UNIVERSITÀ POLITECNICA DELLE MARCHE

FACOLTÀ DI INGEGNERIA

Dipartimento di Ingegneria Civile, Edile e Architettura
Sezione Idraulica e infrastrutture viarie

Corso di Laurea in Ingegneria Civile e Ambientale

Azioni marittime su piattaforme artificiali offshore in Adriatico

Maritime actions on offshore artificial platforms in the Adriatic

Relatore:
Prof. Ing. Carlo LORENZONI

Tesi di Laurea di:
Mohamad Yahya

Correlatore:
Dott. Ing. Angelo Gino Raffaele Rosato

Anno Accademico 2023-2024

Indice

0. Premessa....6
1. Introduzione....6
2. Tipi e Funzioni delle Strutture Offshore....7
2.1 Tipi delle strutture offshore....8
2.1.1 Piattaforme a Giacimento Fisso (Fixed Jacket Platforms)....8
2.1.2 Sistemi di Ancoraggio a Punto Singolo (Single Point Mooring Systems)....9
2.1.3 Piattaforme a Gambe Tese (Tension Leg Platforms)....10
2.1.4 Strutture Artiche (Arctic Structures)....10
2.2 Concetti Futuri di Strutture Offshore (Future Offshore Structure Concepts)....11
2.3 Sfide e Problematiche....11
3. Teoria delle onde in acque profonde....12
3.1 Onde di rottura in acque profonde....15
3.2 Formulazioni cinematiche per onde ripide: la teoria di Stokes....17
3.3 Flusso attorno ad un cilindro in flusso oscillatorio....19
3.3.1 Vortici intorno al palo....21
3.4 Contrazione delle linee di flusso....25
3.4.1 Regime di flusso e formazione di vortici....26
3.5 Carichi ondosi su cilindri sottili verticali....28
3.5.1 Carico di rottura delle onde....29
3.5.2 Carichi d'onda di ordine superiore....31
4. Forze su un palo....33
4.1 Equazione di Morison....34
4.1.1 Sviluppo dell'equazione di Morison....34
4.1.2 Equazione di Morison (regime di separazione)....36
4.1.3 Calcolo dei coefficienti CM e CD....41
4.2 Teoria di Froude-Krylov (regime di diffrazione)....43
4.3 Teoria della Diffrazione (regime di diffrazione)....46
4.4 Spinta delle onde su pali in presenza di corrente uniforme....47
4.5 Spinta delle onde su pali in regime di separazione con spettri di energia....49
5. Forza delle onde su grandi strutture....52
5.1 Cilindro Verticale....53
5.2 Cilindri Verticali Multipli....54
6.Descrizione Tecnica della Piattaforma Offshore considerata....59

6.1 Funzionalità e Sicurezza Operativa della Piattaforma 62
6.2 Materiali della Piattaforma 63
6.3 Posizione e orientamento della piattaforma 67
7.Clima dell'acqua del Mare Adriatico nella posizione ipotizzata 68
8.Onde di Riferimento 69
8.1 Analisi delle onde estreme 71
8.1.1 Selezione dei dati da analizzare e metodologia adottata 72
8.1.2 Scelta della legge probabilistica 72
8.2 Analisi statistica delle onde estreme con i dati della boa R.O.N. di Ancona 74
9. Crescita Marina 81
10. Determinazione delle Forze sui Pali 82
10.1 Forze sui Pali Singoli Verticali 83
10.2 Pali Cilindrici Verticali e Onde Non Frangenti 85
10.3 Calcolo delle Forze e dei Momenti 87
10.4 Forza trasversale di sollevamento dovute alla Eddy Shedding e stima del coefficiente CL..99
10.5 Selezione dei Coefficienti di Forza Idrodinamica CD e CM 102
10.5.1 Fattori che influenzano CD 103
10.5.2 Fattori che influenzano CM 106
10.6 Discussione sulla scelta di un fattore di sicurezza 108
10.7 Relazione di calcolo sullo Specifico palo 109
11. Calcolo delle Forze e dei Momenti su Gruppi di Pali Cilindrici Verticali 117
11.1 Relazione del Calcolo sul Gruppo di Pali 119
12. Calcolo delle forze su un palo cilindrico non verticale 121
Conclusione 124
Bibliografia 125

Indice delle Figure:

Figura 1. Sviluppo delle piattaforme offshore 7
Figura 2. Piattaforma Harvest della Texaco [Ocean Industry, novembre 1984] 9
Figura 3. Sistema di ormeggio a punto singolo con riser a torretta [The Oilman, agosto 1985] 9
Figura 4. Componenti della piattaforma a gamba tesa 10
Figura 5. Intervalli di applicabilità delle varie teorie delle onde [Le Méhauté (1969)] 12
Figura 6. Un'illustrazione fisica dei profili d'onda sinusoidali (a) e asimmetrici (b). [Le Méhauté (1969)] 14
Figura 7. Segnale di elevazione dell'onda: confronto degli esperimenti con le teorie delle onde dal lavoro [Veic et al. (2016)] 15
Figura 8. Onda che si infrange nelle profondità dell'oceano. Pannello di sinistra: onda che si infrange. Pannello di destra: Onde a cascata [Banner & Peregrine (1993)] 16
Figura 9. Rappresenta il numero KC [di definizione sketch da Sumer & Fredsøe (2006)] 20
Figura 10. Formazione dei vortici [Summer et al., (2002)] 21
Figura 11. Formazione Horseshoes Vortex 22
Figura 12. Lee-wake vortex 24
Figura 13. Sforzo di taglio al fondo 25
Figura 14. Regimi di flusso attorno a un cilindro liscio e circolare in un flusso oscillatorio. 26
Figura 15. Regimi di distacco dei vortici attorno ad un cilindro circolare liscio in un flusso oscillante. 28
Figura 16. Forza d'onda indotta su un cilindro verticale sottile: schizzo per la formulazione di Morison. [Matteotti (1995)] 28
Figura 17. Sketch della forza d'impatto dell'onda che si infrange. 30
Figura 18. Presenza del ciclo di carico secondario, visibile sulla forza di eccitazione (pannello di sinistra). Stima del parametro F_{SLC} (pannello di destra). [Suja-Thauvin et al. (2017)] 32
Figura 19. 34
Figura 20. Coefficiente di attrito per un palo verticale cilindrico a sezione circolare 39
Figura 21. Coefficiente di inerzia per un palo verticale cilindrico a sezione circolare 39
Figura 22. Profilo d'onda, forza e momento relativi al moto ondoso al palo verticale cilindrico a sezione circolare considerati nell'esempio riportato nella Tav. 1 40
Figura 23. Aspetti dei vortici attorno ad un palo verticale cilindrico a sezione circolare dovuti ad un campo di onde e riportati in funzione del numero di Keulegon- Carpent 40
Figura 24. Coefficiente di portanza per un palo verticale cilindrico a sezione circolare 41
Figura 25. Dati sperimentali cinematici 42
Figura 26. Coefficiente di Froude-Krylov, coefficiente di inerzia effettivo e fase per un palo cilindrico a sezione circolare 46
Figura 27. Palo verticale cilindrico a sezione circolare: spettro di energia e corrispondenti spettri delle forze di attrito e delle forze di inerzia per unità di lunghezza, ottenuti a partire dai dati indicati nella tav. 8 51
Figura 28. Schema di definizione per il problema di diffrazione multicilindro 54
Figura 29 58
Figura 30. Platform offshore 3D view 60
Figura 31- Sistema di Riferimento delle Coordinate della Piattaforma 61
Figura 32 mostra la posizione della mia piattaforma 67
Figura 33 Orientamento della piattaforma 67

Figura 34 Posizione geografica della stazione di misura gestita dalla R.O.N. al largo di Ancona....69
Figura 35 Distribuzione percentuale direzionale di confronto tra la frequenza e il flusso di energia per metro di lunghezza di cresta delle onde registrate dalla stazione ondametrica della RON al largo di Ancona, nei due periodi di osservazione (1999-2006 e 2009-2013), per un totale di 11 anni. 71
Figura 36 Relazione tra Hs e Tp riferita ai dati RON 78
Figura 37 Definizione di Altezza e Spessore della Rugosità Superficiale.....81
Figura 38 Classificazione dei problemi di forza delle onde in base al tipo di azione delle onde e al tipo di struttura. 82
Figura 39 Schema esplicativo delle forze ondose su un cilindro verticale. 84
Figura 40 Lunghezza d'onda relativa e fattore di pressione in funzione di d/gT^2 (airy wave theory)86
Figura 41 Rapporto tra l'elevazione della cresta al di sopra del livello dell'acqua calma e l'altezza dell'onda 88
Figura 42 Fattore di correzione della lunghezza d'onda per gli effetti di ampiezza finita. 89
Figura 43 Kim relativo a profondità d/gT^2.....91
Figura 44 K_{Dm} relativo a profondità d/gT^2.....92
Figura 45 Braccio di momento della forza di inerzia, S_{im}, rispetto alla profondità relativa. d/gT^2..92
Figura 46 Braccio di momento della forza di inerzia, S_{Dm}, rispetto alla profondità relativa. d/gT^2 93
Figura 47 Altezza dell'onda di rottura e regioni di validità delle varie teorie delle onde 94
Figura 48 Isolinea di $\emptyset m$ rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.05) 95
Figura 49 Isolinea di $\emptyset m$ rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.1) 96
Figura 50 Isolinea di $\emptyset m$ rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.5) 96
Figura 51 Isolinea di $\emptyset m$ rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=1) 97
Figura 52 Isolinea di αm rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.05) 97
Figura 53 Isolinea di αm rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.1.....98
Figura 54 Isolinea di αm rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.5) 98
Figura 55 Isolinea di αm rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=1.0) 99
Figura 56 Variazione di C_L/C_D con keulegan – Carpenter number e H/gT^2 101
Figura 57 Variazione del Coefficiente di Resistenza C_D con il Numero di Reynolds R_e 102
Figura 58 Schema definitorio: Calcolo delle forze generate dalle onde su un gruppo di pali strutturalmente connessi.....118
Figura 59 Figura schematica della piattaforma studiata con gruppi di pali per strutture connesse, utilizzata per il calcolo delle forze d'onda.....119
Figura 60 Definizione: calcolo delle forze d'onda su un palo non verticale. 121
Figura 61Inclinazione dei pali della piattaforma 122

0. Premessa

L’idea dell’argomento e del contenuto della presente tesi di laurea ha origine dall’avere svolto il mio tirocinio di formazione pre-laurea presso l’azienda **++39 SRL** di Pesaro, che si occupa di ingegneria Offshore. Il presidente e direttore tecnico della società figura come Correlatore della presente tesi.

Il tirocinio si è incentrato nella Rappresentazione Digitale 3D, usando il software avanzato TEKLA structure di una piattaforma da realizzarsi nel Mare di Guinea; quindi, con la presente tesi di laurea, si è pensato di affrontare lo studio delle azioni ondose su una piattaforma come quella riprodotta per il tirocinio, come se una analoga Piattaforma fittizia fosse prevista da posizionare nel Mare Adriatico centrale sulle stesse profondità.

1. Introduzione

I fenomeni fisici e morfologici che si sviluppano attorno a pali, pile, piloni e pilastri in ambiente marino, a causa delle onde e delle correnti, influenzano in modo significativo la stabilità delle strutture e delle fondazioni che vi poggiano. Pertanto, è cruciale che le teorie e le formule utilizzate nella progettazione rappresentino il problema in esame nel modo più accurato possibile. Questo consente di minimizzare gli errori e di fornire soluzioni affidabili, garantendo la sicurezza pubblica e l'ottimizzazione delle risorse sia durante la realizzazione dell'opera che lungo tutta la sua vita utile.

Il calcolo delle forze esercitate dall’acqua su una struttura rappresenta uno degli aspetti più rilevanti per una progettazione sicura e intelligente delle strutture costiere e offshore. Tuttavia, questo è anche uno dei compiti più complessi, poiché richiede la comprensione dell’interazione tra le onde e la struttura. In ambiente marino, l’interazione fluido-struttura e il calcolo delle forze dovute all’azione delle onde costituiscono i principali obiettivi di una progettazione efficace. Un esempio emblematico delle conseguenze di un'inadeguata considerazione delle spinte ondose è il disastro della piattaforma Alexander L. Killando nel 1980. Poco prima delle 18:30, un forte impatto fu avvertito sulla piattaforma, seguito da vibrazioni che inizialmente furono scambiate per un'ondata innocua. Tuttavia, dopo un secondo impatto, la piattaforma si inclinò bruscamente, causando il ribaltamento completo intorno alle 19:00 e la tragica perdita di 123 vite. Sono già stati effettuati studi e ricerche riguardo queste problematiche affrontando la questione dei carichi marini nelle strutture delle piattaforme petrolifere che estraggono greggio e gas naturale dai fondali, oppure pilastri che sorreggono ponti, i quali vengo posti sul fondale di un fiume o di un mare.

L'obiettivo di questa ricerca è valutare le forze generate dalle onde attorno a un palo circolare su un fondale marino, sottoposto ad azione ondosa regolare. Ciò avviene attraverso il calcolo dei coefficienti necessari per stimare con precisione le forze variabili al variare delle condizioni ondose su piattaforme offshore.

2. Tipi e Funzioni delle Strutture Offshore

L'esplorazione offshore del petrolio ha origini nel diciannovesimo secolo. I primi pozzi petroliferi offshore furono perforati su moli che si estendevano nell'acqua a Summerland, California, negli anni '90 del XIX secolo. Tuttavia, la prima piattaforma petrolifera offshore fu costruita in Louisiana nel 1947, posizionata in 20 piedi di acqua nel Golfo del Messico. Da allora, l'industria offshore ha fatto passi da gigante, vedendo molte strutture innovative installate in acque sempre più profonde e in ambienti sempre più ostili. Entro il 1975, con progressi lenti ma costanti, le strutture erano state installate con successo in acque profonde fino a circa 475 piedi (144 m). Nei successivi tre anni, la profondità operativa fu più che raddoppiata con il completamento di una struttura in acque profonde 1025 piedi (312 m).

Le strutture marittime per l'estrazione e lo stoccaggio di carburanti e gas, come piattaforme offshore e terminali di rigassificazione, giocano un ruolo cruciale nella catena di approvvigionamento energetico globale. Queste strutture devono resistere a condizioni ambientali estreme, tra cui forze dinamiche generate da onde, correnti e venti.

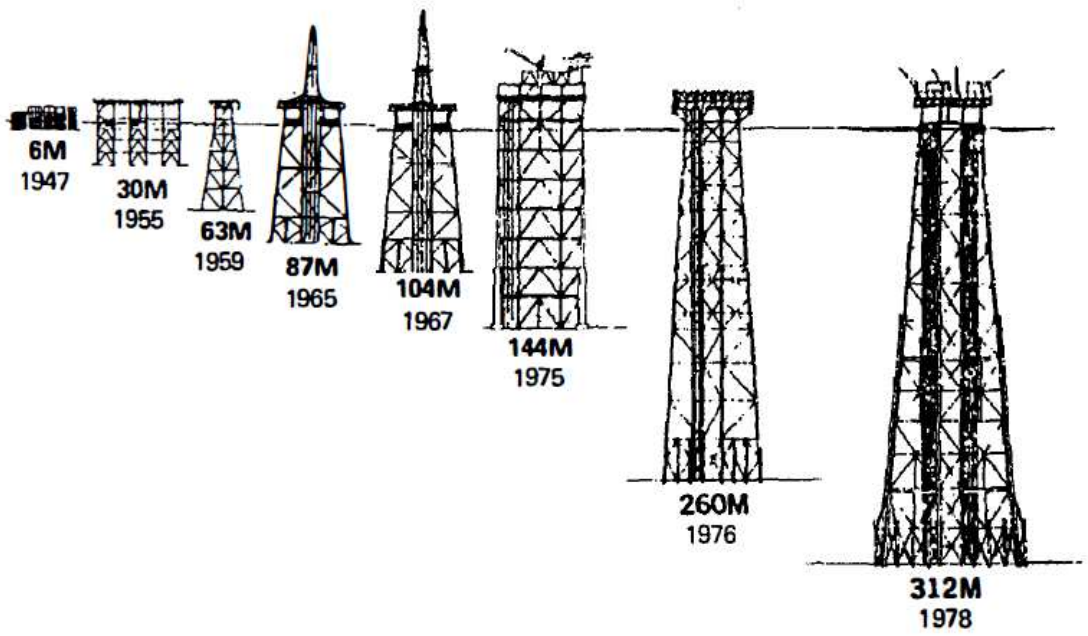


Figura 1. Sviluppo delle piattaforme offshore

Una struttura offshore può essere definita come una struttura che non ha un accesso fisso alla terraferma e che deve rimanere in posizione in tutte le condizioni meteorologiche. Mentre le principali strutture offshore supportano l'esplorazione e la produzione di petrolio e gas dal sottosuolo marino, altre strutture importanti, come quelle progettate per derivare energia dal mare, saranno presto visibili. Le strutture offshore dovrebbero sperimentare movimenti minimi per fornire una postazione di lavoro stabile per operazioni come la perforazione e la produzione di petrolio. Le strutture offshore sono tipicamente costruite in acciaio, cemento o una combinazione di entrambi, comunemente chiamata costruzione ibrida.

Una struttura è raramente perfettamente rigida. Tuttavia, se la deformazione dei suoi membri risultante dalle forze delle onde e le reazioni della struttura all'azione delle onde sono sufficientemente

piccole, può essere definita rigida. Le strutture rigide sono preferite operativamente e forniscono supporto per tubi di perforazione e riser. Il design di tali strutture è relativamente semplice.

2.1 Tipi delle strutture offshore

Ci sono due classi generali di strutture offshore, siano esse rigide o meno: fisse e flessibili.

Una struttura è considerata fissa se resiste alle forze ambientali senza spostamenti o deformazioni sostanziali. Se lo spostamento è considerato sufficientemente piccolo da poter essere ignorato nell'analisi progettuale della struttura, allora la struttura è trattata come fissa.

Una struttura flessibile può essere di due tipi: una è rigida e galleggiante ma collegata al fondale marino mediante mezzi meccanici, mentre l'altra consente grandi deformazioni dei suoi membri quando è soggetta a onde, vento e correnti. Le strutture fisse subiscono forze maggiori rispetto alle strutture flessibili. Le strutture fisse possono essere economicamente convenienti per profondità d'acqua fino a 1000-1600 piedi. Le strutture flessibili subiscono forze ondose minori e possono essere utilizzate in acque più profonde. Tipicamente, le strutture flessibili sono mantenute nella loro posizione generale da cavi di ancoraggio che si estendono radialmente dalla parte superiore della struttura. Alcune strutture galleggianti sono ancorate verticalmente, il che riduce sostanzialmente il movimento verticale della struttura.

2.1.1 Piattaforme a Giacimento Fisso (Fixed Jacket Platforms)

Le piattaforme a giacimento fisso sono costituite da membri tubolari (tipicamente con un diametro da 8 a 48 pollici) interconnessi per formare un traliccio tridimensionale. Queste strutture di solito hanno da quattro a otto gambe, con le gambe esterne inclinate per ottenere una maggiore stabilità contro il ribaltamento. I pali principali, anch'essi tubolari, sono di solito guidati attraverso le gambe del giacimento nel fondale marino. Il termine "struttura a giacimento" deriva dal concetto di una struttura sospesa e racchiudente la parte superiore dei pali. Queste piattaforme generalmente supportano una sovrastruttura con 2 o 3 ponti dotati di attrezzature di perforazione e produzione, e impianti di manutenzione. L'uso di queste piattaforme è stato generalmente limitato a profondità d'acqua di circa 500-600 piedi (152-183 m), anche se negli ultimi anni sono state installate diverse piattaforme in acque più profonde. Ad oggi, i progetti sono stati estesi a profondità d'acqua di circa 1600 piedi (488 m).

Le piattaforme a giacimento fisso sono le più prolifiche e prevalenti nell'industria offshore odierna. Queste strutture sono utilizzate sia come piattaforme esplorative che di produzione. A causa dell'abbondanza delle piattaforme di produzione a giacimento fisso nel mondo offshore, lo sviluppo delle strutture più recenti di questo tipo in varie regioni offshore viene descritto di seguito.

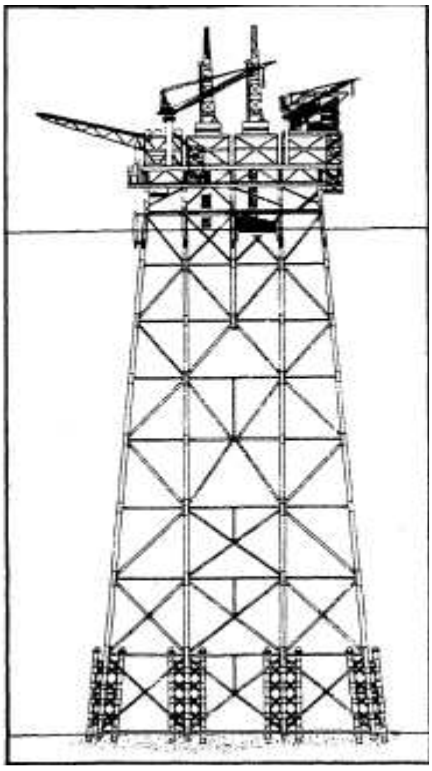


Figura 2. Piattaforma Harvest della Texaco [Ocean Industry, novembre 1984]

2.1.2 Sistemi di Ancoraggio a Punto Singolo (Single Point Mooring Systems)

Questi sistemi consentono alle navi di attraccare e scaricare petrolio o gas in modo sicuro, rimanendo ancorate a un singolo punto di ancoraggio. Sono spesso utilizzati in acque profonde dove le piattaforme fisse non sono praticabili.

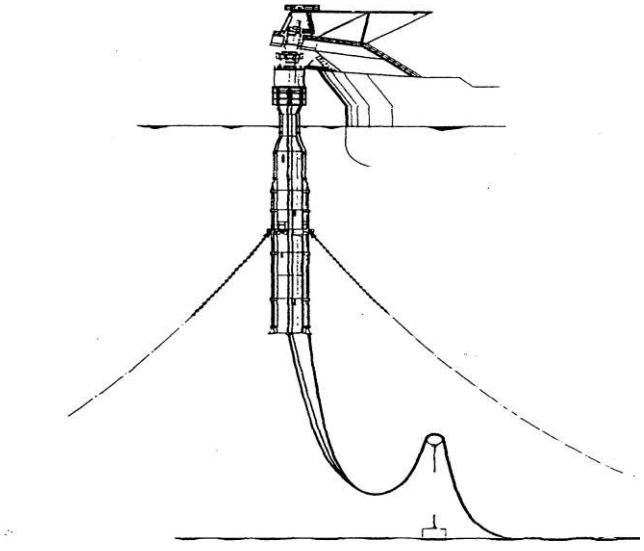


Figura 3. Sistema di ormeggio a punto singolo con riser a torretta [The Oilman, agosto 1985]

2.1.3 Piattaforme a Gambe Tese (Tension Leg Platforms)

Queste piattaforme galleggianti sono ancorate verticalmente al fondale marino tramite cavi tesi, che riducono il movimento verticale della struttura e la mantengono stabile anche in acque molto profonde.

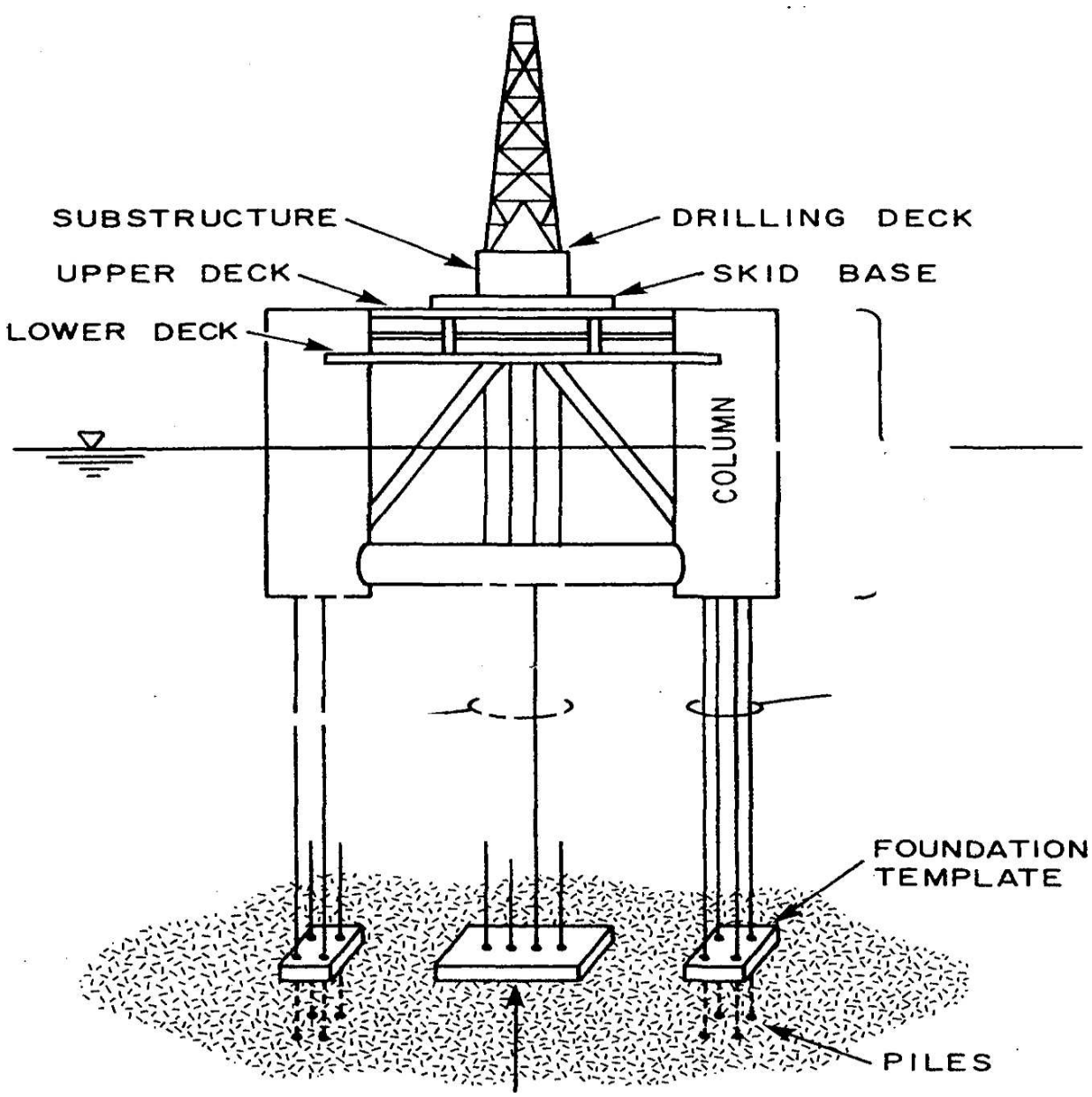


Figura 4. Componenti della piattaforma a gamba tesa

2.1.4 Strutture Artiche (Arctic Structures)

Progettate per resistere alle condizioni estreme dell'Artico, queste strutture sono costruite per affrontare temperature molto basse, ghiaccio marino e condizioni meteorologiche avverse. La loro progettazione richiede materiali e tecniche speciali per garantire operatività e sicurezza.

2.2 Concetti Futuri di Strutture Offshore (Future Offshore Structure Concepts)

L'industria offshore continua a innovare, esplorando nuove tecnologie e design per migliorare l'efficienza e la sostenibilità. Tra questi concetti vi sono piattaforme galleggianti avanzate, strutture subacquee e sistemi di energia rinnovabile offshore. Questa panoramica dei vari tipi di strutture offshore evidenzia la diversità e la complessità delle tecnologie impiegate per affrontare le sfide dell'ambiente marino. Lo sviluppo continuo di queste strutture è essenziale per soddisfare la crescente domanda globale di risorse energetiche in modo sicuro e sostenibile.

2.3 Sfide e Problematiche

Le strutture marittime, in particolare le piattaforme offshore fisse, affrontano numerose sfide a causa dell'interazione costante con l'ambiente marino. Tra le problematiche principali vi sono la spinta idrostatica, le spinte ondose, l'erosione costiera, la corrosione e il biofouling. La spinta idrostatica, calcolata secondo il principio di Archimede, rappresenta la forza esercitata da un fluido in quiete sulle superfici di un corpo sommerso, che può causare il collasso strutturale se non gestita correttamente. Le spinte ondose generano forze dinamiche complesse che variano in funzione dell'altezza, della lunghezza e della frequenza delle onde, nonché delle caratteristiche del fondale marino.

L'erosione costiera, causata da onde, correnti e vento, rimuove sedimenti dalle coste e può mettere a rischio le strutture vicine alla riva; tecniche per combatterla includono barriere frangiflutti e ripascimento delle spiagge. La corrosione, dovuta all'acqua salata, e il biofouling, l'accumulo di organismi marini, sono ulteriori sfide che indeboliscono le strutture e ne riducono l'efficienza. Per mitigare gli effetti delle spinte ondose, vengono utilizzate strategie come l'uso di frangiflutti, che dissipano l'energia delle onde, e la progettazione di moli a pettine, che riducono l'impatto delle onde dividendo l'energia ondosa.

3. Teoria delle onde in acque profonde

La grande varietà di onde marine, che include le onde di tempesta generate dal vento, le seiche nei bacini portuali e le onde di tsunami causate dai terremoti, dimostra che non esiste una soluzione analitica generale per il moto ondoso. Numerosi aspetti fisici sono infatti coinvolti nella generazione e nella caratterizzazione del moto ondoso.

Di conseguenza, sono state sviluppate varie teorie delle onde marine che forniscono soluzioni approssimative per lo studio del moto ondoso, applicabili a diversi ambienti in base a parametri specifici come la profondità dell'acqua, l'altezza e il periodo delle onde. A causa delle ipotesi semplificative introdotte nel tentativo di fornire soluzioni, una teoria delle onde marine è valida solo entro i propri limiti di applicabilità. Una delle principali sfide per gli ingegneri è adottare l'approccio matematico più appropriato per descrivere il problema in studio.

La Figura 5 illustra qualitativamente l'intervallo di validità delle principali teorie delle onde presenti in letteratura. Le regioni sono descritte in termini di H/T^2 e d/T^2, cioè del rapporto tra l'altezza dell'onda H e la profondità dell'acqua d rispetto al periodo T dell'onda. La profondità dell'acqua viene utilizzata per distinguere tra onde in acque basse ($d/L < 0,05$) e onde in acque profonde ($d/L > 0,5$), dove L è la lunghezza d'onda. Tra questi valori (vedi le linee tratteggiate verticali nel grafico) si trovano le onde in acque di profondità intermedia.

Le onde in acque basse sono influenzate significativamente durante la loro propagazione verso la costa dai cambiamenti del livello del fondale marino, mentre le onde in acque profonde non sono influenzate dalla topografia del fondale.

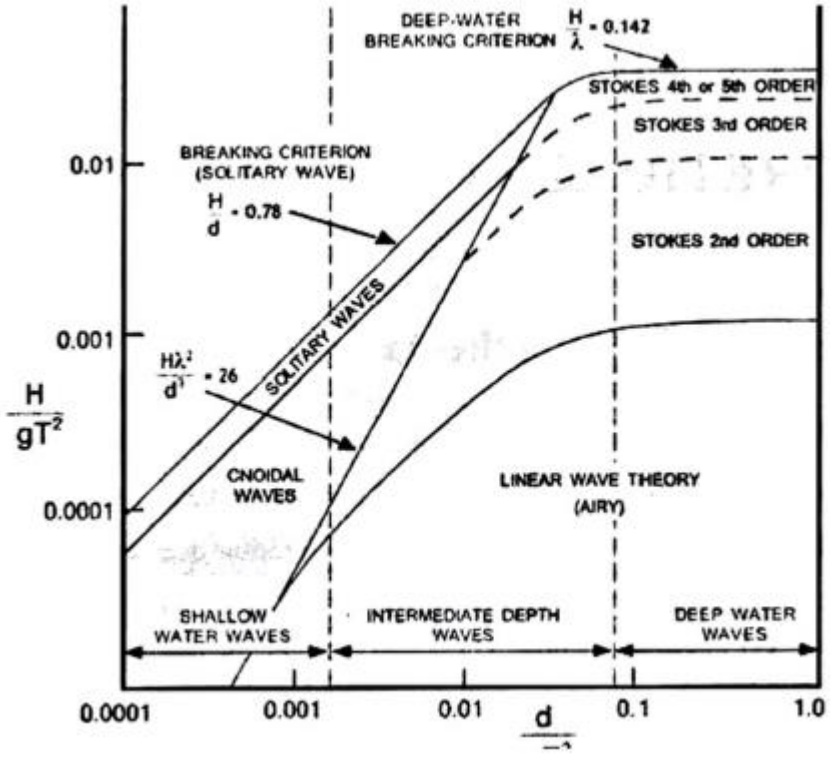


Figura 5. Intervalli di applicabilità delle varie teorie delle onde [Le Méhauté (1969)]

d: profondità media dell'acqua; H: altezza dell'onda; T: periodo dell'onda; g: accelerazione di gravità.

Il grafico è limitato da un criterio di rottura che implica che esiste un valore massimo per la pendenza dell'onda, che è funzione della profondità relativa. Sono state fornite diverse definizioni equivalenti per i criteri di rottura. La rottura si verifica quando:

a) la velocità delle particelle alla cresta diventa maggiore della velocità dell'onda,

b) la pressione alla superficie è incompatibile con la pressione atmosferica,

c) l'accelerazione delle particelle alla cresta tende a separare le particelle dal corpo principale dell'acqua,

d) la superficie libera diventa verticale.

Di conseguenza, i seguenti limiti teorici sono riportati nel grafico:

In acque profonde: $\frac{H}{L} < 0.142$ (Mitchell limit) (3.1)

In acque di profondità intermedia: $\frac{H}{L} < 0.14 Tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right)$ (3.2)

nel caso delle onde solitarie: $\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{d}} = 0.78$ (3.3)

Le analisi che seguono si concentrano sulle teorie delle onde in acque profonde, che sono limitate a un fondo piatto e a una profondità uniforme costante dell'acqua. Nel contesto delle teorie comunemente utilizzate nella progettazione di strutture offshore, queste includono: (1) la teoria lineare delle onde di Airy, (2) la teoria di Stokes a ordini superiori e (3) la teoria della funzione di corrente. Una breve discussione sui loro limiti e regioni di applicabilità è sviluppata, seguendo (Chakrabarti 1987).

Alla base di tutte le teorie sulle onde dell'acqua ci sono le ipotesi di onde bidimensionali periodiche e uniformi, di fondali oceanici orizzontali con profondità d costante dal livello dell'acqua ferma (SWL), e di onde progressive in direzione orizzontale. La sfida principale per qualsiasi teoria delle onde è determinare la condizione al contorno sconosciuta della superficie libera, a partire dalla soluzione del potenziale di velocità Φ, equivalentemente, della funzione di flusso Ψ. Le formulazioni di Airy e Stokes si basano sulla funzione potenziale e si sviluppano attorno all'altezza dell'onda come parametro di perturbazione limitato a un dato ordine della teoria d'onda. Diversamente, la funzione corrente è espressa in ordine generale e dalla formulazione si cerca una soluzione numerica.

A teoria delle onde di piccola ampiezza è la più semplice e la più utilizzata di tutte le teorie. Si basa sul presupposto che l'altezza dell'onda sia piccola rispetto sia alla lunghezza d'onda sia alla profondità dell'acqua. Con questa assunzione, le condizioni al contorno della superficie libera possono essere linearizzate, trascurando i termini di altezza d'onda oltre il primo ordine. La soluzione di Φ prende la forma di una serie di potenze in termini di un parametro di perturbazione adimensionale ε, definito come la pendenza dell'onda (altezza d'onda/lunghezza d'onda) ε= ak, in cui k è il numero d'onda, definito come k = 2π/L, e a è l'ampiezza, qui pari a H/2. La teoria lineare fornisce profili simmetrici rispetto all'SWL ed è limitata superiormente dall'altezza dell'onda alla quale le onde diventano instabili e si rompono. In acque profonde, la pendenza limite dell'onda è rappresentata dal limite di Miche riportato nell'Equazione 3.1.

Intorno a questo limite di pendenza, la perdita di simmetria della superficie dell'onda è rilevante. L'asimmetria consiste nel fatto che la cresta dell'onda diventa sempre più stretta e ripida, mentre la valle dell'onda diventa lunga e piatta (Figura 6). La non linearità dell'onda si manifesta in un aumento della pendenza dell'onda; quindi, la teoria delle onde sinusoidali di Airy non è più valida. Devono essere adottate soluzioni di perturbazione di ordine superiore.

Stokes ha utilizzato la tecnica della perturbazione e ha espanso la soluzione a ordini superiori, prendendo in considerazione la parte non lineare della soluzione. Questa formulazione è considerata valida per $H/d << (kd)^2$, per $(kd) < 1$ e $H/L << 1$, che costituiscono restrizioni severe sulle altezze delle onde in acque basse; quindi, la teoria di Stokes non è generalmente applicabile alle onde in acque basse.

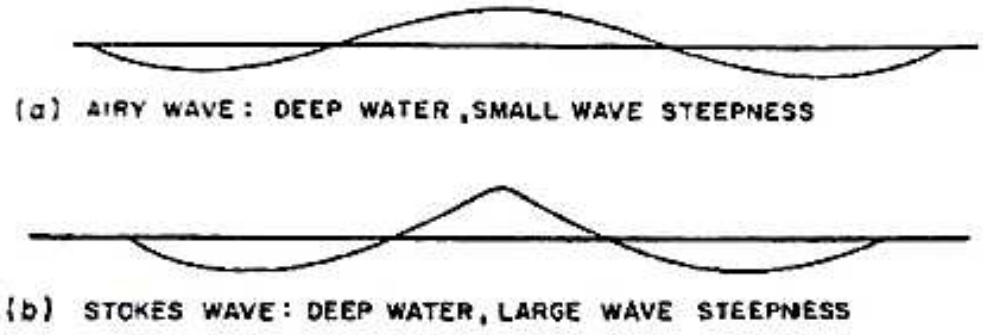


Figura 6. Un'illustrazione fisica dei profili d'onda sinusoidali (a) e asimmetrici (b). [Le Méhauté (1969)]

I termini perturbativi di ordine crescente sono inclusi nell'espressione del potenziale di velocità come ordine superiore considerato. La matematica è chiaramente più macchinosa e la complessità aumenta con l'aumento dell'accuratezza, ma in letteratura sono fornite formulazioni di Stokes fino al quinto ordine e formulazioni di coefficienti (Skjelbreia & Hendrickson 2011)

Non riportato nel grafico, ma ben noto nella letteratura, è la teoria della funzione di corrente sviluppata da (Dean 1965). È una teoria non lineare delle onde, correlata a quella di Stokes, ma basata su una rappresentazione della funzione di corrente del flusso. Una descrizione più dettagliata di questa teoria è al di fuori della portata di questa discussione, ma evidenzierebbe il vantaggio che non viene imposto alcun vincolo sulla forma dell'onda. L'onda può cambiare forma durante la propagazione a causa dell'interazione di componenti a varie velocità di fase e di moto relativo. In generale, la teoria della funzione di corrente può essere appropriata e coerente su gran parte del dominio dei parametri delle onde della Figura 5, ad eccezione degli estremi molto bassi dei valori.

In conclusione, in acque profonde ($d/L > 0{,}5$ o $d/T^2 > 1$), la teoria non lineare di Stokes è più appropriata per descrivere le onde che si avvicinano alle condizioni di rottura con un'accuratezza crescente per un aumento dell'ordine di espansione. Tuttavia, il miglior adattamento per la condizione cinematica è trovato per la teoria della funzione di corrente. La Figura 7 è riportata come esempio della descrizione delle onde fornita dalle teorie delle onde menzionate in precedenza, notando che le onde ripide in acque profonde devono essere descritte da teorie delle onde non lineari.

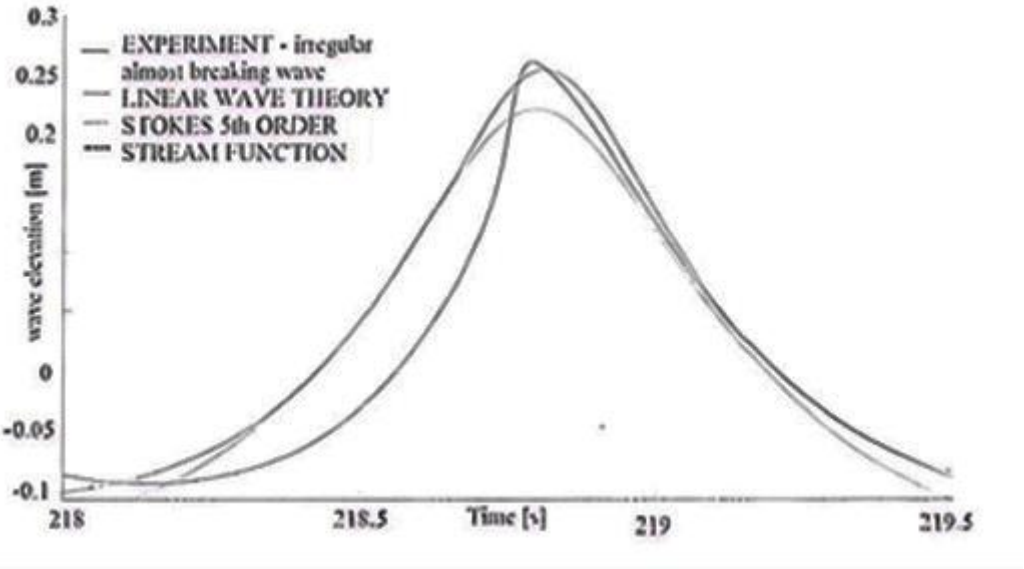


Figura 7. Segnale di elevazione dell'onda: confronto degli esperimenti con le teorie delle onde dal lavoro [Veic et al. (2016)]

3.1 Onde di rottura in acque profonde

Le onde di rottura svolgono un ruolo importante nello scambio di massa, momento e trasferimento di energia tra l'atmosfera e il mare, che può avere effetti sul clima così come nella generazione di turbolenza e nelle interazioni turbolenza-onda. Inoltre, la conoscenza dell'idrodinamica delle onde di rottura è sempre stata ricercata dalla comunità degli ingegneri. Interessati a migliorare le procedure di progettazione delle strutture marine spesso soggette a carichi di onde impulsivi ed estremi trasferiti da onde di rottura.

In natura, la rottura delle onde può essere osservata in mare aperto così come in regioni vicine alla linea costiera, ma con processi generativi completamente diversi. Le onde di rottura sono generalmente divise in due regimi: onde di rottura in acque profonde, dove l'acqua è sufficientemente profonda perché le onde non siano influenzate dalla topografia del fondale, e onde di rottura in acque basse, dove le onde si rompono a causa di effetti indotti da cambiamenti nella profondità dell'acqua.

Con riferimento all'onda che si infrange in acque profonde, sono disponibili numerose revisioni (Banner & Peregrine 1993; Bonmarin 1989; Melville 1996; Perlin et al. 2013). L'osservazione diretta e le misurazioni sul campo hanno dimostrato che le onde che si infrangono sono universalmente presenti sulla superficie dell'oceano così come in tutti gli ambienti in cui viene raggiunta la condizione di acque profonde.

In questo ambiente sono stati osservati due tipi di onde che si infrangono. Lo sversamento (Figura 8, pannello di sinistra) è il tipo di rottura più tipico in acque profonde. Le onde che si infrangono sono caratterizzate da un incappucciamento bianco vicino alla cresta, dovuto alle bolle d'onda trascinate e alle gocce create in superficie, che si diffondono delicatamente lungo la faccia anteriore dell'onda. In secondo luogo. Possono verificarsi martelli in caduta (Figura 8, pannello di destra), in cui la faccia anteriore del martello si ribalta violentemente nella pendenza della depressione precedente, provocando spruzzi, vortici e grandi trascinamenti d'aria.

Anche se i frangenti sono più comuni sulle spiagge, essi possono verificarsi, con minore frequenza rispetto agli sversamenti, anche in acque profonde, solitamente durante forti temporali e rappresentano l'evento più drammatico.

Figura 8. Onda che si infrange nelle profondità dell'oceano. Pannello di sinistra: onda che si infrange. Pannello di destra: Onde a cascata [Banner & Peregrine (1993)]

È ampiamente riconosciuto che un singolo evento di rottura d'onda inizia quando le particelle d'acqua vicino alla cresta dell'onda sviluppano una velocità nella direzione di propagazione dell'onda sufficientemente grande da cadere lungo il fronte dell'onda. Se da un lato questo fenomeno è evidente durante la propagazione di un'onda verso riva, dove l'onda diventa più ripida per effetto della variazione della topografia del fondale, dall'altro meno intuitivi sono i meccanismi di generazione dell'onda che si infrange in acque profonde e la definizione dei criteri di rottura.

Le osservazioni dirette sul campo e una grande quantità di indagini mostrano che la rottura in acque profonde può risultare da: i) l'interazione di onde e correnti, ii) la forzatura diretta del vento (Phillips 1977), iii) instabilità intrinseche del campo d'onda (Melville 1982), e iv) l'interferenza costruttiva di un numero di componenti di Fourier. (Melville & Rapp 1988) hanno sostenuto che quest'ultimo dei meccanismi potrebbe essere il più importante per le onde vicine al picco dello spettro, mentre l'effetto diretto della forzatura del vento è probabilmente di poca importanza vicino al picco dello spettro, ma può dominare a frequenze più elevate.

Soprattutto in un mare casuale, dove interagiscono onde con direzioni di propagazione diverse. può verificarsi la sovrapposizione di componenti d'onda a frequenze diverse. Ciò può portare alla generazione di un'onda non stazionaria altamente asimmetrica, che può rompersi se raggiunge a certo limite di rottura. Il criterio di rottura classico è rappresentato dal geometrico criterio secondo cui un'onda nel punto di rottura è un'onda di Stokes con un angolo di cresta limite di 120° e una pendenza massima $(ak)_{max}= \pi/7$. Sebbene questo sia solitamente applicabile, raramente a Viene applicato il criterio geometrico per la rottura perché la definizione dell'altezza e della pendenza dell'onda può essere ambiguo (Melville & Rapp 1988). Per questo motivo la ricerca si è spostata verso la definizione di criteri di interruzione globale, indagando anche la cinematica (Bonmarin & Ramamonjiarisoa 1985; Kjeldsen & Myrhaug 1978: Longuet-Higgins 1985) o energetica (Schultz et al. 1994) dell'onda rottura.

Inoltre, sono stati osservati diversi meccanismi di instabilità che possono provocare la rottura delle onde in acque profonde. Tanaka (1983, 1985) che onde periodiche con una pendenza dell'onda maggiore di 0,43 sono instabili, una scoperta che ha portato Jillians (1989) a investigare più a fondo l'evoluzione dell'instabilità e il suo ruolo nell'insorgere della rottura, che ha trovato che l'instabilità è concentrata vicino alla cresta. Un'altra forma di instabilità riguardante i treni d'onda è stata trovata da (Benjamin & Feir 1967), consistente in modulazioni infinitesimali di un treno d'onda che crescono in ampiezza fino a quando non si verificano gruppi di onde fortemente modulati.

Infine, è stata osservata un'instabilità tridimensionale per treni d'onda più ripidi in acque profonde in cui creste alternative crescono a spese di quelle intermedie Longuet-Higgins ((1978)).

3.2 Formulazioni cinematiche per onde ripide: la teoria di Stokes

Con le ipotesi di fluido incomprimibile, inviscidì e irrotazionale, il flusso può essere descritto dalla funzione potenziale (o potenziale di velocità), Φ. Il potenziale di velocità Φ e lo spostamento della superficie η sono determinati dalla risoluzione dell'equazione di Laplace (Equazione 3.4) per le condizioni al contorno date.

La condizione cinematica della superficie libera dell'Equazione 3.5 afferma che una particella che si trova sulla superficie libera rimane sulla superficie libera nel tempo. La condizione dinamica della superficie libera, basata sull'ipotesi che la pressione atmosferica fuori dal fluido sia costante, è riportata nell'Equazione 3.6. Infine, la condizione di non scivolo sul fondale marino afferma che la velocità è zero al fondale orizzontale (Equazione 3.7).

Per una profondità uniforme, il problema di valore al contorno da risolvere è scritto in modo conclusivo come:

$$\nabla^2 \Phi = 0 \qquad \text{per} \quad -h<z<\eta \qquad (3.4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\mathrm{t}} + \frac{\partial \eta \partial \Phi}{\partial \mathrm{t} \partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \qquad \text{per} \quad z=\eta \qquad (3.5)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1(\nabla^2 \Phi)}{2} + gz \qquad \text{per} \quad z=\eta(\nabla^2 \Phi) \qquad (3.6)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \qquad \text{per} \quad z=-h \qquad (3.7)$$

Dove x rappresenta l'asse orizzontale e z l'asse verticale di un sistema di coordinate cartesiane bidimensionali con origine al livello dell'acqua in quiete.

Il modo più semplice per prevedere la cinematica delle onde è attraverso la teoria lineare di Airy, sotto l'ipotesi di piccola ampiezza" a" dell'onda a rispetto alla lunghezza d'onda. Per un'onda regolare, una possibile soluzione al problema lineare è:

$$\eta = a \cos(kx - \omega t + \phi) \qquad (3.8)$$

$$\Phi = a \frac{\omega \cosh k(z+h)}{k \sinh kh} \sin(kx - \omega t + \phi) \qquad (3.9)$$

Dove $\omega = \frac{2\pi}{T}$ è la frequenza angolare, k e ω sono correlati attraverso la relazione di dispersione lineare.

$$\omega^2 = gk \tanh kh \qquad (3.10)$$

ϕ spostamento di fase, che può essere posto uguale a zero con un'opportuna scelta dell'origine tempo/spazio.

Le onde irregolari possono essere composte sovrapponendo componenti di onde piane con ampiezze e fasi diverse. Utilizzando la teoria lineare di Airy, lo spostamento superficiale e la funzione potenziale possono essere presentati come:

$$\eta = 1/2 \sum_j a_j e^{i(k_j x - \omega_j t)} + c.c \qquad (3.11)$$

$$\Phi = -\frac{\left(\frac{1}{2}\right)\sum_j i a_i \omega_i \cosh k_j(z+h)}{k_j \sinh k_j h e^{i\left(k_j x - \omega_j t\right)}} \text{c.} \quad (3.12)$$

dove a_j è un'ampiezza complessa che contiene sia il modulo dell'ampiezza $|a_j|$ che lo spostamento di fase $\varphi_j = \arg a_j$.

Per risolvere il problema di valore al contorno non lineare, Stokes ha introdotto serie armoniche di potenza in termini di un parametro contenente l'ampiezza. Nella teoria originale di Stokes il parametro ε=ak è stato utilizzato per espandere la serie. Guardando allo spostamento della superficie, l'effetto più evidente di ordine superiore è la contribuzione di secondo ordine che rende sia la cresta che la depressione più alte. (Skjelbreia & Hendrickson 2011) hanno sviluppato un metodo di quinto ordine per calcolare sia lo spostamento della superficie che la cinematica con ε=ak come parametro di espansione.

Successivamente (Fenton 1985) dimostrò che questo metodo è sbagliato al quinto ordine e ha introdotto la pendenza dell'onda ω =kH/2, dove H è l'altezza dell'onda dalla cresta alla depressione, come il parametro di espansione.

Il metodo di FENTON per la propagazione stabile delle onde a profondità finita è:

$$\varphi=(c-\bar{\upsilon})\, x+\frac{C_0\sqrt{g}}{\sqrt{k^3 \sum_{i=1}^{5} \epsilon^i \sum_{i=1}^{i} A_{il} \cosh jk(z+k) \sin jk(x-ct)+o(\epsilon^6)}} \quad (3,13)$$

$$\bar{\upsilon}\frac{\sqrt{k}}{\sqrt{g}} = C_0 + \epsilon^2 C_2 + \epsilon^4 C_4 + O(\epsilon^6) \qquad (3.14)$$

$$K\eta = kh + \varepsilon \cos k(x-ct) + \epsilon^2 B_{22} \cos 2k(x-ct)) + \epsilon^3 B_{31} \cos k(x-ct) -) + \cos 3k(x-ct) + \epsilon^4 B_{42} \cos 2k(x-ct) + B_{44} \cos 4k(x-ct) + \epsilon^5 (-(B_{53}+B_{55}) \cos k(x-ct) + B_{53} \cos 3k(x-ct) + B_{55} \cos 5k(x-ct) O(\epsilon^6) \qquad (3.15)$$

Dove C=L/T e H sono noti.

per i casi in cui Le T sono noti la teoria può essere applicata direttamente. Altrimenti è necessario specificare la corrente o il flusso di massa. I coefficienti A, B e C e ulteriori modi per trovare la lunghezza d'onda e il periodo dell'onda si trovano nel lavoro di Fenton (Fenton 198).

Il metodo di Grue (Grue et al 2003) è un modo semplice per prevedere la cinematica delle onde in acqua profonde. per le acque profonde una possibile soluzione al problema dei valori al contorno (Equazioni 4.4-4.7). utilizzando il parametro a originale di Stokes per l'espansione:

$$\left(k\Phi\sqrt{g}\right)/\sqrt{k} = \epsilon\, e^{ky} \sin(kx - \omega t) + O(\varepsilon^4) \qquad (3.16)$$

$$K\eta = (1+(1/8)\epsilon^2)\, \epsilon \cos(kx-\omega) + \left(\frac{1}{2}\right) \epsilon^2 \cos 2(kx-\omega t) + \left(\frac{3}{8}\right) \epsilon^3 \cos 3(kx-\omega t) + O(\epsilon^4) \qquad (3.17)$$

$$\left(\frac{\omega}{gk}\right) = 1 + \epsilon^2 + O(\epsilon^3) \qquad (3.18)$$

e per un evento ondoso lo spostamento massimo della superficie è indicato con η_c e

$$k\eta_c = \epsilon + \left(\frac{1}{2}\right)\epsilon^2 + \left(\frac{1}{2}\right)\epsilon^3 + O(\epsilon^4) \qquad (3.19)$$

Il parametro ϵ si trova risolvendo le due equazioni per la dispersione di frequenza (Equazione 3.17) e pendenza delle onde (Equazione 3.18) (3.13). In $\omega = \frac{2\pi}{t}$ la scala temporale T è il periodo locale dell'onda da un minimo all'altro per l'evento d'onda.

