

ze contenute per ogni registrazione sarebbe fornita dalla (2.4.18).

I valori ottenibili dalle precedenti equazioni si riferiscono alle ampiezze d'onda, cioè alla distanza fra la superficie indisturbata del mare e la cresta dell'onda; per ottenere le altezze d'onda, e cioè la distanza tra il cavo e la cresta, si suole raddoppiare i suddetti valori.

Una tale operazione, certamente corretta nel caso di un'onda sinusoidale semplice, è sufficientemente approssimata nel caso di mare vecchio.

Nel caso di mare vivo si esalta, invece, la circostanza che, come accennato precedentemente, la distanza verticale fra il livello medio del mare ed un cavo non è esattamente eguale a quella relativa alla cresta.

La determinazione della funzione di distribuzione delle altezze è un problema estremamente complesso dal punto di vista teorico, né si è certi, peraltro, che l'esatta soluzione possa portare ad un vantaggio di rilievo dal punto di vista delle pratiche applicazioni ingegneristiche; si preferisce, pertanto, allo stato attuale, raddoppiare i valori delle precedenti tabelle anche nel caso di onde vive.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

Putz (1952) esaminando 25 registrazioni, con un numero d'onde variabili da un minimo di 86 ad un massimo di 135, ha trovato, invero, che le altezze si distribuiscono secondo la legge Gamma, ma la distribuzione di Rayleigh e quelle che da essa derivano sono di uso più semplice e più generale poiché sono definibili da un unico parametro: la derivazione standard σ .

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

2.5 - CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE

Utilizzando il modello matematico della previsione del moto ondoso è possibile ricavare l'altezza e il periodo significativi definiti nel precedente paragrafo per ogni prefissata terna di valori F_{eff} , U e T ; la velocità del vento, U , e la durata, t , risultano legate da una relazione definita precedentemente (equazione del vento), in funzione del tempo di ritorno, per ognuna delle direzioni foranee ed il valore di F_{eff} può essere tratto dalla Fig. 2.1.3.

A seguito delle considerazioni fatte nel precedente capitolo sull'esposizione del paraggio in esame, si sono prese in considerazione le seguenti sei direzioni di provenienza al largo: NNE ($22^\circ, 5$ N), NE (45° N), ENE ($67^\circ, 5$ N), E (90° N), ESE ($112^\circ, 5$ N), S (180° N).

Si osservi come le massime condizioni di sviluppo delle caratteristiche del mare non è detto a priori che debbano presentarsi, per ogni prefissata direzione, in concomitanza delle massime velocità del vento: ciò perché al crescere della velocità del vento, diminuisce la sua durata ed è, ovviamente, il più condizionante dei due pa-

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

rametri a limitare lo sviluppo del fenomeno.

Per ognuna delle sei suddette direzioni, pertanto, si sono prefissati dieci valori del tempo di ritorno, variabili da tre a cento anni; si sono quindi assunti otto valori della velocità del vento, per ogni direzione prescelta e per ogni valore del tempo di ritorno prefissato.

Il valore della durata corrispondente ad ognuno dei quattrocento casi individuati è stato ricavato dalle Tabb. da 1.4.1 a 1.4.6 di cui al Capitolo 1.

In ultima analisi si sono effettuate dieci classi di previsioni per ogni direzione foranea prescelta come contenuto nelle allegate Tabb. da 2.5.1 a 2.5.12.

Dall'esame delle suddette tabelle si osserva che per i più bassi valori della velocità del vento lo stato del mare diviene rapidamente stazionario e, quindi, indipendente dalla durata, a sua volta funzione del tempo di ritorno.

In tali condizioni, le caratteristiche cinematiche del moto ondoso vengono limitate, nel loro svilupparsi, dal valore del fetch effettivo.

Si osservi inoltre che, per ogni direzione, prefissato il tempo di ritorno, le caratteristiche del moto on-

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

doso variano al variare della velocità; i più elevati valori di H e T saranno da assumersi come quelli corrispondenti alla più pericolosa mareggiata proveniente dalla direzione prescelta con l'assegnato valore del tempo di ritorno.

Tutte le previsioni di cui sopra pervengono alla valutazione dell'altezza d'onda significativa $H_{1/3}$, che, come è stato detto al paragrafo 2.4, non è altro che uno dei diversi valori medi ottenibili con i procedimenti statistici con i quali oggi vengono affrontati i problemi di moto ondoso irregolare in termini di processi stocastici.

Se si considera, infatti, il fenomeno nel suo insieme, ci si può riferire al valore medio di tutte le onde presenti nel treno (\bar{H}) o del solo decimo più alto ($H_{1/10}$) legate all'altezza d'onda significativa dai coefficienti riportati nella tabella 2.4.1 di cui al paragrafo 2.4.

Appare manifesto che la scelta del valore dell'altezza d'onda da utilizzare dipende dal tipo di studi che si intende condurre, dalla modalità di elaborazione dei dati di partenza e dalla attendibilità degli stessi.

In linea di massima, l'altezza d'onda significativa $H_{1/3}$ è usualmente adottata solo per il dimensionamento di

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

difese del tipo a scogliera, il cui crollo avviene in modo progressivo; per strutture del tipo composto con parete verticale è opportuno assumere $H_{1/10}$. Per opere particolarmente delicate, come, ad esempio, le strutture offshore, ci si riferisce talvolta anche a $H_{1/100}$.

Ma vi è, come è logico, una notevole differenza fra i criteri atti all'analisi di una struttura e di un processo costiero; per quest'ultimo, infatti, è opportuno fare riferimento a grandezze medie per il moto ondoso ($H_{1/2}$).

Si osservi, nel concludere, che l'onda più alta al largo, per un intervallo di ricorrenza di 50 e 30 anni, si presenta dalla direzione ESE con $H = 4,90$ e $H = 4,42$ m e $T = 8,54$ e $T = 8,21$ s, rispettivamente; tali onde risultano generate da un vento con velocità di 60 nodi e 50 nodi.

Per un tempo di ritorno di dieci e cinque anni, l'altezza d'onda si riduce, per i due casi, a 3,38 m ed a 2,60 m ed il periodo a 7,24 e 6,28 s dalla direzione di $112^{\circ},5$ N; il vento generatore ha una velocità strumentale di 40 nodi.

