



UNIONE EUROPEA
Fondo Europeo di Sviluppo Regionale



CTN01_00176_163601



TRIM

Tecnologia e Ricerca Industriale per la Mobilità Marina

Modelli idrodinamici semplificati non stazionari per l'analisi di eliche marine in flusso non uniforme

Sotto-Progetto	Rumore
Obiettivo Realizzativo	Sviluppo e validazione di una formulazione numerica multidisciplinare per la caratterizzazione ed il controllo delle vibrazioni indotte da una sorgente tonale
Descrizione attività	Messa a punto e validazione di solutori basati su tecniche analitico-numeriche e/o agli elementi di contorno (BEM) per idrodinamica di eliche in flusso non-uniforme
Tipo di documento	Rapporto Tecnico
Codice del documento	SP.7-OR.6-D.1
Data di emissione	22/07/2020
Redazione	Claudio Testa
	INM ISTITUTO DI INGEGNERIA DEL MARE INSTITUTE OF MARINE ENGINEERING





Titolo documento **Modelli idrodinamici semplificati non stazionari per
l'analisi di eliche marine in flusso non uniforme**

Codice documento SP.7-OR.6-D.1

Distribuzione Pubblico

Rev.	Data	Pagine	Redazione	Responsabile
0	22/07/2020	2+12	Claudio Testa	Claudio Testa

L'attività descritta nella presente pubblicazione è stata finanziata dal Progetto TRIM — Tecnologia e Ricerca Industriale per la Mobilità Marina — coordinato dal Consiglio Nazionale delle Ricerche e finanziato dal Ministero dell'Università e della Ricerca nell'ambito dell'iniziativa dei Cluster Tecnologici Nazionali.



Indice

Sommario	2
1 Introduzione	3
2 Il modello di Nakatake	5
3 Il modello di Theodorsen	7
4 Il modello di Sears	8
Riferimenti bibliografici	11



Sommario

Questo report presenta dei modelli teorico-numeriche basati sulla teoria dei flussi a potenziale bi-dimensionali non stazionari, incompressibili, per l'analisi delle prestazioni idrodinamiche di eliche marine operanti in un flusso di ingresso non uniforme. In particolare, le capacità predittive dei modelli di Nakatake, Theodorsen e Sears, in termini di spinta prodotta dal propulsore, sono tra loro confrontate ed in relazione ai risultati ottenuti dall'applicazione di una teoria idrodinamica tri-dimensionale, non stazionaria, incompressibile, non viscosa, basata sul metodo degli elementi di contorno (soluzione di riferimento in ambito potenziale). L'accuratezza dei singoli modelli nel catturare le componenti armoniche del carico è discussa nel documento, al variare del contenuto armonico del flusso in ingresso al disco palare.

1 Introduzione

Al fine di valutare il rumore tonale all'interno a cabine di imbarcazioni commerciali, l'attività svolta nel periodo di riferimento è finalizzata alla messa a punto di solutori idrodinamici teorico-numeriche per la predizione dei carichi di pressione agenti sulle superfici palari di eliche operanti dietro carena. Il rumore interno causato dall'idrodinamica non stazionaria attorno al propulsore è dovuto alle onde acustiche generate dalle pale dell'elica che, propagando in acqua, interagiscono con la superficie della carena mettendola in vibrazione; a sua volta la vibrazione della parete eccita l'aria contenuta nella cavità acustica dando luogo ad un accoppiamento acusto-strutturale che a regime induce un certo livello vibro-acustico.

Sebbene in linea di principio le sorgenti acustiche di rumore tonale associate alle pale del propulsore possano essere identificate attraverso simulazioni CFD (nella sua accezione generale), la soluzione delle equazioni di Navier-Stokes per la caratterizzazione idrodinamica di un'elica dietro una carena in crociera è molto dispendiosa da un punto di vista computazionale a causa delle dimensioni delle griglie computazionali spaziali e temporali necessarie per risolvere in maniera soddisfacente il campo di moto. La simulazione CFD diventa improponibile in caso di manovra a causa delle scale temporali necessarie alla risoluzione idrodinamica non stazionaria dell'elica; in questi casi tipicamente l'onere computazionale in termini di CPU è maggiorato di un ordine di grandezza rispetto al caso di crociera.