La velocità orizzontale è data da:

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \epsilon \left(\frac{\sqrt{g}}{\sqrt{ke^{ky}}}\right)\cos(kx - \omega t) \qquad (3.20)$$

Alla cresta la velocità orizzontale raggiunge il suo massimo $u_{crest} = \epsilon \left(\sqrt{\frac{g\,ky}{ke}}\right)$ Quando la velocità viene adimensionalizzata con la velocità di riferimento, si ottiene il profilo esponenziale

$$\frac{u_{crest}}{u_{ref}} = e^{ky} .$$

La semplicità del metodo di Grue deriva dalla condizione dell'acqua profonda, dove kh>> 1. Quando kh >> 1 i coefficienti dei termini del secondo e del terzo ordine del potenziale di velocità convergono a zero. Osservando il potenziale di velocità l'unica correzione dal primo al terzo ordine è nella relazione di dispersione, dove l'ampiezza è inclusa al terzo ordine. Per profondità finite la soluzione che soddisfa le condizioni al contorno del terzo ordine diventa notevolmente più complessa.

3.3 Flusso attorno ad un cilindro in flusso oscillatorio

Le quantità idrodinamiche che descrivono il flusso attorno ad un cilindro liscio e circolare in correnti stazionarie dipendono dal numero di Reynolds. Nel caso in cui il cilindro sia esposto ad un flusso oscillatorio compaiono dinamiche aggiuntive descritte dal cosiddetto numero di Keulegan-Carpenter. Il numero di Keulegan-Carpenter, KC, è definito da:

$$KC = \frac{U_m T_w}{D} \qquad (3.21)$$

in cui U_m è la velocità massima e T_w. è il periodo del flusso oscillatorio. Se il flusso è sinusoidale con velocità data da:

$$U = U_m \sin(wt) \qquad (3.22)$$

quindi la velocità massima:

$$U = aw = \frac{2\pi a}{T_w} \qquad (3.23)$$

dove a è l'ampiezza del movimento. Per il caso sinusoidale il numero KC è identico a:

$$KC = \frac{2\pi a}{D} \qquad (3.24)$$

La frequenza angulare del movimento che appare all'equazione 4.22 si riferisce alla frequenza f_w

$$Ꞷ=2\pi f_w = \frac{2\pi}{T_w} \quad (3.25)$$

Il significato fisico del numero KC può probabilmente essere spiegato meglio facendo riferimento all'Equazione 3.24. Il numeratore a destra dell'equazione è proporzionale alla corsa del moto, cioè seconda, mentre il denominatore, il diametro del cilindro D. rappresenta la larghezza del cilindro (Figura 9). Significato del numero KC: di definizione Sketch. Piccoli numeri KC, quindi, significano che il movimento orbitale delle particelle d'acqua è piccolo rispetto alla larghezza totale del cilindro. Affermando che, quando KC è molto piccolo, è probabile che non si verifichi la separazione dietro

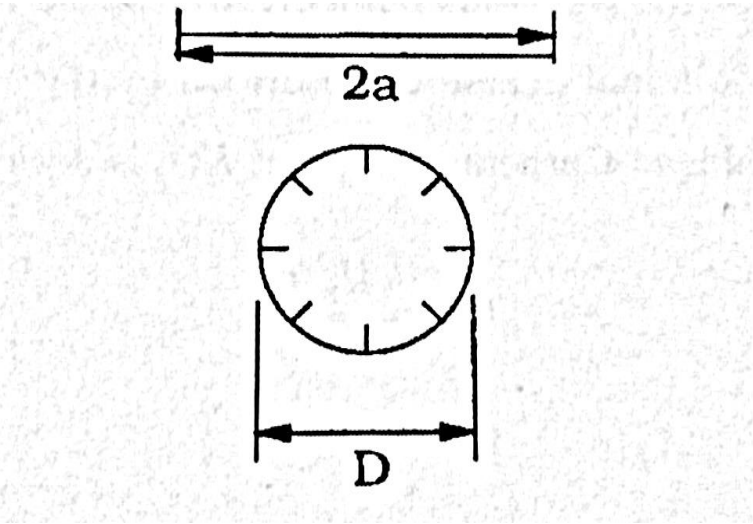


Figura 9. Rappresenta il numero KC [di definizione sketch da Sumer & Fredsøe (2006)]

Numeri KC elevati, d'altra parte, significano che le particelle d'acqua percorrono distanze piuttosto grandi rispetto alla larghezza totale del cilindro, provocando separazione e probabilmente distacco di vortici. Per numeri KC molto grandi (KC → ∞). ci si può aspettare che il flusso per ciascun semiperiodo del movimento assomigli a quello sperimentato in una corrente stazionaria.

3.3.1 Vortici intorno al palo

Nel momento in cui un flusso incontra un palo, esso cambia notevolmente (Figura 10): inizialmente, nella parte frontale del palo, si forma un vortice a forma di ferro di cavallo (horseshoes vortex), seguito dalla formazione di un flusso dato dal distacco dei vortici (lee-wake vortex) mentre le linee di flusso si contraggono ai bordi laterali del palo; inoltre, la variazione di velocità di fronte al palo causa un flusso verso il basso (downflow).

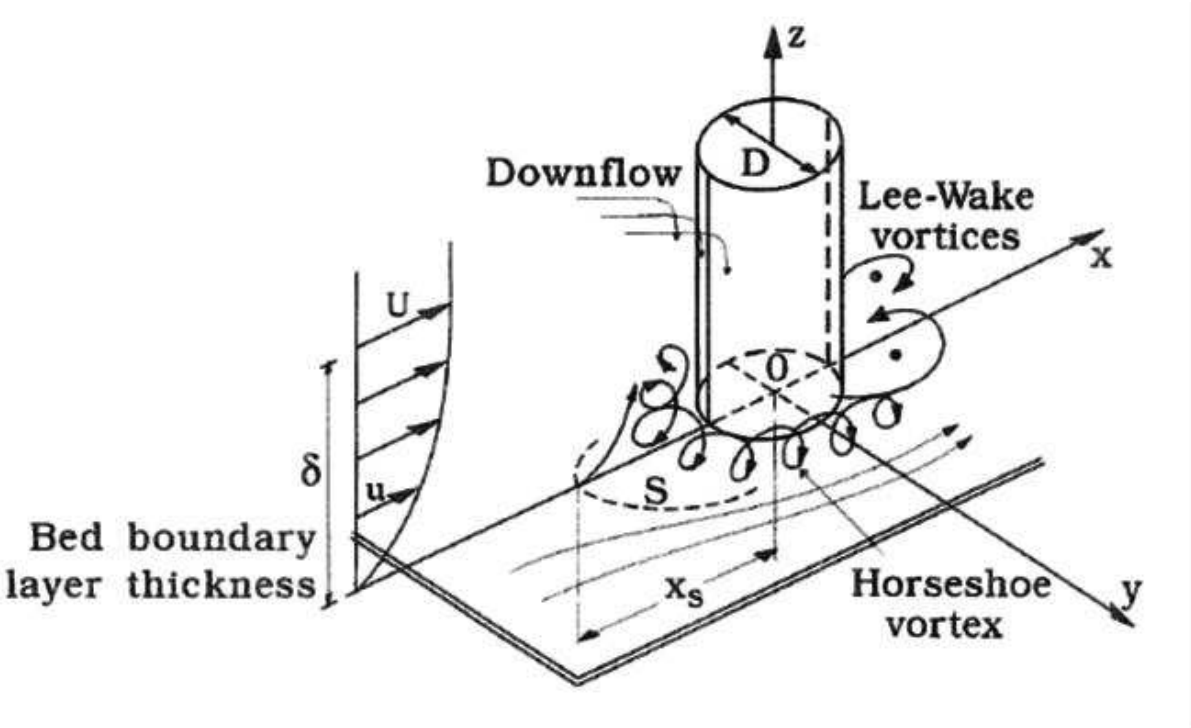


Figura 10. Formazione dei vortici [Summer et al., (2002)]

3.3.1.1 Horseshoes vortex

Il vortice a ferro di cavallo è causato dalla rotazione del flusso in arrivo: la presenza della struttura induce un gradiente di pressione sfavorevole e lo strato limite a monte del palo subisce una rotazione tridimensionale (lungo la linea tratteggiata S). Un gradiente di pressione sfavorevole si verifica a causa di un aumento di pressione nel verso del moto, portando ad un'inversione di parte del flusso all'interno dello strato limite, con conseguente distacco di esso. Lo strato limite separato un vortice a spirale, per poi affievolire proseguendo verso valle.

Questa tipologia di vortici è stata ampiamente studiata nel caso di corrente stazionaria: considerando uno strato limite di spessore ed un gradiente di pressione avverso, sufficientemente forte da separarlo, è possibile descrivere i vortici horseshoes mediante i seguenti parametri:

$$\frac{\delta}{D}, Re_D, Geometria\ del\ palo$$

dove D indica il rapporto tra lo spessore dello strato limite e il diametro del palo, Re_D il numero di Reynolds associato al moto ($Re_D=UD/v$), dipendente dalla velocità indisturbata del flusso (U) e dalla viscosità del fluido (v).

Nel caso di onde è necessario considerare il numero di Keulegan-Carpenter definito da:

$$KC = \frac{u_0 T}{D}$$

dove u_0 è il valore massimo della velocità orbitale al fondo e T è il periodo dell'onda.

Valori piccoli indicano che la velocità orbitale è piccola in confronto al diametro del palo: in questo caso i vortici possono non formarsi. Viceversa, valori grandi di KC indicano un flusso simile ad una corrente stazionaria, pertanto il comportamento dei vortici è paragonabile al caso di moto stazionario.

Nella figura 11 è possibile osservare i risultati di uno studio di Sumer et al. (1997) sulle variazioni delle caratteristiche del flusso in funzione di KC.

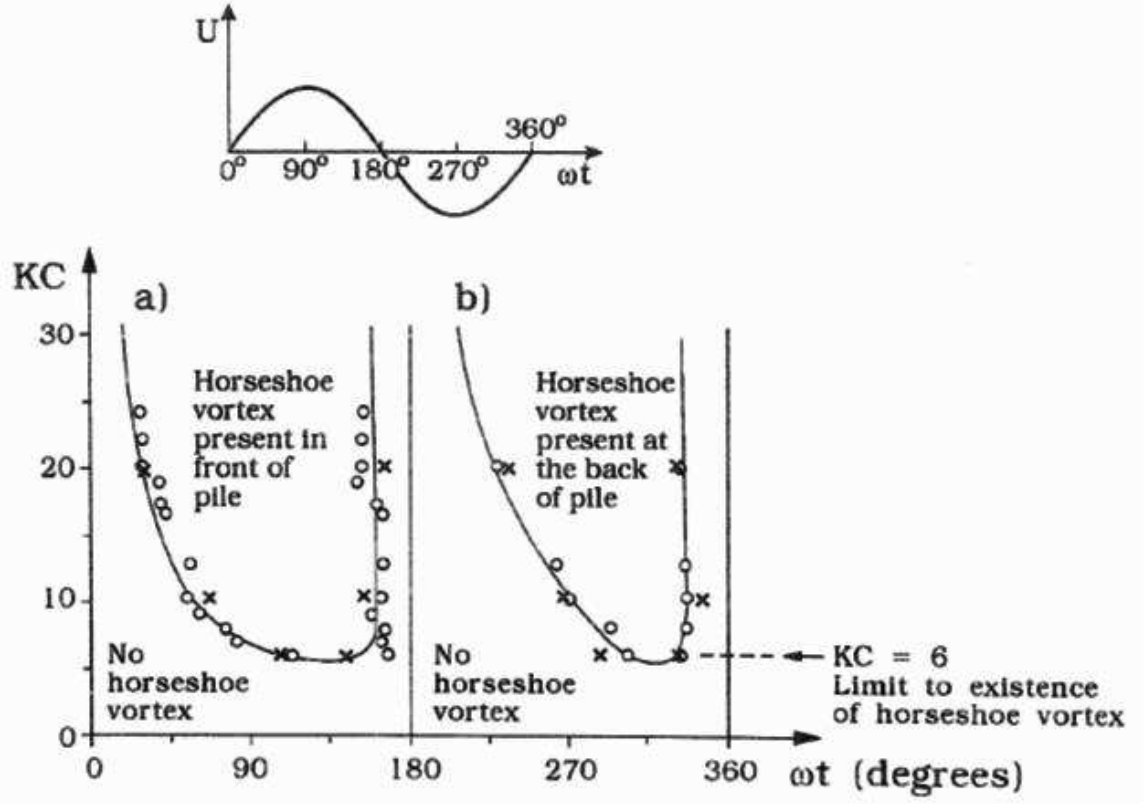


Figura 11. Formazione Horseshoes Vortex

La velocità delle particelle è assunta avere un moto sinusoidale $U= Um$ sin (ωt), con ω frequenza angolare.

3.3.1.2 Lee-Wake vortex

I vortici di scia sono causati dalla rotazione dello strato limite lungo la superficie del palo: gli strati provenienti dal bordo laterale si arrotolano e vanno a formare i vortici a valle del palo.

Il lee-wake vortex, nel caso di corrente stazionaria, è descritto principalmente da:

$$Re_D, Geometria\ del\ palo$$

Anche per questa tipologia di vortici, va considerato nel caso di azione ondosa il numero di Keulegan-Karpenter.

Lo studio di Sumer et al. (1997) identifica diversi regimi di flusso:

1. ($2.8 < KC < 4$) (Figura 12 a) La separazione dietro il palo avviene nella forma di una coppia di vortici simmetrici

2. ($4 < KC < 6$) (Figura 12 b) La simmetria si rompe ma i vortici sono ancora attaccati, non c'è distacco ancora

3. ($6 < KC < 17$) (Figura 12 c) Avviene il distacco dei vortici con un distacco ogni mezzo periodo

4. ($17 < KC < 23$) (Figura 12 d) Avviene il distacco dei vortici ma ora due vortici si distaccano ogni mezzo ciclo

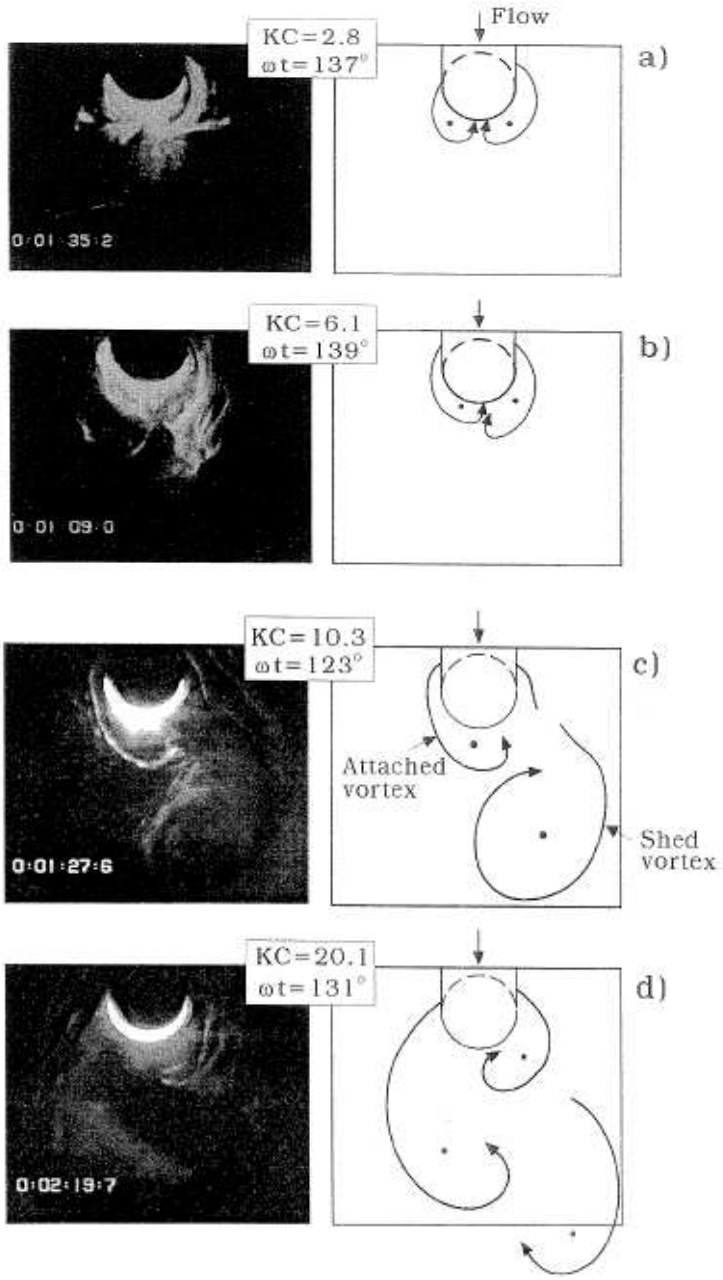


Figura 12. Lee-wake vortex

3.4 Contrazione delle linee di flusso

La concentrazione delle linee di flusso ai lati del palo può essere descritta analizzando linee a uguale sforzo di taglio.

In riferimento alla Figura 13, si nota una maggiore concentrazione degli sforzi a bordo palo, che porta a valori di 4 volte maggiori nel caso di sole onde o 10 volte maggiori nel caso di corrente stazionaria (dovuto alla presenza dei vortici horseshoes).

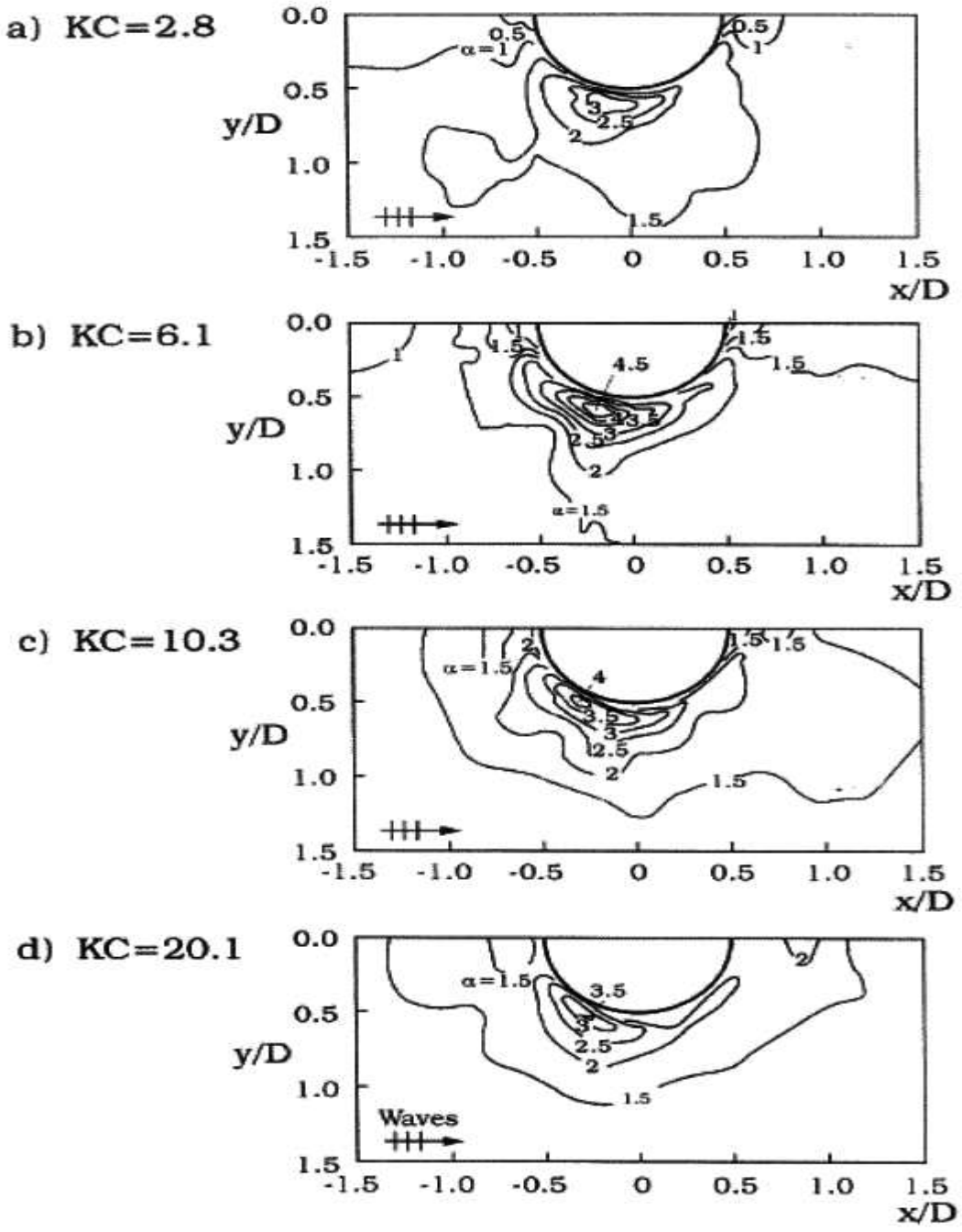


Figura 13. Sforzo di taglio al fondo

3.4.1 Regime di flusso e formazione di vortici

La Figura 14 riassume i cambiamenti più significativi che si verificano nel flusso attorno a un cilindro circolare verticale quando il numero di Keulegan-Carpenter aumenta da zero. Le immagini sono relative al numero di Reynolds (Re = 10^5), che è definito come:

$$Re = \frac{U_m D}{v} \qquad (3.26)$$

dove v è la viscosità cinematica del fluido: per l'acqua v =10^{-6} m²/s

L'ispezione della tabella, dall'alto verso il basso, rivela che per valori molto piccoli di KC non è presente separazione del flusso (Figura 14 a), come previsto.

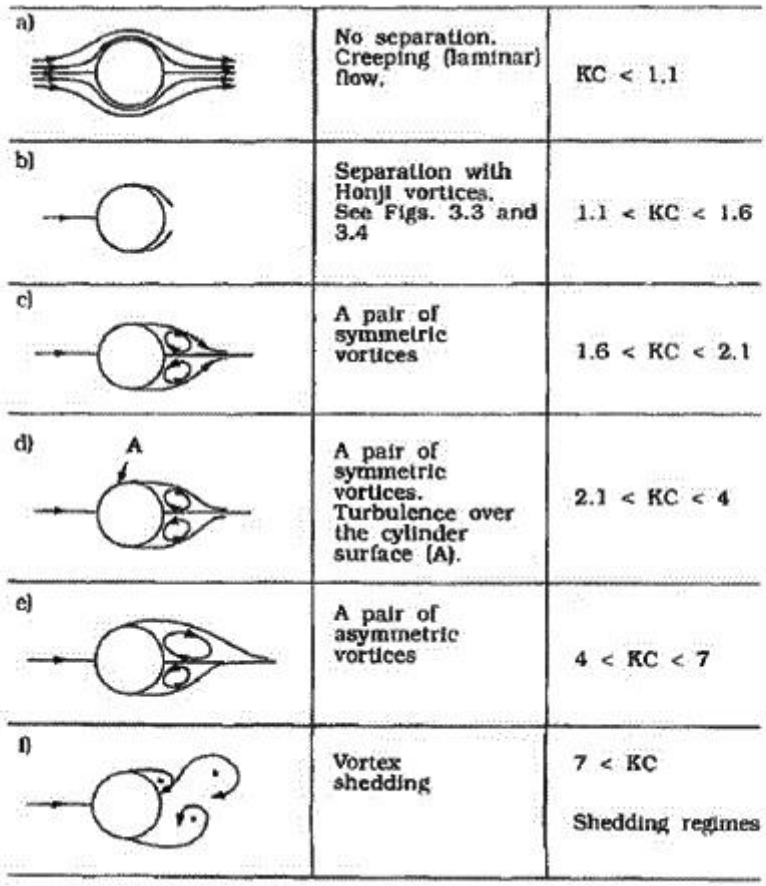


Figura 14. Regimi di flusso attorno a un cilindro liscio e circolare in un flusso oscillatorio

Re = 10^3 limiti degli intervalli KC possono cambiare in funzione di Re. [Sumer & Fredsøe (2006)]

La separazione appare per la prima volta quando KC è maggiore di 1,1 (Figura 14 b). Ciò si verifica sotto forma della cosiddetta instabilità Honji. Raggiunta questa condizione KC, il flusso puramente bidimensionale sulla superficie del cilindro si scompone in uno schema di flusso tridimensionale che presenta ripetutamente, nel senso della lunghezza del cilindro, coppie di rulli che si estendono lungo la circonferenza del cilindro. Il modello oscilla nel tempo, apparendo e scomparendo con un ciclo di periodi pari alla metà del periodo di oscillazione. La visualizzazione di queste strisce mediante

tecniche di visualizzazione del flusso mostra che le particelle di fluido trasportate dalle coppie di rulli possono esibire uno schema periodico di vortici a forma di fungo (Honji 1981).

Con un ulteriore aumento di KC, la separazione avviene sotto forma di una coppia simmetrica. vortici ordinari e attaccati (Figura 14 c.d). Questo regime copre l'intervallo KC 1,6< KC<26 mentre l'intervallo 2.1<KC<4 è caratterizzato dalla comparsa di turbolenza sul cilindro (Sarpkaya 1986), sempre per $Re=10^3$.

Quando KC aumenta ulteriormente, la simmetria tra i due vortici attaccati si rompe verso il basso (Figura 14 e). I vortici rimangono attaccati al cilindro e non si verifica alcun distacco. Il significato di questo regime, prevalente nell'intervallo 4<KC<7, è che la forza di portanza non è più nulla e ciò è causato dall'asimmetria nella formazione dei vortici attaccati.

Per KC maggiore di 7, viene stabilito il regime di distacco dei vortici (Figura 14 f). In questo regime, l'inizio del distacco dei vortici avviene durante ciascun semiperiodo del movimento oscillatorio. Si possono distinguere diversi regimi di questo tipo, ciascuno dei quali ha un diverso modello di flusso di vortice, osservato per diversi intervalli del numero KC, come discusso da (Williamson 1985).

È noto che il regime di vortice trasversale si verifica nell'intervallo 7<KC<13. Sul lato inferiore del cilindro si forma una strada a vortice perpendicolare alla direzione del flusso. Consiste in una coppia di vortici, di segno opposto, che si staccano alternativamente dalle pareti del cilindro, ciascuno spinto dal campo di velocità dell'altro (reciproca induzione). La posizione della via del vortice rispetto al cilindro è collegata alla direzione della forza di portanza. che deve essere diverso da zero in questo regime di flusso. Con riferimento al range KC 13<KC<15. la scia è costituita da una serie di coppie convettive allontanate dal cilindro durante ciascun ciclo a circa 45° rispetto alla direzione di oscillazione del flusso e solo su un lato del cilindro. Il regime della doppia coppia si verifica nell'intervallo 15<KC<24, in cui la scia è il risultato della perdita di due vortici ad ogni semiciclo. Due scie di coppie di vortici si allontanano dal cilindro in direzioni opposte e da lati opposti del cilindro. Per 24<KC<32, la scia presenta tre vortici che si staccano durante un mezzo ciclo e tre coppie di vortici sono comprese in un ciclo. Per regimi KC più elevati, il numero di coppie di vortici aumenta di uno ogni volta che il regime KC viene modificato in un ordine superiore, nell'ordine di altri due distacchi di vortici ogni volta che viene raggiunto un ordine superiore.

Con riferimento all'effetto di Re per grandi numeri KC (KC>3). i dati disponibili sono stati raccolti da (Sumer & Fredsøe 2006) in un grafico come quello della Figura 10. In letteratura non sono forniti dati estesi. Tuttavia, Sumer e Fredsøe corrispondevano all'ampio dati di (Sarpkaya 1976) che coprono un'ampia gamma di KC per regimi di Re più bassi insieme ai dati della Figura 15 per interpretare ciò che accade anche per numeri di Re crescenti.

Con riferimento alla perdita di vortici, la figura 15 mostra che le curve iniziano a piegarsi verso il basso, quando Re si avvicina al valore 10^5. Ciò significa che in questa regione la frequenza di portanza normalizzata NL descritta come $NL=\frac{f_L}{f_w}$. dove f_L è la frequenza fondamentale della portanza e f_w è la frequenza del flusso oscillatorio, aumenta all'aumentare di Re. Ciò è coerente con il risultato corrispondente in correnti stazionarie, vale a dire che la frequenza di distacco aumenta con l'aumento di Re a $3{,}5\times10^5$ quando il flusso passa da subcritico a supercritico attraverso il regime di flusso critico (transizione inferiore).

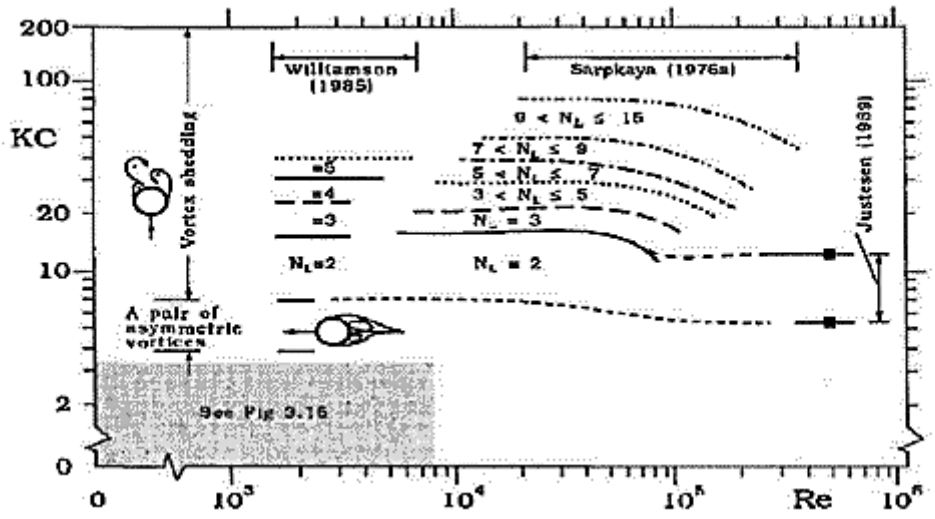


Figura 15. Regimi di distacco dei vortici attorno ad un cilindro circolare liscio in un flusso oscillante.

NL è il numero di oscillazioni della forza di portanza per ciclo di flusso. [Sumer & Fredsøe (2006)]

3.5 Carichi ondosi su cilindri sottili verticali

Forze d'onda su un cilindro sottile verticale. cioè, un cilindro di diametro piccolo rispetto alla lunghezza d'onda dell'acqua ha dimostrato di essere ben approssimato dall'equazione di Morison (Morison et al. 1950).

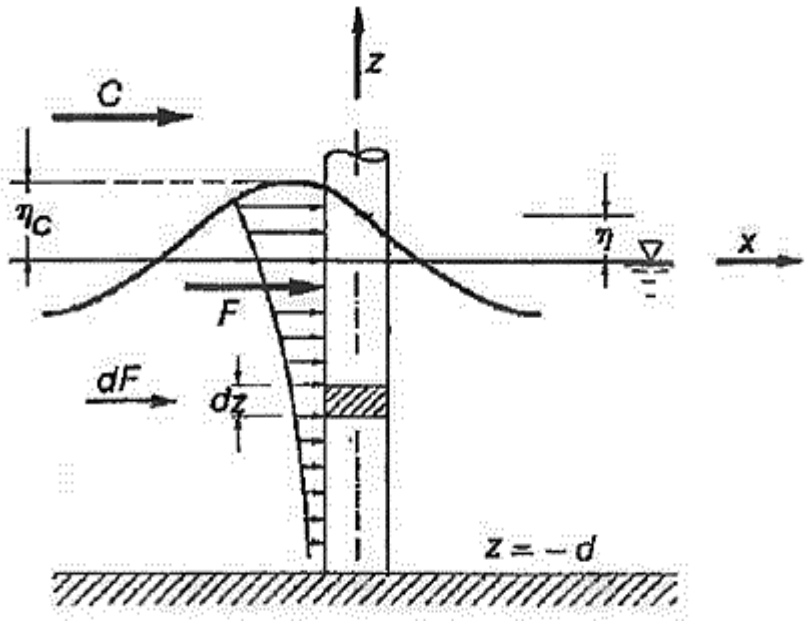


Figura 16. Forza d'onda indotta su un cilindro verticale sottile: schizzo per la formulazione di Morison. [Matteotti (1995)]

L'equazione di Morison presuppone che la forza totale dell'onda in linea sia composta dalla forza di inerzia (dalla teoria del potenziale e dal flusso oscillante) e dalle forze di resistenza (da flussi reali e correnti costanti) sommate linearmente insieme (Equazione 4.27).

$$F(t) = F_{inertia}(t) + F_{drag}(t) = \int_{-d}^{n} \frac{1}{2\rho C_M \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) \mathring{u}(z)} dz + \int_{-d}^{n} \frac{1}{2\rho C_D D u(z)|u(z)|} dz \quad (4.27)$$

in cui ρ è la densità dell'acqua e D, η e d sono già stati definiti nelle sezioni precedenti (vedi anche Figura 16). C_M e C_D sono due coefficienti empirici, rispettivamente l'inerzia e il coefficiente di resistenza.

La forza d'inerzia, che rappresenta la forza opposta dalla struttura all'azione delle onde, dipende dall'accelerazione delle particelle d'acqua ů = du/dt. Diversamente, la forza di trascinamento, che rappresenta l'azione di trascinamento esercitata dall'onda sul cilindro a causa del differenziale di pressione creato dalla scia tra il lato a monte e quello a valle del cilindro, dipende dal quadrato della velocità delle particelle d'acqua, nella direzione di propagazione dell'onda. Pertanto, le componenti della forza di resistenza e di inerzia sono sfasate di 90° l'una rispetto all'altra nel tempo. Ne consegue che, per valori KC piccoli, la componente di inerzia della forza in linea è grande rispetto alla componente di resistenza; quindi, in tali casi la resistenza può essere trascurata. Tuttavia, all'aumentare del numero di KC, inizia la separazione del flusso e la forza di resistenza diventa sempre più importante.

La forma originale dell'equazione di Morison è empirica. Nel corso degli anni i suoi fondamenti fisici sono stati spesso messi in discussione, soprattutto per quanto riguarda la dipendenza dai due coefficienti empirici C_M e C_D e dalla sovrapposizione lineare delle due componenti della forza, nonché per la validità di trascurare altre forze, ad es. la rincorsa dell'onda, l'impatto dell'onda (sbattere), lo squillo e così via.

Poiché la formulazione originale di Morison era stata proposta ipotizzando onde di piccola ampiezza, descrivendo quindi un'azione di forza quasi statica su un cilindro, tale formulazione non sarebbe in grado di rappresentare il carico causato da un evento di rottura impulsiva né i carichi indotti da maree casuali. Sebbene l'equazione di Morison rimanga una corretta approssimazione ingegneristica, le condizioni d'onda per le quali questa può essere applicata necessitano di essere studiate più in dettaglio. La rottura delle onde, ad esempio, può indurre forze di impatto molto elevate con durata estremamente breve su una struttura snella, cosa che non viene presa in considerazione nella formulazione originale di Morison.

3.5.1 Carico di rottura delle onde

Le forze d'impatto generate dalle onde che si infrangono possono raggiungere valori molto elevati. Lavori di (Basco & Niedzwecki 1989: Kjeldsen et al. 1986) hanno dimostrato che le forze delle onde che si tuffano su un palo possono essere 2-3 volte più grandi delle forze ordinarie con onde di ampiezze comparabili. Un fattore moltiplicativo simile alla formulazione originale di Morison, fissato pari a 2,5. è suggerito da SPM 1984 per tenere conto della forza d'impatto indotta da un'onda che si infrange. Tuttavia, non viene fornita alcuna informazione sulla storia temporale di questa forza.

In caso di attacco dell'onda frangente, la descrizione della forza totale dell'onda frangente deve includere anche il termine aggiuntivo di forza d'impatto $F_{impact-}$((Wienke et al. 2000)), che rappresenta la componente dinamica della forza agente non considerata prima nell'Equazione 3.27.

Pertanto, l'Equazione 3.27 cambia in:

$$F(t)=F_{inertia}(t) + F_{drag}(t) + F_{impact}(t) =$$

$$\int_{-d}^{n} \frac{1}{2\rho C_M\left(\frac{\pi D^2}{4}\right)\mathring{u}(z)} dz + \int_{-d}^{n} \frac{1}{2\rho C_D D u(z)|u(z)|} dz + \rho\left(\frac{D}{2}\right) C_b^2 C_s \lambda \eta_b \quad (3.28)$$

dove, relativamente a F_{impact}, C_B è la celerità alla rottura. C_s, è il fattore di sbattimento λ. è il fattore di curling, che indica come la cresta dell'onda è attiva nell'indurre una forza d'urto e dipende dal tipo di interruttore e dalla distanza relativa tra il punto di rottura dell'onda e la posizione della struttura, e η_b è la massima elevazione della superficie dell'acqua nel punto di rottura (vedi anche lo schizzo riportato in Figura 17)

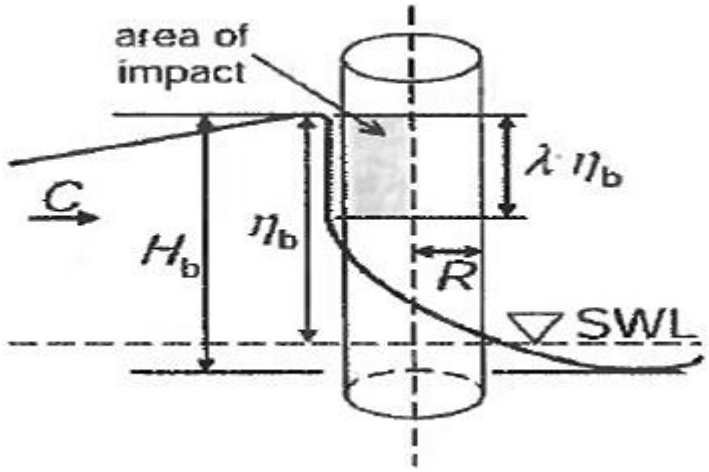


Figura 17. Sketch della forza d'impatto dell'onda che si infrange

la formulazione analitica per il contributo della forza d'impatto è derivata dai calcoli di (Goda et al. 1966). Si presuppone che il fronte dell'interruttore sia verticale e si muova con la velocità dell'onda C, colpendo il cilindro per l'altezza della zona di impatto $\lambda\eta_b$. La forza massima della linea sul cilindro viene calcolata utilizzando la teoria di Wagner o von Karman. rispettivamente se considerando o trascurando la portata oltre al piatto piano. con quale cilindro viene approssimato (effetto pile-up). Pertanto, si determina il coefficiente di sbattimento C. (Wienke & Oumeraci 2005) hanno trovato $C_s = 2\pi$, stimando quindi in modo approssimativo il doppio della forza e mezza della durata dell'impatto rispetto a quanto ottenuto da Gioda zr al 1966). Risultati simili sono stati ottenuti anche da (Chan et al. 1995, Sawaragi & Nochino 1984)

Nel corso degli anni sono stati condotti numerosi studi volti a migliorare la conoscenza dell'argomento. A titolo di esempio riportiamo, tra questi, lo studio di (Wienke er al 2001) sulla determinazione del fattore di curling basandosi su: i) il tipo di interruttore, ii) la classificazione dei carichi dell'onda di rottura, iii) la distanza relativa tra punto di rottura e posizione della struttura (Tanimoto et al 1986; Wienke et al. 2000). Ricordiamo infine i test su modello su larga scala di (Wienke & Oumeraci 2005) da cui è stato recentemente sviluppato il modello di forza tridimensionale utilizzato per stimare la forza massima di impatto su un cilindro sottile.

3.5.2 Carichi d'onda di ordine superiore

L'analisi delle onde e le corrispondenti risposte strutturali sono di grande importanza per gli ingegneri oceanici nella progettazione e per la sicurezza operativa delle strutture offshore. Quando un'onda non lineare, come un'onda ripida, attraversa una struttura offshore, i carichi di ordine superiore possono in determinate situazioni eccitare la struttura tanto quanto le sue frequenze naturali. In un dominio interno vicino alla superficie corporea, infatti, si assume che l'elevazione dell'onda sia significativamente influenzata anche da non linearità dovute alla presenza della struttura che causa la diffrazione e lo scattering dell'onda. Questi carichi non lineari possono indurre effetti indesiderati sulle strutture, come vibrazioni. La teoria del potenziale viene solitamente utilizzata per studiare questi effetti, presupponendo che gli effetti viscosi siano trascurabili. Il calcolo degli effetti d'onda del primo ordine è considerato semplice e il problema della diffrazione linearizzata è ben previsto dall'equazione di Morison, quando viene mantenuto solo il termine di inerzia. Maggiore interesse è nel calcolo degli effetti delle onde di ordine superiore. Per le piattaforme con gamba tesa (TLPs), è stato riscontrato che i carichi ondulatori del secondo ordine inducono deflessioni assiali risonanti dei tiranti in condizioni di mare moderato.

Questo fenomeno è noto come molleggianti e consiste in oscillazioni stazionarie, causate principalmente da forze debolmente non lineari alla seconda armonica della frequenza dell'onda. I carichi delle molle sono stati calcolati da (Chen et al. 1991: Eatock Taylor & Chau 1992).

Recentemente, si è scoperto che TLP e monopile sono soggetti a una condizione di risonanza transitoria alle loro frequenze naturali, sostanzialmente superiori alla frequenza dell'onda governante (Faltinsen et al. 1995). Questo fenomeno coinvolge componenti di carico delle onde armoniche superiori al secondo ordine ed è diventato noto come ringing. Il Ringing si verifica come deflessione assiale dei tiranti dei TLPs, e come deflessione strutturale in modalità flessionale per i monopali.

La causa dello squillo non è ancora del tutto chiara. È stato osservato che lo squillo tende a verificarsi quando le onde sono ripide e l'ampiezza dell'onda è dello stesso ordine del raggio della struttura. Inoltre, è ancora aperto il dibattito se il fattore più importante sia la cinematica non lineare delle onde o le non linearità che si verificano durante l'interazione onda-struttura.

Sono state intraprese molte direzioni diverse per calcolare esattamente i carichi del terzo ordine, al fine di indagare lo squillo in modo più dettagliato. Un approccio è stato quello di estendere l'equazione di Morison, che fornisce buone stime per i carichi d'onda del primo ordine nelle onde lunghe (Madsen 1986. Rainey 1989), che è stata utilizzata da (Jefferys & Rainey 1994) per prevedere il ronzio. Un altro approccio è stato presentato da (Malenica & Molin 1995). Hanno catturato il potenziale di velocità completo del terzo ordine per un cilindro fisso a profondità finita sulla base del tradizionale metodo di perturbazione di Stokes. Dopo. Faltinsen et al. (1995) hanno presentato la teoria FNV, basata sull'approssimazione delle onde lunghe, che è stata recentemente generalizzata alla profondità finita dell'acqua (Kristiansen & Faltinsen 2017).

Le cause dei grandi carichi di ordine superiore sono state studiate anche sperimentalmente e numericamente. Dal punto di vista sperimentale, (Grue & Huseby 2002a) hanno documentato che si verifica uno squillo pronunciato per gli stessi parametri d'onda di un ciclo di carico secondario nel segnale di forza d'onda. Questo lavoro ha dato impulso a molti altri studi sperimentali nel corso dell'anno, volti a confermare o smentire la connessione tra il verificarsi dello squillo e del ciclo di carico secondario.

Dal punto di vista numerico, il lavoro più recente di Paulsen et al. (2014) aggiungono ulteriori informazioni sull'origine del carico secondario, ma non è stata trovata alcuna connessione con lo squillo. Ancora, (Kristiansen & Faltinsen 2017) afferma che il carico associato al run-up, generato da strutture vorticose derivanti dalla separazione del flusso, e la successiva propagazione di onde locali ripide sono la causa di grandi carichi di ordine superiore.

3.5.2.1 Ciclo di carico secondario:

Al di là della sua probabile associazione con lo Ringing, il ciclo di carico secondario è un fenomeno fortemente non lineare riguardante il carico ondulatorio sul cilindro verticale. Infatti. Paulsen et al. (2014) hanno riscontrato, nella loro esperienza, che il ciclo di carico secondario appartiene a un intervallo di frequenza superiore alla frequenza dell'onda della sesta armonica. Il ciclo di carico secondario appare come un aumento rapido e ad alta frequenza della forza di eccitazione e si verifica dopo il picco principale nella serie temporale del carico, al momento del carico minimo (Figura 18, pannello di sinistra).

Il fenomeno è stato descritto per la prima volta da Grue et al. (1993) dai loro esperimenti. Il carico secondario può essere identificato da alcune caratteristiche proprie. Ad esempio, tipicamente si verifica circa un quarto del periodo d'onda dopo il picco principale della forza di eccitazione (Grue e Huseby, 2002) e dura circa il 15% del periodo d'onda (Grue et al., 1993).

(Grue e Huseby, 2002) hanno inoltre suggerito alcuni parametri che sono attualmente utilizzati sia come strumenti per l'identificazione del verificarsi del carico secondario sia per l'indagine delle cause e degli effetti ad esso collegati. Tra questi ci sono alcuni parametri d'onda: in particolare KC, che misura gli effetti di separazione del flusso, il numero di Froude Fr, che misura il ruolo delle onde gravitazionali superficiali, la pendenza adimensionale dell'onda kη_b e il numero d'onda kR.

Il ciclo di carico secondario è stato osservato per KC>4-5, Fr~0,35-0,4, η_c≥0,3 e kR>0,1. L'intensità del ciclo di carico secondario può essere stimata dal rapporto SLC. definito come SLC=F_{SLC} /F_{PP}. cioè, la sua grandezza rispetto alla forza da picco a picco (Figura 18, pannello di destra)

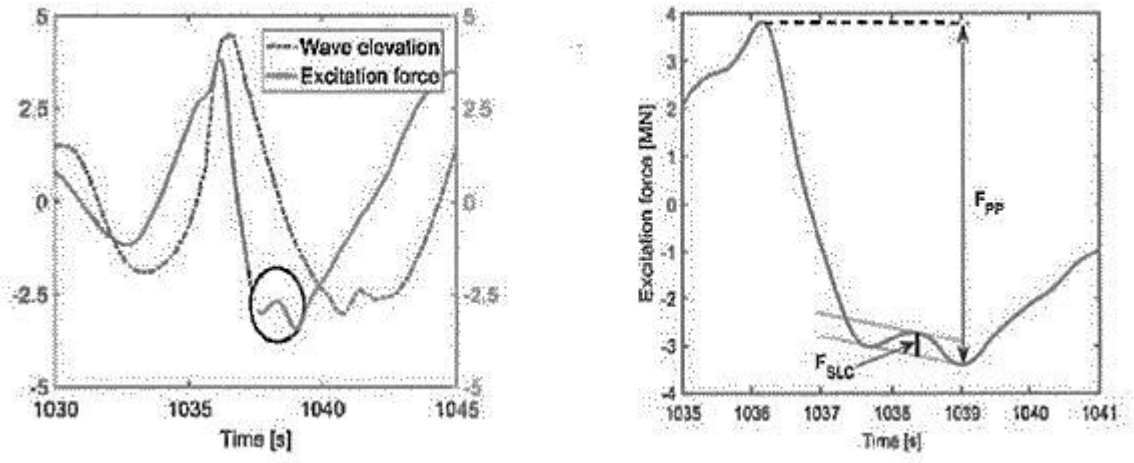


Figura 18. Presenza del ciclo di carico secondario, visibile sulla forza di eccitazione (pannello di sinistra). Stima del parametro F_{SLC} (pannello di destra). [Suja-Thauvin et al. (2017)]

4. Forze su un palo

Nella progettazione di una struttura offshore è importante valutare le forze dovute al moto ondoso. Il calcolo di tali forze però non è semplice a causa sia dell'interazione delle onde con il palo, sia per la natura casuale delle onde stesse. A ciò si aggiunge l'inadeguatezza di alcuni modelli teorici, non idonee a descriverle.
Le forze possono essere calcolate in tre modi differenti:

- Equazione di Morison
- Teoria di Froude-Krylov
- Teoria della diffrazione

L'equazione di Morison assume che la forza sia composta da due contributi: forza di drag, dovuta alla formazione di strutture vorticose, e forza di inerzia, dovuta al movimento delle particelle d'acqua intorno al palo. Questo modello è applicabile quando la forza di drag è significativa: ciò avviene quando la struttura è piccola rispetto alla lunghezza d'onda.

Nel momento in cui la forza d'inerzia predomina e la dimensione della struttura è relativamente piccola si può sfruttare la teoria di Froude-Krylov: la forza viene valutata utilizzando la pressione incidente dovuta all'onda e il metodo pressione-area sulla superficie della struttura.

La teoria della diffrazione viene utilizzata quando le dimensioni della struttura sono comparabili alla lunghezza d'onda.

Un'analisi dimensionale è necessaria per stabilire quale dei tre metodi utilizzare. La forza, *f*, viene definita tramite una dimensione caratteristica D (ad esempio il diametro del cilindro verticale) e espressa mediante la funzione:

$$f = \psi(t, T, D, L, u_0, \rho, \nu)$$

con *t* tempo, *T* periodo dell'onda, *L* lunghezza d'onda, u_0 massima velocità orizzontale della particella d'acqua, ρ densità, ν viscosità cinematica.

Per il teorema di Buckingham (teorema Π) una relazione tra N+1 grandezze fisiche può essere trasformata in una relazione tra N+1-M numeri adimensionali, con M numero di grandezze dimensionalmente indipendenti. Poiché il fenomeno è dinamico, si hanno M=3 grandezze dimensionalmente indipendenti: L-T-M (Lunghezza, Tempo, Massa). La forza, a questo punto, può essere espressa in funzione di quattro quantità adimensionali:

$$\frac{f}{\rho u_0^2 D} = \psi\left(\frac{t}{T}, \frac{u_0 T}{D}, \frac{u_0 D}{\nu}, \frac{\pi D}{L}\right)$$

con t/T tempo adimensionale, u_0T/D numero di Keulegan-Carpenter, u_0D/ν numero di Reynolds e

$\pi D/L$ parametro di diffrazione.

Per la scelta del metodo si analizzano in particolar modo il numero di KC e il parametro di diffrazione: il primo è una misura degli effetti dovuti alla forza di drag, il secondo degli effetti dovuti alla

diffrazione. Valori grandi di KC indicano alti valori di forza di drag e quindi piccoli valori di diffrazione, viceversa accade per valori grandi del parametro di diffrazione.

4.1 Equazione di Morison

L'equazione di Morison (Morison et al. 1950) descrive la forza orizzontale dovuta al moto ondoso agente su un palo verticale, applicabile nel caso di onde lineari e rapporto D/L<0.1.

La forza totale è dovuta alla somma della forza di drag e la forza d'inerzia (Figura 19):

$$F_{Tot} = F_D + F_M$$

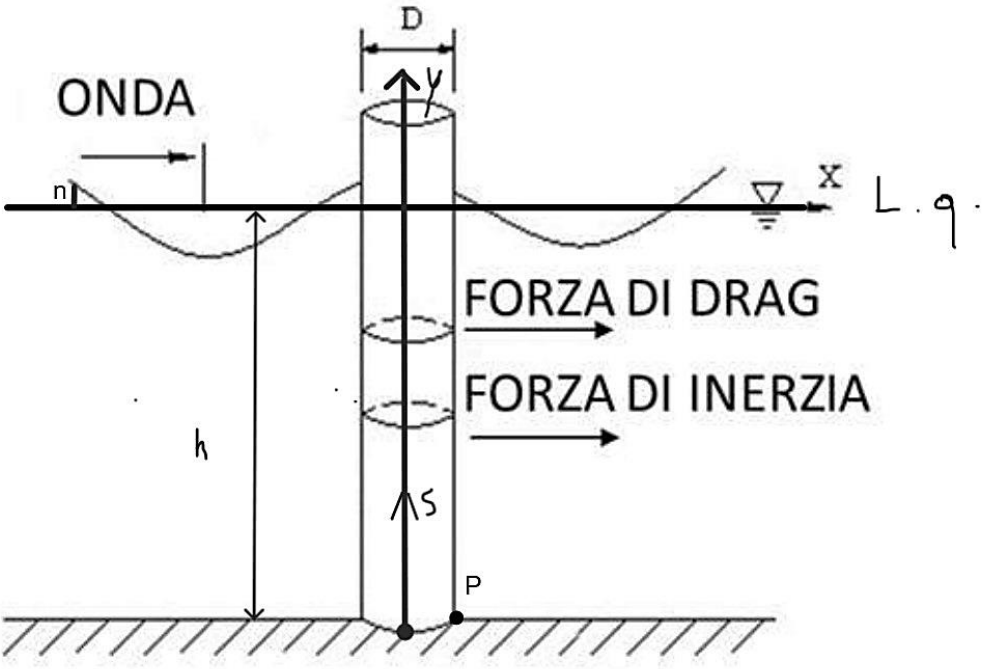


Figura 19 schema delle forze d'onda sul palo verticale

4.1.1 Sviluppo dell'equazione di Morison

La forza d'inerzia è dovuta al movimento delle particelle intorno al cilindro, che accelerano e decelerano.

La forza d'inerzia agente su un segmento *dz* del cilindro è proporzionale all'accelerazione della particella al centro del cilindro (in assenza del cilindro stesso):

$$df_M = C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{t}} dz$$

dove $\partial u/\partial t$ è l'accelerazione della particella, D il diametro del cilindro e C_M il coefficiente d'inerzia.

La forza di drag è dovuta alla presenza di una zona di scia, una regione di bassa pressione comparata a quella a monte. Per ogni fase ondosa si generano gradienti di pressione che possono dare origine a strutture vorticose, le quali portano alla formazione delle forze di drag.

La forza di drag, su un segmento *dz* del cilindro, è proporzionale al quadrato della velocità della particella d'acqua e nel caso di flusso oscillatorio può essere espressa mediante:

$$df_D = \frac{1}{2} C_D \rho D |u| u dz$$

dove C_D è il coefficiente di drag. La velocità viene considera in termini assoluti per assumere la forza nella stessa direzione della velocità.

I termini C_D e C_M sono funzioni del numero di Keulegan-Carpenter, del numero di Reynolds e della rugosità del palo e devono essere determinati sperimentalmente.

