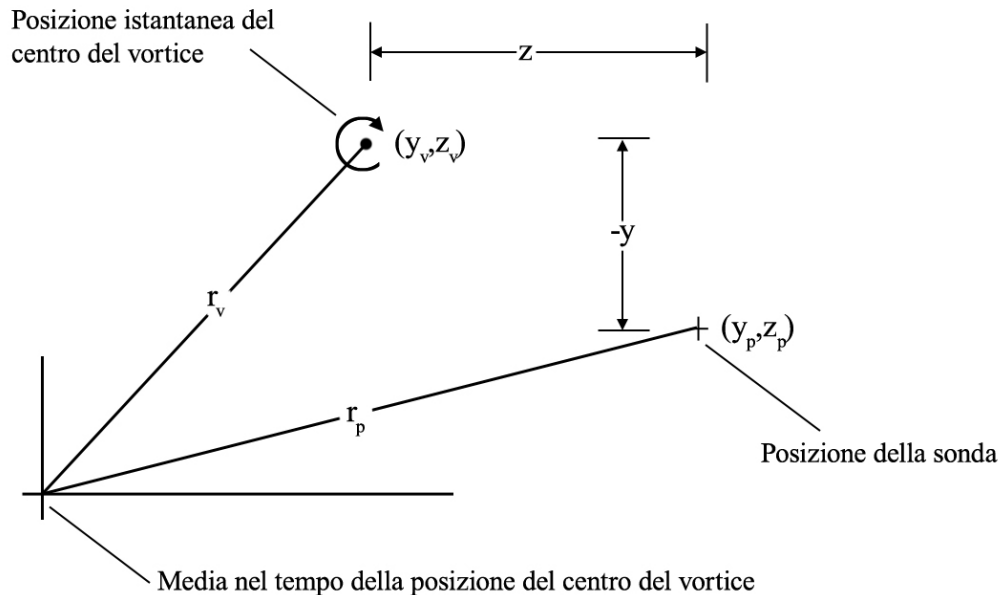


Figura 2.1: Descrizione dei sistemi di riferimento per lo studio del *vortex wandering*

posizione della sonda rimanga ferma durante l'acquisizione di uno specifico punto, la posizione istantanea del vortice, invece, varia in modo repentino e casuale. Si può inoltre definire con r_v ed r_p la distanza rispettivamente del centro istantaneo del vortice e della sonda anemometrica dall'origine del sistema di riferimento e con y e z le coordinate della posizione della sonda relativamente alla posizione istantanea del vortice.

Si consideri adesso che la sonda anemometrica spazzi tutti i punti (\bar{y}_p, \bar{z}_p) designati e che in ciascun punto acquisisca le tre componenti di velocità istantanee del campo di moto per un certo periodo di tempo \bar{t} sufficientemente lungo. Definendo con U, V e W le tre componenti di velocità rilevate dalla sonda, si può osservare che esse dipendono dalla posizione relativa tra il centro istantaneo del vortice e la sonda stessa, per cui per la componente U si può scrivere:

$$U(y, z) = U(y_p - y_v, z_p - z_v) \quad (2.1)$$

con espressioni analoghe per le componenti V e W . A causa dei moti di *wandering* la posizione assoluta del centro del vortice cambia nel tempo e di conseguenza la sonda non rileva delle componenti di velocità costanti ma bensì variabili, a volte anche con elevata intensità.

Se l'acquisizione puntuale ha una durata sufficiente è possibile descrivere la posizione del vortice utilizzando una funzione di distribuzione di probabilità (PDF),

$$pdf = pdf(y_v, z_v). \quad (2.2)$$

Di conseguenza la media delle velocità su un lungo periodo di tempo può essere espressa come:

$$U_m(y_p, z_p) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} pdf(y_v, z_v) U(y_p - y_v, z_p - z_v) dy_v dz_v \quad (2.3)$$

con analoghe espressioni per V_m e W_m . Lo stesso vale per gli sforzi di Reynolds che possono essere espressi nella seguente forma:

$$\begin{aligned} \overline{uv}_m(y_p, z_p) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} pdf(y_v, z_v) U(y_p - y_v, z_p - z_v) V(y_p - y_v, z_p - z_v) dy_v dz_v + \\ - U_m V_m, \end{aligned} \quad (2.4)$$

con simili espressioni per tutte le altre componenti: $\overline{u_m^2}$, $\overline{v_m^2}$, $\overline{w_m^2}$, $\overline{uw_m}$ e $\overline{vw_m}$. (Come si è soliti fare, ci si è riferiti alle medie delle fluttuazioni e alle correlazioni come sforzi, il prodotto per la densità è stato omesso per non appesantire l'espressione.) Relazioni simili all'espressione (2.3) possono essere scritte per qualunque quantità linearmente legata alle componenti cartesiane della velocità, come ad esempio la vorticità. Tale espressione, ricavata per

la prima volta da Baker *et al.* [26], rappresenta un integrale di convoluzione tra la PDF che rappresenta l'oscillazione del vortice e il campo di velocità istantaneo del vortice stesso.

Lo scopo principale della correzione del *vortex wandering* è quindi quello di invertire il processo di diffusione introdotto dall'equazione (2.3) in modo da poter ricostruire il vero campo di modo medio del vortice. Per fare questo però, è necessario non solo modellare la PDF in modo estremamente accurato ma anche effettuare una deconvoluzione. Per quanto riguarda la PDF, i lavori di Devenport *et al.* [21], Heyes *et al.* [27] e Iungo *et al.* [25] hanno mostrato chiaramente come la posizione del centro del vortice soggetto a *wandering* sia ben rappresentata da una funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale (2VdF) con la seguente forma:

$$pdf(y_v, z_v) = \frac{1}{2\pi\sigma_y\sigma_z\sqrt{1-e^2}} \exp \left[-\frac{1}{2(1-e^2)} \left(\frac{y_v^2}{\sigma_y^2} + \frac{z_v^2}{\sigma_z^2} - \frac{2ey_vz_v}{\sigma_y\sigma_z} \right) \right] \quad (2.5)$$

dove σ_y e σ_z rappresentano l'ampiezza dell'oscillazione del vortice lungo le direzioni y e z rispettivamente e il parametro e è il termine che rappresenta l'anisotropia del moto di *wandering* rispetto al sistema di riferimento presentato in precedenza. Come accennato in precedenza, le ampiezze di oscillazione σ_y e σ_z si calcolano a partire dalle velocità acquisite dalla sonda anemometrica come rapporto tra la *root mean square* (RMS) della storia temporale della velocità e la pendenza del profilo di velocità tangenziale, entrambe valutate nel centro medio del vortice. Per il calcolo dell'ampiezza lungo y si considera la RMS della componente di velocità in direzione normale, mentre per l'ampiezza lungo z si considera la RMS della componente in direzione dell'apertura alare. Questo procedimento è suggerito dal fatto che l'ampiezza di *wandering* dipende da quanto le componenti di velocità nel centro del vortice risultano sparse attorno al valor medio; la RMS, però, benchè fornisca l'entità della sparsità attorno al valor medio, è amplificata dalla pendenza del profilo di velocità nell'origine. Con un'elevata pendenza, infatti, anche piccole oscillazioni del vortice provocherebbero grandi variazioni nell'intensità della velocità acquisita dalla sonda e quindi una grande sparsità della storia temporale attorno al valor medio. Dividendo quindi l'entità della sparsità per la suddetta pendenza si ottiene una misura dell'ampiezza di oscillazione del vortice che risulta a questo punto indipendente dal profilo di velocità di quest'ultimo. Per quanto riguarda il parametro di anisotropia e , esso viene calcolato come l'opposto del coefficiente di correlazione incrociata tra la storia temporale della componente di velocità V e la componente W , entrambe valutate nel centro medio del vortice. Si indichi con $R(x_i, x_j)$ la matrice dei coefficienti di correlazione tra il segnale x_i e il segnale x_j , definita

come:

$$R(x_i, x_j) = \frac{C(x_i, x_j)}{\sqrt{C(x_i, x_i)C(x_j, x_j)}} \quad (2.6)$$

dove $C(x_i, x_j)$ rappresenta la matrice delle covarianze tra il segnale x_i e il segnale x_j :

$$C(x_i, x_j) = E [(x_i - \mu_i)(x_j - \mu_j)] \quad (2.7)$$

ed E rappresenta l'operatore "valore atteso". La matrice $R(x_i, x_j)$ ha sulla diagonale i coefficienti di correlazione diretta mentre fuori diagonale riporta i coefficienti di correlazione incrociata. Nel presente caso si hanno solo due segnali: la storia temporale della velocità V e della velocità W nel centro del vortice, perciò la matrice R assume l'espressione:

$$R = \begin{bmatrix} R_{VV} & R_{VW} \\ R_{WV} & R_{WW} \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

I termini fuori diagonale rappresentano il coefficiente di correlazione incrociata tra le due componenti di velocità V e W e ci permettono di calcolare il parametro di anisotropia della funzione di distribuzione di probabilità. Dal momento che $R_{VW} = R_{WV}$ si può calcolare il parametro e come:

$$e = -R_{VW} = -R_{WV}. \quad (2.9)$$

Occorre inoltre tenere presente che il profilo di velocità tangenziale e quindi la sua pendenza nell'origine (necessari per il calcolo di σ_y e σ_z) vengono alterati, rispetto al profilo medio, dalla ricostruzione del profilo di velocità istantaneo reale. Di conseguenza il calcolo delle ampiezze di oscillazione è necessariamente iterativo e può essere riassunto nei seguenti passi:

1. si calcolano le ampiezze di *wandering* σ_y e σ_z a partire dalla RMS e dal profilo di velocità medio,
2. si calcola il parametro di anisotropia e a partire dalla storia temporale delle componenti V e W ,
3. si ricostruisce, mediante deconvoluzione, il campo di velocità reale sulla base della 2VdF appena costruita,
4. si ricalcolano le ampiezze di oscillazione sulla base del nuovo profilo di velocità,
5. si costruisce la nuova 2VdF e si riparte dal punto 3 fino a che non si ottiene una convergenza sufficiente su σ_y e σ_z .

Al termine della procedura iterativa, che generalmente non richiede più di 5 iterazioni, si ottengono i parametri corretti di σ_y , σ_z ed e , oltre al campo di velocità reale compiutamente ricostruito partendo dal campo di velocità medio.

2.3 Tecniche di deconvoluzione

Fin'ora si è parlato di deconvoluzione e ricostruzione del campo di velocità reale senza scendere nel dettaglio di come esso sia effettivamente realizzato. In questo lavoro non viene seguita la strada proposta da Devenport *et al.* [21] in quanto, come già anticipato, la deconvoluzione è da loro condotta in modo analitico mediante sviluppo dei campi di velocità in serie di funzioni gaussiane. Tali sviluppi richiedono delle approssimazioni sulla regolarità del vortice che possono risultare eccessivamente restrittive in numerosi casi reali. In alternativa si è deciso di adottare un approccio più recente e di validità generale presentato in Iungo *et al.* [25] che consiste nel calcolare la deconvoluzione diretta per via numerica utilizzando metodi differenti e confrontandone le doti di stabilità e accuratezza.

Metodi di deconvoluzione diretta sono già stati usati in passato in diversi ambiti, specialmente per il cosiddetto *deblurring* di immagini e segnali, cioè la loro ricostruzione a seguito dell'applicazione di un filtro di sfocatura (*blur*). Volendo applicare i concetti dei metodi di ricostruzione di immagini all'ambito fluidodinamico del vortice si può richiamare l'equazione (2.3) ed esprimere il campo di velocità medio nel dominio della spazio $g(\mathbf{x})$ (con \mathbf{x} vettore posizione) come convoluzione della funzione di distribuzione di probabilità $pdf(\mathbf{x})$ che rappresenta il *wandering* con il campo di velocità istantaneo $h(\mathbf{x})$:

$$g(\mathbf{x}) = pdf(\mathbf{x}) * h(\mathbf{x}) \quad (2.10)$$

dove con $*$ si è rappresentato l'operatore convoluzione. Nel dominio di Fourier la convoluzione risulta essere una semplice operazione algebrica ed ha espressione:

$$G(\omega) = PDF(\omega)H(\omega). \quad (2.11)$$

La deconvoluzione nel dominio della frequenza può quindi essere ottenuta a partire dall'equazione (2.11):

$$H(\omega) = \frac{G(\omega)}{PDF(\omega)}. \quad (2.12)$$

La criticità di questo approccio è che il problema così espresso è non solo mal posto ma è anche soggetto a complicazioni numeriche perchè la funzione di distribuzione di probabilità e il campo di moto misurato hanno un contenuto in frequenza limitato a causa della non infinità del dominio di misura della sonda anemometrica. Ciò richiede delle apposite procedure numeriche di risoluzione per poter ottenere una soluzione stabile e allo stesso tempo accurata.

2.3.1 Algoritmo di *Van Cittert*

Il primo metodo di deconvoluzione diretta che viene presentato in [25] è l'algoritmo di *Van Cittert* [28] che esegue la deconvoluzione nel dominio dello spazio mediante il metodo iterativo schematizzato in Figura 2.2.

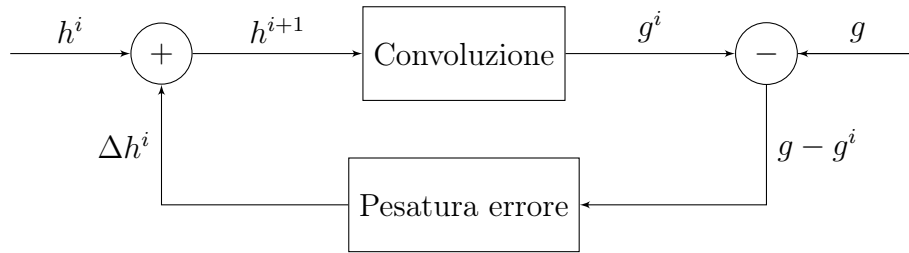


Figura 2.2: Schema a blocchi dell'algoritmo *Van Cittert*

Viene scelto un valore di primo tentativo h^0 per il campo di velocità istantaneo reale (spesso lo si assume pari al campo medio), viene applicata la convoluzione con la funzione di distribuzione di probabilità nota e si confronta il risultato della convoluzione g^0 con il valore del campo medio g . Se i due campi di velocità risultano identici vuol dire che il campo di velocità reale h è stato ricostruito correttamente e l'algoritmo termina, altrimenti, se è presente un errore, questo viene opportunamente pesato e il campo di moto h^0 viene corretto in modo proporzionale all'errore $g - g^i$. In questo modo si ottiene un campo di velocità h^1 la cui convoluzione con la PDF fornisce un campo di velocità g^1 che risulta più simile al campo medio g . L'algoritmo viene ripetuto fino a che l'errore scende al di sotto di una soglia prefissata oppure fino a quando gli aggiornamenti diventano poco significativi. Al termine della procedura iterativa si ottiene il campo di moto reale del vortice che è stato così ricostruito a partire dal campo medio e dalla PDF che rappresenta il *wandering*. Il precedente algoritmo numerico può anche essere espresso algebricamente mediante la seguente relazione:

$$h(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^N (I - pdf(\mathbf{x}))^i * g(\mathbf{x}) \quad (2.13)$$

dove I è l'operatore identità.

2.3.2 Algoritmo di *Richardson-Lucy*

Il secondo metodo analizzato è basato sull'algoritmo di *Richardson-Lucy* [29] che sfrutta la teoria statistica dell'inferenza bayesiana per la ricostruzione del campo di velocità reale. La deconvoluzione non è quindi considerata come

una procedura determinista ma piuttosto come un processo stocastico a cui è associato una funzione di distribuzione di probabilità che risulta massima in corrispondenza del campo di moto reale. In altre parole si ottiene il massimo della PDF solo se si ricostruisce correttamente il campo di velocità. Si supponga di avere due variabili stocastiche a e b che rappresentano rispettivamente tutti i possibili campo di velocità reali e tutti i possibili campi di velocità medi e una funzione di distribuzione di probabilità $p(a, b)$. Se questa PDF fosse nota sarebbe possibile individuare il valore più probabile per la variabile a una volta che sia dato il valore della variabile b . Questo approccio è però impraticabile perchè la conoscenza della PDF è impossibile da avere. In alternativa si possono sfruttare le regole della probabilità statistica e scomporre la funzione di distribuzione di probabilità mantenendo fisso a turno uno dei due parametri:

$$p(a, b) = p(a|b)p(b) \quad (2.14)$$

$$p(a, b) = p(b|a)p(a) \quad (2.15)$$

dove con $p(\bullet|\star)$ si intende la probabilità condizionale e cioè la probabilità di avere un certo \bullet dato un certo \star mantenuto fisso. Si supponga adesso di fare un esperimento condotto per ottenere uno dei possibili valori che la variabile b può assumere e si chiami g questo specifico valore. Tra tutti gli infiniti campi di moto medi b , l'esperimento (e cioè l'acquisizione in galleria dei dati anemometrici) fornisce lo specifico valore del campo di moto ottenuto in quella configurazione di prova. Combinando le due relazioni precedenti e sostituendo alla variabile b il suo valore g si ottiene il cosiddetto Teorema di Bayes che rappresenta il cardine di tutta la teoria bayesiana:

$$p(a|g) = \frac{p(g|a)p(a)}{p(g)}. \quad (2.16)$$

Il Teorema di Bayes può essere visto come lo strumento matematico per rappresentare l'aggiornamento della conoscenza del parametro a , sulla base dell'acquisizione dei dati g mediante un esperimento [30]. A questo proposito si può definire $p(a|g)$ come probabilità a posteriori in quanto segue temporalmente o logicamente l'esperimento condotto per acquisire i dati g ; è di fatto la probabilità condizionale di ottenere un certo valore della variabile a , dato un certo valore g ottenuto dall'esperimento. La probabilità $p(a)$ è chiamata probabilità a priori perchè rappresenta il grado di conoscenza della variabile a prima di condurre l'esperimento, mentre la quantità $p(g|a)$ è la verosimiglianza statistica (in inglese *likelihood*) che rappresenta la probabilità di ottenere il valore g dell'esperimento dato un certo a fissato. La verosimiglianza statistica viene modellata di volta in volta sulla base del tipo di fenomeno che si

sta studiando: nel caso di *vortex wandering* il modello è quello della distribuzione di Poisson. La probabilità a priori $p(g)$, non essendo dipendente da a (che è a questo punto l'unica incognita), funge unicamente da costante di normalizzazione; il Teorema di Bayes può quindi essere scritto in termini di proporzionalità:

$$p(a|g) \propto p(g|a)p(a). \quad (2.17)$$

Il campo di moto reale del vortice, e cioè la variabile a , si ottiene dalla massimizzazione della probabilità a posteriori [31]; in altre parole si ricerca il valore della variabile a più probabile per il dato valore della variabile g ottenuto dall'esperimento. Massimizzare il membro di sinistra dell'equazione (2.17) equivale a massimizzare il suo membro di destra, da cui:

$$h = \max_a [p(a|g)] = \max_a [p(g|a)p(a)] \quad (2.18)$$

La probabilità a priori $p(a)$, specialmente nell'ambito dell'oscillazione del vortice, non è in generale nota, però, come spesso si fa nel postulato di Bayes (chiamato anche equipartizione dell'ignoranza), si considera una distribuzione di primo tentativo uniforme e la massimizzazione è quindi condotta sul solo parametro di verosimiglianza $p(g|a)$. La verosimiglianza statistica associata al fenomeno di *wandering* può essere espressa mediante la seguente relazione [32]:

$$p(g|a) = \prod_{\mathbf{x}} \left(\frac{[pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x})]^{g(\mathbf{x})} e^{-pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x})}}{g(\mathbf{x})!} \right) \quad (2.19)$$

dove con $*$ si indica sempre l'operatore convoluzione. Massimizzare l'espressione (2.19) equivale a minimizzare l'opposto della verosimiglianza logaritmica espressa dalla relazione:

$$-\log p(g|a) = \int_{\mathbf{x}} [pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x}) \log (pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x})) + \log (g(\mathbf{x})!)] d\mathbf{x} \quad (2.20)$$

Il termine $\log (g(\mathbf{x})!)$ nell'equazione (2.20) è indipendente da a , di conseguenza il funzionale da minimizzare risulta:

$$J_1(a) = \int_{\mathbf{x}} [pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x}) - g(\mathbf{x}) \log (pdf(\mathbf{x}) * a(\mathbf{x}))] d\mathbf{x}. \quad (2.21)$$

La minimizzazione del funzionale porta alla scrittura dell'algoritmo di Richardson-Lucy che assume la seguente espressione:

$$h^{i+1}(\mathbf{x}) = \left\{ \left[\frac{g(\mathbf{x})}{pdf(\mathbf{x}) * h^i(\mathbf{x})} \right] * pdf(-\mathbf{x}) \right\} h^i(\mathbf{x}). \quad (2.22)$$

Anche in questo caso il metodo è iterativo ma gode di proprietà di stabilità e convergenza migliori rispetto all'algoritmo di *Van Cittert*.

2.3.3 Algoritmo *blind deconvolution*

Una terza possibile tecnica di deconvoluzione è la cosiddetta *blind deconvolution* [33] che prende questo nome perchè la 2VdF che rappresenta l'oscillazione del vortice non è nota a priori e viene stimata direttamente (insieme al campo di velocità reale) a partire dal campo medio. In altre parole il campo medio viene corretto dall'effetto di *wandering* e simultaneamente viene condotta un'ottimizzazione della stima iniziale della 2VdF. Lo schema a blocchi di questo metodo è riportato in Figura 2.3.

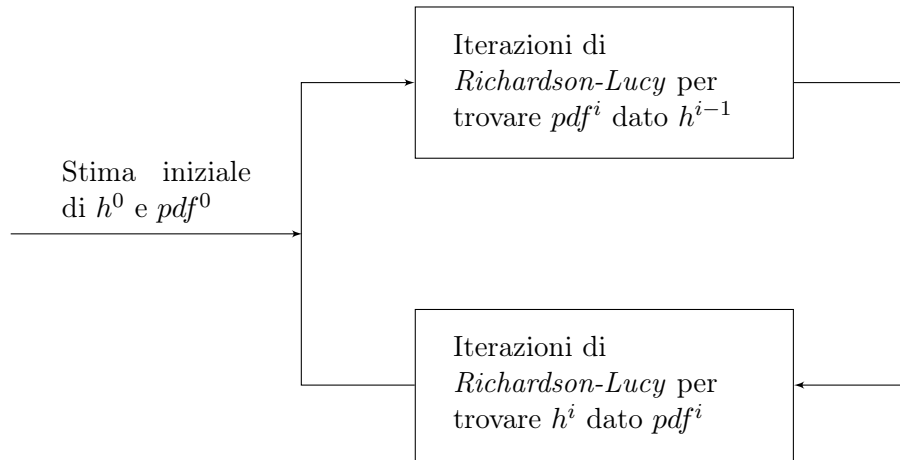


Figura 2.3: Schema a blocchi dell'algoritmo *blind deconvolution*

All'algoritmo *blind deconvolution* vengono fornite in ingresso delle stime iniziali del campo di velocità reale e della 2VdF che rappresenta l'oscillazione del vortice. Viene a questo punto condotto un primo ciclo iterativo nel quale viene aggiornata la stima della funzione di distribuzione di probabilità a partire dai dati iniziali. Ciò è condotto mediante una relazione che si ricava dall'inversione dell'equazione (2.22) e rappresenta quindi l'algoritmo di *Richardson-Lucy* nel quale il ruolo di $h(\mathbf{x})$ e $pdf(\mathbf{x})$ è invertito:

$$pdf_{k+1}^i(\mathbf{x}) = \left\{ \left[\frac{g(\mathbf{x})}{h^{i-1}(\mathbf{x}) * pdf_k^i(\mathbf{x})} \right] * h^{i-1}(-\mathbf{x}) \right\} pdf_k^i(\mathbf{x}). \quad (2.23)$$

dove con il pedice k si intende l'indice del ciclo di *Richardson-Lucy* mentre con l'apice i si intende l'indice del ciclo globale di *blind deconvolution*. Al termine di questo ciclo interno per la stima di pdf^i si compie un ulteriore ciclo secondario di *Richardson-Lucy* per l'aggiornamento della stima del campo di moto reale h^i :

$$h_{k+1}^i(\mathbf{x}) = \left\{ \left[\frac{g(\mathbf{x})}{pdf_k^i(\mathbf{x}) * h_k^i(\mathbf{x})} \right] * pdf_k^i(-\mathbf{x}) \right\} h_k^i(\mathbf{x}). \quad (2.24)$$

Raggiunti gli opportuni criteri di arresto in merito alla tolleranza sul campo di moto ricostruito e sulla funzione di distribuzione di probabilità, l'algoritmo *blind deconvolution* termina e h^i e pdf^i rappresentano rispettivamente il campo di moto reale corretto dall'effetto del *wandering* e la 2VdF che rappresenta l'oscillazione del vortice.

Per i tre metodi appena presentati è di fondamentale importanza determinare il numero di iterazioni che devono essere compiute dai rispettivi algoritmi: con poche iterazioni essi producono campi di velocità che sono solo debolmente ricostruiti mentre con troppe iterazione si possono avere seri problemi di amplificazione del rumore. Verifiche su dati noti [25] hanno permesso di determinare come miglior compromesso un numero di iterazioni attorno a 10.

Infine è da prendere in considerazione anche il metodo basato sulla deconvoluzione diretta nel dominio di Fourier. Come già anticipato, il problema della deconvoluzione è un problema mal posto e nel dominio di Fourier genera diverse spurie numeriche nello spettro che vanno ad accerchiare i contributi che corrispondono all'effettivo campo di moto reale. Per questo motivo è necessario impostare una serie di condizioni logiche che permettano di scartare tutti i contributi che non fanno parte del campo di velocità fisico di interesse. Quando però le oscillazioni di *wandering* hanno ampiezza paragonabile o maggiore del nucleo viscoso del vortice, le spurie numeriche risultano estremamente vicine alla soluzione fisica e tentare di scartarle potrebbe produrre una non corretta stima del campo di moto reale.

Le doti di accuratezza e stabilità dei metodi appena presentati sono state studiate in modo esaustivo da Iungo *et al.* [25]. Gli autori hanno simulato un vortice di Lamb-Oseen [34] e hanno applicato numericamente l'effetto di *wandering* mediante una funzione di distribuzione di probabilità della forma riportata nell'equazione (2.5). I campi di moto ricostruiti mediante i differenti metodi di deconvoluzione sono stati confrontati tra di loro e con il profilo di velocità ideale del vortice di Lamb-Oseen che rappresenta il valore esatto di riferimento. In Figura 2.4 si riportano i risultati ottenuti da Iungo *et al.* per i profili di velocità tangenziale V_θ in direzione dell'apertura alare e in direzione normale.

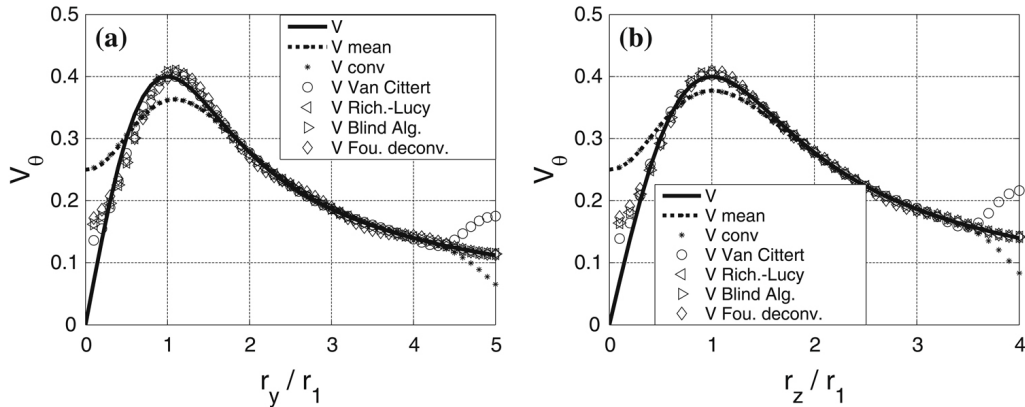


Figura 2.4: Confronto tra i differenti metodi di deconvoluzione

Si può notare come tutti i metodi di ricostruzione del campo di velocità forniscano risultati molto simili e discretamente accurati ad eccezione dell'algoritmo di *Van Cittert* che presenta degli errori evidenti in corrispondenza degli estremi del dominio. Questo è causato dalla non infinità del dominio sul quale è stato definito il vortice.

Sulla base dei risultati riportati in Figura 2.4 e tenendo conto delle complicazioni comportate dall'utilizzo dell'algoritmo di deconvoluzione nel dominio di Fourier, nel presente lavoro si è deciso di adottare i soli metodi di *Richardson-Lucy* e *blind deconvolution*.

2.4 Validazione dell'algoritmo di ricostruzione

Dopo aver scelto di adottare gli algoritmi di *Richardson-Lucy* e *blind deconvolution* si è proceduto alla costruzione e successiva validazione del codice di calcolo per la ricostruzione del campo di moto reale del vortice a partire dal campo medio. Ciò è stato fatto in due fasi: in un primo momento è stato generato un database di dati per simulare l'acquisizione del vortice, punto per punto, da parte della sonda anemometrica in galleria del vento e nella seconda fase questi dati sono stati elaborati per ricostruire il campo di velocità istantaneo e successivamente confrontati con il campo reale imposto inizialmente nella prima fase.

E' stata innanzitutto costruita la funzione di distribuzione di probabilità che rappresenta l'oscillazione del vortice (2.5) e mediante quest'ultima è stata condotta una simulazione statistica con la quale sono stati generati 2000 punti casuali distribuiti secondo tale PDF. Tali punti rappresentano la storia temporale della posizione del centro del vortice, campionata per 2000 volte.

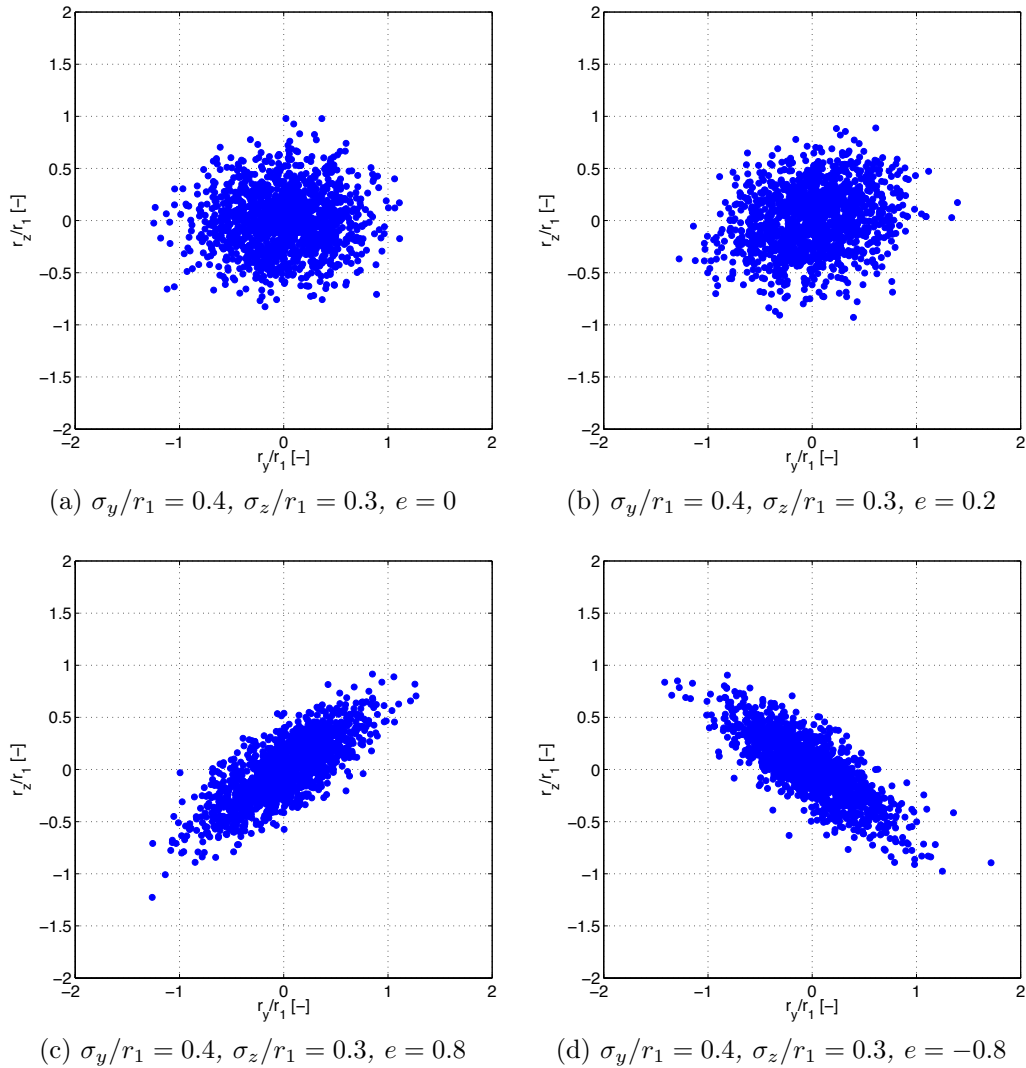


Figura 2.5: Posizioni del centro del vortice al variare del parametro e

La distribuzione spaziale dei punti dipende, come visto in precedenza, dalle ampiezze di *wandering* σ_y e σ_z e dal parametro di anisotropia e . Esempi di punti generati dalla suddetta distribuzione al variare dei parametri sono riportati nelle Figure 2.5 e 2.6

Per la validazione sono state provate diverse combinazioni di ampiezze di oscillazione e parametri di anisotropia; si riporta qui il caso in cui σ_y/r_1 è pari a 0.4, σ_z/r_1 pari a 0.3 ed il parametro di anisotropia e è pari a 0.2. Si è scelto questo caso perchè è costituito da parametri che, sulla base dei risultati ottenuti da Devenport *et al.* [21] e Iungo *et al.* [25], corrispondono ad un vortice paragonabile a quello affrontato nel presente lavoro. Occorre

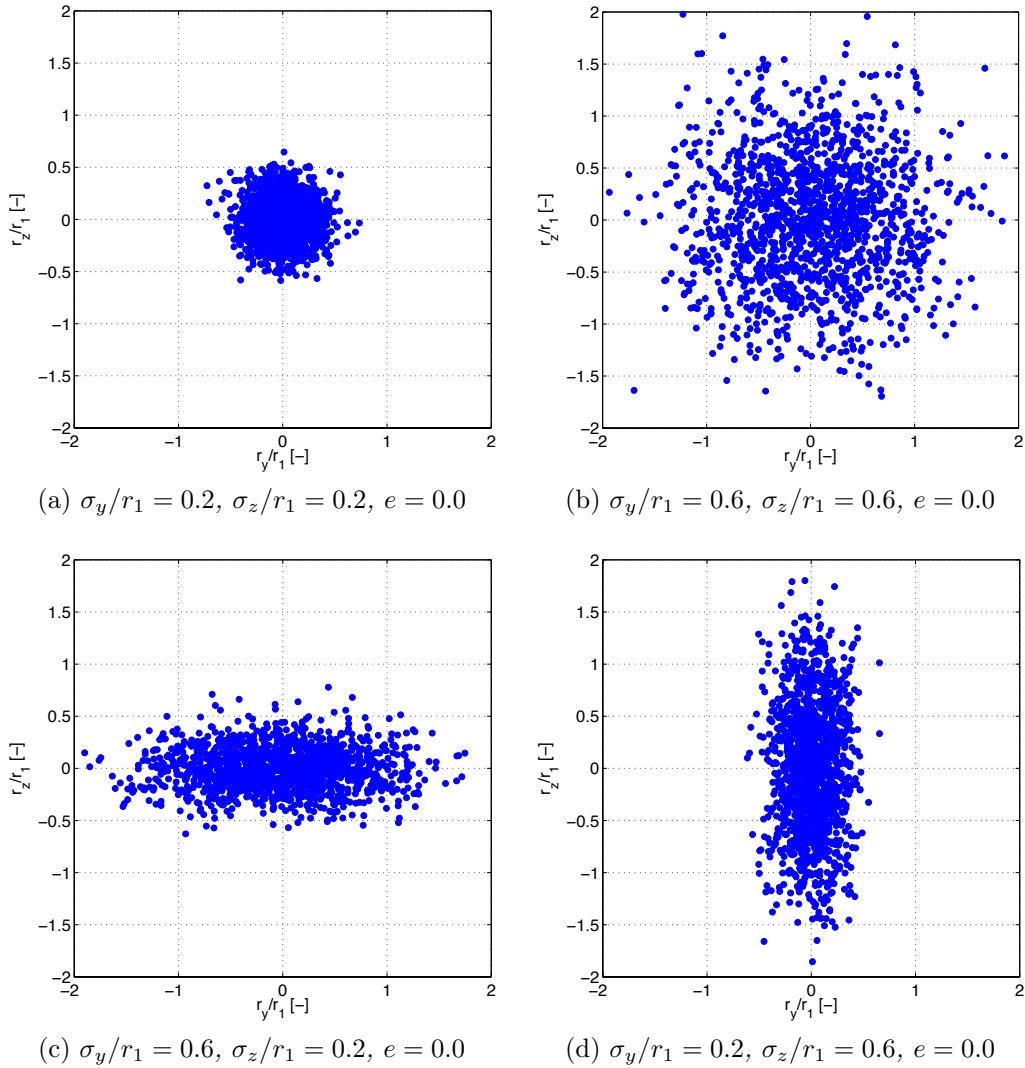


Figura 2.6: Posizioni del centro del vortice al variare dei parametri σ_y e σ_z

ad ogni modo tenere presente che, in questa fase, la scelta dei parametri è assolutamente ininfluenza sulla validazione del codice, fintanto che non viene scelta una combinazione dei parametri per i quali la ricostruzione mediante deconvoluzione non è più fattibile con accuratezza. Tale soglia risulta corrispondere ad ampiezze di oscillazione del vortice superiori al 60% del nucleo viscoso del vortice [25] e quindi nettamente superiore ai valori qui riportati.