Ovviamente, non è detto a priori che tali condizioni si mantengono anche sottocosta poiché interviene, com'è

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

noto, il fenomeno della rifrazione.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

CAPITOLO 3
LO STUDIO DELLA RIFRAZIONE

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE



3.1 - IMPOSTAZIONE DEL PROBLEMA

Un treno d'onde che provenga da una qualunque direzione avanza, com'è noto, con altezza e celerità $C_0 = gT^2/2\pi$ costanti fino ad una profondità h_0 pari alla metà della lunghezza d'onda L_0 .

In acque di profondità illimitata, e cioè fino al raggiungimento del suddetto limite, la celerità dell'onda dipende, pertanto, solamente dal periodo T , notoriamente costante con la profondità.

Tutti i punti di un fronte viaggiano quindi alla stessa velocità; il fronte si mantiene allora parallelo a se stesso ed agli altri fronti.

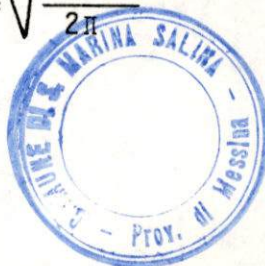
Al diminuire della profondità h al di sotto del suddetto limite, la celerità sarà invece espressa dalla nota relazione di Airy:

$$C = C_0 \operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L} \quad (3.1.1)$$

Se, pertanto, il fondo marino si presenta gradualmente acclive man mano che ci si approssimi alla riva, la celerità dell'onda decresce con gradualità dal valore:

$$C_0 = \sqrt{\frac{gL_0}{2\pi}} \quad (3.1.2)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

assunto in profondità illimitata, fino al valore:

$$C = \sqrt{gh} \quad (3.1.3)$$

che si raggiunge in acqua bassa ($h \leq L/20$).

I punti di uno stesso fronte sono allora animati da diverse celerità, tanto minori quanto minori sono le profondità.

I fronti d'onda subiranno pertanto una deformazione ed una rotazione progressiva man mano che si approssimano alla linea di riva; il risultato finale di tale fenomeno è quello di una tendenza dei fronti stessi a disporsi parallelamente all'andamento delle batimetriche.

Il fenomeno suddetto prende il nome di rifrazione in analogia a quello ben noto dell'ottica.

Nella rifrazione si individuano due aspetti tipici: il primo, di matrice geometrica, è connesso alla variazione della celerità; il secondo, di natura energetica, comporta una variazione di altezza d'onda.

L'altezza d'onda H in corrispondenza della generica profondità h può essere ricavata scrivendo, fra due ortogonali contigue fra loro, un bilancio fra il flusso energetico entrante al largo e quello uscente alla profondità h stessa.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

In tal caso è possibile legare la ricercata altezza d'onda H a quella al largo H_0 , mediante la seguente relazione:

$$H = K_S K_R H_0 \quad (3.1.4)$$

dove K_S è il coefficiente di shoaling definito dalla:

$$K_S = \sqrt{\frac{C_0}{2nC}} \quad (3.1.5)$$

con:

$$n = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{4\pi h/L}{\sinh 2\pi h/L} \right\} \quad (3.1.6)$$

Il coefficiente di rifrazione K_R è definito dalla radice del rapporto fra la distanza di due ortogonali al largo b_0 e sottocosta b :

$$K_R = \sqrt{b_0/b} \quad (3.1.7)$$

In base a questi soli elementi sarebbe già possibile ricavare le altezze d'onda H , mediante metodi grafici come ad esempio quello dei cerchi di Huyghens.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

3.2 - IL MODELLO MATEMATICO DELLA RIFRAZIONE

I metodi grafici tradizionali per il tracciamento dei fronti d'onda e delle relative ortogonali comporta_ no, per la loro esecuzione, tempi così lunghi da render_ ne praticamente impossibile l'applicazione ad una eleva_ ta casistica di direzioni e periodi.

Per tale motivo, oltre che per la precisione di gran lunga maggiore derivante dal calcolo analitico rispet_ to al calcolo grafico, si è preferito fare ricorso ad un modello matematico che qui di seguito si riporta.

Si considerino due punti di uno stesso fronte d'on_ da posti a distanza dn e siano C e $C+dC$ le rispettive ce_ lerità; l'angolo $d\theta$ di cui ruota nel tempo dt il segmen_ tino costituito dalla congiungente i due punti sarà:

$$d\theta = - \frac{dC}{dn} dt \quad (3.2.1)$$

che, introducendo l'ascissa curvilinea s lungo l'ortogo_ nale, poichè $ds = C dt$, porge:

$$\frac{d\theta}{ds} = - \frac{1}{C} \frac{dC}{dn} \quad (3.2.2)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

La suddetta equazione differenziale delle ortogonali d'onda mette in risalto come la curvatura dell'ortogonale stessa cresca tanto più quanto decresce la celebrità dell'onda, ovvero quanto più si approssima alla riva.

Si prendano ora in esame due ortogonali d'onda distanti fra loro di una quantità b e formanti, con un generico asse di riferimento, rispettivamente gli angoli ϑ e $\vartheta + d\vartheta$; allorquando le ortogonali si saranno spostate di una quantità infinitesima ds la loro distanza varrà $b + db$ e potrà scriversi che:

$$d\vartheta = b \frac{d\vartheta}{dn} \quad (3.2.3)$$

$$db = d\alpha \, ds \quad (3.2.4)$$

da cui si ricava:

$$\frac{1}{b} \frac{db}{ds} = \frac{d\vartheta}{dn} \quad (3.2.5)$$

Dividendo numeratore e denominatore del primo membro della precedente equazione per la distanza b_0 fra le ortogonali al largo, si avrà:

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

$$\frac{d\vartheta}{dn} = \frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{ds} \quad (3.2.6)$$

avendo posto $\beta = b/b_0$. Si osservi che il coefficiente di rifrazione è, appunto, definito dalla $K_R = \beta^{1/2}$.