Alternativamente, dovendo identificare sorgenti idrodinamiche localizzate sulla superficie palare, modelli idrodinamici tri-dimensionale non stazionari basati sulla teoria dei flussi potenziali risolti con metodi agli elementi di contorno (BEM) possono essere altresì adeguati ed accurati. Tuttavia, talvolta l'onere computazionale dei metodi BEM può diventare insostenibile soprattutto se si utilizzano modelli di scia libera per la descrizione del campo vorticoso a valle dell'elica e in particolare durante la fase di manovra. Per queste ragioni la messa a punto di formulazioni teorico/numerico alternative, che rappresentino il giusto compromesso tra accuratezza numerica e rapidità di calcolo, è ritenuto di fondamentale importanza per applicazioni industriali. In particolare, l'uso di formulazioni idrodinamiche semplificate, ma allo stesso tempo in grado di catturare fenomeni idrodinamici ad alta frequenza come quelli derivanti dall'interazione palavortice e/o dalle condizioni di lavoro in flussi d'ingresso molto irregolari e/o nella scia di altri corpi, costituisce un punto di partenza cruciale per l'analisi idroacustica dell'elica e, in ultima istanza, per lo studio del rumore interno.

I modelli idrodinamici investigati sono basati sulla teoria potenziali per flussi incompressibili e sono rispettivamente il modello di: i) Nakatake; ii) Theodorsen; iii) Sears. La formulazione introdotta da Nakatake consiste in un modello di disco attuatore in cui la presenza delle pale è modellata attraverso un sistema di vortici a staffa (*bound vortex sheets & free-vortices*); diversamente la teoria basata su Theodorsen, largamente usata nel contesto aeronautico per analisi aeroelastiche di rotori e ali fisse, è applicata ad eliche marine osservando che un flusso spazialmente non uniforme induce un sistema



di carichi palari periodici. Infine l'applicazione della teoria di Sears, che rappresenta un miglioramento rispetto a quanto proposto da Theodorsen, si basa sull'osservazione che una sezione palare durante la sua rivoluzione in un flusso non omogeneo spazialmente si comporta come un profilo alare in un profilo di raffica multi-armonico.

Vengono di seguito riportati alcuni aspetti salienti delle formulazioni investigate in questa attività; successivamente si esporranno le conclusioni del lavoro svolto.

2 Il modello di Nakatake

In questo modello l'elica è rappresentata da un disco continuo di spessore nullo in cui il passo effettivo è determinato attraverso un'analisi preliminare basata sulle curve di open water ricavate sperimentalmente o con simulazioni molto accurate [1]. Nel contesto della teoria potenziale, un sistema di vortici attaccati (*bound vortex*) localizzati nel piano del disco S_p e di vortici liberi a valle (*free-vortices*) modellano la presenza dell'elica che a sua volta induce un disturbo di velocità u_{r_p} e u_{θ_p} (r e θ identificano le coordinate polari su S_p) [2, 3]. Indicando con $J = V/nD$ il coefficiente d'avanzo dell'elica (V è la velocità di traslazione in direzione x ortogonale al piano del disco, n il numero di giri al secondo dell'albero, D il diametro dell'elica), il disturbo indotto dall'elica in termini di potenziale di velocità è esprimibile come [4, 5, 6]

$$\phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{r_b}^{r_e} dr \int_0^{2\pi} \Gamma(r, \theta) G_p(x, y, z, r, \theta) d\theta, \quad (1)$$

dove (x, y, z) sono le coordinate cartesiane che individuano un punto nel campo, r_b e r_e rappresentano i raggi del mozzo e della pala, mentre G_p rappresenta la funzione di Green definita da [6]