In ciascuna delle 2000 posizioni del centro del vortice prodotte secondo la PDF è stato generato un campo di velocità artificiale che rappresenta il campo istantaneo del vortice in corrispondenza di quella determinata posizione. Il modello di vortice considerato è quello di Lamb-Oseen che descrive

il profilo di velocità tangenziale del vortice mediante la seguente relazione:

$$V_\theta = V_{\theta 1} \left(1 + \frac{0.5}{\alpha} \right) \frac{r_1}{r} \left[1 - \exp \left(-\alpha \frac{r^2}{r_1^2} \right) \right] \quad (2.25)$$

dove la costante α è pari a 1.25643 [21] e $V_{\theta 1}$ e r_1 rappresentano rispettivamente il picco di velocità tangenziale e il raggio viscoso del vortice, definito come la distanza radiale dal centro del vortice in corrispondenza della quale si registra la massima velocità tangenziale. Si ottengono in questo modo 2000 campi di moto istantanei le cui tre componenti di velocità sono state calcolate in corrispondenza di una griglia di punti predeterminata che simuli la griglia dei punti di acquisizione della sonda anemometrica. Se per ogni punto della griglia si effettua una media “al traverso” e cioè una media su tutti i 2000 campi di moto, si ottiene il campo di moto medio. Tale campo di velocità non solo è analogo a quello che si otterrebbe dalla media dei dati acquisiti dalla sonda anemometrica ma corrisponde anche al risultato della convoluzione tra il campo di velocità reale e la PDF utilizzata per generare le 2000 posizioni del centro del vortice. Sulla base di questo campo medio di velocità l’algoritmo dev’essere in grado di stimare il parametro di anisotropia e , le ampiezze di oscillazione σ_y e σ_z e successivamente ricostruire il campo di velocità reale mediante deconvoluzione. Come è stato introdotto in precedenza, le ampiezze di oscillazione sono calcolate come il rapporto tra la *root mean square* della storia temporale della velocità nel centro del vortice e la pendenza della velocità tangenziale nello stesso punto:

$$\sigma_y = \frac{RMS_W|_c}{\left. \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right|_c} \quad \sigma_z = \frac{RMS_V|_c}{\left. \frac{\partial V_\theta}{\partial r} \right|_c}. \quad (2.26)$$

E’ quindi necessario procedere al calcolo della pendenza della velocità tangenziale nel centro del vortice e ciò può essere ottenuto ricorrendo al calcolo della circolazione. Dal lavoro di Hoffmann e Joubert [22] è noto che il centro del vortice è caratterizzato da una zona in cui gli sforzi viscosi sono predominanti e si ha una vera e propria rotazione rigida degli elementi di fluido; in questa regione, come è stato osservato, la circolazione ha un andamento quadratico con la distanza radiale dal nucleo del vortice. La circolazione, che in generale è definita come:

$$\Gamma = \oint_C \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l}, \quad (2.27)$$

nel caso di un vortice può essere scritta nella seguente forma:

$$\Gamma = \oint_C V_\theta dl \quad (2.28)$$

dal momento che la linea chiusa C è una linea circolare e la velocità è sempre tangente a tale linea. Una volta nota la circolazione Γ ad una certa distanza radiale \bar{r} , è possibile calcolare la velocità tangenziale media a quella distanza:

$$V_{\theta_m}(r) = \frac{\Gamma(r)}{2\pi r} \quad (2.29)$$

Siccome la circolazione nell'intorno del nucleo del vortice ha andamento quadratico con la distanza radiale, la velocità tangenziale media avrà andamento lineare con r

$$\Gamma = kr^2 + A \quad \Rightarrow \quad V_{\theta_m} = \frac{k}{2\pi}r + B. \quad (2.30)$$

Imponendo che la velocità tangenziale media nell'origine sia nulla si osserva che la costante B è nulla e la pendenza di V_{θ_m} nell'origine può essere calcolata a partire dalla conoscenza di $V_{\theta_m}(r)$ (oppure $\Gamma(r)$) e r :

$$\left. \frac{\partial V_{\theta}}{\partial r} \right|_c = \frac{V_{\theta_m}(r)}{r} = \frac{\Gamma(r)}{2\pi r^2}. \quad (2.31)$$

La relazione (2.31) è valida fintanto che rimane valida l'ipotesi di circolazione proporzionale al quadrato della distanza radiale e cioè finchè $r \lesssim 80\%r_1$. Ai fini dell'accuratezza nel calcolo della pendenza della velocità tangenziale, e quindi delle ampiezze di *wandering*, è fondamentale scegliere un valore di r appropriato per il calcolo della circolazione e per l'applicazione della precedente relazione. Un valore di r eccessivo farebbe cadere le ipotesi di linearità della velocità tangenziale mentre un valore di r troppo ridotto collocherebbe il calcolo della circolazione in una posizione radiale troppo affetta dalla diffusione della velocità e quindi poco accurata. Come si può osservare dalla Figura 2.7, infatti, il picco di velocità tangenziale diffonde a causa dell'oscillazione del vortice e la zona più interna del nucleo viscoso viene fortemente alterata dal processo di media temporale. Le varie simulazioni condotte durante la validazione del codice hanno mostrato che i migliori risultati in termini di stima di σ_y e σ_z si ottengono calcolando la circolazione ad una distanza radiale pari a circa il 55% del raggio viscoso del vortice.

Al termine di questa procedura è possibile stimare le ampiezze di oscillazione σ_y e σ_z mentre il parametro di anisotropia e può essere stimato, come introdotto in precedenza, a partire dal coefficiente di correlazione incrociata tra le storie temporali delle componenti V e W valutate nel centro medio del vortice. Una volta noti tutti i parametri è possibile proseguire alla costruzione della funzione di distribuzione di probabilità normale bidimensionale (2VdF) e alla successiva deconvoluzione del campo medio di velocità. I risultati ottenuti per $\sigma_y/r_1 = 0.4$, $\sigma_z/r_1 = 0.3$, $e = 0.2$ sono riportati in Figura 2.8

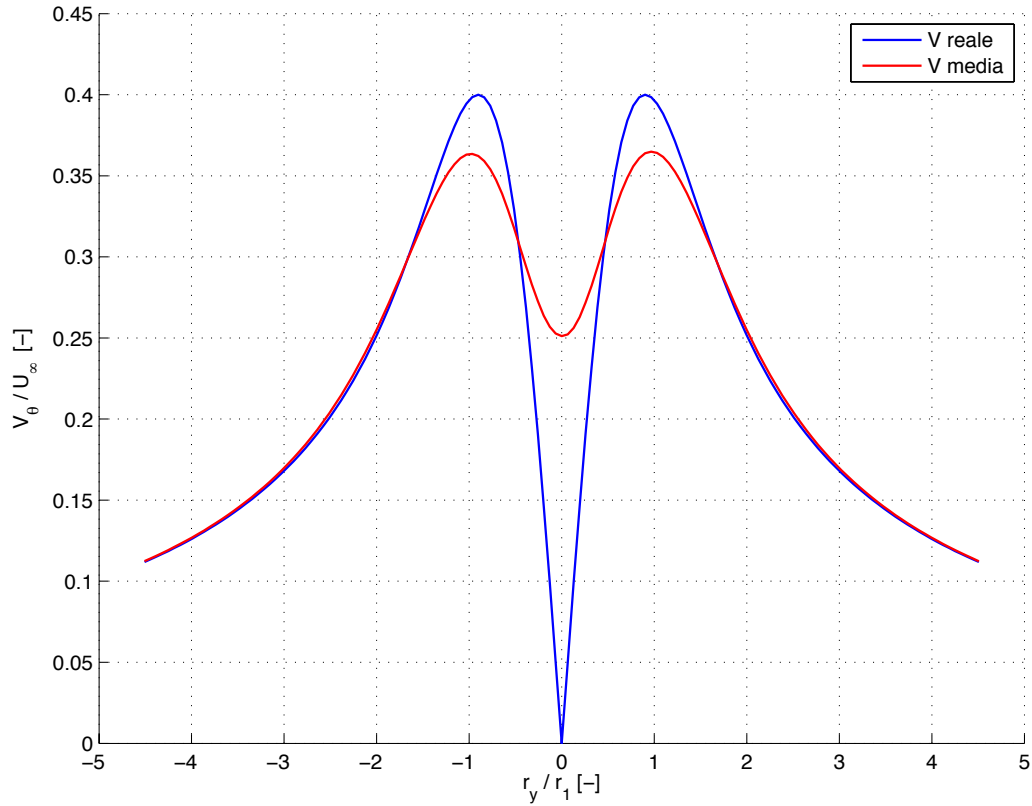
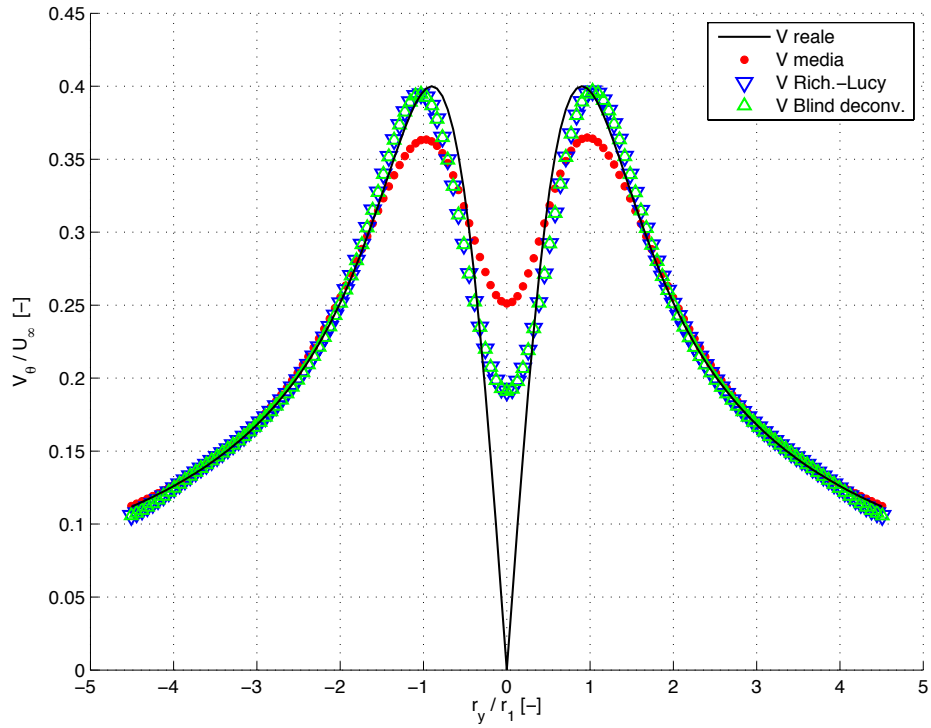
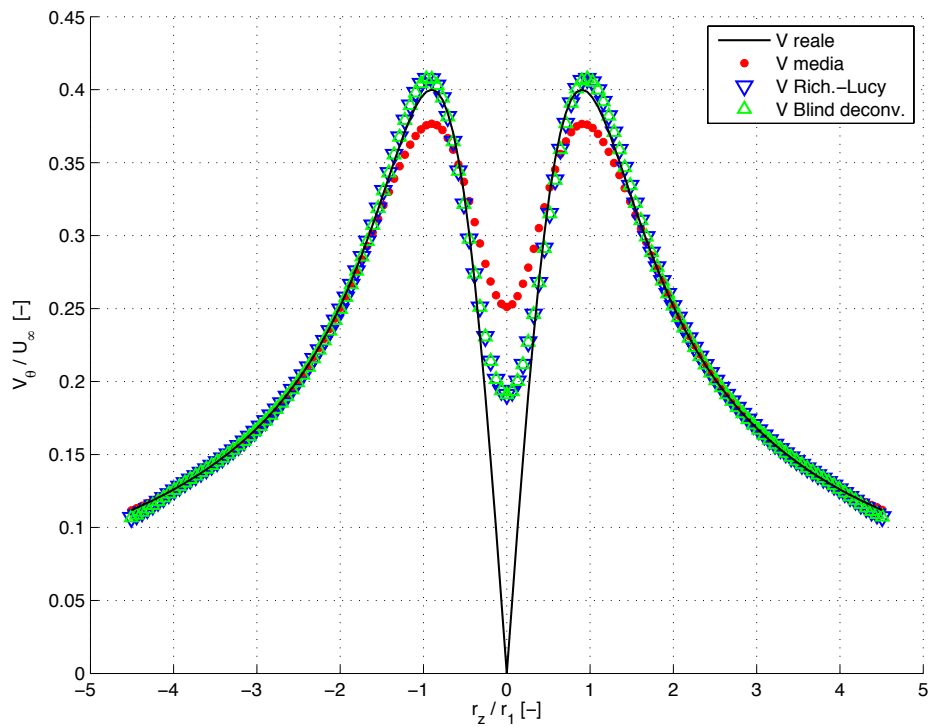


Figura 2.7: Confronto tra i profili di velocità reale e medio

Come si può osservare, sia il metodo di *Richardson-Lucy* che *blind deconvolution* permettono di valutare correttamente e con buona approssimazione sia il picco di velocità tangenziale che l'effettivo raggio viscoso del vortice. Rimane un errore significativo nella regione più interna del nucleo viscoso dove la velocità tangenziale dovrebbe annullarsi; la diffusione è troppo forte in quella zona perchè sia possibile una ricostruzione completa e soddisfacente. Inoltre i due algoritmi sono in ottimo accordo tra di loro e questo rafforza ulteriormente la qualità dei risultati ottenuti.

In Figura 2.9 vengono infine mostrati i valori delle ampiezze di *wandering* stimati in funzione dei rispettivi valori imposti nella prima fase all'atto della costruzione della PDF.

(a) Sezione in direzione y (b) Sezione in direzione z Figura 2.8: Ricostruzione del profilo di velocità ($\sigma_y/r_1 = 0.4$, $\sigma_z/r_1 = 0.3$, $e = 0.2$)

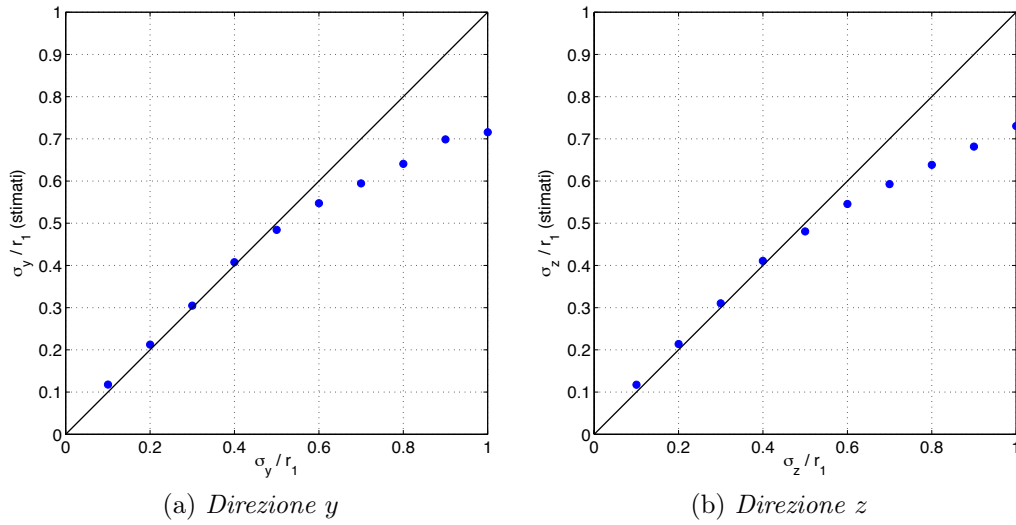


Figura 2.9: Stima delle ampiezze di oscillazione del vortice

Come si può osservare, a conferma di quanto riportato da Iungo *et al.* [25], il processo di ricostruzione del vortice istantaneo a partire dal campo di moto medio è applicabile con accuratezza solo per ampiezze di oscillazione del vortice inferiori a circa il 60% del raggio viscoso del vortice stesso.

I risultati riportati hanno dimostrato che il codice di calcolo opera in modo corretto ed è in grado di ricostruire il campo di moto reale a partire dal campo di modo medio e cioè di rimuovere l'effetto diffusivo dovuto al *vortex wandering*.

Capitolo 3

Apparato sperimentale

3.1 Galleria del vento

L'attività sperimentale è stata condotta presso il Laboratorio Aerodinamico del Politecnico di Milano, in una galleria del vento a bassa velocità e a circuito chiuso. La galleria del vento ha una camera di prova a sezione rettangolare di altezza pari a 1.5 m , larghezza pari a 1 m e lunghezza pari a 2.9 m . La massima velocità che il vento può raggiungere nella camera di prova è di 55 m/s con un livello di turbolenza inferiore allo 0.1% .



Figura 3.1: Camera di prova della galleria del vento a circuito chiuso presso il Laboratorio Aerodinamico del Politecnico di Milano

3.2 Ala oscillante

Per lo studio degli effetti del BVI su di un'ala oscillante è stato in parte utilizzato l'apparato sperimentale realizzato dall'Ing. Alex Zanotti durante il suo progetto di dottorato di ricerca relativamente allo stallo dinamico di un profilo in condizioni di pala retrocedente [35].

3.2.1 Modello di ala

Per lo studio sperimentale dello stallo dinamico venne realizzato un modello di ala a sezione costante con profilo NACA 23012. Il modello ha una corda costante pari a 0.3 m e un allungamento di 3.1 che gli conferisce un'apertura alare che è di solo pochi centimetri inferiore alla larghezza della camera di prova. La dimensione della corda del modello è paragonabile a quella delle pale di rotore al vero in elicotteri di media grandezza.

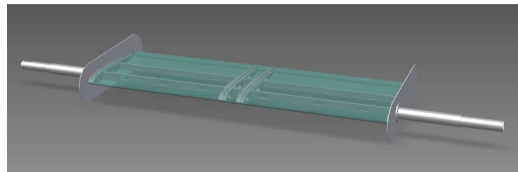


Figura 3.2: Rappresentazione del modello di ala NACA 23012

La struttura interna del modello è composta da quattro centine in alluminio collegate da tre cassoni alari, anch'essi in alluminio. Le due centine di estremità sono collegate ad alberi in acciaio in corrispondenza del 25% della corda del profilo in modo che una rotazione dell'albero attorno al suo asse si traduce in una rotazione del profilo attorno al quarto di corda. La struttura esterna del modello è composta da tre gusci in alluminio di spessore 3 mm realizzati a controllo numerico e collegati alla struttura interna in corrispondenza delle centine. Il modello è infine dotato di piastre sagomate da posizionare alle estremità per minimizzare gli effetti di interferenza dello strato limite presente sulle pareti della galleria. Il peso complessivo dell'ala è di circa 8.75 Kg .

3.2.2 Meccanismo di attuazione

La movimentazione continua del profilo oscillante venne realizzata mediante un meccanismo di attuazione appositamente progettato e realizzato. Il modello di ala è montato orizzontalmente nella camera di prova della galleria del vento e la rotazione avviene attorno al quarto di corda del profilo mediante

la rotazione dei due alberi (con asse allineato) posizionati su cuscinetti a sfera. Il modello è vincolato a terra mediante una pesante struttura metallica

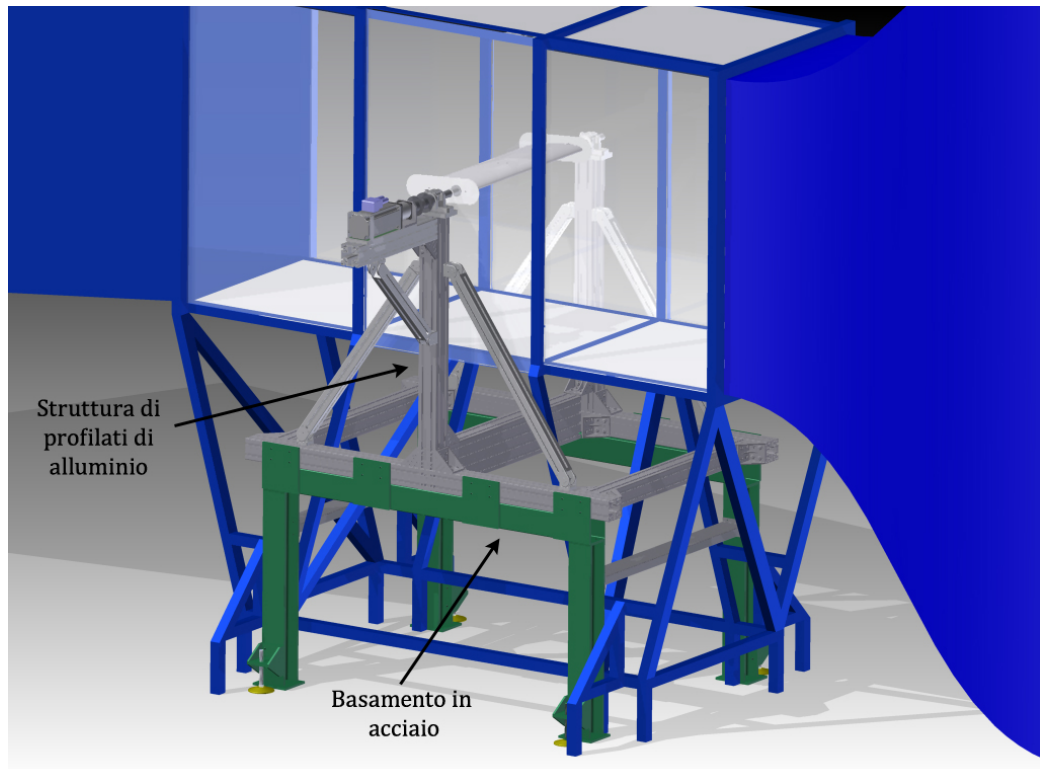


Figura 3.3: Apparato sperimentale utilizzato per le prove di stallo dinamico

di supporto composta da una base d'acciaio e una struttura di profilati di alluminio che ospita l'alloggiamento per i cuscinetti a sfera, ai quali sono collegati gli alberi dell'ala (si veda Figure 3.3 e 3.4). Il peso complessivo della struttura è di circa 400 Kg e quindi più che sufficiente per garantire un sicuro vincolo dell'ala anche in previsione di elevati carichi aerodinamici dovuti allo stallo dinamico.

L'oscillazione del modello è comandata da un motore elettrico brushless accoppiato ad un riduttore. Il modello è connesso al gruppo motore-riduttore attraverso due coppie di dischi di acciaio che hanno elevata rigidità torsionale ma permettono spostamenti assiali e inclinazioni trasversali (si veda Figura 3.5).

Per il controllo della posizione angolare del modello sono presenti due encoder montati su uno dei due alberi dell'ala (si veda Figura 3.6). Un primo encoder è digitale e assoluto con risoluzione pari a 11bit, che permette di identificare 2048 impulsi per giro; è utilizzato per il controllo in retroazione

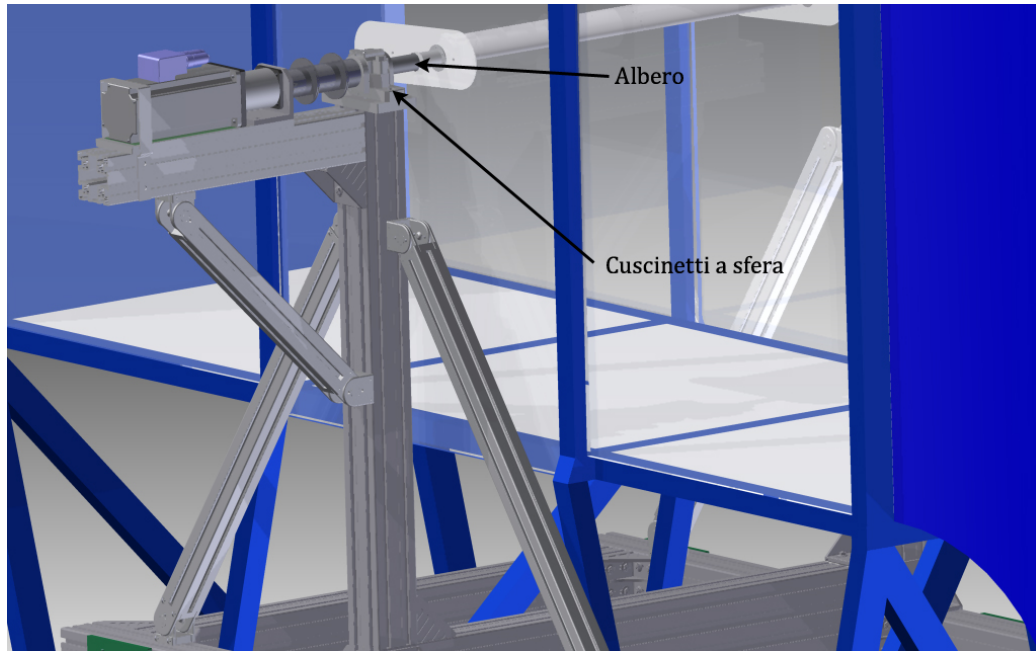


Figura 3.4: Particolare del supporto del modello

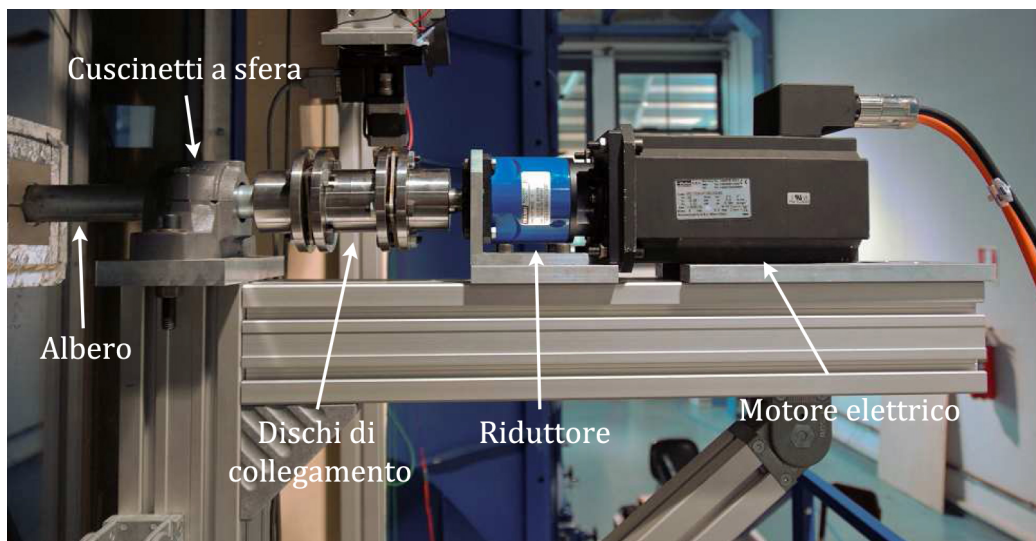


Figura 3.5: Particolare del motore e della linea di trasmissione

della posizione angolare dell'ala mediante il protocollo *EnDat 2.2*. Il secondo encoder è analogico e incrementale con una risoluzione di 4096 impulsi per giro ed è utilizzato per determinare la posizione istantanea del modello.

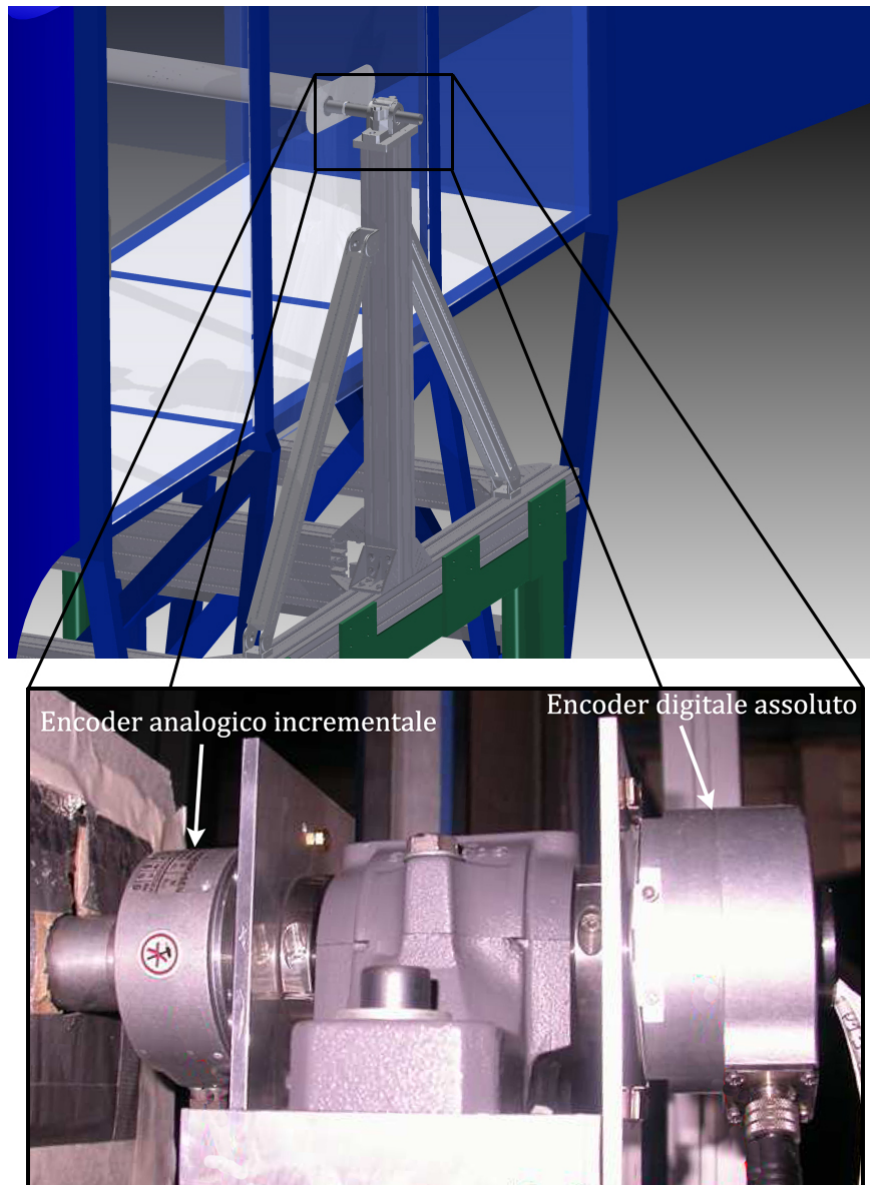


Figura 3.6: Particolare del posizionamento dei due encoder

I calcoli di dimensionamento condotti dall'Ing. Zanotti per il suo progetto di dottorato evidenziarono che il meccanismo di attuazione deve sviluppare una coppia massima di 30 Nm ed una velocità angolare di 83 giri al minuto. Per soddisfare tali richieste venne scelto un motore elettrico con 10 Nm di coppia continua a 3000 giri al minuto ed un riduttore 12:1. Questa soluzione permette al meccanismo di attuazione di fornire una coppia continua di

120 Nm ad una velocità angolare che può arrivare fino a 250 giri al minuto; garantisce perciò un notevole margine rispetto alle condizioni di dimensionamento e permette quindi di operare con ali con differente profilo e/o con corda maggiore (nell'ordine di 0.3 - 0.5 m).

3.2.3 Controllo del meccanismo di oscillazione

Il moto di oscillazione sinusoidale del modello è controllato da un'interfaccia software che è stata implementata in *Labview* [36]. Tale interfaccia permette anche la scelta di tutti i parametri caratteristici del ciclo di oscillazione come ad esempio l'angolo di incidenza medio e l'ampiezza e la frequenza di oscillazione.

