

Capitolo 7

Interferenze in gallerie aerodinamiche subsoniche

7.1 Interferenze di parete nelle gallerie a camera di prova chiusa

Per l'ingegnere è sicuramente un grosso vantaggio poter riprodurre in "laboratorio" il problema oggetto del proprio studio. E' in questa ottica, che per gli studi aerodinamici, sono state ideate le gallerie del vento. A seconda del tipo e delle dimensioni esse consentono di riprodurre le condizioni di flusso richieste dal problema. Teoricamente sarebbe auspicabile poter usufruire di gallerie grandi ma purtroppo motivi progettuali e soprattutto economici, di investimento e di mantenimento, limitano notevolmente le dimensioni di questi impianti sperimentali. Ne consegue che raramente l'ingegnere aerodinamico, causa le dimensioni proprie delle gallerie del vento disponibili, dei fenomeni e degli oggetti che costituiscono il campo delle sue indagini, non deve ricorrere a prove sperimentali su modelli in scala ridotta. E' ben noto che i risultati di tali prove sono direttamente applicabili al caso reale a condizione di mantenere la similitudine di alcuni parametri adimensionali come il numero di Reynolds e il numero di Mach. e a condizione che il problema sia ridotto in scala in tutto e per tutto.

La realtà è che, a parte la scala, in una galleria aerodinamica a sezione di prova chiusa non è mai possibile riprodurre con esattezza il campo fluidodinamico reale caratteristico di un problema in aria libera. Ciò è dovuto a vari fattori, tra cui la presenza dei supporti del modello, ma soprattutto alla presenza delle pareti rigide della galleria che costringono il flusso in camera di prova. Gli effetti che i suddetti fattori hanno sul campo fluidodinamico intorno al modello vanno globalmente sotto il nome di *effetti di interferenza* della galleria. Per rendere applicabili al caso reale le prove soggette a tali interferenze, devono essere effettuate, sulle misure, correzioni tanto più grandi quanto più è elevato il Mach e si deve anche tenere conto degli effetti della turbolenza dell'aria, di onde acustiche e di altri fenomeni la cui entità può essere considerevolmente differente in galleria ed in aria libera (da questo punto di vista è fondamentale la qualificazione della galleria aerodinamica e la conoscenza dei suoi requisiti da parte dell'ingegnere).

7.2 Classificazione degli effetti di parete

La presenza di una parete impone al flusso una condizione di impenetrabilità. La componente normale della velocità su di essa deve essere nulla. Questo fa sì che il flusso intorno al modello in presenza di pareti sia diverso che nel caso in aria libera (a meno che la parete non coincida esattamente con una linea di corrente del flusso libero). In prima approssimazione, si può dire che l'effetto delle pareti sul corpo è una accelerazione del flusso maggiore che in aria libera ed è come se il modello fosse provato ad una velocità maggiore di quella della galleria (velocità equivalente in aria libera). Si ha inoltre una generale distorsione delle linee di corrente (fig. 7.1).

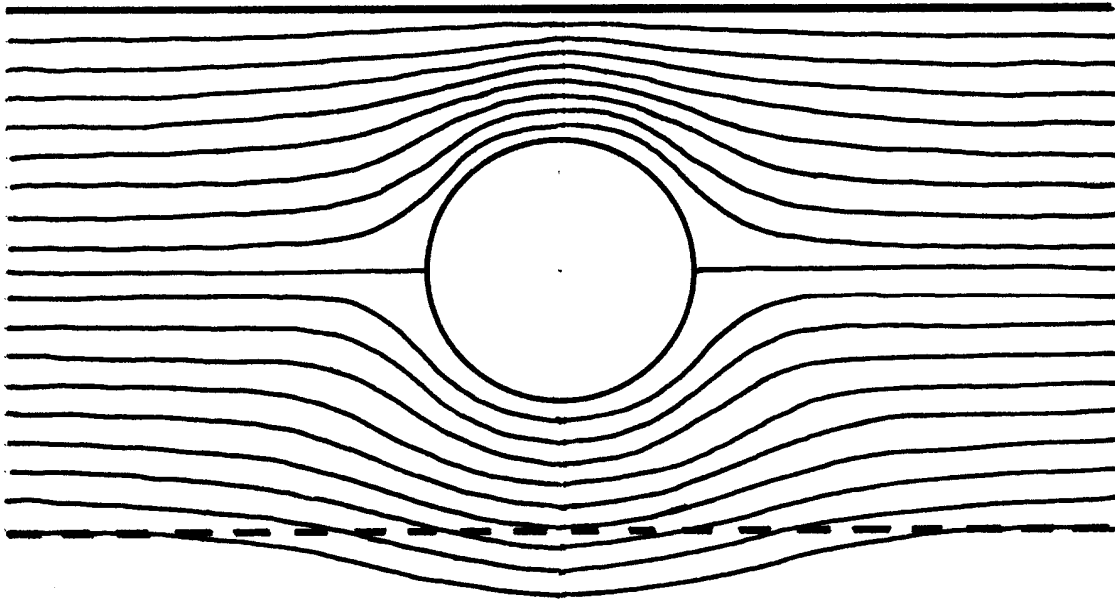


Fig. 7.1 Distorsione delle linee di corrente per effetto della parete solida

Nel complesso delle interferenze di galleria, l'interferenza dovuta alle pareti è, in genere, preponderante. La sua natura è complessa e il problema dell'interpretazione delle cause che la generano viene trattato suddividendola in una serie di componenti attribuibili a cause distinte. Tale suddivisione è concettuale, non fisica, perché non esiste in realtà una separazione netta tra i diversi fattori e i loro confini sono ampiamente sovrapposti. Solo in casi particolari, come nella teoria linearizzata classica, i diversi componenti vengono considerati indipendenti e i loro effetti sommabili.

I più importanti effetti sono:

- il **bloccaggio solido**, direttamente correlato al volume occupato dal modello e che determina, per il principio di conservazione della massa, un incremento di velocità assiale sul corpo;
- il **bloccaggio di scia**, correlato sia al volume della scia che alla riduzione di velocità dentro di essa e che, analogamente al bloccaggio solido, provoca un incremento di velocità assiale esternamente ad essa;
- **l'effetto di portanza**, legato alle variazioni di circolazione e di incidenza, sul modello, indotte dal cambiamento della direzione del flusso e della curvatura delle linee di corrente;
- **l'effetto di galleggiamento orizzontale** correlato al gradiente di pressione statica che si instaura in galleria e che determina una resistenza aggiuntiva.

I bloccaggi, solido e di scia, sono gli effetti di maggiore entità. Una misura del bloccaggio può essere data definendo il coefficiente di bloccaggio C_b , come rapporto percentuale tra l'area A_m , della sezione trasversale massima del modello, e l'area A_s , della sezione di prova:

$$C_b = \frac{A_m}{A_s} \cdot 100$$

Per quanto detto si può affermare che l'interferenza di parete è tanto più grande quanto più piccola è la dimensione della camera di prova rispetto al modello. Considerando che il più grande limite delle gallerie aerodinamiche di piccole dimensioni è dato dall'impossibilità di raggiungere numeri di Reynolds abbastanza elevati da rendere le prove di interesse aeronautico è importante poter aumentare anche la dimensione dei modelli, si spiega l'importanza e la necessità di correggere l'interferenza di parete delle gallerie di piccole dimensioni e, più in generale, di qualsiasi galleria se si vogliono misure sperimentali accurate.

Si potrebbe osservare che nelle gallerie aerodinamiche a camera di prova aperta, le interferenze di galleria sono molto ridotte, per l'assenza di pareti, rispetto a quelle a sezione chiusa. Il motivo della minore diffusione di tali gallerie è dovuto al fatto che sebbene le interferenze siano minori, è più difficile valutarne l'entità e quindi correggerle. Per di più, non è trascurabile il fatto che la potenza necessaria al funzionamento di una galleria a sezione di prova aperta è circa il doppio di quelle a sezione chiusa e ciò si traduce in un aumento notevole di spese di gestione.

7.3 Metodi per la correzione del bloccaggio

7.3.1 Metodo classico: la teoria linearizzata

Le ipotesi fondamentali del metodo classico per la correzione degli effetti di bloccaggio sul modello in camera di prova sono tre:

1. Si considerano flussi potenziali governati dall'equazione lineare di Laplace $\nabla^2\Phi = 0$.
2. Si considerano solo "piccole perturbazioni", cioè si suppone che gli effetti di interferenza siano piccoli e ciò si traduce nella necessità che anche i modelli siano piccoli rispetto alle dimensioni della camera di prova. Conseguenza diretta di questa ipotesi è che gli effetti del bloccaggio solido e di scia possono essere considerati indipendenti tra loro ed indipendenti dall'effetto di portanza. Ciò ne semplifica l'analisi, ne consente la valutazione a condizioni di portanza nulla e ne consente la sommabilità giacché risulta valido il principio di sovrapposizione. Sotto questa ipotesi il metodo classico viene anche ricordato come *teoria linearizzata* per la correzione degli effetti di bloccaggio.
3. Si suppone che esista corrispondenza tra il flusso osservato in galleria e un qualche flusso in aria libera ad una diversa velocità. Conseguenza di questa ipotesi è che l'effetto del bloccaggio si riduce solo ad un incremento di velocità assiale sul corpo.

Il modello viene simulato mediante opportune combinazioni di sorgenti, pozzi, doppiette o vortici sia distribuiti che concentrati mentre le pareti vengono simulate con il "metodo delle immagini" che viene descritto di seguito.

Consideriamo un modello bidimensionale tra due pareti solide rappresentate dalle linee A e B (fig. 7.2). Sia h la distanza tra le pareti. Il flusso è costretto ad essere tangente alle pareti a causa della condizione di impenetrabilità.