$$G_p(x, y, z, r, \theta) = \frac{r}{R} \frac{1}{h} + \frac{y \sin \theta + z \cos \theta}{R^2 - x^2} \left(1 + \frac{x}{R}\right),$$

con $R^2 = x^2 + (y - r \cos \theta)^2 + (z - r \sin \theta)^2$. La circolazione $\Gamma(r, \theta)$ rappresenta l'intensità del vortice attaccato localizzato nell'areola elementare di disco $r dr d\theta$; essa è ottenuta dalla soluzione della condizione al contorno su S_p derivante dalla conservazione della massa attraverso il disco dell'elica, governata dalla relazione seguente [1]

$$\Xi(r, h) V \Gamma + \left(u_{r_p} - \frac{h}{r} u_{\theta_p}\right) + \{u - \Omega a(r)\} = 0, \quad (2)$$

in cui

$$\Xi(r, h) = \left\{ \frac{2\sqrt{r^2 + [a(r)]^2}}{k_1 r N_B c(r)} + \frac{r^2 + h^2}{2h r^2 \chi(r, h)} \right\}.$$

Nella equazione (2) gli effetti di autoinduzione sono implicitamente considerati; inoltre u definisce la velocità assiale dell'inflow, u_{r_p} e u_{θ_p} dipendono da Γ per il tramite dell'equazione (1), $\Omega = 2\pi n$, χ identifica il *top loss correction factor* introdotto da Prandtl [1], $a(r)$ è il passo locale effettivo, N_B indica il numero di pale mentre $2\pi h$ identifica il passo dei vortici liberi, essendo

$$h = \frac{1}{2} \left[a(r) + \frac{1}{2\Omega\pi} \int_0^{2\pi} u d\theta \right], \quad (3)$$

con $r_0 = 0.7 r_e$. Il coefficiente k_1 è un fattore di correzione che tiene in considerazione l'apertura finita delle pale e la mutua interazione pala-pala.

La soluzione dell'equazione (2) in termini di circolazione $\Gamma(r, \theta)$ fornisce il potenziale di perturbazione e di conseguenza il campo di velocità sulla superficie S_p è esprimibile

come

$$V_x = u + u_{r_p} + \frac{V\Gamma}{2h\chi}, \quad V_\theta = 2\pi nr + u_{\theta_p} - \frac{V\Gamma}{2r\chi}, \quad (4)$$

dove il terzo termine a destra delle relazioni (4) identifica il contributo di velocità dovuto ai vortici attaccati e quelli *trailed* convetti a valle. Le prestazioni dell'elica in termini di spinta e coppia sono ricavabili dai seguenti integrali

$$T = \rho \iint_{S_p} V\Gamma V_\theta dr d\theta - \rho \frac{C_{pD}}{2} N_B \int_{r_b}^{r_e} C(r) \bar{V}_x \bar{V}_\theta dr$$
$$Q = \rho \iint_{S_p} V\Gamma V_x dr d\theta + \rho \frac{C_{pD}}{2} N_B \int_{r_b}^{r_e} C(r) \bar{V}_\theta^2 dr \quad (5)$$

in cui $C(r) = c(r)\sqrt{1 + (h/r)}$. Nelle espressioni precedenti le sovralineature indicano medie azimutali, ρ è la densità del fluido mentre C_{pD} rappresenta il coefficiente di resistenza di sezione.

Dall'equazione (5), i carichi idrodinamici perturbativi sono facilmente ottenibili come $\Delta T = T - T_0$ and $\Delta Q = Q - Q_0$, dove il pedice 0 indica carichi stazionari (carichi idrodinamici in open water allo stesso coefficiente di avanzo J).