Combinando i contributi dovuti alla forza d'inerzia e alla forza di drag, si ottiene l'equazione di Morison:

$$df_{Tot} = df_D + df_M$$

Esplicando ed integrando si ottiene:

$$df_{Tot} = \frac{1}{2} C_D \rho D |u| u dz + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{t}} dz$$

$$F_{Tot} = \int_0^h \frac{1}{2} C_D \rho D |u| u dz + \int_0^h C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{t}} dz$$

con:

$$A_M = \rho \frac{\pi D^2}{4} \; ; \; A_D = \frac{1}{2} \rho D$$

Si arriva a:

$$F_{Tot} = \int_0^h \left[C_D A_D |u| u + C_M A_M \frac{\partial \mathrm{u}}{\partial \mathrm{t}} \right] dz$$

Dalla teoria lineare, la velocità orizzontale della particella d'acqua è ricavabile tramite:

$$u = \frac{H\sigma \cosh k(h+z)}{2 \quad \sinh kz} \cos(kx - \sigma t)$$

Derivando rispetto al tempo si ottiene l'accelerazione:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{H\sigma^2 \cosh k(h+z)}{2 \sinh kh} \sin(kx - \sigma t)$$

Sostituendo nell'equazione di Morison si ha:

$$F_{Tot} = C_D A_D \left(\frac{H\sigma^2}{2\sinh kh}\right) \int_0^h (\cosh k(h+z))^2 \, \mathrm{dz} |\cos(kx-\sigma t)| \cos(kx-\sigma t) + C_M A_M \frac{H\sigma^2}{2\sinh kh} \int_0^h \cosh k(h+z)\, dz \sin(kx-\sigma t)$$

Dalla relazione

$$(\cosh k(h+z))^2 = \frac{1}{2}(1+\cosh 2k(h+z))$$

Si ottiene:

$$F_{Tot} = \rho g V \left(\frac{H}{2h}\right) C_M \tanh kh \sin(kx-\sigma t) + \rho g V \left(\frac{H}{2h}\right) C_D \left(\frac{H}{4\pi D}\right) \frac{2kh+\sinh 2kh}{(\sinh kh)^2} |\cos(kx-\sigma t)| \cos(kx-\sigma t)$$

4.1.2 Equazione di Morison (regime di separazione)

Il modello formulato sulla base dell'equazione di Morison (1950), dettagliato nella Tav. 1, descrive le formule dei modelli riguardanti la spinta delle onde su pali in assenza di corrente e in regime di separazione, tenendo conto delle caratteristiche delle onde.

Tav1 MODELLO DI MORISON ($H = H_{1/3}$)

Notazioni specifiche

A_1 = area della sezione frontale della struttura isolata; sezione perpendicolare alla direzione del moto ondoso incidente e riferita ad una lunghezza verticale unitaria;

S = area dela sezione orizzontale della struttura;

u = velocita del campo del moto ondoso, alla quota *s;*

a = acccclerazione del campo del molo ondoso, alla quota *s;*

f_d = forza di attrito alla quota *s,* per unità di lunghezza;

f_i = forza di inerzia alla quota *s,* per unità di lunghezza;

F = forza totale orizzontale (forza riferita all'intera lunghezza della struttura interessata dal moto ondoso);

M_p = momento totale rispetto al punto *P* (V. Fig. 19)

c_d =coefficiente di attrito;

c_i = coefficiente di inerzia;

Equazione di Morison in forma generale

$$f(t) = f_d(t) + f_i(t) = \frac{1}{2}\rho\, C_d\, A_1\, u(t)|u(t)| + \rho\, C_i\, S\, a(t)$$

dove

$$u(t) = \frac{ghH\ Ch(ks)}{2\sigma\ Ch(kh)}\cos(\sigma t)$$

$$a(t) = \frac{ghH\ Ch(ks)}{2\ Ch(kh)}\sin(\sigma t)$$

$$F(t) = \int_0^{h+n} f(t)ds$$

$$M_p(t) = \int_0^{h+n} sf(t)ds$$

Palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D

$$F(t) = \frac{1}{8}\rho g c_d \frac{DH^2 kh\cos(\sigma t)}{Sh(2kh)}\left[\frac{1}{2kh}Sh\left[2kh\left(1+\frac{\eta}{h}\right)\right] + \left[1+\frac{\eta}{h}\right]\right] - \frac{1}{8}\rho g c_i\ \frac{\pi D^2 H\sin(\sigma t)}{Ch(kh)}\left[Sh\left[kh\left(1+\frac{\eta}{h}\right)\right]\right]$$

$$M_p(t) = \tfrac{1}{8}\rho g c_d \frac{DH^2 kh^2\cos(\sigma t)|\cos(\sigma t)|}{Sh(2kh)}\left[\tfrac{1}{2}\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)^2 + \tfrac{1}{2kh}\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)Sh\left[2kh\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)\right]\right] - \tfrac{1}{8}\rho g c_i\ \frac{\pi D^2 Hh\sin(\sigma t)}{Ch(kh)}\left[\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)Sh\left[kh\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)\right] + \tfrac{1}{kh}\left(1-Ch\left[kh\left(1+\tfrac{\eta}{h}\right)\right]\right)\right]$$

$$\eta(t) = \frac{H}{2}\cos(\sigma t)$$

Dati relativi all'esempio che ha condotto alla Fig.23

D = 1.82 *m;* h = 30 *m;*

H = 8.0 *m;* T = 12.0 *s;*

$c_d = 1.0$; $c_i = 2.0$ (in accordo con il *BSI*)

FORZA TRAVERSALE

Notazioni specifiche

f_L = forza traversale alla quota s, per unità di lunghezza;

c_L = coefficiente di portanza;

Relazione per la predetta forza

$$f_L(t) = \frac{1}{2}\rho c_L A_1[u(t)]^2$$

è applicabile sia nella sua versione generale, sia specificamente per pali verticali cilindrici con sezione circolare di diametro D.

Questa equazione incorpora un coefficiente di attrito c_d (associato alla forza di attrito) e un coefficiente di inerzia c_i (associato alla forza di inerzia). Questi coefficienti, in generale, dipendono dal numero di Reynolds, dal numero di Keulegan-Carpenter, o dal parametro di scabrezza.

Come esempio nelle (Fig. 20 e 21), vengono illustrati i comportamenti di questi coefficienti per pali idraulicamente lisci, evidenziando che le curve a valori costanti di KC sono rappresentate nelle aree tratteggiate.

Coerentemente con le precedenti discussioni, il ruolo del numero KC diminuisce con l'aumentare del numero di Reynolds (Re), e l'importanza del parametro adimensionale cresce all'aumentare delle forze di inerzia rispetto a quelle di attrito. La Fig. 20 include inoltre la curva per il moto stazionario.

La presenza di una scabrezza superficiale non altera i valori dei coefficienti c_d e c_i quando il numero di Reynolds associato alla forza di attrito supera una soglia critica dipendente da KC. Diversamente, la scabrezza aumenta il coefficiente di attrito e riduce il coefficiente di inerzia.

L'effetto schiera, ossia la presenza di più pali allineati, provoca un incremento di entrambi i coefficienti, con un impatto particolarmente significativo quando la distanza tra i centri dei pali è inferiore a 1,5 volte il diametro dei pali stessi.

Per i pali isolati idraulicamente lisci, l'American Petroleum Institute consiglia orientativamente di adottare $\mathbf{C}_d$=0.6÷1.0 e $\mathbf{C}_i$=1.5÷2.0 mentre il British Standard Institution assume $\mathbf{C}_d$=1.0 e $\mathbf{C}_i$=2.0 quando il moto ondoso è rappresentato con onde lineari. Rilievi in campo effettuati da diversi autori (V. ad esempio Chakrabarti) conducono a $\mathbf{C}_d$=0.4÷1.5 e $\mathbf{C}_i$=0.9÷1.8, tenuto presente che l'ampio range di valori ottenuti è dovuto, oltre che alle oggettive difficoltà di rilievi sicuri, alle diverse condizioni di sperimentazione o alla irregolarità del moto ondoso, la quale può indurre un carattere random a tali coefficicati,

La Fig. 22 illustra, a titolo di esempio, l'andamento temporale della forza totale F e del momento totale Mp rispetto al punto P (vedi Fig. 19) per un palo verticale e per le caratteristiche del moto ondoso specificate nella Tav. 1. Nella stessa figura è riportato anche il profilo d'onda η.

Si osserva che F e Mp rimangono sostanzialmente in fase tra loro oppure raggiungono i loro massimi con un anticipo di circa un decimo del periodo d'onda T rispetto alla cresta d'onda.

Infine, i vortici che si formano a valle dei pali, a causa della separazione, per $KC>$ 8, si dispongono in maniera asimmetrica rispetto alla direzione del moto ondoso, come mostrato in Fig. 23(cfr. Iwagaki et al., 1983). Questo fenomeno provoca una distribuzione della pressione normale asimmetrica rispetto a tale direzione, generando una forza trasversale F_L , comunemente denominata portanza. Tale forza inverte la sua direzione con ogni emissione di vortici. L'espressione di questa forza è riportata nella Tav. 1 e include un coefficiente.

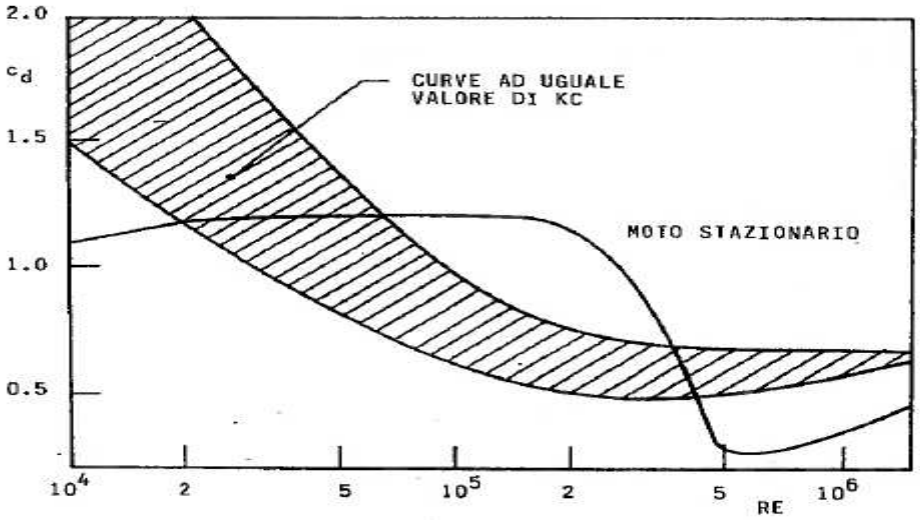


Figura 20 Coefficiente di attrito per un palo verticale cilindrico a sezione circolare

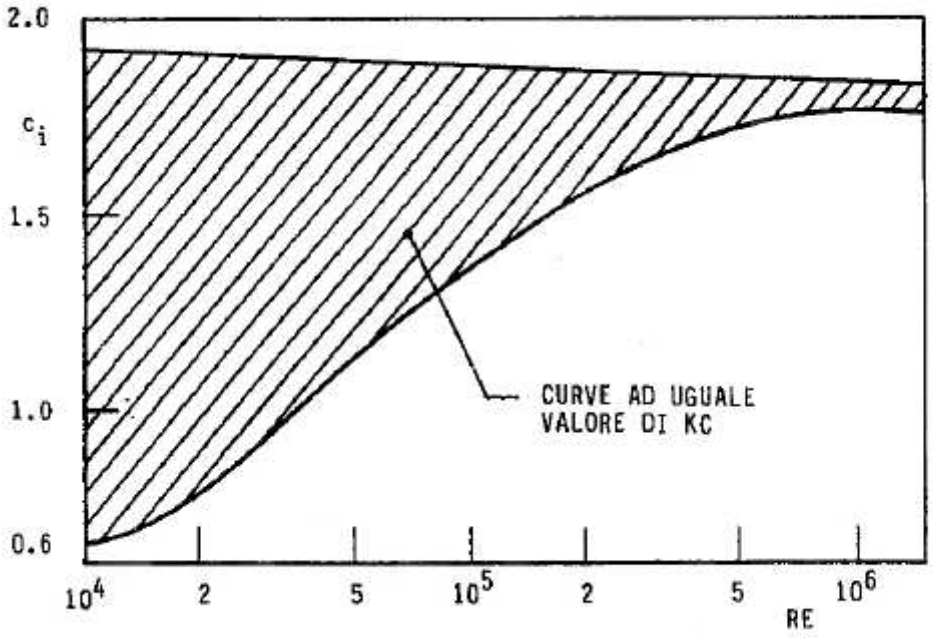


Figura 21 Coefficiente di inerzia per un palo verticale cilindrico a sezione circolare

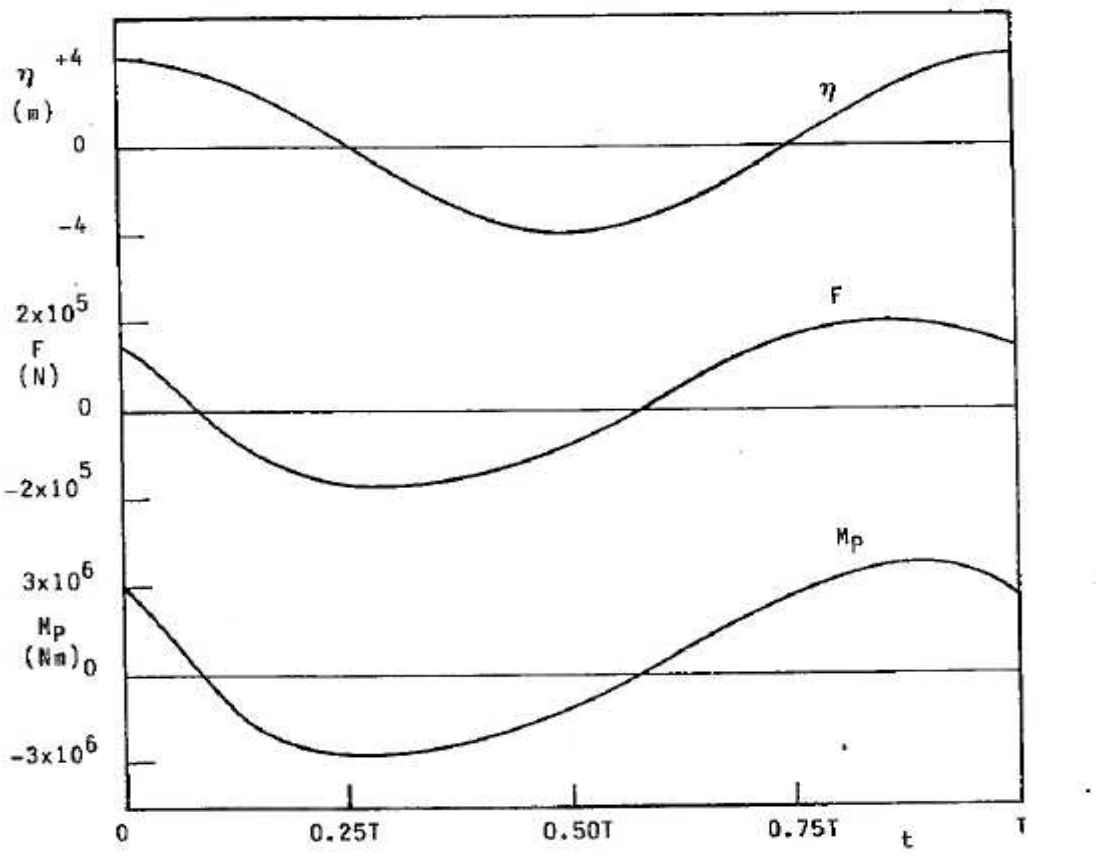


Figura 22 Profilo d'onda, forza e momento relativi al moto ondoso al palo verticale cilindrico a sezione circolare considerati nell'esempio riportato nella Tav. 1

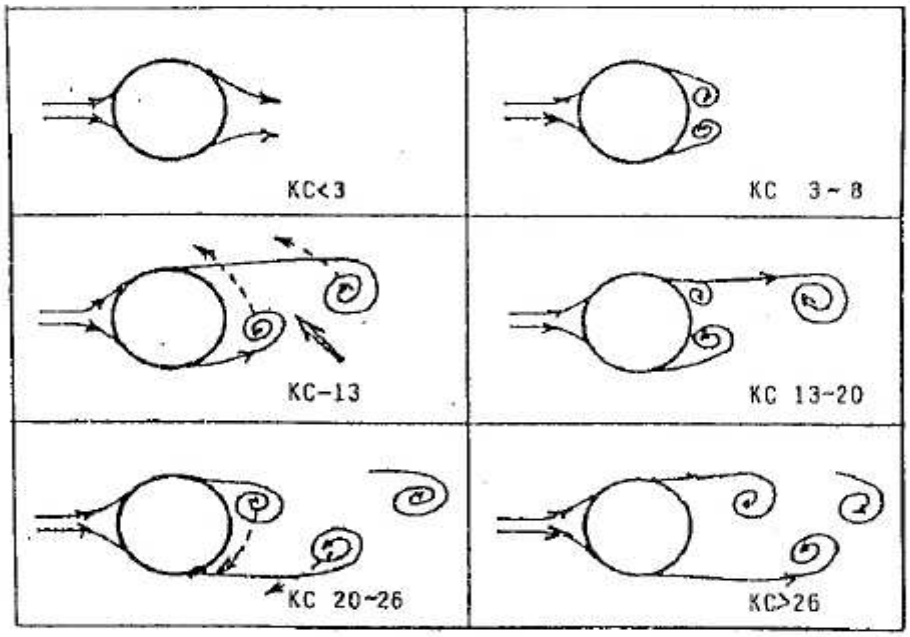


Figura 23 Aspetti dei vortici attorno ad un palo verticale cilindrico a sezione circolare dovuti ad un campo di onde e riportati in funzione del numero di Keulegon- Carpent

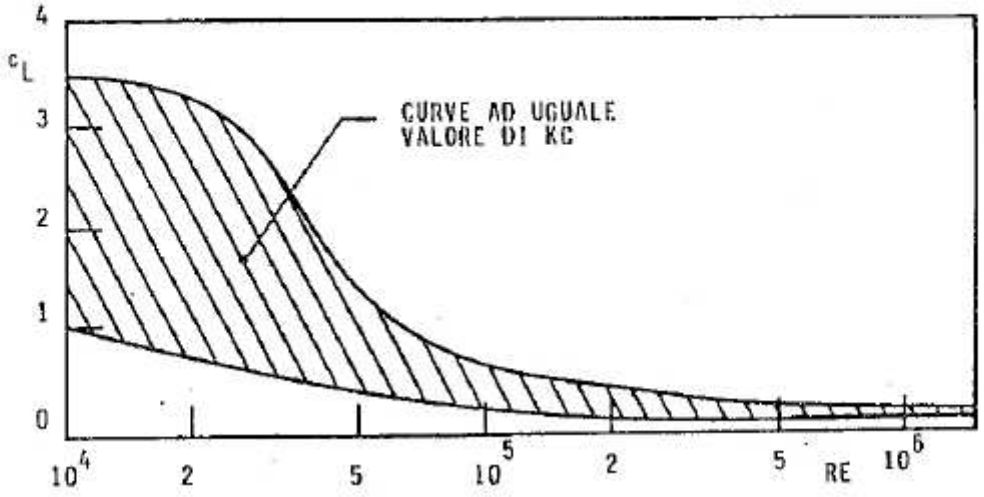


Figura 24 Coefficiente di portanza per un palo verticale cilindrico a sezione circolare

Il coefficiente di portanza c_L presenta le stesse dipendenze funzionali dei coefficienti di attrito c_d e di inerzia c_i. Per pali idraulicamente lisci, il comportamento di c_L è illustrato nella Fig. 24 le curve a valore costante KC sono tratteggiate

4.1.3 Calcolo dei coefficienti C_M e C_D

Un problema dell'applicazione dell'equazione di Morison è il calcolo dei coefficienti C_D e C_M. Il calcolo o la scelta di questi coefficienti molto spesso dipendono da altri parametri che caratterizzano il moto ondoso. Ciò rende necessaria, a prescindere dal metodo di calcolo scelto, un'adeguata campagna sperimentale al fine di descrivere al meglio le caratteristiche fondamentali del moto ondoso.

Nella letteratura sono disponibili numerosi risultati sperimentali per scegliere i valori più appropriati dei coefficienti, in funzione dei valori di KC e Re ricavabili sperimentalmente.

Un metodo di calcolo, invece, consiste nel ricavare i coefficienti dai valori di velocità, ottenuti sempre da prove sperimentali.

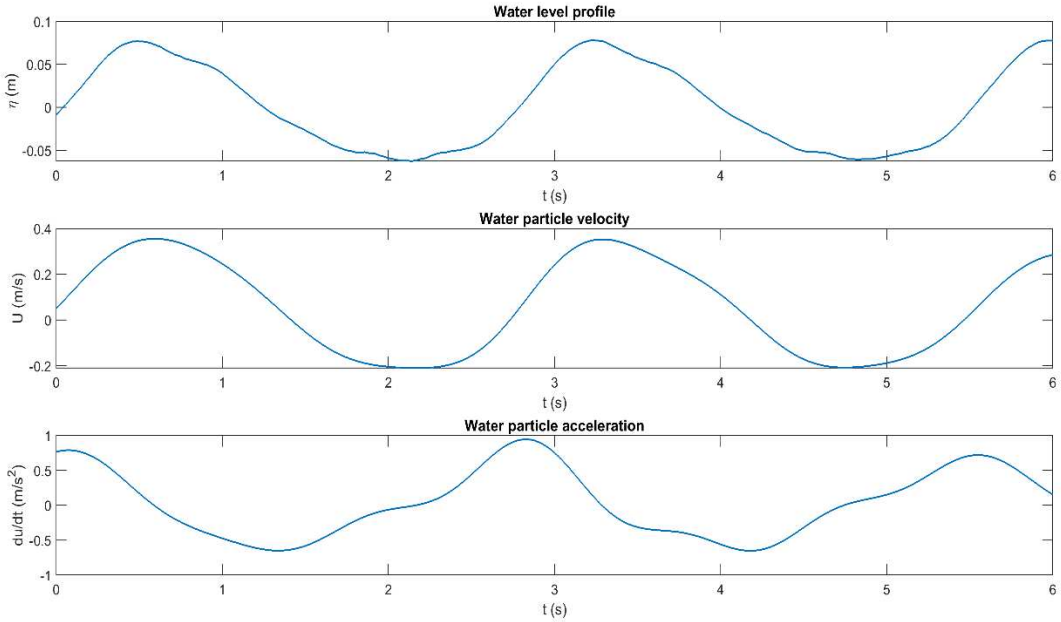


Figura 25 Dati sperimentali cinematici

La Figura 25 riporta i valori sperimentali dell'elevazione della superficie libera, della velocità orizzontale e dell'accelerazione in funzione del tempo. È possibile osservare che l'accelerazione raggiunge il suo massimo valore quando la velocità è nulla, mentre viceversa, la velocità raggiunge il suo massimo quando l'accelerazione è vicina allo zero. Il calcolo dei coefficienti può essere effettuato conoscendo la forza in questi punti.

Infatti, là dove la velocità è massima, la forza d'inerzia può essere considerata nulla in quanto l'accelerazione è prossimo allo zero e di conseguenza la forza totale è data dal solo contributo della forza di drag. L'equazione di Morison diventa:

$$F_{Tot} = \rho g V \left(\frac{H}{2h}\right) C_D \left(\frac{H}{4\pi D}\right) \frac{2kh + \sinh 2kh}{(\sinh kh)^2} |\cos(kx - \sigma t)| \cos(kx - \sigma t) = F_D$$

La conoscenza del valore della forza nel punto di massima velocità permette il calcolo del coefficiente di drag tramite la formula inversa.

Nei punti con accelerazione massima del grafico accade il contrario: la forza totale corrisponde alla sola forza d'inerzia, essendo la velocità nulla. Si ha quindi:

$$F_{Tot} = \rho g V \left(\frac{H}{2h}\right) C_M \tanh kh \sin(kx - \sigma t) = F_M$$

che permette la valutazione del coefficiente d'inerzia.

Un altro metodo di calcolo è tramite il metodo dei minimi quadrati. È una tecnica che permette di trovare i coefficienti che meglio rappresentano l'andamento della forza sperimentale, minimizzandone lo scarto. Per il calcolo dei coefficienti si ha:

$$(\Delta R)^2 = \sum_{n=1}^{N} \left(f_n - C_M A_M \frac{\partial u_n}{\partial \mathrm{t}} - C_D A_D |u_n| u_n \right)^2$$

dove ΔR indica la differenza fra la funzione sperimentale f_n e la forza ottenuta dai valori sperimentali di velocità ed accelerazione.

4.2 Teoria di Froude-Krylov (regime di diffrazione)

La teoria di Froude-Krylov fornisce soluzioni analitiche per configurazioni geometriche particolari di strutture isolate. Illustrata nella Tav. 2, questa teoria, meno comune, introduce un coefficiente che incide sulla spinta ondosa su pali in assenza di corrente, in regime di diffrazione, tenendo conto delle caratteristiche delle onde.

Tavola 2: Parametri e formule della teoria di Froude-Krylov per la spinta ondosa su pali

MDELLO DI FROUDE-KRYLOU ($H = H_{1/3}$)

Notazioni specifiche

A = superficie laterale complessiva della struttura isolata (non sottile);

n = versore normale nella direzione del moto ondoso incidente;

ϕ_w = potenziale di velocità del moto ondoso incidente;

p = pressione isotropa;

F_K = forza totale di Froude-Krylov (forza orizzontale);

c_K = coefficiente di Froude-Krylov;

F = forza totale effettiva (forza orizzontale).

Relazioni generali

$$\phi_w = \frac{gH}{20} \frac{Ch(ks)}{Ch(kh)} \sin(kx - \sigma t)$$

$$p = -\rho \phi_{w,t}$$

$$F_k(t) = \int \int_A n\, p(t) dA$$

$$F(t) = c_K F_K(t)$$

Palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D

$$F_k(t) = -\rho g H \left(\frac{D}{2}\right) h\pi J_1(kD/2) \frac{Th(kh)}{kh} \sin(\sigma t)$$

$$F(t) = -\rho g c_K H \left(\frac{D}{2}\right) h\pi J_1(kD/2) \frac{Th(kh)}{kh} \sin(\sigma t)$$

dove $J_1(\frac{kD}{2})$ è la funzione di Bessel del primo tipoe di ordine 1 (V. Abramowitz & Stagun, 1965) e c_K è dato dalla Fig.26.

APPROCCIO RELATIVO ALLA FORZA DI INERZIA EFFETTIVA $(H = H_{1/3})$

Notazioni specifiche

a = accelerazione del campo del moto ondoso alla quota s e corrispondente al centro della sezione orizzontale S della struttura isolata (non sottile)

f_I = forza di inerzia effettiva per unità di lunghezza;

c_I = coefficiente di inerzia effettivo;

δ = angolo di fase tra la forza di inerzia effettiva e l'accelerazione del campo del moto ondoso;

F_I = forza di inerzia totale;

Relazioni generali

$$f_I(t) = \rho c_I S a(t) cos(\sigma t - \delta)$$

$$F_I(t) = \int_0^{h+n} f_I(t) ds$$

$$F(t) = F_I(t)$$

Palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D

$$F_I(t) = -\rho g c_I H \left(\frac{D}{2}\right) h\pi \frac{Th(kh)}{kh} cos(\sigma t - \delta)$$

dove c_I e δ sono dati dalla Fig.26

TEORIA DELLA DIFFRAZIONE ($H = H_{1/3}$)

Notizie specifiche

(r,θ,s) = coordinate cilindriche;

ϕ_w = potenziale di velocità del moto ondoso incidente;

ϕ_D = potenziale di velocità diffratto;

ϕ = potenziale di velocità complessivo.

Relazioni generali

$$\Phi = \phi_w + \phi_D$$

$$p = -\rho\phi_t$$

$$F(t) = \int\int_A n\, p(t) dA$$

Palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D (coordinate cilindriche)

$$\phi = -\frac{1}{2}\frac{\rho g H}{\sigma}\left[\sum_{m=0}^{\infty} i\beta_m \left[J_m \left[J_m(kr) - \frac{J'_m(kr)}{H_m^{(1)}\left(\frac{kD}{2}\right)} H_m^{(1)}(kr)\right]\cos(m\theta)\right]\exp(-i\sigma t)\right]$$

$$F(t) = 2\rho g H h G \frac{Th(kh)}{k^2 h}\cos(\sigma t - \delta)$$

dove: *i* è l'unità immaginaria; $'$ indica la derivata effettuata rispetto all'argomento; J_m è la funzione di Bessel del primo tipo e di ordine *m*; Y_1 è la funzione di Bessel del secondo tipo e di ordine 1; $\beta_m = 1$ per *m*=0 e $\beta_m = 2i^m$ per *m≥1*; *G* e δ sono dati dalle

$$G = [J_1'^2/KD/2) + Y_1'^2(KD/2)]^{-1}$$

$$\delta = -\tan^{-1}\frac{Y_1'(\frac{kD}{2})}{J_1'(\frac{kD}{2})}$$

c_k che considera la forza totale *F* tenendo conto della non trasparenza della struttura al moto ondoso (vedi Considerazioni Generali 3.2). Nella tavola sono indicate le formule per la forza di Froude-Krylov F_K e per la forza F per un palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D, con c_k valutabile dalla Fig. 26.

Un approccio più diffuso sostituisce la forza di Froude-Krylov con la forza di inerzia della equazione di Morison, aggiungendo uno sfasamento δ rispetto all'accelerazione del moto ondoso (forza di inerzia effettiva F_I). Anche questo metodo è descritto nella Tav. 2, mostrando che comprende lo sfasamento δ e un coefficiente di inerzia effettivo c_I, anch'essi valutabili dalla Fig. 26.

4.3 Teoria della Diffrazione (regime di diffrazione)

La teoria della diffrazione fornisce soluzioni analitiche per configurazioni geometriche particolari di strutture isolate, senza necessità di coefficienti esterni. È particolarmente adatta per l'analisi computazionale, consentendo soluzioni numeriche per configurazioni di qualsiasi forma.

Questo approccio, che passa dalla formulazione differenziale del problema a una formulazione integrale, può essere risolto con tecniche come il "Boundary Element Method" (vedi Tav. 2 per la forza totale F su un palo cilindrico).

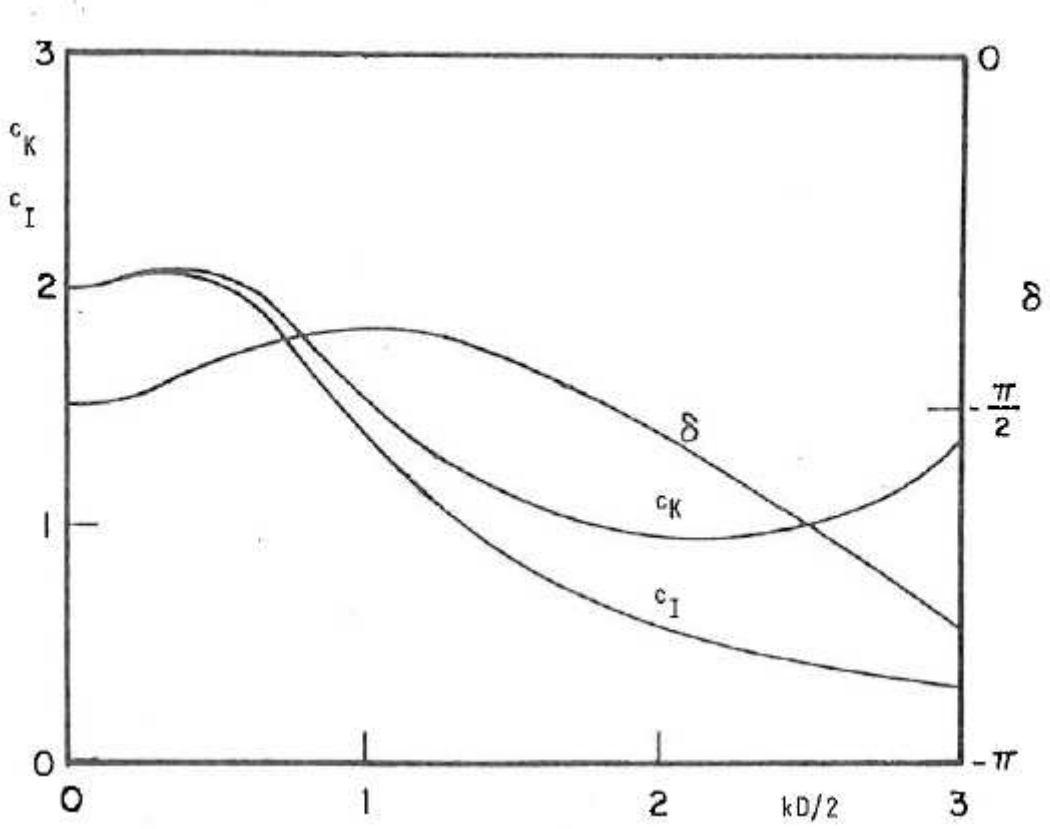


Figura 26 Coefficiente di Froude-Krylov, coefficiente di inerzia effettivo e fase per un palo cilindrico a sezione circolare

4.4 Spinta delle onde su pali in presenza di corrente uniforme

Quando una corrente uniforme si sovrappone al moto ondoso descritto dalle onde caratteristiche, questa modifica significativamente l'azione dinamica su una struttura isolata, alterando il campo delle onde rispetto alla situazione senza corrente (cfr. Jonsson et al., 1970; Scarsi & Stura, 1984).

Nel contesto del regime di separazione, le relazioni che permettono l'applicazione del modello di Morison in presenza di una corrente uniforme con velocità V sono illustrate nella Tav. 3. Questa tabella rappresenta la spinta dell'onda su pali in presenza di una corrente uniforme, in regime di separazione, tenendo conto delle caratteristiche delle onde.

Tavola 3: Parametri e formule del modello di Morison per la spinta dell'onda su pali con corrente uniforme

MODELLO DI MORISON IN PRESENZA DI UNA CORRENTE UNIFORME($H = H_{1/3}$)

Notazioni specifiche

V = velocità della corrente uniforme;
α = angolo tra la direzione del moto ondoso e la direzione della corrente;
H^* = altezza d'onda in presenza della corrente;
L^* = lunghezza d'onda in presenza della corrente;
k^* = numero d'onda in presenza della corrente;
c_r = velocità di fase relativa;
c_a = velocità di fase assoluta;
c_{gr} = velocità relativa di propagazione dell'energia;
c_{ga} = velocità assoluta di propagazione dell'energia;
ϕ^* = potenziale di velocità in presenza della corrente;
u^* = velocità di campo di moto alla quota s, in presenza della corrente;
a^* = accelerazione del campo di moto alla quota s, in presenza della corrente;
f^* = forza d'attrito e di inerzia alla quota s per unità di lunghezza, in presenza della corrente;
F^* = forza totale in presenza della corrente;
M_p^* = momento totale rispetto al punto P (V.Fig.19), in presenza di corrente.

Relazioni generali

$$(\sigma - k^* V \cos\,\alpha)^2 = g k^* Th(k^* h)$$

$$L^* = 2\pi/k^*$$

$$c_r = [\frac{g}{k^*} Th(k^* h)]^{1/2}$$

$$c_a = c_r + V \cos\,\alpha$$

$$c_{gr} = \frac{c_r}{2}[1 + \frac{2k^* h}{Sh(2k^* h)}]$$

$$c_{ga} = c_{gr} + V\cos\ \alpha$$

$$H^* = H[\frac{c_g}{c_{ga}} \cdot \frac{c_r}{c_a}]^{1/2}$$

$$\phi^* = \frac{qH^*}{2\sigma}\frac{Ch(k^*s)}{Ch(kh)}sin(K^*x - \sigma t) + Vx\cos\alpha$$

$$u_1^*(t) = \frac{gk^*H}{2\sigma}\frac{Ch(k^*s)}{Ch(kh)}cos(\sigma t) \qquad (x=0)$$

$$u_2^*(t) = V\cos\alpha$$

$$u^*(t) = u_1^*(t) + u_2^*$$

$$a^*(t) = \frac{gk^*H^*}{2}\frac{Ch(k^*s)}{Ch(k^*h)}sin(\sigma t) \qquad (x=0)$$

Equazione di Morison in presenza di una corrente uniforme

$$f^*(t) = \frac{1}{2}\rho c_d A_1 u^*(t) + |u^*(t)| + \rho c_1 S a^*(t)$$

$$F^*(t) = \int_0^{h+n} f^*(t)ds$$

$$M_P^*(t) = \int_0^{h+n} s\, f^*(t)ds$$

Esempio numerico riferito ad un palo verticale cilindrico a sezione circolare di diametro D.

L'esempio è riferito alla situazione indicata nella Tav.2 (regime di separazione), modificata con la sovrapposizione di una corrente uniforme caratterizzata, in alternativa, da:

a) V = -0.5 *m/s*; α = 0; (corrente discorde)

b) V = +0.5 *m/s*; α = 0; (corrente concorde)

In corrispondenza alla situazione a) risulta:

H^* = 8.5 m; L^* = 169 m;

$(F^*)_{max} = 1.92 \times 10^5 N$; $(M_p^*)_{max} = 3.86 \times 10^6 Nm$;

In corrispondenza alla situazione b) risulta:

H^* = 7.6 m; L^* = 185 m;

$(F^*)_{max} = 2.28 \times 10^5 N$; $(M_p^*)_{max} = 4.19 \times 10^6 Nm$;

Questa tavola include un esempio numerico relativo a una situazione precedentemente considerata senza corrente nella Tav. 1. I risultati indicano che, nelle condizioni esaminate (V=-0.5m/s e V=0.5m/s) una corrente in direzione opposta al moto ondoso riduce la forza massima del 5% senza sostanziali modifiche al momento massimo. Al contrario, una corrente nella stessa direzione del moto ondoso aumenta la forza massima del 14% e il momento massimo del 8%.

È da notare che sia la teoria di Froude-Krylov che quella della diffrazione possono essere adattate per considerare adeguatamente la presenza di una corrente uniforme, sebbene tale adattamento richieda una certa complessità nell'implementazione.

4.5 Spinta delle onde su pali in regime di separazione con spettri di energia

Nel contesto del regime di separazione, il modello di Morison consente di derivare gli spettri delle forze per unità di lunghezza agenti su una struttura isolata, a partire dagli spettri di energia che descrivono il moto ondoso. Questi spettri includono sia le forze di attrito che le forze di inerzia, che vengono linearizzate secondo metodi appropriati come quello di Borgman (1969). Tale approccio permette di ottenere l'operatore di ampiezza di risposta (RAO) corrispondente alle forze di attrito e di inerzia attraverso un sistema lineare, applicabile anche per la funzione relativa alle forze totali.

Nel caso dell'assenza di corrente, le relazioni che consentono di trasformare lo spettro di energia monodimensionale $S(\sigma)$ negli spettri $S(\sigma)_{fd}$, $S(\sigma)_{fi}$, $S(\sigma)_{f}$

Delle forze di attrito, delle forze di inerzia e delle forze di attrito e inerzia per unità di lunghezza sono illustrate nella Tabella 8. Questa tabella include dati specifici derivati dall'esempio riportato nella Fig. 27, tratto da Chakrabarti (1987), e riferito a un palo verticale cilindrico a sezione circolare. Inoltre, la tabella fornisce la relazione per determinare lo spettro della forza totale F.

L'analisi della Fig. 27 rivela che lo spettro delle forze di attrito linearizzato secondo Borgman raggiunge il massimo alla frequenza angolare di picco dello spettro di energia, assunto qui nella forma Pierson-Moskowitz (v. tav. 1), mentre lo spettro delle forze di inerzia mostra il suo massimo a una frequenza angolare superiore σ_P.

Nel caso di presenza di una corrente uniforme, le relazioni per la trasformazione dallo spettro di energia monodimensionale $S(\sigma)$ in assenza di corrente al corrispondente spettro $S^*(\sigma)$ corrispondente sotto l'influenza della corrente sono riportate nella Tavola 4. Questa tavola riporta la formula per la spinta delle onde su pali in presenza di una corrente uniforme, in regime di separazione, includendo spettri di energia e spettri delle forze.

Tavola 4: Trasformazione dello spettro di energia e delle forze in presenza di corrente uniforme

MODELLO DI MORISON ADEGUATO

Notazioni specifiche

$S^*(\sigma)$ = spettro di energia in presenza della corrente;
$S^*(\sigma)_{fd}$ = spettro delle forze di attrito per unità di lunghezza, relative alla quota s e in presenza della corrente;
$S^*(\sigma)_{fi}$ = spettro delle forze di inerzia per unità di lunghezza, relative alla quota s e in presenza della corrente;
$S^*(\sigma)_{f}$ = spettro delle forze di attrito e di inerzia per unità di lunghezza, relative alla quota s e in presenza della corrente;
$S^*(\sigma)_{F}$ = spettro delle forze totali in presenza della corrente.

Individuazione dello spettro di energia in presenza di una corrente uniforme. Profondità infinita (V. Tung & Huang, 1973).

$$S^*(\sigma) = \frac{4S(\sigma)}{\beta(1+\beta)^2}$$

$$\beta = 1 + (\frac{4V\cos\ \alpha\sigma}{g})$$

Individuazione dello spettro di energia in presenza di una corrente uniforme. Profondità finita.

Si può ottenere dallo spettro S(σ) attraverso procedimenti numerici (V. ad esempio; Rebaudengo,1987).

Individuazione dello spettro delle forze d'attrito alla quota s.

L'adeguamento della forza di attrito conduce a

$$f_d^*(t) = \frac{1}{2}\rho c_d A_1 v(t)|v(t)|$$

dove

$v(t) = u^*(t)$

La linearizzazione del prodotto delle velocità è effettuata attraverso la

$v(t)|v(t)| = c_0 + c_1 v$

$c_0 = \sigma_v^2[(1-\gamma^2)[2Z(\gamma)-1]+2\gamma z(\gamma)]$

$c_1 = 2\sigma_v[\gamma[2Z(\gamma)-1]+2(\gamma)]$

σ_v^2 = varianza di u^*

$\gamma = \frac{\mu_v}{\sigma_v}$

μ_v = valore medio di u^* ($\mu_v = V\cos\alpha$)

$z(\gamma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left(-\frac{\gamma^2}{2}\right)$

$Z(\gamma) = \int_0^\gamma z(w)dw.$

Risulta

$S^*(\sigma)_{fd} = [(RAO)^*_{fd}S^*(\sigma)$

dove $(RAO)^*_{fd}$ è precisato, dopo alcune elaborazioni, a partire dalle eq
Su profondità infinita, in corrispondenza al livello di quiete ($y = 0$) si

$(RAO)^*_{fd} = 2\rho c_d A_1 \sigma_v[z(\gamma)+|\gamma|Z(\gamma)]\sigma$

Individuazione dello spettro delle forze di inerzia alla quota s

$S^*(\sigma)_{fi} = [(RAO)^*_{fd}]^2 S^*(\sigma)$

$(RAO)^*_{fi} = \rho c_i S_0 k^* \frac{ch(k^*s)}{ch(k^*h)}$

ndividuazione dello spettro delle forze di attrito e di inerzia alla quota s

$S^*(\sigma)_f = \left[[(RAO)^*_{fd}]^2 + [(RAO)^*_{fu}]^2\right]S^*(\sigma)$

dividuazione dello spettro delle forze totali

$S^*_f(\sigma) = [(RAO)^*_F]^2 S^*(\sigma)$

dove $[(RAO)^*_F]^2$ si ottiene in analogia a $[(RAO)_F]^2$ (av 8

Questa tabella include anche le relazioni per correlare lo spettro di energia $S^*(\sigma)$ agli spettri $S^*(\sigma)_{fd}$, $S^*(\sigma)_{fi}$, $S^*(\sigma)_f$, $S^*(\sigma)_F$ relativi alle forze di attrito, alle forze di inerzia, alle forze di attrito e inerzia per unità di lunghezza, e alle forze totali sotto l'influenza della corrente menzionata.

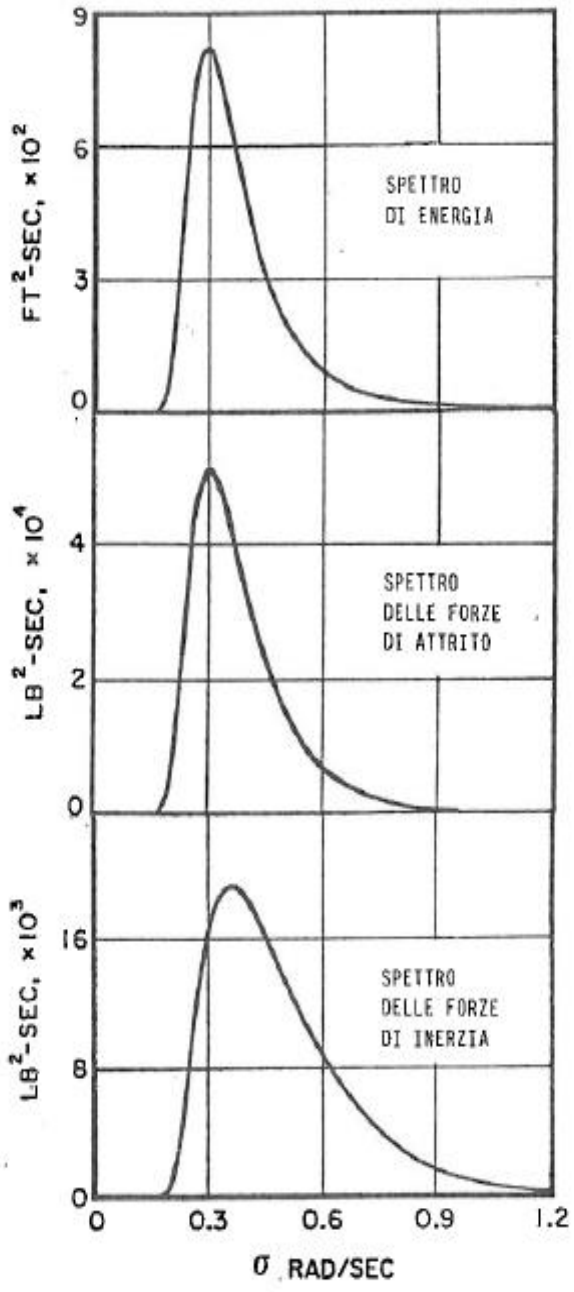


Figura 27. Palo verticale cilindrico a sezione circolare: spettro di energia e corrispondenti spettri delle forze di attrito e delle forze di inerzia per unità di lunghezza, ottenuti a partire dai dati indicati nella tav. 8

5. Forza delle onde su grandi strutture

Se il flusso incidente sulla struttura si separa dalla superficie della stessa formando una scia (regione a bassa pressione) alternativamente davanti e dietro la struttura (rispetto alla direzione del flusso), allora si applica l'equazione di Morison. Se l'onda incidente che raggiunge la struttura subisce una dispersione dalla superficie della struttura sotto forma di onda riflessa di un ordine di grandezza simile a quello dell'onda incidente, allora si applica la teoria della diffrazione per calcolare la forza delle onde. D'altra parte, se non è evidente né una separazione significativa dalla superficie della struttura (la struttura non è troppo piccola rispetto alla lunghezza d'onda) né una riflessione significativa (la struttura non è troppo grande rispetto alla lunghezza d'onda), allora si può utilizzare la teoria di Froude-Krylov all'interno del quadro della teoria potenziale.

Secondo la teoria di Froude-Krylov, le forze sulla struttura sono calcolate con un metodo basato su pressione-area, in cui l'espressione della pressione dovuta alle onde incidenti viene applicata sulla superficie della struttura. Pertanto, il calcolo della forza sulla struttura viene eseguito assumendo che la struttura non sia presente, per quanto riguarda le onde. A causa di tale ipotesi, questo approccio ha applicazioni pratiche limitate. Tuttavia, è un esercizio semplice ma utile per comprendere il problema delle forze delle onde su una struttura sommersa. In particolare, è possibile ottenere espressioni in forma chiusa per le forze delle onde su alcune strutture di base simmetriche sommerse utilizzando la teoria delle onde lineari.

Si riconosce che le forze derivate dalla teoria di Froude-Krylov non sono direttamente applicabili senza ulteriori correzioni dovute al cambiamento del flusso oscillatorio del fluido intorno alla struttura a causa della sua presenza (come nel caso del flusso uniforme). Se si assume che il flusso sia irrotazionale e l'effetto di diffrazione piccolo, questa correzione può essere applicata sotto forma di un coefficiente di forza.

Le formule generali per il metodo di calcolo della forza delle onde secondo Froude-Krylov sono descritte di seguito. Qualsiasi delle teorie delle onde descritte nel Capitolo 3 è applicabile. Tuttavia, un'espressione in forma chiusa per le forze può essere ottenuta solo in pochi casi. La teoria lineare delle onde è la più semplice tra le teorie matematiche che descrivono le onde oceaniche. Basandosi su questa teoria, l'espressione della pressione dinamica delle onde è data da:

$$p = g\,\rho\,\text{-H}\,\left(\frac{\text{coshks}}{2}\text{coshkd}\right)\cos\,(\text{kx - cvt}) \qquad (5.1)$$

Il sistema di coordinate per i vari corpi sarà definito di seguito. L'espressione per ppp (Eq. 5.1) rappresenta la pressione al di sopra della testa statica in un punto sulla superficie di una struttura sommersa, agendo in direzione normale alla superficie in quel punto. La forza totale sulla struttura in una particolare direzione viene quindi ottenuta integrando la componente di questa pressione in quella direzione sulla porzione sommersa della struttura. Le espressioni per le componenti di forza orizzontali e verticali nelle direzioni x e y sono scritte come

$$F_x = C_H \iint_S P n_x dS \qquad (5.2)$$

e

$$F_y = C_v \iint_S P n_y dS \qquad (5.3)$$

In cui C_H e C_V sono i coefficienti di forza orizzontale e verticale, n_x, ny sono le normali di direzione rispettivamente nelle direzioni x e y, e dS è un'area elementare della superficie della struttura sommersa. L'integrazione viene eseguita su tutta la superficie sommersa della struttura.

5.1 Cilindro Verticale

Nel caso del cilindro verticale, l'unica forza non nulla sulla superficie curva di interesse è nella direzione orizzontale. In termini di coordinate polari cilindriche (Fig. 5.1).

la coordinata orizzontale è

$$x = a\cos\theta$$

la superficie elementare sulla sua superficie è

$$dS = ad\theta ds$$

Dove a è il raggio del cilindro. Assumendo che la lunghezza del cilindro sial e che la coordinata verticale del centro del cilindro sia s dal fondo oceanico, la forza orizzontale è

$$F_x = C_H \frac{\rho g H a}{2 coshkd} \int_{s0-\frac{1}{2}}^{s0+\frac{1}{2}} coshksds \int_0^{2\pi} \cos(kacos\theta - \omega t)\, cos\theta d\theta \qquad (5.4)$$

Il secondo integrale fornisce la funzione di Bessel del primo tipo di ordine uno e là.

$$F_x = C_H \frac{\rho g H a}{k coshkd} \left[sinhk\left(s0 + \frac{1}{2}\right) - sinhk\left(s0 - \frac{1}{2}\right)\right] J_1(ka)\sin\omega t \qquad (5.5)$$

Dove s_0 è l'elevazione del disco. L'integrale all'interno delle parentesi si riduce alla funzione di Bessel del primo tipo di ordine zero. Si osserva che

$$F_x = C_H \rho V \frac{2J1\,(ka)}{ka} \frac{\sinh\left(\frac{kl}{2}\right)}{\left(\frac{kl}{2}\right)} \grave{u}_0 \qquad (5.6)$$

Coefficienti di Forza

Finora, non è stato detto nulla riguardo ai valori appropriati dei coefficienti di forza, C_H e C_v, da utilizzare nelle formule per la valutazione delle forze delle onde sulle strutture per le quali sono state precedentemente derivate le espressioni. In generale, non è possibile raccomandare un unico coefficiente di forza per un tipo di forma strutturale in tutte le condizioni (cioè, dimensione onda-struttura). In effetti, nella prossima sezione sarà chiaro che questi coefficienti di forza sono funzioni del parametro di diffrazione, ka, dove a è una dimensione caratteristica, ad esempio il raggio. Tuttavia, purché siano soddisfatte le seguenti condizioni, questi coefficienti di forza assumono un valore costante e forniscono una stima ragionevole delle forze delle onde sulle strutture:

- la struttura è piccola rispetto alla lunghezza d'onda,

- l'altezza dell'onda è piccola,
- alcune strutture, ad esempio il cilindro orizzontale o la sfera, non sono vicine al fondo dell'oceano (almeno a una distanza pari a un raggio dal fondo),
- le strutture sommerse, come il cilindro orizzontale o la sfera, non sono vicine alla superficie libera.

I coefficienti di forza orizzontale e verticale raccomandati, CH e Cv, per queste strutture sommerse sono inclusi nella Tabella 1. Nella tabella è incluso anche l'intervallo dei valori di ka per i quali sono stati testati. Se i valori di ka sono molto superiori a questi intervalli, tali valori costanti non sono applicabili poiché l'effetto di diffrazione modificherà questi valori a seconda delle dimensioni della struttura. Inoltre,

	Force coefficients		
	Horizontal	Vertical	Range of *ka*
Hemisphere	1.50	1.10	0–0.8
Sphere	1.50	1.10	0–1.75
Horizontal halfcylinder	2.00	1.10	0–1.0
Horizontal cylinder	2.00	2.00	0–1.0
Rectangular block	1.50	6.00	0–5.0

Tabella 1. Coefficienti di forza d'inerzia per strutture di base

5.2 Cilindri Verticali Multipli

Il problema dell'interazione delle onde con un singolo cilindro verticale che emerge dalla superficie è già stato discusso.