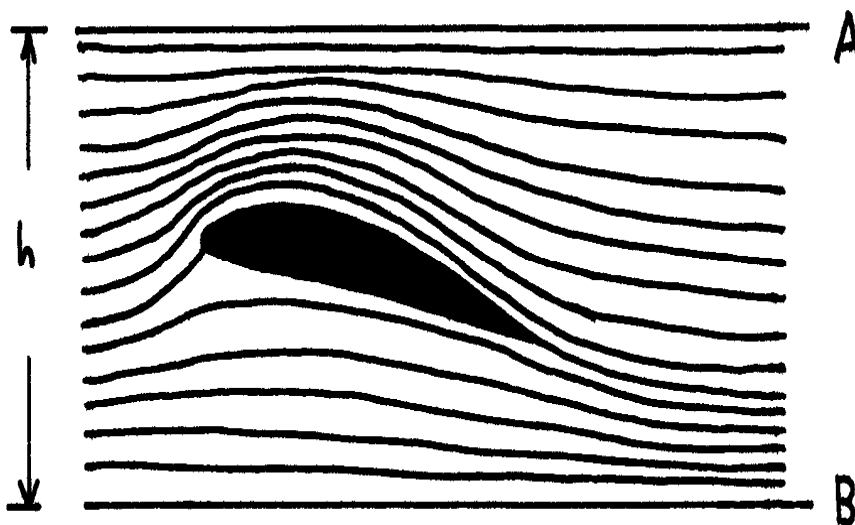


Fig. 7.2

Lo stesso campo fluidodinamico intorno al modello può essere simulato senza bisogno di pareti solide posizionando sopra e sotto di esso, una serie infinita di immagini del modello alternativamente invertite e a distanza multipla di h (fig. 7.3).

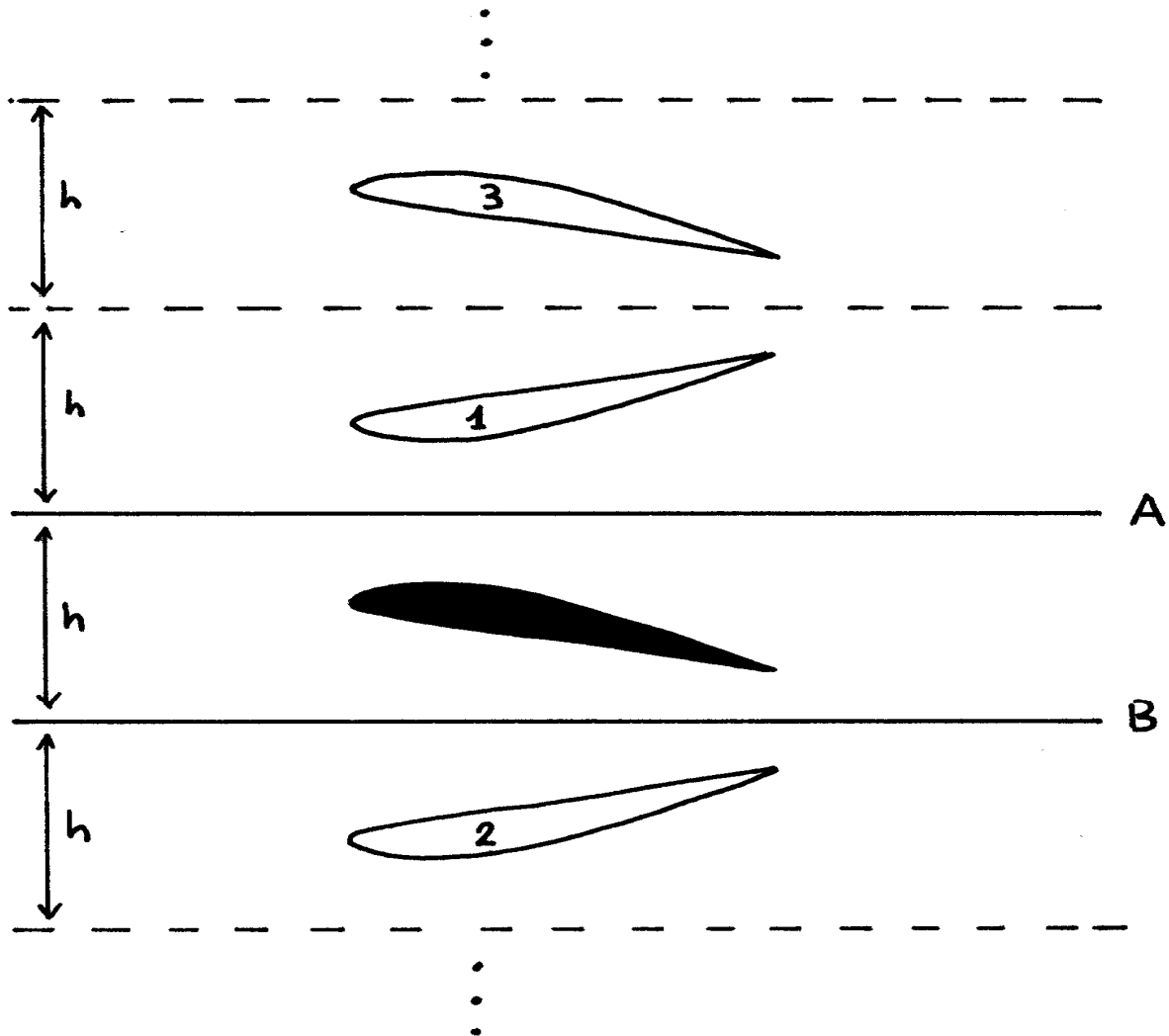


Fig. 7.3

Ciò si dimostra facilmente partendo dal modello considerato isolato. Per simulare la parete A è necessario posizionare simmetricamente rispetto alla linea A l'immagine n°1. Lo stesso ragionamento fatto per la parete B induce a posizionare l'immagine n°2. Ora, però, rispetto alla linea A non c'è più simmetria perché l'immagine n°1 si trova a bilanciare da sola l'effetto della n°2 e del modello. E' necessario aggiungere l'immagine n°3 ma così facendo viene a mancare la simmetria rispetto alla parete B. Proseguendo nel ragionamento si giunge ad una serie infinita di profili alternativamente invertiti.

Si consideri ora un modello tridimensionale in una camera di prova a sezione quadrata. Seguendo un ragionamento del tutto analogo al precedente si giunge alla infinita distribuzione di immagini di figura 7.4 .

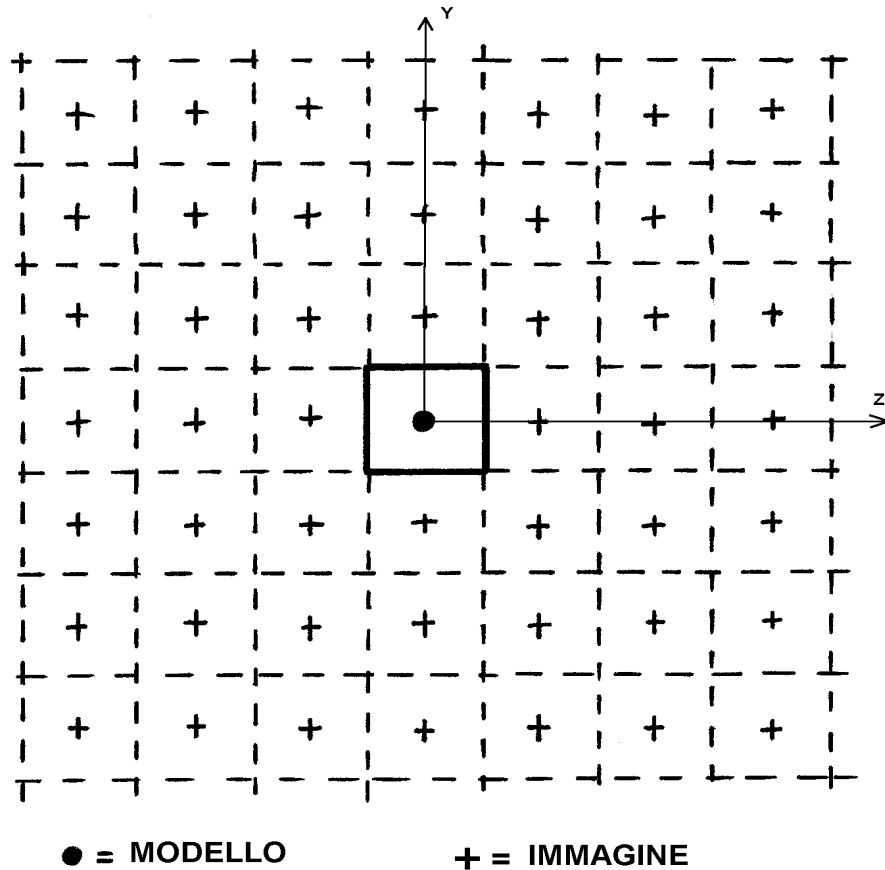


Fig. 7.4

7.3.2 Fattore di bloccaggio

Come già osservato, l'effetto del bloccaggio è, in prima approssimazione un incremento di velocità assiale sul corpo dovuto alla contrazione della sezione utile della camera di prova.

Si definisce velocità in galleria U_{Tunnel} , la velocità media con camera di prova vuota, nella posizione occupata dal modello quando la portata in massa del flusso è uguale a quella che si ha con il modello presente. Allora la velocità alla quale è sottoposto il modello, detta velocità equivalente in aria libera ed indicata con U_{Free} , può essere definita come:

$$U_F = U_T + \Delta U_B$$

in cui $\Delta U_B = \Delta U_S + \Delta U_W$ è l'incremento complessivo di velocità sul corpo dovuto al bloccaggio solido ΔU_{Solid} e a quello di scia ΔU_{Wake} . Definendo il fattore di bloccaggio come:

$$\mathcal{E}_B = \frac{\Delta U_B}{U_T} = \frac{\Delta U_S}{U_T} + \frac{\Delta U_W}{U_T} = \mathcal{E}_S + \mathcal{E}_W$$

possiamo porre

$$U_F = U_T \cdot (1 + \mathcal{E}_B) = U_T \cdot (1 + \mathcal{E}_S + \mathcal{E}_W)$$

Il fattore di bloccaggio \mathcal{E}_B si può esprimere in funzione del coefficiente di bloccaggio C_b in base alla relazione:

$$\mathcal{E}_B = \frac{\Delta U_B}{U_T} = \frac{C_b}{100}$$

ottenuta mediante un modello quasi-unidimensionale della camera di prova. Nella teoria

linearizzata, l'incremento di velocità ΔU_B , e quindi il fattore di bloccaggio \mathcal{E}_B , viene calcolato come la velocità indotta, nella posizione del modello, dalla infinita serie di immagini che rappresentano i contorni della sezione di prova.

Descriviamo brevemente i risultati della teoria linearizzata per i fattori di bloccaggio solido e di scia.