La suddetta equazione differenziale, ricordando che $ds = C dt$, porge infine (*):

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dt} = C \frac{d\alpha}{dn} \quad (3.2.7)$$

derivando la precedente equazione rispetto al tempo e l'equazione differenziale dell'ortogonale d'onda rispetto alla ascissa curvilinea n si ottiene rispettivamente:

$$-\frac{1}{\beta^2} \left(\frac{d\beta}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\beta} \frac{d^2\beta}{dt^2} = C \frac{d^2\alpha}{dn dt} + \frac{dC}{dt} \frac{d\alpha}{dn} \quad (3.2.8)$$

$$-\frac{d^2C}{dn^2} = \frac{d^2\alpha}{dn dt} \quad (3.2.9)$$

(*) LEPETIT J.P.: "Étude de la réfraction de la houle monochromatique par le calcul numerique". Bull. du Centre et d'Ess. de Chatou. 1964.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

Ricordando che $ds = C dt$ e sostituendo la seconda nella prima, si ha:

$$-\frac{1}{b^2} \left(\frac{d\beta}{dt} \right)^2 + \frac{1}{\beta} \frac{d^2\beta}{dt^2} = -C \frac{d^2C}{dn^2} + \frac{1}{\beta} \frac{dC}{ds} \frac{d\beta}{dt} \quad (3.2.10)$$

Trascurando ora i termini quadratici e ricordando che le derivate della celerità rispetto alle coordinate s ed n della terna intrinseca possono trarsi da quelle relative ad un sistema cartesiano ortogonale x ed y tramite la relazione:

$$\frac{d}{ds} = \cos\theta \frac{\partial}{\partial x} + \sin\theta \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.2.11)$$

$$\frac{d}{dn} = \sin\theta \frac{\partial}{\partial x} + \cos\theta \frac{\partial}{\partial y} \quad (3.2.12)$$

si ricava la seguente equazione differenziale:

$$\frac{d^2\beta}{dt^2} + p \frac{d\beta}{dt} + q\beta = 0 \quad (3.2.13)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

essendo p e q delle funzioni dipendenti dalle derivate parziali prime e seconde della celerità, calcolate secondo le seguenti espressioni:

$$p(t) = - \frac{dC}{ds} = - \left(\frac{\partial C}{\partial x} \cos \vartheta + \frac{\partial C}{\partial y} \sin \vartheta \right) \quad (3.2.14)$$

$$q(t) = C \frac{d^2 C}{dn^2} = C \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \sin^2 \vartheta - 2C \frac{\partial^2 C}{\partial x \partial y} \sin \vartheta \cos \vartheta + C \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \cos^2 \vartheta \quad (3.2.15)$$

La risoluzione della suddetta equazione differenziale può essere affrontata con il metodo delle differenze finite (*), esprimendo in forma ricorrente le grandezze del punto generico della ortogonale in funzione di parametri relativi ai punti che precedono quelli in esame (**).

In effetti, pur esistendo soluzioni della suddetta equazione più approssimate è sempre da preferire il metodo delle differenze finite che contempera l'esigenza di rapidità di calcolo e una sufficiente approssimazione.

(*) GRISWOLD G.M.: "Numerical calculation of wave refraction". Jour. of Geoph. Res. N° 6, 1963.

(**) BENASSAI E.: "Un metodo di calcolo numerico per lo studio del moto ondoso". Giornale del Genio Civile, 1966.

TL SINIACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

La Fig. 3.2.1 riporta il diagramma a blocchi del
programma automatico di calcolo, relativo al predetto
modello matematico.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

3.3 - LA RAPPRESENTAZIONE CLASSICA

Su delle tavole ove sia rappresentata una corografia a scala adeguata del paraggio in esame, l'utilizzazione del modello matematico esposto al precedente paragrafo consente di tracciare, in tempi brevi, un numero elevato di ortogonali per ogni prefissato valore della direzione di provenienza al largo e del periodo.

Per l'assegnata direzione di incidenza al largo, prescelto un certo valore del periodo, è quindi possibile individuare le due ortogonali fra le quali resta compreso il punto sottocosta in cui si vuole conoscere il valore dell'altezza d'onda.

Nei tabulati che l'elaboratore fornisce unitamente ai grafici, si cercano quindi i valori del prodotto dei coefficienti di shoaling e di rifrazione (coefficiente d'altezza) corrispondenti alle due suddette ortogonali; mediante un processo di interpolazione lineare si valuta il valore del coefficiente d'altezza relativo al punto in esame.

I dati necessari al tracciamento delle ortogonali (Wave rays) e, quindi, al calcolo del coefficiente d'al

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

tezza d'onda in ciascun punto di esse, sono costituiti dalla topografia del fondale, che comporta la costruzione di opportune griglie batimetriche, dal periodo, dalla direzione dell'onda incidente al largo (input).

I dati in uscita (output) sono costituiti da: le coordinate (x e y) che consentono di individuare un qualunque punto generico, la corrispondente profondità (depth), la lunghezza d'onda, la direzione di incidenza dell'onda in quel punto, il coefficiente di rifrazione, il coefficiente di shoaling, il prodotto di questi ultimi due che, a sua volta moltiplicato per l'altezza d'onda al largo, consente di valutare quella sottocosta, come detto precedentemente.

Seguendo la metodologia esposta si sono costruiti gli andamenti delle ortogonali aventi al largo le direzioni ed i periodi indicati nel paragrafo 3.5, che rappresentano con sufficiente generalità le prevalenti direzioni di incidenza del moto ondoso al largo nel paraggio in esame.

L'esigenza di estendere l'indagine ad una intera gamma di periodi nasce dalla circostanza che il fenomeno della rifrazione risulta, come è noto, fortemente influen

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

zato dal periodo.

Per eseguire un'indagine sufficientemente accurata del fenomeno è necessario, pertanto, conoscere non soltanto il valore del coefficiente di altezza d'onda corrispondente al periodo significativo, ma anche quello che compete ad ogni valore della serie di periodi compresi nella banda caratterizzante lo spettro in cui ogni processo stocastico, fenomenologia cui certamente appartiene il moto ondoso, può essere scomposto.

Per non appesantire la lettura del presente elaborato si sono riportate solo le figure relative ai casi esaminati (da Fig.3.3.1 a Fig.3.3.16) tralasciando di inserire anche i corrispondenti tabulati che, in ogni caso, restano eventualmente disponibili.

Il motivo di tale omissione apparirà chiaro alla luce delle considerazioni che verranno svolte nel prossimo paragrafo.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

3.4 - LA RAPPRESENTAZIONE SINTETICA

La rappresentazione di cui al precedente punto, pur possedendo i requisiti ed i vantaggi di una incisiva visualizzazione del fenomeno, comporta, nella generalità dei casi, un procedimento di interpolazione.

A ciò va aggiunto che, volendo considerare con dettaglio l'influenza della variazione della direzione e del periodo, bisogna tracciare un numero elevatissimo di ortogonali, sulle quali operare il procedimento di interpolazione suddetto.