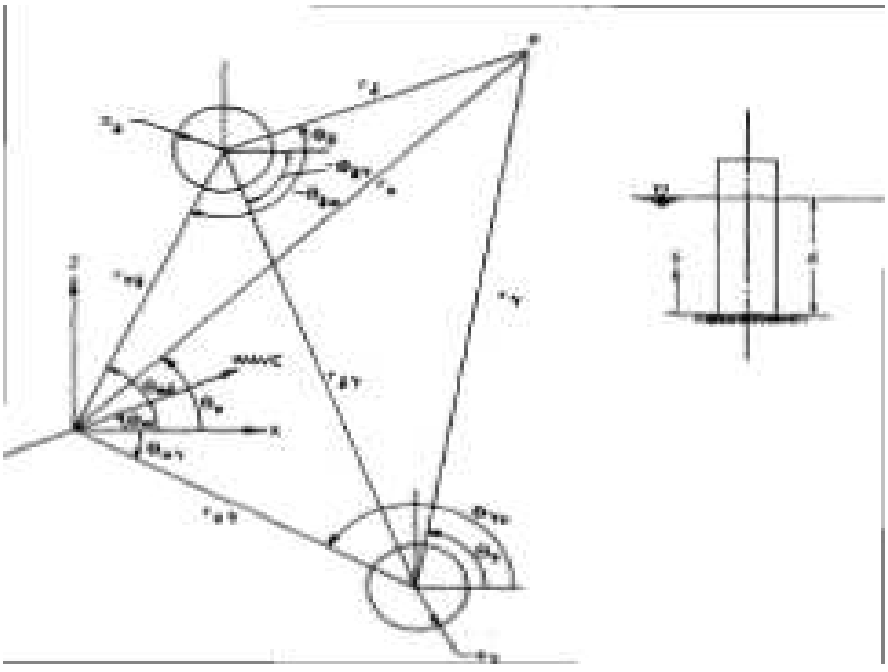


Figura 28 Schema di definizione per il problema di diffrazione multicilindro

Una soluzione analitica per la velocità totale è stato ottenuto il potenziale in presenza del cilindro. Seguendo la stessa analisi generale, Spring e Monkmeyer (1974) ottennero una soluzione per due cilindri disuguali ad angoli d'onda arbitrari. In questa sezione verrà presentata una derivazione del potenziale di velocità per un numero qualsiasi di cilindri disuguali nel campo di un'onda lineare [Chakrabarti (1978)].

Come di consueto nei problemi di diffrazione delle onde, si presume che il fluido sia incomprimibile e che il flusso sia irrotazionale nella regione delimitata dalla superficie libera, dal fondo e dalle superfici del cilindro. Si suppone che i cilindri si estendano dal fondo dell'oceano attraverso la superficie libera in modo che possa essere adottato un approccio bidimensionale, ad esempio nella teoria di MacCamy-Fuchs. Per comodità, si sceglie una coordinata polare cilindrica (Fig. 28). Supporremo che vi siano Δ cilindri verticali, ciascuno con un raggio, come a_δ (δ = 1, 2,). La posizione del centro di ciascun cilindro è data dalle coordinate, rδ, θ_δ (δ=1, 2,Δ). Il punto di campo in cui viene valutato il potenziale di velocità si trova in ro, θo. Supponendo che le onde incidenti formano un angolo θ_w con l'asse x positivo, il potenziale di velocità nel punto di campo, P, è dato con riferimento all'origine, O,

$$\Phi=\frac{igH}{2\omega}\frac{coshks}{coshkd}e^{i[kr_D\cos(\theta_o-\theta_w)-wt]} \qquad (5,7)$$

In termini di funzioni di Bessel, il potenziale di velocità può essere scritto in una forma di serie infinite:

$$\Phi=\frac{igH}{2\omega}\frac{coshks}{coshkd}\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(kr_0)\,e^{i\left[n\left(\theta_o-\theta_w+\frac{\pi}{2}\right)-wt\right]} \qquad (5.8)$$

in cui J_n: è la funzione di Bessel del primo tipo di ordine n. Il potenziale di velocità può essere trasformato con riferimento al centro del cilindro. Notando che...

$$r_o\cos(\theta_o-\theta_w)=r_{ob}\cos(\theta_{ob}-\theta_w)+r_b\cos(\theta_b-\theta_w) \qquad (5,9)$$

Abbiamo

$$\theta_0^\delta=\frac{igH}{2\omega}\frac{coshks}{coshkd}e^{ikr_{o\delta}\cos(\theta_{o\delta}-\theta_w)}\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(kr_\delta)\,e^{i\left[n\left(\theta_\delta-\theta_w+\frac{\pi}{2}\right)-wt\right]} \qquad (5,10)$$

La potenziale diffusa per il cilindro δth è scritta nella stessa forma di quella per un singolo cilindro

$$\phi_s^\delta=\frac{igH}{2\omega}\frac{coshks}{coshkd}\sum_{n=-\infty}^{\infty}A_n^\delta H_n^{(1)}(Kr_\delta)e^{i[n\theta_d-wt]} \qquad (5,11)$$

intorno al proprio sistema di assi. Come prima, la quantità $H_n^{(1)}$ è la funzione di Hankel del primo tipo di ordine n, $H_n^{(1)}=J_n+iY_n$. I coefficienti A_n^δ sono sconosciuti. Poiché il potenziale di velocità diffusa per ciascun cilindro è scritto con riferimento al proprio sistema di coordinate, il loro effetto su un dato cilindro non può essere combinato direttamente. Per superare questo problema, l'espressione ϕ_s^δ per viene trasformata dal cilindro δth al sistema di coordinate di riferimento di 0. Questo viene realizzato utilizzando un teorema di addizione di Bessel [per dettagli vedere Abramowitz e Stegun (1970),] che fornisce

$$H_n(kr_\delta)e^{in\theta_b}=\sum_{m=-\infty}^{\infty}H_{n+m}(kr_{o\delta})J_m(kr_{o\delta})e^{im(\theta_{o\delta}-\theta_o)}e^{in\theta_{\delta o}} \qquad (5,12)$$

$\theta_{\delta o}$ in cui è l'angolo supplementare di $\theta_{o\delta}$, misurato in senso orario negativo, e H denota la funzione di Hankel del primo tipo. Questa tecnica viene applicata per esprimere il potenziale totale di velocità con riferimento agli assi dei cilindri δth (δ=1, 2,…..,Δ) notando che il potenziale totale consiste nel potenziale incidente e nel contributo dei potenziali diffusi da ciascun cilindro. Denotando il potenziale totale con riferimento al sistema di coordinate del cilindro δth come Φ^{δ} , abbiamo...

$$\phi^{\delta}=\text{igH}$$

$$\frac{coshks}{2wcoshkd}\left\{\sum_{n=-\infty}^{\infty}(J_n(kr_{\delta})e^{ikr_{o\delta}\cos(\theta_{0b}-\theta_w)}e^{in\left(\theta_b-\theta_w+\frac{\pi}{2}\right)}+A_n^{\delta}H_n(kr_{\delta})e^{in\theta_{b0}}(\sum_{\mu=1}^{\delta-1}+\sum_{\mu=\delta+1}^{\Delta})\times\right.$$
$$\left.\sum_{m=-\infty}^{\infty}A_n^{\mu}H_{n+m}\left(kr_{\delta\mu}\right)J_m(kr_{\delta})e^{im(\theta_{\delta w}-\theta_{\delta})}\,e^{in\theta_{\mu\delta}}\right\}e^{iwt} \qquad (5,13)$$

La condizione di quantità ϕ^{δ} al contorno soddisfa sia l'equazione di Laplace, sia la condizione di radiazione di Sommerfeld al fondo. Tutte le quantità in ϕ^{δ} sono note, eccetto per i coefficienti $A_n{}^b$. Il valore di questi coefficienti viene ottenuto applicando l'unica condizione rimanente che deve essere soddisfatta.

$$\frac{\partial\phi^{\delta}}{\partial r_{\delta}}=0 \qquad \text{con} \qquad r_{\delta=a_{\delta}} \qquad (5,14)$$

Successivamente, applicando l'Eq. (5,14) all'Eq. (5,13) per ciascun cilindro e uguagliando a zero i coefficienti di $e^{in\theta}$ (a causa delle relazioni di ortogonalità), si ottiene il seguente insieme completo di equazioni.

$$\sum_{\mu=1}^{\delta-1}\sum_{m=-M}^{M}A_m^{\mu}H_{n+m}\left(kr_{\delta\mu}\right)e^{in\theta_{\mu\delta}}J_n'(ka_{\delta})e^{in\theta_{\mu\delta}}+A_{-n}^{\mu}H_{-n}'(ka_{\delta})+$$
$$\sum_{\mu=\delta+1}^{\Delta}\sum_{m=-M}^{M}A_m^{\mu}H_{n+m}\left(kr_{\delta\mu}\right)e^{im\theta_{\mu\delta}}J_n'(ka_{\delta})e^{in\theta_{\delta\mu}}=J_{-n}'(ka_{\delta})e^{ikr_{o\delta}\cos(\theta_{ob}-\theta_w)}e^{in\left(-\theta_w+\frac{\pi}{2}\right)}$$

(5,15)

"in cui (δ=1, 2,…,Δ) e n=−M,...,M Poiché solo un numero finito di incognite è determinabile numericamente, la serie infinita in mmm nell'Eq. (5,15) è limitata a ±M. Pertanto, il numero totale di incognite, A_n^{δ} diventa (2M+1)Δ. Affinché il numero di equazioni sia uguale al numero di incognite, la serie in n è anch'essa limitata a ±M. L'Eq. (5,15) può essere espressa in forma matriciale come

$$A_{ij}X_j=B_i \qquad \text{i, j=1,2.,(2M+1)}\Delta \qquad (5,16)$$

dove X_j sono le incognite A_n^{δ}, B_i , sono i termini al secondo membro dell'Eq. (5,15), e A_{ij} è la matrice complessa che rappresenta i coefficienti di A_n^{δ}. Le soluzioni per X_j si ottengono nel modo usuale invertendo la matrice complessa A_{ij} e moltiplicando per la matrice colonna B_i.

La pressione idrodinamica e le forze orizzontali nelle direzioni x e z vengono ottenute su ciascun cilindro di raggio a_b

$$P_b=\rho g\frac{H}{2}\frac{coshks}{coshkd}\{.\}e^{-i\omega t} \qquad (5,17)$$

dove P_b si riferisce alla pressione sulla superficie dell'ennesimo cilindro e la quantità all'interno della parentesi è la stessa dell'Eq. (5,13). Le forze sui singoli cilindri nelle due direzioni ortogonali nel piano orizzontale si ottengono integrando la pressione sulla superficie del cilindro

$$\begin{bmatrix} F_x^\delta \\ F_z^\delta \end{bmatrix} = \rho g \frac{H}{2} \frac{\pi a_\delta}{k} \tanh kd \{ . \begin{bmatrix} \cos\theta_w \\ \sin\theta_w \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -i\left(A_1^\delta - A_{-1}^\delta\right) \\ A_1^\delta + A_{-1}^\delta \end{bmatrix} H_1(Ka_\delta) \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} \left(\sum_{\mu=1}^{b-1} + \sum_{\mu=\delta+1}^{\Delta}\right) \text{x}$$

$$\sum_{m=-M}^{M} A_m^\mu \left[H_{m+1}\left(kr_{\delta\mu}\right) e^{i\theta\delta\mu} + \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix} H_{m-1}(kr_{\delta\mu}) e^{-i\theta_{\delta\mu}} \right] \text{x } J_1(ka_\delta) e^{in\theta_{\mu\delta}} . \} e^{-i\omega t} \qquad (5{,}18)$$

La parte reale di queste espressioni viene utilizzata per calcolare l'entità della pressione e delle forze, insieme ai relativi angoli di fase. Nell'equazione delle forze (Eq. 5,18) i contributi delle rispettive forze sono i seguenti: (a) il primo termine è dovuto esclusivamente al potenziale dell'onda incidente, (b) il secondo termine è dovuto al potenziale diffuso su un singolo cilindro, mentre (c) i termini della serie finale sono dovuti alla diffusione multipla da altri cilindri. Se δ=1, otteniamo le espressioni del singolo cilindro corrispondono ai risultati di MacCamy e Fuchs

Un grande cilindro singolo in onde regolari (ka = 0.1) testato in un serbatoio di larghezza finita

Rappresenta una fila infinita di cilindri equidistanti di diametro uguale. Questi dati sperimentali sono confrontati con i risultati teorici in Fig. 29. I risultati teorici sono stati ottenuti per sette cilindri (cioè, $\Delta=7$) disposti in una linea perpendicolare alle onde incidenti e cinque termini nella serie (cioè, M = 5). Pertanto, l'ordine della matrice nell'Eq. (5,16) era 77 x 77.

I risultati sono presentati in forma non dimensionale per ka=0.1 in termini del rapporto f_F , che rappresenta il rapporto tra la forza massima su un cilindro in presenza della fila e la forza massima corrispondente su un singolo cilindro. L'asse x è non dimensionalizzato come

$$\beta = \frac{2a}{S} \qquad (5{,}19)$$

in cui a= è il raggio dei cilindri, S= è la distanza tra i centri dei cilindri consecutivi. Pertanto, β rappresenta un singolo cilindro, mentre β = 0 significa che i cilindri si toccano. I dati sperimentali sono in buon accordo con la curva teorica, tranne vicino a $\beta = 1$, dove la teoria sovrastima la forza. Tuttavia, la curva teorica si confronta molto bene con i risultati di Spring e Monkmeyer (1974) per una fila infinita di cilindri sull'intero intervallo di β.

Un esempio numerico dell'effetto della diffusione multipla è fornito per quattro cilindri di diametro uguale nelle Figure (29) 7.21 e 7.22. Il parametro di diffrazione ka variava da 0 a 2. Il rapporto tra la profondità dell'acqua e il raggio è stato fissato a 5,0, rappresentando il caso di acque intermedie o profonde nella maggior parte degli intervalli pratici. Pertanto, la configurazione a quattro cilindri può rappresentare una TLP galleggiante o una grande piattaforma a quattro colonne. Le forze totali sono presentate nella Figura (29) 7.21 per rapporti tra la distanza dei cilindri (tra le linee centrali dei cilindri adiacenti) e il diametro (S/D) di 1, 2, 3 e 4. La teoria probabilmente non è accurata quando i cilindri sono quasi a contatto tra loro. Per studiare l'influenza della diffusione multipla (il terzo termine della serie nell'Eq. 5,18), è stata preparata la Figura (29) 7.22, in cui sono rappresentate le forze che includono l'effetto di diffrazione dai singoli cilindri ma trascurano la diffusione multipla (cioè, ignorano la presenza dei cilindri vicini).

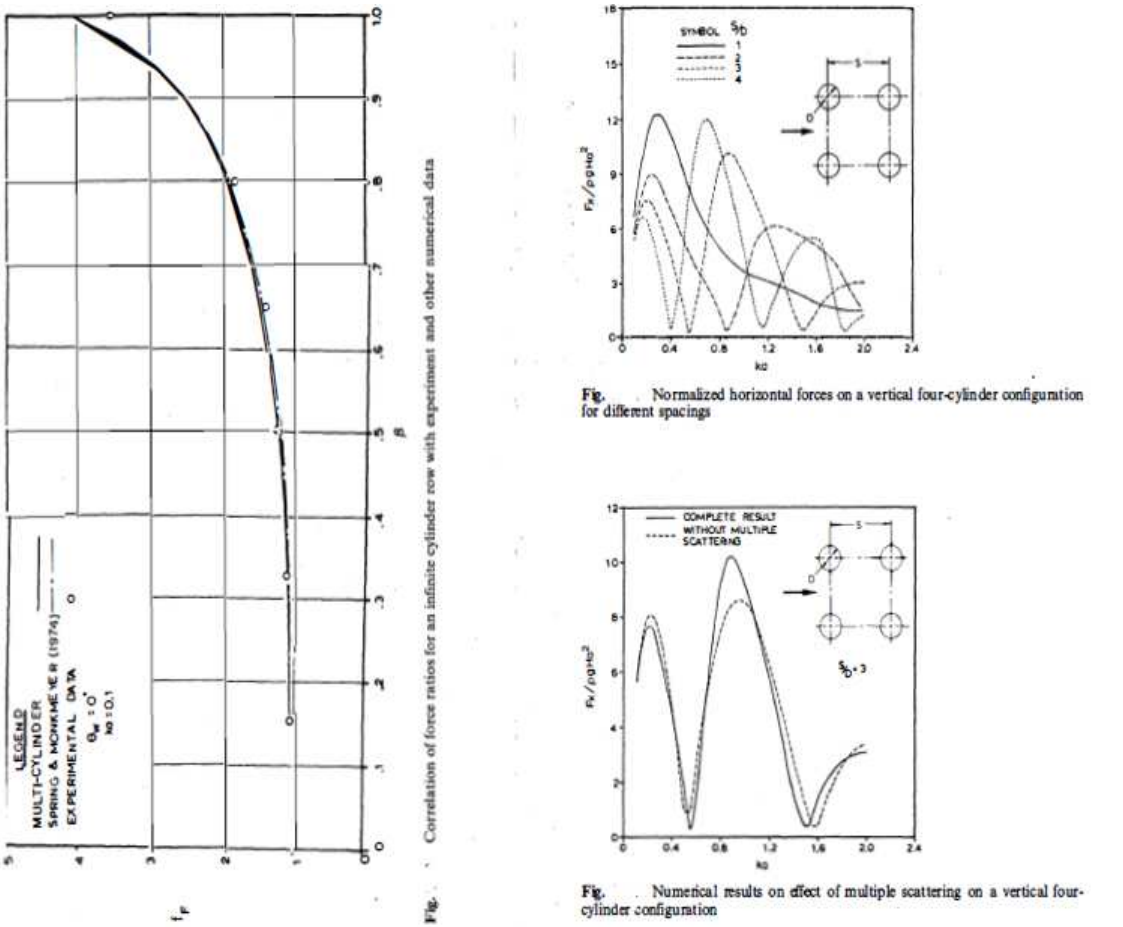


Figura 29 forze orizzontale su gruppi di pali verticali

I cilindri vengono confrontati con le forze ottenute dai risultati numerici completi. Da questa figura si può vedere che l'effetto della diffusione multipla è piuttosto significativo.

Simon (1982) propose una teoria approssimativa per il calcolo delle forze d'onda su un gruppo di dispositivi a energia dalle onde. Secondo questa teoria, un'onda divergente diffusa da un cilindro viene sostituita da un'onda piana di ampiezza appropriata nelle vicinanze di un altro cilindro. L'ampiezza e la fase di ciascuna di queste onde piane davanti a un dato cilindro vengono determinate e combinate per fornire un'onda piana equivalente. Si calcola poi l'effetto di questa onda piana equivalente sul cilindro dato. La soluzione presuppone intrinsecamente che la distanza tra due cilindri sia abbastanza grande. McIver ed Evans (1984) adottarono questo metodo e svilupparono una teoria di ordine superiore per un gruppo di cilindri verticali circolari fissi che emergono dalla superficie. La loro soluzione numerica per il caso a tre cilindri è confrontata con la soluzione completa nella Figura (29) 7.23. Si noti che questa approssimazione corrisponde alla soluzione più completa anche quando i cilindri sono vicini tra loro.

6.Descrizione Tecnica della Piattaforma Offshore considerata

Si ipotizza di dover installare una nuova piattaforma offshore nel Mare Adriatico, riproducendo un contesto effettivo di una piattaforma progettata per l'estrazione di oil & gas. Si propone di applicare lo studio della spinta ondosa su tale struttura offshore situata nel Mare Adriatico in condizioni marine estreme.

La comprensione accurata della dinamica delle onde che agisce su queste strutture è cruciale per garantirne l'affidabilità e la sicurezza durante l'intero ciclo di vita operativo. L'analisi della spinta ondosa e dei carichi idrodinamici su strutture nel Mare Adriatico fornirà una comprensione approfondita di come le condizioni ambientali influenzino la stabilità e l'affidabilità delle strutture offshore durante il loro ciclo operativo. Questo studio è fondamentale per sviluppare metodologie avanzate che ottimizzino la progettazione e la gestione delle piattaforme offshore, contribuendo così alla sostenibilità e alla competitività nel settore energetico globale.

La piattaforma è una struttura offshore avanzata e strategica, progettata per il trattamento e la distribuzione di gas naturale e petrolio. Essa è dotata di un jacket tubolare a quattro gambe, con una gamba aggiuntiva per resistere a carichi incrementati, che è fondato su quattro pali principali con diametro esterno di 1,07 metri, più un palo supplementare situato al lato A1.

La jacket come prevede la figura 30 è equipaggiata con sei condotti (diametro esterno di 0,76 metri), quattro caissons (diametro esterno di 0,61 metri), quattro riser di varie dimensioni, e include aree specifiche per l’attracco delle imbarcazioni e dei gommoni (boat landing e zodiac landing).

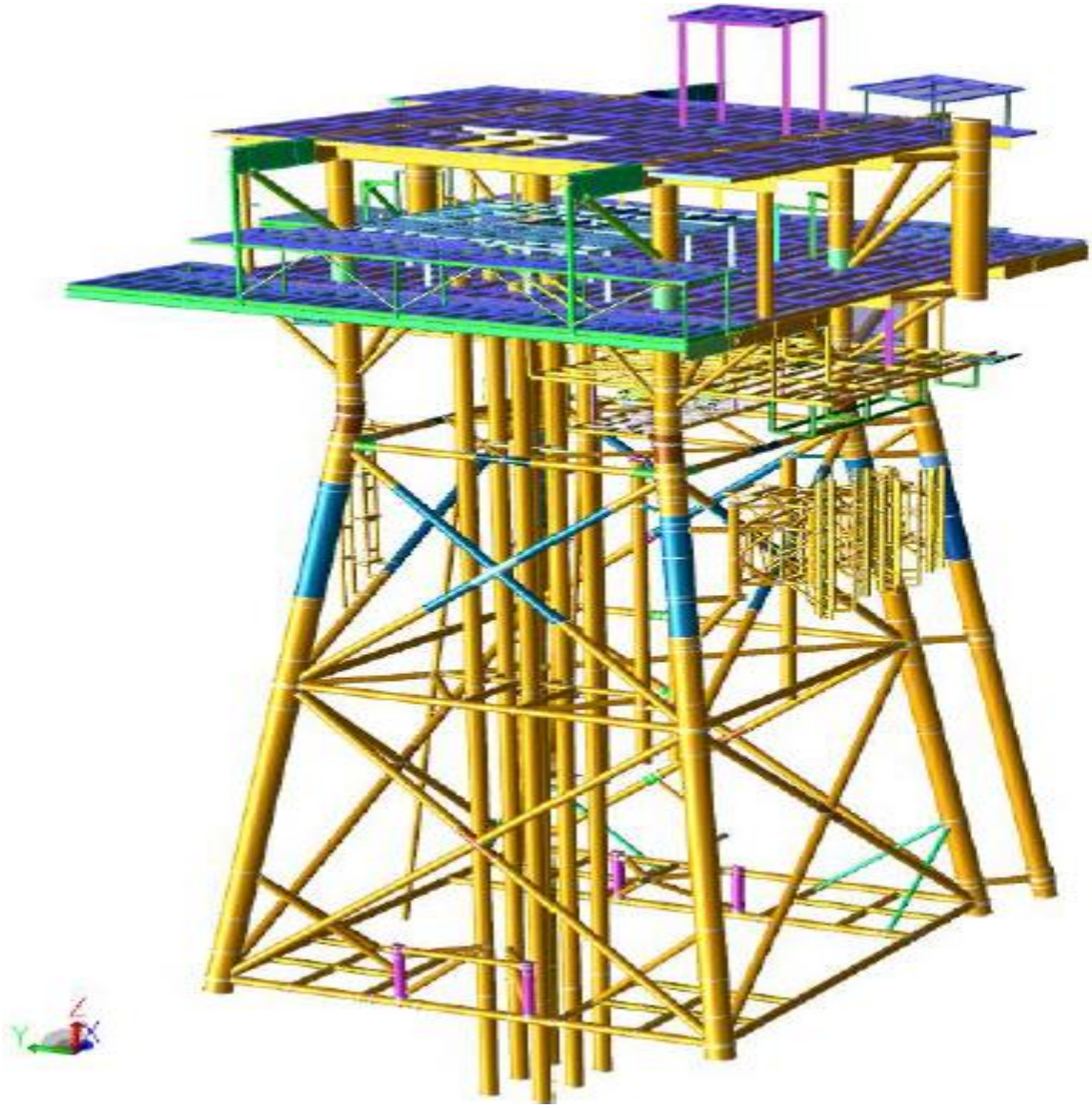


Figura 30. Platform offshore 3D view

La struttura del deck si sviluppa su quattro livelli principali:

il Main Deck a +23,915 metri di elevazione,

il Cellar Deck a +15,686 metri,

il Lower Deck a +11,356 metri,

il Service Deck a +7,656 metri, ciascuno dotato di gru e sistema di scarico (flare)

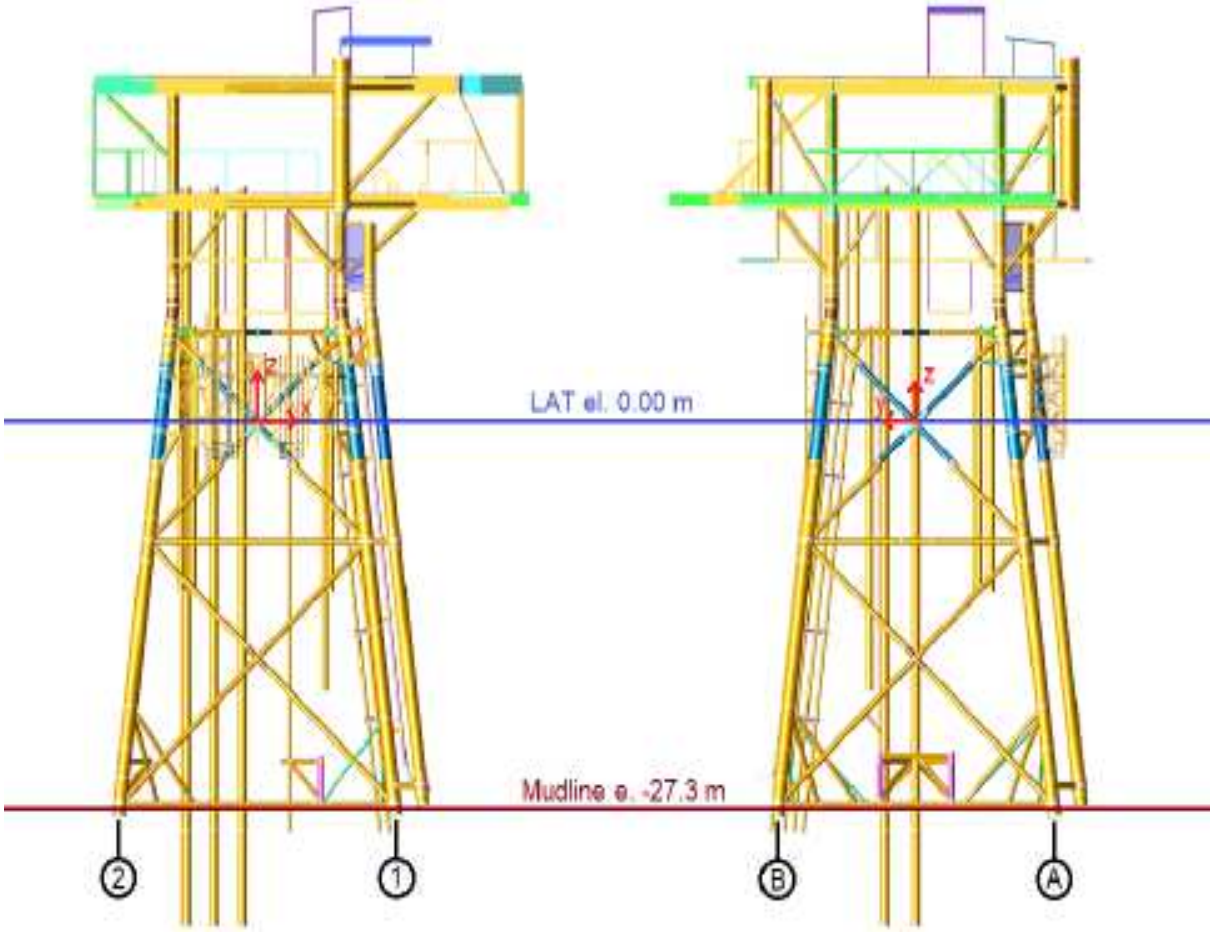


Figura 31- Sistema di Riferimento delle Coordinate della Piattaforma

The main dimensions of the Jacket are:

- Top of legs elevation +6.18 m 14.17 x 14.17 m
- Bottom of legs elevation -27.82 m 22.67 x 22.67 m
- Maximum height: 35.20 m.

L'altezza complessiva della piattaforma, inizialmente concepita per una profondità d'acqua di circa 85 metri, è stata adattata per le condizioni del mare Adriatico, con una profondità operativa di circa 30 metri. I materiali utilizzati comprendono acciaio con proprietà meccaniche specifiche, conformi alle normative internazionali, per garantire elevata resistenza e durata.

6.1 Funzionalità e Sicurezza Operativa della Piattaforma

La piattaforma è progettata non solo per resistere a condizioni marine impegnative, ma anche per ottimizzare l'efficienza operativa attraverso avanzati sistemi di gestione e controllo. Dotata di attrezzature all'avanguardia, essa assicura la massima produttività nel trattamento e nella distribuzione del gas naturale e del petrolio. Le specifiche tecniche dell'acciaio utilizzato, insieme all'ingegneria di precisione dei pali di fondazione e del deck, garantiscono una stabilità strutturale superiore, minimizzando i rischi legati a condizioni meteorologiche avverse e a carichi operativi pesanti. La sicurezza è ulteriormente potenziata attraverso sistemi di monitoraggio in tempo reale e procedure di manutenzione rigorose, che riducono il rischio di incidenti e aumentano la durata operativa della piattaforma. Grazie a queste caratteristiche, la Piattaforma rappresenta una soluzione robusta e sostenibile per il futuro sviluppo delle risorse energetiche offshore, integrando pratiche di gestione ecologicamente responsabili con tecnologie innovative.

6.2 Materiali della Piattaforma

Il design della piattaforma integra sia materiali esistenti, riutilizzati dalla struttura originale, sia nuovi materiali conformi alle specifiche tecniche attuali. I materiali esistenti, provenienti principalmente da componenti della struttura "Topside Dominion Exploration & Production, Inc." riutilizzata, sono stati attentamente valutati per assicurare la loro integrità strutturale e funzionale.

La tabella con i materiali riutilizzati:

Tabella 2 Materiali riutilizzati delle Strutture della Piattaforma offshore

TAB 2	STEEL MATERIALS OF REUSED STRUCTURES	
	JACKET	
TYPE A STEEL: INTERMEDIATE STRENGTH STEEL WITH IMPROVED THROGH – THICKNESS STRENGTH, ALL MANUFACTURED WITH API SPEC 2H SUPPLEMENTS S1, EITHER S4 OR S5 OR BOTH: (OR *)	API SPEC 2H GRADE 50	(Fy=345 MPa thk<2.5") (Fy=325 MPa thk>2.5")
	ASTM A537 CLASS 1	(Fy=345 MPa)
	ASTM A633 CLASS C	(Fy=345 MPa)
TYPE B STEEL: INTERMEDIATE STRENGTH STEEL PLATE, SHAPES, AND ROLLED PIPE LARGER THAN 24" O.D.: (OR **)	API SPEC 2H GRADE 50	(Fy=345 MPa thk<2.5") (Fy=325 MPa thk>2.5")
	ASTM A537 CLASS 1	(Fy=345 MPa)
	ASTM A633 CLASS C	(Fy=345 MPa)
	ASTM A572, GRADE 50, FULLY KILLED, FINE GRAIN PRACTICE (FOR PILES ONLY, WITH SPECIAL APPROVAL)	(Fy=345 MPa)
	MILL MANUFACTURED PIPE 24" O.D. OR SMALLER:	
	API 5L GRADE X-52 WITH SR5 OR SR6	(Fy=360 MPa)
TYPE C STEEL: SHAPES:	ASTM A992	(Fy=345 MPa)
	ASTM A36 (SPECIAL APPROVAL REQUIRED)	(Fy=250 MPa)
	PLATES, ROLLED PIPES LARGER THAN 24" O.D.:	
	ASTM A36	(Fy=250 MPa)
	MILL MANUFACTURED PIPE 24" O.D. OR SMALLER:	
	API 5L GRADE B	(Fy=240 MPa)
	ASTM A53 GRADE B	(Fy=240 MPa)
	STRUCTURAL TUBING:	
	ASTM A500 GRADE B	(Fy=290 MPa)
NOTE: ALL STRUCTURAL STEEL MATERIAL SHALL CONFORM TO TYPE C STEEL UNLESS DESIGNATED OTHERWISE ON THE DRAWINGS OR IN THE SPECIFICATIONS.		
	DECK	
1. ALL STRUCTURAL STEEL MEMBERS AND PLATES SHALL BE: ASTM A-36 STEEL (Fy=250 MPa) UNLESS NOTED OTHERWISE		
2. ALL STRUCTURAL PIPE 24" IN DIAMETER OR SMALLER SHALL BE: API 5L GRADE B (Fy=240 MPa) OR EQUAL U.N.O.		
3. ALL MEMBERS MARKED WITH A SINGLE ASTERISK (*) SHALL BE: API SPEC 2H GRADE 50 (Fy=345 MPa thk<2.5" / Fy=325 MPa thk>2.5") WITH IMPROVED THROUGH THIKNESS PROPERTIES AND SUPPLEMENTARY TESTING REQUIREMENTS S1 AND S4		
4. ALL MEMBERS MARKED WITH A DOUBLE ASTERISK (**) SHALL BE: ASTM A-572 GRADE 50 API WITH SUPPLEMENTARY TESTING REQUIREMENTS S91 (Fy=345 MPa)		

La tabella con i materiali nuovi:

Tabella 3 Materiali nuovi delle Strutture della Piattaforma offshore

TAB	NEW MATERIALS ALL STRUCTURAL STEEL SHALL CONFORM TO 08832.STR.MME.SPC REV 8				
MAT. MAIN STRUCTURES					
ELEMENTS	CLASS	ø o H (mm)	THK (mm)	STEEL GRADE	MAT CODE
JOINT CANS	b	ø > 508	t < 30	EN 10025 S355 J0	1
			30 ≤ t ≤ 50	EN 10025 S355 K2 Z	3
			t > 50	EN 10225 S355 G8+N Z	9
		ø ≤ 508	t < 15	API 5L X52 PSL2	7
			t ≥ 15	EN 10225 S355 K2G3 (Z)	4 (12)
TUBULARS	b	ø > 508	t < 30	EN 10025 S355 J0	1
			30 ≤ t ≤ 50	EN 10025 S355 K2	2
			t > 50	EN 10225 S355 G8+N	10
		ø ≤ 508		API 5L X52 PSL2	7
FOUNDATION PILES	c	ø 30" ø 42"	t ≤ 70	EN 10025 S355 J0 [HOLD]	1
PLATES	b		t < 30	EN 10025 S355 J0	1
			30 ≤ t ≤ 50	EN 10025 S355 K2 (Z)	2 (3)
			t > 50	EN 10225 S355 G8+N (Z)	10 (9)
HOT ROLLED	c	H ≥ 300		EN 10025 S355 J0	1
	d	H < 300		EN 10025 S275 J0	5
MAT. SECONDARY STRUCTURES					
ELEMENTS	CLASS	ø o H (mm)	THK (mm)	STEEL GRADE	MAT CODE
FLOOR BEAMS	d			EN 10025 S275 J0	5
FLOOR PLATE & GRATING	e			EN 10025 S235 J0	9
MUD MATS	d			EN 10025 S355 J0	1
				EN 10025 S275 J0	5
				API 5L X52 PSL2	7
BOAT LANDING	d			EN 10025 S355 J0	1
				EN 10025 S275 J0	5
				API 5L X52 PSL2	7
STAIRS AND WALKWAYS PROFILE, PLATES TUBULARS, HANDRAILS ANODES PLATE	e			EN 10025 S235 JR	6
				API 5L-00 PSL2 Gr B	8
CAISSONS	e			EN 10025 S355 J0	1
				EN 10025 S275 J0	5
					7
CONDUCTORS GUIDES	d			API 5L X52 PSL2	7

Parametri di progettazione ingegneristica relativi all'acciaio:

- Modulo di Young 205000 N/mm²
- Modulo di taglio 80000 N/mm²
- Rapporto di Poisson 0,30
- Peso specifico dell'acciaio 7850 kg/m³
- Coefficiente di dilatazione termica $12*10^{-6}$ °C

La struttura sarà progettata per resistere a tutti i carichi legati alla vita operativa e alle fasi temporanee, quali:

- carichi permanenti;
- carichi variabili;
- carichi ambientali;
- carichi operativi e temporanei;
- carichi accidentali.

I carichi sono descritti nei paragrafi seguenti e riassunti nella Tabella 4

Tabella 4 Descrizioni dei carichi

CATEGORY		LABEL	DESCRIPTION
Dead Load		D	– weight of the structure in air (including grout) – weight of piping, equipments, building and any other appurtenance permanently mounted on the platform – hydrostatic forces acting below the waterline, including external pressure and buoyancy
Live Load		L	– weight of life support equipment, diving equipment and utilities equipment which can be added and removed from the platform – weight of consumables supplies and fluids in pipes and tanks – forces exerted on the structure and due to operation such as drilling, material handling, vessel mooring and helicopter landing – forces exerted on the structure by sealines – forces exerted on the structure from topside crane usage – temporary loading of areas not occupied by equipment
Environmental Loads	Operating Loads	WO	– forces applied to the structure due to the combined action of operating wave (1 year return period) and associated current and wind
	Extreme Loads	WE	– forces applied to the structure due to the combined action of extreme wave (100 year return period) and associated current and wind
Operational Loads	Inertia Loads	I	– transportation forces (inertia loads) resulting from the response of the tow to environmental conditions encountered enroute to the site – lifting forces considering DAF and skew effects
Accidental Loads		A	– docking

Tabella 5 Descrizioni dei casi di carico di base

Load case	Load Case Description	Fx [kN]	Fy [kN]	Fz [kN]
01	Dead weight in air of the structure without the LNG Project deck extensions (pile members included and conductors excluded, buoyancy and marine growth excluded)	0.00	0.00	-11626.41
03	Dead weight of the structure in in-service conditions without the LNG Project deck extensions (buoyancy and marine growth included, conductors weight excluded) - Lower sea level	0.00	0.00	-8318.45
04	Dead weight of the existing structure in in-service conditions without the LNG Project deck extensions (buoyancy and marine growth included, conductors weight excluded) - Higher sea level	0.00	0.00	-7951.29
05	Dead weight of the LNG Project deck extensions	0.00	0.00	-530.10
10	Jacket not modelled appurtenances	0.00	0.00	-740.04
22	Flare dead weight	0.00	0.00	-186.00
40	Dummy load case – CoG shift along X	0.00	0.00	0.00
41	Dummy load case – CoG shift along Y	0.00	0.00	0.00
51	Plating at deck	0.00	0.00	-1082.88
52	Handrail on deck	0.00	0.00	-136.95
53	Miscellanea weight on deck	0.00	0.00	-761.51
61	Existing equipment dry weight at deck	0.00	0.00	-3742.73
62	Existing equipment content weight at deck	0.00	0.00	-561.40
63	Main Crane Load at deck	0.00	-32.68	-416.88
64	Future equipment dry weight (out of SoW)	0.00	0.00	-379.83
65	Future equipment content weight (out of SoW)	0.00	0.00	-70.52
71	Piping 12" dry weight at deck	0.00	0.00	-885.80
72	Piping 4" & 6" dry weight at deck	0.00	0.00	-615.71
73	Electrical bulk at deck	0.00	0.00	-219.91
74	Instrumental bulk at deck	0.00	0.00	-350.62
75	Piping 12" content weight at deck	0.00	0.00	-116.19
76	Piping 4" & 6" content weight at deck	0.00	0.00	-28.04
77	Extension Phase 2A Piping Weight	0.00	0.00	-800.51
78	IPS Interconnecting Piping Weight	-39.60	-52.21	-716.67
79	LNG Project piping loads	36.44	-141.09	-1216.44
80	Live loads at service deck	0.00	0.00	-36.77
81	Live loads at lower deck	0.00	0.00	-229.32
82	Live loads at cellar deck	0.00	0.00	-754.47
83	Live loads at mezzanine deck	0.00	0.00	-136.25
84	Live loads at main deck	0.00	0.00	-511.83
85	Live loads at the LNG Project deck extensions	0.00	0.00	-310.09
86	Live loads of the IPS Structure on the main deck	0.00	-0.01	-38.86
90	Wind in X-direction	120.10	0.00	0.00
91	Wind in Y-direction	0.00	109.99	0.00

6.3 Posizione e orientamento della piattaforma

Le coordinate geografiche nella posizione della piattaforma sono le seguenti

Proposed Location	Northing	Easting
OFFSHORE	43°43’43’’N	13°32’30’’E

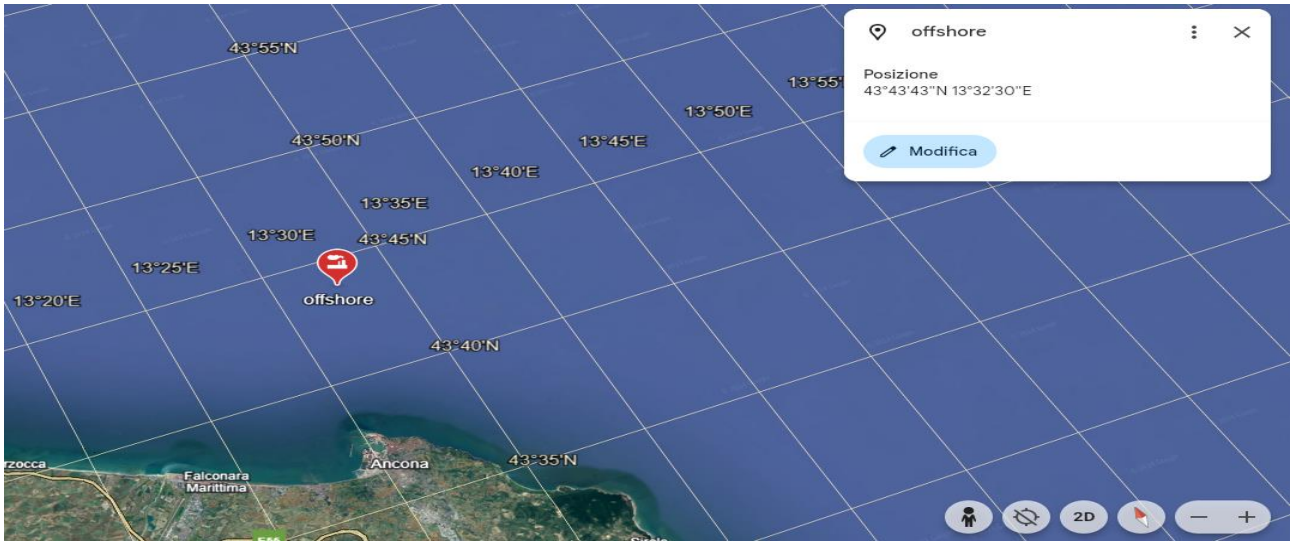


Figura 32 mostra la posizione della mia piattaforma

La piattaforma sarà orientata come mostrato in Figura 33

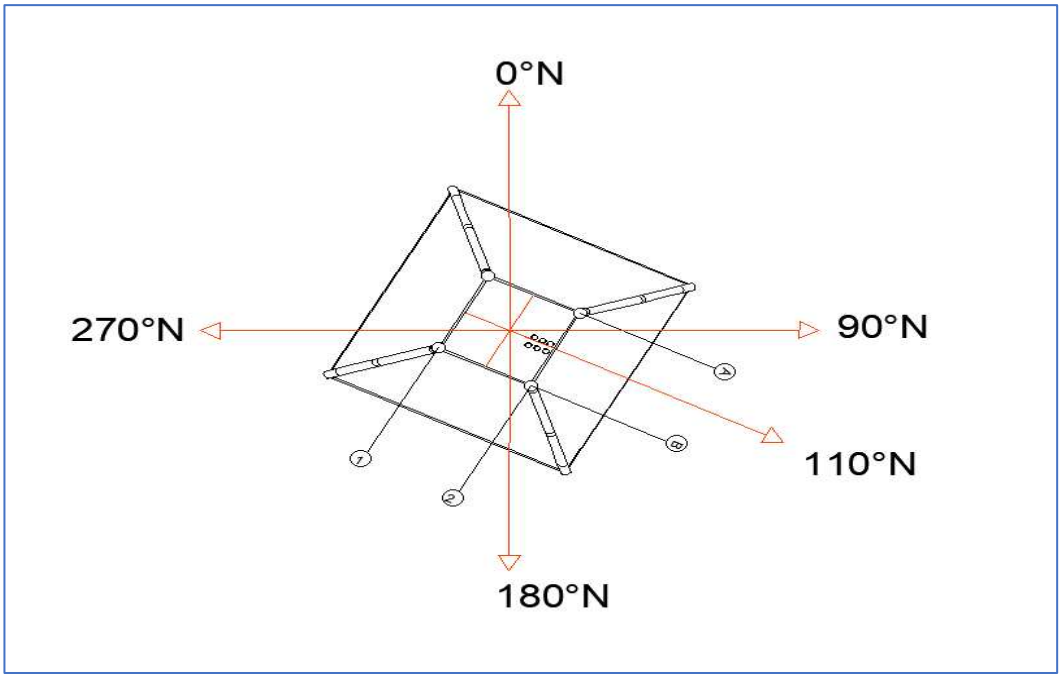


Figura 33 Orientamento della piattaforma

7.Clima dell'acqua del Mare Adriatico nella posizione ipotizzata

Non avendo a disposizione i dati specifici di temperatura, clima e salinità per la posizione ipotizzata della piattaforma nel mare Adriatico, si è scelto di adattare i dati climatici reali relativi alla zona di installazione effettiva della piattaforma nel mare del Golfo di Guinea.

In questa regione si alternano due stagioni principali: la stagione secca, da giugno ad agosto, e la stagione umida, da settembre a maggio. Le temperature medie mensili dell'aria in questa zona variano da 17°C a 33°C, mentre la densità dell'aria è assunta pari a 1,225 kg/m³.

L'umidità relativa è generalmente elevata nelle ore mattutine e tende a ridursi nel pomeriggio; la distribuzione mensile dell'umidità relativa media è indicata nella Tab. 6.1.

Tabella 6.1 Distribuzione mensile dell'umidità relativa media (%) alla stazione di Pointe-Noire

	Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec	Mean	Max	Min
Mean Relative humidity (%) at 0700	94	94	94	94	95	93	92	91	91	90	92	93	93	95	90
Mean Relative humidity (%) at 1300	73	72	71	72	75	71	69	70	72	73	73	73	72	75	69

Le Tabelle 6.2, 6.3 e 6.4 riportano invece i valori medi mensili di temperatura, densità e salinità a diverse profondità lungo la colonna d'acqua.

Tabella 6.2 Monthly distribution of mean water temperature at the surface and bottom elevations (Table 11-1, Ref. [21]).

Elevation [m]		Temperature [°C]											
		Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
Surface	0	26.9	28.0	28.7	27.2	26.0	22.9	21.0	21.0	22.6	24.9	25.4	25.4
Bottom	-30	22.0	23.3	23.8	22.5	21.5	19.6	18.1	17.5	17.8	22.3	22.3	20.6

Tabella 6.3 Monthly distribution of mean water density at the surface and bottom elevations

Elevation [m]		Density [Kg/m^3]											
		Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov	Dec
Surface	0	1019.9	1018.1	1017.3	1019.7	1021.9	1022.4	1022.1	1021.3	1019.6	1019.6	1018.2	1018.2
Bottom	-30	1024.8	1024.2	1024.1	1024.6	1025.0	1025.6	1025.9	1026.0	1025.9	1024.4	1024.6	1025.0

Tabella 6.4 Monthly distribution of mean water salinity at the surface and bottom elevations (Table 11-3, Ref. [21]).

Elevation [m]		Salinity [PSS]											
		Jan	Feb	Mar	Apr	May	Jun	Jul	Aug	Sep	Oct	Nov.	Dec
Surface	0	31.1	29.2	28.4	31.0	33.4	32.9	31.8	30.7	29.1	30.0	28.3	28.3
Bottom	-30	35.7	35.4	35.5	35.7	35.8	35.9	35.8	35.8	35.7	35.4	35.6	35.5

8.Onde di Riferimento

La Rete Ondametrica Nazionale (R.O.N.) è un sistema di rilevamento del moto ondoso, istituito attraverso una rete di stazioni di misura situate in posizioni fisse lungo le coste nazionali. Queste stazioni raccolgono dati che, una volta elaborati, permettono di caratterizzare lo stato del mare nei rispettivi siti di posizionamento.

Dal 9 marzo 1999 al 14 luglio 2002, il sito ondametrico di Ancona della R.O.N. utilizzava una boa ondametrica del tipo Directional Waverider™ della società olandese Datawell BV, ancorata inizialmente a oltre 50 metri di profondità (coordinate geografiche 43°37'13"N e 13°51'04"E), circa 12 miglia marine a Est-NordEst del Monte Conero. Alla fine di maggio 2000, il sito di misura è stato trasferito a una profondità di circa 70 metri, con nuove coordinate geografiche (43°50'30"N e 13°42'50"E), circa 15 miglia marine a Nord-NordEst del porto di Ancona e vicino alla piattaforma artificiale Clara Ovest della società A.G.I.P.

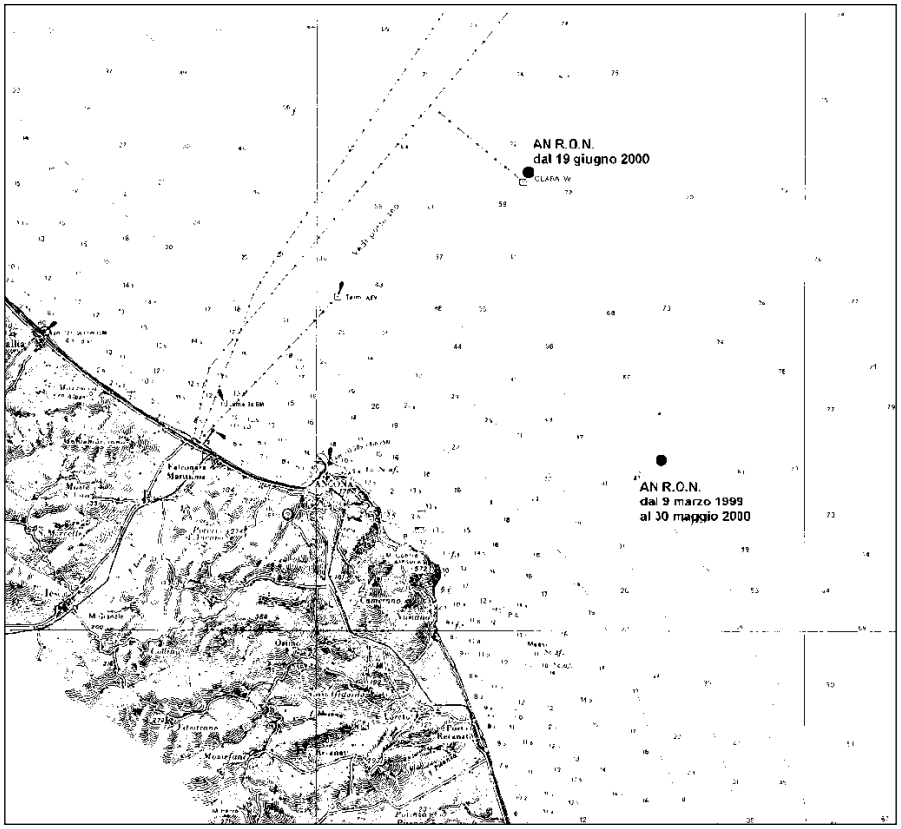


Figura 34 Posizione geografica della stazione di misura gestita dalla R.O.N. al largo di Ancona

Le misure della stazione ondametrica di Ancona dispongono di dati ondosi per un primo periodo di oltre 7 anni, rilevati dal 9 marzo 1999 al 31 maggio 2006, seppur con alcune interruzioni. Per un'analisi omogenea annuale, le elaborazioni si basano sui dati dal 10 marzo 1999 al 9 marzo 2006.

Tra il 2004 e il 2009, la Rete Ondametrica Nazionale ha attraversato una fase di stallo e riorganizzazione sotto l'ente gestore ISPRA, durante la quale tutti gli strumenti furono temporaneamente ritirati, inclusa la boa di Ancona, riportata a terra a maggio 2006.

Con la riorganizzazione dell'ISPRA, gli strumenti di misura sono stati aggiornati con nuove boe meteo-ondametriche WatchKeeper™. Le rilevazioni in mare sono riprese nell'estate 2009: il sito di Ancona è tornato operativo il 28 ottobre 2009, inaugurando una seconda fase di osservazioni. I dati ondosi vengono registrati ogni mezz'ora, arricchiti da nuovi parametri fisici grazie ai nuovi strumenti.

Per garantire omogeneità nei dati climatologici ondosi, sono stati considerati 4 anni completi di osservazione, dal 1° dicembre 2009 al 30 novembre 2013, con dati statistici disponibili fino a marzo 2014.

In una prima analisi delle mareggiate, durante la seconda fase di osservazione (2009-2013, durata 4 anni), si è potuto contare su un numero maggiore di dati semiorari, principalmente per altezze d'onda inferiori a 3 metri.

Il clima ondoso medio di una determinata area marina fornisce una descrizione complessiva delle onde nella zona di riferimento, caratterizzandone l'esposizione alle condizioni ondose provenienti dal largo. Per la ricostruzione del regime climatico ondoso, oltre alla distribuzione della frequenza (assoluta o percentuale) dei valori di altezza d'onda significativa, è utile considerare anche la distribuzione (assoluta o percentuale) del flusso energetico F. Questo flusso rappresenta l'energia trasportata dalle onde nell'unità di tempo attraverso una superficie verticale perpendicolare alla direzione di propagazione e larga un'unità di misura; la sua altezza è pari alla profondità del fondale nel punto in cui viene calcolato. Il flusso energetico dipende sia dall'altezza d'onda sia dal periodo ondoso.

Il flusso energetico ondoso medio viene calcolato in proporzione al quadrato dell'altezza d'onda significativa spettrale e al periodo medio "dell'energia" di ciascuna registrazione. La relazione è la seguente:

$$F = \text{cost}\, H_{m0}^2 T_{mE}$$

dove:

- H_{m0} rappresenta l'altezza d'onda significativa media spettrale,
- T_{mE} è il periodo medio dell'energia,
- **cost** è una costante, calcolata preventivamente.

Per ciascuna classe di altezza d'onda, il flusso energetico assoluto si ottiene sommando i flussi di ciascun evento appartenente alla classe considerata. La potenza complessiva è la somma di tutti i flussi di energia per metro di lunghezza di cresta degli stati di mare, compresi negli intervalli temporali e dei parametri ondosi prescelti. Infine, la potenza media per metro di lunghezza di cresta è calcolata come il rapporto tra la potenza totale e il numero di dati totali considerati.

