

A/TO : **POLE HOULE**

N°FAX :

COPIE/  
COPY :

N°FAX :

DE/FROM : **FRANCK MAZAS**

REF. : **FMS/MAR/1715600**

N°TEL : **+33 (0)4 56 38 46 91**

DATE : **23 JUILLET 2010**

E-MAIL : **franck.mazas@sogreah.fr**

N/PAGES : **1/15**

OBJET/  
SUBJECT : **SYNTHESE DE L'ARTICLE DE GODA, 2010**

## 1. PRESENTATION DE L'ARTICLE

Le Professeur Goda a publié dans le numéro 1 (2010) du *Coastal Engineering Journal* un article long, riche et dense faisant le point sur les connaissances actuelles concernant le comportement des vagues individuelles (en houle régulière et aléatoire) en zone côtière, sous le titre *Reanalysis of regular and random breaking wave statistics*.

L'auteur s'est procuré de nombreux jeux de données (de laboratoire et *in situ*) pour effectuer une réanalyse d'ensemble, corriger certaines formules et clarifier un certain nombre de concepts quant aux différents processus advenant lorsque de la houle régulière (en laboratoire) ou aléatoire approche la côte et pénètre dans la zone de déferlement.

L'article est structuré de la façon suivante :

- 1) critère de déferlement (*breaker index*) pour des vagues régulières (en laboratoire) ;
- 2) critère de déferlement pour la houle aléatoire ;
- 3) évolution de la distribution des vagues individuelles à l'approche de la côte ;
- 4) évolution de la non-linéarité des vagues à l'approche de la côte.

Dans un souci de cohérence didactique, cet ordre est modifié comme suit : 1) - 4) - 3) - 2). En effet, en ce qui concerne la houle aléatoire, la physique du phénomène est présentée en 4), la description statistique en 3) et le critère de déferlement présenté en 2) n'est qu'une conséquence de la physique et de sa description. On précise dans les titres des paragraphes les références des paragraphes correspondants de l'article.

## 2. FORMULE DU CRITERE DE DEFERLEMENT POUR DES VAGUES REGULIERES (2)

### 2.1. FORMES COURANTES DU CRITERE DE DEFERLEMENT (2.2)

L'étude de vagues régulières en canal à houle permet de déterminer facilement le point où a lieu le déferlement. On peut alors définir un critère de déferlement, ou *breaker index*, en rapportant la hauteur de la vague  $H$  qui déferle à la hauteur d'eau locale (mesurée à partir du niveau d'eau au repos,  $h$ ). De nombreuses formulations existent pour ce critère. On peut les classer en quatre familles :

- 1)  $\left(\frac{H}{h}\right)_b$  constant (souvent 0,78) ;
- 2)  $\left(\frac{H}{h}\right)_b = f\left(\frac{h_b}{L_0}\right)$  ou  $f\left(\frac{h_b}{L_b}\right)$ , avec  $L_0$  longueur d'onde en eau profonde et  $L_b$  longueur d'onde au déferlement (on passe de l'une à l'autre par la relation de dispersion) ;
- 3)  $\left(\frac{H}{h}\right)_b = f(s)$ , avec  $s$  pente du fond ;
- 4)  $\left(\frac{H}{h}\right)_b = f\left(\frac{h_b}{L_0}, s\right)$  ou  $f\left(\frac{h_b}{L_b}, s\right)$ .

On retrouve donc des critères qui sont soit constants, soit qui dépendent de la cambrure au déferlement, de la pente du fond, ou enfin des deux. Cette dernière formulation est à recommander : en effet, elle prend en compte les deux mécanismes causant le déferlement :

- le mécanisme de cambrure limite, dû à la faible profondeur (en fonds plats), qui déforme la vague avec une crête de plus en plus pointue et des creux de plus en plus étalés (augmentation du kurtosis), jusqu'à effondrement de la crête de la vague, et qui dépend donc du paramètre  $h/L_0$  ;
- le deuxième mécanisme est dû à la pente des fonds  $s$  qui provoque une asymétrie de la vague, qui se « penche » en avant jusqu'à effondrement (augmentation du *skewness* et du kurtosis), sous différentes formes (*spilling*, *plunging*, *surging*, *collapsing*...).

Nota SOGREAH : On trouve également dans la littérature des formulations fonction de la cambrure au large (Gaillard, 1988). Elles sont néanmoins déconseillées dans la mesure où elles ne sont valides que dans le cas des houles quasi-normales à la côte (la réfraction incidente n'est pas prise en compte).