- **FATTORE DI BLOCCAGGIO SOLIDO**

Nel più classico metodo per calcolare il bloccaggio solido di un profilo bidimensionale di corda c e spessore massimo t in una camera di prova di altezza h , si rappresenta il profilo con una doppietta "equivalente" e l'effetto delle pareti con un sistema infinito di immagini spaziate di una distanza pari ad h . La velocità addizionale indotta dalle immagini nella posizione del modello è l'incremento di velocità dovuto al bloccaggio solido. Il relativo fattore di bloccaggio in un flusso incompressibile è quindi dato da :

$$\mathcal{E}_s = \frac{\Delta U_s}{U_T} = \tau \left(\frac{c}{h} \right)^2 \left(\frac{t}{c} \right)^2 \lambda_2 = \tau \left(\frac{t}{h} \right)^2 \lambda_2$$

in cui si trascurano termini di ordine superiore a $(c/h)^2$. Il parametro τ dipende dalla geometria della sezione di prova che nel caso di sezione chiusa è pari a $\pi^2 / 12$. Il coefficiente λ_2 , invece, è un fattore di forma relazionato allo spessore del profilo così che il profilo è rimpiazzato, nell'analisi, da un cilindro (doppietta 2-D) di raggio $t\sqrt{\lambda_2}$. L'andamento di λ_2 in funzione del rapporto fra corda e spessore c/t del profilo è rappresentato in figura 7.5.

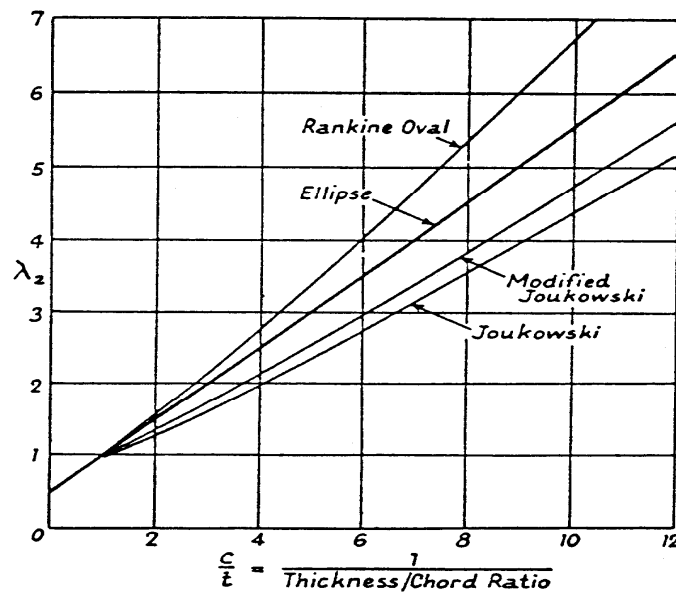


Fig. 7.5

Una semplice formula per λ_2 si ottiene solo in pochi casi come per esempio l'ellisse o l'ovale di Rankine. In generale, un'accurata valutazione di λ_2 può essere fatta solo conoscendo la distribuzione di pressione sulla superficie del modello così che si possa calcolare la velocità locale q . Per un profilo simmetrico si ha:

$$\lambda_2 = \frac{4}{\pi} \int \frac{q}{U_T} \frac{z(s)}{t^2} ds$$

dove s è la coordinata curvilinea sul profilo a partire dal bordo di attacco e $z(s)$ è la distribuzione dello spessore in corrispondenza dell'ascissa di s . Per un profilo asimmetrico è sufficiente considerare la distribuzione di spessore ignorando la curvatura della linea media. Nel caso di un profilo posto ad una distanza a dall'asse della sezione di prova e ad una incidenza α rispetto alla corrente, il parametro τ della camera di prova è dato da

$$\tau = \frac{\pi^2}{12} \left(1 + \frac{3\pi^2 a^2}{12 h^2} \right)$$

mentre il fattore di forma λ_2 del profilo deve essere aumentato di una quantità pari a $k_1 \alpha^2$ dove k_1 è una funzione di c/t (vedi fig. 7.6). Con incidenza α la componente trasversale di velocità indotta non sarà più nulla, ma comunque trascurabile rispetto a quella che si ha nell'effetto di portanza.

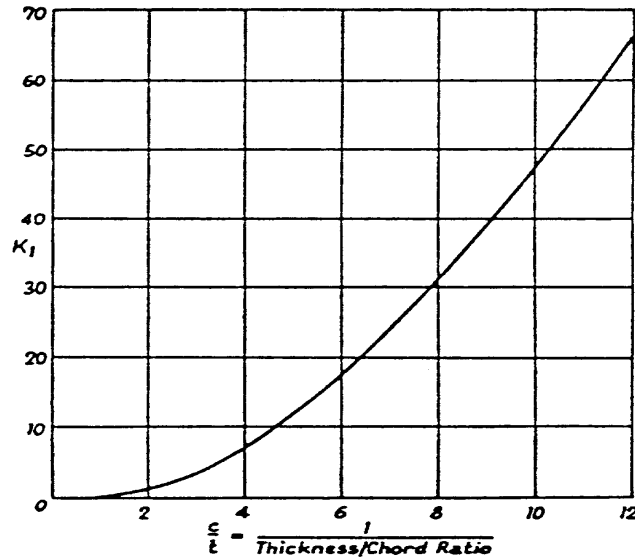


Fig. 7.6

Consideriamo ora il bloccaggio solido di un corpo tridimensionale di rivoluzione. Sebbene l'analisi sia più complessa essa è sotto molti aspetti simile a quella per il profilo. Lock sostituisce ancora il corpo con una doppietta la cui intensità è correlata alla velocità U_T mediante un fattore di forma λ_3 analogo al λ_2 del caso precedente (fig. 7.7). Il corpo è effettivamente rappresentato da una sfera equivalente di diametro $\lambda_3 \sqrt{4A_m / \pi}$, dove A_m è la sezione trasversale massima del corpo. Il fattore di forma risulta così definito:

$$\lambda_3 = 4 \int \frac{q}{U_T} \frac{(z(s))^2}{t^3} ds$$

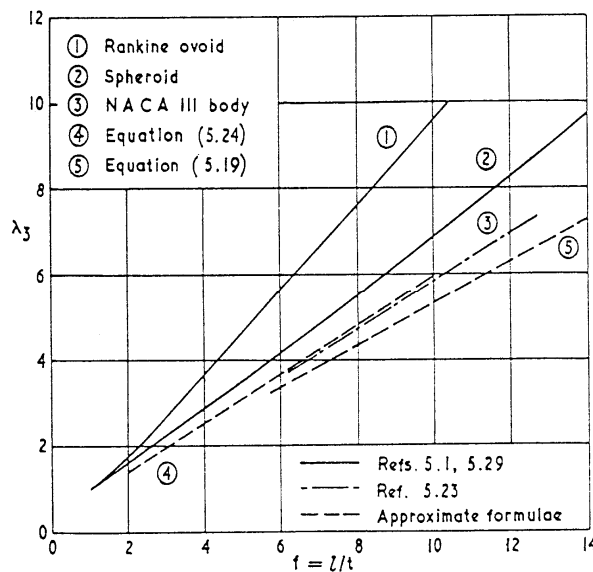


Fig. 7.7

Le immagini di questa doppietta sono distribuite fino all'infinito su tutti i lati del modello così che è necessaria una doppia sommatoria per ottenere il fattore di bloccaggio solido. Per un modello posizionato al centro della sezione di prova alta h e larga b si ha:

$$\mathcal{E}_s = \tau \left(\frac{A_m}{bh} \right)^{3/2} \lambda_3$$

con

$$\tau = \frac{1}{2\pi^{3/2}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{bh}{m^2 b^2 + n^2 h^2} \right)^{3/2}$$

dove la doppia sommatoria $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty}$ indica che la coppia (m,n) assume tutti i valori interi

eccetto $(0,0)$. Il parametro τ deve essere determinato per ogni rapporto h/b della camera di prova. Nonostante l'esistenza in letteratura di una notevole quantità di valori per λ_3 , calcolato per numerosi corpi, molti autori hanno adottato un approccio alternativo in cui il bloccaggio solido è correlato al volume V del corpo piuttosto che alla sezione trasversale A_m . Si può dimostrare che

$$2\lambda_3 A_m^{3/2} = \sqrt{\pi V}$$

e che l'intensità della doppietta che simula il modello è data dal prodotto VU_T . Quindi il fattore di bloccaggio solido si può scrivere

$$\mathcal{E}_s = \left(\tau \frac{\sqrt{\pi}}{2} \right) \left(\frac{1}{bh} \right)^{3/2} V$$

• FATTORE DI BLOCCAGGIO DI SCIA

Nella scia la pressione totale è minore che nella regione esterna a causa delle maggiori dissipazioni di energia cinetica turbolenta. Poiché la pressione statica è praticamente costante in ogni sezione normale alla corrente, segue che la pressione dinamica, e quindi la velocità nella scia del modello, è minore che non altrove. Quindi, per soddisfare l'equazione di conservazione della massa in una camera di prova chiusa, la velocità assiale esterna alla scia deve essere maggiore di quella a monte ed aumenta gradualmente andando verso valle a causa dello ispessimento dello strato limite delle pareti della camera di prova. Questo graduale aumento di velocità determina anche una diminuzione di pressione statica nella stessa direzione che induce una resistenza aggiuntiva, assente in condizioni di aria libera, di cui si deve tenere conto nelle misure di forze aerodinamiche agenti sul modello.

Uno dei primi tentativi di calcolare il fattore di bloccaggio di scia per profili bidimensionali in un flusso incompressibile è stato fatto da Lock (1929) che ha introdotto nel fattore di bloccaggio solido un fattore empirico basato sulla effettiva larghezza della scia. Più tardi Glauert, individuando una analogia con il flusso discontinuo dietro un corpo tozzo, suggerì che l'effetto sulla resistenza misurata D , dell'incremento di velocità indotto dalla scia, poteva essere espresso nel modo seguente:

$$D_c = D \left(1 - \frac{\eta t}{h} \right)^2 \quad (7.1)$$

dove D_c è la resistenza corretta e ηt è l'effettiva larghezza della scia a qualche distanza a valle dal modello. Glauert assunse che ηt variasse con il rapporto t/c nel modo indicato in figura 7.8 che ricavò sperimentalmente. L'equazione (7.1) corrisponde ad un fattore di scia

$$\mathcal{E}_w = \eta \left(\frac{t}{c} \right) \left(\frac{c}{h} \right)$$

dove sono trascurati termini di ordine superiore a η^2 .