Si propone, pertanto, una sintetica forma di rappresentazione, in aggiunta alla precedente, atta a fornire il valore del coefficiente d'altezza $K_S K_R$ nel prefissato punto sottocosta, per un qualunque valore del periodo di un treno d'onde proveniente da qualsivoglia direzione compresa nel settore di traversia effettivo (*).

In un diagramma polare che abbia per anomalia la direzione di provenienza al largo e come modulo il periodo

(*) CATALDO P., MALLANDRINO G., NAPOLITANO M. : "Una proposta per una rapida valutazione delle caratteristiche del moto ondoso sottocosta" Cavi di Lavagna -
18-19/5/1979.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

do dell'onda, si sono tracciate delle curve aventi per pa
rametro il coefficiente di altezza.

Tale rappresentazione sintetica consente di concen
trare in un unico elaborato di rapida consultazione i ri
sultati dei calcoli relativi ad un numero elevatissimo di
periodi e direzioni.

Il relativo diagramma è stato tracciato, per circa
700 coppie di valori del periodo e della direzione al lar
go, secondo la seguente metodologia:

- 1) Si prefissa un generico valore della direzione del mo
to ondoso sottocosta e del periodo T.
- 2) Per i suddetti prefissati valori di θ e T si costrui
sce a ritroso, e cioè da riva verso il largo, l'ortogo
nale passante per il punto prescelto.
- 3) Se l'ortogonale interseca la terraferma, l'ortogonale
stessa viene scartata poiché cade al di fuori del set
tore di traversia effettivo. Se invece prosegue fino a
raggiungere un punto P_0 di profondità illimitata
 $h_0 = L_0/2$, corrispondente all'assegnato valore del pe
riodo, si memorizza il valore della direzione al largo.
- 4) Si esegue nuovamente l'ortogonale dal largo verso riva.

Si è così in grado di conoscere il coefficiente di

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

rifrazione per ogni coppia di valori della direzione al largo θ_0 e del periodo T_0 .

Nella Fig. 3.4.1 è riportato il diagramma di rifrazione relativo al caso in esame.

In Fig. 3.4.2 è rappresentato il diagramma di rotazione che riporta, anch'esso in coordinate polari aventi per anomalia l'angolo di provenienza delle onde al largo e per raggio vettore il periodo, la deviazione Δ_θ definita dalla differenza fra l'angolo di incidenza al largo e quello sottocosta.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

3.5 - CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE

In questa sede si sono voluti riportare entrambi i tipi di rappresentazione grafica atti a fornire le indicazioni necessarie alla progettazione e derivanti dal fenomeno della rifrazione; l'uno, infatti, non solo non esclude l'altro, ma, lo integra e lo completa.

Dall'andamento delle ortogonali, infatti, è possibile trarre utili indicazioni sulla deformazione che le onde subiscono nell'avvicinarsi sottocosta in termini di concentrazione e di espansione energetica (Figg. da 3.3.1 a 3.3.16).

Tali informazioni risultano, com'è noto, di fondamentale importanza ai fini di un'esatta valutazione del posizionamento e dell'orientamento delle opere.

Nell'ambito del presente lavoro si sono prese in esame le seguenti combinazioni di direzioni e periodi: 45° N; $67^{\circ},5$ N; 90° N; 180° N con periodi 6, 8, 10, 12 s.

Le rappresentazioni delle ortogonali nulla dice, invece, sui valori del coefficiente d'altezza ($K_S K_R$), se non si fa uso, ad integrazione di essa, dei tabulati forniti dal calcolatore.

A tale scopo, dai suddetti tabulati si sono estratti

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

i valori del coefficiente di variazione dell'altezza d'onda, valutati nello specchio liquido antistante il dispositivo di D. Marina Salina allo studio; si sono, quindi, riportati nelle allegate tabelle riassuntive da 3.5.1 a 3.5.6 i valori dell'altezza d'onda sottocosta.

Il grafico di Fig. 3.4.1 consente, invece, sia di ricavare l'ampiezza del settore di traversia effettivo, sia di conoscere il valore del coefficiente di variazione dell'altezza d'onda ($K_S K_R$) per qualunque altra coppia di valori del periodo e della direzione di provenienza al largo che non sia stata compresa fra quelle venti più significative combinazioni per le quali sono state costruite le ortogonali d'onda.

Il grafico di Fig. 3.4.2 consente di valutare la rotazione subita dalle ortogonali d'onda e, quindi, l'incidenza del moto ondoso sottocosta.

Le Tabb. da 3.5.7 a 3.5.12 riportano, per diversi valori della velocità del vento e del tempo di ritorno, l'incidenza sottocosta dell'onda significativa avente al largo le stesse direzioni di cui sopra.

Si osservi, infine, che il settore di traversia effettivo risulta con buona approssimazione compreso tra 25° N

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in black ink, located at the bottom right of the page.

e 125° N in tutto il campo dei periodi e da 195° N a 205° N per T compreso fra 5 s e 7 s.

Dall'esame delle tabelle da 3.5.1 a 3.5.5 si deduce, infatti, che le onde più gravose provengono, per un tempo di ritorno pari a cinquant'anni, dalla direzione di largo $112^{\circ},5$ N; la loro altezza vale circa 4,95 m per un periodo pari a 8,54 s; per un intervallo di ricorrenza pari a dieci anni l'altezza d'onda massima sottocosta vale 3,25 m per $T = 7,24$ s.

Tali onde presentano una incidenza sottocosta, rispettivamente, di $108,14^{\circ}$ N e $108,68^{\circ}$ N come si evince dalle Tabb. da 3.5.7 a 3.5.12.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

R

IL SEGRETARIO COMUNALE



IL SINDACO

STUDIO DEL FRANGIMENTO

CAPITULO 4

4.1 - GENERALITA'

Un treno d'onde che si propaga su un fondale a profondità decrescente subisce il fenomeno del frangimento che costituisce uno dei più interessanti e, nel contempo, uno dei più complessi fenomeni nel campo dell'idraulica marittima.

Se infatti, da un lato, risulta di grande importanza, sotto l'aspetto applicativo riuscire a predire le trasformazioni delle onde conseguenti al suddetto fenomeno, dall'altro, i diversi modelli matematici sviluppati nell'ipotesi di acque profonde ed intermedie, perdono, in prossimità del frangimento su forti pendenze, gran parte della loro validità.