3 Il modello di Theodorsen

Nel modello di seguito descritto, i carichi palari sono ottenuti previa integrazione radiale dei carichi di sezione ottenuti dalle teorie non stazionarie di profili alari in flussi subsonici incomprimibili. Si consideri un sistema di riferimento solidale ad un profilo sottile rettilineo, avente asse x parallelo alla corrente all'infinito e origine fissata a metà corda. Per un profilo di corda $c = 2b$ che si muove con velocità V , soggetto ad un moto armonico verticale $h(t)$ e ad un moto di beccheggio $\alpha(t)$ attorno ad un asse localizzato ad a semi-corde dal centro di sezione, la teoria di Theodorsen fornisce i carichi non stazionari come combinazione di contributi non-circolatori L_{nc} ortogonali alla corda e circolatori L_c diretti in direzione normale al vento relativo. In dettaglio, i carichi non-circolatori sono espressi da [7]

$$L_{nc} = \pi \rho b^2 \dot{w}_{c/2}, \quad (6)$$

dove $\dot{w}_{c/2}$ rappresenta la derivata temporale della componente normale della velocità relativa a metà corda (*upwash*, positiva verso l'alto) mentre i carichi circolatori sono dati da

$$L_c = 2\pi \rho b V \mathcal{F}^{-1} [C(k) \tilde{w}_{3c/4}], \quad (7)$$

essendo \mathcal{F} la trasformata di Fourier, $\tilde{w}_{3c/4} = \mathcal{F} [w_{3c/4}]$, $w_{3c/4}$ l'*upwash* a 3/4 di corda, $C(k)$ la lift deficiency function e $k = \omega b/V$ la frequenza ridotta (ω è la pulsazione del moto armonico). L'applicazione [7] della teoria di Theodorsen alle eliche marine operanti in flusso assiale non-uniforme può essere fatta considerando l'*upwash* periodico a cui sono soggette le sezioni palari che si muovono all'interno della scia della carena come combinazione di moti di beccheggio $\alpha(t) = \bar{\alpha}_0 e^{j\omega t}$ e traslazione verticale $h(t) = \bar{h}_0 e^{j\omega t}$ multi-armonici aventi fasi costanti (\bar{h}_0 e $\bar{\alpha}_0$ rappresentano le ampiezze complesse). Con questa interpretazione fenomenologica, l'*upwash* w è descritto attraverso una sovrapposizione a diverse frequenze di campi di velocità aventi distribuzione lineare lungo la corda e fase costante

$$w(x, t) = [\bar{h}_0 + \bar{\alpha}_0(x - ab)] e^{j\omega t}, \quad (8)$$

Sotto l'ipotesi di piccoli angoli, la forza totale ortogonale alla corda $L = L_c + L_{nc}$ è direttamente ottenuta integrando il salto di pressione attraverso il profilo

$$L(t) = \int_{-b}^{+b} \Delta p(x, t) dx, \quad (9)$$

dove, per ogni componente armonica ω dell'*inflow*, $\Delta \tilde{p} = \mathcal{F} [\Delta p]$ è data dalla seguente relazione [8]

$$\Delta \tilde{p}(\Theta, \omega) = 2\rho V [a_0 \tan(\Theta/2) + 2a_1 \sin(\Theta) + 2a_2 \sin(2\Theta)], \quad (10)$$

nella quale la variabile $\Theta \in [0, \pi]$ è tale che $x = b \cos \Theta$ mentre i coefficienti a_0, a_1, a_2 sono dati da

$$\begin{aligned} a_0 &= C(k) \tilde{w}_{3c/4} - \tilde{w}_{3c/4} + \tilde{w}_{c/2}, \\ a_1 &= \tilde{w}_{3c/4} - \tilde{w}_{c/2} + (jk/2) \tilde{w}_{c/2}, \\ a_2 &= (jk/4) (\tilde{w}_{3c/4} - \tilde{w}_{c/2}). \end{aligned} \quad (11)$$