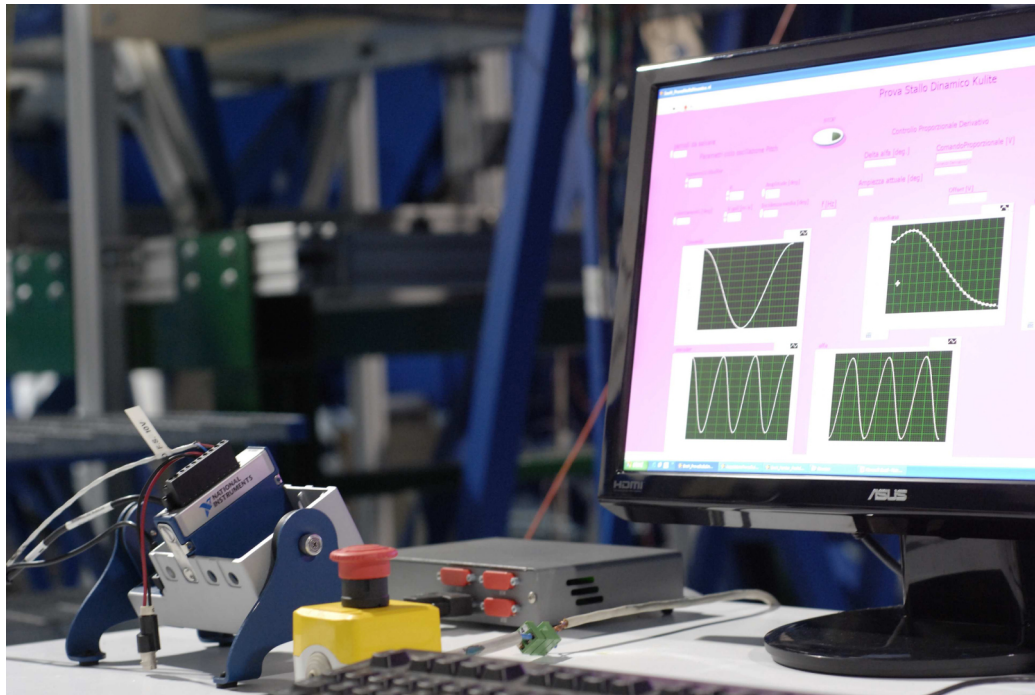


Figura 3.7: Postazione di controllo del moto di oscillazione

La movimentazione dell'ala avviene attraverso il controllo del moto di rotazione del motore. Quest'ultimo è controllato da un segnale analogico sotto forma di tensione che viene mandato come ingresso al servoattuatore del motore stesso. Il controllo del motore avviene sulla sua velocità mediante la richiesta di un moto sinusoidale. Il segnale di comando al motore è controllato da un sistema di controllo di tipo proporzionale-derivato che agisce su un determinato periodo T che copre una certa frazione (scelta dall'utente) di un

ciclo di oscillazione. Tale sistema di controllo è necessario per mantenere una corretta legge di moto sinusoidale anche sotto l'effetto degli elevati carichi aerodinamici non stazionari presenti. Il parametro di errore sul quale agisce il controllo proporzionale-derivativo è dato dalla differenza tra l'angolo di incidenza medio (sul periodo T) misurato dall'encoder assoluto e l'angolo di incidenza medio richiesto dalla posizione attuale del moto oscillatorio. La parte proporzionale del controllore agisce direttamente sulla base di questo parametro di errore mentre la parte derivativa agisce sulla derivata temporale di tale parametro. Inoltre è presente un controllo sull'ampiezza di oscillazione del ciclo che è applicato utilizzando un fattore che è pari al rapporto tra il doppio dell'ampiezza di oscillazione del ciclo richiesta e l'angolo effettivo che intercorre tra il picco minimo e il picco massimo dell'oscillazione in un semi-periodo (Q_{α_0}). Una rappresentazione dello schema a blocchi del sistema di controllo dell'oscillazione implementato dall'Ing. Zanotti è riportato in Figura 3.8. Una tale implementazione del sistema di controllo permette di

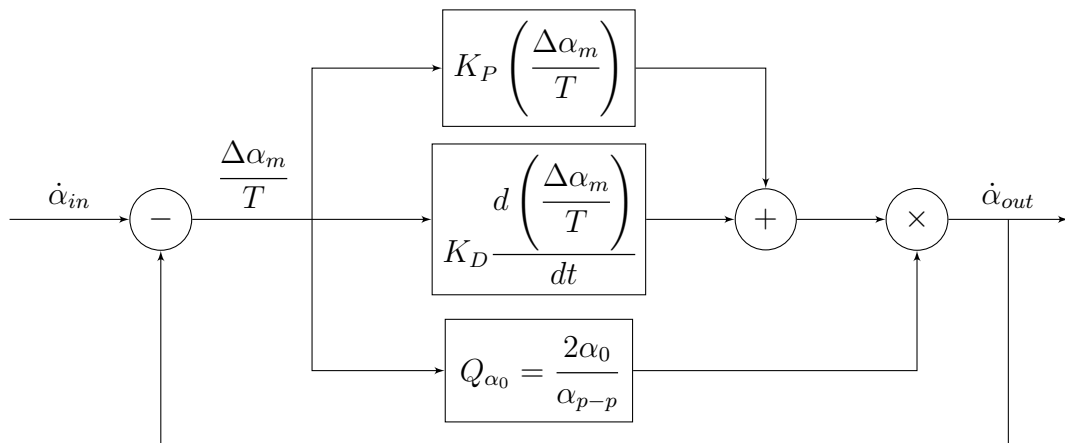


Figura 3.8: Schema a blocchi del sistema di controllo dell'oscillazione del modello

ottenere un errore sull'angolo di incidenza dell'ala $\Delta\alpha_m$ inferiore a 0.1° . Tale risultato viene raggiunto a seguito dell'esaurimento del transitorio del moto di avviamento che richiede non più di qualche oscillazione completa.

3.3 Semiala per la generazione del vortice

Lo studio del BVI perpendicolare richiede la generazione continua di un vortice all'interno della camera di prova della galleria del vento; tale vortice deve avere asse parallelo alla direzione longitudinale della camera in modo

da impattare l'ala oscillante con direzione perpendicolare. Per questo motivo, nella fase iniziale della definizione della campagna di prove sperimentali, è stato condotto il progetto e la realizzazione di una semiala che posizionata in incidenza all'interno della camera di prova, possa produrre un vortice di estremità sufficientemente intenso da interagire con l'ala oscillante.

3.3.1 Caratteristiche geometriche ed aerodinamiche

Per massimizzare il grado di fedeltà nella simulazione dell'interazione vortice-pala realmente presente negli elicotteri in condizioni di volo operative, si è scelto di adottare la stessa corda e lo stesso profilo NACA 23012 dell'ala oscillante. In questo modo viene simulato che la tipologia di pala che genera il vortice è la stessa di quella che successivamente interagisce con quest'ultimo. Una volta determinata, per similitudine geometrica, la dimensione della corda si è passati alla scelta dell'apertura alare che ha richiesto uno studio dedicato; questo è dovuto al fatto che la posizione in apertura del vortice di estremità varia allontanandosi dall'ala che l'ha generato. Come si può osservare dalla Figura 3.9, infatti, la scia vorticoso piana rilasciata dall'ala si "arrotola" e condensa la sua vorticità all'interno dei vortici che si formano all'estremità delle ali. A causa del fenomeno di arrotolamento e dell'induzione dei vortici di estremità, quest'ultimi non seguono una traiettoria parallela alla velocità asintotica ma subiscono una deflessione che tende a farli convergere verso la mezzeria dell'ala. Il rateo di arrotolamento e l'entità della deflessione dell'asse dei vortici dipende quasi totalmente dall'allungamento alare, dalla forma in pianta dell'ala e dal suo coefficiente di portanza [37]. Mentre per il caso di ali ad elevato allungamento e distribuzione di circolazione ellittica la posizione dei vortici al variare della coordinata longitudinale è stata ricavata in forma analitica dallo stesso Prandtl, nel caso di ali rettangolari a ridotto allungamento non esiste una relazione esatta che permetta di trovare la deviazione del vortice per una certa stazione a valle dell'ala. Dal momento che la semiala da realizzare non sarà svergolata e avrà necessariamente un ridotto allungamento, si è dovuto ricorrere a dati sperimentali ricavati da prove appositamente condotte per determinare lo spostamento in apertura del vortice di estremità al variare della distanza longitudinale dall'ala che l'ha generato. Sulla base dei dati riportati da Chigier e Corsiglia [38, 39] e da Igarashi *et al.* [40] è stato possibile determinare che per ottenere un vortice di estremità, che in corrispondenza della posizione dell'ala oscillante si trovi esattamente al centro della camera di prova in direzione dell'apertura, è necessario che la semiala si estenda in apertura per il 3 - 3.5% in più della semilarghezza della camera di prova.

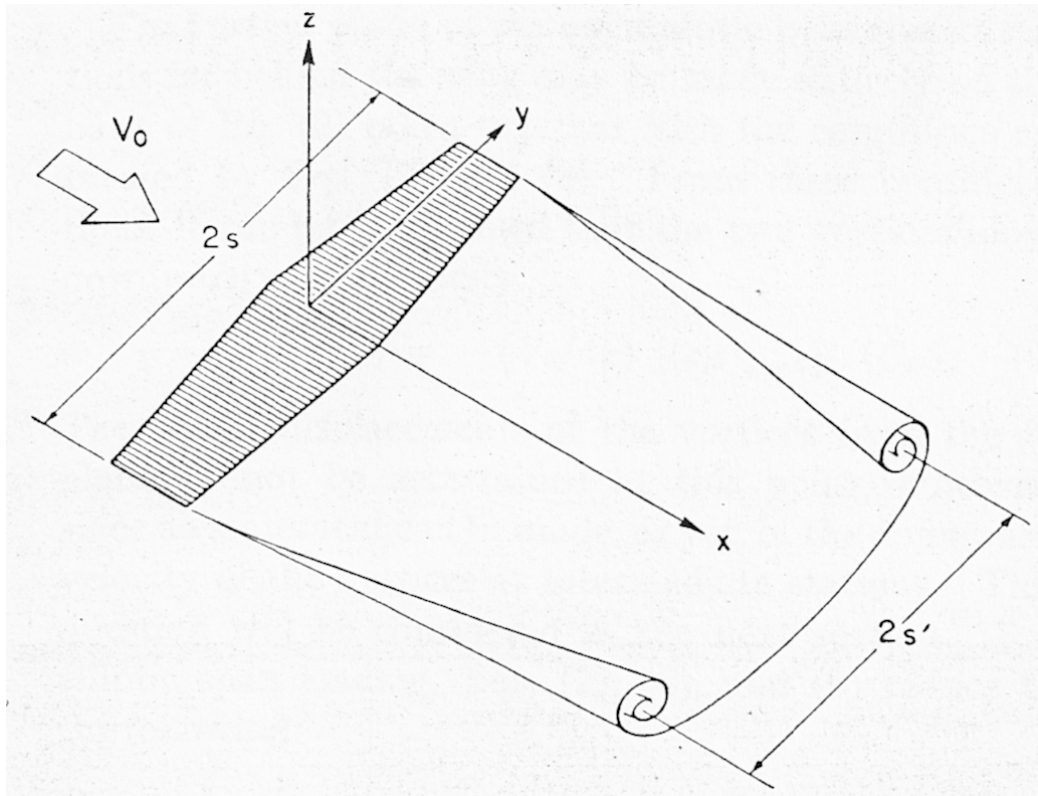


Figura 3.9: Arrotolamento della scia vorticoso

Tenendo conto degli effetti legati alla presenza delle pareti della camera di prova [40] e volendo mantenere un certo margine di errore si è scelto di realizzare la semiala con un'apertura di 510 mm che corrisponde a circa il 2% in più rispetto alla semialtezza della camera di prova. E' importante avere un margine di errore perchè nel caso in cui le stime fossero sbagliate e il vortice subisca una deflessione minore di quella stimata, è necessario poter spostare l'ala più verso la parete in modo che il vortice si trovi nuovamente al centro della camera. Risulta quindi evidente che è necessario avere dello spazio libero tra la parete della camera e la radice della semiala. In Figura 3.10 è riportato uno schema che mostra la posizione in apertura della semiala e il relativo spazio tra la parete della camera di prova e la radice dell'ala per permettere lo spostamento di quest'ultima. Occorre inoltre tenere presente che i dati sperimentali presentati in [38, 39, 40] sono validi solo nel caso in cui il vortice di estremità sia completamente sviluppato. Lo spazio a valle dell'ala necessario per lo sviluppo completo del vortice dipende dalla forma in pianta, dalla distribuzione di circolazione e dal coefficiente di portanza dell'ala. Il grafico di Figura 3.11 riporta la distanza d alla quale si ottiene lo sviluppo

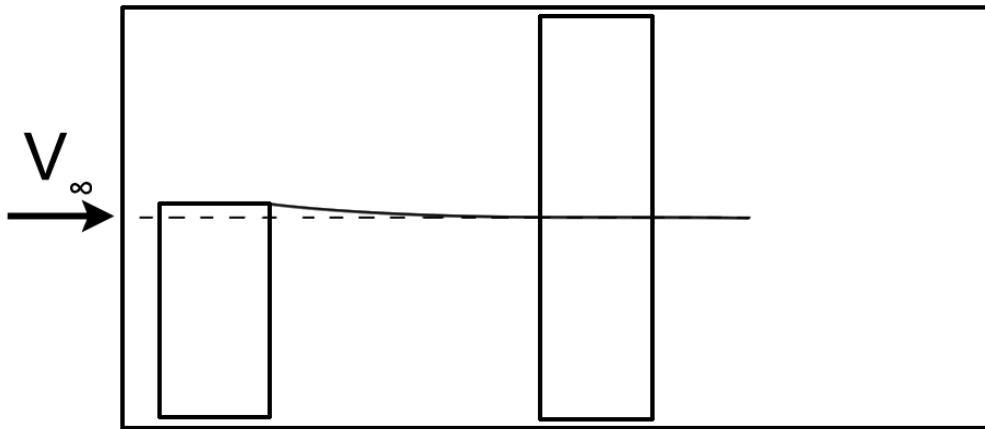


Figura 3.10: Vista dall'alto della posizione reciproca tra la semiala e l'ala oscillante

completo del vortice di estremità, in funzione dell'allungamento alare e per differenti tipi di forme in pianta dell'ala. Tale distanza risulta inoltre essere inversamente proporzionale al coefficiente di portanza sviluppato dall'ala. Con riferimento ai dati riportati in tale figura è stato possibile determinare che per avere uno sviluppo completo del vortice in una distanza inferiore a 3.5 corde (che è la distanza massima ottenibile nella galleria del vento del Laboratorio Aerodinamico) è necessario che l'ala sviluppi un coefficiente di portanza di circa 0.5. Stimando un decadimento del 10% della curva $C_L - \alpha$ del profilo NACA 23012 a causa degli effetti tridimensionali, è possibile stimare che per avere uno sviluppo completo del vortice la semiala deve avere un angolo di incidenza sempre superiore a $5 - 6^\circ$.

Al termine di questo studio preliminare, le caratteristiche geometriche ed aerodinamiche dell'ala sono state compiutamente definite e si è passato al relativo progetto strutturale.

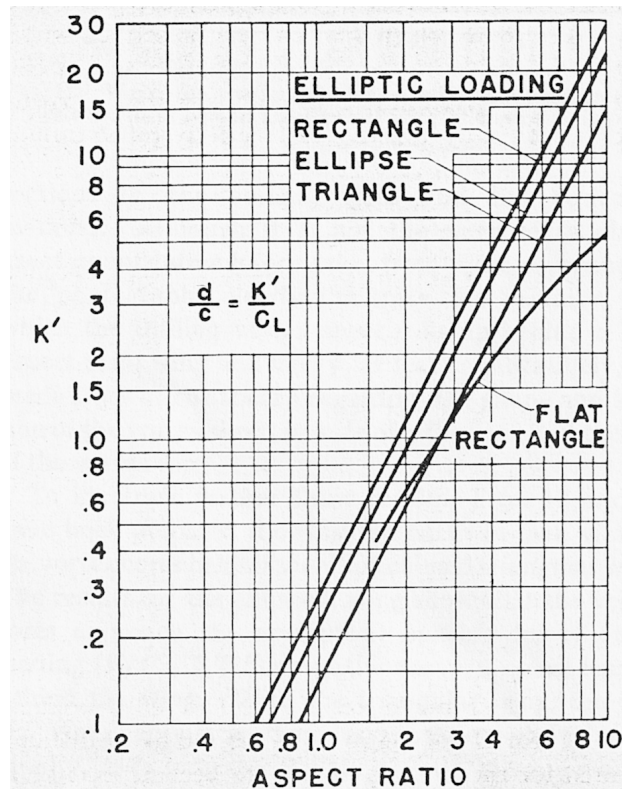
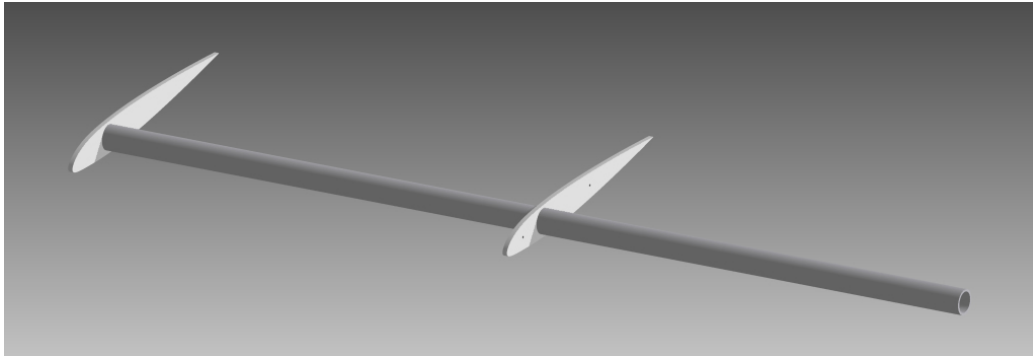


Figura 3.11: Effetto della forma in pianta e della distribuzione di circolazione sul parametro d [37]

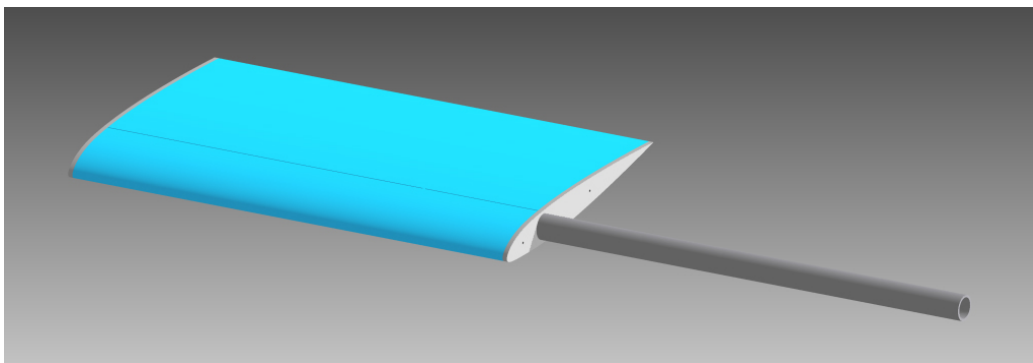
3.3.2 Caratteristiche strutturali

Il progetto strutturale della semiala è stato condotto nell'ottica di ottenere una soluzione semplice, economica e rapidamente realizzabile. Per questo motivo è stata utilizzata una struttura interna composta da un tubo d'acciaio di diametro esterno pari a 27 mm e spessore pari a 2.5 mm e due centine di alluminio con spessore pari a 5 mm lavorate a controllo numerico (si veda Figura 3.12a). Il volume lasciato vuoto all'interno della struttura dell'ala è stato colmato con un riempitivo di Styrofoam ricavato da taglio computerizzato con una macchina a filo caldo (si veda Figura 3.12b). Sebbene le caratteristiche meccaniche di tale materiale siano di bassissimo valore, il compito del riempitivo è solo quello di fornire un solido che abbia la geometria desiderata; infatti l'intera struttura formata dal riempitivo di Styrofoam e dalle centine è stata rivestita con tre strati di fibra di carbonio per fornire l'adeguata rigidità e resistenza ai carichi aerodinamici. La semiala rivestita in carbonio è stata interamente carteggiata e stuccata con stucco epossidi-

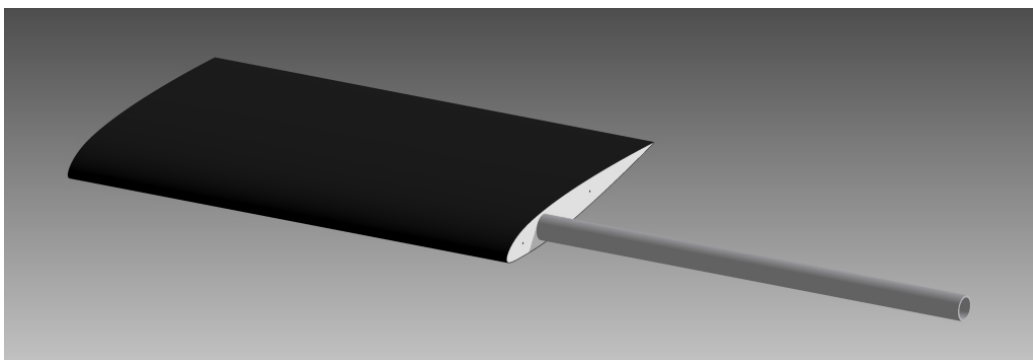
co per garantire una migliore finitura superficiale ed eliminare le eventuali imprecisioni geometriche causate dall'asciugatura della resina utilizzata per l'incollaggio degli strati di fibra di carbonio.



(a) *Albero e centine*



(b) *Riempitivo di Styrofoam*



(c) *Semiala completa*

Figura 3.12: Rappresentazione della struttura della semiala

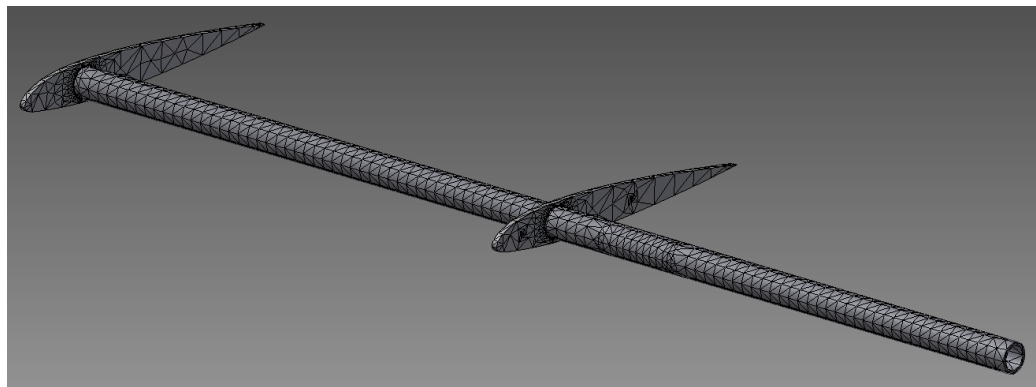
Si è infine proceduto a verniciare l'ala con una vernice nera opaca (si veda Figura 3.12c) in modo da minimizzare gli effetti di riflessione della luce che

potrebbero alterare le misurazioni condotte con la velocimetria ad immagini di particelle.

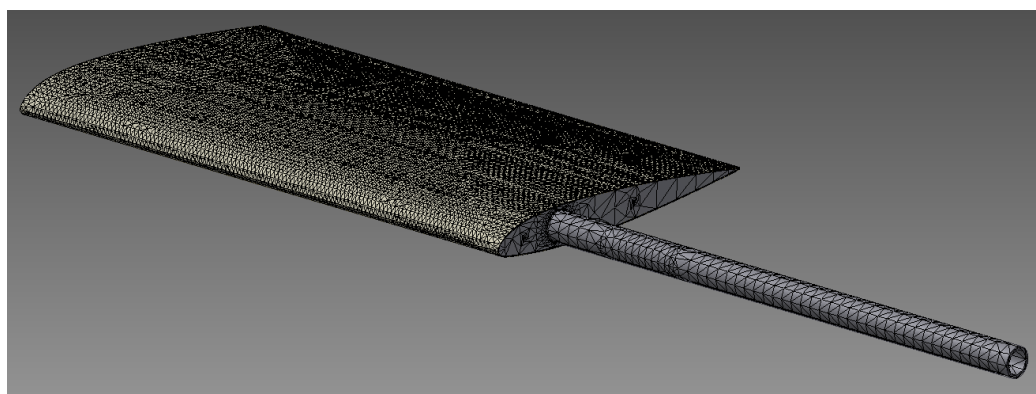
Analisi strutturale con metodo ad elementi finiti

Il criterio di dimensionamento adottato per il progetto strutturale della semiala non si è basato sul mantenimento degli sforzi in campo elastico, bensì sulla massima deformazione. Questo criterio molto più stringente è stato imposto per contenere sia la massima freccia che si instaura a seguito della deformazione flessionale dell'ala, sia la deformazione del guscio esterno che andrebbe a variare la geometria dei profili. Si è quindi deciso di fissare un valore massimo per la deformazione pari a 5 mm in condizioni di prova a 50 m/s ed incidenza corrispondente al massimo coefficiente di portanza. A tal proposito sono state condotte una serie di analisi strutturali con metodi ad elementi finiti per verificare il soddisfacimento dei limiti di deformazione imposti. Tali analisi sono state condotte utilizzando il pacchetto FEA (*Finite Element Analysis*) di *Autodesk Inventor* [41]. Il modello di semiala è stato discretizzato con una mesh composta da elementi solidi tetraedrici, sia per quanto riguarda la struttura interna che per il guscio esterno (si veda Figura 3.13). La struttura è stata vincolata mediante la modellazione del blocchetto di supporto della semiala (si veda Figura 3.14); l'applicazione dei vincoli di spostamento e rotazione nulli è stata effettuata su tale supporto.

Sulla base di questa mesh strutturale è stata condotta un'analisi statica con l'obiettivo di stimare le massime deformazioni e i massimi sforzi generati all'interno della struttura. La struttura della semiala è stata sollecitata con un carico statico di pressione con distribuzione costante in apertura e triangolare in corda; dove la distribuzione triangolare è stata configurata in modo da fornire la migliore approssimazione della distribuzione di pressione in corda del profilo NACA 23012. Come detto in precedenza, l'entità del carico aerodinamico è stata scelta sulla base della condizione di prova corrispondente ad una velocità di galleria di 50 m/s ed un angolo di incidenza di circa 15° che corrisponde all'angolo per il quale si ha il massimo coefficiente di portanza. E' stata inoltre considerata anche la forza peso del modello, applicata nel suo baricentro. Una rappresentazione della deformata statica e degli sforzi conseguenti ai carichi applicati sono riportati nelle Figure 3.15a e 3.15b; come si può osservare, la massima deformazione stimata è di circa 3.5 mm e soddisfa quindi il vincolo imposto sulla massima deformazione. Inoltre, in questa configurazione lo sforzo massimo risulta pari a $166,7\text{ MPa}$ e si registra in corrispondenza della zona di attacco al supporto, dove il momento flettente risulta massimo. Nonostante lo sforzo presente non sia basso, è in ogni caso decisamente inferiore al limite di plasticizzazione del materiale che



(a) *Mesh struttura interna*



(b) *Mesh guscio esterno*

Figura 3.13: Rappresentazione della mesh strutturale utilizzata

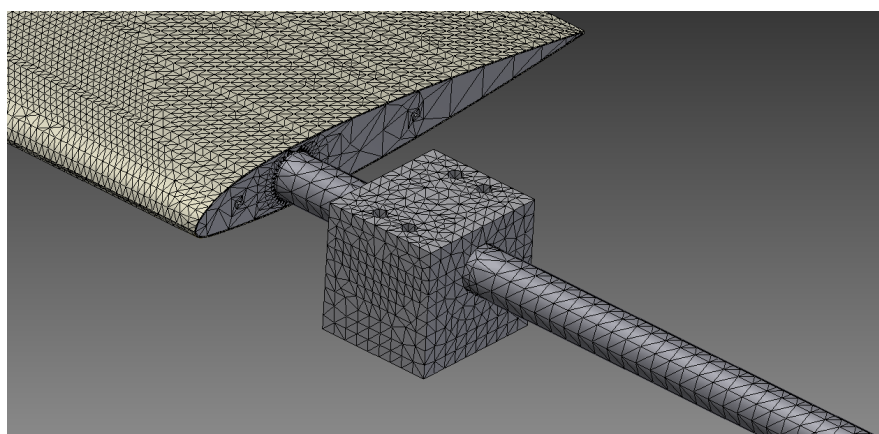
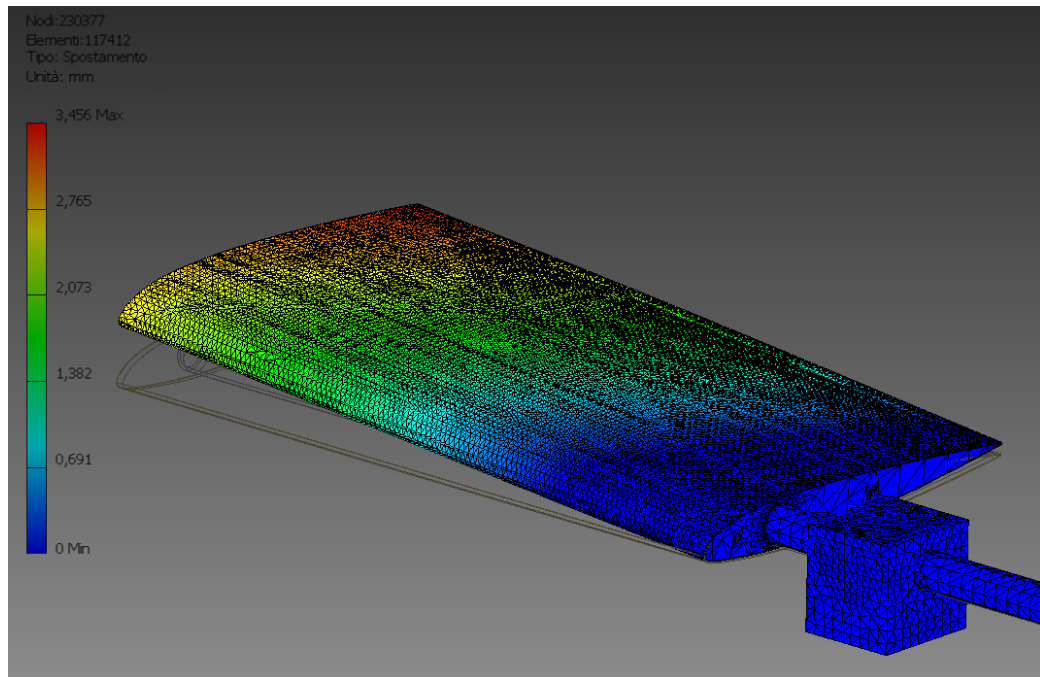
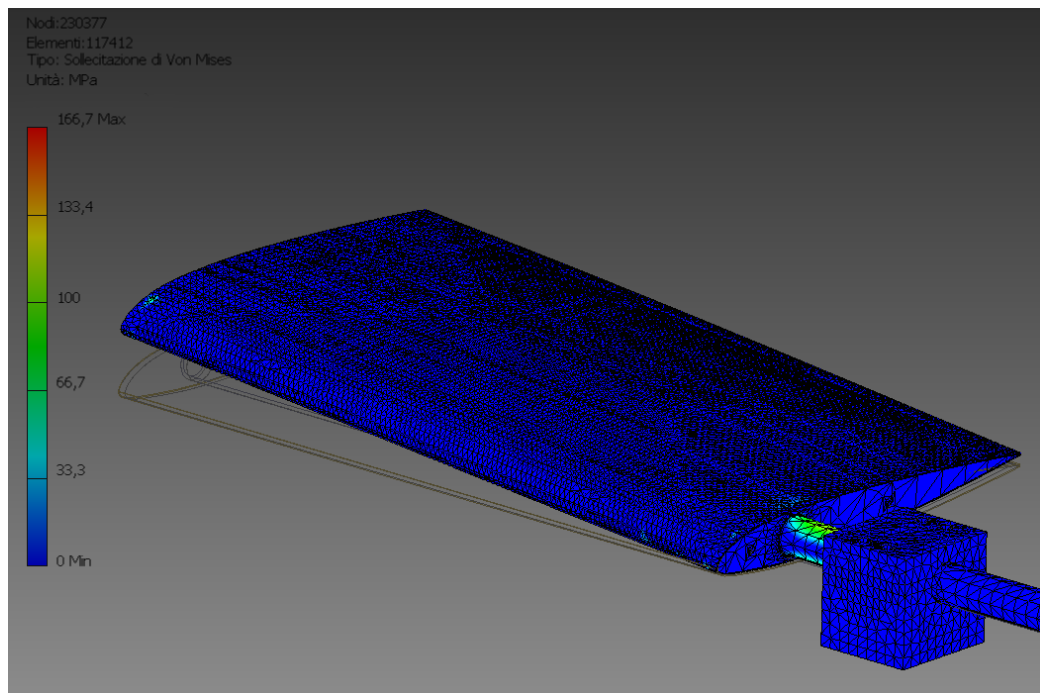


Figura 3.14: Particolare della modellazione del bocchetto di supporto



(a) *Deformazioni*



(b) *Sforzi*

Figura 3.15: Risultati dell'analisi strutturale ad elementi finiti

nel caso dell'albero è acciaio (350 MPa); si è quindi sicuri di operare sempre nel regime di proporzionalità lineare tra sforzi e deformazioni.

Infine, applicando un vincolo fittizio all'estremità esterna della semiala e ripetendo l'analisi elastica lineare, è possibile avere una stima più diretta della massima deformazione del solo guscio esterno. La simulazione condotta ha mostrato una deformazione massima pari a 0.5 mm che permette quindi di ritenere che le caratteristiche aerodinamiche della semiala non varino a seguito della deformazione.

3.4 Posizionamento dei componenti

La semiala per la generazione del vortice è stata posizionata anteriormente all'ala oscillante ad una distanza tale che tra il bordo d'uscita della prima e il bordo d'attacco della seconda fosse presente una distanza pari a 3.5 corde (si veda Figura 3.16).