Da studi sperimentali condotti da Mason, risulta che il movimento orbitale delle onde può considerarsi indisturbato dal frangente fino ad una sezione che dista $\frac{L}{8}$ verso il largo dal punto di rottura.

Pertanto, le teorie sulle onde periodiche possono al più essere applicate fino alla suddetta sezione.

Nè, per altro, esiste alcuna teoria matematica generale ed esatta idonea a predire la trasformazione

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

delle onde che si propagano in acque a profondità variabile, sebbene molte teorie siano state formulate, ciascuna con un limitato campo di validità e per piccole pendenze del fondo.

Un'analisi matematica rigorosa del fenomeno del frangimento è resa molto più complessa dalla impossibilità di linearizzare le equazioni che entrano in gioco.

Il modello linearizzato del moto ondoso si limita infatti a prevedere una tendenza teorica della ripidità dell'onda a crescere indefinitamente; il che, ovviamente, risulta assurdo sotto l'aspetto fisico.

A ciò va aggiunto che il profilo delle onde si deforma gradualmente mano a mano che esse si avvicinano alla riva.

Tale dissimmetria, dovuta ad una inclinazione in avanti della cresta, risulta estremamente contenuta nel caso di modestissime pendenze (fino al 3-4%), mentre, diventa sempre più vistosa al crescere della pendenza.

Nel caso di fondali a piccola acclività appare giustificato ricercare la forma limite dell'onda come

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in dark ink, consisting of a stylized capital 'D' followed by a flourish.

se questa, mantenendosi simmetrica, evolvesse su una profondità costante pari a quella in corrispondenza della quale si realizza il frangimento.

Ciò perchè alla trascurabilità della variazione della profondità dell'acqua farà riscontro una altrettanto trascurabile variazione della lunghezza d'onda.

Si osservi inoltre che, per acclività modeste, la resistenza per attrito con il fondo non può essere trascurata, dal momento che lo sviluppo della corsa del frangente su fondale a piccola pendenza sarà alquanto lungo.

Allorquando, di contro, il cambiamento di velocità è molto rapido perfino nella distanza di una lunghezza d'onda, le equazioni per i fondali orizzontali non sono assolutamente valide.

La resistenza di attrito con il fondo può, di contro, essere trascurata dato che la lunghezza dello sviluppo della corsa risulta alquanto breve; tuttavia, una considerevole porzione dell'energia dell'onda viene riflessa in aliquota sempre più grande mano a mano che la pendenza del fondo diventa maggiore.

E' chiaro quindi che lo studio del frangimento

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in dark ink, consisting of a stylized, cursive letter 'R'.

delle onde in acque decrescenti deve essere trattato in due casi distinti, uno per piccole pendenze ed un altro per le forti pendenze.

Esiste un numero elevato di modelli matematici per le onde che si propagano su fondali poco acclivi; in questa sede ci si limiterà a considerare solo quelli ritenuti più validi e significativi, scartando gli altri che, seppur dotati di un valore concettuale notevole si discostano non poco dalla realtà fisica.

Per fondali molto acclivi l'approccio puramente teorico è pressochè impossibile; in tal caso, verranno esaminati quei criteri sperimentali che consentono di quantizzare il fenomeno.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in black ink, consisting of a stylized 'S' followed by a loop.

4.2 - TIPOLOGIA DEL FRANGIMENTO

Si possono riconoscere quattro tipi fondamentali di frangimento chiamati, con denominazione di origine anglosassone, ma ormai universalmente diffusa: spilling, plunging, surging e collapsing.

a) SPILLING (Fig. 4.2.1)

Il frangimento del tipo spilling inizia a manifestarsi dalla cresta quando alcune particelle d'acqua tendono a staccarsi da questa, ricadendo sul fronte d'onda. Tale fenomeno è da ricondursi ad una progressiva concentrazione di energia causata da un relativamente lento incremento della ripidità dell'onda che, raggiunto il valore limite di rottura, porta alla dissipazione dell'energia in eccesso la quale, com'è noto, non può essere ritenuta ulteriormente.

Se la velocità di incremento dell'energia è contenuta, come, ad esempio, nei processi generativi del moto ondoso o nelle zone di transizione caratterizzate da piccole pendenze, l'energia eccedente viene smaltita, appunto, con un piegamento in avanti della cresta e con seguente rottura.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

In tali condizioni più del 25% del fronte d'onda si pone all'incirca subverticale prima di frangere.

La ripidità dell'onda si mantiene, in pratica, costantemente pari a quella limite di rottura mentre l'energia sovrabbondante viene smaltita progressivamente fino alla zona del bagnasciuga dove l'onda subisce la rottura definitiva. Il frangimento, pertanto, si sviluppa su lunghezze considerevoli esaurendosi con un fronte ripido spesso ondulato.

b) PLUNGING (Fig. 4.2.2)

L'intero fronte dell'onda si impenna fino a quando diventa pressoché verticale e, nell'istante del frangimento, perfino concavo; la cresta ricade quindi in avanti in una lingua d'acqua fin sulla base del fronte. La lingua d'acqua si curva fino ad intrappolare la schiuma che si era formata nella fase iniziale e tende a racchiudersi su se stessa intrappolando un cuscino d'aria; quando la lingua raggiunge l'acqua si alza, usualmente, un getto ricco di schiuma.

Tali condizioni corrispondono ad una velocità di incremento dell'energia dell'onda alquanto elevata; altrettanto rapida deve essere pertanto la dissipazione

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in blue ink, located at the bottom right of the page.

dell'energia che si manifesta attraverso il piegamento dapprima in avanti e poi verso il basso di una massa d'acqua staccatasi dalla cresta.

Il tipo dei frangenti in parola è caratteristico di fondali piuttosto acclivi.

c) SURGING (Fig. 4.2.3)

Il frangimento del tipo surging inizia a manifestarsi analogamente al tipo plunging, ma, in seguito, il fronte dell'onda si solleva con la conseguente scomparsa della rottura in cresta. Il fronte, allora, presenta una debole curvatura e l'onda scivola sulla spiaggia con una ridottissima produzione di schiuma. Ciò accade perché, quando l'onda si innalza, il fondo vien fuori da sotto l'onda stessa proprio dinnanzi al fronte. Tale tipo di frangente si innesca per effetto di una notevole riflessione dell'energia dell'onda; il frangente surging è, infatti, tipico dei fondali molto acclivi.

d) COLLAPSING (Fig. 4.2.4)

Tale ultimo tipo, detto collapsing, si verifica quando la cresta non si rompe e rimane relativamente piatto

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

ta, mentre la parte più bassa del fronte d'onda si impenna fino a divenire quasi verticale; ciò porta alla formazione di una superficie d'acqua irregolare e turbolenta, in particolare nella zona più vicina al fondo, che scivola sulla spiaggia senza la forma zione di una sacca sul fronte e con minimi spruzzi. Il punto in cui il fronte tenderebbe a curvarsi su se stesso, almeno nella sua parte più bassa, corrisponde al punto di massima elevazione dell'onda.