## 2.2. MISE A JOUR DE LA FORMULE DE GODA (1974) (2.1 & 2.3)

À partir de données de laboratoires, Goda (1974) a élaboré une forme fonctionnelle pour ce critère :

$$\left(\frac{H}{h}\right)_b = \frac{0,17}{h_b/L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1,5\pi \frac{h_b}{L_0} \left( 1 + 15s^{4/3} \right) \right] \right\} \quad (1)$$

Cette formule est incluse dans le *Rock Manual* de 2007.

Goda a retravaillé pour cet article les jeux de données et a légèrement abaissé la contribution de la pente du fond en proposant la formule suivante :

$$\left(\frac{H}{h}\right)_b = \frac{0,17}{h_b/L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1,5\pi \frac{h_b}{L_0} \left( 1 + 11s^{4/3} \right) \right] \right\} \quad (2)$$

Cette modification abaisse de 11 % la hauteur de déferlement pour une pente de 1/10, corrigeant ainsi le principal défaut de cette formulation (Gaillard, 1988), mais seulement de 2 % pour une pente plus faible de 1/50.

Nota SOGREAH : ainsi la formule corrigée semble meilleure que celle de Weggel (1972) qui était la référence à SOGREAH jusqu'à maintenant.

### 2.3. VARIABILITE DU CRITERE DE DEFERLEMENT POUR UNE HOULE REGULIERE (2.4)

La validation de la formule ci-dessus par comparaison avec les données de laboratoire (en houle régulière) est satisfaisante, mais fait néanmoins apparaître une importante dispersion des données, quantifiée par un coefficient de variation allant de 5-7 % pour les faibles pentes jusqu'à 14 % pour les plus fortes pentes.

Pour Goda, il s'agit d'un phénomène inhérent à la nature stochastique du processus physique de déferlement, et il faut donc intégrer cette variabilité à la prévision en employant des bornes inférieure et supérieure (par exemple 87 % et 115 %).

En poussant l'analyse, on peut identifier certaines causes à cette variabilité, comme la présence dans le canal d'ondes parasites à basse fréquence et faible amplitude, mais il n'est pas possible de toutes les prendre en compte, ce qui justifie l'approche stochastique proposée ci-dessus.

### 2.4. VARIABILITE DU CRITERE DE DEFERLEMENT POUR UNE HOULE ALEATOIRE (2.5)

Entre la fin des années 1980 et le début des années 1990, il a été entrepris de transposer ce concept de critère de déferlement pour une houle régulière aux vagues individuelles au sein d'une houle aléatoire. Des tests en laboratoire ont montré un coefficient de variation de l'ordre de 18 à 23 %. Cette variation a pu être réduite à des valeurs de 8 à 11 % en remplaçant la hauteur d'eau mesurée par rapport au niveau d'eau au repos,  $h$ , par une hauteur d'eau artificielle calculée par rapport au niveau moyen entre la crête et le creux de la vague individuelle considérée. Par rapport au critère de déferlement mis à jour de Goda, la valeur moyenne observée va de 85 % (pour les fortes pentes) à 95 % (pour les pentes faibles) de la valeur prédite : en houle aléatoire, le critère de déferlement est donc inférieure à sa valeur de houle régulière.

Nota SOGREAH : ceci confirme la règle déjà utilisée à SOGREAH, notamment dans le logiciel REPLA.

Notons que cette variabilité est prise en compte dans le modèle proposé par Goda dans son article de référence de 1975 puisqu'il avait assigné une probabilité de déferlement à chaque vague individuelle, dans l'intervalle de 71 à 106 % de la valeur donnée par sa première formule (on y retrouve à la fois la variabilité du critère et son abaissement par rapport au cas de la houle régulière).

## 3. NON-LINEARITE DES VAGUES DANS LA ZONE DE DEFERLEMENT (5)

### 3.1. ASYMETRIE ET APLATISSEMENT DE LA SURFACE LIBRE (5.1)

Dans la théorie linéaire, l'élévation de la surface libre suit une distribution gaussienne, donc symétrique, autour du niveau moyen. Dans la réalité, les processus non linéaires conduisent à une déviation de cette loi normale qui se traduit à la fois par une asymétrie de la distribution et un aplatissement (ou un aspect pointu) différent de celui de la loi normale.