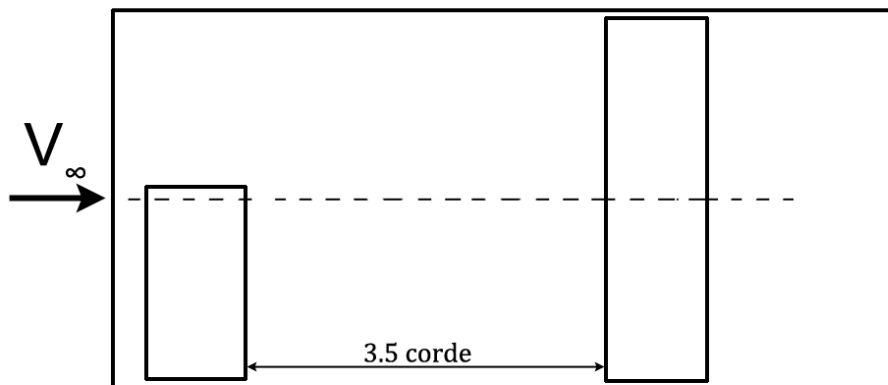
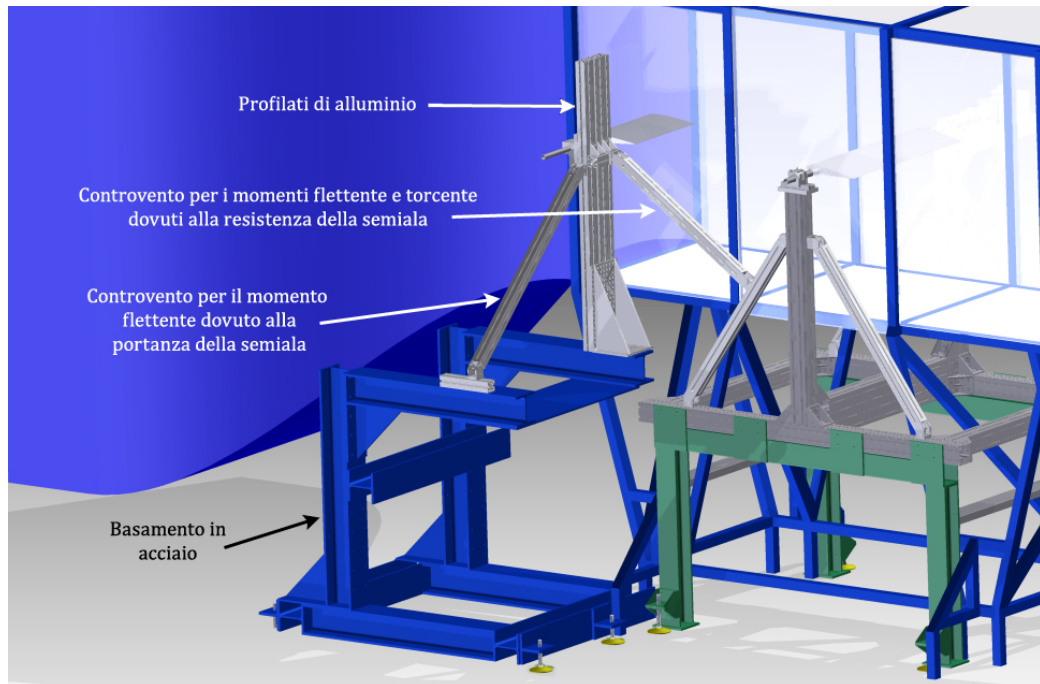
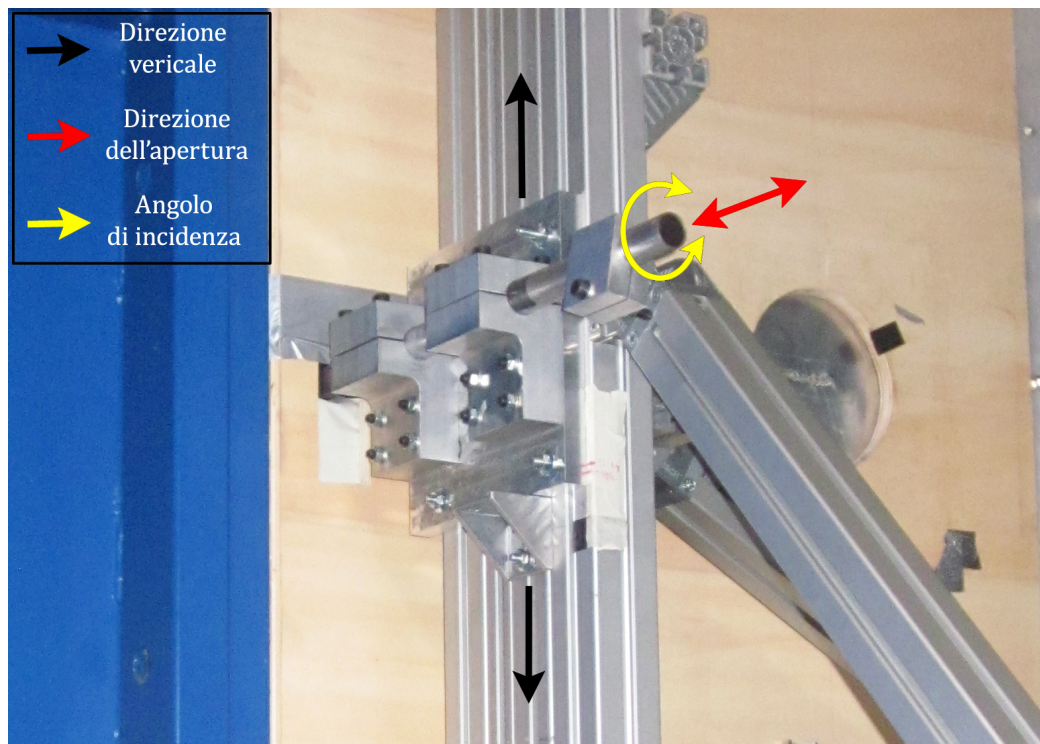


Figura 3.16: Rappresentazione del posizionamento reciproco tra le due ali

La semiala è vincolata ad una struttura composta da un basamento in acciaio del peso di circa 530 Kg e da una struttura di profilati di alluminio appositamente costituiti. Come si può osservare in Figura 3.17a, la struttura di profilati di alluminio permette di sostenere la semiala all'interno della camera di prova senza ricevere nè trasmettere carichi alla galleria del vento. La struttura è poi dotata di due controventi: uno in direzione della velocità di galleria per contrastare i momenti flettente e torcente dovuti alla resistenza della semiala, e uno in direzione dell'apertura alare per contrastare il momento flettente dovuto alla portanza della semiala. Fatta eccezione per il controvento in direzione longitudinale, che è in ogni caso solo debolmente



(a) *Visione d'insieme*



(b) *Particolare del supporto*

Figura 3.17: Struttura di supporto della semiala

sollecitato, la struttura di supporto della semiala non riceve nè trasmette carichi alla struttura dell'ala oscillante; in questo modo non vengono aggravate le sollecitazioni già elevate dovute agli intensi carichi aerodinamici instazionari agenti sull'ala e allo stesso tempo le vibrazioni non vengono trasmesse alla semiala. Alla struttura di profilati di alluminio è collegata una piastra di raccordo che ospita i blocchetti di serraggio che hanno il compito di vincolare la semiala alla struttura stessa (si veda Figura 3.17b). Il gruppo composto dalla piastra e dai blocchetti di serraggio permette di variare il posizionamento della semiala in direzione verticale e in direzione dell'apertura alare e l'angolo di incidenza della semiala stessa. Questi tre gradi di libertà sono necessari e sufficienti per garantire il pieno controllo sull'intensità e sul posizionamento del vortice di estremità. Una vista del posizionamento reciproco tra l'ala oscillante e la semiala è riportata in Figura 3.18.

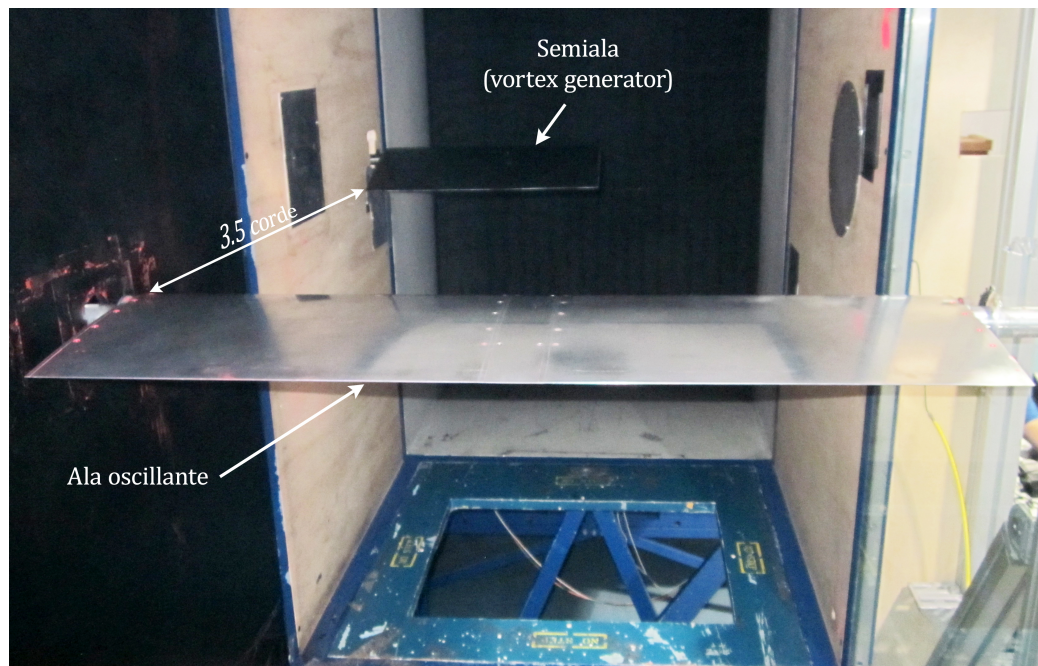


Figura 3.18: Posizione reciproca tra ala oscillante e semiala

Per facilitare la comprensione degli schemi e dei risultati che verranno presentati nei capitoli successivi, si introduce il sistema di riferimento globale che verrà adottato per ogni rappresentazione riportata in questo lavoro. Con riferimento alla Figura 3.19, il sistema di riferimento è stato scelto con asse x coincidente con la direzione della velocità asintotica, asse y in direzione verticale, dal pavimento al soffitto della camera di prova e asse z in direzione dell'apertura alare a formare una terna destra. L'origine del sistema di

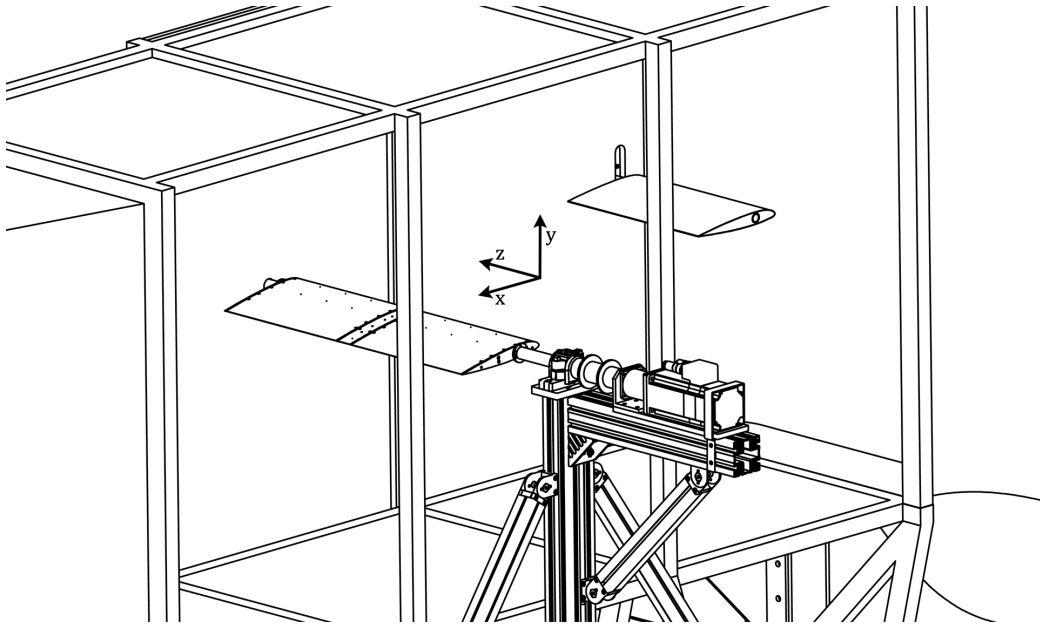


Figura 3.19: Sistema di riferimento di lavoro

riferimento coincide con il punto che appartiene all'asse dell'albero dell'ala oscillante e ha z corrispondente alla mezzeria dell'ala stessa. Le componenti di velocità dirette lungo i tre assi x, y, z saranno indicate rispettivamente con U, V e W .

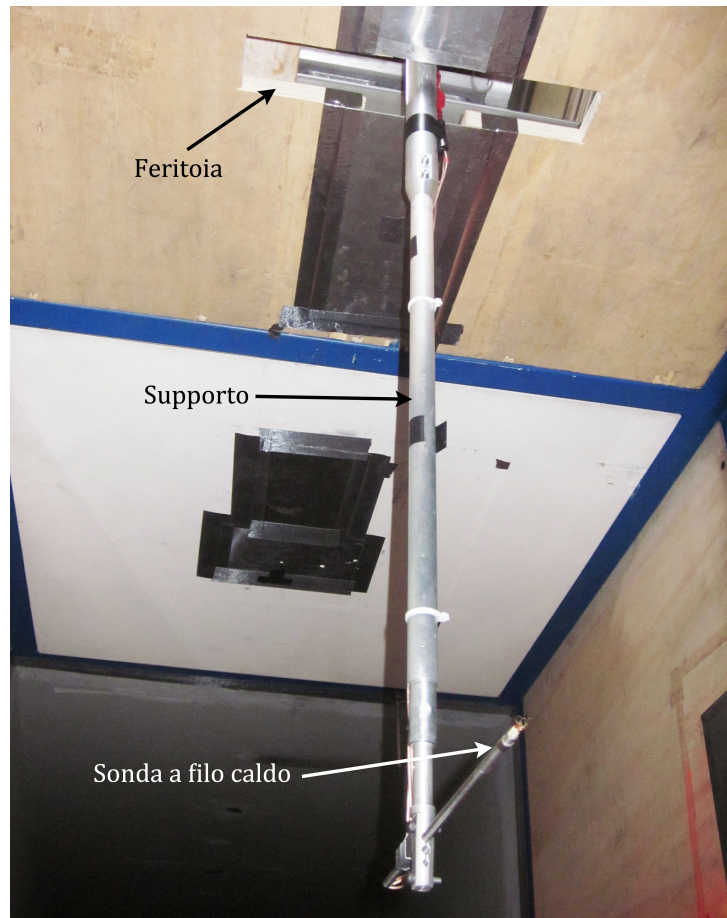
3.5 Anemometria a filo caldo

Per caratterizzare il vortice di estremità generato dalla semiala, è stato utilizzato un anemometro a filo caldo. Per la precisione si è trattato di un anemometro a film triplo della *Dantec* con fili di tungsteno dello spessore di $50 \mu m$ ciascuno. Tale sonda è stata montata su di un supporto di acciaio estremamente rigido ed è stata posizionata in modo che il suo volume di misura si trovi in corrispondenza del bordo d'attacco dell'ala oscillante nell'esatta mezzeria (si veda Figura 3.20a). Ovviamente, durante la caratterizzazione del vortice, l'ala oscillante non è presente all'interno della camera di prova perchè si vuole acquisire il vortice indisturbato; è quindi possibile posizionare la sonda nel punto che sarebbe occupato dall'ala oscillante, senza incorrere in interferenze geometriche. Sopra al soffitto della camera di prova è presente una struttura di profilati di alluminio che è fissata a terra mediante un pesante basamento; in questo modo è possibile posizionare componenti anche relativamente pesanti senza che il loro peso gravi sulla struttura della

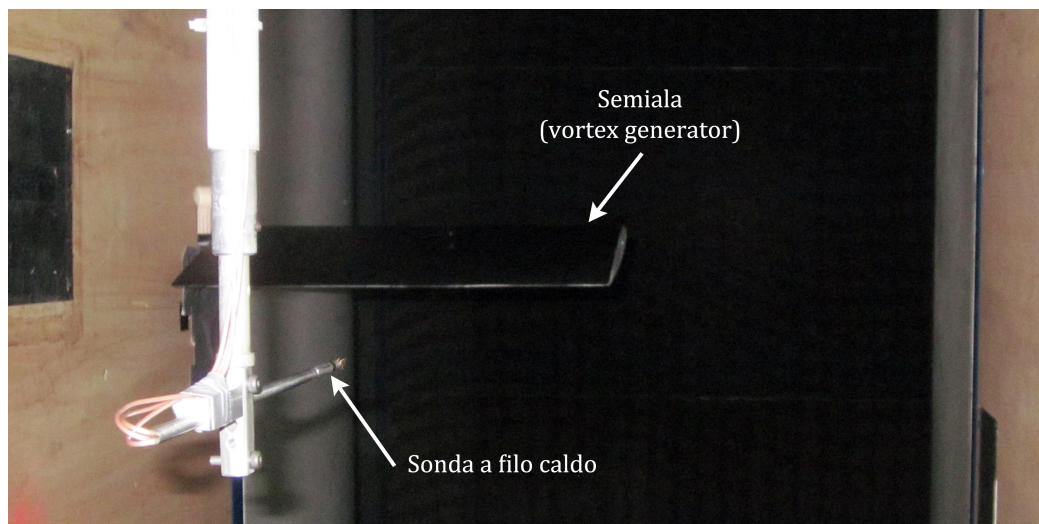
galleria del vento e senza che quest'ultima possa trasmettere vibrazioni alla struttura stessa. Su questa struttura è stato posizionato un primo traverso mobile con asse di scorrimento allineato con l'asse z ; a questo primo traverso ne è stato collegato un secondo con asse diretto come l'asse y . In questo modo la piastra di collegamento del secondo traverso può essere mossa a piacere sia in direzione y che in direzione z , mediante la movimentazione simultanea di entrambi i traversi. Su questa piastra di raccordo è stato fissato il pilone di supporto della sonda a film triplo, riportato in Figura 3.20a; di conseguenza la sonda può essere spostata a piacere nel piano $y-z$. Il passaggio del pilone attraverso il soffitto della camera di prova avviene attraverso una feritoia orientata in direzione z ed estesa per circa 300 mm , centrata rispetto alla mezzeria della camera di prova; questo permette alla sonda di spaziare tra $z = -150\text{ mm}$ e $z = +150\text{ mm}$ rispetto all'asse di mezzeria dell'ala oscillante e quindi di acquisire il campo di moto del vortice lungo un raggio che si può estendere fino a quasi 150 mm . La sonda a filo caldo è collegata ad un'elettronica di controllo della *Dantec* che ha il compito di bilanciare i tre ponti di Wheatstone associati ai tre fili, controllarne il funzionamento e fornire in uscita tre segnali analogici in tensione che rappresentano le tre velocità acquisite dalle sonde. I segnali analogici in uscita relativi al filo caldo sono stati campionati mediante una scheda di acquisizione della *National Instruments*; il campionamento è stato effettuato ad un rateo di 2 kHz per un tempo di 15 s . La scelta di una frequenza di acquisizione relativamente bassa è dovuta al fatto che si è deciso di incentrare la caratterizzazione del vortice sul profilo di velocità e sull'intensità di *wandering* piuttosto che sullo spettro di turbolenza. Si è invece scelto un tempo di acquisizione decisamente lungo perchè il moto di *wandering* avviene a frequenze che possono scendere sotto a 0.1 Hz ed è necessario cogliere correttamente tutta la dinamica dell'oscillazione del vortice. Prima del suo utilizzo per la caratterizzazione del vortice, il filo caldo è stato calibrato in un intervallo di velocità compreso tra 10 m/s e 40 m/s . La calibrazione è stata condotta con lo stesso supporto e gli stessi fili coassiali che sono stati poi impiegati per le prove sperimentali; questo è stato fatto per garantire che le resistenze di bilanciamento dei ponti di Wheatstone misurate durante la calibrazione, fossero le più adatte per il controllo e l'utilizzo della sonda in fase di prova.

3.6 Velocimetria ad immagini di particelle

Per l'acquisizione del campo di moto attorno al profilo oscillante è stata utilizzata la velocimetria ad immagini di particelle (PIV). Come fotocamera è stato utilizzato il modello *Pixelfly PCO* con doppio otturatore e con sensore CCD a 12bit con risoluzione 1280×1024 pixel. Alla fotocamera è collegata



(a) *Struttura di supporto*



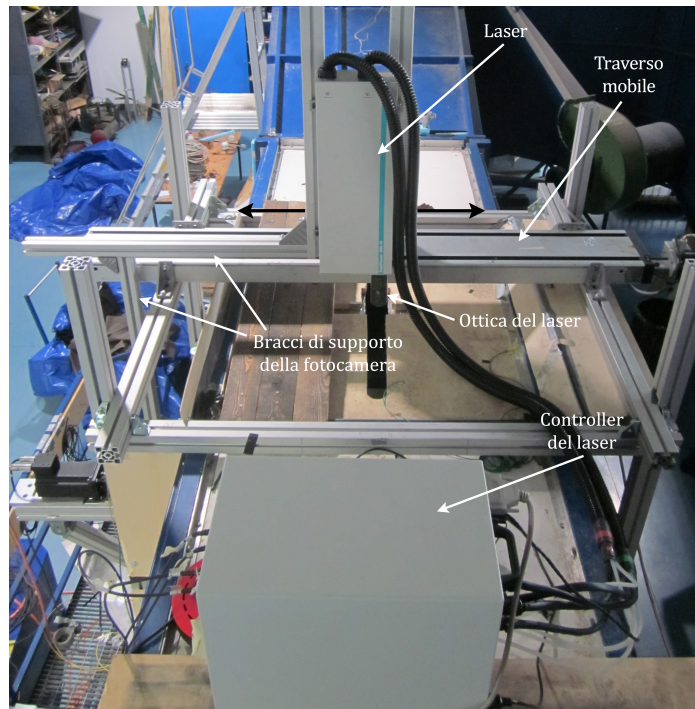
(b) *Vista d'insieme*

Figura 3.20: Configurazione per l'anemometria a filo caldo

un'ottica *Tamron* con focale variabile che è rimasta impostata a 27 mm per tutta la durata della campagna sperimentale. Per avere una maggiore risoluzione, il campo di moto è stato suddiviso in due finestre distinte che sono state acquisite separatamente. Ogni finestra ha dimensioni nominali di $266.7\text{mm} \times 213.3\text{mm}$. All'interfaccia tra due finestre è stata mantenuta una porzione di sovrapposizione per garantire una corretta fusione dei due campi di moto in fase di elaborazione dati. La dimensione complessiva del campo di moto acquisito è di $430\text{mm} \times 200\text{mm}$.

L'illuminazione del campo è garantita da un laser *Dantec Dynamics* Nd:Yag a doppio impulso dotato di un'energia in uscita di 200 mJ e una lunghezza d'onda di 532 nm . La lama laser passa attraverso una feritoia appositamente ricavata sul soffitto della camera di prova e allineata con la corrente asintotica (si veda Figura 3.21a). Tale apertura è posizionata in corrispondenza della mezzeria dell'ala oscillante ed ha una dimensione tale da permettere di allontanare la lama laser dall'asse di mezzeria per circa 30 mm da entrambi i lati. La possibilità di spostare il piano di luce in direzione dell'apertura è fondamentale in questo tipo di prova sperimentale perchè permette di acquisire diversi campi di moto bidimensionali in corrispondenza di diverse stazioni in apertura, andando così a rappresentare una tomografia del campo di moto tridimensionale. Il laser è stato montato su un traverso mobile posizionato trasversalmente rispetto alla direzione della corrente asintotica in modo che lo spostamento del piano di luce potesse essere comandato da remoto con grande precisione. Per garantire che la fotocamera, nonostante gli spostamenti trasversali, avesse sempre a fuoco il piano di luce, sono stati installati dei bracci alla struttura del laser e a questi bracci è stata assicurata la fotocamera (si veda Figura 3.21). In questo modo la fotocamera segue lo spostamento del laser e la distanza relativa tra la lama di luce e la focale rimane costante, garantendo una corretta e duratura messa a fuoco. La struttura composta dal laser e dalla fotocamera è stata montata su una struttura metallica, indipendente rispetto alla galleria del vento, e composta da profilati di alluminio collegati ad un pesante basamento. In questo modo si garantisce che le vibrazioni della galleria del vento non vengano trasmesse al sistema di misura PIV, specialmente alla fotocamera.

Le particelle di tracciante sono state iniettate nella galleria del vento in corrispondenza di una stazione immediatamente a valle delle pale dei motori e consistono in piccole gocce d'olio di diametro compreso tra $1 - 2\mu\text{m}$, generate mediante un generatore di particelle *PIVTEC PIVpart30* con ugelli cosiddetti *Laskin atomizer*. Tutto l'apparato sperimentale per la velocimetria ad immagini di particelle è stato controllato mediante un'interfaccia software implementata in *Matlab* [42]. Il software ha permesso il controllo della sincronizzazione dei due impulsi laser con l'esposizione delle coppie di immagini



(a) *Vista dall'alto*



(b) *Vista laterale*

Figura 3.21: Struttura per la velocimetria ad immagini di particelle

da parte della fotocamera. Ciò è stato possibile mediante l'invio di opportuni comandi ad un sincronizzatore a 6 canali *Quantum Composer 9618* mediante il protocollo RS-232. Il sincronizzatore è di fatto un generatore di impulsi che riceve in ingresso un segnale di trigger proveniente dall'encoder e che lo avverte del fatto che l'ala oscillante si trova in corrispondenza dell'angolo di incidenza richiesto dall'utente. A partire da questo impulso esterno, il sincronizzatore controlla la sequenza temporale dell'emissione delle lame di luce dei due laser e dell'acquisizione della coppia di immagini. L'elaborazione delle immagini è stata condotta mediante il software *PIVview2C* [43] sviluppato dalla PIVTEC in collaborazione con il gruppo PIV del centro aerospaziale DLR. Il software *PIVview* è un programma che include avanzati algoritmi per il post-process delle immagini come ad esempio la correlazione a più stadi su griglie con raffinamento variabile.

Mediante la velocimetria ad immagini di particelle è stato possibile acquisire le componenti di velocità in direzione x e y del campo di moto attorno all'ala oscillante. Ciò è stato ripetuto per diverse stazioni lungo l'apertura dell'ala (direzione z). In particolare, per ogni condizione di prova sono stati acquisiti 11 campi di moto bidimensionali, spaziando tra $+25\text{ mm}$ e -25 mm rispetto alla mezzeria dell'ala, con passo 5 mm .

Capitolo 4

Risultati e considerazioni

Vengono qui riportati i principali risultati ottenuti dalla campagna sperimentale effettuata, prima con l'obiettivo di caratterizzare il vortice in diverse condizioni e successivamente di studiare l'interazione vera e propria tra il vortice di estremità e l'ala oscillante.

4.1 Caratterizzazione del vortice

La caratterizzazione del vortice è stata condotta mediante l'acquisizione delle tre componenti di velocità del campo di moto del vortice, per mezzo di una sonda anemometrica a filo caldo triplo. L'obiettivo di tale procedimento è duplice: da un lato si vogliono identificare in modo quantitativo le caratteristiche del vortice e l'entità del *wandering*, dall'altro si vuole determinare il centro del vortice in modo da poter spostare la semiala (*vortex generator*) in direzione z fino a far coincidere il centro del suddetto vortice con la mezzeria della camera di prova. Per questa fase di prove sperimentali l'ala oscillante è stata rimossa dalla camera di prova per permettere lo studio del vortice isolato. Mediante un pilone di supporto, la sonda a filo caldo è stata posizionata in mezzeria della camera di prova rispetto all'asse z , mentre nel piano $x - y$ è stata posizionata in modo che l'origine del suo volume di misura si trovasse in corrispondenza della regione che sarebbe occupata dal bordo d'attacco dell'ala oscillante se fosse installata e mantenuta fissa all'angolo di portanza nulla (si veda Figura 4.1). In questo modo è possibile acquisire il campo di moto indotto dal vortice nel punto in cui quest'ultimo andrebbe ad impattare sull'ala. Questo è vero nell'ipotesi in cui non vi è circolazione attorno all'ala oscillante e cioè nel caso in cui quest'ultima si trovi all'angolo di portanza nulla. Mediante un sistema composta da due traversi motorizzati, la sonda a filo caldo può essere spostata in modo indipendente sia in direzione y che in direzione z così da permettere lo spostamento del volume

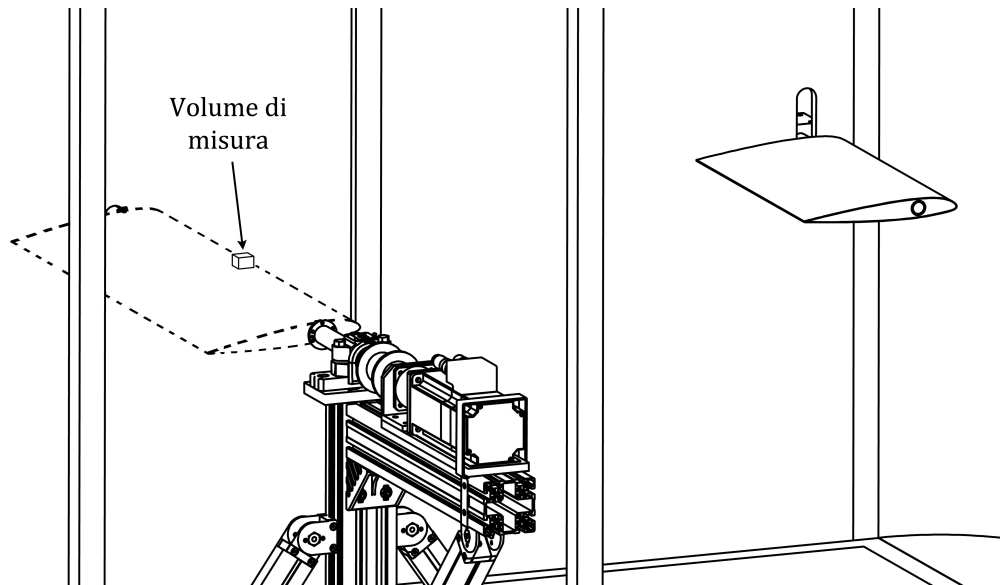


Figura 4.1: Posizione del volume di misura della sonda a filo caldo triplo

di misura e l'acquisizione di una griglia di punti nel piano $y-z$. Dal momento che il vortice di estremità ha gradienti molto forti in corrispondenza del suo nucleo, è necessario utilizzare una spaziatura tra i punti di acquisizione relativamente piccola. D'altro canto, però, una griglia di punti fine risulta eccessivamente dispendiosa in termini di tempo di prova per la regione esterna del vortice dove il profilo di velocità è molto più regolare. Di conseguenza è stata utilizzata una griglia di punti non equispaziata, avente spaziatura pari a 5 mm nella regione interna e 10 mm nella regione esterna (si veda Figura 4.2). Si noti che in tutti i risultati che verranno presentati relativamente alla caratterizzazione del vortice, gli assi della terna cartesiana saranno riportati in forma adimensionalizzata rispetto alla corda dell'ala così da avere sempre un'idea delle dimensioni del vortice rispetto a quelle dell'ala. Inoltre si considererà sempre di osservare il vortice dalle spalle dell'ala oscillante (asse x uscente), perciò, in accordo con il sistema di riferimento globale presentato in Figura 3.19, l'asse z risulta crescente da destra verso sinistra.

Definita la griglia di acquisizione si è proceduto alla scelta dell'angolo di incidenza della semiala e dei parametri di galleria. Dal momento che l'acquisizione dei punti è condotta con un campionamento a 2 kHz per 15 secondi ciascuno, la durata complessiva della prova è di circa 4 ore ed è inevitabile che si registri un aumento di temperatura non trascurabile poichè la galleria del vento è a circuito chiuso e senza meccanismi di dissipazione del calore. Una variazione considerevole della temperatura della camera di

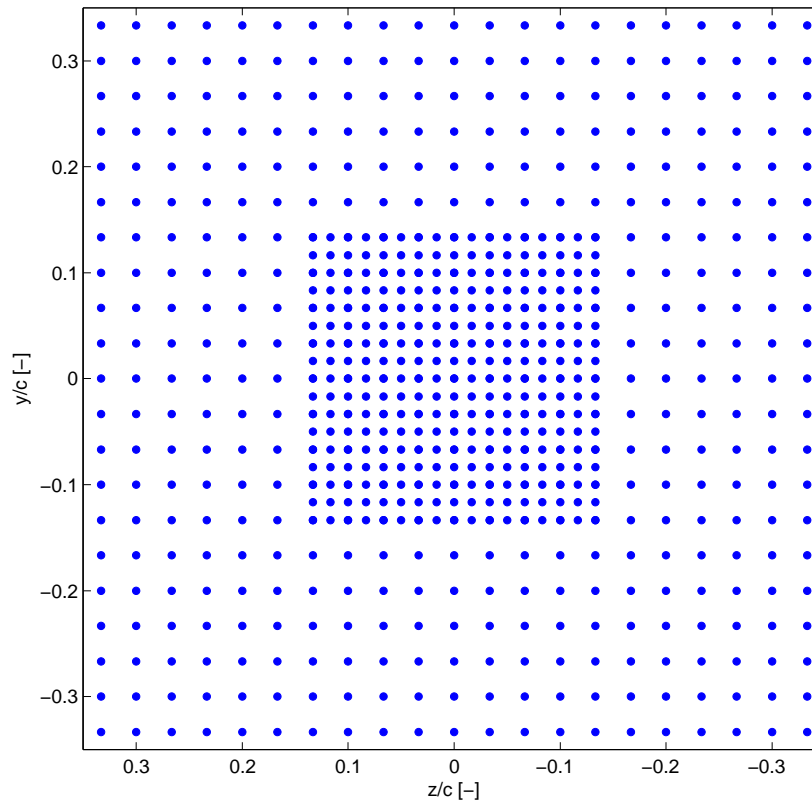


Figura 4.2: Rappresentazione della griglia dei punti di acquisizione

prova, provoca una variazione del numero di Reynolds, il quale andrebbe ad alterare le caratteristiche del vortice durante la singola prova. Per questo motivo si è optato per un controllo della galleria del vento basato sul numero di Reynolds anziché sulla velocità. Si è infatti impostato che fosse mantenuto un numero di Reynolds costante pari a $6 \cdot 10^5$, basato sulla corda dell'ala pari a 0.3 m . Tale numero di Reynolds corrisponde, per le condizioni ambiente di temperatura e umidità presenti durante la campagna sperimentale, ad una velocità di circa 30 m/s . Fissato il numero di Reynolds rimane un solo parametro che può influenzare le caratteristiche del vortice e cioè l'angolo di incidenza della semiala che lo genera. Dal momento che il fine ultimo della generazione del vortice è in questo caso quello di studiare l'interazione vortice-pala, si vuole che tale vortice sia il più intenso possibile in modo da rendere più evidenti gli effetti sullo stallo dinamico. Per questo motivo si è deciso di adottare e caratterizzare il vortice in corrispondenza di angoli di incidenza piuttosto elevati ed in particolare pari a 10° e 12° . Il motivo per il quale non ci si è spinti oltre i 12° sarà chiarito sulla base dei risultati riportati

al termine della presente sezione.