4 Il modello di Sears

Questo modello idrodinamico rappresenta una estensione del precedente approccio di Theodorsen; i carichi non stazionari agenti su un profilo che si muove in un flusso spazialmente non uniforme sono predetti esprimendo l'*upwash* in ogni punto sulla corda e per ogni frequenza dell'inflow multiarmonico come [8]

$$w(x, t) = W e^{j\omega(t-x/V)} \quad (12)$$

Questa relazione assume che nel moto relativo al profilo, una raffica sinusoidale di ampiezza costante W investe il profilo con velocità V . Indicando con l la lunghezza d'onda della raffica, $2\pi V/l$ è la frequenza ω con cui il profilo di raffica investe la sezione di pala in esame. La portanza non stazionaria (forza normale alla corda) è data da [8]

$$L = \rho \pi c V W e^{j\omega t} \varphi(k), \quad (13)$$

dove $\varphi(k)$ è la funzione di Sears che rappresenta la funzione di risposta in frequenza della portanza alla raffica. La portanza è data dall'integrale del salto di pressione Δp lungo la corda, che per ogni frequenza ω dell'*inflow* è dato dalla seguente espressione nel dominio della frequenza [8]

$$\Delta \tilde{p}(\Theta, \omega) = 2\rho V W (A_0 + A_1) \tan(\Theta/2), \quad (14)$$

con coefficienti A_0 e A_1 dati da

$$\begin{aligned} A_0 &= C(k) [J_0(k) - jJ_1(k)] \\ A_1 &= jJ_1(k), \end{aligned} \quad (15)$$

in cui $J_n(k)$ è la funzione di Bessel del primo tipo di ordine n .

Come mostrato dalla relazione (12), nella teoria di Sears la distribuzione di velocità normale alla corda del profilo (in termini di velocità relativa) è data da una combinazione di distribuzioni di velocità ad ampiezza costante e fase variabile linearmente lungo la corda.

Differentemente dalla teoria di Theodorsen, la formulazione di Sears è quindi in grado di modellare (linearmente) la differenza di fase esistente tra l'*upwash* associato a punti distribuiti sulla corda di una sezione investita da un flusso non uniforme. Notare che in termini di salto di pressione, la risposta ad un ingresso costituito da un flusso assiale uniforme (caso stazionario) è direttamente fornita dalla relazione (14) ponendo $k = 0$; il risultato, coincidente con quello fornito dalla teoria di Theodorsen, coincide a sua volta con quanto predetto dalla teoria di Glauert.

L'applicazione dei metodi di Theodorsen e Sears è fatta suddividendo la superficie palare media dell'elica in un numero discreto di sezioni, applicando successivamente le equazioni (10) o (14) a ciascuna sezione per ogni componente armonica della velocità

di *inflow*. A valle di questo processo, nel dominio del tempo la spinta perturbativa è data dal seguente integrale

$$\Delta T(t) = -N_B \int_{r_b}^{r_e} dr \int_{-b}^{+b} \Delta p(x, t) \boldsymbol{\nu} \cdot \boldsymbol{i} dx, \quad (16)$$

mentre la coppia potenziale perturbativa è fornita da

$$\Delta Q(t) = -N_B \int_{r_b}^{r_e} \int_{-b}^{+b} [\boldsymbol{r} \times \Delta p(x, t) \boldsymbol{\nu}] \cdot \boldsymbol{i} dx dr, \quad (17)$$

dove $\boldsymbol{\nu}$ è la normale unitaria uscente dalla superficie palare media, \boldsymbol{i} il vettore unitario allineato con la direzione normale al piano del disco elica e \boldsymbol{r} rappresenta il vettore locale che identifica la posizione lungo la corda di un punto rispetto al mozzo dell'elica stessa.

Per un elica monopala DT-3714 [9], la figura 1 mostra il confronto tra le predizioni numeriche del coefficiente di spinta K_T nel caso di condizioni operative caratterizzate da un flusso non uniforme avente una variazione azimutale della velocità assiale riportata in figura 2, per diverse posizioni radiali sul disco. Questo *inflow* ha un contenuto in frequenza di circa 90 armoniche con frequenze maggiori localizzate verso l'estremità del disco elica. Prendendo come risultato di riferimento quello predetto dall'applicazione dell'idrodinamica potenziale non stazionaria per flussi incompressibili attaccati, risolta con metodo BEM, la figura 1 mostra un ottimo accordo tra le teorie semplificate proposte, in termini di risposta alle prime 4 armoniche dell'*inflow*.