E' ovvio che in natura esiste tutta una sequenza continua di possibili frangimenti che vanno dallo spilling al plunging, al collapsing e al surging.

I tipi di frangimento definiti possono essere, pertanto, considerati come elementi distintivi della se quenza.

Un frangente generico prenderà, fra i quattro sopra considerati, il nome del tipo cui risulta più simile.

Sulle spiagge naturali, i frangenti classificati come spilling sono quelli più comunemente osservati, segu ti in ordine decrescente dal plunging, collapsing e surging; di contro, in laboratorio, il tipo spilling viene notato, a causa delle maggiori pendenze, in numero irrilevante ri

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

spetto al surging ed al collapsing.

E' importante notare che, in concomitanza di uno stesso evento meteomarinò, la tipologia del frangimento può cambiare a seconda del tratto di costa che si esamina.

Ci si riferisca, ad esempio, ad un tratto di spiaggia posto sottoflutto rispetto ad una determinata opera di difesa investita da una certa ondazione.

A tergo dell'opera si manifesterà, ovviamente, ancor prima del frangimento, un complesso fenomeno che nasce dalla sovrapposizione della rifrazione e della diffrazione.

Senza scendere nel merito del suddetto fenomeno, è certo che, man mano che ci si allontana in direzione sottoflutto rispetto all'opera, si incontrano altezze d'onda crescenti.

Nella parte più lontana dall'opera, il frangimento si presenta sotto forma di spuma sulla cresta delle onde più ripide che si rompono ad almeno 10 m dalla linea di riva secondo la tipologia spilling.

Poco più vicino all'opera dove le altezze d'onda sono già più basse, la cresta tende a ruotare su se stessa e a ricadere con notevoli spruzzi: il frangimento è del tipo plunging.

Nella zona ancora più prossima all'opera, investita

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

da altezze d'onda più basse delle precedenti, si ha ancora una tendenza della cresta a ruotare su se stessa; ma proprio per le più contenute altezze d'onda viene a mancare l'intrappolamento del cuscino d'aria. Il frangente assume la forma collapsing.

Infine, sulla fascia di spiaggia subito a ridosso dell'opera, caratterizzata dai più contenuti valori d'altezze d'onda, il frangimento sembra talvolta mancare del tutto e, in ogni caso, è classificabile come appartenente al tipo surging.

I quattro principali tipi di frangimento anzidetti possono identificarsi, in base alle esperienze eseguite da Galvin (*), tramite il valore dell'inclinazione rispetto alla verticale della linea che biseca l'angolo racchiuso tra il fronte dell'onda e la sua parte posteriore in condizione limite di frangimento.

Si comprende facilmente come la suddetta inclinazione, difficile da valutare su modello, è pressoché impossibile da stimare su prototipo.

Di gran lunga più comodi, ai fini delle pratiche

(*) GALVIN C.Y.: "Breaker travel and choice on the design of wave height". WW, 1969.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

applicazioni, risultano gli studi di Patrick e Wiegel (*) che, in funzione della ripidità dell'onda al largo e della pendenza del fondo, consentono di prevedere il tipo di frangente.

Il risultato di tali studi viene riportato nella figura 4.2.5.

Si noti che il passaggio da un tipo di frangimento all'altro non può essere definito distintamente; i dati, pertanto, riflettono in qualche modo il giudizio personale degli sperimentatori.

Il lavoro di Patrick e Wiegel presenta ulteriori limiti nel campo delle pratiche applicazioni poiché prende in esame soltanto tre valori della pendenza del fondo, senza dare alcuna informazione sull'andamento del fenomeno nel caso di pendenze intermedie; inoltre, su due delle tre pendenze prese in esame dagli AA., come risulta dalla figura (4.2.5), non viene raggiunto il frangimento del tipo surging.

Recentemente il Weggel (**) ha rielaborato i dati di Patrick e Wiegel facendo, tra l'altro, l'ipotesi che il

(*) PATRICK D.A. and WIEGEL R.L. - "Amphibian Tractors in the Surf": Conf. Ships Waves - 1954.

(**) WEGGEL J.R. - "Maximum Breaker Height" - CERC-USA 1972.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in dark ink, likely belonging to the Municipal Secretary.

limite inferiore della ripidità, in corrispondenza del quale fu osservato il frangimento del tipo plunging, rappresenti il passaggio da tale ultimo tipo al surging; l'A. mantiene peraltro inalterato il valore limite indicato da Patrick e Wiegel, come di transizione tra il tipo spilling e il tipo plunging.

I dati sono stati riportati in un piano avente in ascisse la pendenza della spiaggia ed in ordinate la ripidità al largo, come indicato nella figura 4.2.6.

Le due linee, indicate in figura, dividono il grafico in tre regioni, ognuna corrispondente a ciascun tipo di frangimento.

La linea che separa la regione I (surging breakers) dalla regione II (plunging breakers), può essere approssimata dalla seguente equazione:

$$\frac{H_0}{L_0} = 0,01(1 - e^{-28m}) \quad (4.2.1)$$

mentre la linea che separa la regione III (spilling breakers) dalla regione II può essere espressa dalla seguente equazione lineare:

$$\frac{H_0}{L_0} = 0,01 + 0,50 m \quad (4.2.2)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

La conoscenza della pendenza del fondo m e della ripidità al largo dell'onda consentono, pertanto, di prevedere il tipo di frangente.

I precedenti risultati possono essere rappresentati in un piano $(H_o/L_o; H_b/H_o)$ come mostrato nella figura 4.2.7, le equazioni delle curve di separazione divengono, in tal caso:

$$\frac{H_b}{H_o} = 1,525 + 18,48 \frac{H_o}{L_o} \quad (4.2.3)$$

per il passaggio dal surging al plunging, e:

$$\frac{H_b}{H_o} = 0,98 + 2,00 \frac{H_o}{L_o} \quad (4.2.4)$$

per il passaggio dal plunging allo spilling.