Sulla base dei dati acquisiti durante la campagna sperimentale e a seguito della loro elaborazione mediante gli algoritmi di *Richardson-Lucy* e *blind deconvolution*, è stato possibile determinare compiutamente le caratteristiche del vortice e del suo moto di oscillazione. Di seguito si riportano i principali parametri del vortice, confrontando i dati ottenuti per i due differenti casi analizzati. In Figura 4.3 sono riportate le isosuperfici relative alla componente di vorticità diretta lungo l'asse del vortice (asse x). Mediante tali grafici

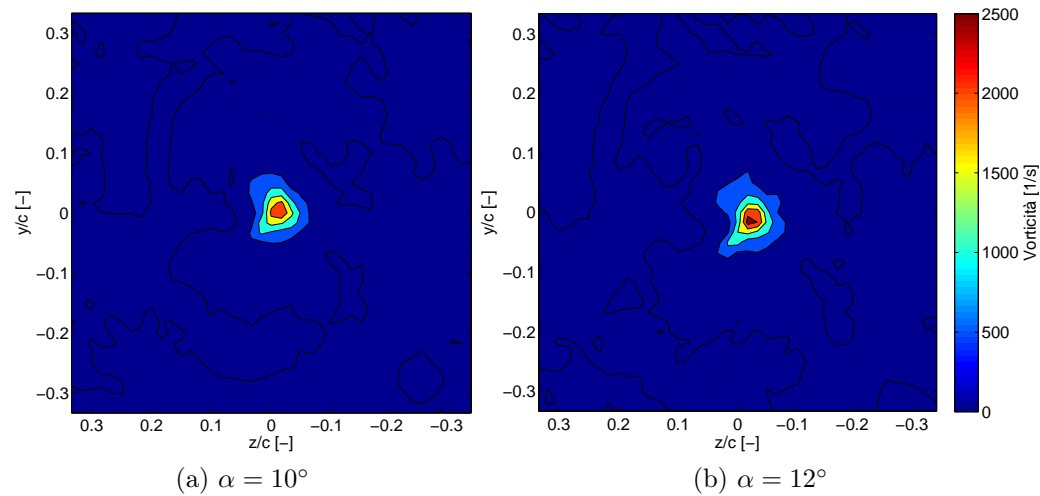


Figura 4.3: Vorticità in direzione x per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$)

è possibile stimare in modo immediato la posizione del centro del vortice ed avere inoltre una rappresentazione qualitativa dell'estensione del nucleo viscoso dello stesso. E' proprio sulla base di questi grafici che è stata variata la quota \bar{y} e la posizione in apertura \bar{z} della semiala in modo da centrare il nucleo del vortice rispetto all'origine del sistema di riferimento. Successivamente, una volta operata la ricostruzione del campo di velocità reale del vortice a partire dal campo mediato in tempo, è possibile riportare i profili di velocità tangenziale lungo le due direzioni caratteristiche del vortice stesso. Con riferimento alla Figura 4.4, si può definire un profilo di velocità in direzione y come quello dato dalla sezione $y - x$ ed un profilo di velocità in direzione z come quello dato dalla sezione $z - x$. Con questa notazione si riportano nelle Figure 4.5 e 4.6 i profili di velocità rispettivamente lungo le direzioni y e z , confrontando sia i due metodi di deconvoluzione scelti sia i due differenti angoli di incidenza della semiala. Dalle due figure è possibile fare alcune osservazioni sia riguardo alle caratteristiche del vortice che riguardo

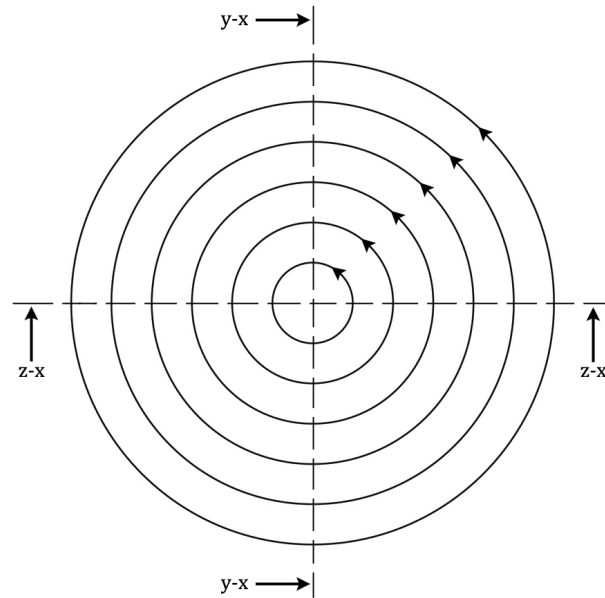


Figura 4.4: Schematizzazione dei piani di sezione del vortice

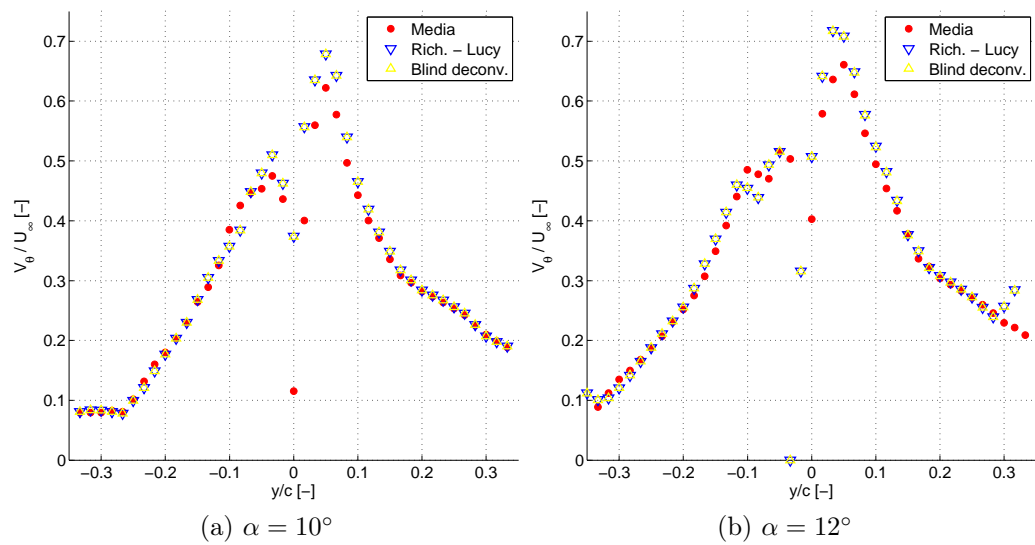


Figura 4.5: Profilo di velocità tangenziale del vortice in direzione y per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$)

al moto di *wandering*. Innanzitutto appare evidente che il vortice non presenta una completa simmetria assiale; ciò è dovuto al fatto che tale vortice

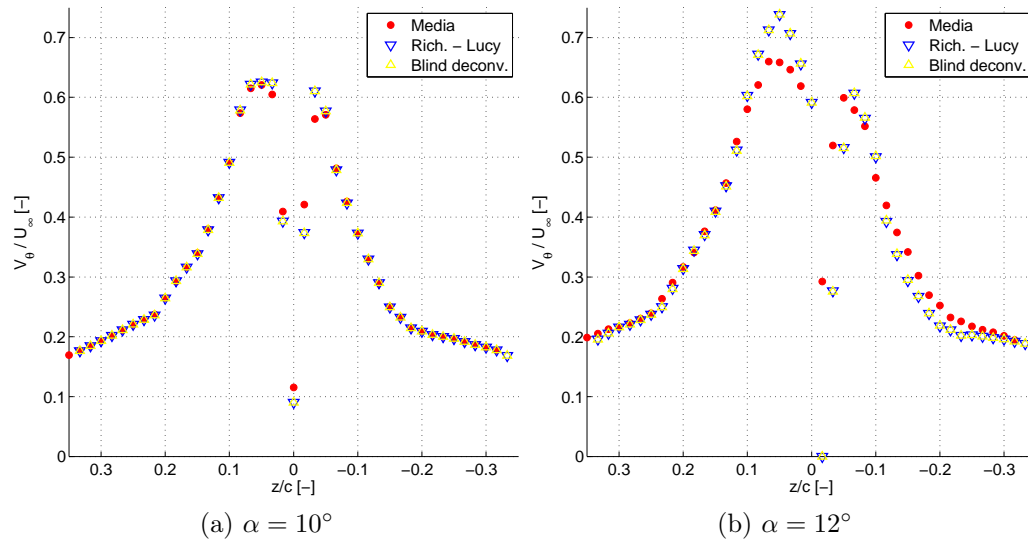


Figura 4.6: Profilo di velocità tangenziale del vortice in direzione z per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$)

è generato dall'avvolgimento della scia vorticoso della semiala, il quale crea una struttura vorticoso che è tanto meno simmetrica quanto più ci si trova vicini all'ala che ha generato il vortice. Tale asimmetria è particolarmente evidente nel profilo di velocità in direzione y , sia nel caso di incidenza pari a 10° che nel caso di incidenza pari a 12° , ma è comunque sempre presente anche in direzione z . Per quanto riguarda i parametri di raggio viscoso r_1 e picco di velocità tangenziale $V_{\theta 1}$, si può notare che il primo rimane sostanzialmente costante al variare dell'angolo di incidenza mentre il secondo passa da valori intorno al 68% della velocità asintotica a valori di poco superiori al 73%. Degna di nota è anche la diversità della regione esterna del vortice; si registrano, infatti, velocità tangenziali evidentemente superiori nel caso con $\alpha = 12^\circ$ rispetto al caso $\alpha = 10^\circ$. In particolare, nella regione ad y più negative della Figura 4.5 si osserva che per $\alpha = 10^\circ$ si ha un netto cambio di pendenza del profilo di velocità in corrispondenza di circa $-0.25c$ mentre nel caso di $\alpha = 12^\circ$ tale cambio è esterno al dominio nel quale è stato acquisito il campo di moto. Per quel che riguarda il moto di oscillazione del vortice, si può osservare che i due algoritmi di ricostruzione utilizzati risultano sempre in ottimo accordo tra di loro, suggerendo quindi che l'elaborazione dei dati sia affidabile. Nel caso di incidenza della semiala pari a 12° , però, si osserva una maggiore irregolarità dei dati acquisiti nell'intorno del nucleo viscoso del vortice. Tale irregolarità comporta una stima meno accurata dei parametri

di *wandering*, che comporta l'identificazione di una funzione di distribuzione di probabilità poco precisa; a causa di ciò il processo di ricostruzione amplifica le irregolarità del campo di velocità reale, rendendo più difficoltosa la stima delle reali caratteristiche del vortice. Un esempio di questo peggioramento del profilo di velocità da parte dell'algoritmo di ricostruzione si può osservare in Figura 4.5b, dove l'andamento in corrispondenza di $y = 0.3c$ è palesemente non fisico, mentre nella regione viscosa prossima a $y = -0.1c$ il profilo di velocità è eccessivamente non monotono. La ragione della presenza di tali irregolarità nel caso di $\alpha = 12^\circ$ è osservabile nella Figura 4.7 che rappresenta l'angolo formato tra la direzione della sonda anemometrica a filo caldo e la direzione locale della corrente. Come si può osservare, infatti, la maggior velocità tangenziale presente nel caso di $\alpha = 12^\circ$, comporta che la sonda si trovi ad operare rispetto alla corrente con un angolo di incidenza maggiore che non nel caso di $\alpha = 10^\circ$. Maggiore è l'angolo di incidenza, minore è l'accuratezza sulle tre componenti di velocità ottenute dalla risoluzione del sistema di equazioni di Jorgensen; inoltre, quando l'angolo di incidenza è eccessivamente elevato, si è al di fuori dell'intervallo di taratura direzionale della sonda e le equazioni non ammettono alcuna soluzione [44]. Le caratteristiche tecniche della sonda a filo caldo utilizzata, riportano un massimo angolo di utilizzo pari a circa 35° .

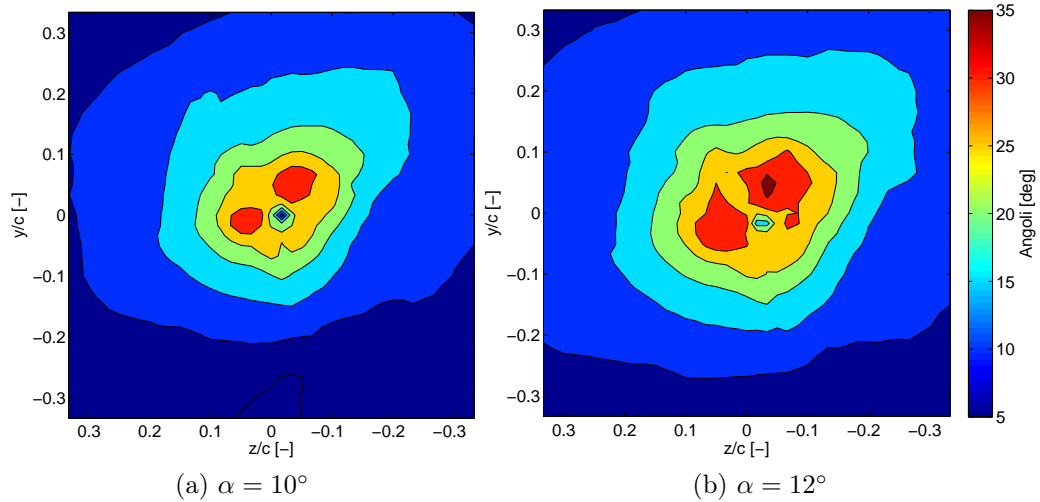


Figura 4.7: Angolo formato tra la direzione della sonda e la direzione locale della corrente, per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$)

Per questo motivo, nel caso in cui la sonda si trova ad un'incidenza pari a 12° , la risoluzione delle equazioni di taratura del filo caldo diventa difficoltosa

e questo comporta le irregolarità numeriche osservate nelle figure precedenti. Si è quindi deciso di non portare la semiala ad incidenze superiori ai 12° perchè in quel caso il profilo di velocità del vortice acquisito in corrispondenza del suo nucleo sarebbe stato eccessivamente inattendibile.

In Figura 4.8 sono invece riportati gli angoli di incidenza indotti sul campo di moto nel piano $x - y$ dalla presenza della componente di velocità del vortice diretta lungo y . Come si può osservare, l'effetto locale del vortice è molto intenso ed è tale da causare inclinazioni della corrente asintotica di oltre 30° nelle stazioni in direzione z che si trovano dal lato ascendente del vortice e inclinazioni di quasi -35° nelle stazioni dal lato discendente. Questa

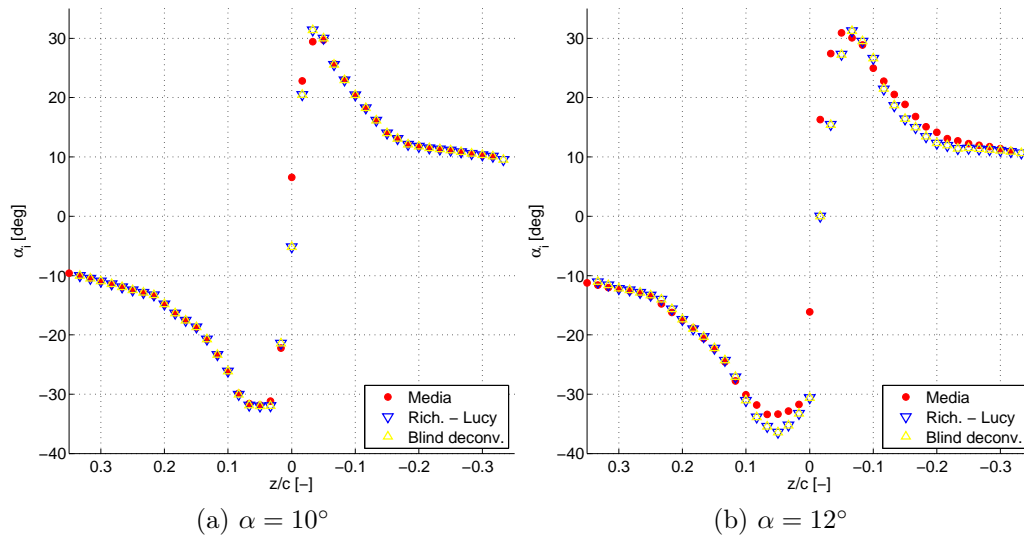


Figura 4.8: Angolo di incidenza indotto dal vortice in funzione della coordinata in apertura, per i due angoli di incidenza considerati ($Re = 6 \cdot 10^5$)

distribuzione di angolo di incidenza indotta è uno degli effetti primari dell'interazione vortice-pala di tipo perpendicolare e sarà analizzata in seguito. Si riporta, infine, nella Tabella 4.1 un riepilogo delle principali caratteristiche del vortice di estremità studiato in questa prima campagna di prove sperimentali.

| α [deg] | r_1 [mm] | $V_{\theta 1}$ [m/s] | σ_y/r_1 [-] | σ_z/r_1 [-] | e [-] |
|----------------|------------|----------------------|--------------------|--------------------|---------|
| 10 | 15.8 | 20.0 | 0.12 | 0.169 | 0.489 |
| 12 | 19.0 | 22.4 | 0.275 | 0.524 | 0.615 |

Tabella 4.1: Riepilogo caratteristiche del vortice di estremità

Sulla base dei risultati ottenuti si è deciso di posizionare la semiala per la generazione del vortice ad un'incidenza fissa pari a 10° , in quanto questa condizione fornisce un vortice sufficientemente intenso e allo stesso tempo gli angoli misurati non risultano eccessivamente prossimi ai limiti di applicabilità della legge di taratura del filo caldo. Occorre in ogni caso tenere presente che, anche nel caso di $\alpha = 10^\circ$, i dati di velocità acquisiti e quindi il campo di velocità ricostruito, sono tanto più accurati quanto più sono ridotti gli angoli rispetto all'asse della sonda anemometrica; di conseguenza la regione prossima al nucleo viscoso del vortice sarà in ogni caso affetta da incertezza. Per concludere si riporta in Figura 4.9 una rappresentazione del campo di moto del vortice in corrispondenza dell'angolo di incidenza di 10° che è stato usato per le successive prove di interazione tra il BVI perpendicolare e lo stallo dinamico.

4.2 Effetti del BVI perpendicolare sullo stallo dinamico

In questa sezione vengono presentati i risultati ottenuti mediante la velocimetria ad immagini di particelle, relativi agli effetti del BVI perpendicolare sull'aerodinamica dell'ala oscillante. Sono state considerate due differenti leggi di moto di oscillazione dell'ala oscillante:

- $\alpha(t) = -1^\circ + 2^\circ \sin(\omega t)$ con frequenza ridotta $k = 0.2$
- $\alpha(t) = 5^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$ con frequenza ridotta $k = 0.1$

e per ciascuna è stato acquisito il campo di moto sia in presenza della semiala a monte (e quindi del vortice), sia con la sola ala oscillante in modo da poter isolare con più precisione gli effetti del vortice perpendicolare.

4.2.1 Procedura utilizzata

Dal momento che il BVI perpendicolare è un fenomeno altamente tridimensionale, andrebbe studiato con sonde in grado di rilevare tutte e tre le componenti di velocità. Nel presente lavoro si è però utilizzata la velocimetria ad

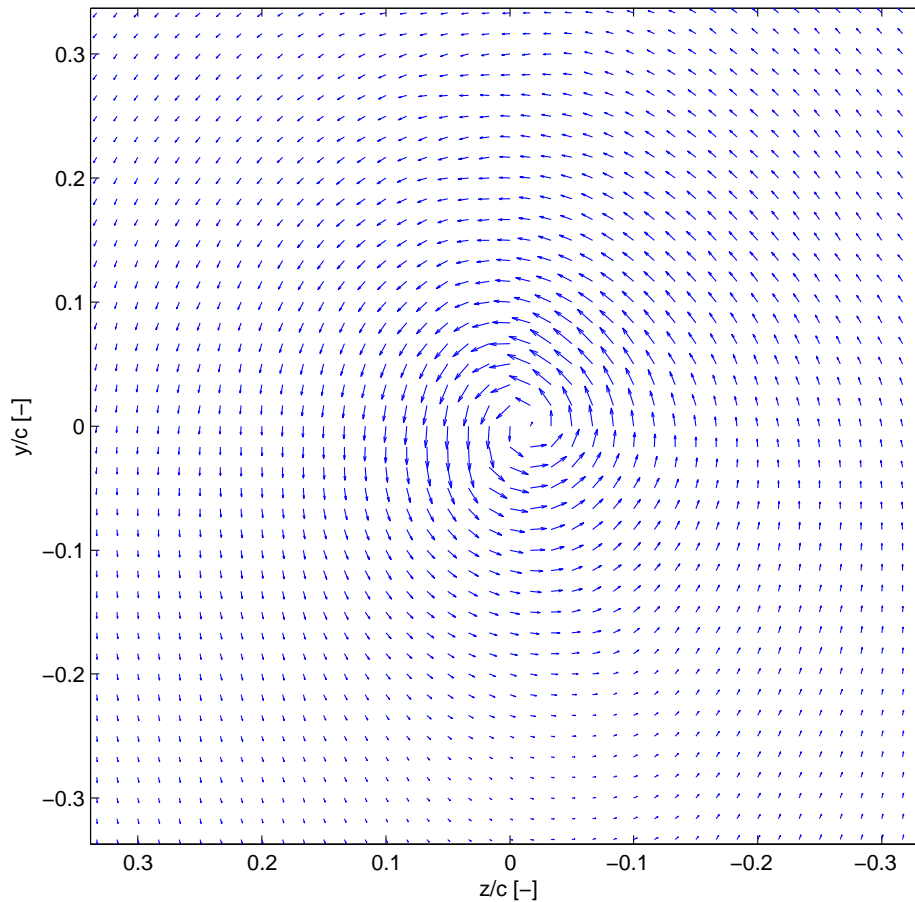


Figura 4.9: Rappresentazione del campo di moto del vortice ($\alpha = 10^\circ$, $Re = 6 \cdot 10^5$)

immagini di particelle non stereoscopica e cioè in grado di rilevare due delle tre componenti di velocità. Il campo di moto è stato acquisito su numerosi piani paralleli in modo da avere una sorta di “tomografia” del campo di moto e poter osservare i cambiamenti di quest’ultimo al variare della posizione in apertura (si veda Figura 4.10). Come si può osservare dalla figura, i piani hanno direzione coincidente con il piano $x - y$ del sistema di riferimento globale e sono traslati in direzione z . In questo tipo di prove l’attenzione è stata posta sugli effetti della regione più interna del vortice di estremità, dove l’angolo di incidenza indotto e la velocità tangenziale assumono i valori più elevati; per questo motivo sono stati considerati 11 piani equispaziati di 5 mm che hanno permesso di estendere il campo di misura in direzione z da -25 mm a $+25 \text{ mm}$ rispetto alla mezzeria dell’ala oscillante. Dal momento che il raggio viscoso del vortice di estremità è di circa 15 mm , questa spazia-

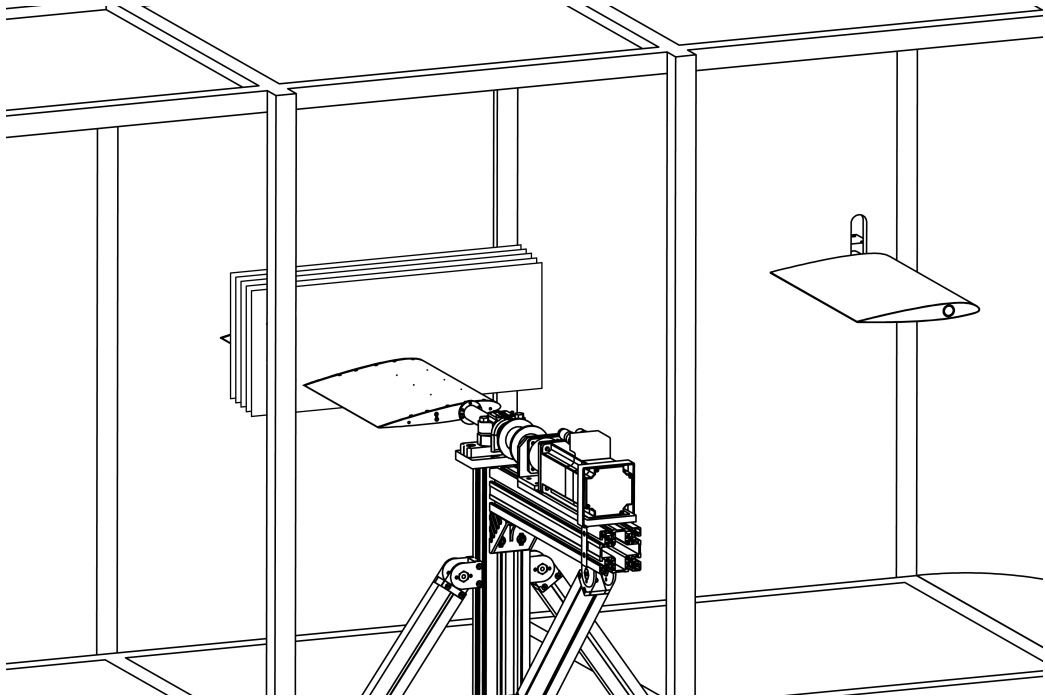


Figura 4.10: Rappresentazione della posizione dei piani di acquisizione della PIV

tura dei piani permette di cogliere interamente la regione viscosa del vortice e anche una minima parte della regione esterna.

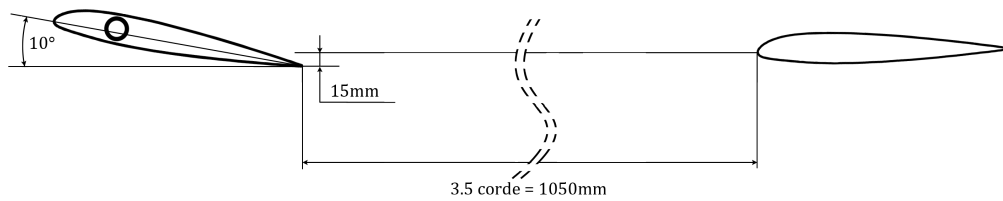
Per questa campagna di prove sperimentali la galleria del vento è stata controllata in velocità, mantenendo il valore asintotico di 30 m/s che corrisponde ad un numero di Reynolds basato sulla corda del modello di circa $6 \cdot 10^5$. Il mantenimento della velocità di galleria costante garantisce che la frequenza ridotta di oscillazione dell'ala si mantenga anch'essa costante. Il principale obiettivo dello studio mediante velocimetria ad immagini di particelle è stato quello di descrivere gli effetti sul campo di moto di un profilo oscillante dovuti all'intersezione con il vortice perpendicolare. Nel presente lavoro è stata utilizzata una tecnica a griglia multipla per la correlazione delle immagini acquisite dalla fotocamera, partendo da una griglia di 96×96 pixel fino ad arrivare ad una griglia di 32×32 pixel. Inoltre, per filtrare gli effetti delle fluttuazioni turbolente e del moto di *wandering* del vortice, sono state acquisite 40 coppie di immagini per ogni condizione analizzata. Le immagini sono scattate in fase con la posizione istantanea dell'ala oscillante; di conseguenza i 40 campi di moto ricostruiti possono essere mediati tra di loro per ottenere una media di fase del processo per quella determinata condizione.

Come è stato introdotto nel capitolo precedente, il campo di moto è stato diviso in due finestre affiancate, acquisite separatamente e con una leggera sovrapposizione in corrispondenza del lato comune, per permettere il calcolo delle medie e fornire una migliore fusione delle finestre stesse. Sarà poi visibile nelle immagini riportate in seguito che vi è una regione abbastanza ampia nei pressi della zona centrale del dorso della semiala dove il campo di moto non è risolto. Questo è dovuto ad un forte riflesso della lama laser che infrangendosi sul dorso del profilo provoca una diffusione luminosa al di fuori del piano $x - y$. Per cercare di ridurre tale riflesso si è variata la posizione relativa tra la lama laser e l'ottica della fotocamera e anche tra il laser e l'ala oscillante, senza però ottenere apprezzabili variazioni. I risultati ottenuti da questa seconda parte della campagna sperimentale saranno presentati in termini di vettori velocità del campo di moto, con sovrapposte le isosuperfici di grandezze che varieranno di volta in volta a seconda di cosa si intende evidenziare.

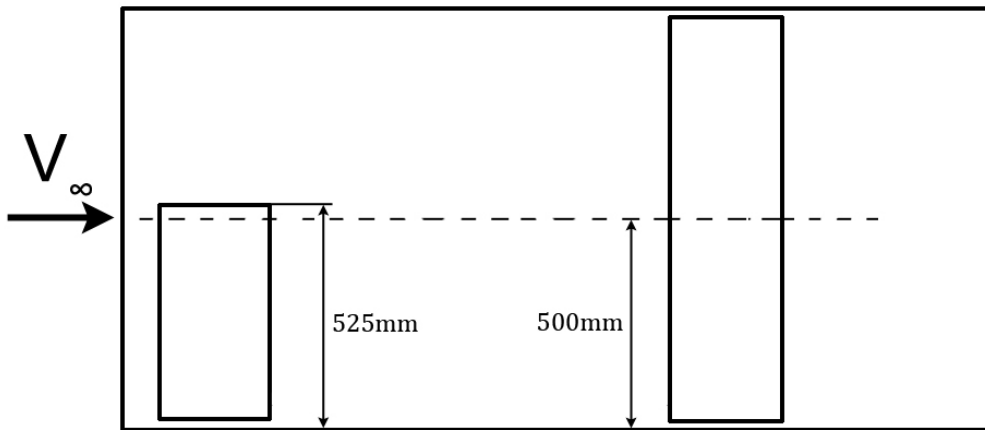
4.2.2 Piccole oscillazioni: $\alpha(t) = -1^\circ + 2^\circ \sin(\omega t)$

Il primo caso analizzato è quello nel quale l'ala oscilla con un'ampiezza di 2° attorno ad un angolo di incidenza medio pari a -1° che rappresenta l'angolo di portanza nulla per l'ala con sezione NACA 23012. Questa prima parte della caratterizzazione dell'interazione perpendicolare ha come obiettivo quello di studiare gli effetti del vortice sull'ala in una condizione nella quale quest'ultima è sicuramente esente da separazioni dello strato limite (nel caso di ala isolata) e per osservare gli effetti che l'ala oscillante può avere sulla traiettoria finale dell'asse del vortice prima dell'impatto con il bordo d'attacco dell'ala stessa. Si è scelto un moto di oscillazione attorno all'angolo di portanza nulla in modo che gli effetti dell'ala sulla traiettoria del vortice fossero nulli in media e con oscillazioni che permettano di apprezzare sia le variazioni dovute ad una condizione portante dell'ala sia ad una condizione deportante. Con questa legge di moto, infatti, all'estremo superiore il profilo genererà portanza provocando un'aspirazione del vortice verso l'alto, all'estremo inferiore genererà una deportanza deviando quindi il vortice verso il basso, ed infine nella condizione di angolo di incidenza medio gli effetti sul vortice saranno a livelli minimi. L'acquisizione delle immagini per la PIV è stata condotta in corrispondenza di quattro differenti angoli di incidenza: -3° , -1° in salita, 1° e -1° in discesa. Per ogni posizione angolare dell'ala oscillante è stata effettuata la spazzata in apertura dei piani $x - y$ di misura; per questo particolare caso sono riportate solo 7 posizioni in apertura dal momento che non avvengono brusche variazioni che richiedano una spaziatura eccessivamente fitta. Non vengono presentate le posizioni in apertura pari

a $z = \pm 5mm$ e $z = \pm 25mm$: le prime perchè l'influenza del vortice è ridotta a causa della vicinanza dal nucleo del vortice e le seconde perchè la velocità tangenziale è tale da dare effetti simili a quelli osservati per $z = \pm 10mm$. Prima di procedere all'acquisizione vera e propria del campo di moto è stata condotta una verifica della posizione relativa tra il vortice di estremità e l'ala oscillante. Si è innanzitutto effettuato un centraggio preliminare nel quale si è mantenuta l'ala ad un'incidenza statica pari a -1° , a fronte di un'incidenza della semiala a monte di 10° . In seguito si è verificato il centraggio anche in condizioni di ala in movimento e si è osservato che il moto oscillatorio di quest'ultima introduce degli effetti di ritardo e instazionarietà dell'aerodinamica che hanno richiesto un nuovo centraggio del vortice di estremità. In particolare è stato necessario abbassare verticalmente la semiala di circa 15 mm rispetto al caso statico. Una rappresentazione della posizione reciproca tra le due ali è riportata in Figura 4.11. In particolare si può osservare come la



(a) Vista laterale



(b) Vista dall'alto

Figura 4.11: Schema riassuntivo del posizionamento reciproco tra la semiala e l'ala oscillante (piccole oscillazioni)

natura oscillante del vortice sia tale da provocare un'aspirazione del vortice verso l'alto di ben 15 mm nonostante il profilo si trovi all'angolo di portanza nulla. Questo è dovuto al fatto che la frequenza ridotta di oscillazione è abbastanza elevata e il moto oscillatorio avviene quindi su scale di tempo paragonabili a quelle richieste dal vortice per percorrere la distanza presente tra la semiala a monte e l'ala oscillante. Di fatto, da quando il vortice si distacca dalla semiala a quando impatta contro l'ala oscillante intercorre un tempo finito non più trascurabile per le dinamiche in atto. Durante questo tempo l'ala oscillante assume incidenze variabili e, se da un lato il moto primario si adatta quasi istantaneamente alle nuove condizioni al contorno, dall'altro la traiettoria del vortice risente della storia temporale del campo di moto associato alla circolazione dell'ala. Tale storia temporale, infatti, agisce durante tutto l'intervallo di tempo che intercorre da quando tale vortice viene generato a quando raggiunge l'ala oscillante. Di conseguenza, sebbene l'ala oscillante si trovi all'angolo di portanza nulla, il vortice che impatta sulla suddetta ala è stato alterato dal campo di moto presente ad istanti di tempo precedenti quando l'angolo di incidenza era diverso da -1° e la circolazione era non nulla. Nel seguito di questo lavoro si farà riferimento a questo fenomeno con l'espressione: effetto di ritardo dell'aerodinamica. Un'immagine della PIV in cui si può notare la posizione del vortice rispetto all'ala oscillante è riportata in Figura 4.12. Sebbene in generale non sia possibile

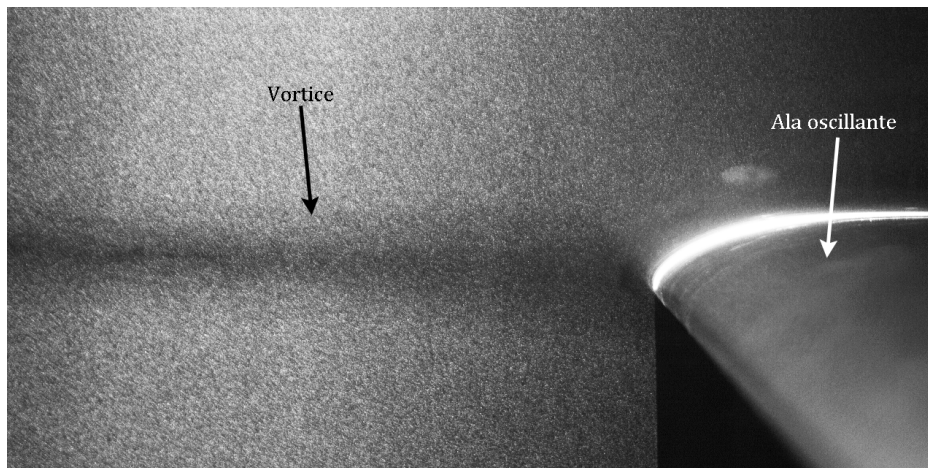
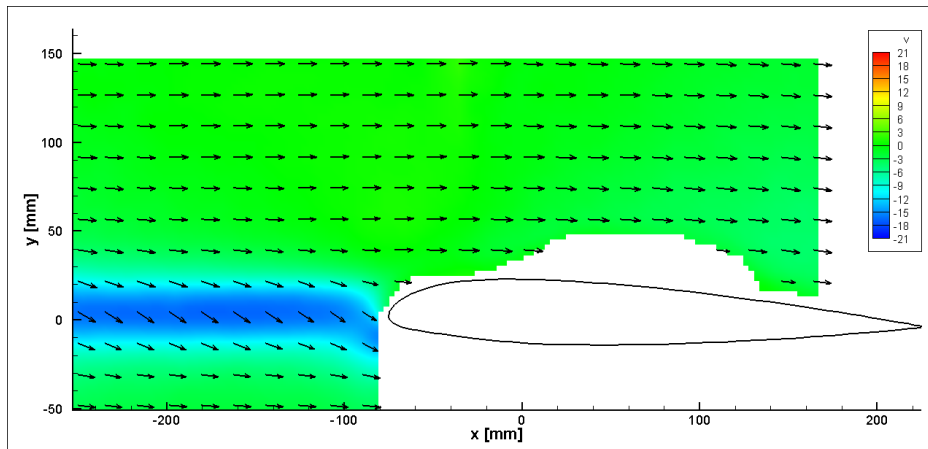