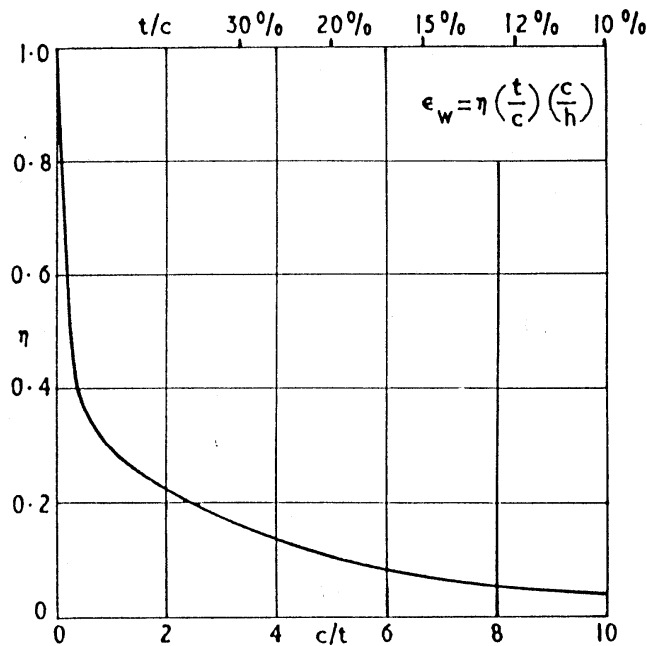


Fig. 7.8

Successivamente diversi autori si sono accorti che l'uso del fattore η era insoddisfacente e ora è usuale correlare il fattore di bloccaggio di scia alla resistenza misurata quando essa è nota o può essere stimata. E' stato fatto spesso uso dell'idea di Prandtl di rappresentare la scia con una sorgente equivalente situata in qualche punto del profilo. L'intensità Q di tale sorgente può essere espressa così:

$$Q = \frac{D}{\rho U_T}$$

Un pozzo di uguale intensità deve essere posto all'infinito a valle. L'incremento di velocità dovuto al bloccaggio di scia può essere calcolato come la velocità indotta nella posizione del modello dall'infinita serie di sorgenti e pozzi immagine. Quindi si ha:

$$\epsilon_w = \frac{1}{4} \left(\frac{c}{h} \right) C_D$$

Estendendo questa teoria al caso tridimensionale si ottiene:

$$\epsilon_w = \frac{1}{4} \left(\frac{S}{bh} \right) C_D$$

dove S è l'area su cui sono calcolati i coefficienti aerodinamici e b e h la larghezza e l'altezza della sezione di prova.

7.3.3 Metodi basati su misure di flusso alle pareti

Nel paragrafo precedente si è discusso della correzione degli effetti di bloccaggio mediante la teoria linearizzata classica. Essa prevede l'assunzione che il flusso sia uniformemente poco perturbato e inoltre che la geometria del modello e della galleria vengano simulate in una qualche maniera. E' necessario cioè conoscere le caratteristiche del flusso intorno al corpo. Sono queste delle limitazioni che hanno reso il metodo classico per le correzioni di parete insoddisfacente in un notevole numero

di casi. A parte le gallerie fessurate, a pareti perforate o in generale porose per le quali le condizioni al contorno derivate dalla teoria linearizzata non sono sufficientemente rappresentative, sono numerose le situazioni di prova in galleria a pareti impermeabili in cui il metodo classico fallisce. Prima di tutto bisogna considerare che l'ipotesi di piccole perturbazioni è, in un certo qual modo, paradossale se si pensa che la necessità di correggere gli effetti di parete cresce con l'aumentare della dimensione dei modelli e con il ridursi di quelle della camera di prova. Proprio quando le perturbazioni non sono piccole, gli effetti di parete devono essere corretti più energicamente. Ammesso comunque di essere in condizioni di piccoli coefficienti di bloccaggio, se si tratta con flussi transonici, modelli stallati o ad elevata portanza (elicotteri, macchine V/STOL, etc), flussi separati e grosse scie generate da corpi tozzi, risulta particolarmente difficile poter soddisfare anche la seconda caratteristica del metodo classico, la simulazione del campo fluidodinamico intorno al modello. Quest'ultima limitazione rende il metodo classico ancor meno attuale della ipotesi di piccole perturbazioni. Gli stessi autori artefici della teoria classica, coscienti della necessità di ovviare ai problemi intrinseci del loro metodo, hanno fatto i primi passi verso la tecnica di correzione degli effetti del bloccaggio basata su misure di flusso alle pareti. Questa è la metodologia dalla quale, attualmente, non sembra si possa più prescindere per una corretta e precisa valutazione delle interferenze di parete. E' oramai opinione comune, tra teorici e sperimentatori, che solo così si possono determinare correzioni di parete direttamente correlate al flusso reale in camera di prova piuttosto che a qualche flusso idealizzato.

7.3.4 Evoluzioni del metodo classico

La teoria classica permette di calcolare gli incrementi di velocità dovuti agli effetti di parete nella posizione occupata dal modello come contributo del solo sistema infinito di immagini. Con la stessa teoria, può essere calcolata anche la velocità complessiva indotta dal modello, dalla scia e dal sistema di immagini in corrispondenza della parete e più precisamente in quel punto della parete corrispondente al centro del modello. Il rapporto, Z , tra la velocità indotta dal solo sistema di immagini nella posizione del modello e la velocità totale indotta in tal punto della parete è molto importante poiché, se esso è noto, il bloccaggio del modello può essere determinato semplicemente mediante misure alle pareti. Nel discutere questo metodo si suppone che il modello sia in condizioni di portanza nulla. Se così non fosse, l'effetto di portanza sulle pressioni di parete andrebbe eliminato mediando le pressioni sulla parete inferiore e superiore della camera di prova. Per un piccolo profilo bidimensionale posizionato al centro di una sezione chiusa rettangolare, l'incremento di velocità alla parete dovuto al bloccaggio solido, è circa 1.78 volte quello indotto nella posizione del modello. L'incremento di velocità alla parete dedotto da misure di pressione, include, comunque, l'incremento di velocità dovuto al modello oltre che alle immagini. Quindi il rapporto Z_s in questo caso vale esattamente 1/3; si può cioè scrivere

$$Z_s = \frac{U_T \mathcal{E}_s}{(u - U_T)_{\max}} = \frac{1}{3}$$

dove u è la velocità locale misurata e $(u - U_T)_{\max}$ è il massimo incremento di velocità alla parete opposta al modello e può essere stimato dalla distribuzione di pressione sulla parete.

Al crescere della distanza a valle e a monte del modello, l'incremento di velocità alle pareti dovuto al bloccaggio solido diminuisce fino a svanire completamente. All'infinito a valle, comunque, si individua un incremento di velocità dovuto interamente al bloccaggio di scia valutato come il doppio di $\Delta U_w = U_T \mathcal{E}_w$. Se $(u - U_T)_\infty$ è stimato dalla distribuzione di pressioni molto a valle, si può scrivere

$$Z_w = \frac{U_T \mathcal{E}_w}{(u - U_T)_\infty} = \frac{1}{2}$$

Goldstein (1942) fornisce una espressione generale per la velocità alla parete in un flusso incompressibile

$$u|_{wall} = U_T \left[1 + \frac{\pi}{2} \frac{A}{h^2} \sec h^2 \chi + \frac{1}{4} \left(\frac{c}{h} \right) C_D (1 + \tanh \chi) \right] \quad (7.2)$$

dove

$$\chi = \frac{\pi(x - 0.5c)}{h}$$

In termini di fattori di bloccaggio solido e di scia questa espressione diventa

$$u|_{wall} = U_T \left[1 + (3 \sec h^2 \chi) \mathcal{E}_s + (1 + \tanh \chi) \mathcal{E}_w \right] \quad (7.3)$$

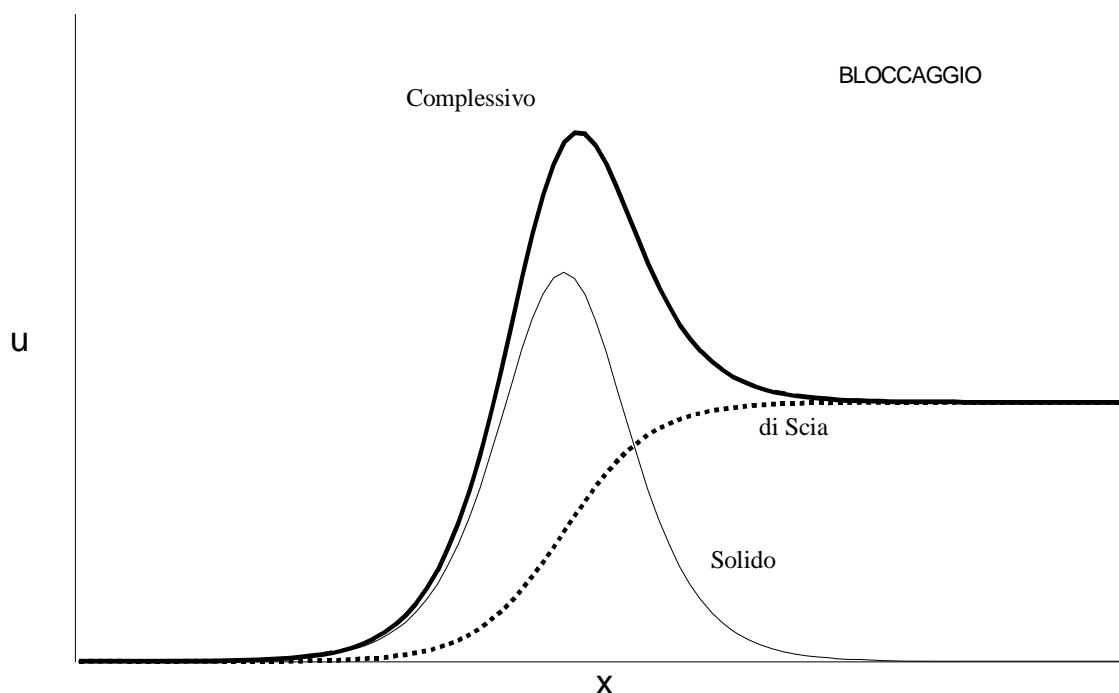


Fig. 7.9 Andamento dei termini di bloccaggio solido e di scia dell'eq. (7.2).

permettendo così di calcolare il bloccaggio solido e di scia mediante misure fatte in due sezioni; una preferibilmente vicina al modello e una a valle. Per avere una accurata stima di \mathcal{E}_w , poiché $\tanh \chi$ raggiunge rapidamente il suo valore asintotico al crescere di x mentre $\sec h^2 \chi$ decresce, la seconda sezione non necessita di essere presa più a valle di 1.5 volte l'altezza della camera di prova. Ciò è di grande comodità in vista di limitate lunghezze delle camere di prova. Il bloccaggio solido nella seconda sezione è meno dell'1% del totale.

Si riporta in figura 7.9 l'andamento generico dell'espressione 7.2 mettendo in evidenza il contributo dei termini di bloccaggio solido e di scia.