La figura 2, inerente alla risposta palare alle prime 8 armoniche evidenzia ancora un ottimo accordo; le cose peggiorano sensibilmente quando si esamina la risposta alle prime 16 armoniche dell'*inflow*. Maggiore è il contenuto in frequenza dell'*inflow* e maggiori sono le discrepanze tra i risultati predetti dai modelli di Theodorsen e Sears.

La figura 3, relativa alla risposta della pala a tutto l'*inflow*, testimonia quanto detto. Questo comportamento è giustificabile osservando che la teoria di Theodorsen considera una fase costante dell'*inflow* lungo la corda, quindi la rappresentazione dell'*upwash* è fisicamente corretta finchè la corda della sezione locale è minore o confrontabile con la lunghezza d'onda minima associata allo spettro del flusso in ingresso all'elica. Differentemente, la teoria di Sears non risente di questa limitazione poichè la fase varia linearmente lungo la corda, ovvero i punti della sezione non sono soggetti allo stesso inflow simultaneamente.

Questo risultato da un lato pone enfasi sulla necessità di usare i modelli semplificati a seconda del tipo di applicazione che si intende studiare; dall'altro evidenzia la bontà delle previsioni idrodinamiche (si vedano le teorie di Sears e Nakatake) rispetto a quanto ottenuto con un metodo a pannelli il cui costo computazionale è notevolmente superiore per analisi non stazionarie.

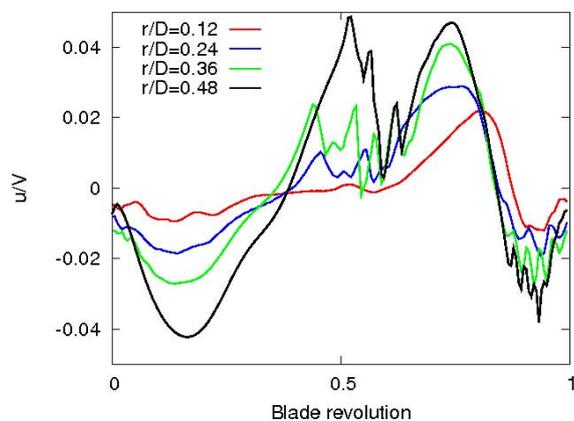


Figura 1: Inflow assiale all'elica.

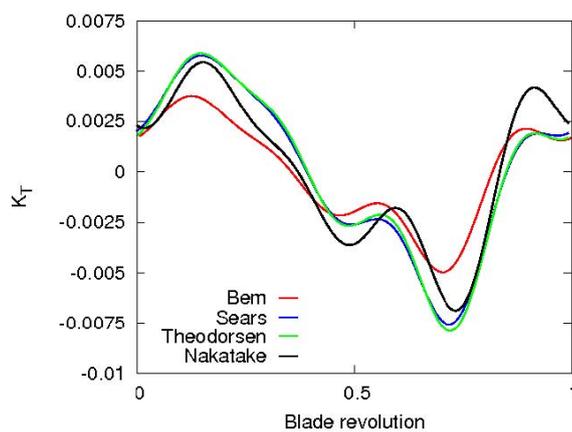


Figura 2: Risposta palare alle prime 4 armoniche.