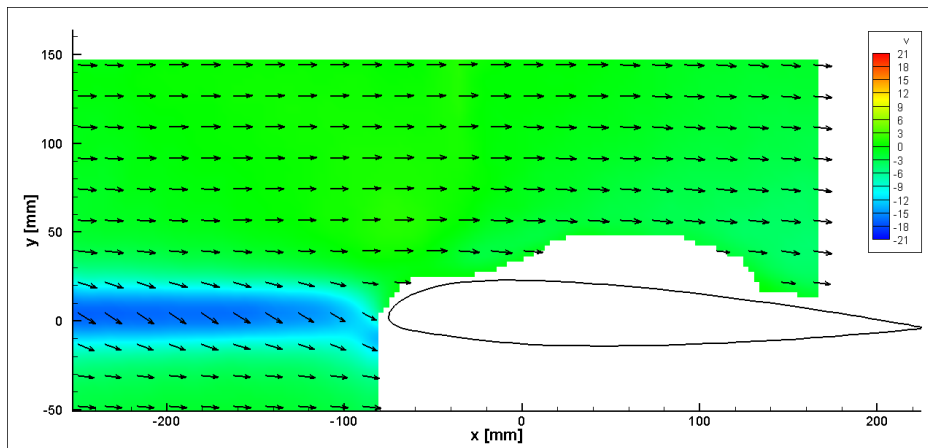
Figura 4.12: Immagine PIV che mostra la posizione relativa tra l'ala oscillante e l'asse del vortice ($\alpha = -1^\circ$)

dedurre alcun risultato osservando le immagini grezze provenienti dalla PIV, nel presente caso la situazione è differente. Infatti, a causa dell'elevata velocità angolare presente nel nucleo viscoso del vortice, le particelle di traccianti

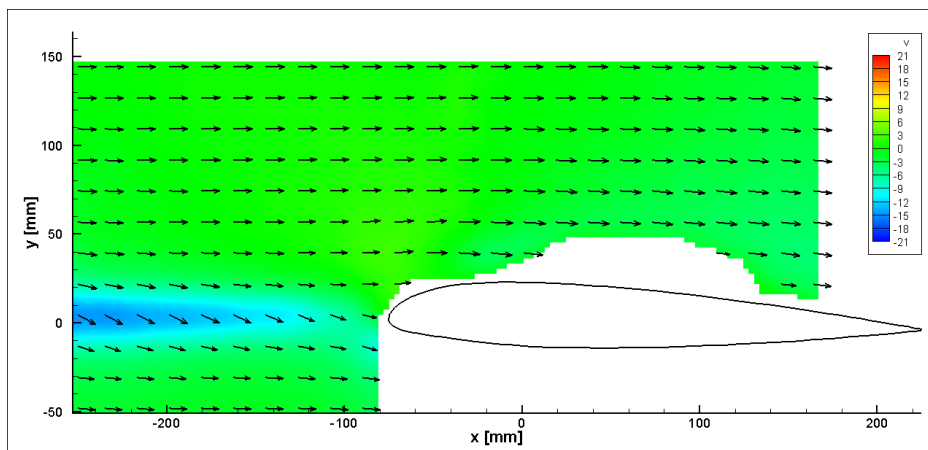
vengono spinte in direzione radiale dalla forza centrifuga riducendo sensibilmente la densità di tracciante nella zona del suddetto nucleo. La scarsità di particelle fa sì che tale zona appaia più buia rispetto al resto del campo di moto, sebbene venga anch'essa illuminata dal laser. Tale fenomeno è comunemente chiamato *void particles*. Di conseguenza è possibile identificare chiaramente l'asse del vortice a partire dalle immagini grezze semplicemente cercando la regione scura per mancanza di particelle. In Figura 4.12 è quindi chiaramente visibile il vortice di estremità che è stato posizionato in modo tale che impatti contro il bordo d'attacco dell'ala oscillante quando questa si trova ad un angolo di incidenza pari a -1° . Una volta posizionato il vortice si è proceduto all'acquisizione delle coppie di immagini per la velocimetria ad immagini di particelle. Dal momento che per ogni angolo di incidenza sono stati acquisiti i piani di misura al variare dell'apertura, la mole di risultati ottenuti è abbastanza elevata e verranno perciò riportate solo le condizioni più interessanti. Nelle immagini di Figura 4.13 vengono riportati i risultati relativi alla spazzata in apertura in corrispondenza di una posizione angolare dell'ala oscillante pari ad 1° . Le immagini mostrano i vettori velocità del campo di moto bidimensionale sul piano $x - y$, sovrapposti alle isosuperfici relative alla componente verticale di tali vettori. I piani che sono stati acquisiti si estendono da $+20mm$ a $-20mm$ e mostrano il differente effetto che il vortice ha sul campo di moto dell'ala al variare della posizione in apertura, e cioè a seconda che ci si trovi nella fase ascendente del vortice oppure in quella discendente. La Figura 4.13a mostra la posizione in apertura corrispondente a $z = 20mm$ che, sulla base del sistema di riferimento globale, rappresenta la stazione più esterna dal lato discendente del vortice. Tale regione è caratterizzata da un'intensa componente di velocità verticale diretta verso il basso che, in accordo con i risultati ottenuti con il filo caldo (si veda Figura 4.6b), è dell'ordine del 60-70% della velocità asintotica. Questo fatto è confermato dalla rappresentazione delle isosuperfici e dalla direzione dei vettori velocità che nella zona del vortice risultano deflessi verso il basso di un angolo di circa 45° . Dato il ridotto angolo di incidenza dell'ala e poichè il vortice impatta nelle immediate vicinanze del bordo d'attacco, il principale effetto di induzione del vortice in questa regione è quello di alterare il campo di moto nella regione del ventre dell'ala. Sul dorso, infatti, la presenza della parete rappresentata dall'ala annulla la componente verticale della velocità e ristabilisce la direzione orizzontale della corrente locale. Non è stato possibile effettuare rilevazioni di pressione ma è probabile che nella regione del dorso prossima al bordo d'attacco, si registri un incremento di pressione dovuto all'annullamento della componente di velocità verticale. Similmente, nella regione del ventre si può ipotizzare che vi sia una riduzione di pressione dovuta alla curvatura del bordo d'attacco che si trova ad operare ad angoli



(a) $z = 20mm$

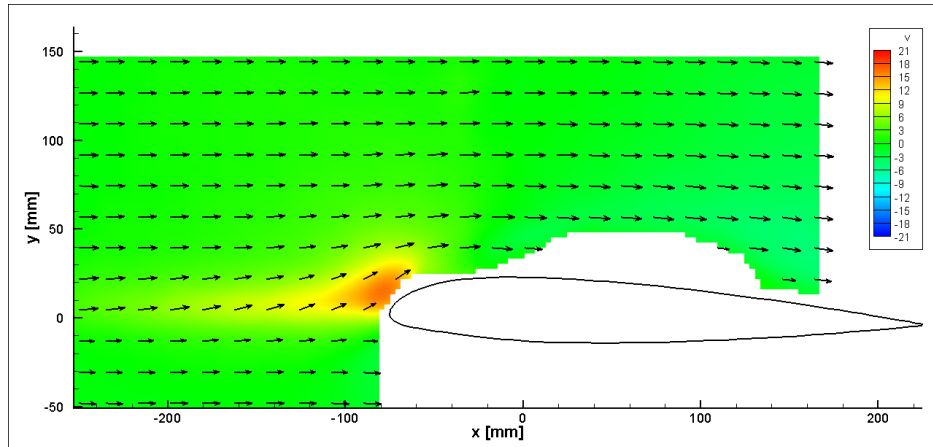


(b) $z = 15mm$

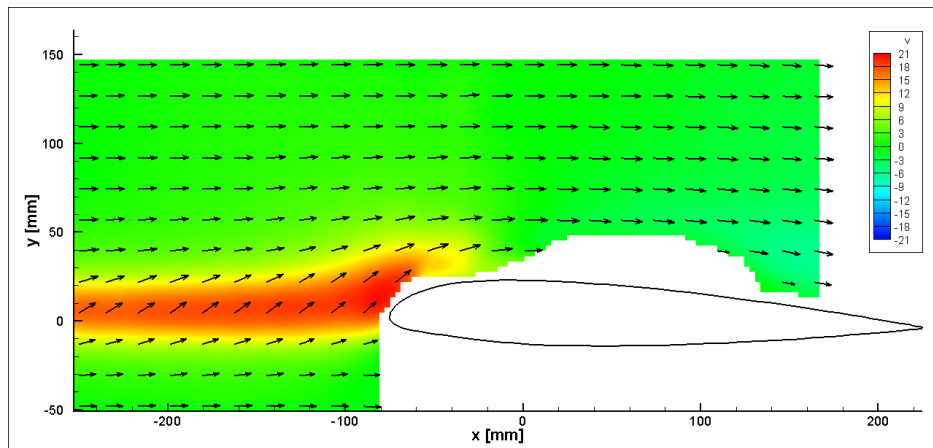


(c) $z = 10mm$

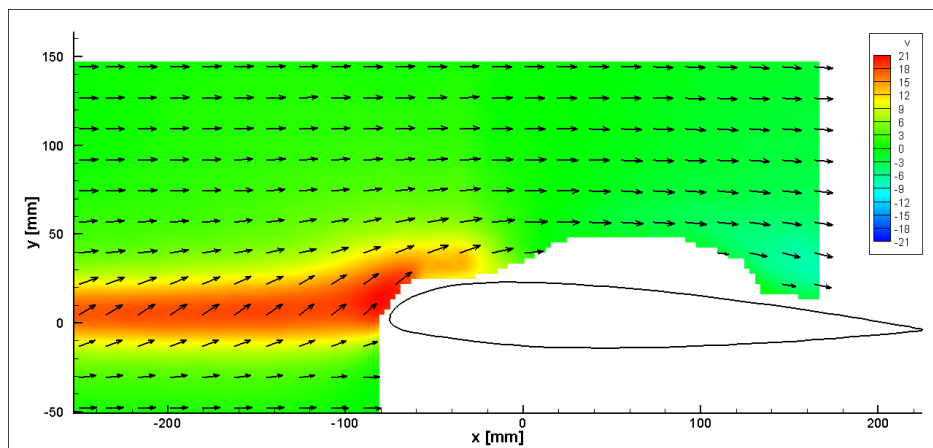
Figura 4.13: Campo di velocità nel caso di piccole oscillazioni in presenza del vortice perpendicolare ($\alpha = 1^\circ$ in salita, $U_\infty = 30m/s$)



(d) $z = 0mm$



(e) $z = -10mm$



(f) $z = -15mm$

Figura 4.13: Campo di velocità nel caso di piccole oscillazioni in presenza del vortice perpendicolare ($\alpha = 1^\circ$ in salita, $U_\infty = 30m/s$)

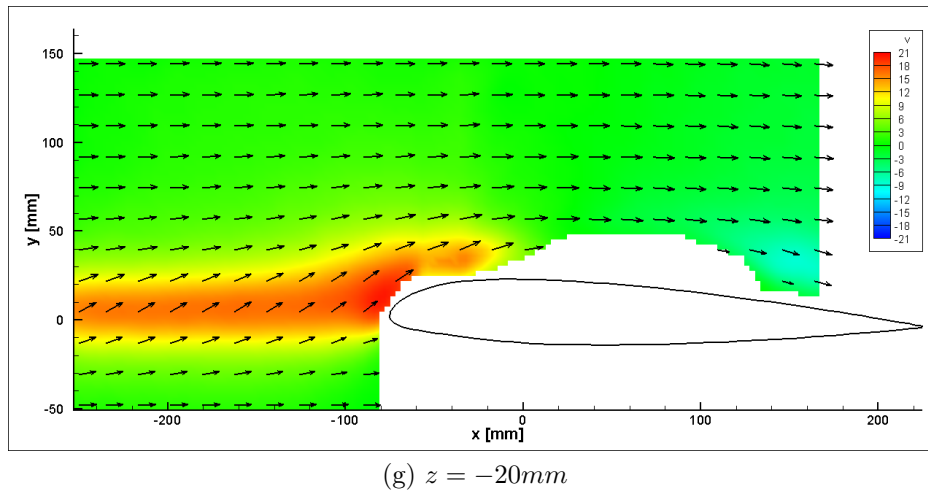
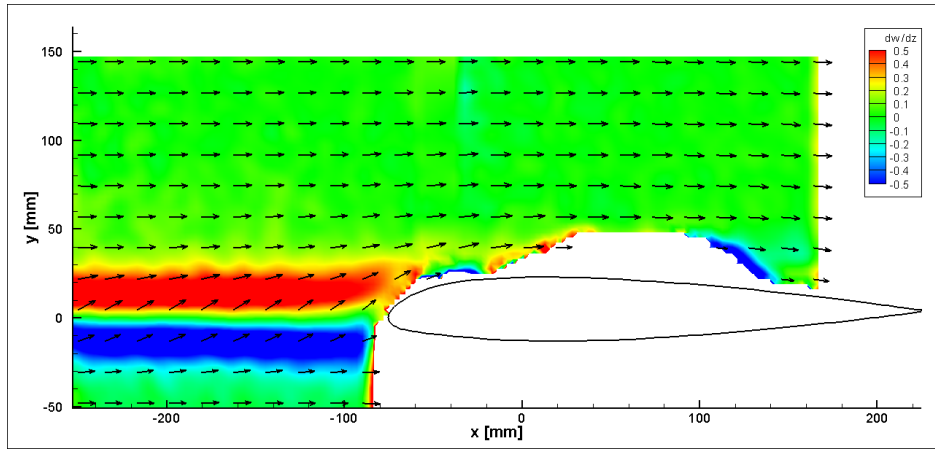


Figura 4.13: Campo di velocità nel caso di piccole oscillazioni in presenza del vortice perpendicolare ($\alpha = 1^\circ$ in salita, $U_\infty = 30m/s$)

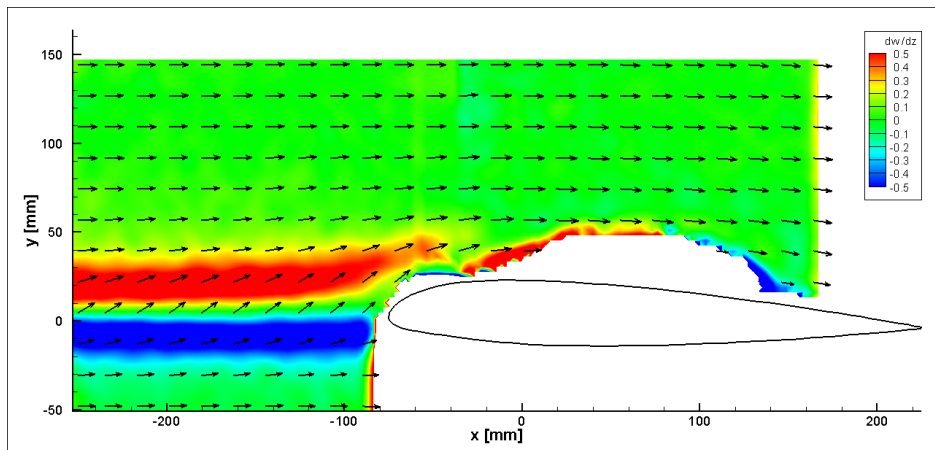
di incidenza fortemente negativi.

Al ridursi della coordinata z , i piani si trovano sempre più verso la mezzzeria dell'ala (e quindi verso l'asse del vortice) e questo può essere osservato dalle Figure 4.13b e 4.13c dove la componente di velocità verticale è sempre meno intensa poichè ci si trova su stazioni in apertura che corrispondono alle regioni più interne del nucleo viscoso del vortice, dove la velocità tangenziale tende ad annullarsi. Quando si osserva il piano posto in mezzzeria (Figura 4.13d), si nota che gli effetti del vortice sull'inclinazione locale della corrente sono ormai estremamente ridotti e inizia ad emergere una regione di velocità verticale diretta verso l'alto che è dovuta all'accelerazione imposta alla corrente dalla curvatura della regione di bordo d'attacco dell'ala. Tale regione non era visibile in precedenza perchè la componente di velocità indotta dal vortice verso il basso andava ad annullare quella imposta verso l'alto da parte dell'ala. Spostandosi verso stazioni in apertura con z negative, ci si trova in regioni poste in corrispondenza della parte ascendente del vortice, dove quindi gli effetti di quest'ultimo sono quelli di deflettere la corrente asintotica verso l'alto. Questo è particolarmente visibile nella stazione $z = -15mm$ (Figura 4.13f), dove la deflessione della corrente raggiunge angoli prossimi ai 45° . A causa di questo incremento dell'angolo di incidenza effettivo al quale si trova ad operare quella porzione di ala, l'effetto di accelerazione della corrente dovuto al bordo d'attacco è molto più intenso. Si osserva di fatto un comportamento speculare rispetto al caso $z = 20mm$; infatti adesso è il dorso a subire i maggiori effetti dell'interazione con il vortice. In questo caso è possibile ipotizzare che nella regione del ventre vi sia un incremento di pres-

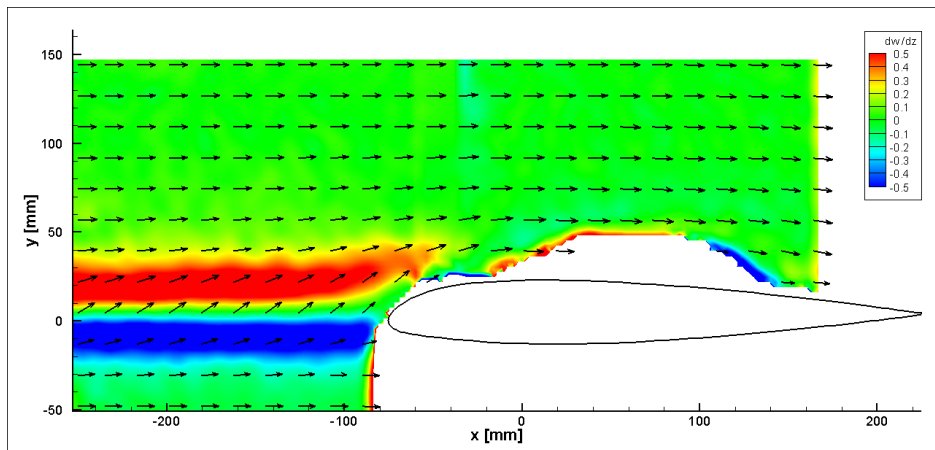
sione dovuto all'annullamento della componente di velocità verticale diretta verso l'alto, mentre sul dorso vi sia una riduzione di pressione dovuta all'accelerazione della corrente imposta dalla curvatura del bordo d'attacco, che si trova ad operare ad un angolo di incidenza decisamente più elevato rispetto alla condizione in assenza di vortice. Da queste immagini è possibile notare inoltre che gli effetti del vortice più intensi dal lato discendente si registrano a $z = 20mm$ mentre dal lato ascendente si hanno a $z = -15mm$; questa rappresenta un'ulteriore conferma della non simmetria del vortice. Oltre a rappresentare le isosuperfici della componente verticale della velocità, si possono elaborare i dati in modo da ricavare altre caratteristiche interessanti dell'interazione vortice-pala. Calcolando infatti la divergenza della velocità nel piano $x - y$ con le due componenti acquisite e ritenendo che la corrente sia incomprimibile, si ottiene una stima della derivata parziale $\partial W/\partial z$ che rappresenta quindi l'entità della variazione lungo z della componente di velocità W . Tale derivata rappresenta a tutti gli effetti una misura dell'entità degli effetti tridimensionali presenti nel campo di moto e può essere calcolata senza di fatto conoscere la componente di velocità W . La rappresentazione dell'entità degli effetti tridimensionali è molto utile per poter individuare la posizione del vortice e vedere come esso viene influenzato dalla circolazione associata alla portanza dell'ala oscillante. In Figura 4.14 sono riportate le immagini relative a suddetta quantità, alla quale vengono sempre sovrapposti i vettori velocità. A differenza del caso precedente, anziché analizzare una singola posizione angolare dell'ala per un determinato numero di stazioni in apertura, è stata fissata la posizione in apertura, seguendo il moto di oscillazione dell'ala lungo le quattro posizioni angolari scelte. Come è possibile osservare, il campo di moto, al di fuori della zona interessata dal vortice, è sostanzialmente bidimensionale, infatti la quantità $\partial W/\partial z$ risulta quasi ovunque nulla. Questo sta ad indicare che, se esistesse una componente di velocità W , essa sarebbe costante lungo z . Per la simmetria della corrente nelle zone non influenzate dal vortice, è possibile affermare che tale componente di velocità W è nulla, anche in virtù del fatto che una distribuzione uniforme di velocità W non sarebbe compatibile con la fluidodinamica all'interno della galleria del vento. Intensi moti tridimensionali sono invece presente nella regione del vortice, che appare ben delineato e permette quindi di seguire la sua traiettoria in modo abbastanza preciso. La zona evidenziata in rosso, infatti, rappresenta la regione nella quale la derivata $\partial W/\partial z$ è positiva e cioè nella quale vi è una variazione positiva della componente W della velocità, in accordo con la natura del vortice che nella parte superiore ha la velocità tangenziale diretta come l'asse z con lo stesso verso. Viceversa, la zona evidenziata in blu rappresenta la regione inferiore del vortice, dove la velocità tangenziale è diretta come l'asse z ma con verso opposto. Tra queste



(a) $\alpha = -1^\circ$ salita



(b) $\alpha = 1^\circ$



(c) $\alpha = -1^\circ$ discesa

Figura 4.14: Entità degli effetti tridimensionali dovuti al vortice ($z = 0\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

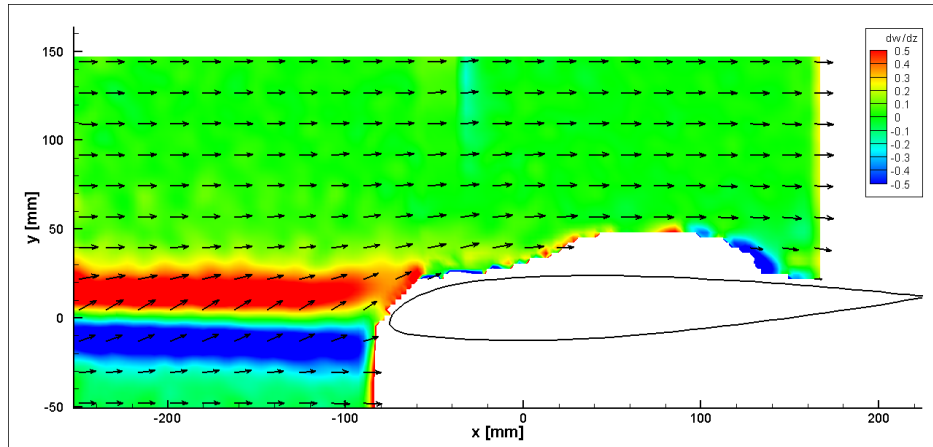

 (d) $\alpha = -3^\circ$

 Figura 4.14: Entità degli effetti tridimensionali dovuti al vortice ($z = 0\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

due regioni è presente una zona nella quale la variazione della componente W è pressochè nulla e rappresenta quindi il nucleo viscoso del vortice, che è caratterizzato da velocità tangenziali tendenti a zero. La rappresentazione delle isosuperfici relative alla derivata $\partial W/\partial z$ permette, non solo di avere un'indicazione dell'entità degli effetti tridimensionali locali, ma anche di localizzare il nucleo del vortice e la traccia che esso assume nello spazio. A tal proposito è interessante osservare come la traiettoria del vortice venga influenzata dall'oscillazione dell'ala, sebbene questa sia di ampiezza estremamente ridotta. La Figura 4.14a rappresenta la posizione del vortice nel caso in cui l'ala oscillante si trovi ad un'incidenza pari a -1° durante la fase ascendente del ciclo di oscillazione e corrisponde all'immagine PIV riportata in Figura 4.12. In tale condizione il vortice è posizionato in modo tale da impattare contro il bordo d'attacco dell'ala oscillante. Quando l'ala si trova ad 1° di incidenza e cioè all'apice del ciclo di oscillazione (Figura 4.14b), il vortice risente del campo di moto indotto dalla circolazione generata dall'ala e viene quindi richiamato verso l'alto. L'immagine mostra come la traiettoria del vortice da rettilinea divenga leggermente curva; in questa situazione il vortice non raggiunge il punto di ristagno del profilo ma piuttosto si trova a scorrere sul dorso di quest'ultimo. A differenza del caso precedente, dove la regione del dorso in prossimità del bordo d'attacco era lambita dalla parte superiore del vortice, in questo caso tale regione è interessata dal nucleo viscoso di quest'ultimo. E' quindi ipotizzabile che gli effetti di alterazione locale della direzione della corrente in corrispondenza di questa posizione angolare siano meno intensi rispetto al caso precedente. Una volta che l'a-

la raggiunge l'apice della fase ascendente del ciclo oscillatorio, inizia la fase discendente dove l'ala raggiunge nuovamente l'incidenza pari a -1° (Figura 4.14c), ma questa volta lo fa provenendo da angoli di incidenza maggiori. La differenza rispetto al caso di -1° in salita (Figura 4.14a) è immediatamente evidente. Nella fase discendente, infatti, il vortice non impatta più sul bordo d'attacco dell'ala, come invece accadeva nella fase ascendente. Ciò è dovuto all'instazionarietà e al ritardo dell'aerodinamica in presenza di frequenze ridotte non trascurabili. Quello che accade, infatti, è che la traiettoria del vortice che impatta sull'ala ad $\alpha = -1^\circ$ ha risentito del campo di moto presente agli istanti precedenti nei quali l'angolo di incidenza era maggiore, così come la circolazione dovuta alla portanza. Di conseguenza il vortice subisce una deflessione maggiore rispetto al caso di moto in salita nel quale gli istanti che precedono l'impatto del vortice sono caratterizzati da angoli di incidenza inferiori e quindi circolazioni inferiori. Dal punto di vista dell'interazione vortice-pala, i casi di Figura 4.14b e 4.14c sono molto simili. In Figura 4.14d è invece riportato il caso in cui l'ala oscillante si trova all'apice inferiore del ciclo di oscillazione. Dal momento che l'angolo di incidenza dell'ala è inferiore rispetto alla condizione nella quale il vortice è stato centrato rispetto al bordo d'attacco, ci si potrebbe aspettare che tale vortice passi sul dorso dell'ala, senza impattare contro il punto di ristagno di quest'ultima. Di fatto, però, ciò non accade perchè la circolazione di segno opposto associata alla deportanza dell'ala altera il campo di moto con effetto opposto rispetto a quanto accadeva nel caso di ala portante. Di conseguenza la traiettoria del vortice viene deflessa verso il basso dal campo di moto indotto e tale vortice si trova nuovamente ad impattare l'ala oscillante in una regione prossima al suo bordo d'attacco.

Si vuole infine puntualizzare che gli elevati valori di $\partial W/\partial z$ che sono stati calcolati nella regione prossima al dorso del profilo e agli estremi del dominio di calcolo sono dovuti rispettivamente ai forti riflessi della lama laser da parte dell'ala e all'interruzione del dominio che rende difficoltoso il calcolo delle derivate; non sono perciò da considerarsi come tridimensionalità effettivamente presenti nel campo di moto.

4.2.3 Grandi oscillazioni: $\alpha(t) = 5^\circ + 10^\circ \sin(\omega t)$

Il secondo caso analizzato è relativo ad un moto oscillatorio di ampiezza pari a 10° attorno ad un angolo di incidenza medio di 5° . Oscillazioni di suddetta ampiezza, sommate al raggiungimento di angoli di incidenza elevati, permettono all'aerodinamica di esibire tutte le proprietà di instazionarietà e generazione di elevati carichi aerodinamici, caratteristiche dei profili oscillanti e dello stallo dinamico. Lo scopo è quello di studiare il modo in cui il

vortice di estremità interagisce con un campo di moto così intenso e rapidamente variabile com'è quello attorno all'ala con grandi oscillazioni e in che modo tale vortice può alterare la regione prossima allo strato limite dell'ala oscillante. L'acquisizione delle immagini PIV è stata condotta in corrispondenza di 8 posizioni angolari: -5° , 0° in salita, 5° in salita, 10° in salita, 15° , 10° in discesa, 5° in discesa e 0° in discesa. Per ogni angolo di incidenza dell'ala è stata effettuata la spazzata in apertura dei piani $x - y$ di misura; in questo caso sono state considerate tutte e 11 le stazioni in apertura presentate all'inizio del capitolo. Una spaziatura così fine è richiesta dalla presenza di forti gradienti dovuti all'intensità dell'interazione con il vortice; ci si aspetta infatti che sia gli effetti dell'ala sul vortice che quelli del vortice sull'ala siano molto più marcati rispetto al caso di piccole oscillazioni. Avendo cambiato l'angolo di incidenza medio della legge di moto di oscillazione dell'ala, è stato necessario verificare nuovamente il posizionamento reciproco tra il vortice di estremità e la suddetta ala. In questa nuova condizione, infatti, quando l'ala è al suo angolo di incidenza medio, si trova in una condizione nella quale la portanza generata non è più nulla ma assume un valore abbastanza elevato. Perciò il campo di moto indotto dalla circolazione che ne consegue, interagisce con la traiettoria del vortice richiamando quest'ultimo verso l'alto. In analogia al caso precedente di piccole oscillazioni, il vortice è stato centrato rispetto all'ala nella condizione di angolo di incidenza medio, durante la fase di moto in salita. E' interessante notare che, nonostante l'ala oscillante abbia in questo caso un angolo di incidenza maggiore rispetto alle piccole oscillazioni, è stato necessario spostare verso il basso la semiala che genera il vortice. Il campo di moto indotto dalla circolazione, infatti, è sufficiente a deflettere la traiettoria del vortice così in alto da farlo passare sul dorso dell'ala oscillante, nonostante essa si trovi più in alto rispetto al bordo d'uscita della semiala a monte. Una rappresentazione della posizione reciproca tra la semiala a monte e l'ala oscillante è riportata in Figura 4.15. Come si può osservare, la distanza tra il bordo d'attacco dell'ala e il bordo d'uscita della semiala è maggiore rispetto al caso precedente, mentre la posizione in apertura è rimasta invariata. Terminato il posizionamento della semiala si è proceduto alla campagna sperimentale vera e propria, della quale si presentano ora i principali risultati. Si riporta innanzitutto in Figura 4.16 la traccia del vortice di estremità al variare dell'angolo di incidenza dell'ala durante il ciclo di oscillazione.