Dividendo membro a membro la (4.2.1) e la (4.2.4) per $L_o = \frac{gT^2}{2\pi}$ e sostituendo la (4.2.1) e la (4.2.2) si ottengono rispettivamente:

$$\frac{H_b}{gT^2} = \frac{1}{2\pi} (0,0171 - 0,0190e^{-28m} + 0,00195e^{-58m}) \quad (4.2.5)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

Q

dal surging al plunging e:

$$\frac{H_b}{gT^2} = \frac{0,00159}{m} + 0,0812 + 0,0796 \text{ m} \quad (4.2.6)$$

dal plunging allo spilling.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

Q

4.3 - CRITERI DI STABILITA'

Sotto l'aspetto cinematico il frangimento inizia a manifestarsi quando la componente orizzontale della velocità orbitale delle particelle in cresta U_m eguaglia la celerità dell'onda C .

Se la velocità U_m tende a divenire maggiore di C , la cresta fugge in avanti, l'onda diviene allora dissimetrica e si rompe.

Il parametro di stabilità cinematica K.S.P. = $\frac{U_m}{C}$

indica pertanto che l'onda risulta stabile se $K.S.P. \leq 1$.

Dal punto di vista dinamico il frangimento avviene quando l'accelerazione totale verticale in cresta uguaglia l'accelerazione di gravità; in queste condizioni, infatti, il gradiente di pressione in cresta risulta nullo.

Un ulteriore incremento dell'altezza dell'onda causerebbe pertanto il distacco delle particelle dalla cresta in direzione verticale; a questo proposito viene definito il seguente parametro di stabilità dinamica:

$$D.S.P. = \frac{-1}{g} \frac{dw}{dt}$$

(4.3.1)

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

l'onda frange se è: $\frac{-1}{g} \frac{dw}{dt} \geq 1$

Risulta evidente la necessità di stabilire quale dei due suddetti parametri, nelle diverse condizioni, sia più limitante.

Del problema si è occupato esaurientemente il Dean; l'A., studiando il frangimento in acque basse, intermedie ed alte, ha dimostrato che $\frac{U_m}{C}$ è sempre maggiore di $\frac{-1}{g} \frac{dw}{dt}$.

Più in particolare, il parametro D.S.P. assume il valore 0 quando $\frac{U_m}{C} = 1$ (vedi Figg. 4.3.1 e 4.3.2).

IL parametro più limitante risulta pertanto il K.S.P. e il criterio da adottare è quello cinematico.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE



4.4 - IL MODELLO MATEMATICO DEL FRANGIMENTO

Passando a considerare il fenomeno di frangimento di onde oblique rispetto alla linea di riva, si consideri un'onda di oscillazione monocromatica proveniente dal largo con celerità:

$$c_o = \frac{L_o}{T} = \frac{gT}{2\pi} \quad (4.4.1)$$

il cui fronte sia inclinato rispetto alla linea di riva dell'angolo α_o .

Non appena l'onda supera la zona delle profondità illimitate ($\frac{h}{L} > 0,5$) raggiungendo il fondale h_i , il suo fronte tende a formare con la linea di riva un angolo $\alpha_i < \alpha_o$, tale che sia verificata, per la legge di rifrazione di Descartes, la relazione:

$$\frac{\text{sen} \alpha_i}{c_i} = \frac{\text{sen} \alpha_o}{c_o} \quad (4.4.2)$$

essendo la celerità di propagazione in corrispondenza della profondità h_i fornita dalla relazione di Airy:

$$c_i = \frac{L_i}{T} = \frac{gT}{2\pi} \text{th} \frac{2\pi h_i}{L_i} \quad (4.4.3)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

Analogamente tra le celerità c_i , e c_f relative alle batimetriche h_i e h_f , per la quale si determina il frangimento, sussiste la relazione:

$$\frac{\text{sen} \alpha_i}{c_i} = \frac{\text{sen} \alpha_f}{c_f} = \text{cost.} \quad (4.4.4)$$

La precedente equazione non dipende dalla pendenza del fondo, purchè questa sia sufficientemente lieve; ciò semprechè non si sovrapponga al fenomeno di rifrazione quello della riflessione.

D'altra parte, dalla suddetta equazione si ricava:

$$\frac{c_f}{c_o} = \frac{L_f}{L_o} \quad (4.4.5)$$

ove L_f è la lunghezza d'onda (o meglio pseudo-lunghezza d'onda) in condizioni di frangimento:

Le due precedenti relazioni forniscono:

$$\text{sen} \alpha_f = \text{sen} \alpha_o \frac{L_f}{L_o} \quad (4.4.6)$$

essendo:

$$\frac{L_f}{L_o} = \text{th} \frac{2\pi h}{L_f}$$

(4.4.7)

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

ove h è il fondale in corrispondenza della zona dei frangenti.

Si considerino ora due tra le ortogonali al fronte dell'onda che procede verso riva, e sia l_0 la distanza tra esse allorché l'onda procede in profondità infinita.

In corrispondenza della profondità di frangimento tale distanza, l_f , diventa maggiore di l_0 e risulta però legata alla l_f dall'equazione di continuità:

$$\frac{l_0}{\cos \alpha_0} = \frac{l_f}{\cos \alpha_f} \quad (4.4.8)$$

che esprime l'uguaglianza dei segmenti che due qualsiasi ortogonali determinano con una parallela alla linea di riva.

Considerando ora che, in assenza di dissipazioni nel percorso dalla profondità infinita a quella a cui avviene il frangimento, in ciascuna sezione parallela alla linea di riva limitata tra due ortogonali, l'energia trasmessa nell'unità di tempo dall'onda sia costante, si può scrivere l'uguaglianza:

$$H_f^2 C_{Gf} l_f = H_0^2 C_{G0} l_0 \quad (4.4.9)$$

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

che, tenendo conto delle precedenti relazioni, assume la forma:

$$\left(\frac{H_0}{H_f}\right) = \frac{\cos \alpha_f}{\cos \alpha_0} \operatorname{th} \frac{2\pi h}{L_f} n_f \quad (4.4.10)$$

avendo posto:

$$n_f = \left\{ 1 + \frac{\frac{4\pi h}{L_f}}{\operatorname{senh} \frac{4\pi h}{L_f}} \right\} \quad (4.4.11)$$

dove H_0 e H_f rappresentano le altezze dell'onda rispettivamente in profondità illimitata e in corrispondenza della profondità di frangimento.