In sintesi, il regime ondoso medio al largo del tratto adriatico anconetano è stato analizzato per un periodo complessivo di 11 anni, comprendente due fasi di osservazione (1999-2006 e 2009-2013). I risultati sono presentati attraverso grafici che illustrano le distribuzioni direzionali.

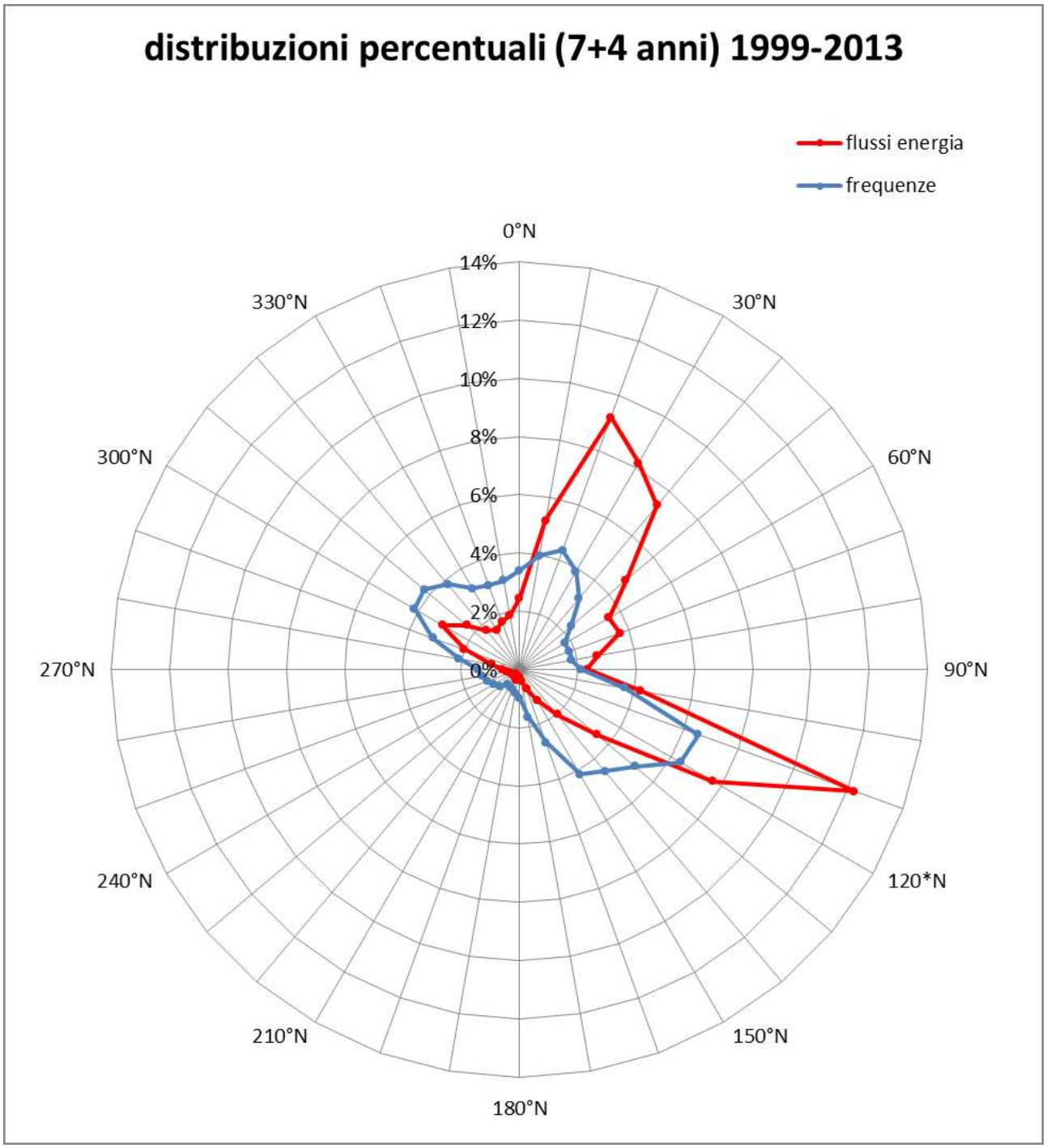


Figura 35 Distribuzione percentuale direzionale di confronto tra la frequenza e il flusso di energia per metro di lunghezza di cresta delle onde registrate dalla stazione ondametrica della RON al largo di Ancona, nei due periodi di osservazione (1999-2006 e 2009-2013), per un totale di 11 anni

8.1 Analisi delle onde estreme

L'onda di progetto deve essere rappresentativa delle condizioni ambientali che possono considerarsi pericolose ai fini della stabilità delle strutture marittime. In generale, l'onda di progetto può essere sia un'onda significativa sia un'onda caratteristica dello stato di mare ($H_{1/10}$, $H_{1/100}$, $H_{1/250}$).

Il rischio da associare all'onda di progetto si specifica generalmente, attraverso il periodo di ritorno T_R degli stati di mare che la contengono e dalla loro probabilità di accadimento durante la vita prevista dell'opera.

8.1.1 Selezione dei dati da analizzare e metodologia adottata

La selezione dei dati da elaborare è probabilmente l'aspetto più importante dell'analisi statistica dei valori estremi. In generale i modelli di analisi richiedono che il campione da elaborare venga estratto dall'intera serie di dati e che debba essere rappresentativo dell'intera popolazione da cui è estratto.

Nel 1990 la "*Section on Marittime Hydraulics of the International Association for Hydraulic Research*" ha organizzato un "*Working Group on Estreme Wave Statistics*" le cui conclusioni sono state pubblicate da Mathiesen et al. nel 1994. Tale gruppo di lavoro raccomanda di utilizzare, per le elaborazioni delle altezze d'onda estreme, il metodo "delle serie tronche" o "di durata parziale sopra una soglia" (P.O.T.) proposto da Goda, come illustrato nella relativa pubblicazione del 1988.

L'elaborazione delle altezze d'onda estreme descritta nella presente relazione viene effettuata seguendo il procedimento suddetto.

L'uso di questo metodo richiede che i massimi scelti siano tra loro indipendenti. La scelta della soglia dovrebbe essere basata su informazioni fisiche e meteorologiche: ad esempio l'analisi meteorologica delle carte del tempo potrebbe condurre a determinare il numero medio annuale degli eventi significativi di tempesta N_α che interessano la zona in esame. Il gruppo di lavoro raccomanda che, per ottenere una buona significatività, la soglia di troncamento per l'elaborazione dei dati estremi con il metodo P.O.T. sia scelta in modo tale che il numero medio dei dati all'anno superiori alla soglia sia uguale o poco meno ad N_α. Dalle analisi meteorologiche effettuate per le fasce costiere italiane risulta che N_α sia pari circa a 25-30, con i valori più alti relativamente alle fasce costiere estreme (nord) occidentali.

8.1.2 Scelta della legge probabilistica

Non esistono giustificazioni teoriche per scegliere una legge di distribuzione di probabilità rispetto ad un'altra, di solito si utilizzano quelle che meglio interpretano i dati sperimentali. Spesso, per interpolare le altezze d'onda significative, viene utilizzata la distribuzione di Weibull a tre parametri. Tale legge è data dall'espressione:

$$F(x) = 1 - exp\left[-\frac{(x-a)}{b} \right]^c$$

dove $x(>a)$ è la variabile statistica ed i parametri sono detti:

a = parametro locale

b = parametro di scala

c = parametro di forma (di valore compreso tra 0,75 e 2).

La corrispondente funzione di distribuzione tronca per il metodo P.O.T. è data dalla:

$$F_T(x) = \frac{[F(x) - F(x_0)]}{[1 - F(x_0)]} = 1 - exp\left\{ -\left[\frac{(x-a)}{b} \right]^c + \left[\frac{(x_0 - a)}{b} \right]^c \right\}$$

dove $F_T(x)$ è la probabilità di non superamento per le serie tronche, o distribuzione tronca per i picchi di tempesta sopra la soglia, o punto di troncamento, x_0.

Se il fattore di forma della distribuzione tronca di Weibull a tre parametri è valutato essere prossimo ad 1, un adattamento accettabile può essere fornito dalla distribuzione di Gumbel per le serie tronche. La distribuzione di Gumbel è data da:

$$F(x) = exp\left[-exp\left[\frac{-(x-a)}{b} \right] \right]$$

dove x è la variabile statistica, ed i parametri sono detti: a parametro locale e b parametro di scala. La corrispondente distribuzione tronca per il metodo P.O.T. è data dall'espressione:

$$F_T(x) = \frac{exp\{-exp[-(x-a)/b]\} - exp\{-exp[-(x_0 - a)/b]\}}{1 - exp\{-exp[-(x_0 - a)/b]\}}$$

Riguardo alla scelta di una legge di distribuzione di probabilità rispetto ad un'altra, in assenza di altre giustificazioni teoriche, Goda [1988] suggerisce di tentare l'adattamento dei dati ondosi estremi con le leggi di distribuzione tronca di Gumbel e di Weibull a tre parametri (per diversi valori del parametro c), scegliendo poi quella che fornisce il miglior adattamento ai dati, che può essere indicato dal valore dell'indice di regressione della legge di distribuzione rispetto ai dati sperimentali, che deve risultare quanto più possibile prossimo all'unità.

8.2 Analisi statistica delle onde estreme con i dati della boa R.O.N. di Ancona

Il procedimento descritto nei paragrafi precedenti è stato utilizzato per l'elaborazione degli eventi ondosi estremi dei dati rilevati e registrati dalla boa della R.O.N. posta al largo di Ancona fra il 10 marzo 1999 ed il 9 marzo 2006. Di volta in volta, è stata considerata ed elaborata la serie dei dati aventi direzione di provenienza compresa rispettivamente nei seguenti settori di interesse:

285°N – 315°N; 315°N – 345°N; 345°N – 15°N;

15°N – 45°N; 45°N – 75°N; 75°N – 105°N;

105°N – 135°N; 0°N – 360°N (intero settore omnidirezionale).

avendo posto maggior attenzione su quelli compresi nella traversia del paraggio marino di Ancona.

Per entrambe le fonti di dati (NOAA e RON) è stato analizzato il rapporto tra l'altezza significativa e il periodo di picco ad essa associato.

Di seguito sono riportate le tabelle dei dati ai picchi delle mareggiate individuate:

Tabella 7 Valori al picco delle mareggiate dei settori direzionali 315°N-345°N e 345°N-15°N.

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	11/06/1999 21:30	1.43	4.94	6.25	317.43
2	19/06/1999 12:30	1.37	5.56	6.45	334.70
3	07/07/1999 09:30	1.08	4.05	4.88	327.73
4	18/11/1999 09:30	2.54	6.07	6.90	331.97
5	13/12/1999 12:30	1.91	5.29	6.06	335.24
6	27/03/2000 18:30	1.04	4.00	4.26	319.27
7	09/07/2000 06:30	2.65	6.40	7.41	336.04
8	15/07/2000 06:30	1.13	4.34	4.55	341.80
9	16/07/2000 09:30	1.15	4.20	4.88	343.13
10	28/07/2000 21:30	1.18	4.64	5.41	336.38
11	04/08/2000 21:30	1.23	4.71	5.56	339.38
12	05/08/2000 21:30	1.18	4.05	4.35	321.62
13	18/06/2001 06:30	1.32	4.65	5.56	321.67
14	12/11/2001 00:30	1.39	5.07	5.13	327.72
15	02/12/2001 15:30	1.07	4.15	4.65	334.90
16	06/01/2002 12:30	1.34	4.47	5.00	317.17
17	17/01/2002 12:30	1.79	5.15	6.06	337.60
18	24/02/2002 12:30	1.06	3.91	4.26	331.18
19	19/05/2002 03:30	1.09	4.18	4.35	316.03
20	05/07/2003 06:00	1.32	5.37	4.88	325.47
21	25/08/2003 15:30	1.41	6.01	6.90	341.20
22	05/11/2003 10:00	1.44	4.88	5.56	335.77
23	16/12/2003 06:00	2.44	5.56	5.88	336.01
24	07/04/2004 17:00	1.24	5.90	6.25	325.02
25	20/04/2004 14:00	1.19	5.92	4.44	323.56
26	23/05/2004 06:00	1.63	5.75	5.00	319.41
27	13/06/2004 10:30	2.61	6.82	7.41	343.27
28	12/07/2004 11:30	1.13	5.57	4.55	333.37
29	13/07/2004 04:30	1.43	5.09	4.44	342.09
30	26/08/2004 18:00	1.96	5.99	6.67	328.92
31	09/11/2004 04:30	1.43	4.00	6.10	341.20
32	21/11/2004 09:00	1.20	3.60	4.50	324.90
33	11/02/2006 15:00	1.18	4.70	28.60	338.20
34	17/02/2006 18:30	1.51	15.06	28.57	340.89
35	15/03/2006 01:30	1.02	4.10	28.60	338.90

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	07/07/1999 21:30	1.09	4.70	5.71	355.71
2	10/09/1999 12:30	1.08	4.60	5.13	10.00
3	17/12/1999 00:30	1.76	5.59	6.90	8.40
4	31/12/1999 15:30	1.74	4.91	5.56	351.29
5	02/01/2000 21:30	1.17	4.10	4.00	356.20
6	02/03/2000 09:30	3.02	6.51	7.14	5.96
7	13/07/2000 06:30	1.74	4.86	5.71	345.88
8	16/07/2000 00:30	1.09	4.23	4.88	354.94
9	30/07/2000 15:30	1.13	4.73	5.88	13.17
10	22/12/2000 18:30	1.28	4.54	5.26	12.02
11	18/02/2001 09:30	1.18	4.26	4.44	2.43
12	17/09/2001 06:30	1.84	5.62	6.45	5.87
13	03/11/2001 18:30	1.04	4.57	5.56	12.89
14	29/11/2001 15:30	1.45	4.77	5.56	11.84
15	05/01/2002 06:30	1.43	4.57	5.56	11.62
16	11/03/2002 06:30	1.65	5.21	6.06	12.40
17	25/04/2002 06:30	1.06	4.35	5.26	7.44
18	03/06/2002 03:30	1.09	3.99	4.44	8.87
19	29/06/2002 06:30	1.68	5.46	5.41	348.58
20	24/10/2002 13:00	1.11	5.24	5.88	13.35
21	04/11/2002 10:30	2.02	5.68	7.14	14.81
22	08/11/2002 18:30	1.54	5.11	5.88	8.97
23	01/12/2002 23:30	1.36	4.85	4.65	13.72
24	15/05/2003 05:00	1.77	5.75	4.88	7.99
25	21/05/2003 12:00	1.96	5.57	5.71	5.15
26	15/08/2003 01:00	1.35	5.61	6.25	352.14
27	31/08/2003 21:30	2.45	6.18	6.90	12.15
28	10/09/2003 19:00	1.76	5.31	5.88	8.86
29	11/09/2003 20:00	2.08	6.37	6.67	14.48
30	25/10/2003 00:30	1.46	5.36	6.25	10.30
31	25/04/2004 00:30	2.81	6.84	8.00	10.49
32	13/05/2004 06:00	1.77	5.71	6.25	4.12
33	29/05/2004 17:00	1.83	5.55	6.25	4.50
34	03/07/2004 04:00	1.53	5.95	6.45	14.51
35	27/07/2004 11:30	2.15	6.30	6.67	356.41
36	18/09/2004 13:30	1.12	5.49	4.35	350.39
37	24/09/2004 22:00	3.97	7.60	8.70	13.17
38	19/11/2004 21:00	2.82	5.40	7.10	352.60
39	03/01/2005 06:30	1.60	4.10	5.40	14.30
40	05/02/2005 21:00	1.28	4.00	5.40	8.60
41	01/10/2005 08:30	2.11	5.78	6.67	13.58
42	08/01/2006 20:30	1.04	3.70	5.10	6.10
43	13/01/2006 16:00	1.08	3.60	4.20	2.00

Tabella 8 Valori al picco delle mareggiate del settore direzionale 15°-45°N

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	3/18/1999 6:30	3.08	6.58	6.90	37.93
2	4/3/1999 15:30	1.00	4.14	4.55	25.18
3	7/9/1999 3:30	1.36	4.84	6.06	37.79
4	7/24/1999 12:30	1.67	5.26	6.06	28.99
5	10/6/1999 6:30	1.94	5.15	5.71	24.54
6	11/19/1999 19:00	3.59	7.10	8.33	28.68
7	11/25/1999 15:30	1.07	4.54	6.06	25.24
8	1/17/2000 0:30	1.45	5.44	6.45	27.48
9	1/19/2000 9:30	2.71	6.35	6.67	16.19
10	1/23/2000 18:30	2.85	6.45	8.00	15.31
11	2/21/2000 12:30	1.24	4.96	5.26	26.12
12	5/30/2000 9:30	1.93	5.84	7.41	40.97
13	7/31/2000 0:30	1.08	5.62	4.88	37.43
14	1/14/2001 9:30	2.77	6.51	7.69	40.70
15	2/11/2001 15:30	1.92	5.28	6.25	23.69
16	2/14/2001 15:30	1.25	5.08	6.06	40.57
17	2/19/2001 9:30	1.51	5.16	6.06	23.69
18	2/24/2001 18:30	1.74	5.57	5.88	35.41
19	2/26/2001 15:30	2.80	6.63	8.00	33.25
20	3/6/2001 12:30	1.23	5.18	5.00	41.89
21	3/31/2001 9:30	2.19	5.89	7.14	33.67
22	4/17/2001 15:30	1.61	5.31	6.06	26.60
23	5/7/2001 15:30	1.03	4.67	5.41	20.57
24	8/11/2001 12:30	2.79	6.62	7.14	19.50
25	9/9/2001 18:30	1.26	4.74	5.56	43.40
26	9/10/2001 6:30	1.10	4.11	4.65	32.90
27	11/10/2001 6:30	2.31	6.07	7.41	31.02
28	11/20/2001 18:30	1.66	5.15	6.25	23.02
29	11/23/2001 18:30	2.73	6.05	6.67	27.51
30	12/1/2001 3:30	1.46	5.39	6.06	21.97
31	12/16/2001 23:00	3.77	7.31	8.70	23.48
32	12/18/2001 9:30	2.39	5.94	6.45	44.81
33	12/24/2001 6:30	1.93	6.03	6.67	31.63
34	12/27/2001 12:00	3.46	6.86	7.41	24.26
35	12/31/2001 15:30	2.51	5.93	6.67	19.77
36	1/3/2002 18:30	2.51	6.06	7.41	32.75
37	1/15/2002 15:30	1.38	4.80	5.13	17.39
38	3/4/2002 6:30	1.01	4.80	4.88	43.27
39	3/27/2002 3:30	1.49	5.22	5.88	39.47
40	4/5/2002 6:30	1.63	5.39	6.06	21.80
41	4/9/2002 18:30	2.29	5.95	6.90	31.23
42	4/21/2002 12:30	1.16	5.06	5.71	18.60
43	6/6/2002 9:30	2.85	7.46	8.33	26.06
44	11/6/2002 2:30	2.11	6.10	6.45	36.41
45	12/19/2002 4:00	2.35	6.13	7.41	19.67
46	1/1/2003 6:30	2.17	5.81	6.67	23.25
47	3/16/2003 7:00	3.42	6.78	7.41	32.36
48	3/18/2003 13:00	1.29	5.35	5.13	27.89
49	3/19/2003 4:00	1.34	5.18	5.26	39.50
50	4/8/2003 1:30	1.49	5.18	5.56	30.00
51	4/18/2003 6:00	1.04	5.11	4.44	22.92
52	5/23/2003 12:00	1.11	5.11	4.76	30.09
53	8/1/2003 22:00	1.37	5.33	5.41	21.74
54	9/13/2003 0:00	1.06	5.40	4.00	28.45
55	9/13/2003 15:00	1.00	5.34	4.88	44.67
56	9/14/2003 0:00	2.30	5.92	6.90	42.36
57	9/24/2003 16:30	2.31	6.11	5.71	39.59
58	10/15/2003 9:00	2.03	5.94	6.67	20.14
59	12/8/2003 12:00	3.61	7.08	8.00	36.35
60	12/15/2003 22:30	1.78	5.58	6.06	23.77
61	1/19/2004 2:30	2.55	6.41	6.67	30.83
62	1/22/2004 0:30	2.73	6.07	6.67	31.92
63	1/24/2004 4:30	1.48	5.30	4.88	20.52
64	1/30/2004 4:30	2.27	5.80	5.71	15.94
65	3/9/2004 4:00	2.13	6.06	6.67	30.08
66	3/27/2004 8:30	1.16	5.46	5.88	18.56
67	4/12/2004 10:30	1.44	6.08	6.67	31.57
68	4/14/2004 14:00	1.07	4.60	4.55	17.03
69	5/17/2004 12:00	1.85	5.69	5.88	21.26
70	5/24/2004 7:00	1.66	5.39	6.06	26.75
71	6/4/2004 9:00	1.38	5.69	5.71	18.97
72	7/28/2004 7:00	1.42	5.44	5.88	23.14
73	9/5/2004 0:00	1.14	6.26	5.13	25.21
74	9/6/2004 6:00	1.40	5.85	5.26	42.27
75	9/9/2004 9:30	1.44	5.68	5.71	19.96
76	9/17/2004 13:30	1.69	5.74	6.25	35.38
77	9/24/2004 18:30	5.45	7.00	9.10	17.00
78	11/8/2004 19:00	3.18	5.80	6.90	16.30
79	11/16/2004 18:00	1.74	4.30	5.90	27.40
80	1/26/2005 7:00	3.70	7.43	8.70	23.73
81	2/2/2005 0:30	1.96	4.70	6.50	43.40
82	2/4/2005 18:00	1.87	4.60	6.50	27.30
83	2/15/2005 3:30	3.71	6.45	6.67	22.49
84	4/21/2005 12:30	1.65	4.40	6.10	27.30
85	5/8/2005 19:00	1.27	4.20	5.40	44.60
86	5/20/2005 1:00	1.44	4.00	5.40	30.30
87	6/7/2005 23:00	2.80	6.28	6.90	27.53
88	8/4/2005 10:30	2.16	5.84	5.71	15.26
89	12/18/2005 0:00	2.13	4.80	6.30	15.00
90	1/5/2006 11:00	1.24	4.90	5.88	31.00
91	2/6/2006 14:00	3.13	5.90	7.70	38.10
92	2/12/2006 1:00	1.07	14.47	33.33	16.50
93	2/21/2006 21:30	1.11	5.00	28.60	40.00
94	2/24/2006 5:30	2.22	5.30	6.50	40.30
95	2/27/2006 17:30	2.35	5.20	6.50	15.40
96	3/6/2006 15:30	3.29	6.10	8.00	39.80

Tabella 9 Valori al picco delle mareggiate dei settori direzionali 45°-75°N e 75°N-105°N

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	02/09/1999 03:30	2.12	5.79	6.45	45.44
2	04/10/1999 12:30	1.40	5.32	6.06	69.00
3	19/10/1999 00:30	1.85	5.28	6.06	65.93
4	07/11/1999 13:30	4.47	7.46	8.00	73.78
5	16/11/1999 00:30	2.34	5.89	6.45	66.27
6	05/12/1999 18:30	3.02	6.71	7.14	70.16
7	05/03/2000 06:30	2.34	6.15	7.14	63.32
8	18/03/2000 00:30	1.20	4.91	5.56	57.26
9	20/03/2000 03:30	1.09	4.27	4.55	68.15
10	08/09/2000 06:30	1.72	5.34	6.06	72.07
11	17/11/2000 18:30	2.06	6.78	7.41	68.55
12	20/12/2000 12:30	1.55	5.30	5.71	63.93
13	01/04/2001 09:30	1.67	5.48	6.45	60.81
14	12/04/2001 06:30	1.62	4.89	5.00	73.66
15	14/04/2001 06:30	1.89	5.36	5.88	46.29
16	12/05/2001 15:30	1.22	4.78	5.71	52.55
17	01/06/2001 09:30	1.34	4.68	4.76	46.06
18	02/11/2001 18:30	1.89	5.60	6.90	54.35
19	13/11/2001 14:00	3.86	7.23	8.00	48.09
20	07/12/2001 19:00	3.82	7.20	8.33	45.20
21	14/12/2001 01:00	3.65	7.07	7.69	68.08
22	22/02/2002 06:30	2.39	6.23	6.67	50.86
23	25/03/2002 03:30	3.14	6.79	7.69	61.61
24	07/12/2002 01:30	2.64	6.00	6.06	56.36
25	25/12/2002 08:00	1.27	4.46	4.76	64.70
26	03/03/2003 15:30	2.08	5.84	6.67	74.85
27	22/03/2003 06:30	1.23	5.21	5.71	63.79
28	23/03/2003 05:30	1.89	5.82	6.06	54.00
29	04/04/2003 12:30	2.55	6.36	7.14	47.33
30	03/09/2003 08:30	1.39	5.65	6.06	51.07
31	04/09/2003 04:00	1.40	5.37	5.88	48.40
32	18/10/2003 01:30	1.17	4.60	5.56	73.67
33	27/10/2003 04:30	2.23	6.07	6.06	70.53
34	11/11/2003 04:00	1.28	5.18	5.71	67.85
35	12/02/2004 07:00	2.23	6.25	6.45	73.13
36	14/05/2004 11:30	1.04	5.05	5.00	48.51
37	17/05/2004 23:00	1.01	5.33	4.35	47.89
38	14/06/2004 12:30	1.39	5.54	4.88	52.29
39	10/09/2004 05:00	1.08	5.37	6.06	60.85
40	16/09/2004 17:00	1.19	4.88	4.44	56.26
41	30/12/2004 00:00	3.13	6.69	7.41	47.42
42	14/02/2005 03:00	1.45	4.20	5.40	52.70
43	18/02/2005 13:00	1.09	4.00	5.30	48.50
44	18/09/2005 04:30	2.74	6.02	6.90	67.03
45	24/11/2005 05:00	1.96	6.39	6.06	60.64
46	09/12/2005 23:00	3.40	6.60	6.90	59.36
47	12/01/2006 10:00	1.34	4.40	5.40	56.40
48	12/03/2006 19:30	3.76	6.60	8.30	66.30

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	10/04/1999 06:30	1.93	5.65	7.14	86.66
2	22/04/1999 09:30	1.67	5.94	6.90	101.55
3	17/05/1999 03:30	1.09	4.48	5.56	79.91
4	16/07/1999 09:30	1.05	4.34	5.41	88.39
5	16/10/1999 03:30	1.42	4.89	5.88	97.54
6	04/11/1999 09:30	1.43	4.82	5.00	77.68
7	21/11/1999 06:30	2.54	6.25	6.90	80.31
8	15/03/2000 21:30	2.01	5.50	6.45	87.02
9	17/03/2000 03:30	1.06	4.51	5.00	79.72
10	26/08/2000 12:30	1.14	4.53	4.76	82.46
11	21/09/2000 00:30	2.69	6.97	8.00	104.01
12	03/10/2000 03:30	1.22	4.91	4.44	81.51
13	04/10/2000 06:30	1.40	6.29	8.33	87.83
14	13/11/2000 21:30	2.09	6.38	7.41	102.95
15	16/11/2000 03:30	1.22	5.47	6.90	78.27
16	31/12/2000 09:30	2.45	6.06	6.45	76.45
17	30/01/2001 08:00	4.69	7.68	8.00	75.12
18	04/02/2001 09:30	1.11	5.39	5.88	89.12
19	13/03/2001 15:30	1.95	7.04	8.00	76.33
20	15/02/2002 21:30	2.03	5.39	5.88	81.01
21	28/02/2002 06:30	1.04	5.39	6.25	104.48
22	02/03/2002 09:30	1.50	6.63	7.14	99.04
23	03/03/2002 03:30	1.17	6.35	6.67	101.91
24	29/03/2002 03:30	1.03	4.66	5.41	89.23
25	27/04/2002 21:30	1.23	5.19	6.06	78.72
26	17/10/2002 21:30	1.72	6.38	7.14	96.76
27	22/10/2002 06:00	2.08	6.19	7.41	103.21
28	29/10/2002 09:00	1.25	4.82	5.41	93.81
29	04/12/2002 13:30	3.64	6.72	7.69	86.20
30	06/04/2003 18:00	1.97	5.74	6.45	78.40
31	21/04/2003 15:30	1.15	5.30	4.26	96.17
32	14/07/2003 05:00	1.76	5.23	5.71	101.51
33	08/09/2003 21:30	1.66	5.94	6.45	97.33
34	29/10/2003 22:30	1.48	6.44	6.67	103.07
35	08/11/2003 15:00	2.19	6.64	7.41	104.92
36	24/11/2003 19:00	1.14	5.29	5.71	97.61
37	10/12/2003 00:00	2.72	6.80	9.09	102.98
38	17/12/2003 12:00	1.08	5.13	5.71	81.39
39	12/03/2004 01:00	2.62	6.98	8.33	95.92
40	31/10/2004 17:30	2.54	6.10	8.30	103.60
41	12/11/2004 05:00	1.65	4.10	4.90	81.70
42	24/11/2004 14:30	1.10	4.10	5.70	88.30
43	15/01/2005 01:00	1.26	4.00	5.10	80.10
44	19/01/2005 14:00	3.35	7.12	7.69	93.25
45	22/01/2005 06:00	1.08	4.00	5.00	80.50
46	03/10/2005 15:30	2.03	5.90	6.90	104.92
47	08/10/2005 09:30	2.26	6.15	6.90	98.56
48	03/12/2005 14:30	1.92	7.06	6.90	99.96
49	01/01/2006 01:30	1.76	5.10	6.90	92.70
50	03/01/2006 13:00	2.20	4.80	5.60	75.90
51	12/02/2006 06:30	1.04	10.64	28.57	95.59
52	15/02/2006 18:30	1.19	19.47	33.33	101.02

Tabella 10 Valori al picco delle mareggiate dei settori direzionali 105°N-135°N e 285°N-315°N

n° mareggiata	data&ora del dato max	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	27/03/1999 12:30	2.21	6.87	7.69	106.66
2	16/04/1999 03:30	3.03	7.72	9.09	108.32
3	14/05/1999 15:30	1.21	4.43	5.13	115.51
4	16/09/1999 06:30	1.26	4.51	5.13	126.40
5	20/09/1999 19:00	3.07	6.92	8.00	132.61
6	21/10/1999 14:00	3.55	7.38	8.00	126.00
7	25/10/1999 18:30	1.73	6.09	6.25	118.47
8	15/12/1999 03:30	1.08	5.53	6.45	115.29
9	27/03/2000 09:30	1.03	5.24	6.67	126.21
10	29/03/2000 12:30	2.68	7.02	8.33	106.74
11	07/05/2000 18:30	1.03	4.90	6.06	122.32
12	04/07/2000 15:30	1.06	4.86	5.71	131.54
13	27/08/2000 18:30	1.37	4.88	5.71	134.56
14	31/08/2000 21:30	1.28	5.40	6.90	118.30
15	30/09/2000 18:00	3.24	7.36	8.33	119.27
16	13/10/2000 18:30	2.66	7.63	8.00	126.43
17	06/11/2000 20:30	3.82	12.04	8.70	117.85
18	21/11/2000 15:30	1.53	6.19	6.67	123.20
19	24/11/2000 18:30	1.87	6.12	6.90	117.75
20	09/12/2000 18:30	1.17	5.57	6.25	115.53
21	25/12/2000 09:30	2.22	7.22	8.00	117.08
22	29/12/2000 12:30	1.11	6.15	10.00	118.11
23	03/01/2001 06:30	1.56	6.64	7.69	116.27
24	07/01/2001 18:30	2.81	7.42	8.33	114.60
25	25/01/2001 21:30	1.76	6.09	7.14	106.45
26	08/02/2001 15:30	1.42	6.45	7.41	110.15
27	28/02/2001 09:30	2.99	6.69	7.14	133.45
28	04/03/2001 03:30	1.29	7.34	8.70	113.88
29	04/03/2001 12:30	1.11	5.93	9.09	130.27
30	09/03/2001 09:30	1.94	6.98	7.69	108.10
31	17/03/2001 15:30	2.25	7.11	8.00	109.14
32	25/03/2001 15:30	1.58	6.16	7.41	132.38
33	30/03/2001 06:30	2.10	5.96	7.41	114.57
34	08/04/2001 00:30	1.68	6.93	8.00	118.46
35	16/04/2001 18:30	1.10	4.51	5.00	133.26
36	15/05/2001 15:30	1.38	5.17	5.88	126.76
37	23/06/2001 06:30	1.06	5.00	5.71	133.09
38	23/09/2001 18:30	1.51	5.85	6.90	116.38
39	21/10/2001 03:30	1.65	5.65	6.06	119.80
40	29/12/2001 18:30	1.23	5.26	6.67	116.48
41	06/02/2002 21:30	1.86	6.22	7.41	122.96
42	06/03/2002 09:30	2.44	7.03	7.69	111.68
43	15/03/2002 06:30	1.24	5.86	6.90	111.59
44	12/04/2002 12:30	2.33	7.60	8.33	133.67
45	03/05/2002 21:30	1.59	6.20	6.45	120.69
46	08/05/2002 18:30	2.01	5.92	7.14	113.53
47	12/11/2002 02:00	1.29	5.52	6.06	124.32
48	16/11/2002 13:00	5.23	8.61	9.52	115.85
49	18/11/2002 12:30	2.95	7.48	8.70	109.22
50	25/11/2002 20:00	3.77	7.58	8.70	106.07
51	28/12/2002 16:00	1.58	6.76	7.14	119.27
52	03/01/2003 04:00	1.39	5.88	6.90	110.92
53	02/04/2003 22:30	2.03	6.59	7.14	111.71
54	10/04/2003 21:30	1.76	6.77	7.14	111.83
55	28/04/2003 14:30	1.05	5.68	7.69	121.75
56	29/04/2003 22:00	1.13	4.74	5.00	126.24
57	30/04/2003 19:30	1.35	5.24	5.56	122.41
58	29/08/2003 21:30	2.01	6.64	7.41	111.90
59	28/09/2003 22:00	1.19	5.38	5.71	121.33
60	01/11/2003 15:30	2.72	7.17	8.00	122.70
61	28/11/2003 03:30	2.33	7.31	8.00	127.00
62	04/12/2003 11:30	1.23	5.29	5.56	120.00
63	12/01/2004 23:30	1.40	6.13	6.45	113.43
64	07/03/2004 15:00	3.18	7.83	8.70	109.90
65	24/03/2004 08:30	1.86	7.78	9.09	124.98
66	17/04/2004 03:30	1.76	6.75	7.41	120.26
67	30/04/2004 09:00	1.84	6.59	7.14	109.58
68	04/05/2004 07:00	2.85	7.01	7.69	110.22
69	25/08/2004 20:00	1.02	5.84	4.88	106.44
70	14/09/2004 20:00	1.31	5.45	4.88	119.81
71	10/11/2004 00:00	2.81	5.50	7.10	133.20
72	25/11/2004 06:30	1.06	4.71	5.56	108.68
73	25/11/2004 13:30	1.02	3.80	6.30	130.30
74	26/12/2004 10:30	3.81	7.40	9.10	114.20
75	16/04/2005 15:30	2.09	6.20	7.70	110.40
76	25/04/2005 03:00	2.01	5.70	8.00	106.50
77	26/11/2005 14:30	2.42	7.59	9.52	113.81
78	30/11/2005 12:00	1.06	6.00	6.67	119.35
79	05/12/2005 13:00	1.22	5.83	6.45	110.49
80	05/12/2005 22:00	1.07	5.66	5.71	108.94
81	27/12/2005 18:00	1.21	3.80	4.70	124.20
82	09/02/2006 11:00	1.49	4.40	28.60	124.30
83	16/02/2006 04:30	1.00	4.30	28.60	118.40
84	16/02/2006 11:00	1.07	4.40	28.60	121.20
85	03/03/2006 09:30	1.30	13.32	28.57	118.96
86	04/03/2006 11:30	1.33	4.40	28.60	131.30
87	09/03/2006 00:00	1.05	4.20	28.60	120.00

n° mareggiata	data	Hm0	Tm	Tp	Dmt
1	23/03/1999 06:30	1.81	5.07	5.56	307.49
2	18/04/1999 09:30	1.75	5.15	6.45	306.39
3	22/06/1999 03:30	2.87	6.10	7.14	292.75
4	10/07/1999 09:30	1.12	4.15	4.76	286.28
5	26/07/1999 06:30	1.00	3.77	3.92	307.03
6	29/07/1999 06:30	1.43	4.73	5.56	301.78
7	21/08/1999 06:30	1.35	4.42	5.00	296.64
8	12/11/1999 12:30	1.13	4.39	4.65	295.34
9	23/11/1999 03:30	1.97	5.28	5.71	296.01
10	11/12/1999 06:30	1.61	5.05	5.71	314.25
11	01/01/2000 09:30	1.15	3.91	3.92	298.08
12	11/01/2000 12:30	1.32	4.34	4.88	300.88
13	14/01/2000 15:30	1.59	4.71	5.41	297.45
14	26/01/2000 12:30	1.28	4.32	4.88	305.35
15	03/02/2000 09:30	1.02	3.84	4.65	301.09
16	20/02/2000 09:30	1.33	4.18	4.65	313.44
17	19/11/2000 15:30	2.11	5.47	5.88	305.85
18	27/11/2000 03:30	2.33	5.87	6.06	297.13
19	30/12/2000 03:30	2.68	6.26	7.14	289.36
20	05/01/2001 03:30	1.74	5.26	5.88	291.64
21	22/04/2001 21:30	1.22	4.28	4.88	309.86
22	20/07/2001 21:30	2.16	5.65	6.90	300.98
23	02/09/2001 12:30	1.13	4.05	4.88	311.53
24	05/09/2001 09:30	2.04	5.50	6.45	294.23
25	15/09/2001 12:30	1.69	4.96	5.88	298.21
26	26/09/2001 18:30	1.32	4.44	5.00	304.05
27	04/11/2001 12:30	1.01	4.14	4.88	307.38
28	19/11/2001 09:30	1.57	4.98	5.41	306.33
29	28/11/2001 12:30	1.44	4.64	5.13	303.13
30	03/12/2001 06:30	1.12	4.13	4.76	310.64
31	21/12/2001 09:30	1.15	4.38	5.00	303.84
32	08/01/2002 06:30	1.18	4.29	5.13	297.68
33	16/01/2002 06:30	1.06	4.20	4.76	299.16
34	25/01/2002 00:30	1.84	5.50	6.90	290.63
35	21/04/2002 00:30	1.19	4.37	4.76	289.82
36	03/12/2002 03:00	1.48	4.94	6.06	307.44
37	13/12/2002 15:30	1.76	5.24	6.06	293.44
38	16/12/2002 04:30	1.41	4.88	5.41	295.90
39	22/04/2003 10:00	1.43	5.10	5.13	313.08
40	10/09/2003 08:30	1.39	5.51	5.00	288.02
41	29/09/2003 14:30	1.29	5.24	5.56	297.93
42	06/10/2003 06:00	2.84	6.84	7.14	304.13
43	08/10/2003 07:30	2.44	6.01	6.67	309.93
44	09/11/2003 12:30	1.60	5.78	5.88	305.74
45	29/11/2003 17:00	1.45	5.05	4.88	305.68
46	13/12/2003 15:00	1.36	5.01	5.13	312.47
47	15/12/2003 04:30	1.49	4.79	5.00	306.29
48	10/01/2004 03:30	1.19	4.81	4.35	313.20
49	10/01/2004 15:30	1.33	5.23	5.26	301.60
50	15/01/2004 10:30	3.18	6.97	7.41	307.81
51	28/01/2004 11:30	1.79	5.59	5.71	308.41
52	13/04/2004 17:00	1.02	4.95	4.17	298.92
53	24/07/2004 23:30	1.27	5.55	4.26	297.70
54	14/08/2004 10:30	1.03	5.20	4.65	314.86
55	21/08/2004 19:00	1.62	5.01	5.56	313.37
56	12/11/2004 00:00	1.56	4.10	5.10	293.80
57	17/11/2004 09:00	1.01	3.10	4.20	295.60
58	20/11/2004 17:00	1.01	3.40	4.40	287.80
59	23/12/2004 13:00	3.06	31.00	33.30	291.80
60	01/01/2005 11:30	1.47	4.10	5.30	294.50
61	17/01/2005 07:30	1.64	4.30	5.90	295.90
62	06/02/2005 10:30	1.00	3.40	4.30	312.70
63	10/02/2005 09:30	1.16	3.80	5.00	286.10
64	01/12/2005 05:00	1.47	4.88	4.55	309.53
65	06/12/2005 10:30	2.09	5.46	5.71	296.17
66	07/12/2005 11:00	1.52	4.57	4.55	288.90
67	28/12/2005 03:30	1.82	4.50	5.40	285.30
68	30/12/2005 05:30	1.69	4.50	5.60	291.50
69	07/01/2006 01:00	1.39	4.00	5.00	308.50
70	10/01/2006 06:30	1.39	3.90	5.00	299.10
71	11/01/2006 13:30	1.16	3.50	5.00	285.50
72	14/01/2006 07:30	1.04	3.90	4.80	293.20

L'interpolazione è stata fatta utilizzando una relazione del tipo:

$$T_p(s) = a\sqrt{H_s(m)}$$

In questo caso è stata utilizzata una soglia di troncamento dei dati per la quale sono state considerate solamente le mareggiate con picchi maggiori di 1,5 m.

I valori ottenuti da tale analisi mostrano un sostanziale accordo tra le due tipologie di dati per i quali i valori di *a* ottenuti differiscono di poco. In accordo con quanto ci si potrebbe aspettare risultano dei valori maggiori nel settore proveniente da Sud-Est, ovvero quello associato al *fetch* maggiore in cui vengono registrati periodi ondosi più lunghi. La tavola riassume i valori dei coefficienti per associare ad ogni altezza significativa di ogni settore direzionale il corrispondente periodo di picco.

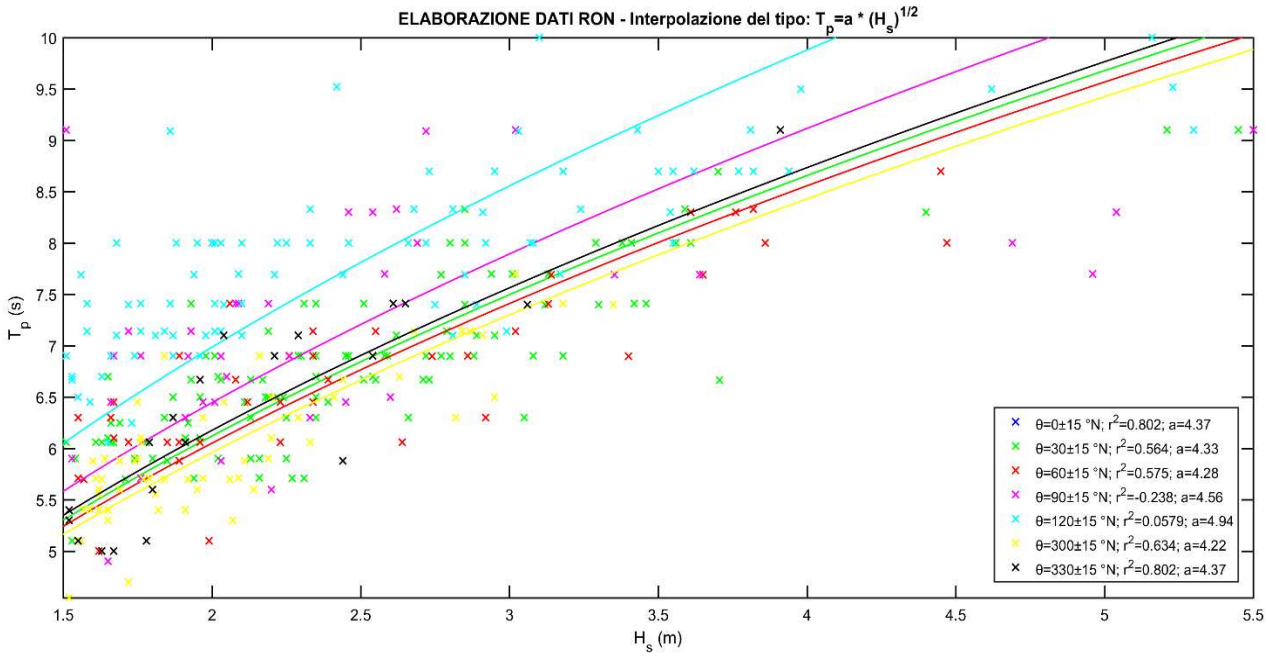


Figura 36 Relazione tra Hs e Tp riferita ai dati RON

Tabella 11 Coefficienti "a" della relazione tra Hs e Tp riferiti ai dati RON

	Coefficiente *a* nei diversi settori direzionali						
Fonte dati	**345°- 15°**	**15°- 45°**	**45°- 75°**	**75°- 105°**	**105°- 135°**	**285°- 315°**	**315°- 345°**
RON	4.37	4.33	4.28	4.56	4.94	4.22	4.37

Infine, come scritto in precedenza, la stessa procedura di elaborazione dei dati ondosi estremi di altezza d'onda è stata applicata anche al complesso dei dati ondosi relativi alle due serie dei due periodi analizzati (7+4 anni, dal 9 marzo 1999 al 9 marzo 2006 e dal 1 dicembre 2009 al 30 novembre 2013), come fossero considerati tutti i 7+4=11 anni globalmente assieme, per gli stessi settori direzionali presi in esame.

L'elaborazione dei dati ondosi estremi di altezza d'onda, relativamente a tale complesso di dati osservati, ha fornito i risultati riportati sinteticamente nella tabella 12.

Tabella 12 Risultati dell'elaborazione dei dati ondosi estremi relativi ai 7+4 anni (1999-2006 e 2009-2013) per i settori direzionali esaminati.

Settore 15°-45°		
Weibull (c=1.4)		
TR	H	H_{corr}
1	3.970	3.988
2	4.368	4.390
5	4.861	4.887
10	5.215	5.244
15	5.416	5.447
20	5.556	5.588
25	5.663	5.696
30	5.749	5.783
50	5.988	6.024
70	6.143	6.180
100	6.305	6.343
140	6.455	6.495
150	6.486	6.526
200	6.613	6.654
300	6.789	6.832
500	7.008	7.053
1000	7.300	7.348

Settore 45°-75°		
Weibull (c=2)		
TR	H	H_{corr}
1	2.916	3.014
2	3.483	3.600
5	4.129	4.267
10	4.563	4.716
15	4.800	4.962
20	4.963	5.130
25	5.086	5.257
30	5.184	5.358
50	5.451	5.634
70	5.620	5.809
100	5.795	5.990
140	5.955	6.156
150	5.988	6.189
200	6.121	6.327
300	6.305	6.518
500	6.529	6.749
1000	6.823	7.053

Settore 75°-105°		
Weibull (c=1)		
TR	H	H_{corr}
1	2.787	2.784
2	3.504	3.500
5	4.452	4.446
10	5.169	5.162
15	5.589	5.580
20	5.887	5.877
25	6.118	6.108
30	6.306	6.296
50	6.835	6.824
70	7.183	7.171
100	7.552	7.539
140	7.900	7.887
150	7.972	7.958
200	8.269	8.255
300	8.716	8.701
500	9.218	9.201
1000	9.935	9.917

Settore 105°-135°		
Weibull (c=2)		
TR	H	H_{corr}
1	3.894	3.983
2	4.443	4.543
5	5.092	5.207
10	5.540	5.665
15	5.789	5.919
20	5.960	6.094
25	6.090	6.226
30	6.194	6.333
50	6.479	6.624
70	6.660	6.809
100	6.848	7.001
140	7.021	7.178
150	7.056	7.214
200	7.201	7.362
300	7.413	7.579
500	7.645	7.816
1000	7.967	8.145

Settore 285°-315°		
Weibull (c=2)		
TR	H	H_{corr}
1	2.473	2.525
2	2.792	2.852
5	3.169	3.239
10	3.428	3.504
15	3.572	3.652
20	3.671	3.753
25	3.746	3.830
30	3.806	3.891
50	3.970	4.059
70	4.074	4.167
100	4.183	4.278
140	4.282	4.380
150	4.302	4.401
200	4.386	4.486
300	4.500	4.604
500	4.641	4.748
1000	4.826	4.937

Settore 315°-345°		
Weibull (c=0.75)		
TR	H	H_{corr}
1	1.892	1.907
2	2.293	2.289
5	2.874	2.845
10	3.348	3.297
15	3.637	3.573
20	3.847	3.774
25	4.013	3.932
30	4.150	4.063
50	4.542	4.438
70	4.807	4.691
100	5.092	4.963
140	5.366	5.225
150	5.423	5.279
200	5.662	5.507
300	6.025	5.855
500	6.442	6.253
1000	7.051	6.835

Settore 345°-15°		
Gumbel		
TR	H	H_{corr}
1	2.410	2.417
2	2.784	2.795
5	3.269	3.285
10	3.632	3.651
15	3.844	3.865
20	3.994	4.017
25	4.110	4.134
30	4.205	4.230
50	4.471	4.499
70	4.647	4.675
100	4.832	4.863
140	5.007	5.039
150	5.043	5.076
200	5.193	5.227
300	5.417	5.453
500	5.669	5.708
1000	6.030	6.072

Settore OmniDir		
Gumbel		
TR	H	H_{corr}
1	4.360	4.330
2	4.870	4.830
5	5.540	5.500
10	6.040	6.000
15	6.340	6.290
20	6.550	6.500
25	6.710	6.660
30	6.850	6.790
50	7.220	7.160
70	7.460	7.400
100	7.720	7.660
140	7.970	7.900
150	8.020	7.950
200	8.230	8.160
300	8.530	8.450
500	8.900	8.820
1000	9.410	9.320

I valori sopra dettagliati risultano che il massimo valore Hmax è proveniente da direzione 110°(°N).

Nelle analisi strutturali verranno considerate le 8 direzioni e, nella tabella, sono mostrate le direzioni che saranno prese in considerazione nelle analisi strutturali:

Tabella 13 Direzioni delle onde rispetto al Nord Vero per le analisi strutturali

NORTH DIRECTION	Coefficiente a (R.O.N)	T 1 YEAR		T 100 YEARS	
		H max [m]	Tp[sec]	H max [m]	Tp[sec]
20°	4,37	3,988	8,65	6,343	10,91
50°	4,37	3,988	8,65	6,343	10,91
75°	4,99	3,983	9,86	7,539	13,56
105°	4,99	3,983	9,86	7,539	13,56
135°	4,99	3,983	9,86	7,539	13,56
170°	4.33	2,525	6,94	4,963	9,74
200°	4.33	2,525	6,94	4,963	9,74
350°	4.33	2,525	6,94	4,963	9,74

9. Crescita Marina

Tutti gli elementi della struttura (membri, condotti, riser, accessori, ecc.) aumentano la propria area di sezione trasversale a causa della crescita marina. Il diametro effettivo dell'elemento (larghezza della sezione trasversale per cilindri o prismi non circolari) è dato da $D = D_c + 2t$, dove D_c è il diametro esterno "pulito" e t è lo spessore medio della crescita che si ottiene con misurazioni circonferenziali tramite un nastro largo da 25 mm a 100 mm (1 in a 4 in). Un ulteriore parametro che influisce sul coefficiente di resistenza degli elementi a sezione circolare è la rugosità relativa, e=k/D, dove k rappresenta l'altezza media picco-valle degli organismi di crescita "dura". Lo spessore e la rugosità della crescita marina sono illustrati nella Figura 37 per un cilindro circolare. Generalmente, gli organismi marini colonizzano una struttura poco dopo l'installazione. Crescono rapidamente all'inizio, ma la crescita rallenta dopo alcuni anni. La crescita marina è stata misurata su strutture in molte aree, ma per altre aree deve essere stimata.

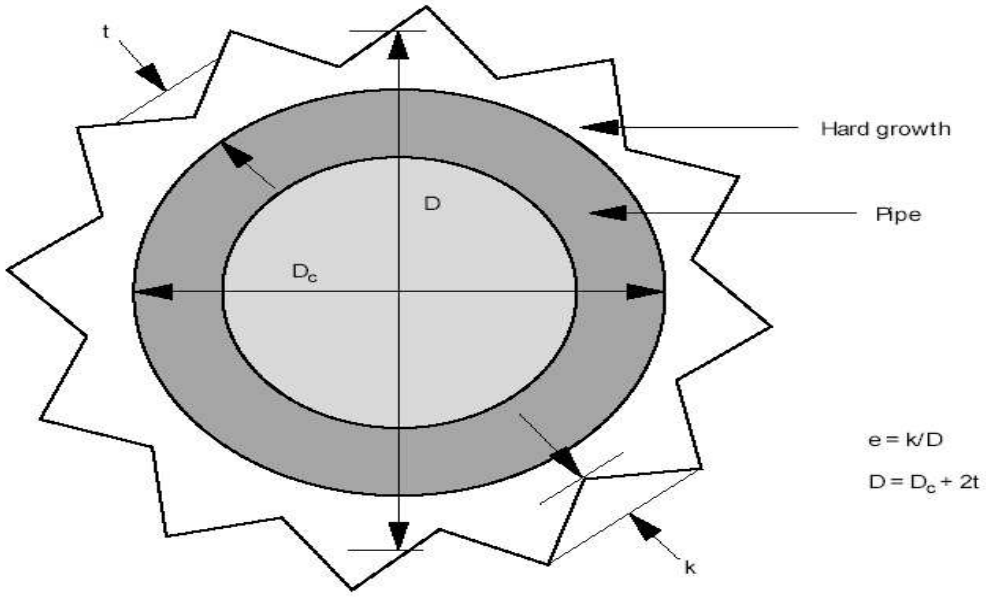


Figura 37 Definizione di Altezza e Spessore della Rugosità Superficiale

Depth [m]	Marine growth thickness [mm]
from +3.0 to -20.0 LAT	100
from -20.0 LAT to seabed	50

La densità della crescita marina è pari a 1,3 tonnellate/m³

D(crescita marina)=1,27m

Una raccomandazione finale riguardante l'ispezione e la manutenzione è necessaria. Poiché il valore della crescita marina, si raccomanda di rimuovere la crescita marina nel caso in cui lo spessore superi i 60 mm. Le operazioni di pulizia devono essere effettuate in modo tale da ridurre lo spessore ad almeno 10 mm.