Anche in questo caso è stata utilizzata la quantità $\partial W/\partial z$ per rappresentare l'entità degli effetti tridimensionali locali e permettere quindi di identificare chiaramente il vortice e la sua traiettoria. Come nel caso delle piccole oscillazioni, alle isosuperfici relative alla quantità $\partial W/\partial z$ sono stati sovrapposti i vettori velocità, per avere sempre una chiara idea della direzione di moto

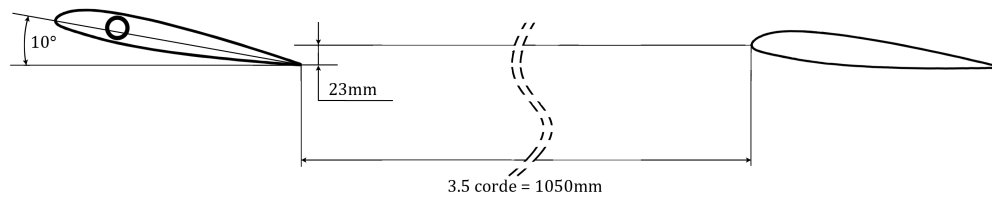
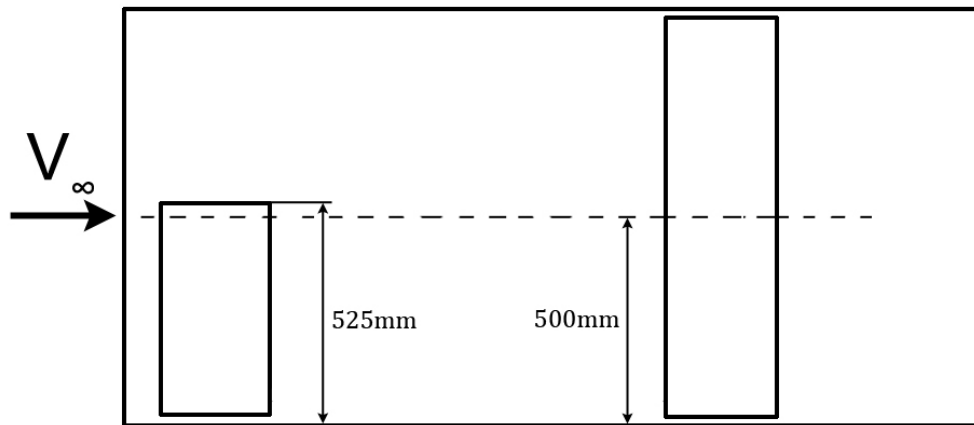
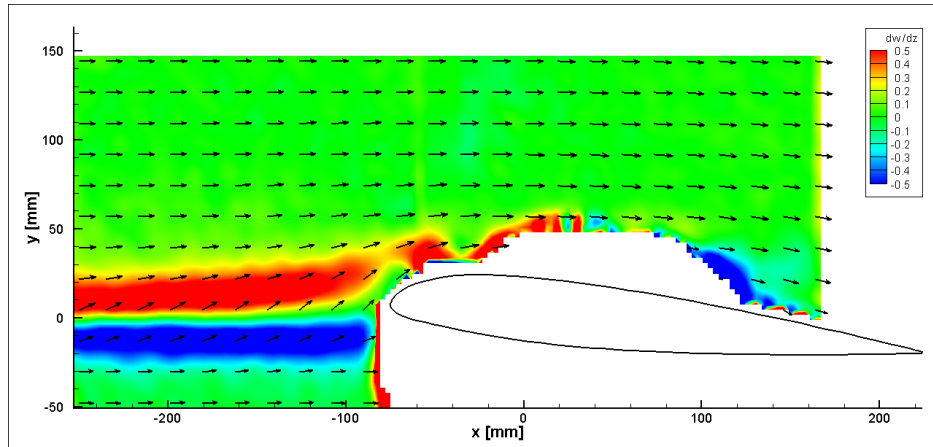
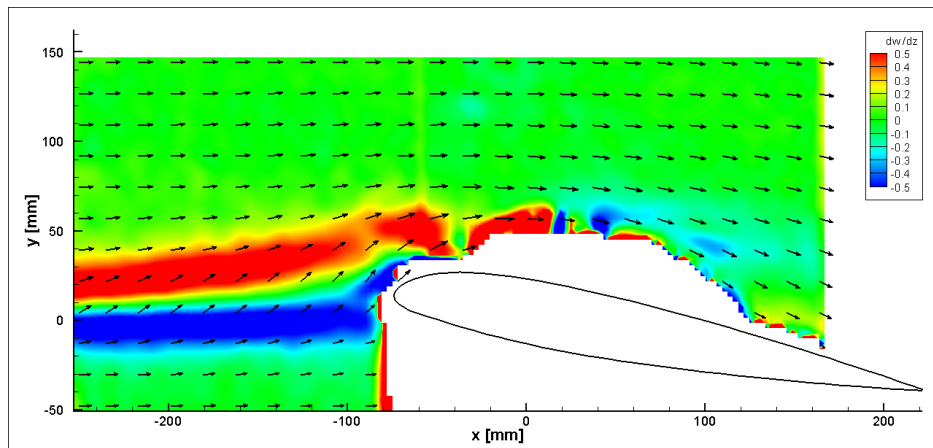
(a) *Vista laterale*(b) *Vista dall'alto*

Figura 4.15: Schema riassuntivo del posizionamento reciproco tra la semina e l'ala oscillante (grandi oscillazioni)

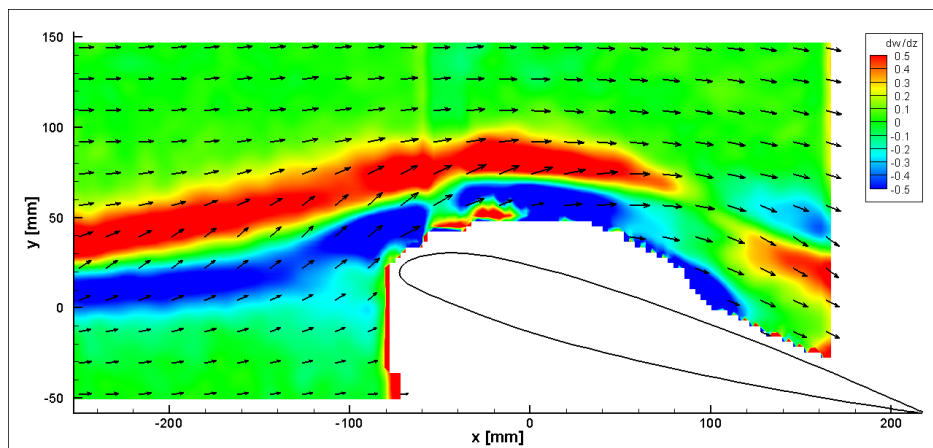
locale delle particelle. Come si può osservare dalla prima immagine, il vortice è posizionato in modo tale da impattare contro il bordo d'attacco dell'ala in corrispondenza di un'incidenza pari a 5° , durante la fase ascendente del ciclo di oscillazione. Non appena l'incidenza aumenta rispetto all'angolo medio per il quale è stato centrato il vortice, la più intensa circolazione associata alla maggior portanza generata, deflette maggiormente l'asse del vortice verso l'alto (Figura 4.16b) facendo quindi in modo che il nucleo del suddetto vortice venga accelerato sul dorso del profilo, anziché impattare sul punto di ristagno di quest'ultimo. Tale fenomeno è ulteriormente amplificato quando l'ala raggiunge l'apice del moto di oscillazione (Figura 4.16c); in questa condizione l'ala influenza il campo di moto a tal punto da provocare un'intensa deflessione dell'asse del vortice, il quale passa sul dorso dell'ala senza subire evidenti alterazioni. Una volta raggiunto l'apice del moto di oscillazione, l'ala inizia la fase discendente del ciclo. A causa degli effetti di ritardo legati



(a) $\alpha = 5^\circ$ salita

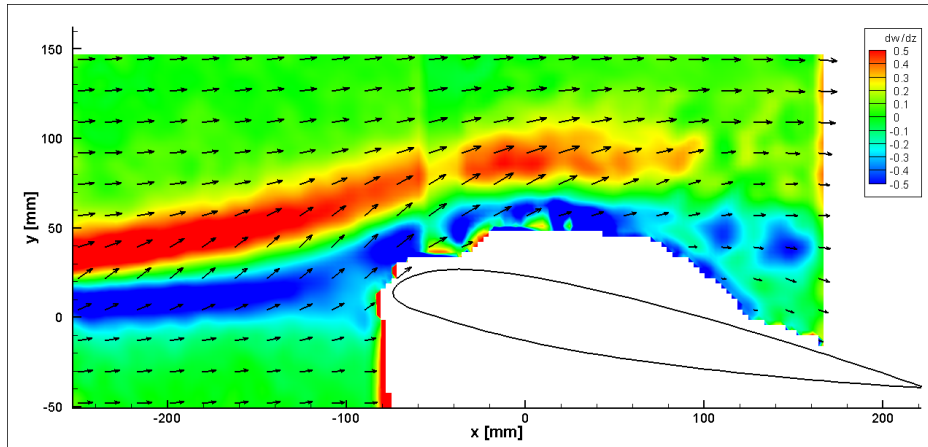


(b) $\alpha = 10^\circ$ salita

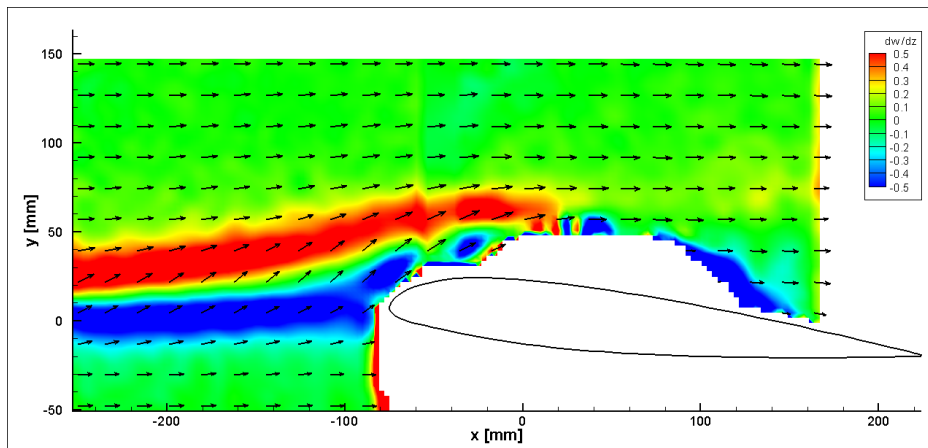


(c) $\alpha = 15^\circ$

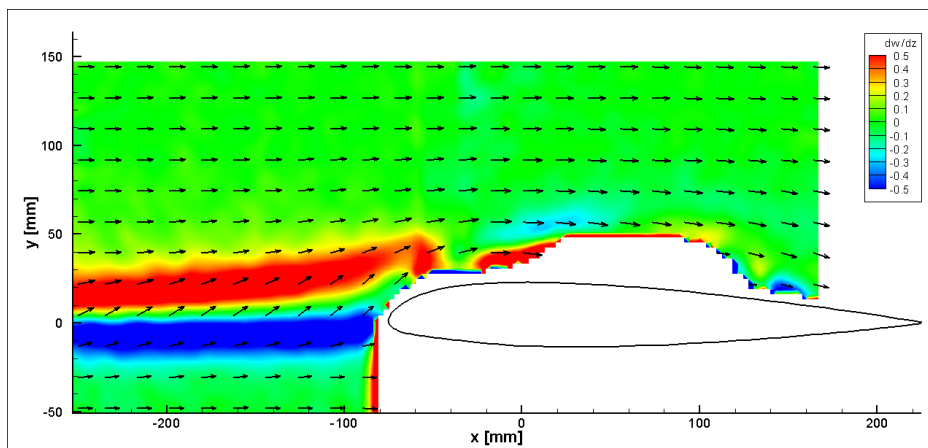
Figura 4.16: Traccia del vortice al variare dell'angolo di incidenza dell'ala ($z = 0\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)



(d) $\alpha = 10^\circ$ discesa



(e) $\alpha = 5^\circ$ discesa



(f) $\alpha = 0^\circ$ discesa

Figura 4.16: Traccia del vortice al variare dell'angolo di incidenza dell'ala ($z = 0\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

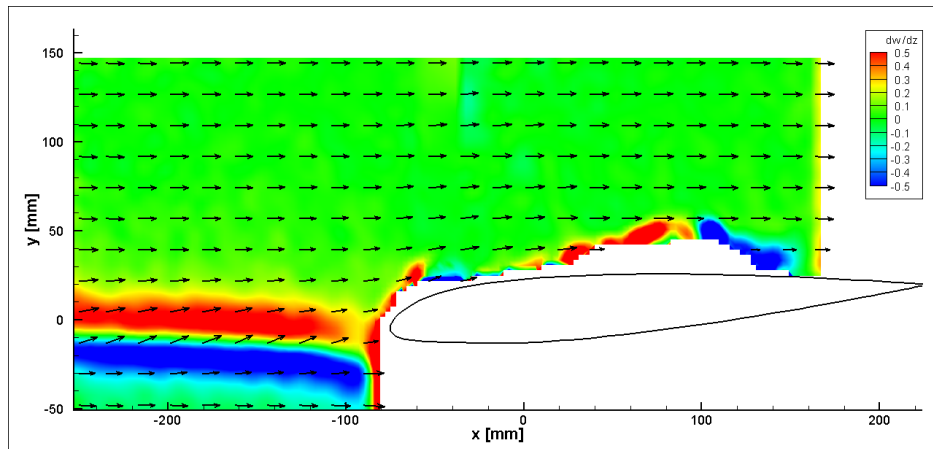
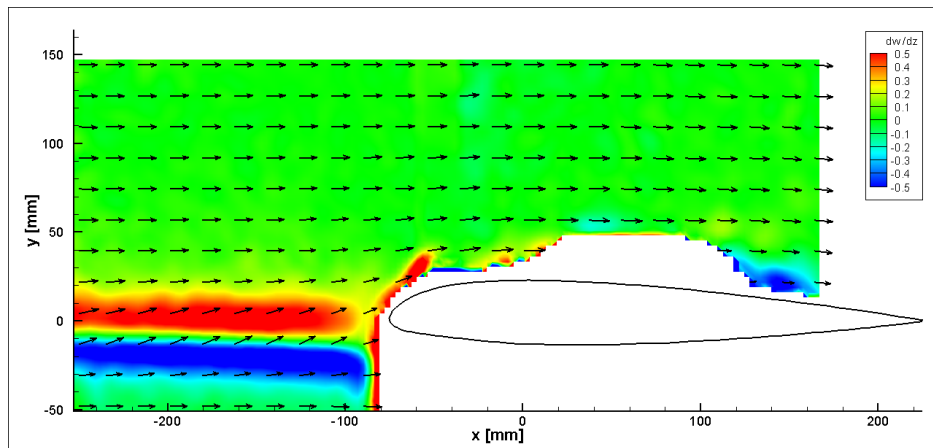
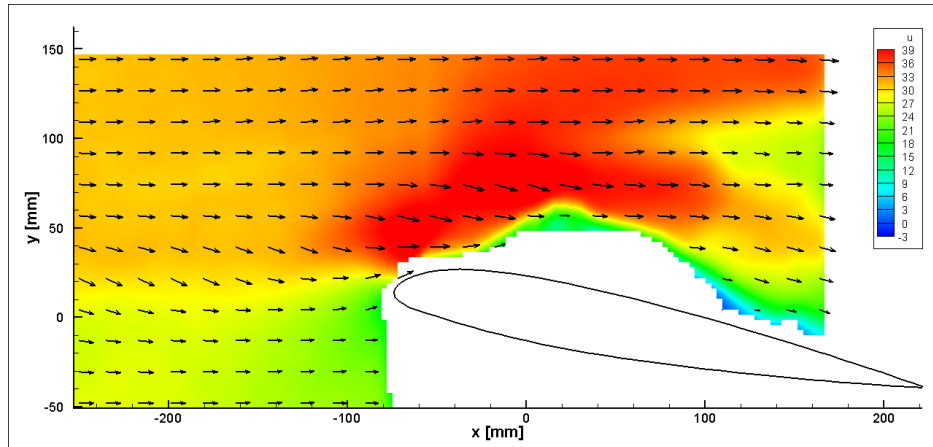

 (g) $\alpha = -5^\circ$

 (h) $\alpha = 0^\circ$ *salita*

 Figura 4.16: Traccia del vortice al variare dell'angolo di incidenza dell'ala ($z = 0\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

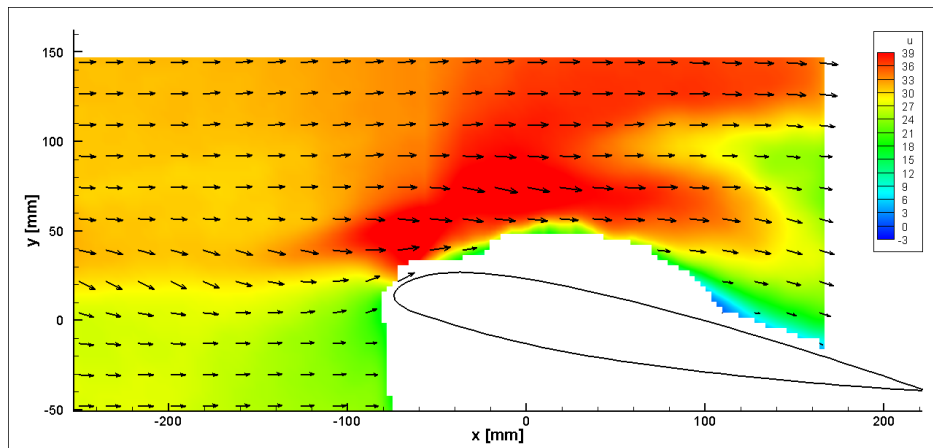
all'aerodinamica, però, il vortice risente ancora del campo di moto indotto dall'ala quando essa si trovava all'apice del moto. Questo comporta che la traiettoria del vortice sia deflessa verso l'alto di una quantità sensibilmente maggiore rispetto a quanto avviene durante la fase ascendente del moto di oscillazione. Ciò può essere facilmente osservato confrontando le Figure 4.16d e 4.16e con le Figure 4.16a e 4.16b; durante la fase discendente, infatti, il vortice viene sempre deflesso verso il dorso dell'ala, facendo sì che quest'ultimo si trovi ad interagire con la parte inferiore del vortice piuttosto che con il suo nucleo. Questo comporta che l'interazione vortice-pala sia ulteriormente complicata dalla forte tridimensionalità che hanno le zone esterne

al nucleo del vortice. Infatti, quando ad impattare contro l'ala è la regione del nucleo del vortice, l'effetto principale è una forte variazione dell'angolo di incidenza locale sotto l'effetto del campo di velocità indotto dal vortice, che è in questo caso orientato principalmente in direzione verticale. Viceversa, invece, quando il vortice viene maggiormente deflesso e la zona del dorso del bordo d'attacco è lambita dalla regione inferiore o superiore del vortice, l'ala è perturbata anche da una componente di velocità diretta trasversalmente, nella direzione dell'apertura alare, che complica ulteriormente la predizione degli effetti di interazione.

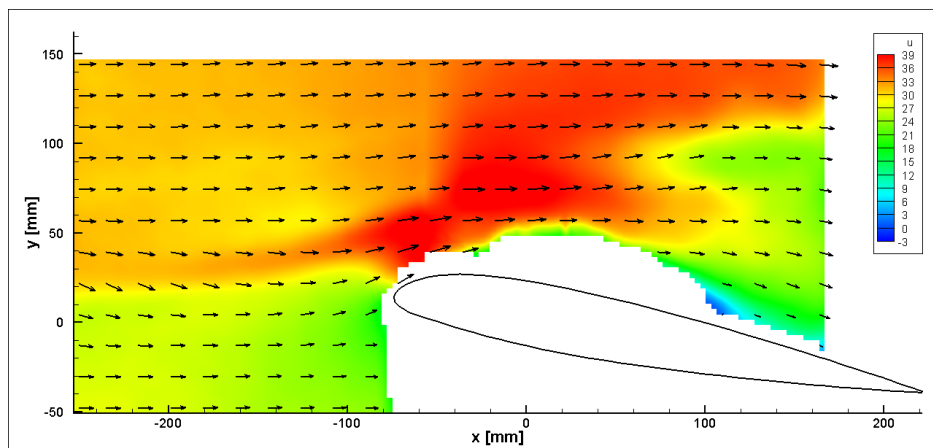
Non appena l'ala scende al di sotto dell'incidenza di portanza nulla, la circolazione associata alla deportanza che si genera, ha sul vortice l'effetto di deflettere la sua traiettoria verso il basso (Figura 4.16g); questa deflessione comporta che il dorso del profilo sia interessato dal vortice di estremità in maniera più debole poichè la parte inferiore di quest'ultimo passa interamente sul ventre dell'ala, mentre la quasi totalità della parte superiore impatta contro l'ala, perdendo la sua struttura coerente e disperdendosi in vorticità distribuita. Una volta raggiunto l'estremo inferiore del moto di oscillazione dell'ala, inizia la parte finale del ciclo che, mediante un tratto ascendente, riporta il profilo all'angolo di incidenza medio. Durante questa fase l'ala passa per l'angolo di incidenza nulla, provenendo da angoli di incidenza negativi. Sebbene la portanza generata dall'ala in corrispondenza di $\alpha = 0^\circ$ sia pressochè nulla, tutt'al più leggermente positiva, la traiettoria del vortice è deflessa lo stesso verso il basso. Ancora una volta questo è causato dal ritardo dell'aerodinamica non stazionaria, in quanto il campo di moto indotto dalla circolazione negativa agli istanti di tempo precedenti ha contribuito ad alterare la traiettoria del vortice. Una volta delineato in che modo l'ala oscillante influenza la scia e quali peculiarità sono da aspettarsi al variare della posizione del vortice rispetto all'ala, si può procedere allo studio vero e proprio degli effetti del vortice sul campo di moto attorno all'ala. Il fatto di aver acquisito le immagini PIV per tutte le stazioni in apertura dell'ala e per ogni angolo di incidenza ha fornito una mole di dati considerevole che non è possibile riportare interamente in questo ambito. Sono state perciò scelte solamente alcune condizioni particolarmente significative degli effetti di interazione vortice-pala. Il risultato più interessante si ha in corrispondenza della posizione angolare pari a 10° nella fase discendente. A tal proposito si riportano nelle immagini di Figura 4.17 gli 11 campi di moto bidimensionali associati alle altrettante stazioni in apertura dell'ala oscillante. I piani sono ordinati da $z = 25 \text{ mm}$ a $z = -25 \text{ mm}$ e cioè dalla stazione più esterna dal lato del vortice discendente fino alla stazione più esterna dal lato del vortice ascendente. Le isosuperfici si riferiscono alla componente U della velocità, mentre i vettori rappresentano al solito il vettore velocità locale.



(a) $z = 25mm$

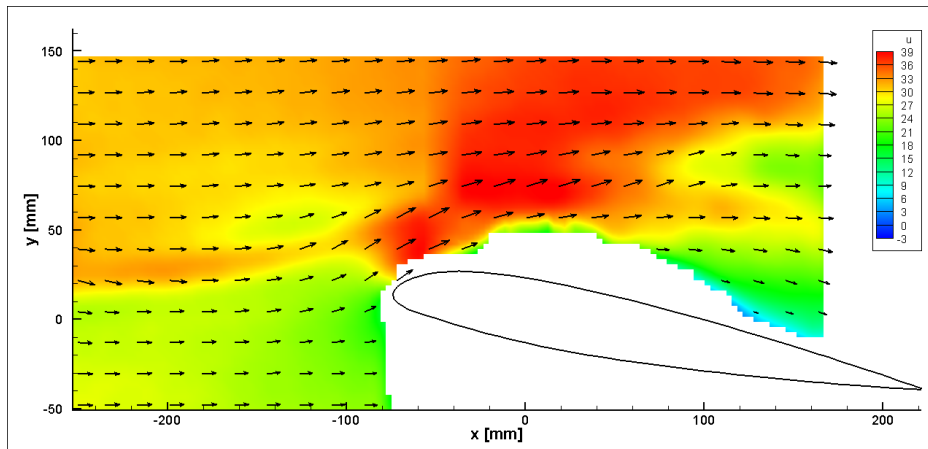


(b) $z = 20mm$

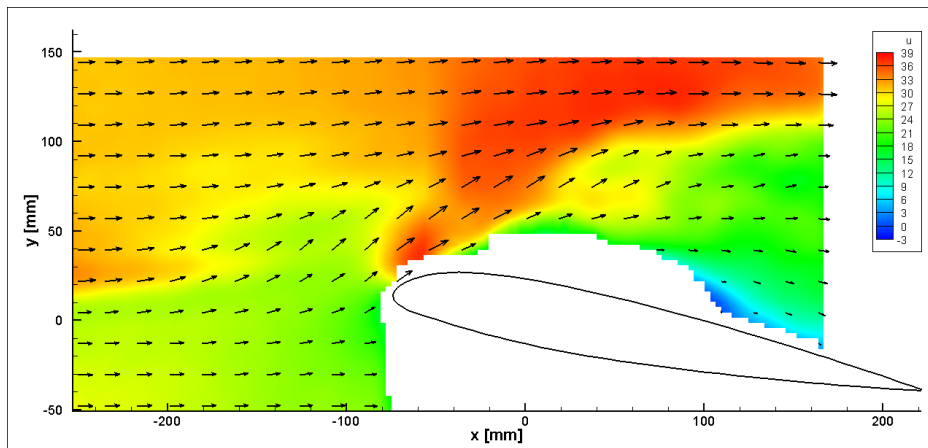


(c) $z = 15mm$

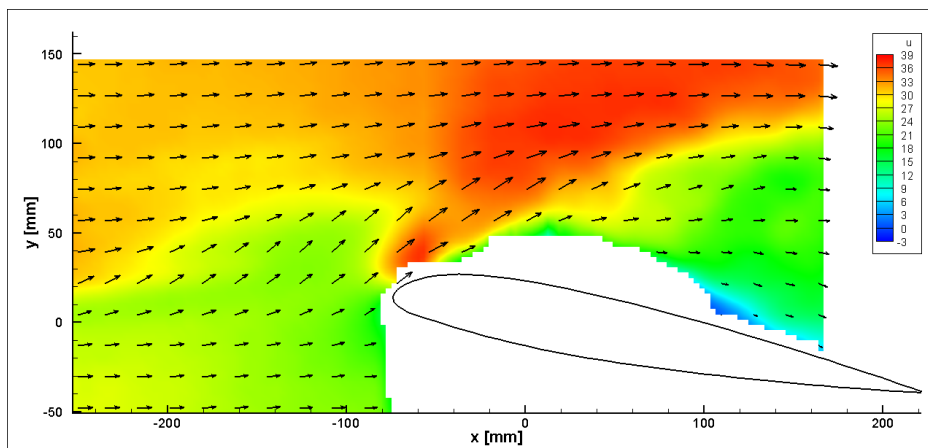
Figura 4.17: Campo di velocità nel caso di grandi oscillazioni in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30m/s$)



(d) $z = 10mm$

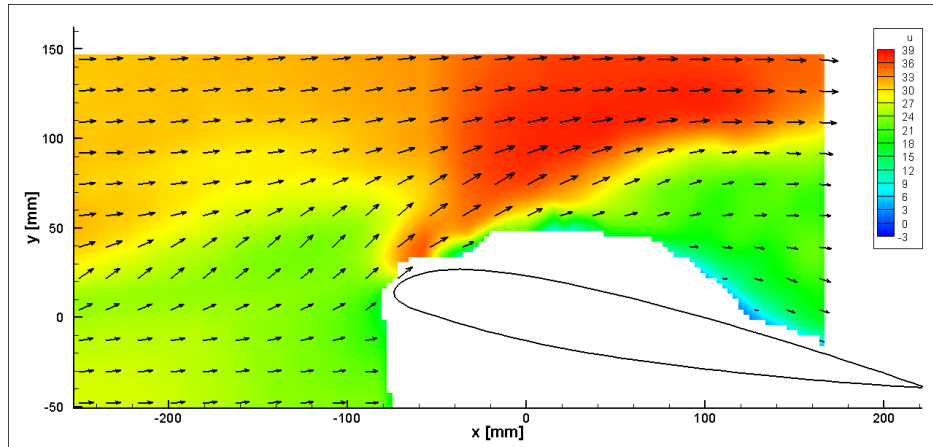


(e) $z = 5mm$

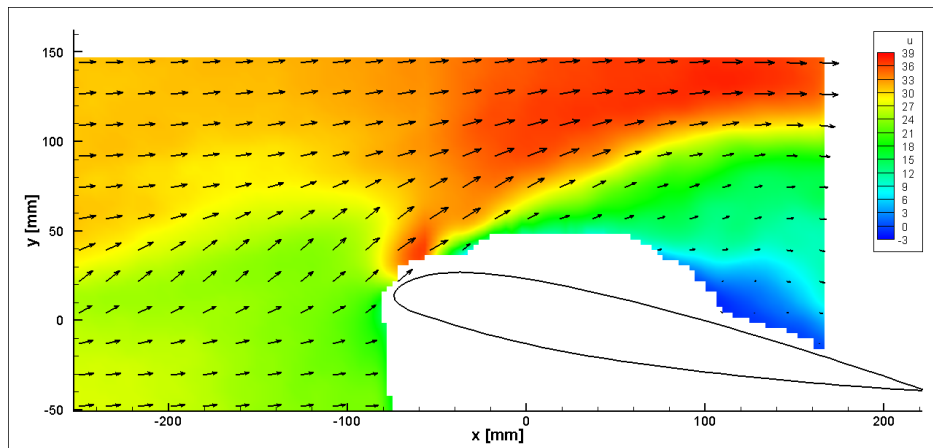


(f) $z = 0mm$

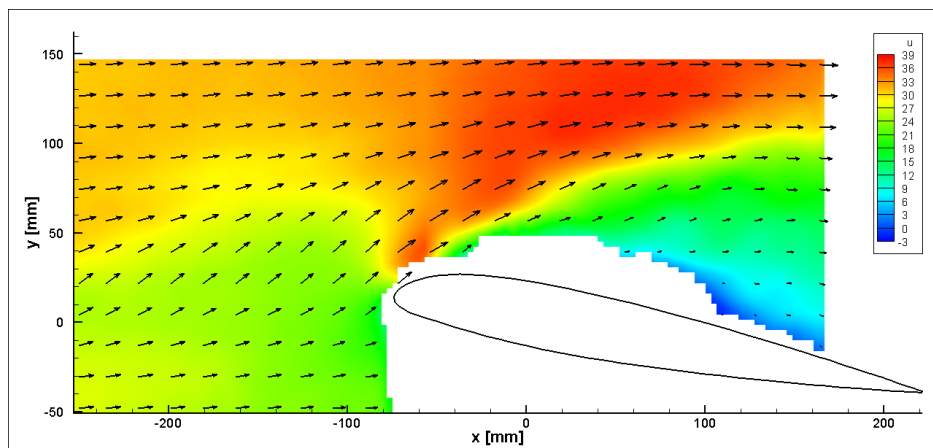
Figura 4.17: Campo di velocità nel caso di grandi oscillazioni in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30m/s$)



(g) $z = -5mm$



(h) $z = -10mm$



(i) $z = -15mm$

Figura 4.17: Campo di velocità nel caso di grandi oscillazioni in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30m/s$)

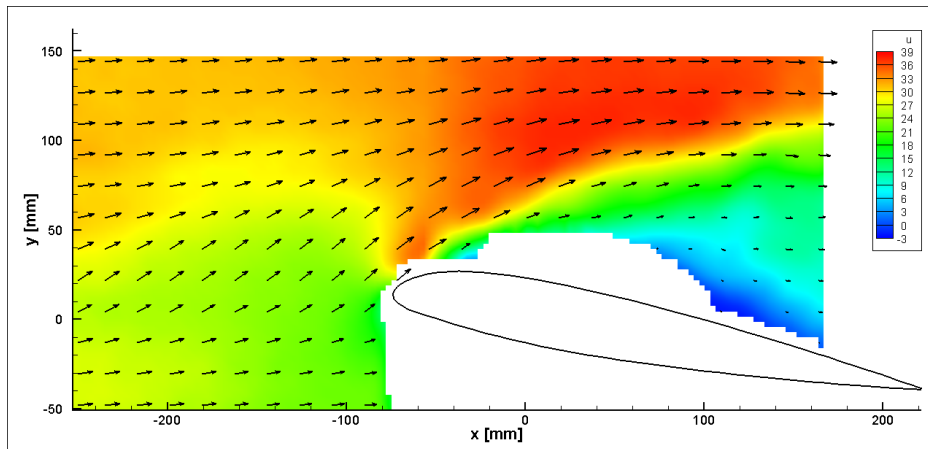
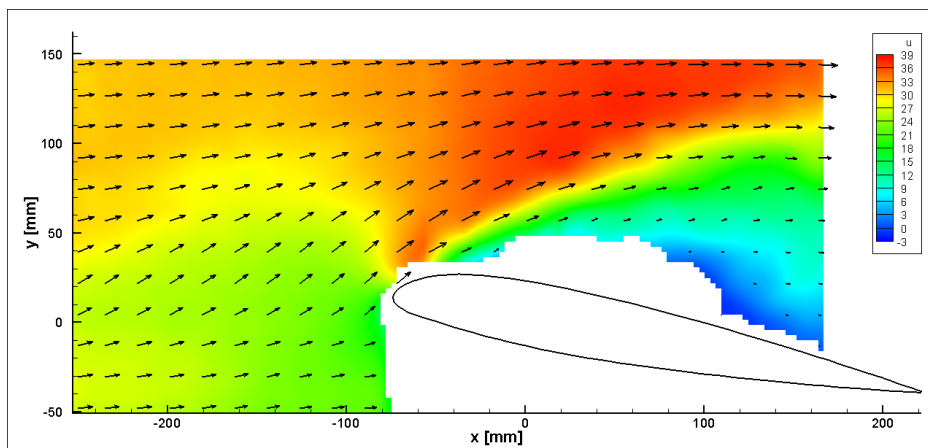
(j) $z = -20\text{mm}$ (k) $z = -25\text{mm}$

Figura 4.17: Campo di velocità nel caso di grandi oscillazioni in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

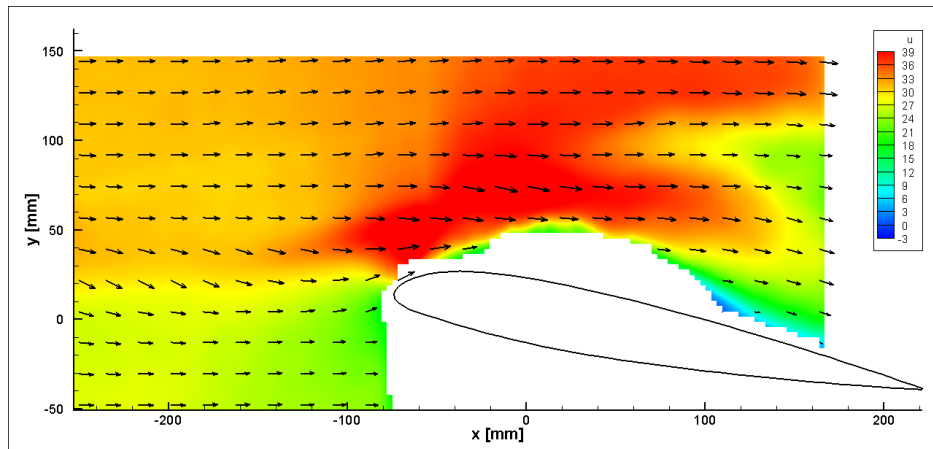
Da quello che è stato riportato in Figura 4.16d, la condizione di $\alpha = 10^\circ$ in discesa è caratterizzata dal passaggio del vortice sul dorso dell'ala oscillante, con parziale impatto della parte inferiore del vortice con il bordo d'attacco dell'ala. Questa condizione è perciò caratterizzata, tra le altre cose, anche da una perturbazione dello strato limite in direzione trasversale. Partendo dalle Figure 4.17a - 4.17c, si può osservare che in questa regione il vortice induce una velocità verticale diretta verso il basso che è visibile dall'inclinazione dei vettore velocità nella regione a monte dell'ala. Nella regione più prossima a quest'ultima, si ha una riduzione dell'angolo di incidenza locale della corrente che tende ad essere orizzontale nonostante la presenza della curvatura

al bordo d'attacco dell'ala. Avvicinandosi alla mezzeria dell'ala (e quindi al nucleo del vortice), la componente di velocità indotta dal vortice riduce la sua intensità e gli angoli di incidenza indotti locali si riducono. Nelle Figure 4.17d e 4.17e si può osservare come nella regione a monte dell'ala la direzione locale dei vettori velocità sia adesso sostanzialmente orizzontale. Quello che accade è che l'effetto della circolazione dell'ala è tale da bilanciare gli effetti dovuti al vortice. Inizia di fatto a venir meno l'effetto di riduzione dell'angolo di incidenza da parte del vortice. Di conseguenza, nel piano $x - y$ il campo di moto inizia ad assomigliare a quello che si avrebbe nel caso indisturbato senza il vortice; in direzione z , però, rimane immutata la componente di velocità W dovuta alla porzione inferiore del vortice, che impatta sulla regione del dorso dell'ala in prossimità del bordo d'attacco. Tale portata in direzione trasversale perturba lo strato limite e la corrente subisce un'accelerazione al bordo d'attacco che non è intensa quanto quella registrata in stazioni più esterne rispetto alla mezzeria dell'ala. Questo può essere facilmente visto osservando le isosuperfici che hanno adesso un colore rosso meno intenso nella regione di bordo d'attacco. Ponendosi adesso su stazioni prossime alla mezzeria ma dal lato ascendente del vortice (Figure 4.17f e 4.17g), si osserva che a monte dell'ala la velocità indotta dal vortice è ora diretta verso l'alto. A causa di ciò, l'angolo di incidenza locale della corrente in prossimità del bordo d'attacco aumenta e contestualmente si assiste ad una riduzione dell'accelerazione in prossimità del bordo d'attacco che può essere rilevata osservando le isosuperfici. Ciò suggerisce che gli angoli di incidenza siano così elevati da non permettere allo strato di essere ovunque attaccato alla superficie dell'ala. Inoltre, osservando le isosuperfici nella zona del dorso dell'ala (zona in giallo) e la direzione dei vettori velocità, si ha la conferma che la corrente è di fatto parzialmente separata e riesce a seguire solo in parte la geometria del dorso dell'ala. Spostandosi ulteriormente verso le stazioni in apertura dove si registra la massima induzione verso l'alto del vortice (Figure 4.17h - 4.17k), si assiste alla totale separazione della corrente. Come si osserva dalle isosuperfici, la separazione avviene immediatamente a partire dal bordo d'attacco dell'ala e si estende lungo tutto il dorso di quest'ultima. E' infatti evidente anche una vasta regione di controcorrente (zona in blu) che suggerisce la presenza di un'estesa zona di ricircolo della corrente. Osservando poi i vettori velocità, si nota che la corrente non riesce in alcun modo a seguire la parete rappresentata dal dorso dell'ala, ma prosegue piuttosto in direzione della velocità asintotica. Inoltre, sulla base del forte gradiente di velocità che si registra tra la zona di colore rosso e la zona di colore giallo nella regione del dorso dell'ala, si può avere un'idea della dimensione della regione di corrente separata; essa occupa tutta la regione del campo di moto a valle dell'ala, nella direzione della corrente locale. Ciò conferma quindi che

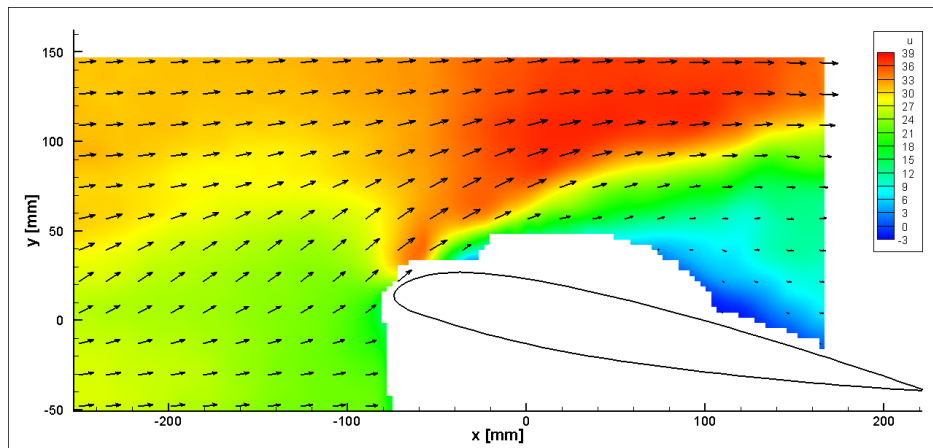
la separazione avviene fin dal bordo d'attacco dell'ala.