Nel caso di modelli tridimensionali, il valore del rapporto Z_s è differente sulle pareti superiore ed inferiore o su quelle laterali a meno che la sezione di prova sia quadrata. Per un corpo di rivoluzione

in una tale camera di prova si ha $Z_s = 0.42$. Il fattore di bloccaggio di scia per piccoli modelli tridimensionali rappresentabili con un doppietta, può essere calcolato dall'incremento di velocità lontano a valle nello stesso modo del caso bidimensionale.

Il metodo appena descritto è ancora troppo rudimentale per avere validità generale. Il valore del rapporto Z viene determinato caso per caso dopo che le intensità delle singolarità utilizzate per simulare il modello sono state stabilite per via teorica. Il punto debole risiede proprio nella difficoltà di descrivere il flusso intorno al corpo mediante sorgenti, pozzi e doppiette le cui intensità vanno determinate a priori indipendentemente dalle reali condizioni di flusso in camera di prova.

Un passo avanti in questo senso è stato fatto da vari autori. Essi hanno interpretato correttamente il valore che assume la possibilità di conoscere l'andamento delle pressioni, e quindi, tramite l'equazione di Bernouilli, delle velocità, sulle pareti della camera di prova.

L'idea fondamentale è quella di sfruttare questa conoscenza per determinare la corretta intensità delle singolarità che simulano forma, volume, zone di separazione e scia del modello.

7.3.5 Metodi basati sulla rappresentazione integrale del potenziale

Negli anni '70 il rapido sviluppo dei calcolatori digitali insieme alla necessità da parte dell'industria aeronautica mondiale di misure sperimentali più accurate ha fatto rinascere l'interesse per i metodi di correzione degli effetti di parete basati sulla rappresentazione integrale che deriva dall'applicazione del teorema di Green.

Una classificazione e una descrizione dei principali metodi è stata fatta da P.R.Ashill (1982) che adotta per essi un unico approccio e mostra che discendono da un'unica formula.

Ashill considera un flusso subsonico intorno ad un modello in una galleria aerodinamica e suppone che il flusso dentro ed esternamente al modello sia potenziale. Suppone cioè che il flusso sia irrotazionale ovunque nella camera di prova e qualsiasi strato limite, scia o zona turbolenta sia sottile e quindi trascurabile (fig 7.10).

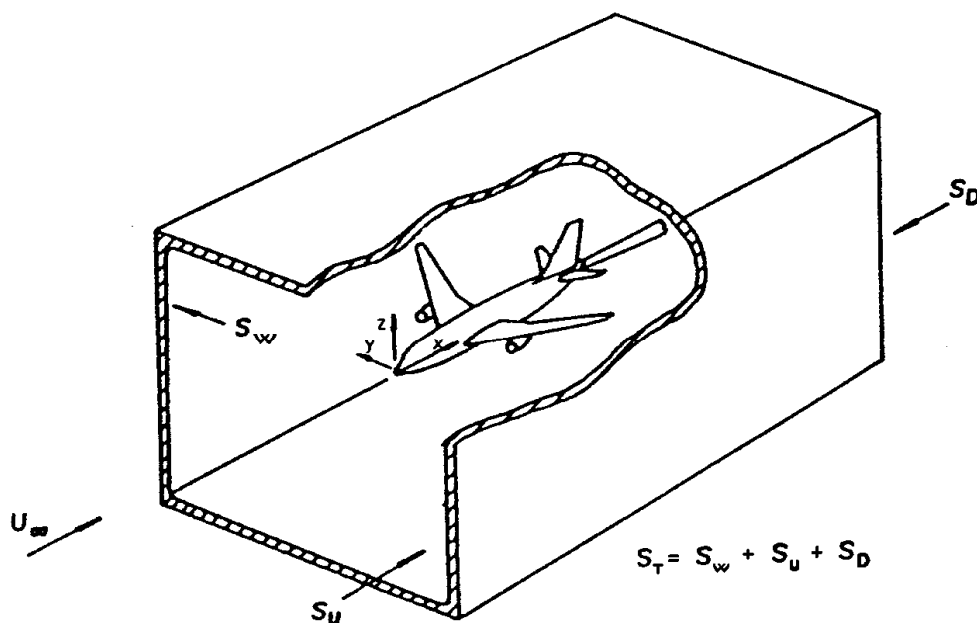


Fig. 7.10

Il flusso in galleria può allora essere definito dal potenziale di velocità Φ_T o dal potenziale di velocità di perturbazione ϕ_T legati dalla relazione:

$$\Phi_T = U_\infty x + \phi_T \quad (7.4)$$

Il potenziale di galleria ϕ_T (il pedice T sta per *Tunnel*) soddisfa l'equazione di Laplace:

$$\nabla^2 \phi_T = 0 \quad (7.5)$$

Con U_∞ si indica la velocità in galleria U_T usualmente determinata mediante calibrazione della camera di prova vuota.

Ashill suppone poi l'esistenza di un flusso in aria libera intorno allo stesso modello che sia equivalente a quello in galleria a meno di una variazione di velocità ΔU_∞ della corrente all'infinito e di una variazione dell'angolo di attacco $\Delta\alpha$ (fig 7.11).

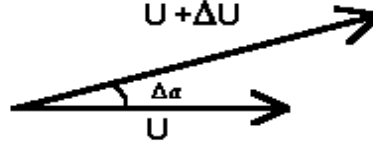


Fig. 7.11

Il potenziale totale in aria libera (il pedice F sta per *Free*) risulta essere:

$$\Phi_F = (U_\infty + \Delta U_\infty)x + (U_\infty + \Delta U_\infty)\Delta\alpha z + \phi_F \quad (7.6)$$

Il potenziale in aria libera ϕ_F soddisfa l'equazione di Laplace:

$$\nabla^2 \phi_F = 0 \quad (7.7)$$

Avendo ipotizzato l'uguaglianza tra i due flussi, $\Phi_T = \Phi_F$, Ashill definisce il potenziale di interferenza di parete ϕ_I (il pedice I sta per *Interference*) come differenza tra il potenziale in galleria e quello in aria libera:

$$\phi_I = \phi_T - \phi_F = \Delta U_\infty x + (U_\infty + \Delta U_\infty)\Delta\alpha z \quad (7.8)$$

Dall'equazione 7.8, utilizzando le 7.5 e 7.7, risulta che anche ϕ_I è armonico nella camera di prova:

$$\nabla^2 \phi_I = 0 \quad (7.9)$$

Applicando il teorema di Green, Ashill ottiene che il potenziale di interferenza in un punto \mathbf{x}_* della sezione di prova è dato da:

$$\begin{aligned} \phi_I(\mathbf{x}_*) &= \iint_{S_T} \left(\frac{\partial \phi_I}{\partial n} G - \phi_I \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS = \\ &= \iint_{S_T} \left[\left(\frac{\partial \phi_T}{\partial n} - \frac{\partial \phi_F}{\partial n} \right) G - (\phi_T - \phi_F) \frac{\partial G}{\partial n} \right] dS \end{aligned} \quad (7.10)$$

dove l'integrale è fatto solo sulla superficie S_T della camera di prova che comprende la superficie cilindrica delle pareti S_W e le due sezioni di ingresso, S_U , e di uscita, S_D , perpendicolari all'asse della galleria (i pedici W, U e D stanno per *Wall, Upstream* e *Downstream*). La normale assunta è rivolta verso l'interno del dominio di integrazione.

Dall'equazione 7.10 si vede che per calcolare il potenziale di interferenza di parete in un punto \mathbf{x}_* è necessario conoscere il potenziale in galleria e il suo gradiente normale alla superficie di misura S_T . In effetti ϕ_T e $\partial \phi_T / \partial n$ sono le grandezze determinabili mediante misure di flusso durante le prove sperimentali. In più è necessario conoscere le stesse grandezze per il potenziale in aria libera e ciò significa avere a disposizione una rappresentazione soddisfacente del flusso intorno al modello in aria libera.

A prima vista può sembrare che siano necessarie tre variabili indipendenti, due ottenute da misure di flusso alle pareti e una terza, il potenziale in aria libera, calcolato in qualche maniera. In realtà, il numero di variabili richiesto può essere ridotto a due utilizzando la libertà di scegliere una funzione di Green appropriata al problema al contorno che si vuole risolvere.

Ne derivano due metodi diversi che vengono brevemente descritti di seguito:

* METODO “AD UNA VARIABILE”

Se si vuole risolvere un problema di Dirichlet, dove è assegnato su S_T il potenziale di interferenza, la funzione di Green appropriata, G_D , deve essere tale da annullarsi su S_T in modo che la 7.10 si riduca a:

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = -\iint_{S_T} (\phi_T - \phi_F) \frac{\partial G_D}{\partial n} dS \quad (7.11)$$

Se invece il problema da risolvere è del tipo di Neumann, dove è assegnato su S_T il gradiente normale del potenziale di interferenza o, che è equivalente, la componente normale ad S_T della velocità indotta dall'interferenza di parete, la funzione di Green opportuna, G_N , deve essere tale che il suo gradiente normale si annulli su S_T :

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = \iint_{S_T} \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial n} - \frac{\partial \phi_F}{\partial n} \right) G_N dS \quad (7.12)$$

Il problema da risolvere può anche essere misto, di Dirichlet su una porzione S_1 di S_T e di Neumann sulla restante superficie $S_2 = S_T - S_1$. Si ottiene allora:

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = -\iint_{S_1} (\phi_T - \phi_F) \frac{\partial G_D}{\partial n} dS + \iint_{S_2} \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial n} - \frac{\partial \phi_F}{\partial n} \right) G_N dS \quad (7.13)$$

Come suggerisce il nome, il metodo che si sta trattando richiede la misura sulla superficie S_T di “una sola variabile”, ϕ_T o $\partial \phi_T / \partial n$, ma per controparte richiede una rappresentazione del flusso in aria libera intorno al modello.

Nel problema di Dirichlet il potenziale di galleria ϕ_T viene in genere misurato mediante misure di pressione statica sulle pareti S_w e successiva opportuna integrazione della equazione di Bernoulli linearizzata:

$$\begin{cases} u = -\frac{U_\infty C_p}{2} \\ \frac{\partial \phi_T}{\partial x} = u \end{cases} \quad (7.14)$$

Per quanto riguarda il calcolo di ϕ_T sulle superfici di ingresso, S_U , e di uscita, S_D , della camera di prova, è necessario conoscere come varia la velocità di perturbazione attraverso tali superfici. Nel caso che le superfici S_U e S_D siano sufficientemente lontane dal modello, il contributo degli integrali su di esse può essere ragionevolmente trascurato. Ciò avviene quando la camera di prova è sufficientemente lunga oppure quando si opera una estrapolazione dei valori acquisiti sulla superficie laterale S_w .