A questo punto, se si introducono le condizioni per le quali l'onda si frange, secondo il criterio suggerito da Scarsi (*) si ottiene una relazione tra la ripidità

(*) SCARSI G.: " Il frangimento delle onde su profondità sensibilmente costante".

XI Conv. di Idr. e Costr. Idr. - 1968.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

$\frac{H_f}{L_f}$ e la profondità relativa $\frac{h}{L_f}$, del tipo:

$$\gamma_f = \frac{H_f}{L_f} = \frac{0,095 \operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L_A}}{1,00 - 0,324 \operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L_f}} \quad (4.4.12)$$

Le suddette espressioni costituiscono un sistema di quattro equazioni in quattro incognite, rappresentate dalle grandezze H_f , L_f , α_f , h in funzione delle caratteristiche dell'onda in profondità infinita α_0 , H_0 e L_0 .

Per facilità di risoluzione si consideri la relazione:

$$\frac{L_f}{L_0} = \frac{L_f}{H_f} \cdot \frac{H_f}{H_0} \cdot \frac{H_0}{L_0} \quad (4.4.13)$$

Sostituendovi le espressioni prima dette, si ottiene l'equazione:

$$\operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L_f} = \frac{1}{\gamma_f} \cdot \frac{1}{(\operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L_f})^{1/2}} \cdot \frac{1}{(n_f)^{1/2}} \cdot \left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_f}\right)^{1/2} \cdot \frac{H_0}{L_0} \quad (4.4.14)$$

che si scrive anche nella forma:

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

[Handwritten signature]

$$\gamma_f \left(\operatorname{tgh} \frac{2\pi h}{L_f} \right)^{3/2} = \left(\frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_f} \right)^{1/2} \cdot \frac{H_0}{L_0} \cdot \frac{1}{n_f^{1/2}} \quad (4.4.15)$$

Tale espressione, una volta fissata una coppia di valori α_0 e $\frac{H_0}{L_0}$, permette di ricavare l'angolo α_f e le caratteristiche del frangimento (h , L_f e H_f).

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

4.5 - CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE

Il modello matematico precedentemente esposto consente di valutare, accanto alle caratteristiche cinematiche dell'onda frangente, la profondità del frangimento.

Nell'applicazione numerica al caso specifico, si è considerato un ampio tratto di litorale che si estende sia a Nord sia a Sud del paraggio in esame, per una estensione totale di circa 4 Km.

Anche in questo caso si è fatto riferimento alle stesse direzioni di provenienza al largo di marosi prevalenti dianzi considerate (45° N; $67,5^{\circ}$ N; 90° N; $112,5^{\circ}$ N) cui competono le altezze d'onda al largo ricavate nel capitolo 2; si osservi che il modello matematico di cui al presente capitolo contiene in sé quello della rifrazione.

Le Figg. da 4.5.1 a 4.5.4 e da 4.5.5 a 4.5.8 riportano le posizioni della linea dei frangenti dell'onda con tempo di ritorno pari a cinquanta e venti anni rispettivamente; le Figg. da 4.5.9 a 4.5.12 e da 4.5.13 a 4.5.16 si riferiscono ai due casi con intervallo di ricorrenza di dieci e cinque anni.

Tutte le caratteristiche dell'onda al frangimento

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

A handwritten signature in dark ink, consisting of a stylized 'R' followed by a flourish.

sono, inoltre, riportate nella Tab. 4.5.1 (da 1 a 49).

Dall'esame delle suddette tabelle si osserva che le onde precedentemente citate frangono, in funzione del tempo di ritorno, in una fascia compresa fra le profondità riportate in Tab. 4.5.2.

Dall'esame della suddetta tabella riassuntiva si osserva che le onde di Greco frangono sempre su profondità maggiori di quelle ove si rompono i marosi provenienti dalle altre direzioni.

Peraltro è noto che, verso riva rispetto alla zona dei frangenti di un treno d'onde progressivo, viene a crearsi un'onda, detta solitaria, caratterizzata dalla proprietà di presentare un andamento tutto al di sopra del livello di riposo ed il cui profilo, η , è esprimibile tramite la seguente relazione dovuta al Boussinesq:

$$\eta = H \operatorname{sech} \left\{ \sqrt{\frac{3H}{4h^3}} (x - Ct) \right\}^2 \quad (4.5.1)$$

essendo:

H l'altezza d'onda

h la profondità

c la celerità

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R

x l'ascissa spaziale
t il tempo.

Le condizioni di frangimento risultano allora esprimibili dalla seguente relazione dovuta a Mc_Cowon (*):

$$H = 0,78 h \quad (4.5.2)$$

Un tale studio risulta, inoltre, di fondamentale importanza poichè, com'è noto, le condizioni di frangimento rappresentano oltre che il raggiungimento delle condizioni di instabilità dell'onda, anche la fase in cui l'onda stessa, dissipando l'energia di cui è dotata, scava sul fondo, caricandosi di materiale solido.

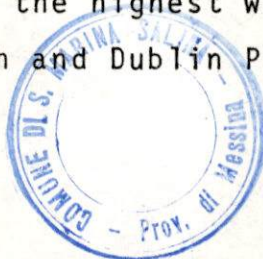
Il trasporto solido ha, infatti, origine prevalentemente dal fenomeno del frangimento delle onde marine.

Un'indagine sulle modalità mediante le quali si estrinseca l'azione del mare sui sedimenti che costituiscono il fondo porta a considerare il trasporto solido come dovuto, da un lato alla messa in sospensione del materiale, in conseguenza degli elevati valori della velocità sul fondo durante il frangimento e, dall'altro, all'azione del campo

(*) Mc-COWON J.: "On the highest wave of permanent type".

London, Edimburgh and Dublin Phil. Mag. and J. Sci.

Vol. 38 - 1894.



R

idrodinamico connesso al moto ondoso.

A ciò va aggiunto che durante il frangimento si de_
termina la dissociazione del moto ondoso e la comparsa
pressoché istantanea, sul fronte dell'onda, di una zona
sede di moti vorticosi con elevata frazione di aeriforme.

Ovviamente il fondo, se incoerente, non può non risen_
tire degli elevati valori della velocità delle particelle
all'atto del frangimento.

IL SINDACO



IL SEGRETARIO COMUNALE

R