10. Determinazione delle Forze sui Pali

Lo studio delle forze delle onde sulle strutture costiere può essere classificato in due modi: (a) in base al tipo di struttura su cui agiscono le forze e (b) in base al tipo di azione delle onde contro la struttura. Le strutture costiere fisse possono generalmente essere classificate in tre tipi: (a) strutture su pali, come moli e piattaforme offshore; (b) strutture a parete, come muri di contenimento, palancolati, scogliere e alcune dighe; e (c) strutture in pietrame, come molti pennelli, scogliere, moli e dighe. Le singole strutture sono spesso combinazioni di questi tre tipi. I tipi di onde che possono agire su queste strutture sono onde non frangenti, frangenti o già frante. La Figura 38 illustra la suddivisione dei problemi di forza delle onde in base al tipo di struttura e al tipo di azione delle onde, e indica nove tipi di problemi di determinazione della forza incontrati in fase di progettazione.

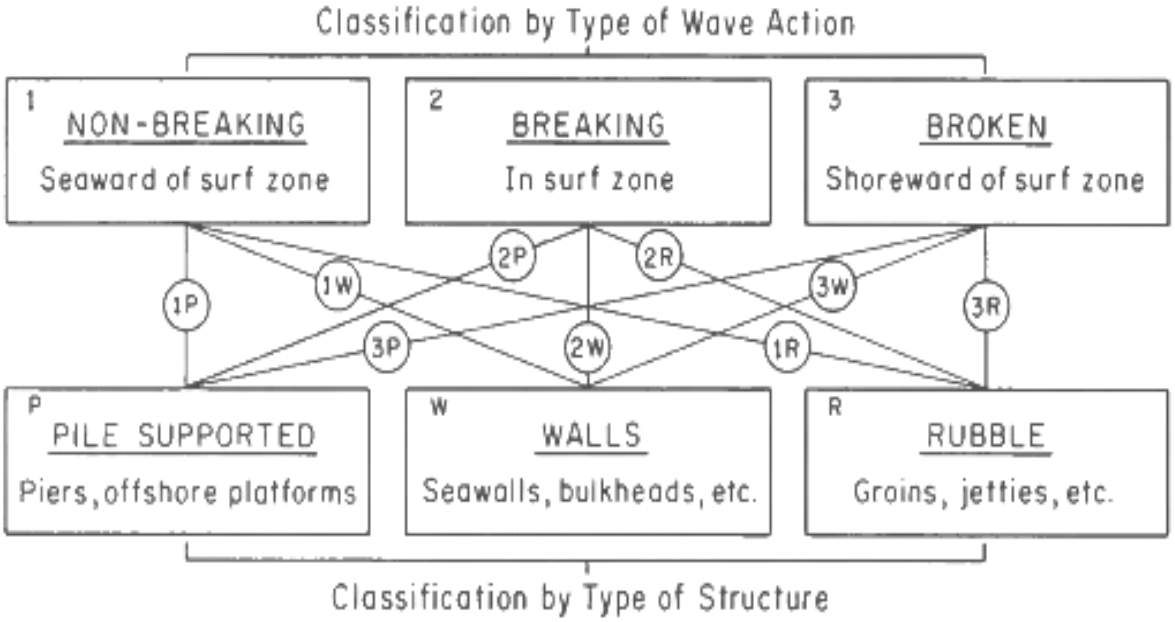


Figura 38 Classificazione dei problemi di forza delle onde in base al tipo di azione delle onde e al tipo di struttura

La progettazione delle strutture in pietrame non richiede una differenziazione tra i tre tipi di azione delle onde; i tipi di problema indicati come 1R, 2R e 3R nella figura necessitano di considerazioni solo per le onde non frangenti e frangenti. Le forze orizzontali su strutture su pali risultanti da onde già frante nella zona di frangimento sono generalmente trascurabili e non sono considerate. La determinazione delle forze delle onde frangenti e non frangenti su pali è presentata nella Sezione 1, Forze sui pali. Le forze delle onde non frangenti, frangenti e già frante su pareti verticali (o quasi verticali) sono considerate nelle Sezioni 2, Forze delle onde non frangenti su pareti, 3, Forze delle onde frangenti su pareti verticali, e 4, Onde già frante. La progettazione delle strutture in pietrame è trattata nella Sezione 7, Stabilità delle strutture in pietrame.

Nel nostro caso e “1P”

10.1 Forze sui Pali Singoli Verticali

Uso frequente delle strutture costiere e offshore su pali rende significativa, dal punto di vista pratico, l'interazione tra onde e pali. Il problema principale è prevedere le forze su un palo derivanti dal campo di flusso associato alle onde. Poiché i flussi indotti dalle onde sono complessi, anche in assenza di strutture, la soluzione del problema delle forze delle onde sui pali si basa su coefficienti empirici per integrare le formulazioni teoriche del problema.

Le variabili importanti nella determinazione delle forze su pali circolari sottoposti all'azione delle onde sono mostrate nella Figura 38. Le variabili che descrivono le onde non frangenti e monocromatiche sono l'altezza dell'onda H, la profondità dell'acqua d, e il periodo dell'onda T o la lunghezza d'onda L. Le velocità e le accelerazioni delle particelle d'acqua nei flussi indotti dalle onde causano direttamente le forze. Per i pali verticali, la velocità orizzontale del fluido u e l'accelerazione du/dt, insieme alla loro variazione con la distanza sotto la superficie libera, sono importanti. Il diametro del palo D e una dimensione che descrive gli elementi di rugosità del palo ϵ sono variabili importanti per descrivere il palo. In questa trattazione, si assume che l'effetto del palo sul flusso indotto dalle onde sia trascurabile. Intuitivamente, questa assunzione implica che il diametro del palo D debba essere piccolo rispetto alla lunghezza d'onda L.

Le proprietà significative del fluido includono la densità del fluido ρ e la viscosità cinematica ν. In termini adimensionali, le variabili importanti possono essere espresse come segue:

$\frac{H}{gT^2}$ (Ripidezza d'onda adimensionale)

$\frac{d}{gT^2}$ (Profondità d'acqua adimensionale)

D/L (Rapporto tra il diametro del palo e la lunghezza d'onda)

$\in/D$ (Rugosità relativa del palo)

è

$\frac{HD}{Tv}$=a (Forma del numero di Reynolds)

Data l'orientazione di un palo nel campo di flusso, la forza totale dell'onda che agisce sul palo può essere espressa come funzione di queste variabili. La variazione della forza lungo la distanza del palo dipende dal meccanismo con cui si generano le forze; ovvero, da come le velocità e le accelerazioni delle particelle d'acqua causano le forze. La seguente analisi mette in relazione la forza locale, che agisce su una sezione di un elemento di palo di lunghezza dz, con la velocità e l'accelerazione locale del fluido che esisterebbero al centro del palo se il palo non fosse presente. Due coefficienti di forza adimensionali, un coefficiente d'inerzia o di massa C_M e un coefficiente di resistenza C_D, vengono utilizzati per stabilire le relazioni di forza dell'onda. Questi coefficienti sono determinati sperimentalmente.

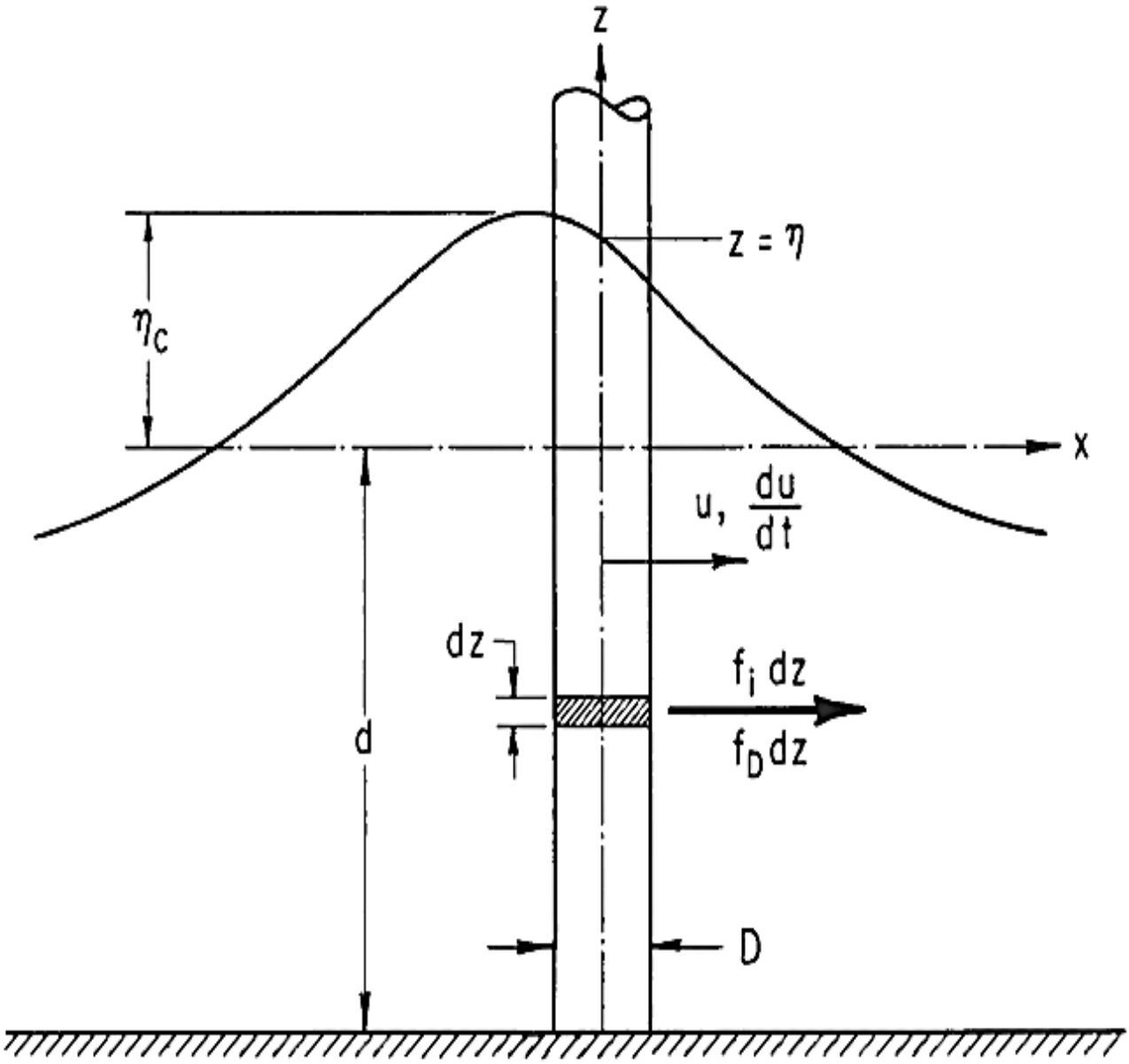


Figura 39 Schema esplicativo delle forze ondose su un cilindro verticale

Misurazioni di forza, velocità e accelerazione o misurazioni di forza e profili della superficie dell'acqua, con accelerazioni e velocità dedotte assumendo una teoria delle onde appropriata.

La discussione seguente presuppone inizialmente che i coefficienti di forza C_M e C_D Siano noti e illustra il calcolo delle forze su pali cilindrici verticali soggetti a onde monocromatiche. Una discussione sulla selezione di C_M e C_D segue nella Sezione 10.5, Selezione dei Coefficienti di Forza Idrodinamica, C_M e C_D dati sperimentali sono disponibili principalmente per l'interazione tra onde che non si rompono e pali cilindrici verticali. Sono fornite solo linee guida generali per il calcolo delle forze su pali non circolari.

10.2 Pali Cilindrici Verticali e Onde Non Frangenti

Per analogia con il meccanismo mediante il quale si generano le forze fluide sui corpi in flussi unidirezionali, Morison et al. (1950) suggerirono che la forza orizzontale per unità di lunghezza di un palo cilindrico verticale possa essere espressa come segue (vedi Fig. 38 per le definizioni):

$$f = f_i + f_D = C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{d_u}{d_t} + C_D \rho \frac{1}{2} D_u |u| \quad (10.2.1)$$

Dove:

f_i: $forza\ inerziale\ per\ unit$à $di\ lunghezza\ del\ palo$

f_D: $forza\ di\ resistenza\ per\ unit$à $di\ lunghezza\ del\ palo$

ρ : densità del fluido (1025 chilogrammi per metro cubo per l'acqua di mare)

D: $diametro\ del\ palo$

u: $velocit$à $orizzontale\ della\ particella\ d'acqua\ sull'asse$

$del\ palo\ (calcolata\ come\ se\ il\ palo\ non\ ci\ fosse)$

$\frac{d_u}{d_t}$: $accelerazione\ totale\ orizzontale\ della\ particella\ d'acqua\ sull'asse$

$del\ palo\ (calcolata\ come\ se\ il\ palo\ non\ ci\ fosse)$

C_M: $coefficiente\ di\ forza\ idrodinamica, il\ coefficiente\ di$ inerzia*o* massa

C_D: $coefficiente\ di\ forza\ idrodinamica, il\ coefficiente\ di\ "resistenza"$

Il termine f_i è della forma ottenuta da un'analisi della forza su un corpo in un flusso accelerato di un fluido ideale non viscoso. Il termine f_D è la forza di resistenza esercitata su un cilindro in un flusso stabile di un fluido viscoso reale (f_Dè proporzionale a u^2 e agisce nella direzione della velocità u; per i flussi che cambiano direzione, questo è espresso scrivendo u^2 come u|u|). Sebbene queste osservazioni supportino la validità della formulazione del problema come data dall'equazione (10.2.1), bisogna rendersi conto che esprimere la forza totale tramite i termini $f_i e\ f_D$ è un'assunzione giustificata solo se porta a previsioni sufficientemente accurate della forza dell'onda.

Dalle definizioni di u e du\dt, date nell'equazione (10.2.1) come i valori di queste quantità sull'asse del palo, si vede che è stata trascurata l'influenza del palo sul campo di flusso a una breve distanza dal palo. Basandosi sulla teoria delle onde lineari, MacCamy e Fuchs (1954) analizzarono teoricamente il problema delle onde che passano attraverso un cilindro circolare. La loro analisi assume un fluido ideale non viscoso e porta, pertanto, a una forza della forma f_i. Tuttavia, il loro risultato è valido per tutti i rapporti tra il diametro del palo e la lunghezza d'onda, D/L_A, e mostra che la forza è circa proporzionale all'accelerazione du\dt per piccoli valori di D/L_A (dove L_A è l'approssimazione di Airy della lunghezza d'onda). Prendendo il loro risultato come indicazione di quanto il palo debba essere piccolo affinché l'equazione (10.2.1) si applichi, si ottiene la restrizione che:

$$\frac{D}{L_A} < 0.05 \quad (10.2.2)$$

La Figura 39 mostra la lunghezza d'onda relativa L_A/L_0 e il fattore di pressione k in funzione di d/gT^2 per la teoria delle onde di Airy.

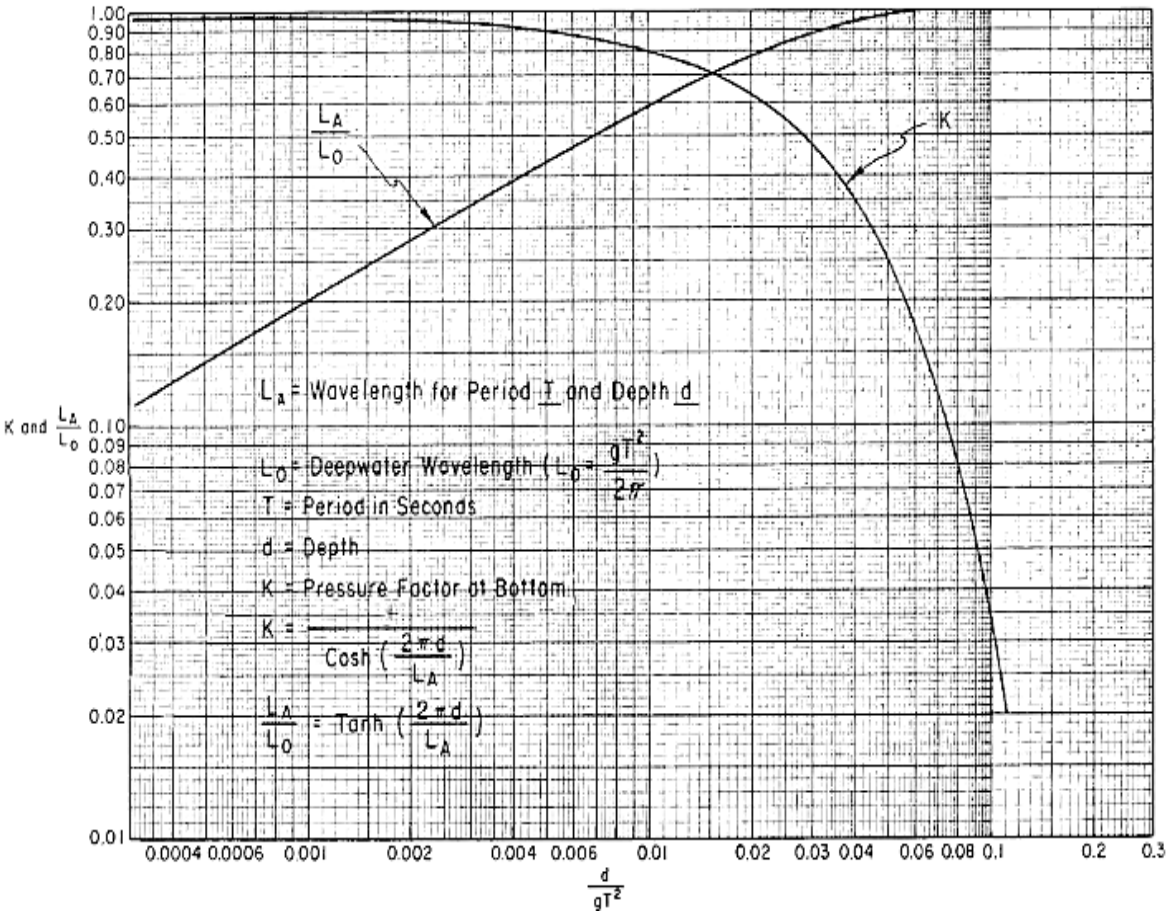


Figura 40 Lunghezza d'onda relativa e fattore di pressione in funzione di d/gT^2 (airy wave theory)

Due problemi tipici sorgono nell'uso dell'equazione (10.2.1):

1. Data la profondità dell'acqua d, l'altezza dell'onda H e il periodo T, quale teoria delle onde dovrebbe essere utilizzata per prevedere il campo di flusso?
2. Per una determinata condizione dell'onda, quali sono i valori appropriati dei coefficienti C_M e C_D?

10.3 Calcolo delle Forze e dei Momenti

In questa sezione si assume che i coefficienti C_M e C_D siano noti e costanti. (Per la selezione di C_M e C_D.

Per utilizzare l'equazione (10.2.1), si assume che i campi di velocità e accelerazione associati all'onda di progetto possano essere descritti dalla teoria delle onde di Airy. Con la pila posizionata a x=0x = 0x=0, come mostrato nella Figura 40:

$$n = \frac{H}{2}\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (10.2.3)$$

$$\mu = \frac{H}{2}\frac{gT}{L}\frac{gT}{L}\frac{\cosh\left[\frac{2\pi(z+d)}{L}\right]}{\cosh\left[\frac{2\pi}{dL}\right]}\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (10.2.4)$$

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{gH\pi}{L}\frac{gT}{L}\frac{\cosh\left[\frac{2\pi(z+d)}{L}\right]}{\cosh\left[\frac{2\pi}{dL}\right]}\sin\left(-\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (10.2.5)$$

inserendo queste espressioni nell'equazione (10.2.1) si ottiene:

$$fi = C_M\rho g\frac{\pi D^2}{4}H\left\{\frac{\pi}{L}\frac{\cosh\left[\frac{2\pi(z+d)}{L}\right]}{\cosh\left[\frac{2\pi}{dL}\right]}\sin\left(-\frac{2\pi t}{T}\right)\right\} (10.2.6)$$

$$F_D=C_D\rho gH\text{^}2\frac{1}{2}\left\{\frac{gT^2}{L}\left[\frac{\cosh\left[\frac{2\pi(z+d)}{L}\right]}{\cosh\left[\frac{2\pi}{dL}\right]}\right]\right\}\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \quad (10.2.7)$$

Le equazioni (10.2.6) e (10.2.7) mostrano che le due componenti della forza variano con l'elevazione sulla pila z e con il tempo t. La forza d'inerzia fi è massima quando sin(−2πt/T) =1, ovvero per t=−T/4 secondo la teoria delle onde di Airy.

Poiché t=0 corrisponde al passaggio della cresta dell'onda sulla pila, la forza d'inerzia raggiunge il suo valore massimo T/4 secondi prima del passaggio della cresta dell'onda. Il valore massimo della componente della forza di drag f_D coincide con il passaggio della cresta dell'onda quando t=0.

La variazione dell'ampiezza della forza d'inerzia massima per unità di lunghezza della pila in funzione dell'elevazione lungo la pila è, secondo l'equazione (10.2.6), identica alla variazione dell'accelerazione delle particelle con la profondità. Il valore massimo è più grande in superficie (z=0) e diminuisce con la profondità. Lo stesso vale per la componente della forza di drag f_D ; tuttavia, la

diminuzione con la profondità è più rapida poiché il fattore di attenuazione, $\cosh[2\pi(z+d)/L]/\cosh[2\pi d/L]$, è al quadrato.

Per una stima rapida della variazione delle due componenti di forza rispetto ai loro rispettivi massimi, si può utilizzare la curva $K=1/\cosh[2\pi d/L]$ nella Figura 39. Il rapporto tra la forza al fondo e la forza in superficie è uguale a K per le forze d'inerzia, e a K^2 per le forze di drag.

L'onda di progetto sarà generalmente troppo alta perché la teoria di Airy fornisca una descrizione accurata del campo di flusso. Le teorie non lineari hanno mostrato che la lunghezza d'onda e l'elevazione della cresta dell'onda al di sopra del livello dell'acqua calma dipendono dalla ripidità dell'onda e dal rapporto tra l'altezza dell'onda e la profondità dell'acqua.

L'influenza della ripidità sull'elevazione della cresta è mostrata nelle Figure 41 e 42.

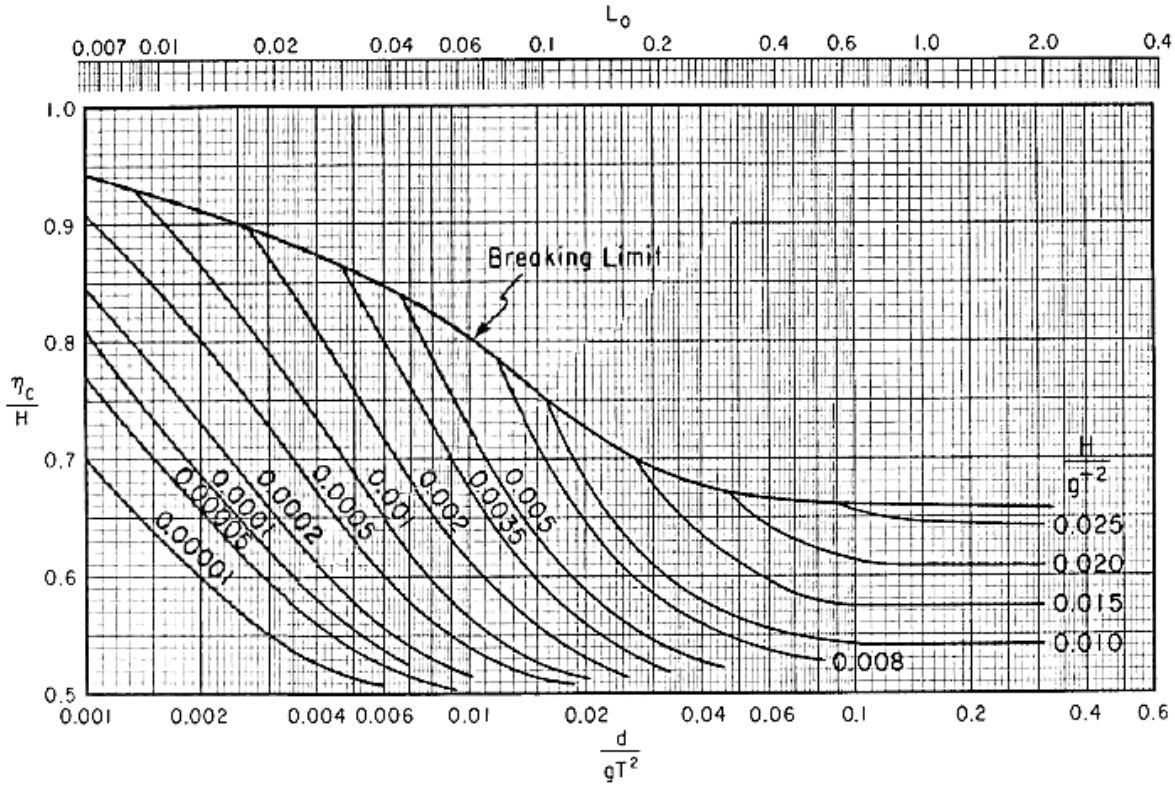


Figura 41 Rapporto tra l'elevazione della cresta al di sopra del livello dell'acqua calma e l'altezza dell'onda

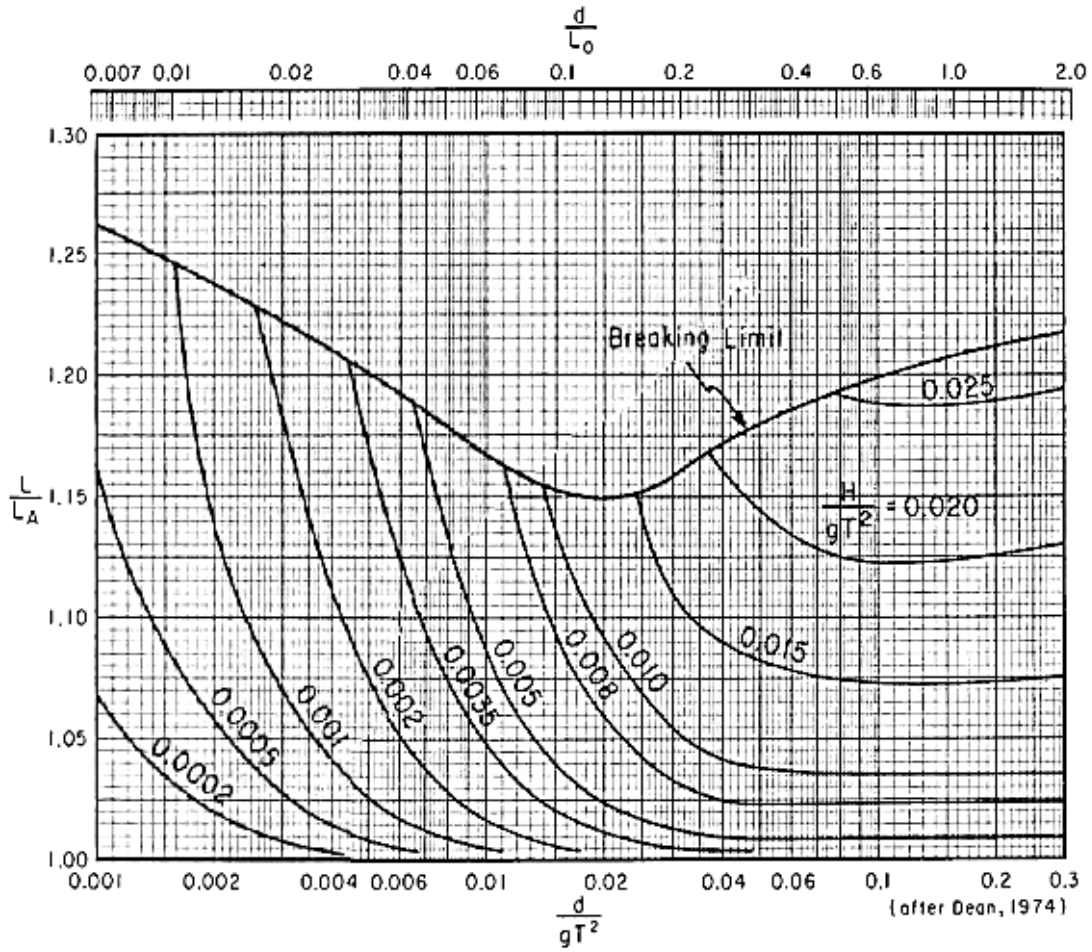


Figura 42 Fattore di correzione della lunghezza d'onda per gli effetti di ampiezza finita

Per i calcoli delle forze, dovrebbe essere utilizzata una teoria delle onde appropriata per calcolare u e du/dt. Skjelbreia et al. (1960) hanno preparato tabelle basate sulla teoria delle onde di Stokes al quinto ordine. Per una vasta gamma di condizioni d'onda (cioè, profondità dell'acqua, periodo d'onda e altezza d'onda), queste tabelle possono essere utilizzate per ottenere la variazione di f_i e f_D nel tempo (i valori sono forniti per intervalli temporali di 2πt/T=20°) e lungo la posizione sulla pila (i valori sono forniti a intervalli di 0,1d). Tabelle simili basate sulla teoria numerica della funzione di corrente di Dean (Dean, 1965b) sono pubblicate in Dean (1974).

Per la progettazione strutturale di una singola pila verticale, spesso non è necessario conoscere nel dettaglio la distribuzione delle forze lungo la pila. La forza orizzontale totale

La forza (F) che agisce sulla pila e il momento totale delle forze (M) rispetto alla linea del fango z=−d sono di principale interesse.

Questi possono essere ottenuti integrando l'equazione (10.2.1).

$$F = \int_{-d}^{n} \text{fi dz} + \int_{-d}^{n} f_D \text{dz} = F_i + F_D (10.3)$$

$$H = \int_{-d}^{n} (\text{z + d}) \text{fi dz} + \int_{-d}^{n} (z + d) f_D \text{dz} = H_i + H_D (10.3.1)$$

In forma generale, queste quantità possono essere espresse come:

$$F_i = C_M \rho g \frac{\pi D^2}{4} H K_i (10.3.2)$$

$$F_D = C_D \rho g \frac{1}{2} D H^2 K_D (10.3.3)$$

$$H_i = C_M \rho g \frac{\pi D^2}{4} H K_i D S_i = F_i d S_i (10.3.4)$$

$$H_D = C_D \rho g \frac{1}{2} D H^2 K_D d S_D = F_D d S_D (10.3.5)$$

in cui C_D e C_M sono stati assunti costanti e dove K_i ,K_D , S_i S_D sono adimensionali. Quando si utilizza la teoria di Airy (eqs. 10.3 e 10.3.1), l'integrazione indicata nelle equazioni (10.3.2) e (10.3.3) può essere eseguita se il limite superiore dell'integrazione è zero invece di n . Questo porta

$$K_i = \frac{1}{2} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \sin\left(-\frac{2\pi t}{T}\right) (10.3.6)$$

$$k_D = \frac{1}{8}\left(1 + \frac{\frac{4\pi d}{L}}{\sinh\left[\frac{4\pi d}{L}\right]}\right) \left|COSH\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\right| COS\left(\frac{\pi 2t}{T}\right) = \frac{1}{4} n \left|COS\frac{2\pi t}{T}\right| COS\frac{2\pi t}{T} (10.3.7)$$

$$S_i = 1 + \frac{1 - \cosh\left[\frac{2\pi d}{L}\right]}{\left(\frac{2\pi d}{L}\right)\sinh\left[\frac{2\pi d}{L}\right]} (10.3.8)$$

$$S_D = \frac{1}{2} + \frac{1}{2n}\left(\frac{1}{2} + \frac{1 - \cosh\left[\frac{4\pi d}{L}\right]}{\left(\frac{4\pi D}{l}\right)\sin\left(\frac{4\pi d}{L}\right)}\right) (10.3.9)$$

dove $n = C_g / C$ è stato introdotto per semplificare le espressioni. Dalle equazioni (10.3.6) e (10.3.7), i valori massimi delle varie componenti di forza e momento possono essere scritti come

$$F_{im} = C_M \rho g \frac{\pi D^2}{4} H K_{im} (10.3.10)$$

$$F_{Dm} = C_D \frac{1}{2} \rho g D H^2 K_{Dm} (10.3.11)$$

$$M_{im} = F_{im} dS_i (10.3.12)$$

$$M_{Dm} = F_{Dm} dS_D (10.3.13)$$

dove K_{im} e K_{Dm} secondo la teoria di Airy sono ottenuti dalle equazioni (10.3.6) e (10.3.7) prendendo $t = -T/4$ e t= 0 rispettivamente, e S_i e sono forniti dalle equazioni (10.3.6) e (10.3.7) rispettivamente. Le equazioni (10.3.10) fino a (10.3.13) sono generali. Utilizzando la teoria della funzione di corrente di Dean (Dean, 1974), i grafici nelle Figure 42 fino a 46 sono stati preparati e possono essere usati per ottenere K_{iM} ,K_{Dm} , S_{im} S_{Dm} come indicato nelle equazioni (10.3.8) e (10.3.9) per la teoria di Airy, sono indipendenti dall'angolo di fase dell'onda θ e quindi sono uguali ai valori massimi. Per la funzione di corrente e altre teorie ad ampiezza finita, S_i , S_D dipendono dall'angolo di fase; le Figure 44 e 45 forniscono i valori massimi, S_{im} S_{Dm}. Il grado di non linearità di un'onda può essere descritto dal rapporto tra l'altezza dell'onda e l'altezza di rottura, che può essere ottenuto dalla Figura 46.

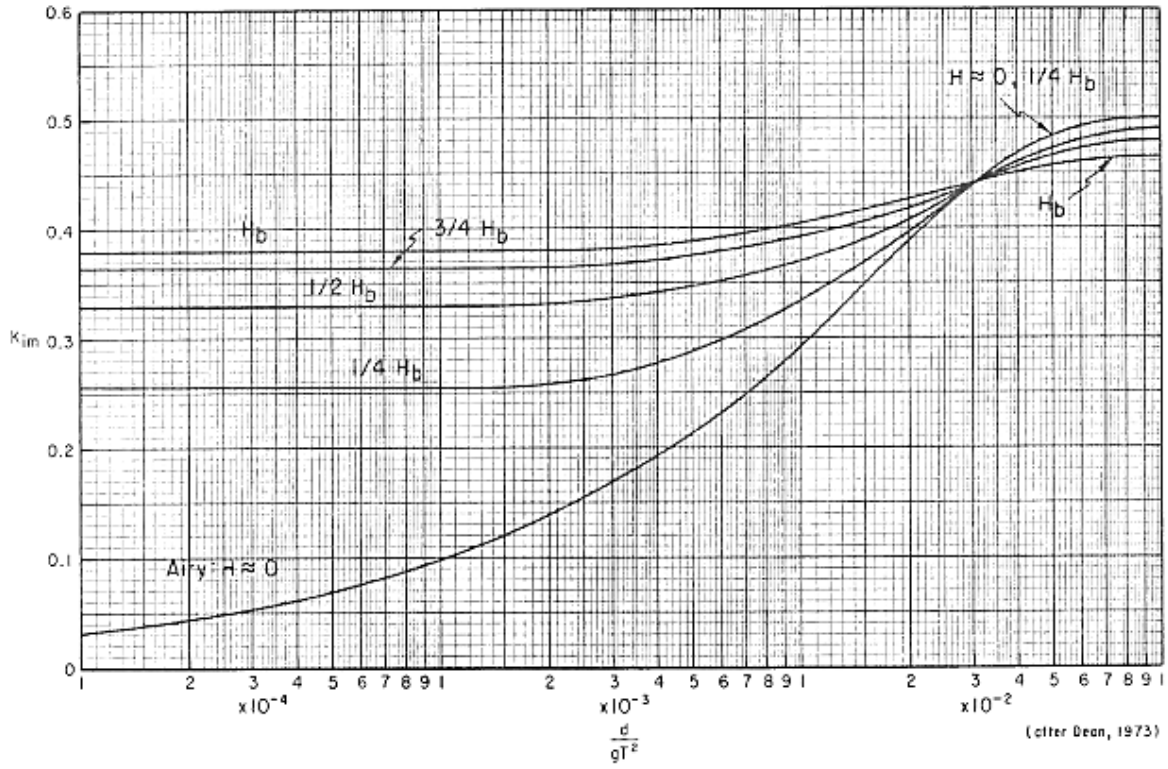


Figura 43 Kim relativo a profondità d/gT^2

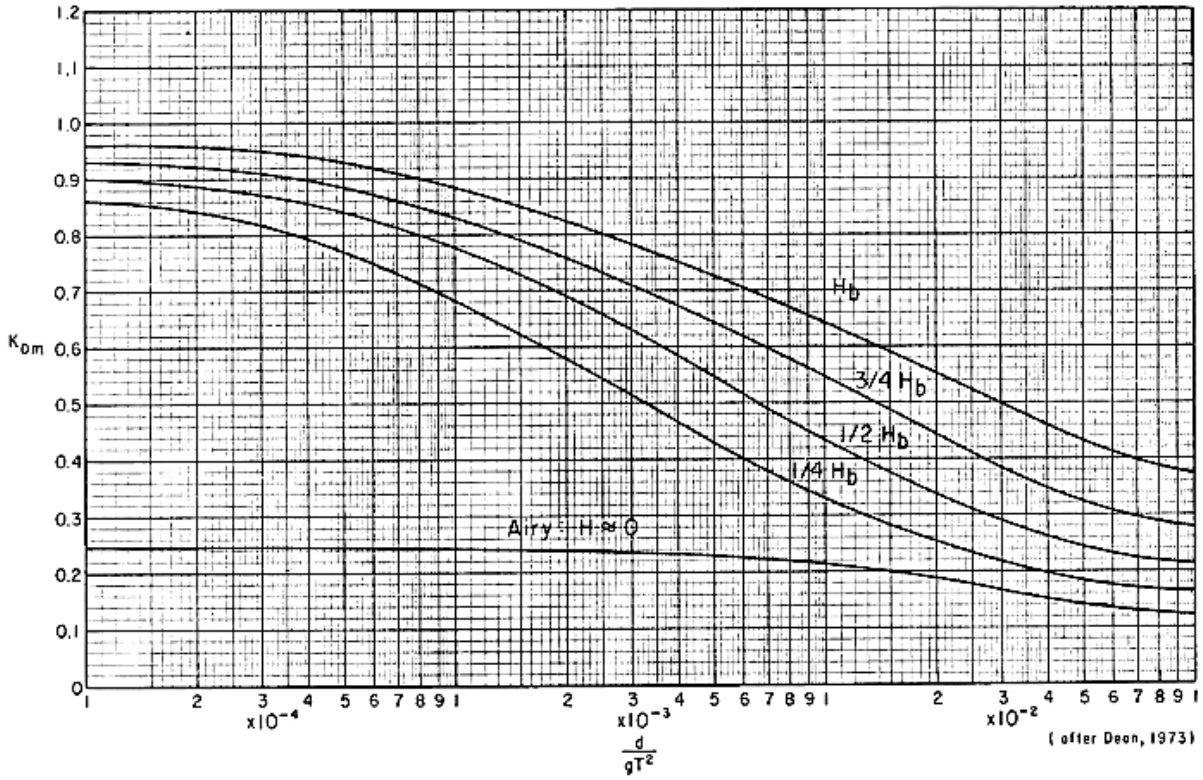


Figura 44 K_{Dm} relativo a profondità d/gT^2

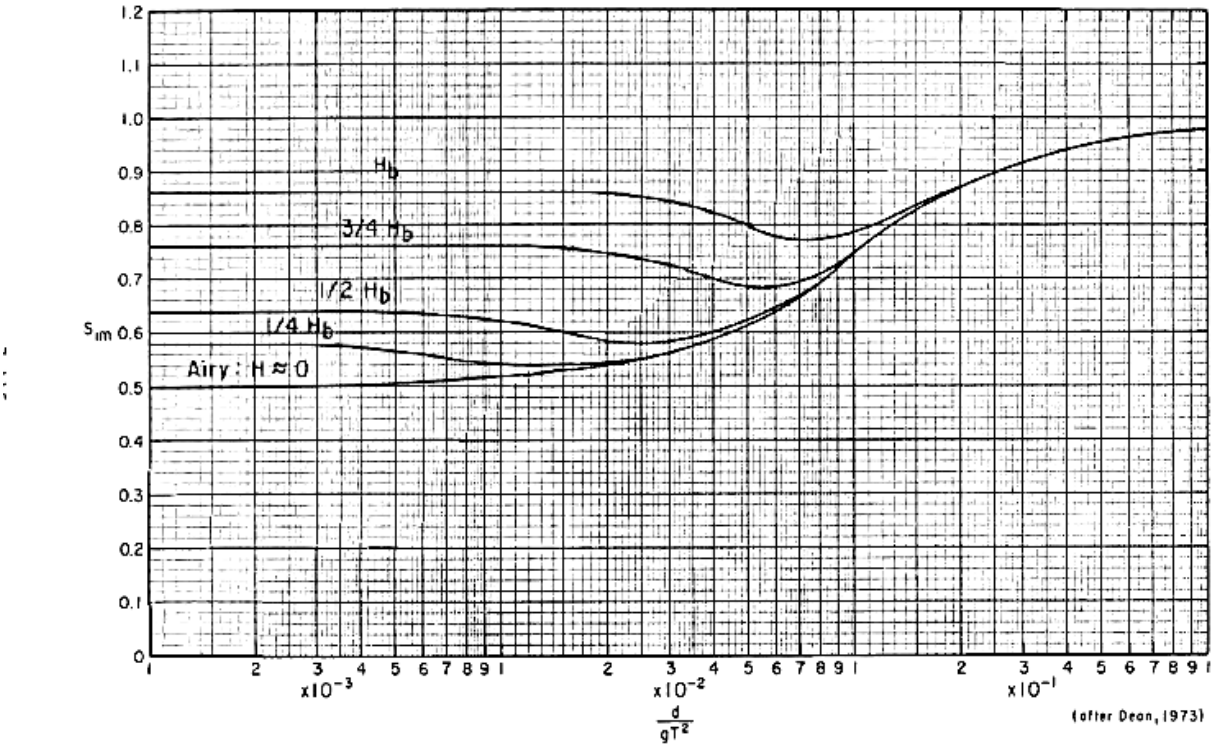


Figura 45 Braccio di momento della forza di inerzia, S_{im}, rispetto alla profondità relativa. d/gT^2

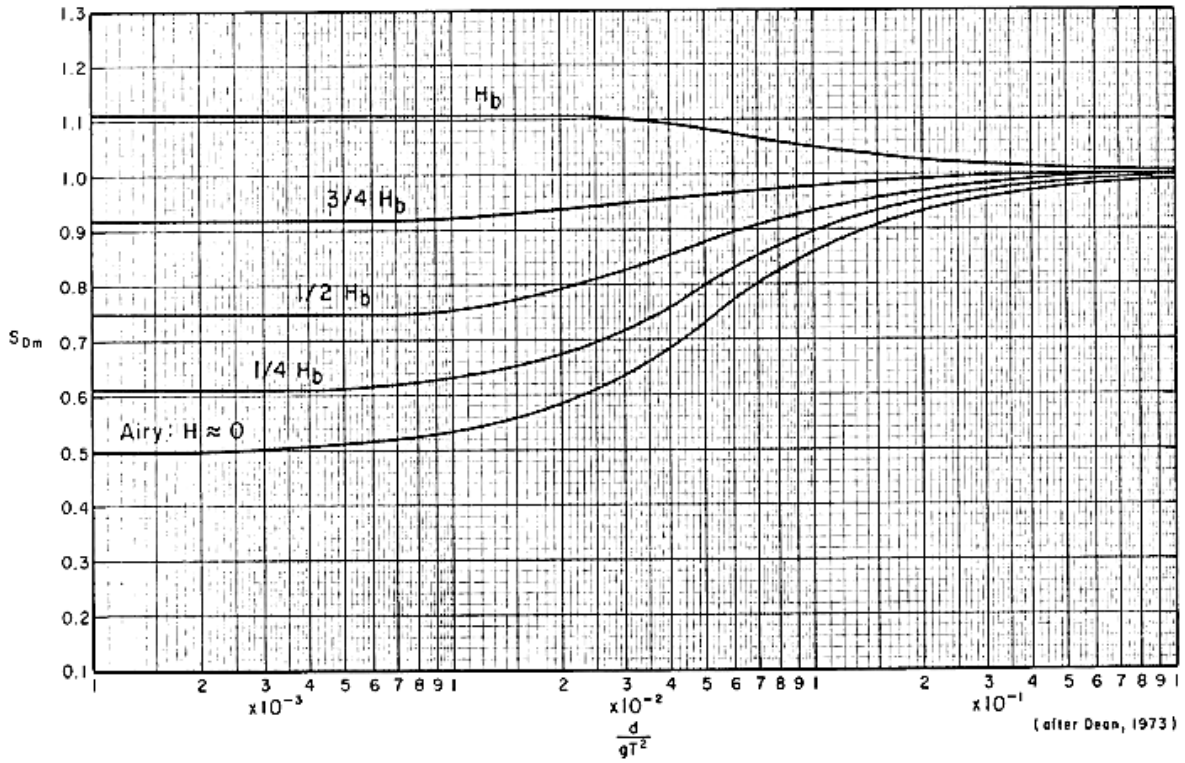


Figura 46 Braccio di momento della forza di inerzia, S_{Dm}, rispetto alla profondità relativa. d/gT^2

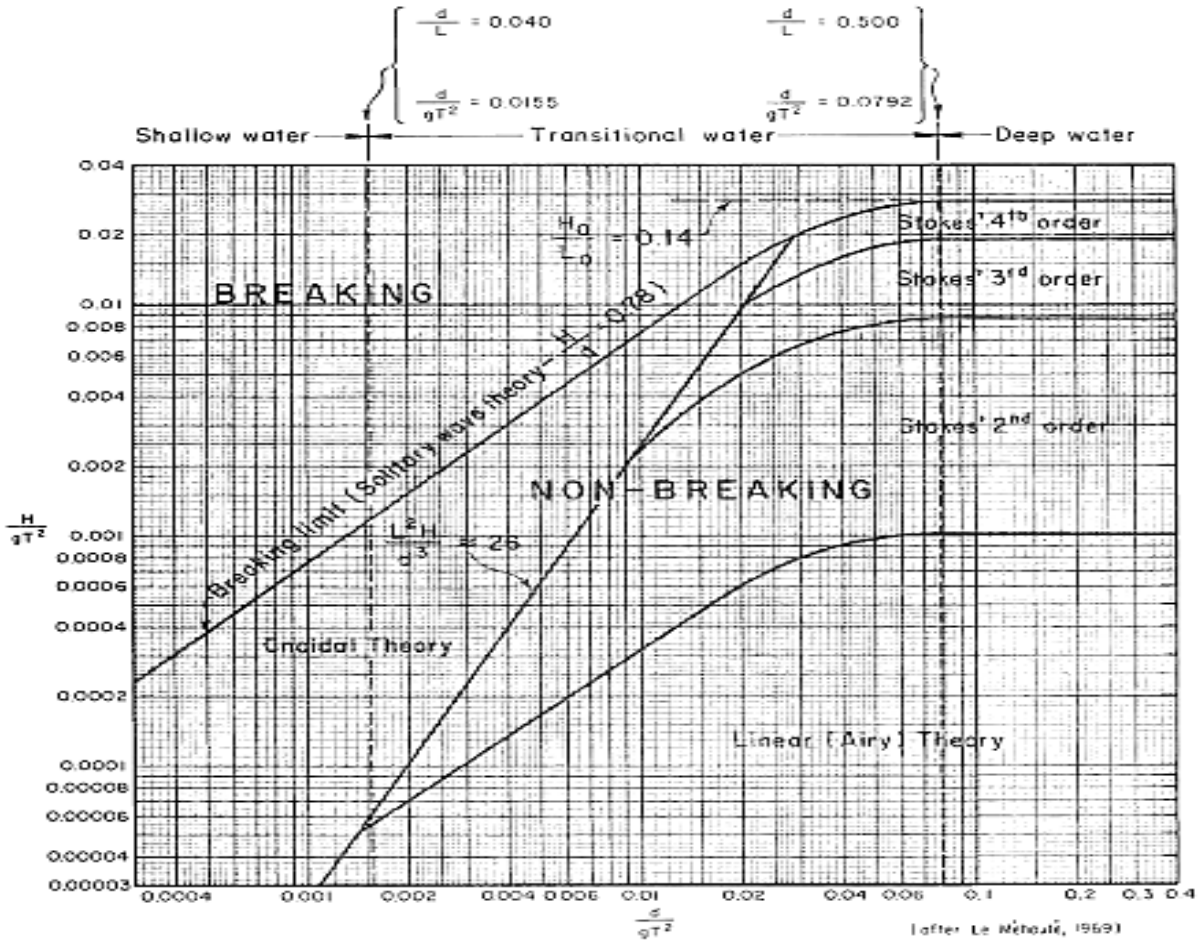


Figura 47 Altezza dell'onda di rottura e regioni di validità delle varie teorie delle onde

Utilizzando le equazioni (10.3.10) fino a (10.3.13) con le Figure 42 fino a 45, i valori massimi delle componenti di forza e momento possono essere trovati. Per stimare la forza totale massima F_m, possono essere utilizzate le Figure 47 fino a 50 di Dean (1965a).

$$w = \frac{C_M D}{C_D H} \text{ (10.3.14)}$$

e la forza massima è calcolata da

$$F_m = \emptyset_m w C_D H^2 D \text{ (10.3.15)}$$

Dove $\emptyset_m$ è il coefficiente letto dalle figure. Allo stesso modo, il momento massimo M_m può essere determinato dalle Figure 51 fino a 54, che si basano anch'esse sulla teoria della funzione di corrente di Dean (Dean, 1965a). La figura da utilizzare è ancora determinata calcolando W utilizzando l'equazione (10.3.14), e il momento massimo rispetto alla linea di fango (z=−d) si trova da

$$M_m = \alpha_m w C_D H^2 D d \quad (10.3.16)$$

dove α_m è il coefficiente letto dalle figure

Il calcolo della forza e del momento massimi su una palificazione cilindrica verticale è illustrato dai seguenti esempi.