Nel problema di Neumann è necessario misurare su S_T la componente normale della velocità di perturbazione indotta dalle pareti oppure l'angolo del flusso. Ciò non comporta particolari problemi, nel caso di camera di prova a pareti impermeabili di qualsiasi forma, a causa del fatto che l'angolo del flusso è imposto dalla condizione di impenetrabilità. Risulta invece particolarmente difficile la suddetta misura nel caso di pareti porose o fessurate. Per questo motivo il problema di Neumann è preferito per le camere di prova a pareti solide mentre quello di Dirichlet per camere di prova in generale porose o fessurate.

Per quanto riguarda il contributo al potenziale di interferenza di parete dovuto alla rappresentazione del modello e quindi al suo potenziale in aria libera ϕ_F , Ashill dimostra che, con un'opportuna combinazione di condizioni al contorno su S_T , il che equivale a dire con un'opportuna porosità della camera di prova (la porosità è definita come rapporto tra l'area aperta e l'area chiusa), è possibile minimizzarlo se non eliminarlo del tutto. La rappresentazione del flusso intorno al modello è comunque necessaria e rimane caratteristica peculiare del metodo “a una variabile”.

- METODO “A DUE VARIABILI”

Nel metodo a due variabili è necessario misurare entrambe le variabili ϕ_T e $\partial\phi_T / \partial n$ sulla superficie S_T ma, per controparte esso non richiede una rappresentazione del flusso in aria libera intorno al modello. Questa caratteristica lo rende particolarmente valido ed efficace nelle gallerie a pareti solide di qualsiasi forma perché, in questo caso, avendo l'accortezza di far coincidere la superficie S_W con tali pareti, per la condizione di impenetrabilità il gradiente normale del potenziale in galleria risulta noto:

$$\frac{\partial\phi_T}{\partial n} = -\mathbf{U}_\infty \cdot \mathbf{n} \quad \text{su } S_W \quad (7.15)$$

Per eliminare il contributo dovuto alla rappresentazione del modello nell'espressione 7.10, è necessario che l'integrale sulla superficie S_T della camera di prova sia nullo:

$$\oiint_{S_T} \left(\frac{\partial\phi_F}{\partial n} G - \phi_F \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS = 0 \quad (7.16)$$

e ciò avviene se si sceglie come funzione di Green la funzione di spazio libero

$$G = -\frac{1}{4\pi r} \quad (7.17)$$

L'espressione 7.10 si riduce, come si voleva, a:

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = \oiint_{S_T} \left(\frac{\partial\phi_T}{\partial n} G - \phi_T \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS \quad (7.18)$$

e per la condizione 7.15 a

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = -\oiint_{S_W} \left(\phi_T \frac{\partial G}{\partial n} \right) + \oiint_{S_U + S_D} \left(\frac{\partial\phi_T}{\partial n} G - \phi_T \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS. \quad (7.19)$$

E' istruttivo presentare una soluzione analitica nota del potenziale di velocità di perturbazione generato da una sfera immersa in un flusso euleriano di velocità uniforme U_∞ (fig. 7.11).

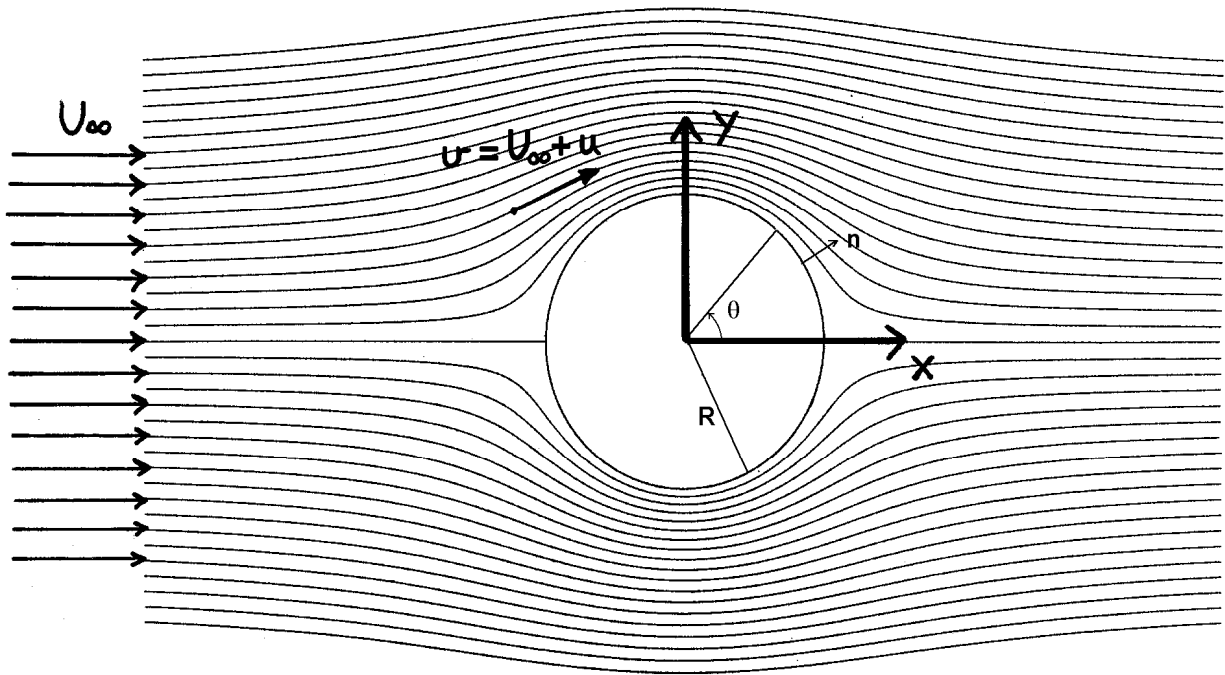


Fig. 7.11

Nel caso della sfera in aria libera, si ricade nel problema esterno e il teorema di Green si applica nella forma seguente:

$$\phi_F(\mathbf{x}_*) = \iint_{S_B} \left(\frac{\partial \phi_F}{\partial n} G - \phi_F \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS$$

dove S_B è la superficie della sfera con normale \mathbf{n} assunta verso l'esterno.

Utilizzando le espressioni viste in precedenza, il potenziale di perturbazione di una sfera di raggio R calcolato in un punto $\mathbf{x} = (x, y, z)$ si esprime nel seguente modo:

$$\phi_F(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} U_\infty R^3 \frac{x}{r^3}$$

Poiché il gradiente normale si esprime come $\partial(\cdot) / \partial n = \nabla(\cdot) \cdot \mathbf{n}$, essendo:

$$\nabla \phi_F = \left[\frac{k}{r^3} - 3k \frac{x^2}{r^5}, -3k \frac{xy}{r^5}, -3k \frac{xz}{r^5} \right]$$

e

$$\mathbf{n} = \frac{1}{r} (x, y, z)$$

si ottiene

$$\frac{\partial \phi_F}{\partial n} = -2k \frac{x}{r^4}$$

e quindi

$$\frac{\partial \phi_F}{\partial n}(\mathbf{x}) = -U_\infty R^3 \frac{x}{r^4}$$

Assumiamo di calcolare ϕ_F sul piano x, y (per la simmetria della sfera ogni piano passante per l'asse delle x è equivalente). Allora essendo su tale piano:

$$x = r \cos \theta$$

$$y = r \sin \theta$$

con θ preso in senso antiorario a partire dall'asse x , si ottiene:

$$\phi_F(r, \theta) = \frac{1}{2} U_\infty R^3 \frac{\cos \theta}{r^2}$$

$$\frac{\partial \phi_F}{\partial n}(r, \theta) = -U_\infty R^3 \frac{\cos \theta}{r^3}$$

Il potenziale varia come il coseno tangenzialmente alla sfera e come $1/r^2$ radialmente. Il gradiente normale ha lo stesso andamento tangenziale ma decresce come $1/r^3$ con la distanza dalla sfera.

7.4 Procedura per la correzione del bloccaggio

Si è in grado, a questo punto, di definire la procedura di correzione del bloccaggio riferendoci al metodo a due variabili descritto nel paragrafo precedente e quindi all'equazione (7.19) che richiamiamo per comodità:

$$\phi_I(\mathbf{x}_*) = -\iint_{S_w} \left(\phi_T \frac{\partial G}{\partial n} \right) + \iint_{S_U + S_D} \left(\frac{\partial \phi_T}{\partial n} G - \phi_T \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS. \quad (7.19)$$

Questa relazione fornisce il potenziale di correzione di parete ϕ_w nel generico punto \mathbf{x}_* della camera di prova in funzione del potenziale di perturbazione in galleria ϕ_T e del suo gradiente normale. La risoluzione dell'eq. (7.19) nella pratica deve essere condotta numericamente utilizzando un opportuno codice di calcolo (metodo dei pannelli, ved. Dispense di Fluidodinamica I, G. Guj). Senza entrare nei dettagli specifici, si sottolinea solo che i dati di input al programma di calcolo devono contenere le seguenti informazioni:

- 1) le coordinate x_* , y_* , z_* di tutti i punti \mathbf{x}_* in cui si vuole calcolare il potenziale di correzione
- 2) le coordinate $x(i)$, $y(i)$, $z(i)$ di tutti i nodi della mesh con cui le superfici S_w , S_U e S_D sono divise in pannelli
- 3) il potenziale ϕ_{T_n} e il suo gradiente normale $\partial \phi_{T_n} / \partial n$ nel centroide di ciascun pannello n delle superfici S_U e S_D e il solo potenziale ϕ_{T_n} sulla superficie S_w delle pareti della camera di prova.

Le grandezze del punto 1) dipendono dalla geometria del corpo e da dove si vuole calcolare la correzione. Le grandezze del punto 2) sono correlate al tipo di mesh che si intende costruire sulle superfici di integrazione e cioè al numero e alla forma dei pannelli quadrilateri che si intende utilizzare. La prima cosa da fare, per la procedura di correzione, è fissare un sistema di riferimento solidale alla camera di prova rispetto al quale determinare le grandezze dei tre punti precedenti. In secondo luogo è necessario assegnare il potenziale ϕ_T sulla superficie S_w delle pareti. Com'è noto esso non è una grandezza fisica direttamente misurabile e per questo lo si deve determinare mediante misure di velocità o di pressione alle pareti.