Le immagini di Figura 4.17 hanno quindi mostrato che durante la condizione di $\alpha = 10^\circ$ in discesa, l'ala è soggetta ad una separazione locale in corrispondenza delle stazioni in apertura dal lato ascendente del vortice. Per poter però capire gli effetti netti che tale vortice ha avuto sull'ala, è necessario confrontare i risultati appena ottenuti con quelli relativi alla medesima condizione, ma in assenza del vortice di estremità. Tale confronto è riportato nelle immagini di Figura 4.18. La Figura 4.18a rappresenta il campo di moto in corrispondenza della stazione in apertura dove il vortice ha la massima velocità discendente, la Figura 4.18b è in corrispondenza della stazione dove il vortice ha la massima velocità ascendente, mentre la Figura 4.18c rappresenta la stazione in mezzeria nel caso indisturbato dove non è presente il vortice di estremità. Si noti che nel caso in cui non sia presente il vortice, il campo di moto può essere ritenuto con buona approssimazione bidimensionale; di conseguenza il confronto dei primi due campi di moto con quello acquisito a $z = 0mm$ è più che lecito dal momento che è sostanzialmente costante in apertura. Dalla Figura 4.18 si possono trarre alcune conclusioni importanti riguardo agli effetti dell'interazione vortice-pala sull'aerodinamica dei profili oscillanti. Innanzitutto in assenza di vortice non è presente nessun segno di separazione, neanche incipiente; di conseguenza, la violenta separazione che si registra dal lato del vortice ascendente è essenzialmente dovuta agli effetti della presenza del vortice. Inoltre, sebbene non siano altrettanto importanti, gli effetti del vortice dal lato discendente sono comunque negativi. Confrontando le Figure 4.18a e 4.18c, infatti, si può osservare che, in presenza del vortice, le zone nelle quali la corrente accelera oltre la velocità asintotica hanno estensione minore rispetto al caso senza vortice, specialmente nella regione prossima al bordo d'uscita dell'ala. Questa minor accelerazione della corrente, sommata agli effetti tridimensionali sullo strato limite può lasciar ipotizzare che la portanza sviluppata dall'ala in presenza del vortice sia inferiore a quella prodotta nel caso indisturbato. Infine occorre considerare che la presenza della componente di velocità diretta verso il basso indotta dal vortice, riduce l'angolo di incidenza effettivo, riducendo quindi i carichi aerodinamici locali a parità di condizione di volo. Questo può essere osservato specialmente nella regione prossima al bordo d'attacco dove i vettori velocità di Figura 4.18a sono inclinati più verso il basso rispetto a quelli di Figura 4.18c.

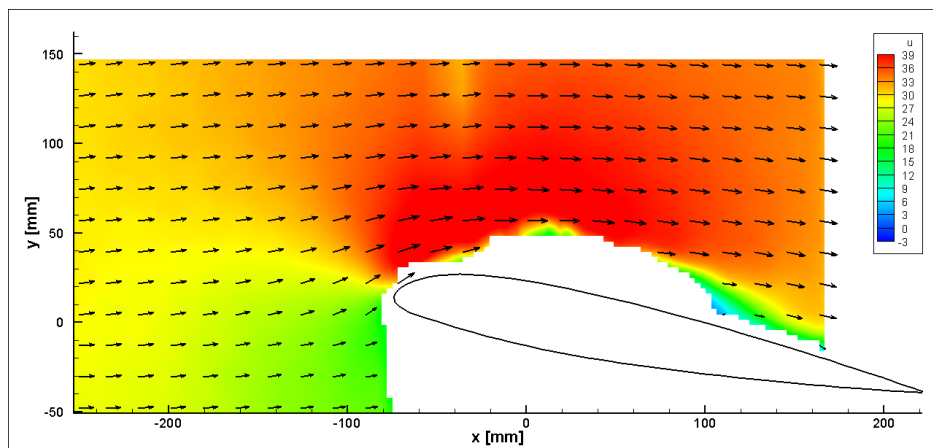
I risultati presentati fino ad adesso sono stati ottenuti dalla media dei singoli campi di moto ottenuti dalle 40 coppie di immagini PIV che sono state scattate in ogni condizione. Nel caso di forte separazione della corrente, però, il fenomeno è dominato da una forte instazionarietà data dal moto caotico della corrente separata. Di conseguenza, l'applicazione della media a questo



(a) $z = 20\text{mm}$ in presenza del vortice



(b) $z = -20\text{mm}$ in presenza del vortice



(c) $z = 0\text{mm}$ in assenza del vortice

Figura 4.18: Confronto tra i campi di moto attorno all'ala, in presenza e in assenza del vortice ($\alpha = 10^\circ$ in discesa, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

caso non permette di individuare le strutture vorticose di ricircolo, caratteristiche di una completa separazione dello strato limite; l'operatore media, infatti, tende a cancellare le instazionarietà casuali presenti nel fenomeno, nascondendo quello che in questo caso è un'informazione molto interessante. A tal proposito si riporta in Figura 4.19 il campo di moto istantaneo attorno al profilo in condizione di separazione completa. Tale campo di moto è ottenuto da una sola coppia di immagini PIV, senza alcun processo di media con le altre immagini. La figura riporta le isosuperfici relative alla componente

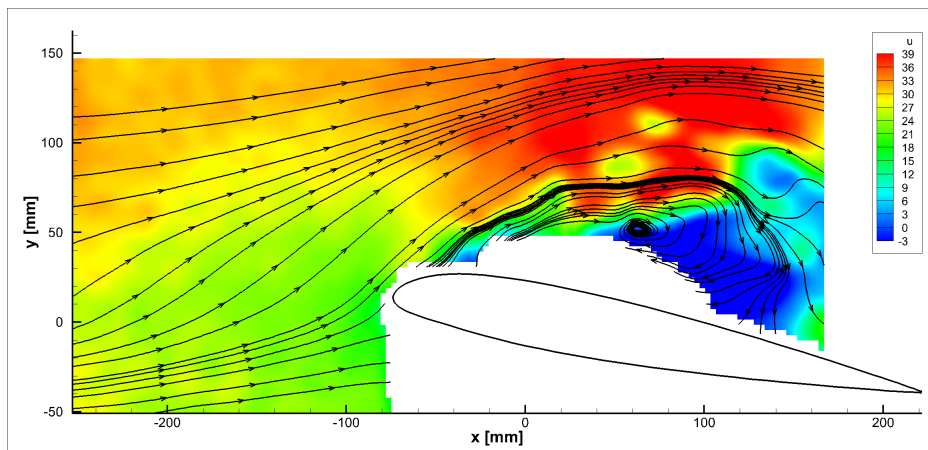


Figura 4.19: Campo di moto istantaneo nella regione separata ($\alpha = 10^\circ$ discesa, $z = -20\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

U della velocità, alle quali sono sovrapposte le linee di flusso della corrente bidimensionale. Si noti che tali linee di flusso non corrispondono alle linee di corrente poichè sono costruite con solo due delle tre componenti di velocità e la componente non utilizzata non può essere ritenuta trascurabile. Tali linee di flusso sono state utilizzate in questo caso con il solo scopo di fornire una rappresentazione qualitativa del moto istantaneo bidimensionale agente nel piano $x - y$. Dalla Figura 4.19 si può osservare che, a seguito della separazione dello strato limite causata dal vortice, si forma una vasta ed intensa regione di ricircolo che si estende per tutta la zona del dorso dell'ala. La zona separata è organizzata in una grossa struttura vorticosa che è chiaramente visibile dalla traiettoria delle linee di flusso.

Infine, è possibile fare un'ulteriore osservazione riguardo alla natura del campo di moto attorno all'ala oscillante in presenza del vortice di estremità. Nella sezione precedente, infatti, è stata riportata la distribuzione di angolo di incidenza indotta (lungo l'asse z) dovuta al vortice per mezzo dell'anemometria a filo caldo (Figura 4.8a). Tale distribuzione può però essere calcolata anche sulla base dei campi di moto ricostruiti dalla velocimetria

ad immagini di particelle. Un confronto tra gli andamenti calcolati con le due differenti tecniche di acquisizione è riportato in Figura 4.20a. Inoltre in Figura 4.20b è riportata sempre una distribuzione di angolo di incidenza ma lungo la direzione y , in corrispondenza della stazione $z = -15mm$ e cioè in prossimità del picco di velocità verticale dal lato ascendente del vortice. Le curve relative alla PIV sono state ricavate a partire dal campo di moto

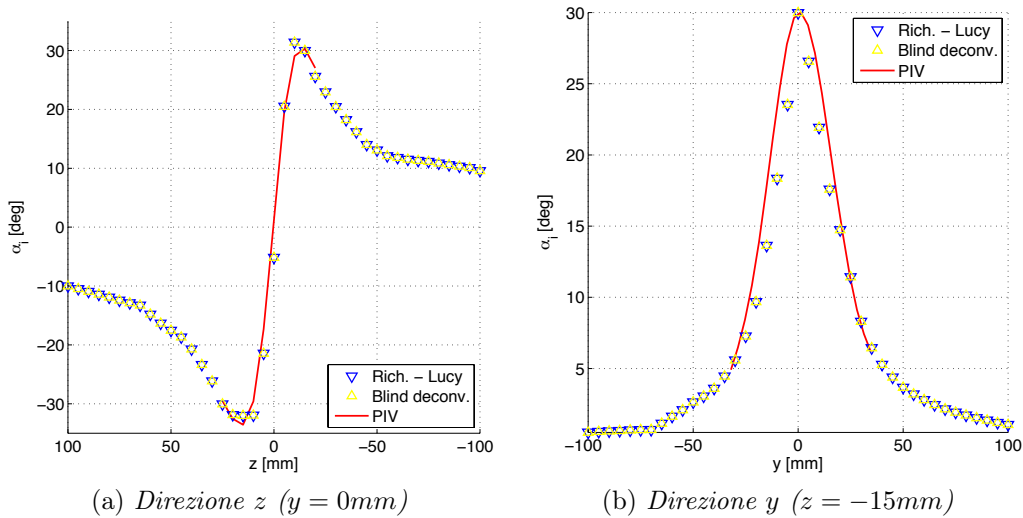


Figura 4.20: Confronto tra gli angoli di incidenza indotti calcolati con l'anemometria a filo caldo e con la velocimetria ad immagini di particelle

acquisito a monte dell'ala, quando questa è mantenuta in condizioni statiche all'incidenza fissa di -1° (angolo di portanza nulla). Dal momento, però, che la PIV è stata effettuata solo su piani che si estendono da $z = -25mm$ a $z = 25mm$, con tale tecnica non è possibile coprire l'intera estensione z raggiunta con l'anemometria a filo caldo; il confronto è quindi limitato alla sola regione più interna del nucleo, che è quella che presenta i gradienti più forti. Analogamente, date le dimensioni delle finestre di acquisizione della PIV, l'estensione del vortice acquisito in direzione y è limitata ad un intervallo che va da $y = -35mm$ a $y = 35mm$. Dalla Figura 4.20 è possibile trarre due importanti conclusioni. Innanzitutto si osserva che vi è un ottimo accordo tra la distribuzione di angolo di incidenza stimata mediante l'anemometro a filo caldo (in assenza dell'ala oscillante) e quella stimata a partire dalla velocimetria ad immagini di particelle (in presenza dell'ala mantenuta fissa). Questo quindi suggerisce che l'algoritmo di ricostruzione del vortice affetto da *wandering* opera in modo corretto e allo stesso tempo mostra che l'effetto sul vortice dovuto alla presenza dell'ala (all'angolo di portanza nulla)

è trascurabile. Ciò conferma quindi che la caratterizzazione del vortice in assenza dell'ala oscillante fornisce risultati che possono essere ritenuti validi anche in presenza della suddetta ala. Inoltre si ottiene la conferma che la presenza del vortice di estremità induce degli angoli di incidenza estremamente elevati, specialmente in prossimità della regione interna del suddetto vortice. La Figura 4.20b mostra inoltre che tali angoli si mantengono elevati anche nel caso in cui il vortice non impatti esattamente sul bordo d'attacco dell'ala. Si osserva infatti che, nell'intorno della stazione in apertura pari a $z = -15\text{mm}$, l'angolo di incidenza indotta si mantiene elevato anche per stazioni in y distanti fino a 15-20 mm dall'asse del vortice. Di conseguenza, se il vortice, anziché impattare contro il bordo d'attacco dell'ala, passa sul dorso o sul ventre di quest'ultima (subendo quindi uno spostamento verticale di circa 15-20 mm), il bordo d'attacco è comunque sottoposto ad un angolo di incidenza indotto intorno ai 15° . Ciò che è interessante osservare, però, è che un tale angolo di incidenza indotta non porta necessariamente alla separazione della corrente sull'ala oscillante, specialmente nella fase ascendente del ciclo di oscillazione. A tal proposito si riporta in Figura 4.21 una rappresentazione del campo di moto attorno all'ala oscillante, ad un'incidenza di 15° e per una stazione in apertura pari a $z = -15\text{mm}$. Le isosuperfici si riferiscono alla componente di velocità diretta lungo x , mentre i vettori rappresentano la direzione della velocità locale. Come si può osservare da

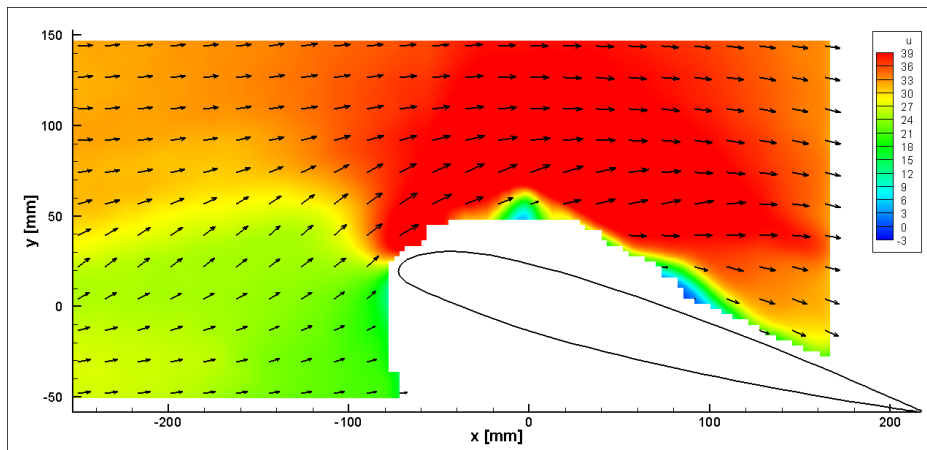


Figura 4.21: Campo di moto in presenza del vortice di estremità ($\alpha = 15^\circ$, $z = -15\text{mm}$, $U_\infty = 30\text{m/s}$)

tale figura, la direzione della corrente nella zona a monte dell'ala è inclinata di circa 35° rispetto alla direzione della velocità asintotica mentre l'ala è ulteriormente inclinata di altri 15° . L'effetto complessivo è che l'ala viene investita da una corrente inclinata di un angolo di circa 50° rispetto ad essa.

In una tale condizione sarebbe più che ovvio aspettarsi che lo strato limite sull'ala sia completamente separato già a partire dal bordo d'attacco, agendo come se l'ala fosse un corpo tozzo. Di fatto, però, la Figura 4.21 non mostra segni evidenti di forte separazione, quantomeno all'interno della regione risolta dalla velocimetria ad immagini di particelle. A causa dei riflessi della lama laser da parte del profilo non è stato possibile correlare i dati di velocità nella regione prossima al dorso dell'ala e non è quindi possibile escludere con certezza che vi sia una bolla di separazione (seppur ridotta) nella regione del dorso prossima al bordo d'attacco. Ad ogni modo non si registra nessuna forte separazione come sarebbe lecito aspettarsi in virtù degli elevati angoli di incidenza locali.

Da quanto detto fino ad adesso emerge che, sebbene l'angolo di incidenza effettivo al quale si trova ad operare l'ala è localmente molto elevato, non è garantito che lo strato limite sia soggetto a separazione. Ciò è dovuto alla combinazione di tre effetti: innanzitutto il moto di rapida oscillazione dell'ala mette in gioco effetti di ritardo e non stazionarietà dell'aerodinamica che sono in grado di innalzare l'angolo di incidenza al quale si registra lo stallo e posticipare quindi l'angolo di incidenza critico. In secondo luogo occorre considerare che la zona del campo di moto nella quale gli angoli di incidenza indotti dal vortice sono elevati, è molto localizzata. Di conseguenza, attorno ad una ridotta zona che opera ad elevato angolo di attacco, vi è una vasta regione di contorno nella quale l'influenza del vortice è trascurabile e la direzione della corrente coincide con quella asintotica. Questa regione indisturbata ha un effetto di "contenimento" sulla regione del vortice, aiutando la corrente a rimanere complessivamente attaccata alla superficie del corpo. Infine occorre considerare che il campo di moto reale è completamente tridimensionale quindi i flussi di massa in direzione trasversale possono essere tali da bilanciare i forti squilibri dovuti all'interazione con il vortice. A causa di questi elementi caratteristici dello stallo dinamico e dell'interazione vortice-pala, non è sufficiente che l'angolo di incidenza sia localmente superiore all'angolo di stallo perchè si registri una separazione dello strato limite. I risultati presentati in Figura 4.17 hanno infatti mostrato che la separazione della corrente può avvenire durante la fase discendente del ciclo di oscillazione (10° in discesa), mentre durante la fase ascendente non si ha evidenza di importanti separazioni della corrente, almeno fino ad un'incidenza di 15° investigata nella presente campagna sperimentale. La separazione dello strato limite avviene in modo evidente durante la fase discendente del moto oscillatorio perchè in questa fase gli effetti di ritardo dell'aerodinamica non hanno più un'influenza positiva sul campo di moto attorno all'ala. Inoltre la distribuzione di velocità verticale in corda dovuta al moto di oscillazione fa sì che la curvatura effettiva dell'ala si riduca con conseguente ulteriore aumento

dell'angolo di incidenza locale al bordo d'attacco.

Conclusioni

La campagna di prove sperimentali condotte nell'ambito di questo lavoro di tesi ha permesso di gettare le basi dello studio degli effetti dell'interazione vortice-pala sullo stallo dinamico. E' stata analizzata l'intersezione di tipo perpendicolare mediante la generazione di un vortice di estremità prodotto da una semiala posta a monte dell'ala oscillante. Tale vortice è stato innanzitutto caratterizzato mediante anemometria a filo caldo, in termini di dimensioni ed intensità. A tal proposito sono state adottate le più moderne tecniche di correzione dei dati di filo caldo, necessarie per depurare il campo di moto dagli effetti di diffusione associati al *vortex wandering*. In seguito il suddetto vortice è stato fatto impattare contro l'ala oscillante ed il campo di moto attorno a quest'ultima è stato acquisito mediante velocimetria ad immagini di particelle. Sono state considerate due differenti leggi di moto di oscillazione dell'ala: dapprima oscillazioni di piccola entità attorno all'angolo di portanza nulla e in seguito oscillazioni più ampie attorno ad un angolo di incidenza positivo. Il primo caso ha permesso di osservare i principali effetti della presenza del vortice sull'ala e allo stesso tempo gli effetti che la circolazione associata alla portanza dell'ala ha sulla traiettoria del vortice. E' stato osservato che l'elevata velocità indotta dal vortice in direzione verticale provoca un'intensa variazione dell'angolo di incidenza locale della corrente che investe l'ala oscillante. Dal lato discendente del vortice si registra una forte riduzione dell'angolo di incidenza locale, con probabili conseguenze sulla distribuzione di pressione sulla superficie dell'ala, viceversa, dal lato ascendente del vortice si registra un netto incremento dell'angolo di incidenza locale. L'aerodinamica non stazionaria e gli effetti di ritardo dovuti all'oscillazione del profilo, invece, provocano alterazioni nella traiettoria del vortice; tali alterazioni risultano fortemente dipendenti dalla fase del moto di oscillazione dell'ala. La traiettoria che il vortice compie da quando si stacca dalla semiala a quando impatta contro l'ala oscillante, infatti, varia a seconda che l'ala raggiunga una certa posizione angolare provenendo da incidenze minori, piuttosto che da incidenze maggiori, e cioè a seconda che il ciclo di oscillazione sia in salita piuttosto che in discesa. Il caso di grandi oscillazioni, invece, ha permesso di studiare gli effetti del vortice in

condizioni decisamente più spinte rispetto al caso di piccole oscillazioni e ha fatto emergere caratteristiche interessanti. Si è osservato che il campo di velocità indotto dal vortice ha effetti negativi sia dal suo lato discendente che dal lato ascendente. In particolare, gli effetti maggiori si ottengono dal lato ascendente, in corrispondenza del quale sono state registrate delle condizioni per le quali si ottiene una completa separazione dello strato limite attorno all'ala. Tale separazione è dovuta sia all'elevato angolo di incidenza indotto dal vortice, sia agli intensi effetti tridimensionali che perturbano lo strato limite in direzione trasversale rispetto alla corda. Le condizioni analizzate hanno però fatto emergere che questi due effetti da soli non sono sufficienti a causare una sicura separazione della corrente attorno all'ala oscillante, nonostante siano necessari. In tutti gli angoli di incidenza analizzati durante la fase ascendente, infatti, non è mai stata osservata una sicura ed intensa separazione. Di fatto, l'ala oscillante durante la fase di salita ha mostrato di poter sopportare le perturbazioni dovute al vortice senza portare ad instabilità locali così elevate da causare una completa separazione. Un tale risultato può per certi versi apparire inaspettato dal momento che il vortice provoca, in alcuni casi, angoli di incidenza locali prossimi a 50° . Fortunatamente, però, il vortice di estremità è tanto intenso quanto localizzato quindi la semplice presenza di angoli di incidenza localmente molto elevati non implica necessariamente che lo strato limite sia soggetto a separazione. Inoltre, gli effetti di non stazionarietà e di ritardo dell'aerodinamica caratteristici dello stallo dinamico, garantiscono lo spostamento delle condizioni critiche ad incidenze nettamente più elevate. Viceversa, però, durante la fase discendente vengono meno gli effetti benefici dello stallo dinamico ed è proprio in questa condizione che è stata registrata, durante la campagna sperimentale, una completa separazione dello strato limite.

Oltre che per trarre conclusioni dirette, la campagna di prove sperimentali condotta nell'ambito del presente lavoro ha avuto come obiettivo anche quello di ottenere una base di dati con la quale costruire e validare un codice di calcolo per la simulazione numerica del BVI. A tal proposito è stato ottenuto un database di dati particolarmente ampio che spazia dai casi in cui l'ala è mantenuta in condizioni statiche fino alle grandi oscillazioni, passando per le piccole oscillazioni condotte per due differenti frequenze ridotte. Per ogni legge di moto dell'ala oscillante è stata analizzata sia la fase ascendente che la fase discendente del ciclo di oscillazione di quest'ultima e per ogni posizione angolare è stata effettuata l'acquisizione dei campi di moto bidimensionali in corrispondenza di 11 stazioni in apertura che si estendono da $z = -25mm$ a $z = 25mm$.

Quello che è stato fatto in questo lavoro rappresenta il primo approccio allo studio di un argomento che è in realtà estremamente vasto. In futuro,

una diretta prosecuzione della campagna sperimentale che è stata condotta in questo ambito, potrebbe, ad esempio, estendere lo studio del BVI perpendicolare ad un più ampio intervallo di spaziature verticali tra l'asse del vortice e il bordo d'attacco dell'ala. Allo stesso tempo sarebbe interessante analizzare altre leggi di moto di oscillazione dell'ala, ad esempio portandosi su condizioni ancora più spinte dal punto di vista dell'aerodinamica e quindi più fragili dal punto di vista della resistenza alla perturbazione associata al vortice di estremità. Sarebbe inoltre importante analizzare anche differenti tipi di intersezione vortice-pala, come ad esempio quelli parallelo e obliquo. Questo permetterebbe di estendere le attuali conoscenze del BVI e potrebbe fornire spunti di miglioramento al progetto di rotori sempre più silenziosi ed efficienti. Indipendentemente dal tipo di interazione che si considera, però, occorre tenere presente che gli effetti sul campo di moto sono quasi sempre tridimensionali e necessitano quindi di una strumentazione in grado di acquisire il campo di moto in un volume di misura tridimensionale sufficientemente ampio. Per questo motivo, le future campagne sperimentali condotte in questo ambito potrebbero adottare la velocimetria ad immagini di particelle stereoscopica, che permette di acquisire le tre componenti di velocità all'interno del volume inquadrato, garantendo un'intrusività pressoché nulla all'interno della camera di prova.

Si evince quindi che lo studio completo degli effetti dei differenti tipi di BVI sullo stallo dinamico richiede uno sforzo estremamente elevato. In questo contesto il presente lavoro ha anche mostrato la realizzabilità di tali studi e ha fornito i primi risultati per poter affinare le tecniche di acquisizione e di analisi dei dati.

Bibliografia

- [1] G. A. Shockey, J. W. Williamson, e C. R. Cox. AH-1G Helicopter aerodynamic and structural load survey. *USAAMRDL-TR-76-39, Bell Helicopter Textron*, Febbraio 1977.
- [2] J. L. Tangler. Schlieren and noise studies of rotors in forward flight. In *33rd Annual National Forum of the American Helicopter Society*, Washington, D.C., Maggio 1977.
- [3] F. H. Schmitz e Y. H. Yu. Helicopter impulsive noise: theoretical and experimental status. *NASA Technical Memorandum 84390*, Novembre 1983.
- [4] K. S. Wittmer e W. J. Devenport. Interaction of a streamwise vortex with a full-span blade. In *26th AIAA Fluid Dynamics Conference*, San Diego, CA, 19-22 Giugno 1995.
- [5] K. S. Wittmer, W. J. Devenport, M. C. Rife, e S. A. L. Glegg. Perpendicular blade vortex interaction. In *32nd Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, NV, 10-13 Gennaio 1994.
- [6] T. F. Brooks, M. A. Marcolini, e D. S. Pope. Main rotor broadband noise study in the DNW. *Journal of the American Helicopter Society*, 34(2):3–12, Aprile 1989.
- [7] S. A. L. Glegg. Prediction of blade-wake interaction noise based on a turbulent vortex model. *AIAA Journal*, 29(10):1545–1551, Ottobre 1991.
- [8] W. J. Devenport, S. A. L. Glegg, e G. Sharma. Turbulence measurements in trailing vortices for B.W.I. noise prediction. *Report no. VPI-AOE-192, Dept. of Aerospace and Ocean Engineering, Virginia Polytechnic and State University*, Giugno 1992.
- [9] K. S. Wittmer, W. J. Devenport, M. C. Rife, e S. A. L. Glegg. Perpendicular blade vortex interaction. *AIAA Journal*, 33(9):1667–1674, Settembre 1995.

- [10] K. S. Wittmer e W. J. Devenport. Effects of perpendicular blade-vortex interaction, part 1: Turbulence structure and development. *AIAA Journal*, 37(7):805–812, Luglio 1999.
- [11] K. S. Wittmer e W. J. Devenport. Effects of perpendicular blade-vortex interaction, part 2: Parameter study. *AIAA Journal*, 37(7):813–817, Luglio 1999.
- [12] G. R. Srinivasan e W. J. McCroskey. Unsteady interaction of a rotor with a vortex. In *20th Fluid Dynamics, Plasma Dynamics and Lasers Conference*, Buffalo, NY, 12-14 Giugno 1989.
- [13] F. X. Caradonna, J. L. Lautenschlager, e M. J. Silva. An experimental study of rotor-vortex interactions. In *26th Aerospace Sciences Meeting*, Reno, NV, 11-14 Gennaio 1988.
- [14] B. W. Sim, J. G. Leishman, R. C. Strawn, e A. R. George. Analytical and computational investigations of oblique blade-vortex interaction-generated noise. In *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Atlanta, GA, 12-14 Maggio 1997.
- [15] J. G. Leishman. *Principles of Helicopter Aerodynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2006.
- [16] N. A. Chigier e V. R. Corsiglia. Wind-tunnel studies of wing wake turbulence. *Journal of Aircraft*, 9:820–825, 1972.
- [17] V. R. Corsiglia, R. G. Schwind, e N. A. Chigier. Rapid scanning, three-dimensional hot-wire anemometer surveys of wing-tip vortices. *Journal of Aircraft*, 12:752–757, 1973.
- [18] A. Shekarriz, T. Fu, J. Katz, H. Liu, e T. Huang. Study of junction and tip vortices using particle displacement velocimetry. *AIAA Journal*, 30:145–152, 1992.
- [19] A. F. K. Yeung e B. H. K. Lee. Particle image velocimetry study of wing-tip vortices. *Journal of Aircraft*, 36:482–484, 1999.
- [20] L. Jacquin, D. Fabre, P. Geffroy, e E. Coustols. The properties of a transport aircraft wake in the extended near-field. *AIAA paper*, (2001-1038), 2001.
- [21] W. J. Devenport, M. C. Rife, S. I. Liapis, e G. J. Follin. The structure and development of a wing-tip vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 312:67–106, 1996.

- [22] E. R. Hoffmann e P. N. Joubert. Turbulent line vortices. *Journal of Fluid Mechanics*, 16:395–411, 1963.
- [23] K. Rokshaz, S. R. Foster, e L. S. Miller. Exploration study of aircraft wake vortex filaments in a water tunnel. *Journal of Aircraft*, 37:1022–1027, 2000.
- [24] A. L. Heyes, R. F. Jones, e D. A. R. Smith. Wandering of wing-tip vortices. In *12th International symposium of application of laser techniques to fluid mechanics*, Lisbon, Portugal, 2000.
- [25] G. V. Iungo, P. Skinner, e G. Buresti. Correction of wandering smoothing effects on static measurements of a wing-tip vortex. *Experiments in Fluids*, 46:435–452, 2009.
- [26] G. R. Baker, S. J. Barker, K. K. Bofah, e P. G. Saffman. Laser anemometer measurements of trailing vortices in water. *Journal of Fluid Mechanics*, 65:325–336, 1974.
- [27] A. L. Heyes, S. J. Hubbard, A. J. Marquis, e D. A. Smith. On the roll-up of a trailing vortex sheet in the very near field. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 217:263–269, 2003.
- [28] P. A. Jansson. *Deconvolution with application in spectroscopy*. Academic Press, New York, 1984.
- [29] W. H. Richardson. Bayesian-based iterative method of image restoration. *Journal of the Optical Society of America*, 62(1):55–59, 1972.
- [30] K. M. Hanson. Introduction to Bayesian image analysis. In *Medical Imaging: Image Processing*, pages 716–731, 1993.
- [31] A. P. Dempster, N. M. Laird, e D. B. Rubin. Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm. *Journal of the Royal Statistical Society. Series B (Methodological)*, 39(1):1–38, 1977.
- [32] K. Lange. Convergence of EM image reconstruction algorithm with Gibbs smoothing. *IEEE Transactions of Medical Imaging*, 9(4):439–446, 1990.
- [33] D. A. Fish, A. M. Brinicombe, e E. R. Pike. Blind deconvolution by means of the Richardson–Lucy algorithm. *Journal of the Optical Society of America*, 12(1):58–65, 1995.

- [34] P. G. Saffman. *Vortex dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [35] A. Zanotti. *Retreating blade dynamic stall*. Tesi di dottorato, Politecnico di Milano, Milano, Italia, 2012.
- [36] National Instruments. Labview 9.0. www.ni.com.
- [37] J. R. Spreiter e A. H. Sacks. The rolling up of the trailing vortex sheet and its effect on the downwash behind wings. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 18(1):21–32, Gennaio 1951.
- [38] N. A. Chigier e V. R. Corsiglia. Tip vortices - velocity distributions. *Nasa Technical Memorandum*, NASA TM X-62,087, Settembre 1971.
- [39] N. A. Chigier e V. R. Corsiglia. Wind-tunnel test data for wing trailing vortex flow survey. *Nasa Technical Memorandum*, NASA TM X-62,148, Maggio 1972.
- [40] H. Igarashi, P. A. Durbin, H. Hu, S. Waltermire, e J. Wehrmeyer. The effects of wind tunnel walls on the near-field behavior of a wingtip vortex. In *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Orlando, Florida, 4 - 7 Gennaio 2011.
- [41] Autodesk. Inventor Professional 2011. <http://usa.autodesk.com>.
- [42] MathWorks. Matlab R2011a. www.mathworks.com.
- [43] PIVTEC. PIVview2C v3.20. www.pivtec.com.
- [44] T. Arts. *Measurement Techniques in Fluid Dynamics: an Introduction*. von Karman Institute for Fluid Dynamics, 1994.