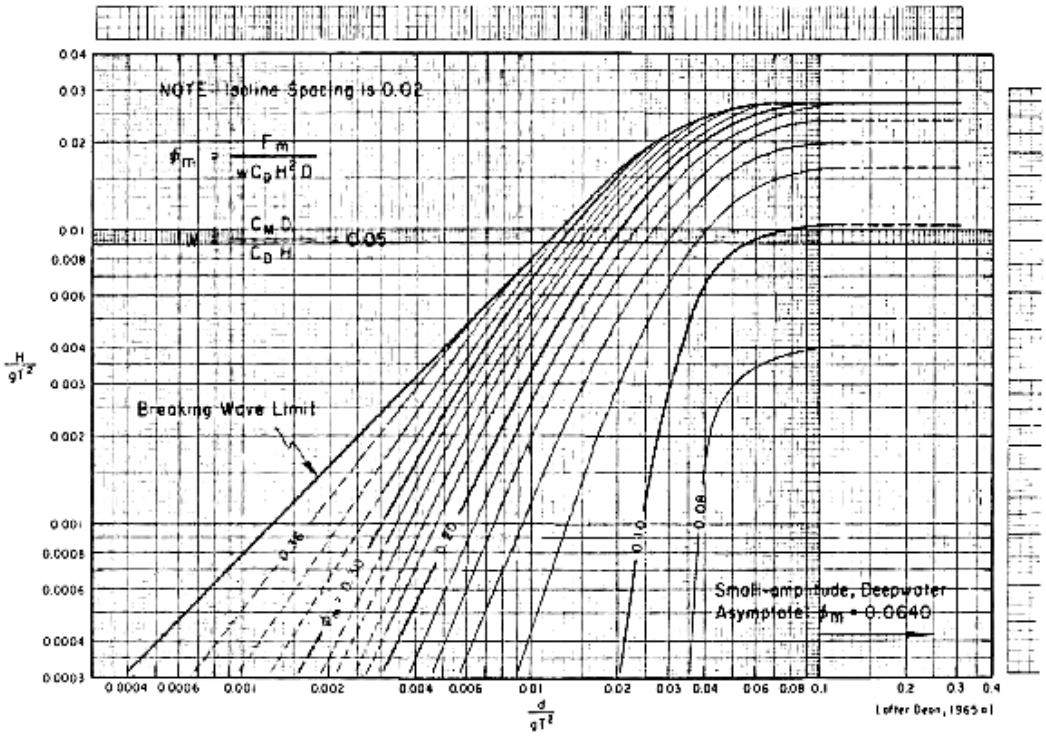


Figura 48 Isolinea di $\emptyset_m$ rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.05)

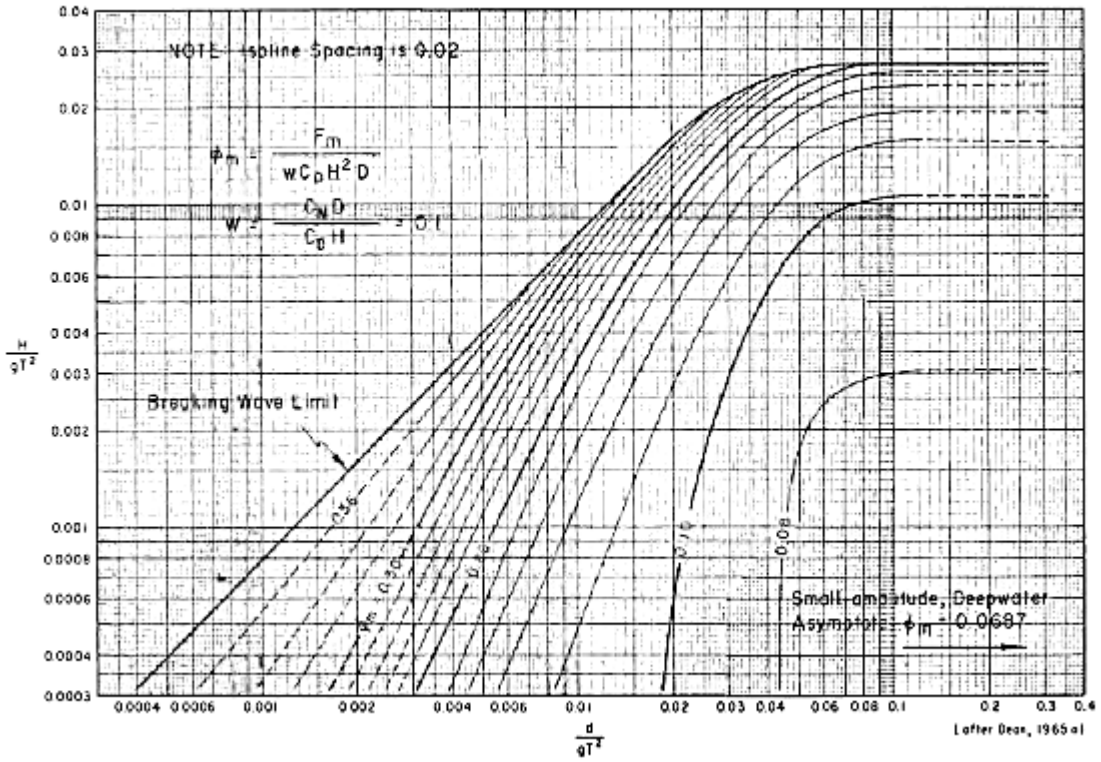


Figura 49 Isolinea di Φ_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.1)

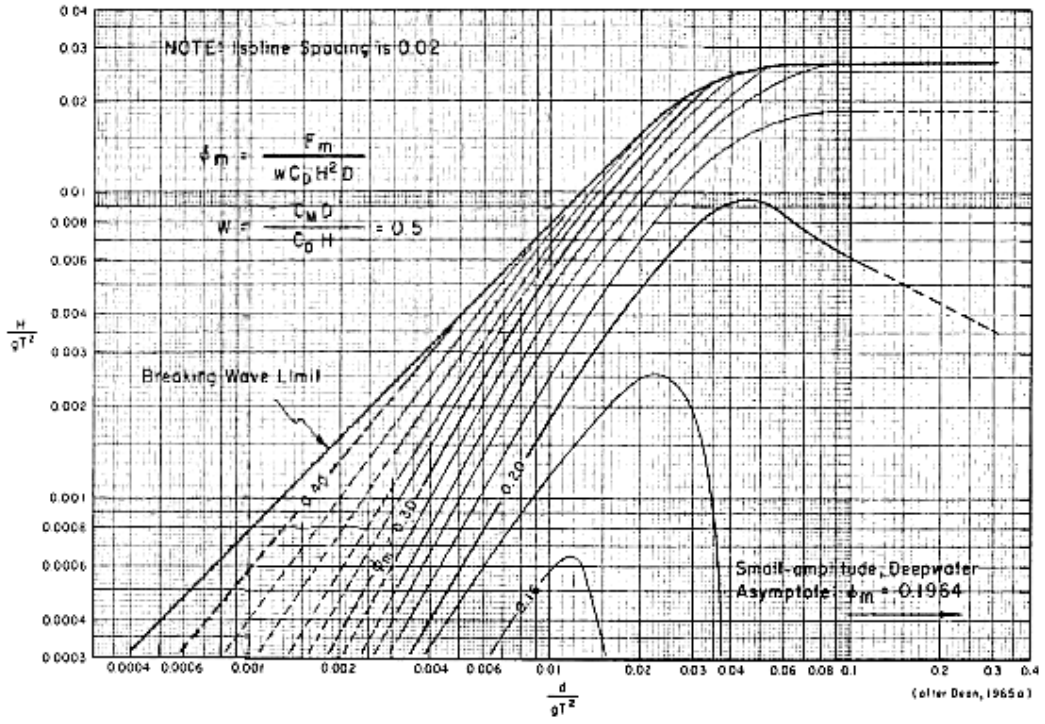


Figura 50 Isolinea di Φ_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.5)

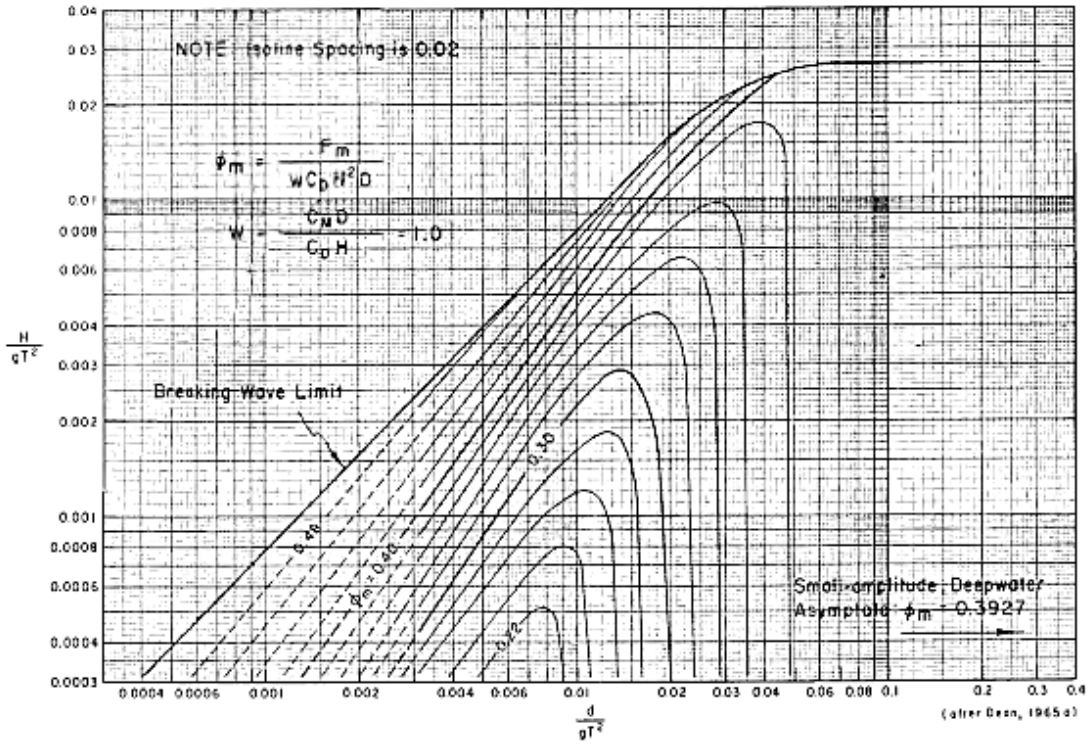


Figura 51 Isolinea di Φ_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=1)

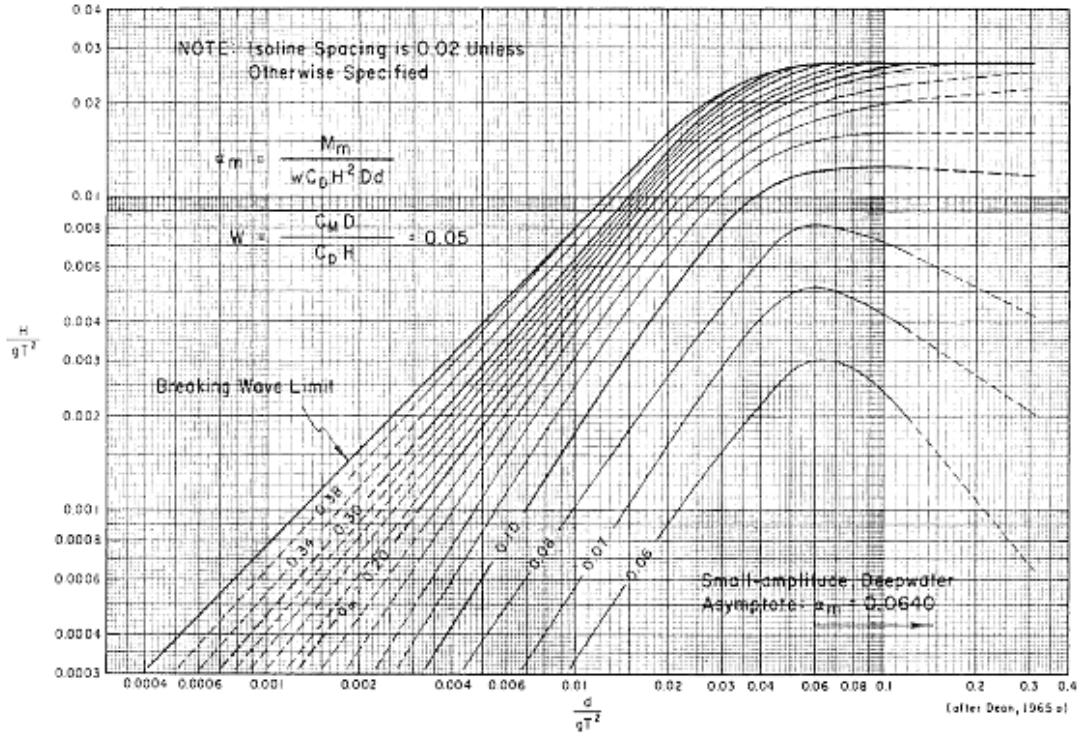


Figura 52 Isolinea di α_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.05)

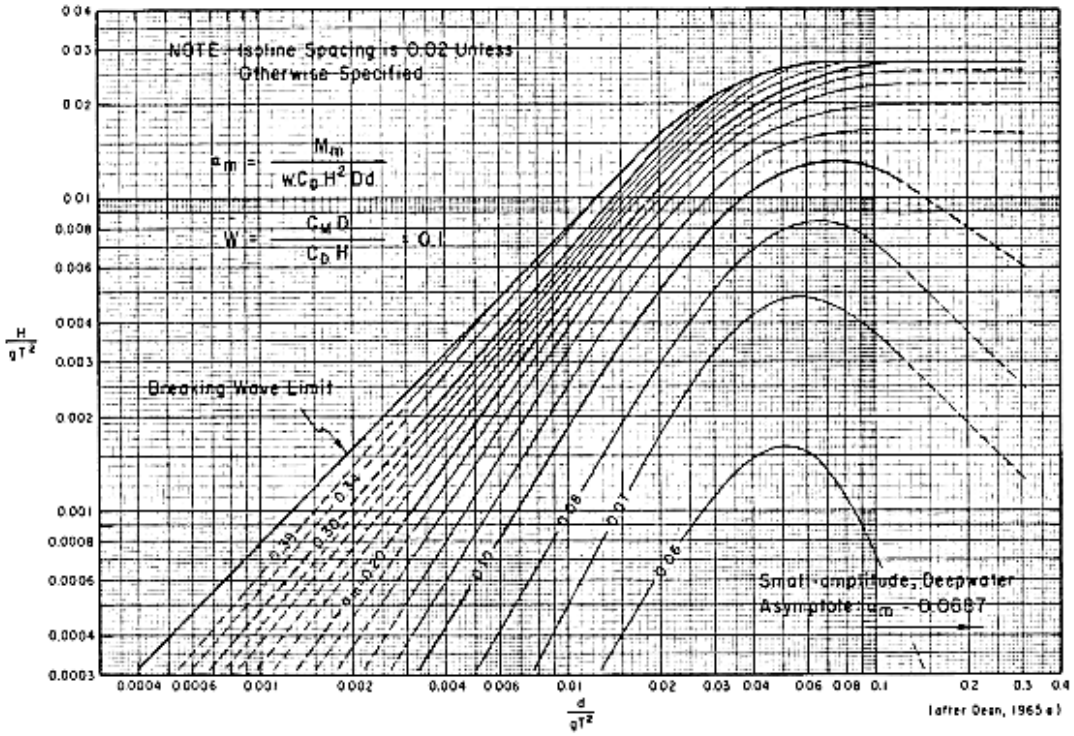


Figura 53 Isolinea di α_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.1)

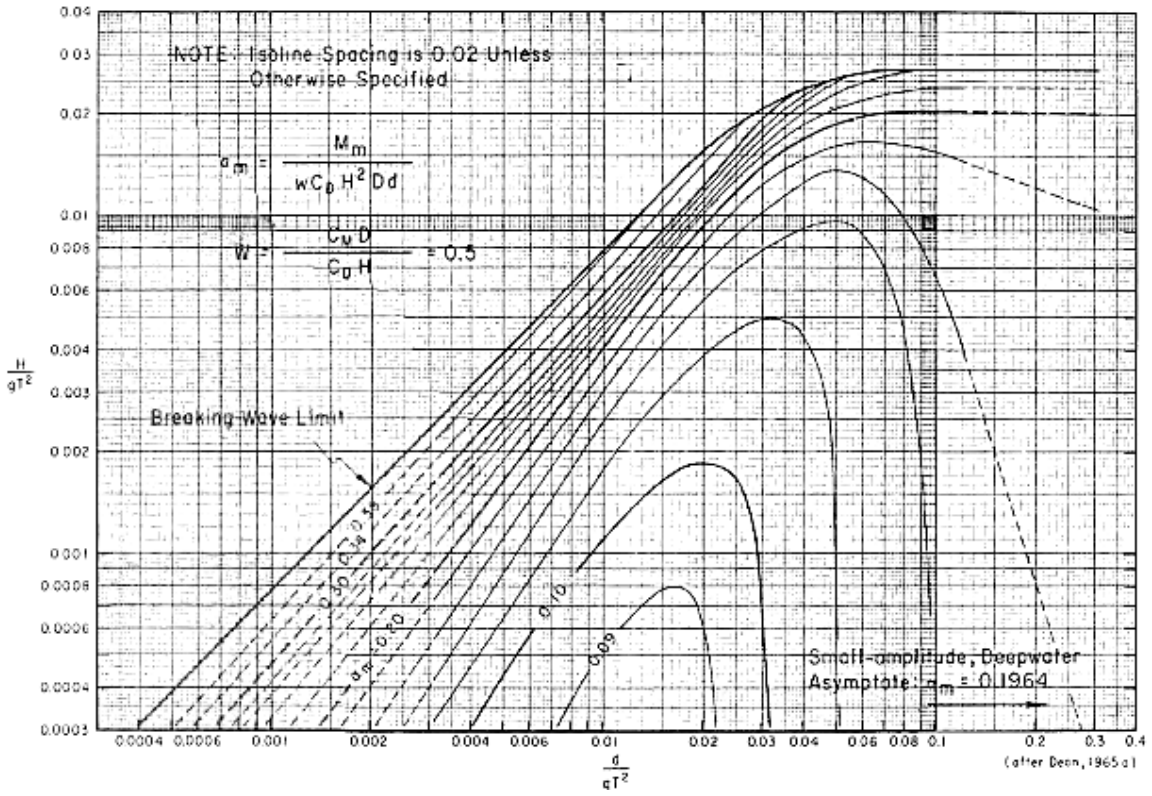


Figura 54 Isolinea di α_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=0.5)

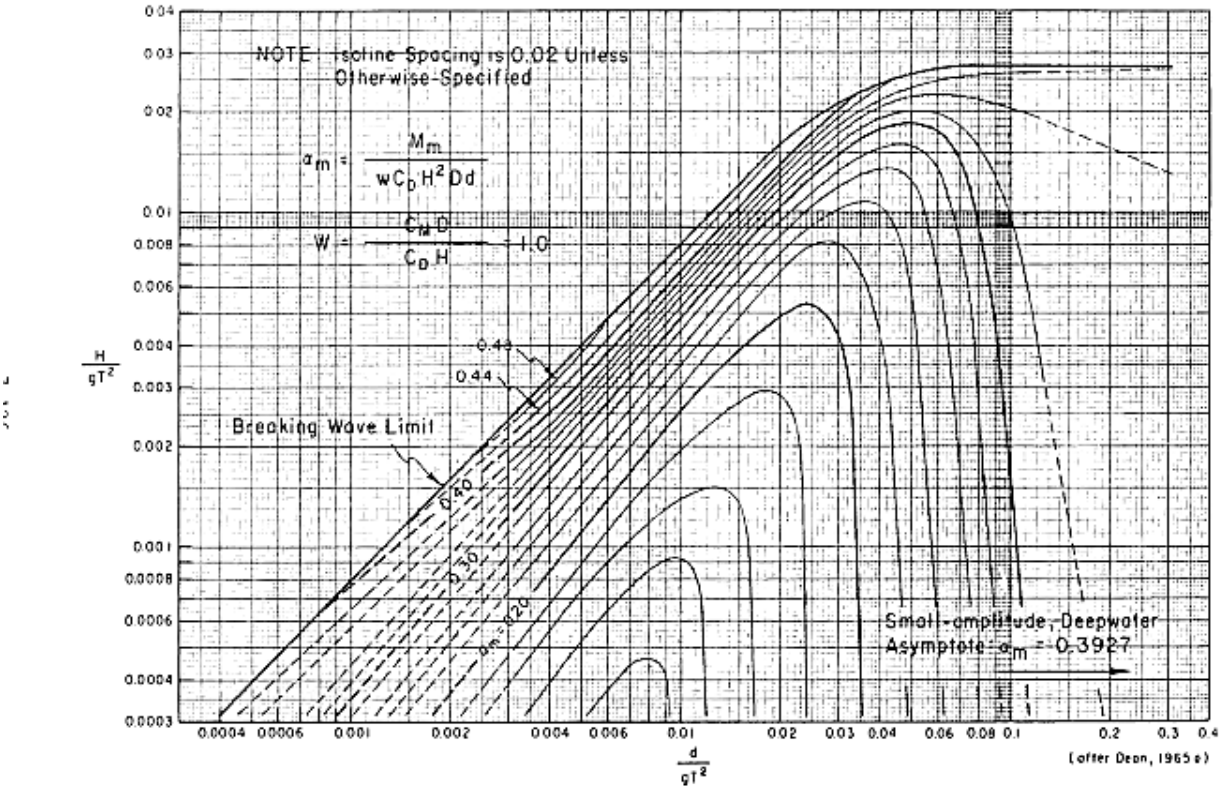


Figura 55 Isolinea di α_m rispetto H/gT^2.e d/gT^2 (w=1.0)

10.4 Forza trasversale di sollevamento dovute alla Eddy Shedding e stima del coefficiente C_L

Oltre alle forze di resistenza (drag) e di inerzia che agiscono nella direzione di avanzamento dell'onda, possono sorgere forze trasversali. Poiché sono simili alle forze di sollevamento aerodinamico, queste forze trasversali vengono spesso denominate forze di sollevamento (lift forces), anche se non agiscono verticalmente, ma perpendicolarmente sia alla direzione dell'onda sia all'asse del palo.

Le forze trasversali derivano dalla formazione di vortici o scie turbolente sul lato a valle di un palo: i vortici si formano alternativamente da un lato e poi dall'altro del palo, generando una forza oscillante lateralmente.

Laird et al. (1960) e Laird (1962) hanno studiato le forze trasversali su cilindri rigidi e flessibili in oscillazione. In generale, si è osservato che le forze di sollevamento dipendono dalla risposta dinamica della struttura. Per strutture con una frequenza naturale di vibrazione circa doppia rispetto alla frequenza dell'onda, si verifica un accoppiamento dinamico tra il moto della struttura e quello del fluido, con conseguenti effetti significativi.

Grandi forze di sollevamento. Sono state osservate forze trasversali 4,5 volte superiori alla forza di resistenza (drag).

Per strutture rigide, tuttavia, una forza trasversale pari alla forza di resistenza rappresenta un limite superiore ragionevole. Questo limite superiore si applica solo alle strutture rigide; forze di sollevamento maggiori possono verificarsi quando c'è un'interazione dinamica tra le onde e la struttura (per una discussione in merito, si veda Laird (1962)). Le procedure di progettazione e le discussioni che seguono si riferiscono esclusivamente a strutture rigide.

Chang (1964), in un'indagine di laboratorio, ha scoperto che i vortici si formano a una frequenza doppia rispetto alla frequenza dell'onda. Due vortici si generano dopo il passaggio del picco dell'onda (uno per ciascun lato del cilindro) e due durante il flusso di ritorno dopo il passaggio del cavo.

La forza di sollevamento massima è proporzionale al quadrato della velocità orizzontale indotta dall'onda, in modo simile alla forza di resistenza. Di conseguenza, per le stime di progetto della forza di sollevamento, può essere utilizzata l'equazione (10.3.17):

$$F_L = F_{LM} cos20 = C_L \frac{\rho g}{2} D H^2 K_{Dm} cos20 \quad (10.3.17)$$

Dove F_L è la forza di sollevamento, F_{Lm} è la forza di sollevamento massima, $\theta = (2\,\pi\,x\,/L) - (2\,\pi\,t\,/T)$, e C_L è un coefficiente empirico di sollevamento analogo al coefficiente di resistenza (C_L) nell'equazione (10.3.11). Chang ha osservato che C_L dipende dal numero di Keulegan-Carpenter (1956) definito come $u_{max}T/D$, dove u_{max} è la velocità orizzontale massima media sull'intera profondità. Quando questo numero è inferiore a 3, non si verifica una significativa formazione di vortici, e quindi non si generano forze di sollevamento. Al crescere di $u_{max}T/D$, C_L aumenta fino a diventare approssimativamente uguale a C_D (valido solo per pali rigidi). Bidde (1970, 1971) ha indagato il rapporto tra la forza di sollevamento massima e la forza di resistenza massima (F_{Lm}/F_{Dm}), che è quasi uguale a C_L/C_D se non vi è differenza di fase tra la forza di sollevamento e quella di resistenza (presupposto dell'equazione (10.3.17). La figura 56 illustra la dipendenza di C_L da $u_{max}D/T$. Sia Chang che Bidde hanno trovato una scarsa dipendenza di C_L dal numero di Reynolds ($R_e = u_{max}D/\nu$) nell'intervallo di R_e studiato. Tuttavia, l'intervallo di R_e e investigato è significativamente inferiore a quello che ci si aspetta in campo. Pertanto, i dati presentati devono essere interpretati solo come una guida per stimare C_L e successivamente F_L.

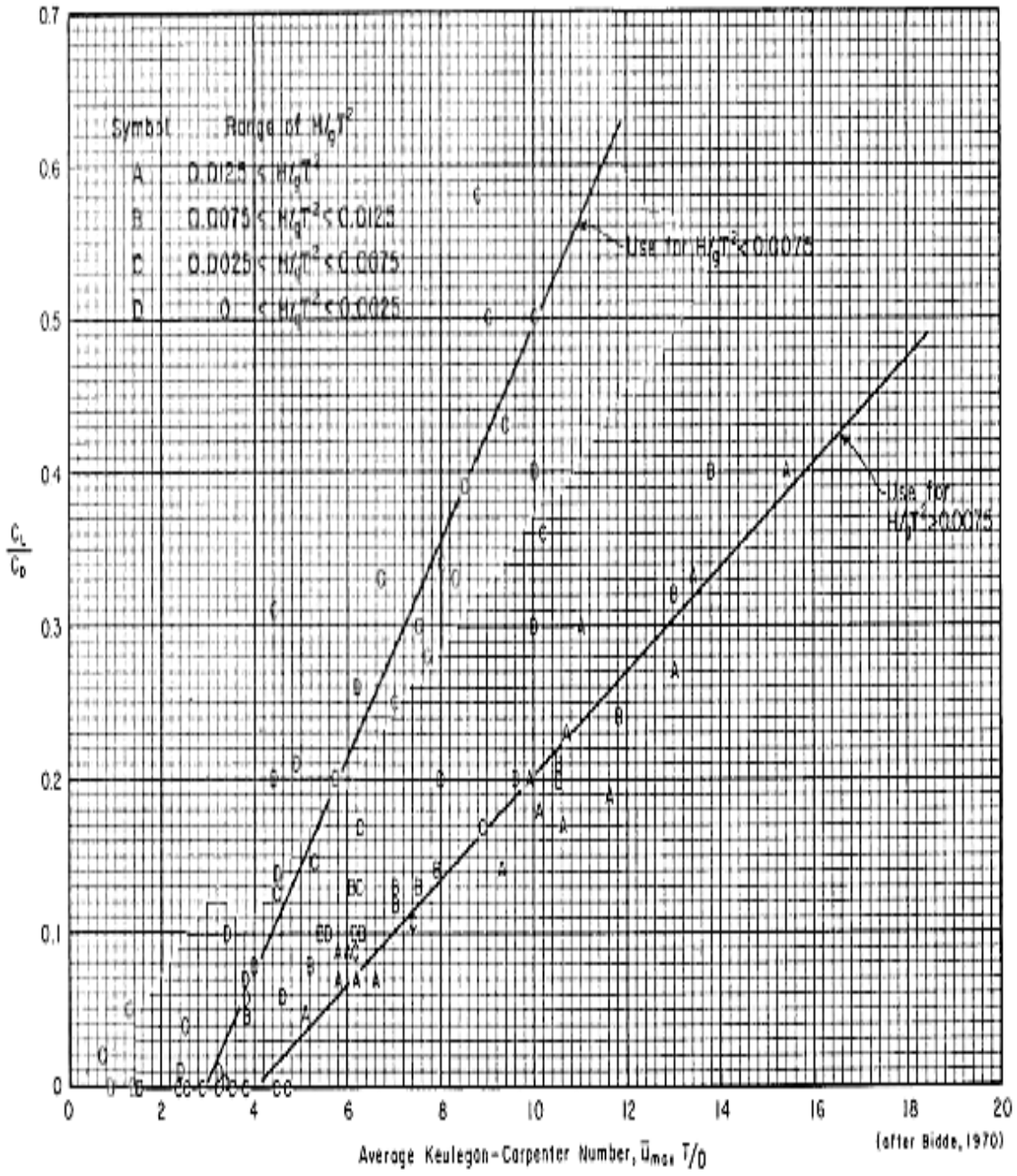


Figura 56 Variazione di C_L/C_D con keulegan – Carpenter number e H/gT^2

10.5 Selezione dei Coefficienti di Forza Idrodinamica C_D e C_M

I valori di C_D e C_M e dei fattori di sicurezza forniti nelle sezioni successive sono da considerarsi solo valori suggeriti. La scelta di C_D e C_M e dei fattori di sicurezza per un determinato progetto deve essere dettata dalla teoria delle onde utilizzata e dalla finalità della struttura. I valori forniti in questo contesto sono destinati all'uso con le curve di progetto e le equazioni presentate nelle sezioni precedenti, per la progettazione preliminare e per il controllo dei calcoli di progetto. Calcoli più accurati richiedono l'uso di tabelle delle onde appropriate, come quelle di Dean (1974) o Skjelbreia et al. (1960), insieme ai corrispondenti valori di C_D e C_M.

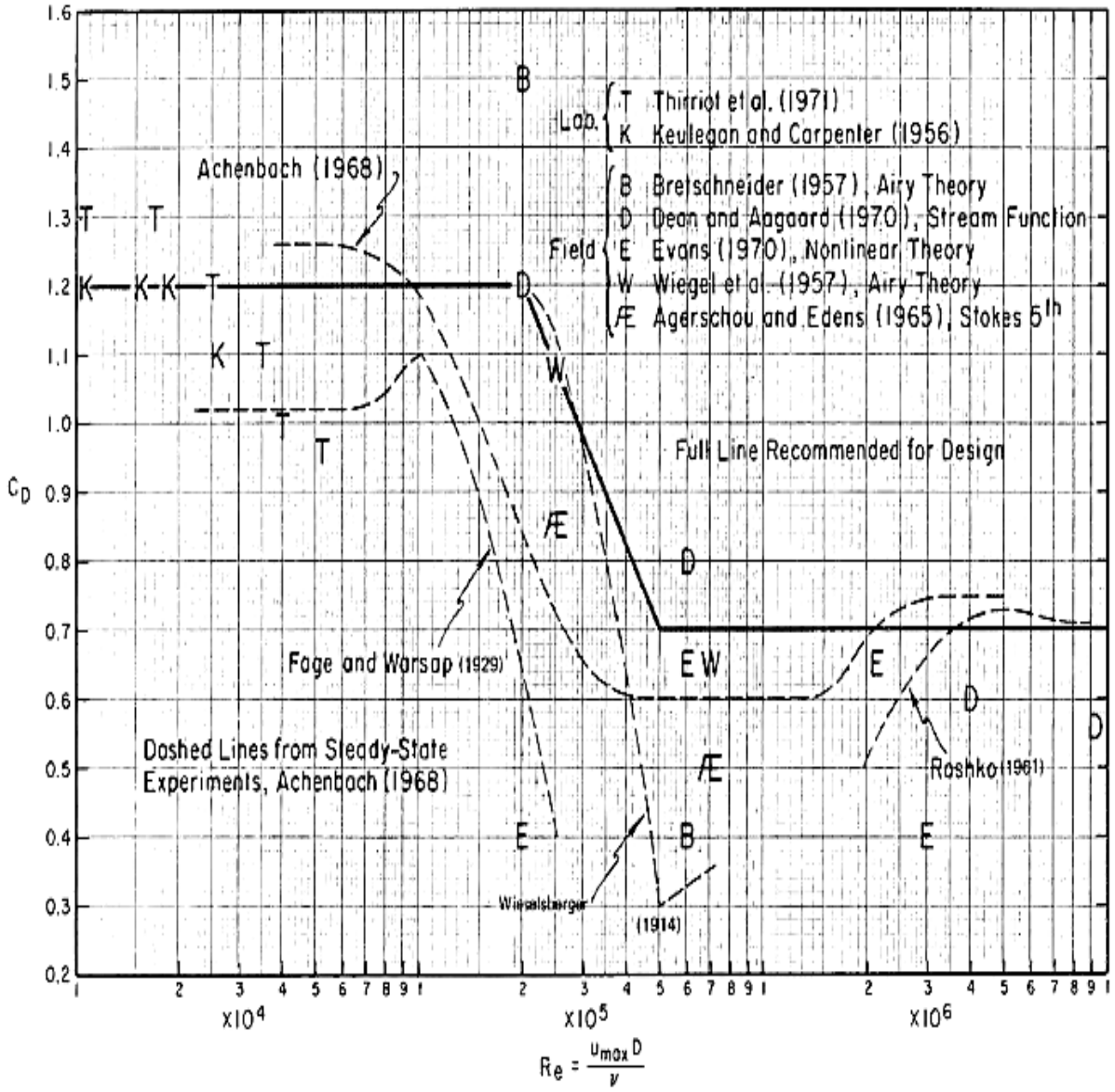


Figura 57 Variazione del Coefficiente di Resistenza C_D con il Numero di Reynolds R_e

10.5.1 Fattori che influenzano C_D

La variazione del coefficiente di resistenza C_D con il numero di Reynolds Re per condizioni di flusso stazionario è mostrata nella Figura 56. Il numero di Reynolds è definito da:

$$R_e = \frac{uD}{v} \quad (9.3.18)$$

Dove:

u: velocità

D: diametro del palo

v: viscosità cinematica (1.0×10^{-5} ft^2/sec per acqua del mare)

I risultati degli esperimenti in regime stazionario sono indicati dalle linee tratteggiate (Achenbach, 1968). Sulla base di questi risultati, esistono tre intervalli di R_e:

(1) Sottocritico: $R_e < 1 \times 10^5$ dove C_D Relativamente costante (=1.2)
(2) Transitorio: $1 \times 10^5 < R_e < 4 \times 10^5$ dove C_D varia
(3) Sovracritico: $Re > 4 \times 10^5$ dove C_D Relativamente costante (=0.6-0.7)

Pertanto, a seconda del valore del numero di Reynolds, i risultati degli esperimenti in regime stazionario mostrano che il valore di C_D può variare di circa un fattore 2.

Le curve di flusso stazionario mostrate nella Figura 57 indicano che i valori di R_e che definiscono la regione di transizione variano da un ricercatore all'altro. Generalmente, il valore di R_e in cui si verifica la transizione dipende dalla rugosità del palo e dal livello ambientale di turbolenza nel fluido. Un palo più ruvido sperimenterà la transizione a un valore di R_e più basso. Nella regione sottocritica, il grado di rugosità ha un'influenza insignificante sul valore di C_D. Tuttavia, nella regione sovracritica, il valore di C_D aumenta con l'aumentare della rugosità superficiale. La variazione di C_D con la rugosità superficiale è riportata nella Tabella 14.

La discussione precedente si basava su risultati sperimentali ottenuti sotto condizioni di flusso unidirezionale stazionario. Per applicare questi risultati alle condizioni di flusso oscillatorio non stazionario associate alle onde, è necessario definire un numero di Reynolds per il moto ondoso. Come mostrato nell'equazione (10.2.4), la velocità del fluido varia nel tempo e con la posizione lungo il palo. In linea di principio, si potrebbe calcolare un valore istantaneo del numero di Reynolds e usare il corrispondente valore di C_D .

Tuttavia, la precisione con cui C_D viene determinato difficilmente giustifica una procedura così elaborata. Keulegan e Carpenter (1956), in uno studio di laboratorio sulle forze su un palo cilindrico in flusso oscillatorio, trovarono che per la maggior parte di un ciclo dell'onda, il valore del coefficiente di resistenza rimaneva quasi costante. Poiché il valore massimo della forza di resistenza si verifica quando la velocità è massima, sembra

Tabella 14 Coefficiente di resistenza per flusso stazionario a numeri di Reynolds sovracritici,

Surface of 3-Foot-Diameter Cylinder	Average Drag Coefficient R_e = 1 x 10^6 to 6 x 10^6
Smooth (polished)	0.592
Bitumastic,[1] glass fiber, and felt wrap	0.61
Bitumastic, glass fiber, and felt wrap (damaged)	0.66
Number 16 grit sandpaper (approximately equivalent to a vinyl-mastic coating on a 1- to 2-foot-diameter cylinder)	0.76
Bitumastic, glass fiber, and burlap wrap (approximately equivalent to bitumastic, glass fiber, and felt wrap on a 1- to 2-foot-diameter cylinder)	0.78
Bitumastic and oyster shell coating (approximately equivalent to light fouling on a 1- to 2-foot-diameter cylinder)	0.88
Bitumastic and oyster shell with concrete fragments coating (approximately equivalent to medium barnacle fouling on a 1- to 2-foot-diameter cylinder)	1.02

Blumberg and Rigg, 1961

È giustificato utilizzare il valore massimo della velocità u_{max} u max quando si calcola un numero di Reynolds per le onde. Inoltre, poiché il flusso vicino al livello dell'acqua calma contribuisce maggiormente al momento attorno alla linea di fango, la posizione in cui viene determinato u_{max} è scelta come $z = 0$ Pertanto, il numero di Reynolds per le onde è

$$R_e = \frac{u_{max} D}{\nu} \quad (10.3.19)$$

dove ν = viscosità cinematica del fluido (con $\nu \approx 1,0 \times 1\,0^{-5}$ ft ^{2} / s per acqua salata) e u $_{max}$ = velocità orizzontale massima a $z = 0$, determinata dalla teoria di Airy, è data da

$$u_{max} = \frac{\pi H}{T} \frac{L_0}{L_A} \quad (10.3.20)$$

Il rapporto L_0/L_A può essere ottenuto dalla Figura 39.

Un ulteriore parametro, l'importanza del quale è stata sottolineata da Keulegan e Carpenter (1956), è il rapporto tra l'ampiezza del moto delle particelle e il diametro del palo. Utilizzando la teoria di Airy, questo rapporto A/D può essere correlato a un parametro di periodo pari a $(u_{max} T/D)$ (introdotto da Keulegane Carpenter), cosı`:

$$\frac{A}{D} = \frac{1}{2\pi} \frac{u_{max} T}{D} \quad (10.3.21)$$

Quando z= 0 equazione (10.3.21) da:

$$A = \frac{H}{2}\frac{1}{\tanh\left[\frac{2\pi d}{L}\right]} = \frac{H}{2}\frac{L_0}{L_A} \text{ (10.3.22)}$$

Il rapporto L_0/L_A può essere ottenuto dalla Figura 39.

$$\frac{A}{D} > 10, C_D = C_D(steady\ flow)$$

$$1 < \frac{A}{D} < 10, C_D > C_D \text{ (steady flow)}$$

Combinando questo con l'equazione (10.3.22), il valore stazionario di C_D dovrebbe applicarsi al moto oscillatorio, a condizione che

$$\frac{A}{D} = \frac{H}{2D}\frac{L_0}{L_A} > 10 \quad \text{(10.3.23)}$$

O eqivalente

$$\frac{H}{D} > 20\frac{L_0}{L_A} \text{ (10.3.24)}$$

Thirriot et al. (1971) hanno trovato che la soddisfazione dell'equazione (10.3.24) è necessaria solo quando $R_e < 4x10^4$. Per numeri di Reynolds più grandi, hanno trovato che C_D è approssimativamente uguale al C_D del flusso stazionario, indipendentemente dal valore di A/D. Pertanto, è improbabile che la condizione imposta dall'equazione (10.3.24) venga incontrata nel progetto.

Tuttavia, è importante comprendere il significato di questo parametro quando si interpretano i dati di esperimenti a scala ridotta. Il valore medio di tutti i C_D ottenuti da Keulegan e Carpenter (1956) è (C_D) =1.52. I risultati tracciati nella Figura 57 (Thirriot et al., 1971), che tengono conto dell'influenza di A/D, mostrano che $C_D \approx 1.2$ è un valore più rappresentativo per l'intervallo di numeri di Reynolds coperti dagli esperimenti. Per ottenere valori sperimentali di C_D per numeri di Reynolds grandi, sono necessari esperimenti sul campo. Tali esperimenti richiedono la misurazione simultanea del profilo della superficie in corrispondenza o vicino al palo di prova e delle forze che agiscono sul palo. I valori di C_D (e C_M) ottenuti da esperimenti a scala prototipo dipendono in modo critico dalla teoria delle onde utilizzata per stimare i campi di flusso del fluido dai profili di superficie misurati.

Hallerraeier (1976) ha scoperto che, quando il parametro u^2/gD è approssimativamente uguale a 1.0, il coefficiente di resistenza (drag) C_D può aumentare significativamente a causa degli effetti superficiali. Quando ciò si verifica, dovrebbe essere eseguita un'analisi dettagliata delle forze, preferibilmente includendo la modellazione fisica.

10.5.2 Fattori che influenzano C_M

MacCamy e Fuchs (1954) hanno scoperto tramite la teoria che, per piccoli rapporti tra il diametro del palo e la lunghezza d'onda,

$$C_M = 2.0 \quad (10.3.25)$$

Questo è identico al risultato ottenuto per un cilindro in flusso accelerato di un fluido ideale o non viscoso (Lamb, 1932). La previsione teorica di C_M può essere considerata solo una stima di questo coefficiente. L'effetto di un fluido viscoso reale, che giustifica il termine contenente C_D nell'equazione (10.3.22), altererà drasticamente il modello di flusso attorno al cilindro e invaliderà l'analisi che porta a C_M =2.0. I fattori che influenzano C_D influenzano anche il valore di C_M.

influenzano anche il valore di C_M . Non è stata stabilita una dipendenza quantitativa di C_M dal numero di Reynolds, sebbene Bretschneider (1957) abbia indicato una diminuzione di C_M con l'aumento di Re. Tuttavia, per l'intervallo di numeri di Reynolds ($Re<3\times10^4$) coperto da Keulegan e Carpenter (1956), il valore del parametro A/D gioca un ruolo importante nel determinare C_M . Per A/D<1, hanno trovato che $C_M \approx 2.0$. Poiché per piccoli valori di A/D il modello di flusso probabilmente devia solo leggermente dal modello assunto nello sviluppo teorico, il risultato C_M =2.0 sembra ragionevole. Un risultato simile è stato ottenuto da Jen (1968), che ha trovato $C_M \approx 2.0$ da esperimenti quando A/D<0.4. Per valori di A/D più grandi, che sono più vicini alle condizioni di progetto effettive, Keulegan e Carpenter hanno trovato (a) un minimo di $C_M \approx 0.8$ per A/D≈2.5 e (b) che C_M aumentava da 1.5 a 2.5 per 6<A/D<20.

Proprio come per C_D, Keulegan e Carpenter mostrarono che C_M rimaneva quasi costante per una grande parte del periodo dell'onda, supportando quindi l'assunzione iniziale di C_M e C_D costanti. La Tabella 15 presenta i valori di C_M riportati da vari ricercatori. L'importanza di considerare quale teoria delle onde sia stata utilizzata per determinare C_D dagli esperimenti sul campo è altrettanto rilevante quando si trattano i valori di C_M .

Sulla base delle informazioni nella Tabella 15, la seguente scelta di C_M è raccomandata per l'uso in combinazione con le Figure 42 e 43:

$$C_M = 2.0 \; dove \; Re < 2.5 \; x \; 10^5$$

$$C_M = 2.5 - \frac{Re}{5 \; x \; 10^5} \text{ quando } 2.5x \; 10^5 < Re < 5 \; x \; 10^5$$

$$C_M = 1.5 \; quando \; Re > 5 \; x \; 10^5 \quad (9.3.26)$$

Tabella 15 Valori determinati sperimentalmente di C_M

Investigator	Approximate R_e	C_M*	Type of Experiment and Theory Used
Keulegan and Carpenter (1956)	$<3 \times 10^4$	1.5 to 2.5	Oscillatory laboratory flow (A/D > 6)
Bretschneider (1957)	1.6×10^5 to 2.3×10^5	2.26 to 2.02	Field experiments
	3.8×10^5 to 6×10^5	1.74 to 1.23	Linear theory
Wilson (1965)	large ($>5 \times 10^5$)	1.53	Field experiment, spectrum
Skjelbreia (1960)	large ($>5 \times 10^5$)	1.02 ± 0.53	Field experiments, Stokes' fifth-order theory
Dean and Aagaard (1970)	2×10^5 to 2×10^6	1.2 to 1.7	Field experiments, Stream-function theory
Evans (1970)	large ($>5 \times 10^5$)	1.76 ± 1.05	Field experiments, Numerical wave theory or Stokes' fifth-order theory
Wheeler (1970)	large ($>5 \times 10^5$)	1.5	Field experiments, Modified spectrum analysis: using $C_D = 0.6$ and $C_M = 1.5$, the standard deviation of the calculated peak force was 33 percent

* Range or mean ± standard deviation.

I valori di C_M forniti nella Tabella 15 mostrano che Skjelbreia (1960), Dean e Aagaard (1970) ed Evans (1970) hanno utilizzato quasi gli stessi dati sperimentali, ma hanno stimato valori diversi di C_M. Lo stesso vale per la loro determinazione di C_D, ma mentre la scelta consigliata di C_D dalla Figura 57 è generalmente conservativa, dall'equazione (10.3.26) la scelta consigliata di C_M per Re > 5 x 10^5 corrisponde approssimativamente alla media dei valori riportati. Questa possibile mancanza di conservatorismo, tuttavia, non è significativa poiché il componente della forza di inerzia è generalmente più piccolo rispetto al componente della forza di resistenza per le condizioni di progettazione. Dalle equazioni (10.3.10) e (10.3.11)il rapporto tra la forza di inerzia massima e la forza di resistenza massima diventa

$$\frac{F_{im}}{F_{Dm}} = \frac{\pi}{2}\frac{C_M}{C_D}\frac{D}{H}\frac{K_{im}}{K_{Dm}} \quad (10.2.27)$$

Ad esempio, se $C_M \approx 2C_D$ e si assume una onda di progettazione corrispondente a $H/H_b = 0{,}75$, il rapporto $\frac{F_{im}}{F_{Dm}}$ può essere scritto (utilizzando le Figure 42 e 43) come

$$\frac{F_{im}}{F_{Dm}} = \begin{cases} \dfrac{1.25D}{H} \ (SHALLOW\ WATER\ WAVES) \\ \dfrac{5.35D}{H} \ (\ DEEPWATER\ WAVES) \end{cases}$$

Poiché D/H sarà generalmente inferiore a 1 per un'onda di progettazione, il componente della forza d'inerzia sarà molto più piccolo rispetto al componente della forza di resistenza per onde in acque poco profonde e i due componenti della forza saranno di magnitudine comparabile solo per onde in acque profonde.

10.6 Discussione sulla scelta di un fattore di sicurezza

Prima che la palificazione venga progettata o che venga eseguita l'analisi delle fondazioni, di solito si applica un fattore di sicurezza alle forze calcolate. Sembra pertinente indicare (Bretschneider, 1965) che l'onda di progetto è spesso una grande onda, con una bassa probabilità di essere superata durante la vita della struttura. Inoltre, poiché i valori determinati sperimentalmente di C_M e C_D mostrano una grande dispersione, i valori di C_M e C_D potrebbero essere scelti in modo che vengano superati raramente. Un approccio del genere è piuttosto conservativo. Per la scelta raccomandata di C_M e C_D p quando utilizzati con i grafici generalizzati, i risultati di Dean e Aagaard (1970) mostrano che la forza di picco prevista si discostava dalla forza misurata al massimo del ± 50 percento.

Quando l'onda di progetto è poco probabile che si verifichi, si consiglia di applicare un fattore di sicurezza di 1,5 alle forze e ai momenti calcolati e che questa forza e momento nominali vengano utilizzati come base per il progetto strutturale e della fondazione per la palificazione.

Alcune onde di progetto potrebbero verificarsi frequentemente. Ad esempio, l'altezza massima dell'onda potrebbe essere limitata dalla profondità della struttura. Se l'onda di progetto è probabile che si verifichi, potrebbe essere applicato un fattore di sicurezza maggiore, ad esempio superiore a 2, per tenere conto dell'incertezza in C_M e C_D.

Oltre al fattore di sicurezza, dovrebbero essere considerati i cambiamenti che si verificano durante la vita utile della palificazione nel progetto. Tali cambiamenti come l'erosione alla base della palificazione e la rugosità aggiunta della palificazione dovuta alla crescita marina possono essere importanti. Per le condizioni di flusso corrispondenti ai numeri di Reynolds supercritici (Tabella 11), il coefficiente di resistenza C_D aumenterà con l'aumento della rugosità.

La procedura di progettazione presentata sopra è una procedura statica; le forze vengono calcolate e applicate alla struttura staticamente. La natura dinamica delle forze dovute all'azione delle onde deve essere considerata nel progetto di alcune strutture offshore. Quando la frequenza naturale di oscillazione di una struttura è tale che una quantità significativa di energia nello spettro delle onde è disponibile a quella frequenza, devono essere considerati anche gli aspetti dinamici della struttura. Inoltre, le inversioni di stress nei membri strutturali sottoposti a forze ondose possono causare guasti per fatica. Se si prevede la fatica, il fattore di sicurezza dovrebbe essere aumentato o le sollecitazioni ammissibili dovrebbero essere ridotte. La valutazione di queste considerazioni è al di fuori dello scopo di questo manuale.

La corrosione e la fouling delle palificazioni richiedono anche attenzione nel progetto. La corrosione riduce la resistenza dei membri strutturali. Di conseguenza, devono essere stimate le velocità di corrosione durante la vita utile di una struttura offshore e la dimensione dei membri strutturali deve essere aumentata di conseguenza. Watkins (1969) fornisce alcune indicazioni nella selezione delle velocità di corrosione dell'acciaio in acqua di mare. Il fouling di un membro strutturale a causa della crescita marina aumenta (1) la rugosità e il diametro effettivo del membro e (2) le forze sul membro. Le indicazioni per selezionare un coefficiente di resistenza C_D possono essere ottenute dalla Tabella 10. Tuttavia, l'aumento del diametro deve essere considerato nell'intera procedura di progettazione per determinare le forze su un membro contaminato.

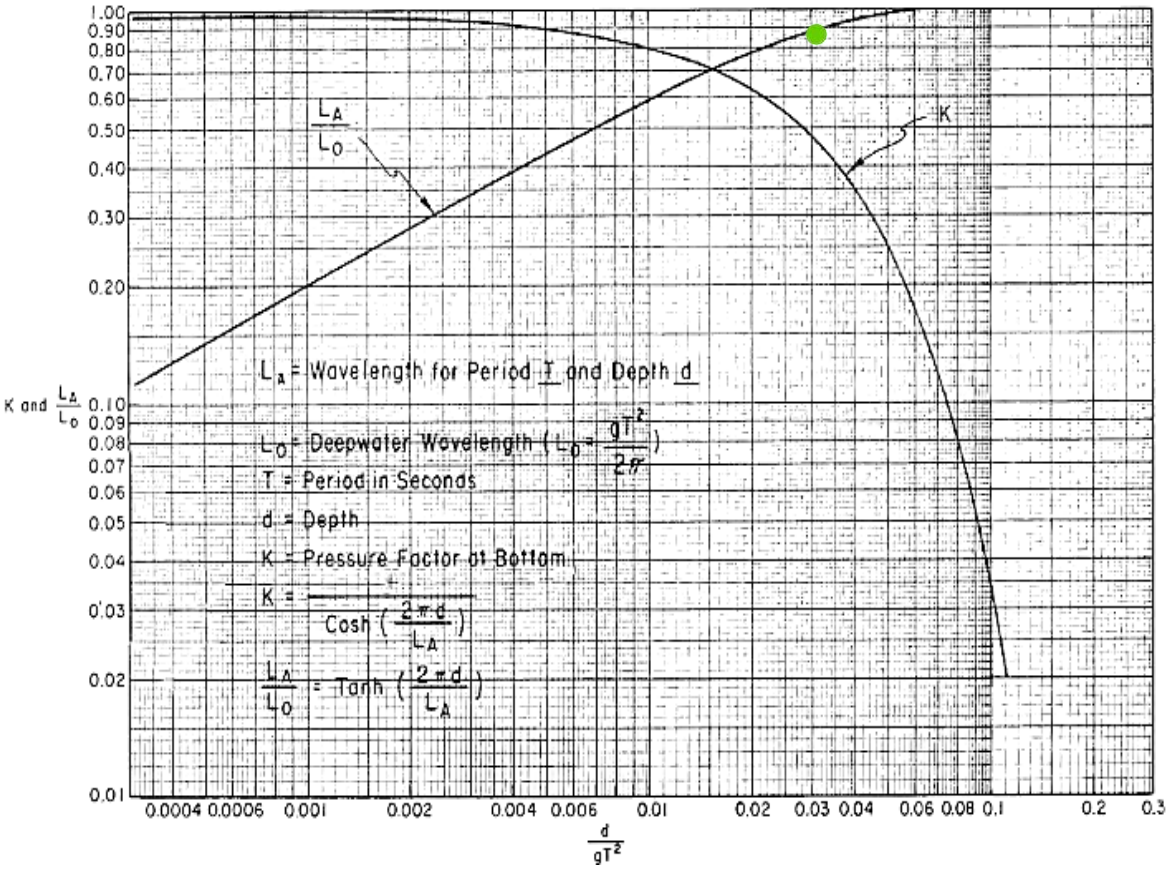
10.7 Relazione di calcolo sullo Specifico palo

La relazione di calcolo è sviluppata utilizzando i dati sull'onda illustrati nella sezione 8. In particolare, per l'onda massima lungo la direzione 110° (N°), si considerano un'altezza d'onda massima H=3,98m, un periodo d'onda T=9,86s, una profondità d'acqua di 31m, un diametro del palo dopo il Growth marine pari a D= 1,27 m, e l'accelerazione di gravità g=9,8m/s^2

H/gT^2=0,004 (Ripidezza d'onda adimensionale)

d/gT^2=0,033 (Profondità d'acqua adimensionale)

dalle figure 40, per d/gT^2=0,033



L_A/L_0= 0.87

E che riporta:

$L_A=L_0$x0,87= 121,3m

Usando la formula secondo MacCaamy e Fuchs (1954), risulta che l'equazione 10.2.2 è valida per tutti i rapporti di diametro del palo D/L_A (dove L_A è l'approssimazione di Airy della lunghezza d'onda)

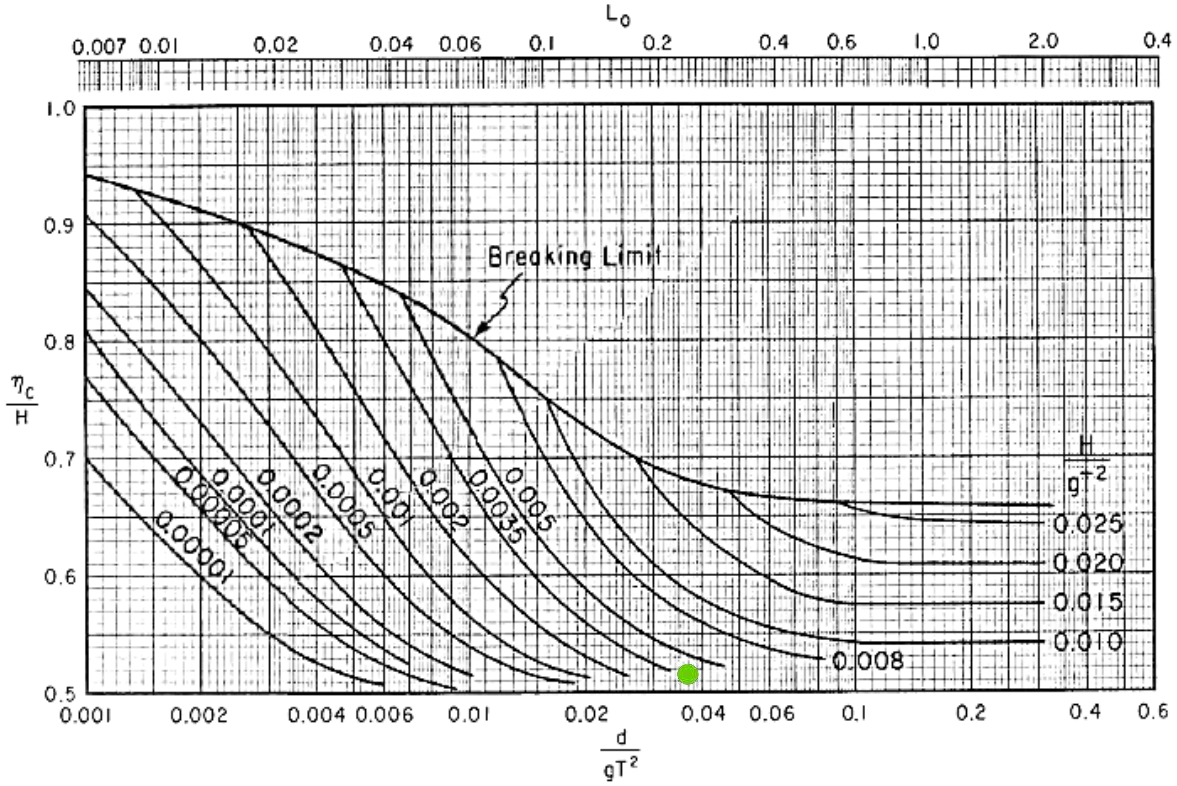
D/L_A=0,01<0,05

Poiché D/L_A soddisfa l'equazione (10.2.2), il calcolo della forza può essere basato sull'equazione (10.2.1).