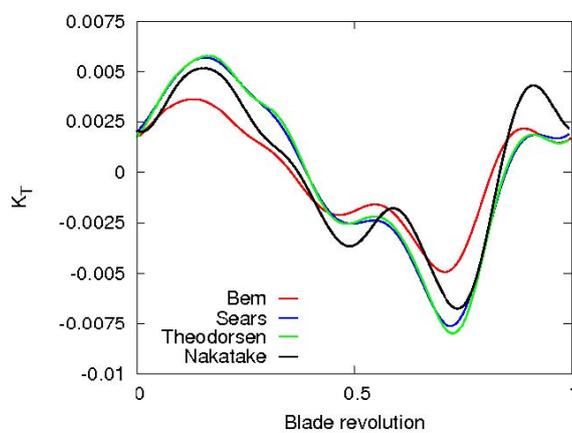


Figura 3: Risposta palare alle prime 8 armoniche.

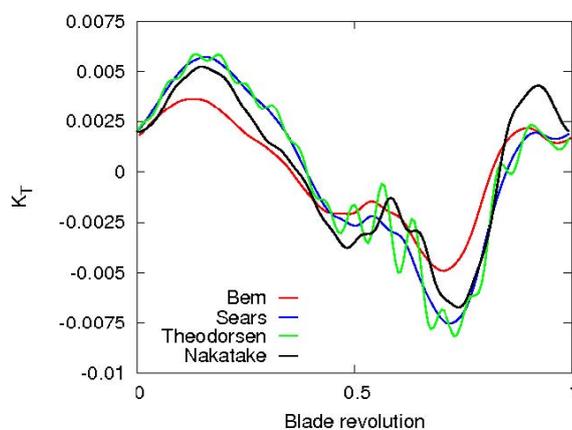


Figura 4: Risposta palare alle prime 16 armoniche.

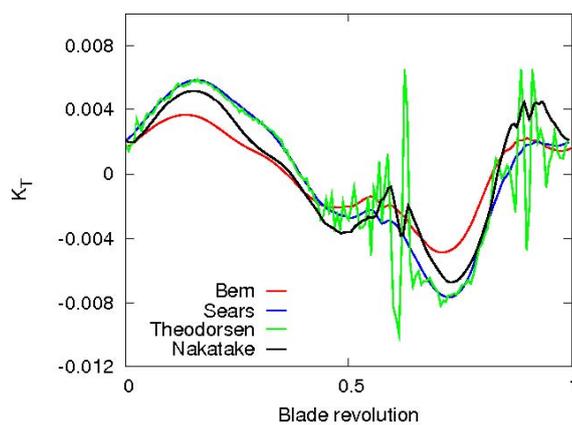


Figura 5: Risposta palare all'inflow di ingresso.

Riferimenti bibliografici

- [1] K. Nakatake. A practical method to calculate propulsive performance of ships. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 41(1):87–122, 1981.
- [2] R. Broglia, D. Durante, G. Dubbioso, and A. Di Mascio. Turning ability characteristics study of a twin screw vessel by cfd. In E. Oñate L. Eça, J. García, T. Kvamsdal, and P. Bergan, editors, *MARINE 2011 Computational Methods in Marine Engineering IV*, pages 277–286. CIMNE, Barcelona, Spain, 2011.
- [3] C. D. Simonsen and F. Stern. Rans maneuvering simulation of esso osaka with rudder and a body-force propeller. *Journal of Ship Research*, 49(2):98–120, 2005.
- [4] R. Yamazaki. A study on screw propellers. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 19(1):1–75, 1960.
- [5] R. Yamazaki. On the propulsion theory of ships on still water: Introduction. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 27(4):187–220, 1968.
- [6] R. Yamazaki, K. Nakatake, and K. Ueda. On the propulsion theory of ships on still water: A case of thin ship. *Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyushu University*, 31(4):131–229, 1972.
- [7] T. Theodorsen. General theory of aerodynamic instability and the mechanism of flutter. Technical Report 496, National Advisory Committee for Aeronautics, 1935.
- [8] Y. C. Fung. *An Introduction to the theory of Aeroelasticity*. Dover Publications, New York, 1993.
- [9] S. Subramanian and T. J. Mueller. An experimental study of propeller noise due to cyclic flow distortion. *Journal of Sound and Vibration*, 183(5):907–923, 1995.