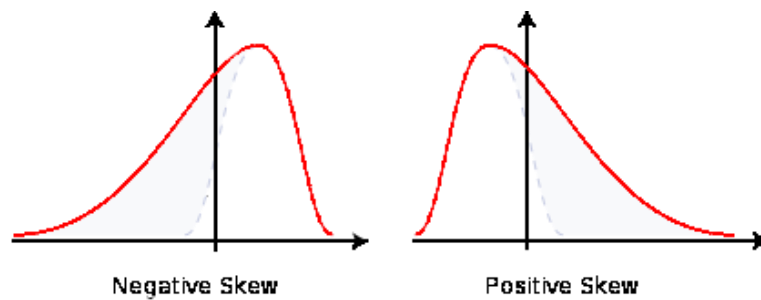
Ces deux propriétés sont décrites par les coefficients de dissymétrie (*skewness*)  $\beta_1$  et d'aplatissement (*kurtosis*)  $\beta_2$  :

$$\beta_1 = \frac{1}{\eta_{rms}^3} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^3 \quad (3)$$

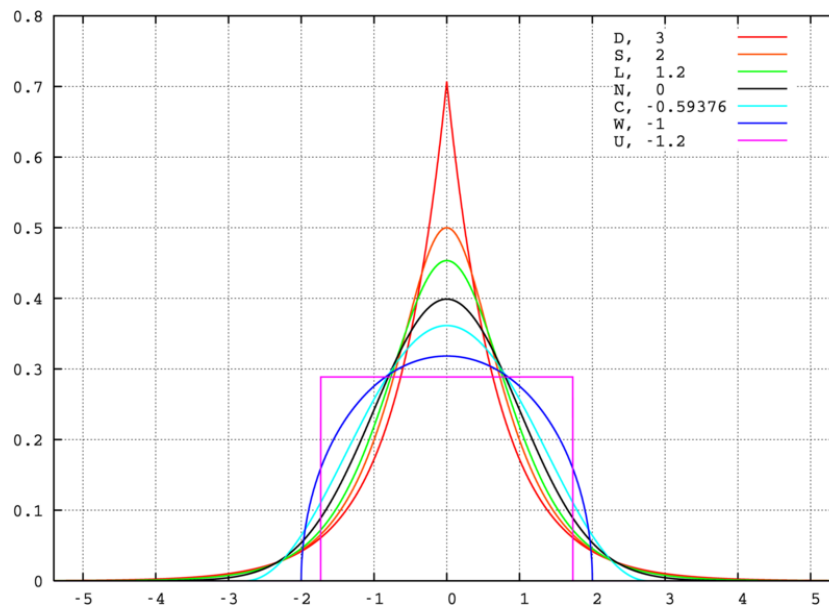
$$\beta_2 = \frac{1}{\eta_{rms}^4} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^4 \quad (4)$$

Lorsque le coefficient de dissymétrie vaut 0 (cas de la loi normale), la distribution est symétrique. Lorsqu'il est positif, la distribution est « penchée » vers la gauche, et la queue de distribution est donc étalée vers la droite. Lorsqu'il est négatif, c'est l'inverse.

**Figure 1 : Illustration du coefficient de dissymétrie**



**Figure 2 : Illustration du coefficient d'aplatissement ici, (excès d'aplatissement)**



Le coefficient d'aplatissement de la loi normale vaut 3. Au-dessus de cette valeur, la distribution est pointue avec des queues lourdes, en-dessous elle est aplatie autour de sa

moyenne. On parle parfois d'excès d'aplatissement en soustrayant 3 à  $\beta_2$ , pour comparaison avec la loi normale. Pour une loi de Rayleigh  $\beta_1 \approx 0,63$ , et  $\beta_2 \approx 3,25$ .

En eau profonde, on observe en général  $\beta_1 < 0,5$  et  $3 < \beta_2 < 4$ , ce qui traduit une faible non-linéarité. En revanche, à l'approche du rivage, ces deux coefficients vont évoluer sous l'effet de deux mécanismes fortement non-linéaires :

- la levée des fonds (*shoaling*) : sous l'effet de la remontée des fonds, la vague voit sa célérité diminuer et sa hauteur augmenter (il s'agit d'un phénomène de réfraction), conduisant à une déformation de la surface libre par rapport à l'onde sinusoïdale ;
- le déferlement, combinaison des deux mécanismes détaillés en 2.1.

On ne prend pas en compte ici le mécanisme de réfraction incidente et on considère que les vagues approchent normalement une plage cylindrique.

Goda (1983b) a introduit un paramètre de non-linéarité :

$$\Pi_{1/3} = \frac{H_{1/3}}{L_A} \coth^3 \frac{2\pi h}{L_A} \quad (5)$$

$L_A$  est la longueur d'onde correspondant à  $T_{1/3}$ , à calculer par la théorie d'Airy des ondes à faible amplitude. Lorsque  $h$  diminue à l'approche de la côte,  $\Pi_{1/3}$  augmente, et donc la non-linéarité également.

Nota SOGREAH : Pour comprendre le paramètre de non-linéarité, il faut revenir aux équations (continuité + Euler avec conditions aux limites) permettant le calcul de la surface libre. On peut définir un premier nombre adimensionnel, la hauteur relative  $h/L$  ou le paramètre de dispersion  $kh$  ( $k = 2\pi/L$ , nombre d'onde).