Per soddisfare l'equazione 10.2.1, si dovrebbe ricavare l'elevazione della superficie utilizzando l'equazione10.2.3

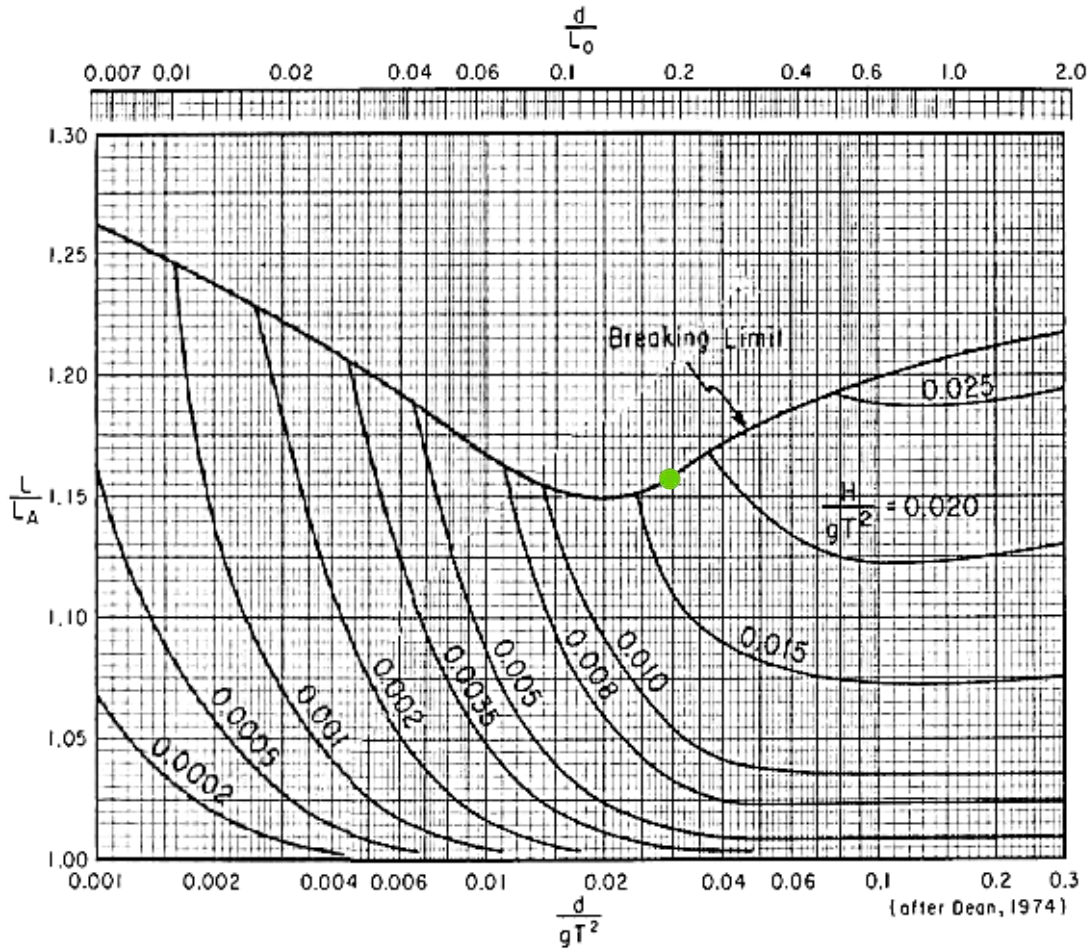
$$n = \frac{H}{2}\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) = 1{,}99 \text{ m}$$

Ma, come illustrato nel paragrafo 10.3, l'onda di progetto sarà generalmente troppo alta. Secondo la teoria di Airy, si calcola l'elevazione della cresta utilizzando la figura 41



nc=2,1m

e dalla figura 42 si può ricavare la lunghezza d'onda influenzata dalla ripidezza:



L=1,165xL_A=141,3m (dopo l'influenza della ripidezza)

Per calcolare il fattore di pressione del fondo, si è basato sulla figura 40

K=0,9

k^2=0,81

Altezza dell'onda al frangimento si ricava dalla figura 47:

H_b=19,06

Il rapporto tra l'altezza dell'onda di progetto e l'altezza di frangimento è

H/H_b=0,21

Secondo l'equazione (10.3.19) e (10.3.20):

u_{max}=1,59m/s

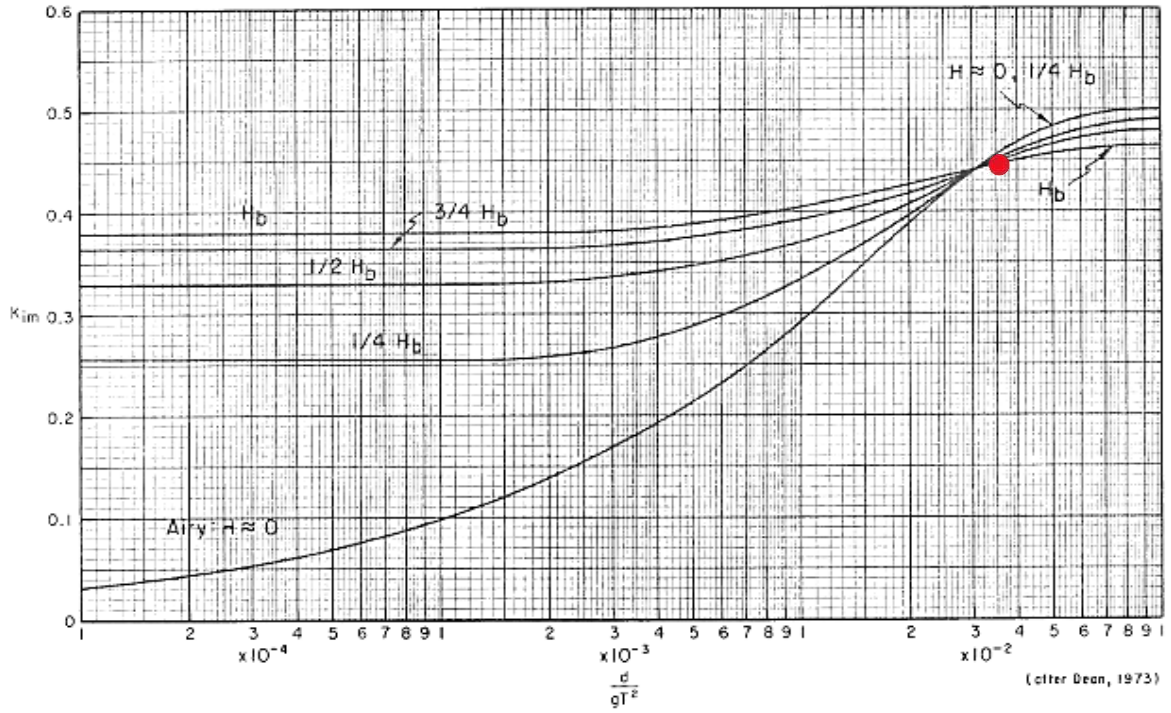
Re=2,17*10^6

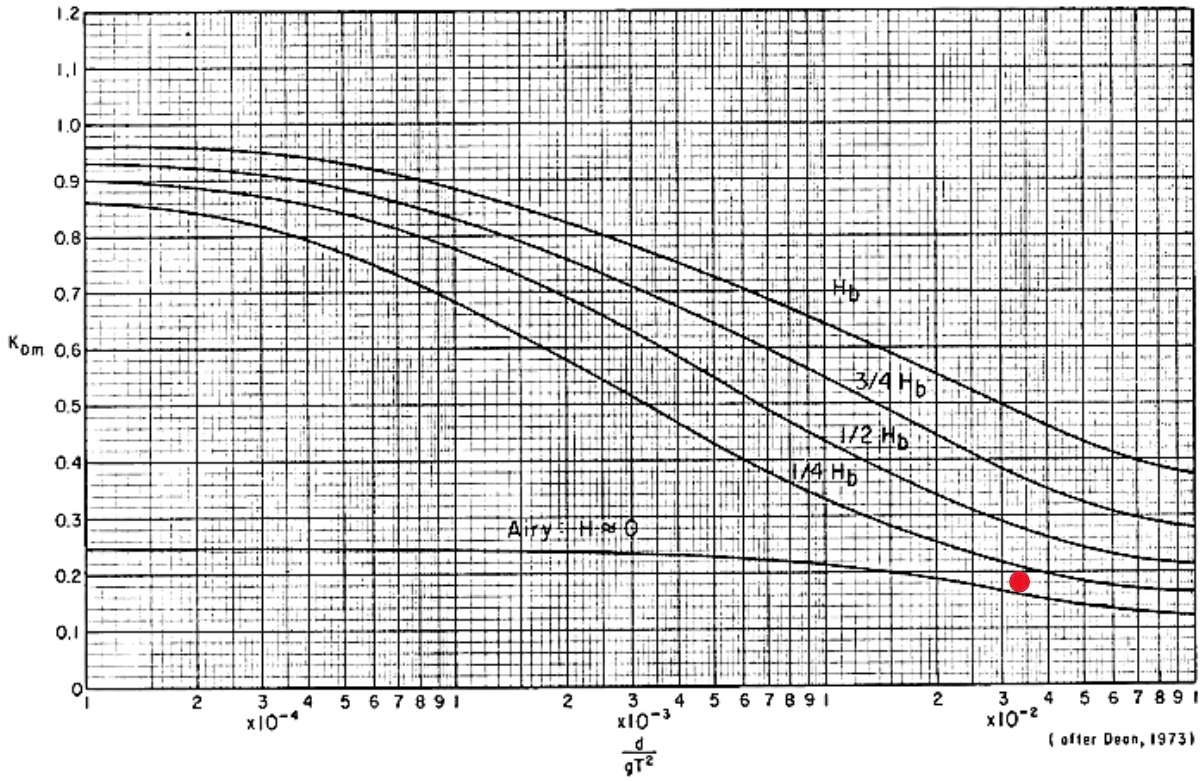
La variazione del coefficiente di forza di drag e di inerzia è influenzata da molti fattori, ma a causa del numero di Reynolds elevato, il coefficiente ottenuto da esperimenti su scala prototipo, come discusso nella sezione 10.5, viene considerato. Pertanto, i valori stimati dopo aver seguito le equazioni e per una maggiore sicurezza sono

$$C_D=1,05$$

$$C_M=1,81$$

Dalle figure 43 e 44 con d/gT^2 =0,033 e $H=0,21H_b$ Interpolare tra curve $H=1/4H_b$ e H= 0 airy , ricaviamo :





K_{im}=0,44

K_{Dm}=0,19

Secondo l'equazione (10.3.10):

F_{im}=4454,44 N

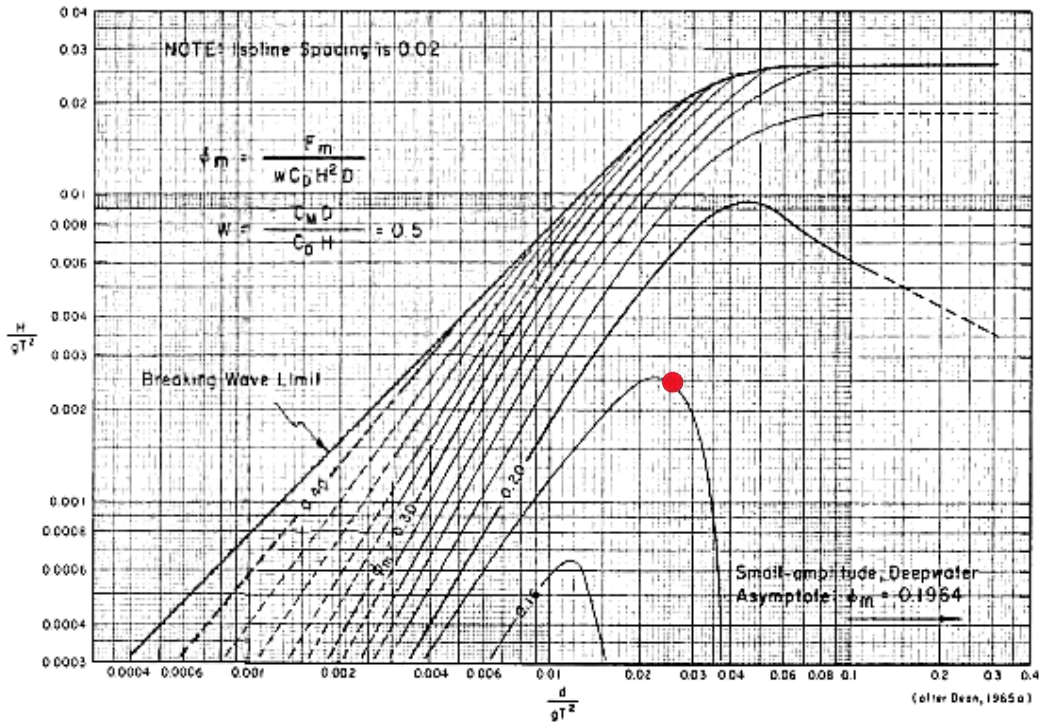
Poi secondo l'equazione (10.3.11):

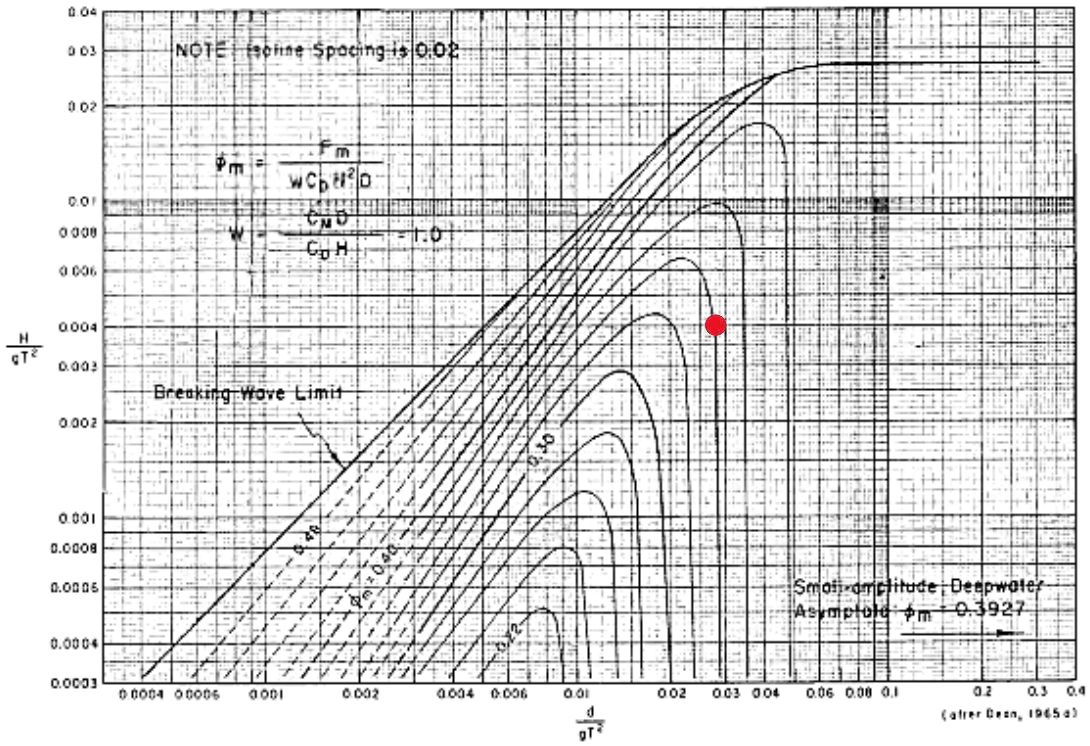
F_{Dm}=20157,32N

Per calcolare il massimo forze e momento. Utilizzando le equazioni (10.3.10) fino a (10.3.13) con le Figure 42 fino a 45:

$$w=\frac{C_M D}{C_D H}=0,61$$

Interpolare tra le figure 50 e 51 e con $H/gT^2=0,004$



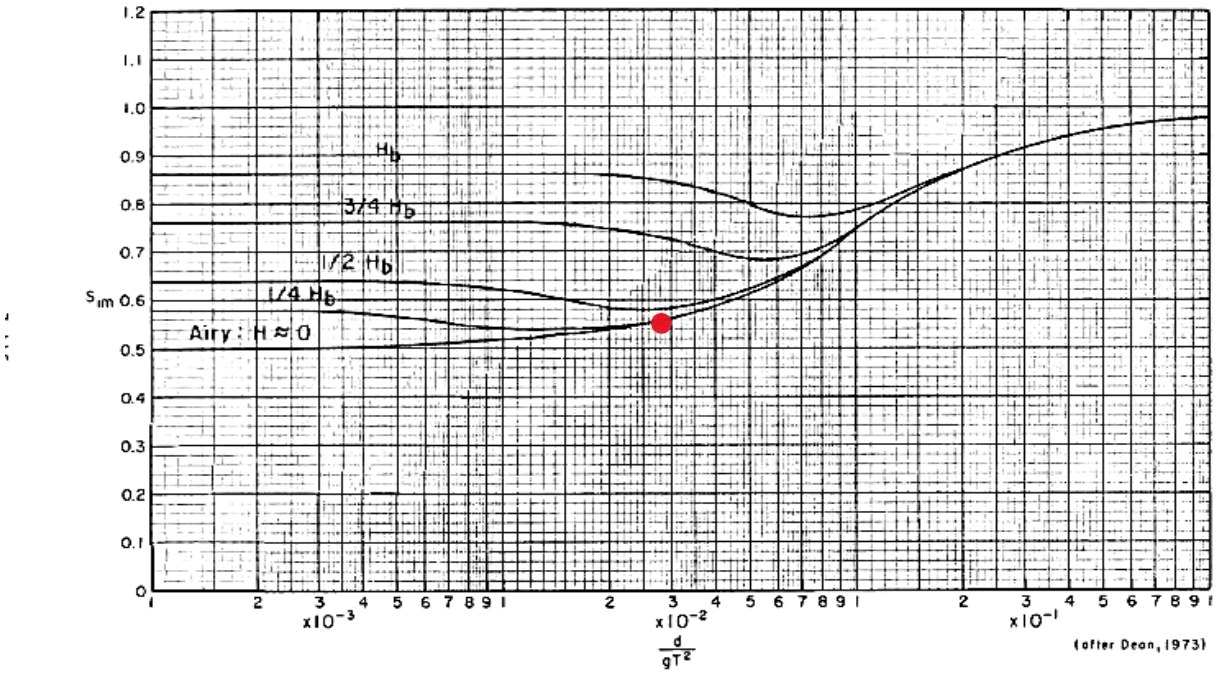


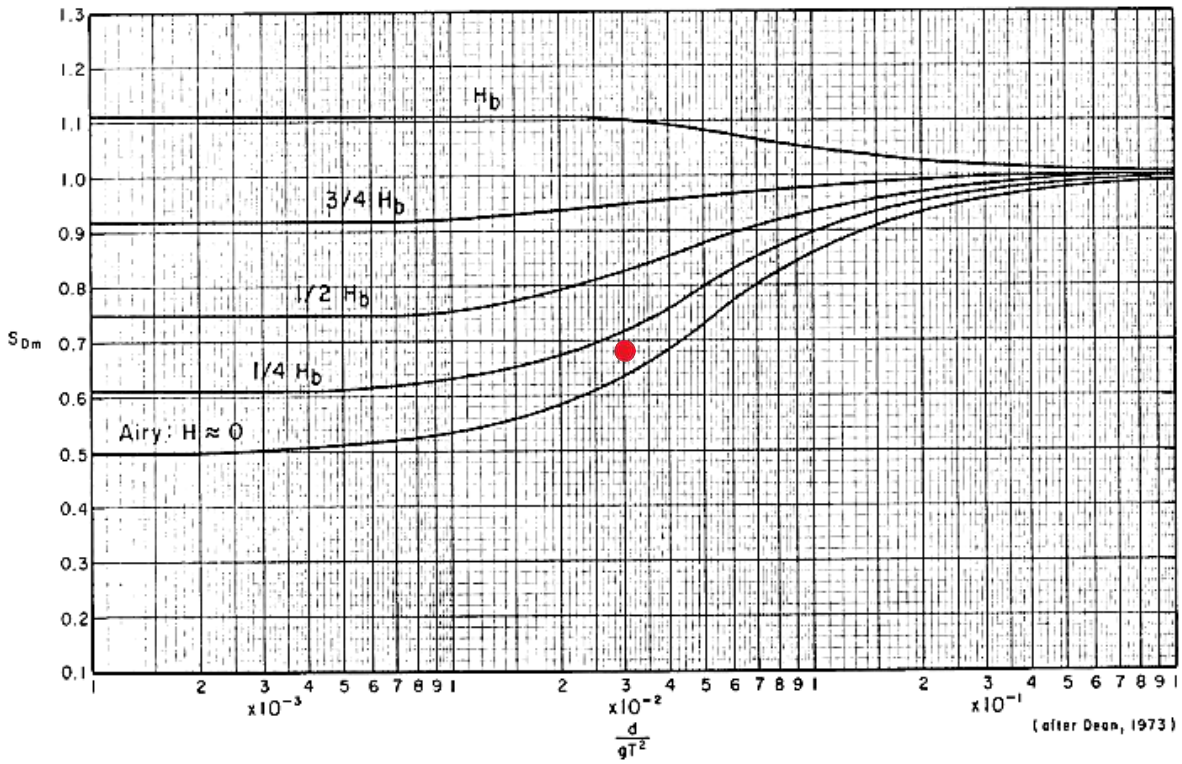
$\Phi_m=0,2$

Secondo l'equazione (10.3.15):

$F_m=25,47kn$

Per calcolare il momento di inerzia ed interpolando tra le figure 45 e 46:





S_{im}=0,56

S_{Dm}=0,68

Quindi con l'equazione (10.3.12) e (10.3.13) abbiamo:

$$M_{im}=7{,}73 \text{ kN-m}$$

$$M_{Dm}=42{,}49 \text{ kN-m}$$

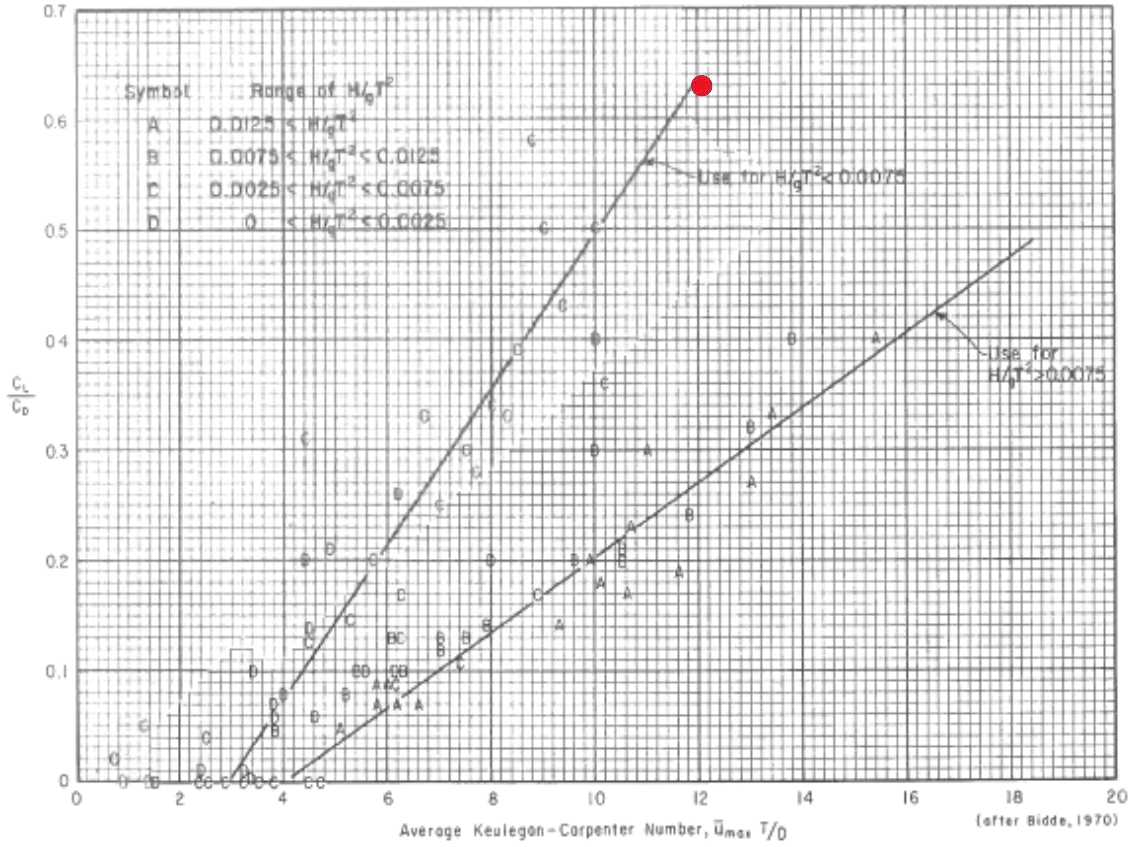
Il momento totale massimo rispetto alla linea di mud si trova dall'equazione (10.3.16)

$$M_m=1{,}052 \text{ kN-m}$$

Per calcolare la forza di sollevamento secondo Chang (1964), abbiamo seguito l'equazione (10.3.17)

$$F_L = F_{LM}cos20 = C_L \frac{\rho g}{2} DH^2 K_{Dm} cos20$$

e il valore di C_L ricavato dalla figura 56 con $u_{max}T/D=12{,}34$



$$C_L=0{,}672$$

Quindi:

$$F_{Lm}=12{,}9\text{kN}$$

$$F_{max}=18{,}233 \text{ KN}$$

Che riporta La variazione temporale della forza di sollevamento è data da:

$$F_L=12{,}9\cos 2\theta$$

11. Calcolo delle Forze e dei Momenti su Gruppi di Pali Cilindrici Verticali

Per determinare la forza orizzontale massima e il momento attorno alla linea del fango per un gruppo di pali che supportano una struttura. La Figura 7-86 mostra un esempio di gruppo di pali soggetti all'azione delle onde. Il concetto di onda di progetto assume un'onda bidimensionale (a cresta lunga); pertanto, la direzione x è scelta come direzione di propagazione dell'onda. Se si sceglie un palo di riferimento situato in x =0, è possibile determinare la coordinata x di ciascun palo del gruppo a partire da

$x_n = l_n cos\alpha_n$ (10.1)

dove n si riferisce a un particolare palo, e l_n e α_n sono definiti nella Figura 7-86. Se la distanza tra due pali adiacenti è sufficientemente grande, le forze su un singolo palo non saranno influenzate dalla presenza degli altri pali. Il problema si riduce semplicemente a trovare la forza massima su una serie di pali.

Nella Sezione 9 è stata determinata la variazione della forza su un singolo palo verticale in funzione del tempo. Se si assume che l'onda di progetto sia un'onda di forma permanente (cioè un'onda che non cambia forma durante la propagazione), la variazione della forza in un determinato punto nel tempo è la stessa della variazione della forza con la distanza in un dato istante temporale. Introducendo l'angolo di fase.

$\theta = \frac{2\pi x}{L} - \frac{2\pi t}{T}$ (10.2)

Dove L è la lunghezza d'onda, le formule date nella Sezione 9 per un palo situato in x= 0 possono essere scritte in forma generale introducendo θ, definito come $\theta=\frac{2\pi x}{L} - \frac{2\pi t}{T}$ al posto di $-\frac{2\pi t}{T}$.

Utilizzando tabelle (Skjelbreia et al., 1960, e Dean, 1974), è possibile calcolare la forza orizzontale totale F(x) e il momento attorno alla linea del fango M(x) in funzione della distanza dalla cresta d'onda x. Scegliendo la posizione del palo di riferimento in una certa posizione $x=x_r$ relativa alla cresta d'onda di progetto, la forza totale o il momento attorno alla linea del fango si ottengono sommando.

$F_{TOTAL} = \sum_{n=0}^{N-1} F(x_r + x_n)$ (10.3)

$M_{TOTAL} = \sum_{n=0}^{N-1} M(x_r + x_n)$ (10.4)

DOVE:

n: Numero totale di pali nel gruppo.

x_n: Dalla equazione(10.1)

x_r: Posizione del palo di riferimento rispetto alla cresta d'onda.

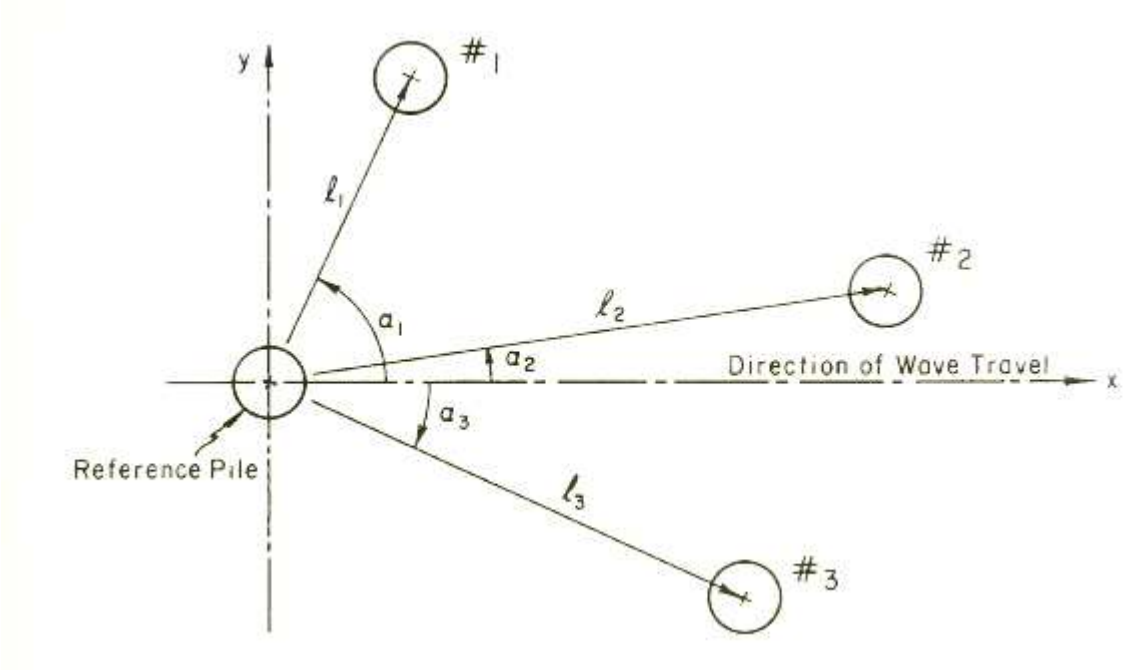


Figura 58 Schema definitorio: Calcolo delle forze generate dalle onde su un gruppo di pali strutturalmente connessi

Ripetendo questa procedura per diverse scelte di x, è possibile determinare la forza orizzontale massima e il momento attorno alla linea del fango per il gruppo di pali.

F_D (θ) è una funzione pari, e F_i (θ) è una funzione dispari; quindi

F_D (θ)= F_D (-θ) (10.5)

e

F_i (θ)= - F_i (-θ) (10.6)

E i calcoli devono essere effettuati solo per $0 \leq \theta \leq \pi$ in radianti. Le equazioni (10.5) e (10.6) sono valide per qualsiasi onda simmetrica rispetto alla sua cresta e, pertanto, sono applicabili se si utilizzano le tabelle delle onde di Skjelbreia et al. (1960) e Dean (1974). Quando si utilizzano queste tabelle, la lunghezza d'onda calcolata tramite la teoria dell'ampiezza finita appropriata deve essere utilizzata per trasformare θ in distanza dalla cresta d'onda, x.

La procedura è illustrata dai seguenti esempi. Per semplicità, viene utilizzata la teoria di Airy e si considera solo la forza orizzontale massima. Lo stesso procedimento di calcolo viene utilizzato per determinare il momento massimo.

11.1 Relazione del Calcolo sul Gruppo di Pali

Nella figura 59 è rappresentata la planimetria della quota a 28 metri sotto il livello dell'acqua della mia piattaforma. È possibile osservare il posizionamento dei 5 pali connessi alla struttura, su cui ci siamo basati per il calcolo delle forze d'onda sui gruppi di pali. Ogni palo è contrassegnato con una delle seguenti etichette: A1, A2, B1, B2 e l'ultimo A'1.

Il palo A2 è il palo di riferimento, situato in x = 0, dove x rappresenta la coordinata di ciascun palo lungo la direzione di propagazione dell'onda.

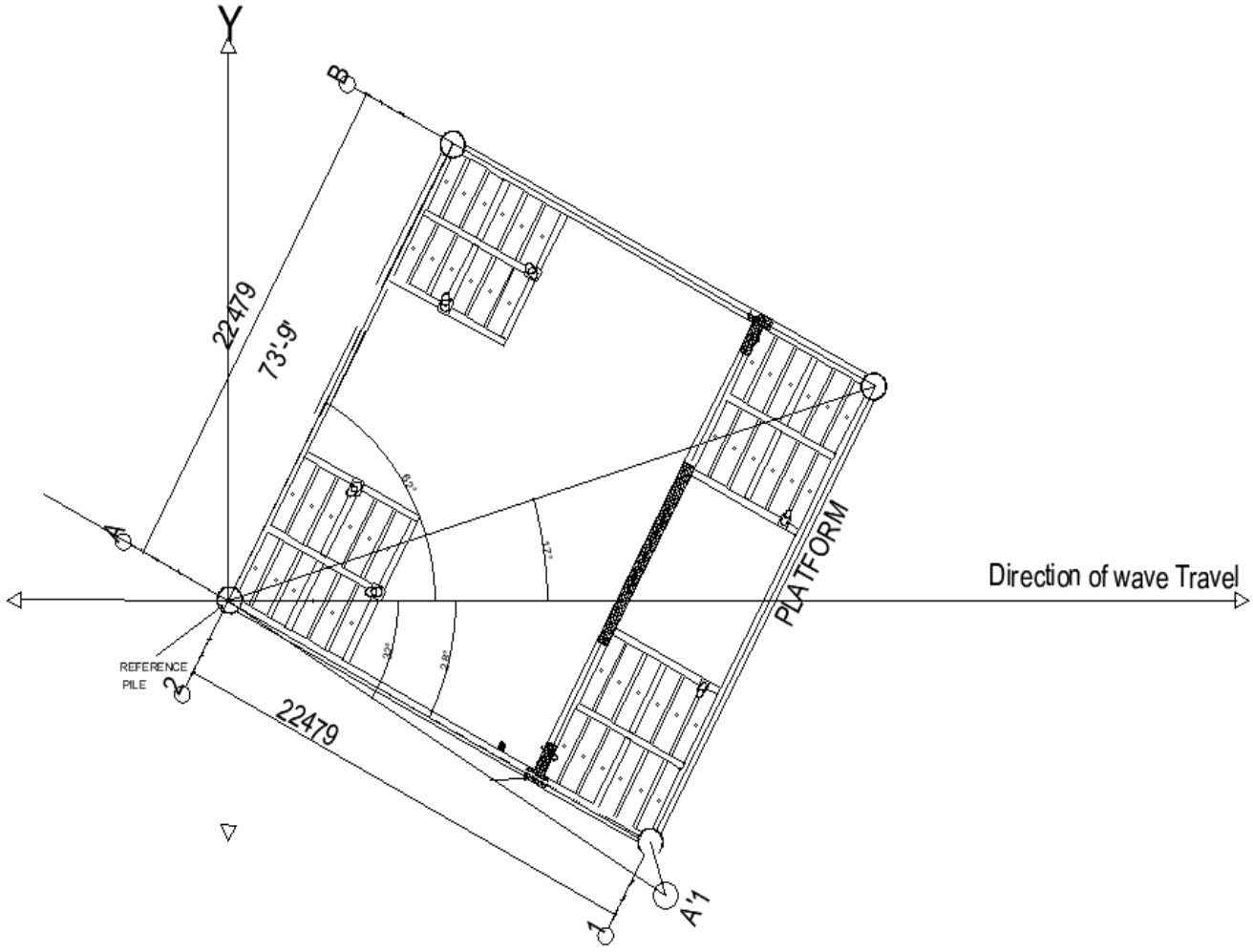


Figura 59 Figura schematica della piattaforma studiata con gruppi di pali per strutture connesse, utilizzata per il calcolo delle forze d'onda

Abbiamo che:

B1: $l1$=22,479m e α_1=62°.

A2: $l2$=0 m e α_2=0°.

B2: $l3$=37,79m e α_3=17°

A1: $l4$=22,479m e α_4=-28°

A'1: $l5$=32,43m e α_5=-32°

Nella tabella 16 successiva sono riportati i valori delle forze d'onda per ciascun angolo dove ogni palo è stato contrassegnato:

Tabella 16 Calcolo della variazione delle forze d'onda in funzione dell'angolo di fase.

ID	θ(deg)	x(m)	Fi=Fimsinθ(N)	FD=FDm|cosθ|cosθ (N)	F(θ) = Fi+FD (N)	F(-θ) = Fi-FD (N)
A2	0	0	0	20157,3163	20157,3163	-20157,3163
B2	25	10,55	1882,52	16557,08	18439,6	-14674,56
B1	72,18	30,4	4240,724453	1887,791486	6128,515939	2352,932967
A1	47,13	19,85	3264,755159	9329,313074	12594,06823	-6064,557915
A'1	65,31	27,50	4047,173184	3517,415979	7564,589163	529,7572052

F_{totale}=64,882 kn

12. Calcolo delle forze su un palo cilindrico non verticale

Un singolo palo non verticale sottoposto all'azione di un'onda di progetto bidimensionale che si propaga nella direzione x è mostrato nella Figura 39. Poiché le forze sono perpendicolari all'asse del palo, è ragionevole calcolare le forze mediante l'equazione (10.2.1) utilizzando le componenti di velocità e accelerazione perpendicolari al palo. Gli esperimenti (Bursnall e Loftin, 1951) indicano che questo approccio potrebbe non essere conservativo, poiché la componente della forza di attrito dipende dalla velocità risultante piuttosto che dalla componente di velocità perpendicolare all'asse del palo. Per considerare queste osservazioni sperimentali, si raccomanda la seguente procedura per il calcolo delle forze sui pali non verticali. Per una data posizione sul palo (x0, y0, z0 nella Figura 60), la forza per unità di lunghezza del palo inclinato è presa come la forza orizzontale per unità di lunghezza di un palo verticale fittizio nella stessa posizione.

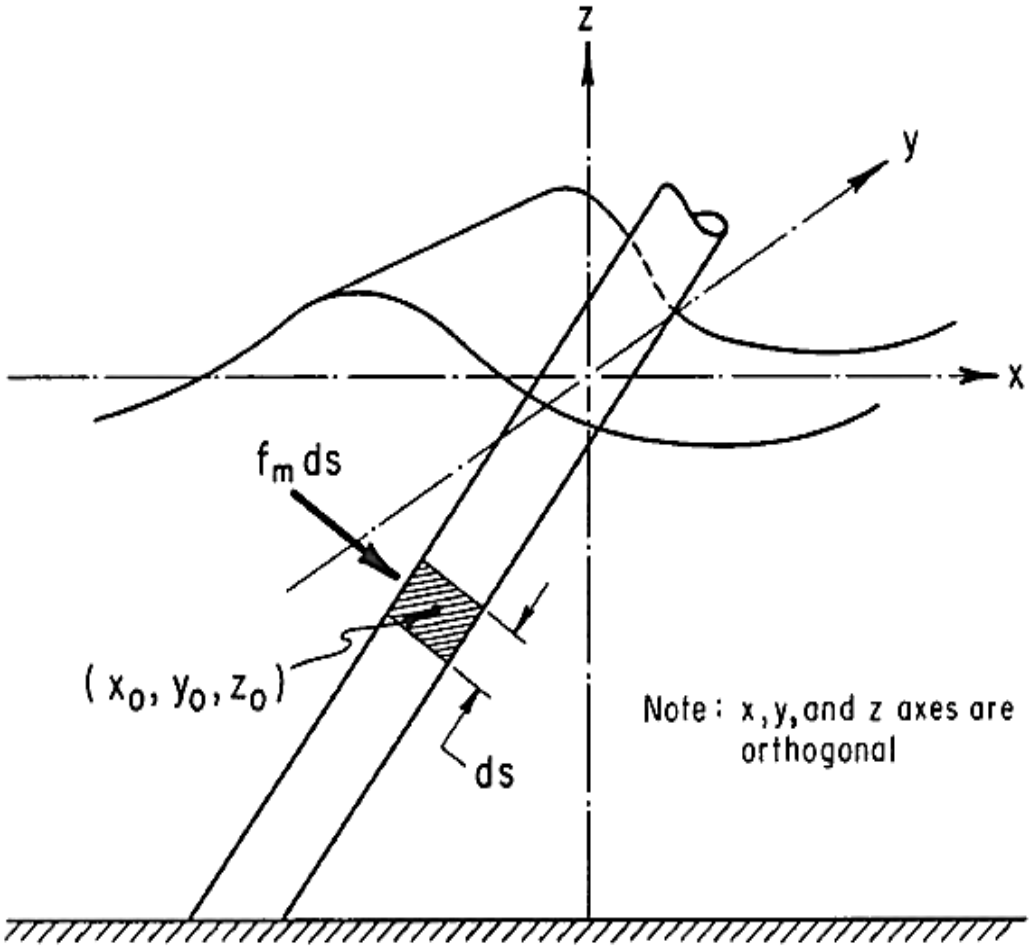


Figura 60 Definizione: calcolo delle forze d'onda su un palo non verticale

Le forze e i momenti su pali cilindrici non verticali possono essere stimati utilizzando l'equazione di Morison dove i valori per la velocità ue l'accelerazione du/dt sono dati come componenti di velocità e accelerazione perpendicolari al palo. I calcoli devono essere eseguiti utilizzando una teoria delle onde appropriata, insieme ai coefficienti di forza indicati C_D e C_M e C_L.

Non è possibile utilizzare le curve fornite nelle figure di progetto da 43 fino a 46 e 48 poiché queste figure si applicano solo ai pali verticali. Per i pali non verticali, il peso proprio del palo (immerso e sopra il livello dell'acqua) contribuirà al momento ribaltante e deve essere incluso nel calcolo.

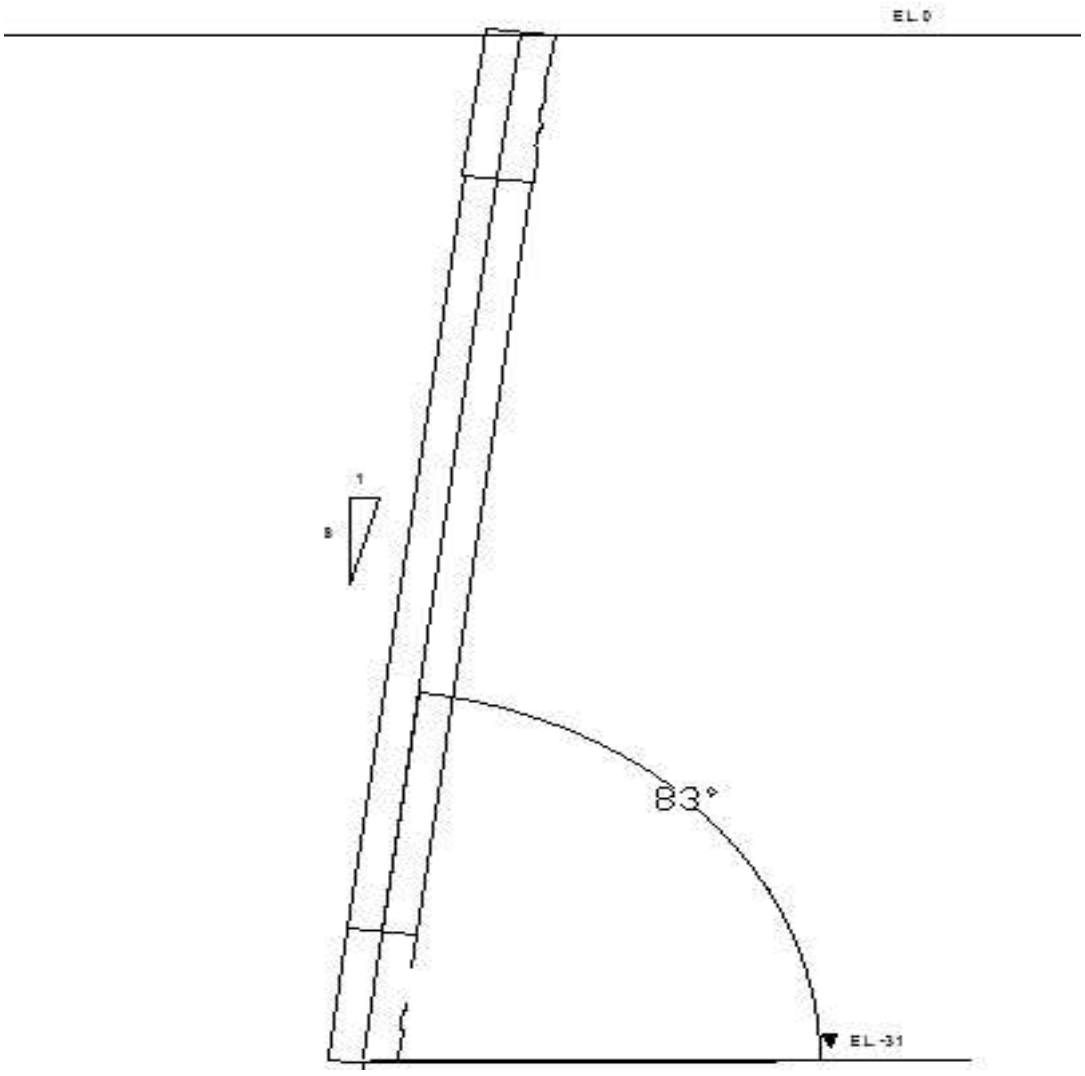


Figura 61Inclinazione dei pali della piattaforma sottolivello dell'acqua

Per proseguire i calcoli delle forze su un palo inclinato, si prevede di determinare le forze massime su una determinata lunghezza del palo, suddividendo il calcolo in intervalli di circa 1 metro, fino a una profondità di 35 metri. La profondità da considerare si estende fino a 31 metri sotto il livello dell'acqua. Alla fine, si calcolerà la somma totale delle forze per ottenere la forza massimale complessiva di una onda sul palo non verticale.

È possibile determinare la forza f_m su un palo non verticale eseguendo il calcolo delle forze per ogni metro di lunghezza, utilizzando le equazion(10.2.7) con cos(2πt/T) =1

$$F_D=C_D\rho g H\hat{}2\,\frac{1}{2}\left\{\frac{gT^2}{L}\left[\frac{\cosh\left[\frac{2\pi(z+d)}{L}\right]}{\cosh\left[\frac{2\pi}{dL}\right]}\right]\right\}\cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)\ \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right)$$

E la forza massima si assume secondo:

$$f_m = F_{Dm}\frac{F_m}{F_{Dm}}$$

Dove F_m e F_{Dm} si ricavano dalle equazioni (10.3.11) e (10.3.15) allora:

$$f_{mi} = F_{Dm}\frac{\emptyset_m w C_D H^2 D}{C_D\ 1/2\,\rho g H^2 D k_{Dm}} = F_{Dm}\frac{2\emptyset_m}{k_{Dm}}$$

Così alla fine per ricavare La Forza massimale complessiva:

$$F_{Mtot}=\sum f_{mi} * L \quad (12.1)$$

$$F_{0tot}=F_{Mtot} * cos\alpha \quad (12.2)$$

$$F_{vtot}=F_{Mtot} * sen\alpha \quad (12.3)$$

Dove:

F_{Mtot}: Forza massimale complessiva

F_{vtot}: Forza verticale.

α: $grado\ angolare$

F_{0tot}: Forza orizzontale

L: lunghezza del palo

Infine, per calcolare il momento su un palo non verticale:

$$M = \sum f_{mi} * br_i + \sum w_i * br_i \quad (12.4)$$

dove w è $Peso\ del\ palo$.

Conclusione

Un esempio significativo delle gravi conseguenze di un'inadeguata considerazione delle spinte ondose è il disastro della piattaforma Alexander L. Kielland nel 1980. Questo tragico evento ha dimostrato l'importanza di un'analisi accurata delle forze esercitate dalle onde per garantire la sicurezza delle strutture marine. Partendo da questa consapevolezza, il presente lavoro ha analizzato la forza delle onde su una piattaforma a pali, ipotizzandone il posizionamento nel Mar Adriatico.

I calcoli, effettuati a scopo accademico seguendo il manuale Shore Protection Manual, hanno riguardato le caratteristiche ondose del Mar Adriatico, limitatamente alla condizione più gravosa con periodo di ritorno di un anno, su una struttura fittizia considerata sulla stessa profondità e con tutte le altre caratteristiche (non ondose) coincidenti con quelle della piattaforma realizzata nel Golfo di Guinea. La struttura considerata per i calcoli delle forze ondose è stata quella del telaio di sostegno principale della piattaforma considerata costituita dai cinque pali principali di sostegno. Nel corso dello studio, sono stati confrontati i risultati ottenuti con il metodo di calcolo manuale adottato con quelli ricavati da un software avanzato, SACS, utilizzato per la struttura reale nel Golfo di Guinea.

I risultati hanno evidenziato valori di forza inferiori nel caso del Mar Adriatico, attribuibili alla diversa natura delle onde prese come riferimento per i calcoli dinamici: nel Golfo, le onde sono sia più alte sia più lunghe, mentre nell'Adriatico sono più basse e più corte. Nonostante siano state utilizzate le stesse caratteristiche della piattaforma, nonché dati specifici di temperatura, clima e salinità per la posizione ipotizzata nel Mar Adriatico, si riscontra sempre questa differenza nelle forze. Inoltre, è stato osservato che le piattaforme del Golfo richiedono una maggiore capacità strutturale, anche per l'integrazione di componenti aggiuntivi come riser e altri elementi connessi ai 5 pali principali. La verifica della forza massima di questi pali ha confermato la complessità dello studio sulle spinte ondose, che rappresenta una sfida cruciale per gli ingegneri.

Infine, dopo aver dimostrato tutte le informazioni e le ricerche sui calcoli delle forze ondose sulle strutture marittime, si sottolinea che lo studio di questi fenomeni fisici e morfologici, così come delle sfide ingegneristiche che possono portare a catastrofi, è un campo complesso ma fondamentale. Gli studi presentati, pur parziali, evidenziano l'importanza di un'analisi approfondita e contestualizzata per garantire una maggiore sicurezza.

Questa variazione, confermata dai dati di riferimento forniti da R.O.N., dimostra l'influenza cruciale delle caratteristiche ondose locali nel dimensionamento delle strutture.

Il lavoro sottolinea l'importanza di contestualizzare le analisi ingegneristiche alle condizioni specifiche del sito, per garantire piattaforme sicure e resilienti. I risultati non solo rafforzano la comprensione teorica delle spinte ondose, ma offrono anche uno spunto pratico per la progettazione di soluzioni sostenibili e affidabili. Questo studio rappresenta un passo significativo nella comprensione delle forze ondose sulle strutture offshore, dimostrando come un approccio ingegneristico contestualizzato sia essenziale per garantire la sicurezza e la sostenibilità. Ulteriori ricerche potrebbero esplorare altre condizioni ambientali o includere nuovi metodi di calcolo per affrontare le sfide emergenti. Infine, questo lavoro ribadisce che, attraverso un'analisi accurata e una progettazione meticolosa, si possono prevenire tragedie come quella della piattaforma Alexander L

Bibliografia

- API RP 2A – WSD Recommended Practice for Planning, Designing and Constructing Fixed Offshore Platforms – Working Stress Design, 21st Edition, Errata & Supplement 3 October 2007
- API RP 2A – WSD "Recommended Practice for Planning, Designing and Constructing Fixed Offshore Platforms – Working Stress Design", 22nd Edition, November 2014.
- Baker, C. J. (1979). The laminar horseshoe vortex. *J. Fluid Mechanics*, vol 95, part 2. 347-367.
- Bruce J, Muga and James F. Wilson -DYNAMIC ANALYSIS OF OCEAN STRUCTURES - -Part Π. p.p. 151 .158
- Coastal engineering Manual ;EM1110-2-1110 (PART 6)
- Chakrabarti S.K. Hydrodynamics of Offshore Structures -, Offshore Structure Analysis Inc, USA
- ENICONGO 306701DOETN7019 Deck Weight Control Report, Rev. EXDE18.
- ENICONGO 306701DORVN7005 Jacket Weight Control Report, Rev. EXCO02.
- ENICONGO DNV-RP-C205 Environmental Conditions and Enviromental Loads (2019)
- ENICONGO 306100FORB00001CSFS03 _Annex1 "ENI Congo-Offshore Congo Marine XII Block Nenè Platforms – Meteocean Design Data" Rev.10/01/2014 (reference 21)
- Dargahi, B. 1989. The turbolent flow field around a circular cylinder. Experiments in Fluids vol 8, 1-12.
- DEPARTMENT OF THE ARMY Waterways Experiment Station, Corps of Engineers COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER - SHORE PROTECTION MANUAL VOLUME II
- DEPARTMENT OF THE ARMY Waterways Experiment Station, Corps of Engineers COASTAL ENGINEERING RESEARCH CENTER - SHORE PROTECTION MANUAL VOLUME I
- Fenton, J. D., McKee, W.D. 1990. On calculating the lengths of water waves. Coastal Engineering, 14, 499-513.
- Fenton, J. D., McKee, W.D. (1990). On calculating the lengths of water waves. *Coastal Engineering*, 14, 499-513.
- Fenton, J. D. (1985), A fifth-order Stokes theory for steady waves, *Journal of waterway, port, coastal and ocean engineering*, 111(2), 216-234.
- Fenton, J. D., McKee, W.D. 1990. On calculating the lengths of water waves. Coastal Engineering, 14, 499-513.
- Forristall, G.Z. (2000). Wave crest distributions: observations and second-order theory. *Journal of Physical Oceanography* 30, 1931–1943
- Goda, Y. (1988). Statistical variability of sea state parameters as a function of a wave spectrum. *Coastal Engineering in Japan*, 31(1), 39-52.
- Hedges, T. S. (1995), Regions of validity of analytical wave theories. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers-Water Maritime and Energy*, 112(2), 111-114.
- Lorenzoni C. Appunti del corso di costruzioni marittime, UNIVPM, 2023
- McCowan, J. 1894. On the highest wave of permanent type. Philosophical Magazine, 351-357.
- Matteotti G. Lineamenti Di Costruzioni Marittime, SG edituriali, 1994
- Scarsi Giulio - A.L.O.M PROBLEMI.ATTUALI DI STRUTTURE OFFSHORE E MARINE -MILANO 15-18 OTTOBRE 1991-. p. p. 20-54