Utilizzando la relazione $\partial \phi_T / \partial x = u_x$ che lo lega alla componente assiale della velocità di perturbazione in galleria, ϕ_T è ottenuto mediante integrazione:

$$\phi_T = \int u_x dx + cost$$

In modo analogo si ottiene ϕ_T e il suo gradiente normale sulle superfici S_U e S_D .

Per quanto detto sopra, dal punto di vista sperimentale il problema si riduce all'acquisizione della distribuzione della componente assiale di velocità di perturbazione u_x sulle superfici di integrazione. Ciò, dice la letteratura, è sempre stato fatto mediante misure di pressione statica alle pareti utilizzando l'equazione di Bernoulli linearizzata:

$$u = -\frac{U_\infty}{2} C_p \quad (7.20)$$

E' un metodo questo, che comporta i seguenti svantaggi:

- a) con l'equazione 7.20 si misura il modulo della velocità di perturbazione u e non la sua componente assiale u_x . Si assume quindi che le perturbazioni siano piccole e che le altre due componenti siano trascurabili rispetto alla prima ma ciò comporta comunque un errore;
- b) è necessario strumentare la galleria con prese di pressione statica. Poiché le posizioni delle prese possono cambiare a secondo del modello e delle prove sperimentali da eseguire, ciò comporta difficoltà tecniche e scarsa versatilità del metodo; è meglio, da questo punto di vista, disporre di un pitot ed un movimentatore
- c) il numero di prese di pressione che è possibile utilizzare è in generale basso (dell'ordine delle decine) a causa delle complicazioni tecniche e del costo delle grosse scanning valve o dei multimanometri. Ciò costringe ad estese e poco accurate interpolazioni per ottenere l'andamento della pressione su tutta la superficie delle pareti

Per superare queste difficoltà è possibile misurare direttamente la velocità, ad esempio utilizzando un anemometro a filo caldo ad una o più componenti, che assicura una accuratezza molto migliore rispetto alla determinazione delle velocità attraverso le misure di pressione. Considerando che la componente assiale della velocità totale v_x è legata a quella di perturbazione dalla relazione:

$$v_x = U_\infty + u_x \quad (7.21)$$

misurando v_x e depurandola del valore della corrente uniforme U_∞ si ottiene la componente assiale della velocità di perturbazione richiesta.

Una volta nota la velocità di perturbazione di parete \mathbf{u}_w sul modello è finalmente possibile correggere localmente il coefficiente di pressione, depurandolo dall'effetto delle pareti, e quindi ottenere le forze aerodinamiche corrette.

Applicando il gradiente alla relazione

$$\phi_T = \phi_F + \phi_W$$

si ottiene:

$$\mathbf{u}_T = \mathbf{u}_F + \mathbf{u}_W$$

e la velocità corretta in aria libera si ottiene depurando quella in galleria da quella di parete:

$$\mathbf{u}_F = \mathbf{u}_T - \mathbf{u}_W$$

Utilizzando poi l'equazione di Bernoulli linearizzata si può calcolare la variazione di coefficiente di pressione dovuto alle pareti e sottraendolo a quello misurato in galleria si ottiene il valore corretto in aria libera:

$$C_{pF} = -\frac{2u_F}{U_\infty}$$

$$C_{pW} = -\frac{2u_W}{U_\infty} \quad (7.22)$$

$$C_{pT} = -\frac{2u_T}{U_\infty} = -\frac{2(u_F + u_W)}{U_\infty} = C_{pF} + C_{pW}$$

e quindi:

$$C_{pF} = C_{pT} - C_{pW} \quad (7.23)$$

dove C_{pT} è misurato in galleria e C_{pW} è fornito dal codice di calcolo.

Si è giunti infine alla correzione delle forze sul modello. Se il coefficiente di resistenza misurato in galleria è espresso dalla relazione:

$$C_{D T} = -\iint_{S_B} C_{P T} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{i}) dS$$

dove S_B è la superficie del modello, \mathbf{n} la normale esterna ad S_B e \mathbf{i} il versore della corrente U_∞ , il valore corretto in aria libera è dato da:

$$C_{D F} = C_{D T} - C_{D W} \quad (7.24)$$

Per calcolare il $C_{P F}$ corretto dall'equazione 7.24 e 7.23, è necessario naturalmente conoscere il valore $C_{P T}$ misurato in galleria.

La procedura sopra descritta, prevede che il $C_{P T}$ sia ottenuto da misure realizzate solitamente utilizzando dei profili alari opportunamente strumentati. Un'analogia procedura può essere effettuata utilizzando delle misure di forza globali ottenute, ad esempio, utilizzando delle bilance dinamometriche. Per ciò che riguarda il coefficiente di portanza, ricordiamo che la correzione da apportare alle misure effettuate in galleria per gli effetti del bloccaggio è dovuta sia ad un effetto di bloccaggio solido e di scia che ad un effetto di portanza. Pertanto è necessario correggere le misure sui coefficienti aerodinamici tenendo conto di entrambi gli effetti. In particolare, l'effetto di bloccaggio solido e di scia si corregge tenendo conto dell'aumento della velocità all'infinito, mentre l'effetto di portanza, tenendo conto della variazione di incidenza (aumento) dovuta alla presenza delle pareti (nella correzione del C_L si trascura la variazione di curvatura e spessore).

- Variazione della velocità:

indicando con U_{inf} la velocità che si ha in camera di prova in assenza del modello, si può dire che in presenza del modello, localmente, la velocità all'infinito corretta sia data da:

$$U_{inf} + u_{wx}$$

dove u_{wx} è considerato come incremento della velocità indisturbata: $u_{wx} = \Delta U_{inf}$. In realtà la quantità di riferimento che occorre per la correzione dei coefficienti di forza è il quadrato della velocità all'infinito che solitamente viene ottenuta come media delle misure effettuate:

$$\frac{(U_{inf} + \Delta U_{inf})^2}{2}$$

- Variazione di C_L per effetto della velocità:

se indichiamo con:

$$C_{LT} = \frac{L_T}{0.5 \cdot \rho \cdot S \cdot U_{inf}^2}$$

il C_L in galleria essendo L_T la portanza misurata in galleria, il C_L corretto dall'effetto di bloccaggio solido viene calcolato tenendo conto della nuova velocità all'infinito:

$$C'_L = \frac{L_T}{0.5 \cdot \rho \cdot S \cdot (U_{inf} + \Delta U_{inf})^2}$$

- Variazione di C_L per effetto di portanza (incidenza):

poiché il C_L dipende anche dall'angolo di incidenza α , si può tenere conto dell'effetto della variazione di incidenza (effetto di portanza), rispetto al caso in aria libera, indotta dalle pareti sul profilo. Si indica con $\alpha_T = \arctan\left(\frac{v_{Tz}}{v_{Tx}}\right)$ l'incidenza locale in galleria, con $\alpha_F = \arctan\left(\frac{v_{Fz}}{v_{Fx}}\right)$

l'incidenza locale in aria libera e con $\Delta\alpha = \alpha_w = \alpha_T - \alpha_F$ la variazione locale di incidenza indotta dalle pareti. Poiché risulta (con la notazione già assunta che con v si indichino le componenti delle velocità totali e con u le componenti delle velocità di perturbazione):

$$\begin{cases} v_{Fx} = U_{\infty} + u_{Fx} \\ v_{Fz} = u_{Fz} \end{cases}$$

e

$$\begin{cases} v_{Tx} = U_{\infty} + u_{Fx} + u_{wx} \\ v_{Tz} = u_{Fz} + u_{wz} \end{cases}$$

trascurando i termini di second'ordine ed utilizzando la relazione:

$$\arctan X - \arctan Y = \arctan \left(\frac{X - Y}{1 + X \cdot Y} \right) \quad X \cdot Y > -1$$

si ottiene:

$$\Delta\alpha = \arctan \left(\frac{u_{wz}}{U_{\text{inf}} + 2 \cdot u_{Fx} + u_{wx}} \right) \cong \arctan \left(\frac{u_{wz}}{U_{\text{inf}}} \right)$$

Ancora una volta il valore di $\Delta\alpha$ si ottiene solitamente come valore medio delle misure effettuate sui punti di controllo sul profilo. Si tiene conto della variazione di incidenza media sul profilo stesso indotta dalle pareti, utilizzando la relazione lineare:

$$C_L'' = \frac{dC_{LT}}{d\alpha} \cdot \overline{\Delta\alpha}$$

essendo $dC_{LT}/d\alpha$ la pendenza della polare (curva $C_{LT}(\alpha)$) misurata in galleria.

- Coefficiente di portanza corretto:

il risultato finale sarà il coefficiente di portanza corretto C_{LC} espresso come:

$$C_{LC} = C_L' - C_L''$$

7.5 Alcuni esempi di risultati

Presentiamo nel seguito alcuni risultati ottenuti nello studio degli effetti di bloccaggio nel caso di profili alari posizionati nella camera di prova chiusa di una galleria aerodinamica subsonica a circuito aperto (galleria CT1 del CIRA, ved. Cap. 3.1). I modelli scelti per la presente analisi hanno permesso la correzione degli effetti del bloccaggio da un punto di vista globale, utilizzando misure dinamometriche e da un punto di vista locale, utilizzando misure di pressione su un profilo strumentato. I dati sperimentali utilizzati per assegnare i parametri in ingresso al codice di correzione, sono stati acquisiti tramite misure anemometriche con filo caldo monocomponente effettuate in prossimità delle pareti della camera di prova chiusa. Le misure dinamometriche sono state effettuate con una bilancia a tre componenti in tutte le configurazioni considerate, mentre i valori di pressione sul profilo strumentato sono stati acquisiti tramite trasduttori di pressione multipli. Per ottenere i dati di riferimento in aria libera, altre misure di forza e di pressione con trasduttore di pressione multiplo, sono state effettuate anche presso una Galleria del vento con camera di prova aperta (Galleria aerodinamica del Laboratorio di Aerodinamica del Dipartimento di Meccanica e Aeronautica dell'Università «La Sapienza»).

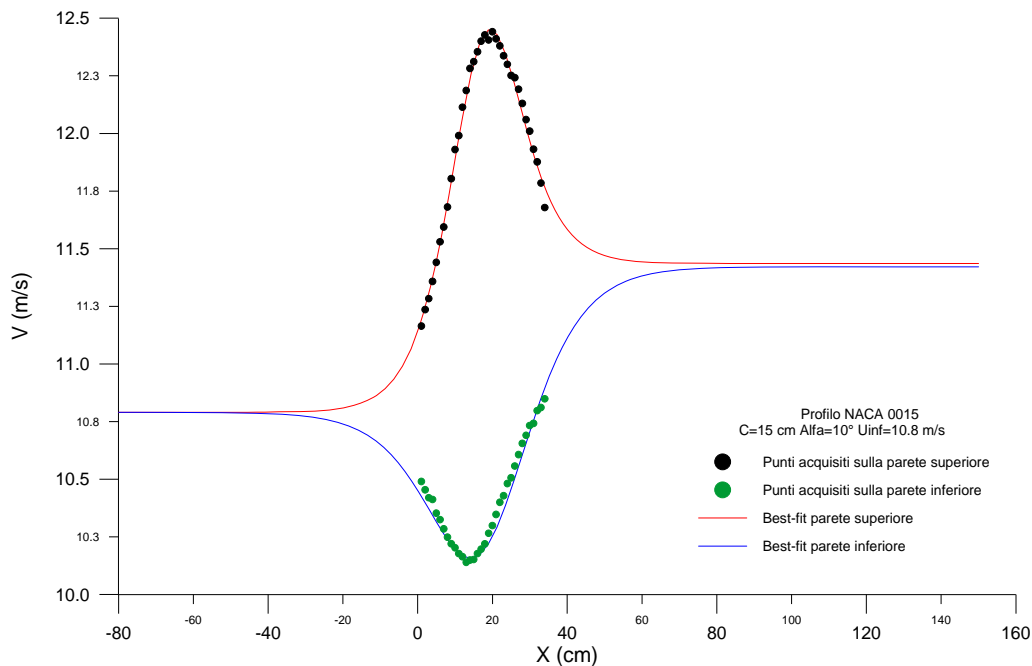


Fig. 7.12: Esempio di valori sperimentali della velocità alle pareti ed estrapolazioni ottenute attraverso la funzione di Glodstein.

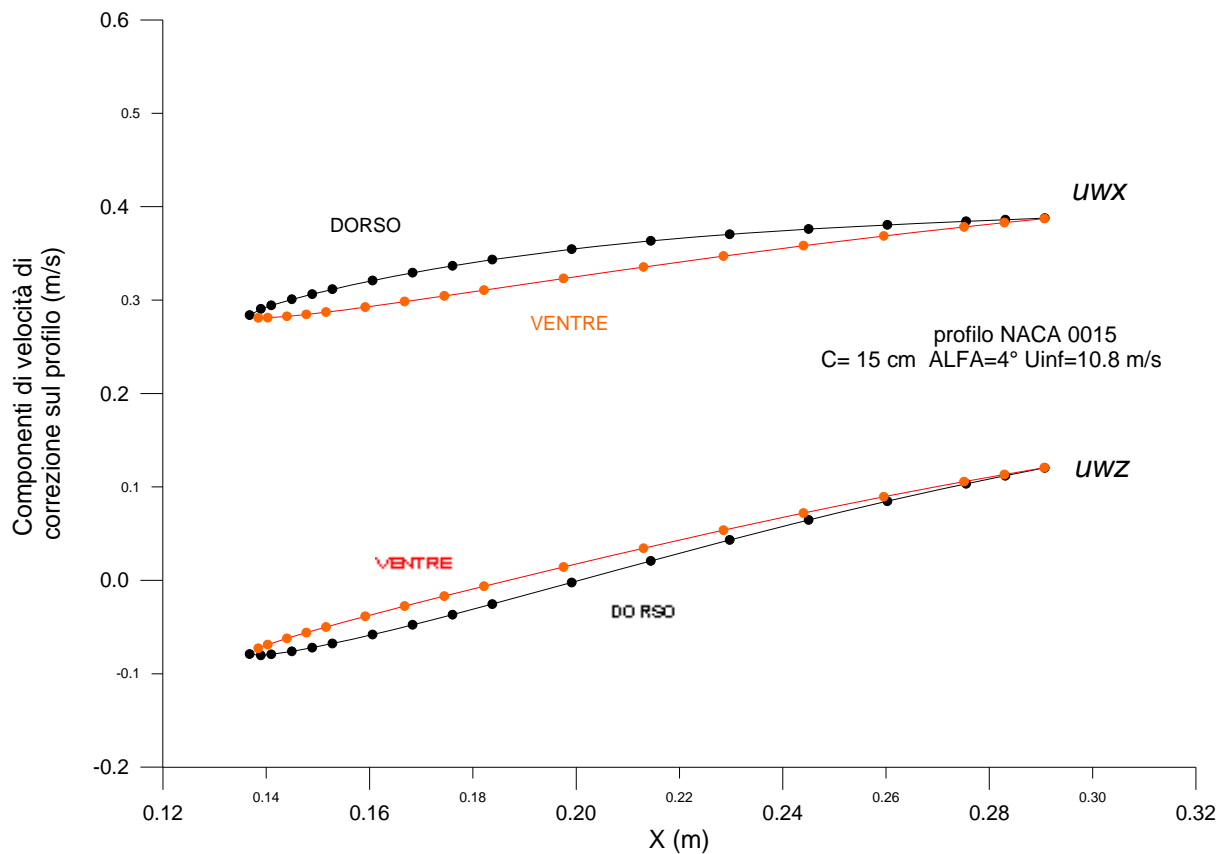


Fig. 7.13: Esempi di velocità di perturbazione sul ventre e sul dorso per un profilo NACA 0015.

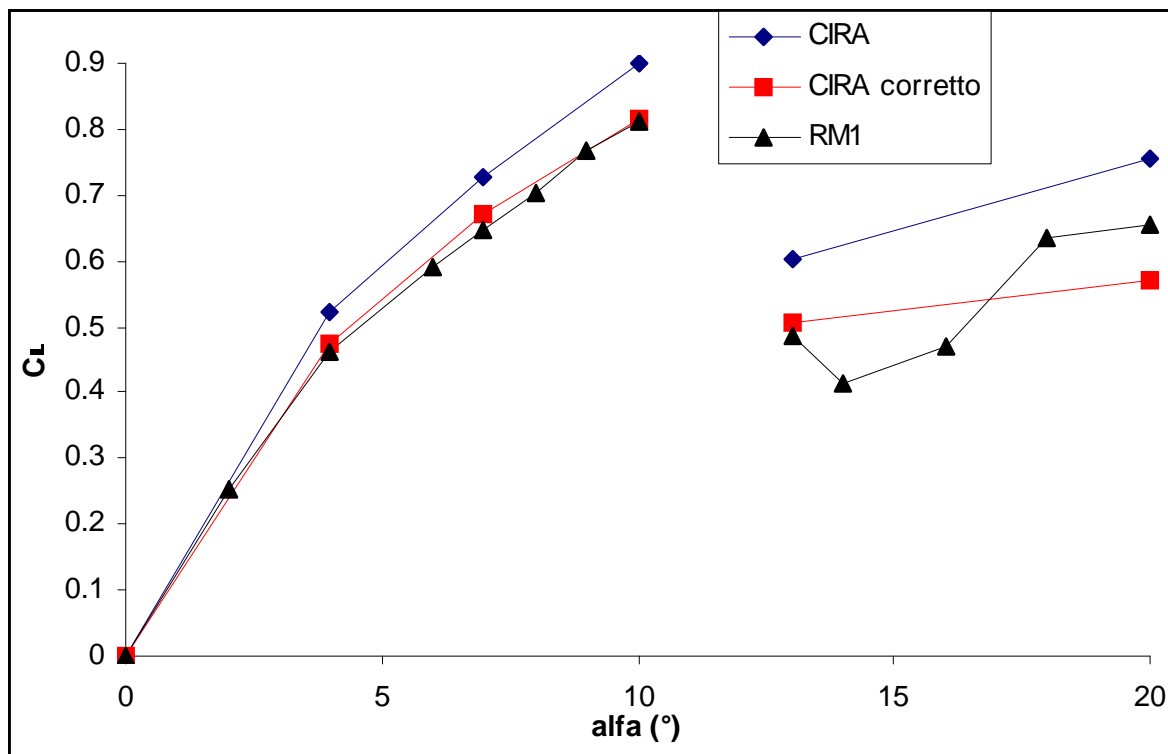


Fig. 7.14: Esempio del coefficiente di portanza in funzione dell'angolo di incidenza per il profilo grande NACA 0015 ottenuti nella camera di prova chiusa (simbolo \diamond). Sono riportati anche i valori corretti con la procedura numerico sperimentale (\square) e quelli di riferimento ottenuti sullo stesso profilo nella camera di prova aperta (σ) indicati come RM1.

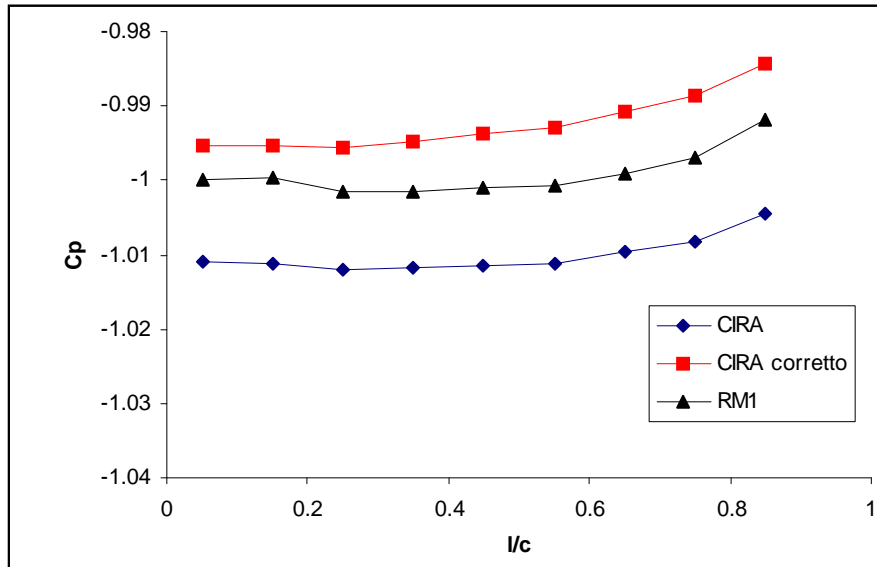


Fig. 7.16: Esempio del coefficiente di pressione misurato sul ventre di un profilo NACA 0012 strumentato, ottenuto nella camera di prova chiusa (simboli \diamond) confrontato con i valori corretti (\square) e con le misure effettuate nella camera di prova aperta, indicati come RM1 (\blacktriangle), per un angolo di incidenza di 4° . l/c rappresenta la posizione della presa di pressione (distanza dal bordo d'attacco) adimensionalizzata rispetto alla corda del profilo.