Un second nombre adimensionnel apparaît,  $\varepsilon$ , qui contrôle la partie non linéaire des équations. Historiquement,  $\varepsilon$  a été calculé en eau profonde par Stokes sous la forme  $\varepsilon_a = ka = a2\pi/L$  (c'est la cambrure,  $a$  étant l'amplitude de la vague), puis, une cinquantaine d'années plus tard, en eau peu profonde sous la forme  $\varepsilon_s = a/h$  (c'est la hauteur relative).

Beji (1995) montre qu'en revenant aux équations générales, on peut généraliser ces deux expressions par un paramètre général, qui n'est rien d'autre qu'un nombre de Froude pour les vagues. En effet,  $\varepsilon$  est le rapport de la vitesse orbitale des particules, proportionnelle à  $ga/c$ , avec la célérité  $c$ , c'est-à-dire la vitesse de phase. Il s'agit donc d'un rapport entre les forces liées à la vitesse et les forces de gravité ( $c$  dépendant de  $g$  et, en faible profondeur, de  $h$  ; plus précisément en profondeur intermédiaire,  $c^2 = [(g/k) \tanh kh]$ ).  $\varepsilon$  s'écrit donc :

$$\varepsilon = \frac{ga}{c^2} = ka \coth(kh) \quad (6)$$

Quand  $\varepsilon$  est grand, la vitesse des particules s'approche de la célérité de la vague et les effets non-linéaires sont prépondérants (déformation de la vague suivi du déferlement). Quand  $\varepsilon$  est petit, on est dans le cas de l'eau profonde et la théorie linéaire est valide. On rappelle qu'en fluvial,  $Fr > 1$  correspond au régime torrentiel et  $Fr < 1$  au régime fluvial.



En eau profonde,  $c^2 \rightarrow kg$  donc  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_d = ka$ , et en eau peu profonde,  $c^2 \rightarrow gh$  donc  $\varepsilon \rightarrow \varepsilon_s = a/h$ .

Dans les équations de surface libre apparaît également le ratio  $\varepsilon/\varepsilon_d$ , c'est-à-dire le ratio de  $\varepsilon$  et de la cambrure. On a  $\varepsilon/\varepsilon_d = g/kc^2$  : on voit qu'en eau peu profonde, ce ratio se ramène à l'inverse du coefficient de dispersion  $kh$ . Ce nombre adimensionnel relie donc la vitesse verticale des particules avec la variation temporelle de la surface libre : alors qu'en eau profonde ces deux grandeurs sont du même ordre, en eau peu profonde elles sont reliées par le coefficient de dispersion.

On peut le relier également au nombre d'Ursell, interprétable comme le rapport des amplitudes des termes au second et au premier ordre de l'équation de surface libre dans la théorie non-linéaire des vagues périodiques (théorie de Stokes). On rappelle sa formulation :

$$Ur = \frac{HL_a^2}{h^3} \quad (7)$$

Dans la zone de déferlement ce nombre s'écrit alors :

$$Us = \frac{gT^2H}{h^2} \quad (8)$$

Par analogie avec ce nombre d'Ursell, on peut définir un nouveau nombre adimensionnel  $\varepsilon/(\varepsilon_d/\varepsilon)^2$ , soit le ratio du nombre de Froude pour les vagues avec le carré du coefficient de dispersion (ou hauteur relative). Ce nombre s'écrit alors :

$$\Pi = \frac{\varepsilon^3}{\varepsilon_d^2} = a \frac{2\pi}{L} \coth^3 \left( \frac{2\pi}{L} h \right) \quad (9)$$

On retrouve le paramètre de non-linéarité de Goda en remplaçant  $2\pi a$  par  $H_{1/3}$ . Ce paramètre est un bon indicateur de la non-linéarité non seulement en eau peu profonde et intermédiaire, mais aussi en eau profonde. Il s'agit donc d'une généralisation du nombre d'Ursell.

Pour conclure, alors que classiquement on travaille avec d'une part la profondeur relative (par exemple  $h/L_0$ ), et d'autre part soit la hauteur relative  $H/h$ , soit la cambrure  $H/L_0$ , chacun de ces deux paramètres ayant ses limites, on peut donc travailler avec d'une part la profondeur relative, et d'autre part soit un nouveau nombre de Froude, soit un nombre d'Ursell généralisé. Beji ne se prononce pas sur l'utilisation de l'un ou l'autre.

En-dehors de la zone de déferlement, on observe une bonne corrélation entre ce paramètre de non-linéarité d'une part, et  $\beta_1$  et  $\beta_2$  d'autre part, le premier coefficient variant de 0,01 au large jusqu'à environ 2 à l'entrée de la zone de déferlement pour les houles à faible cambrure (celles-ci, déferlant très tard, subissent la levée non-linéaire le plus longtemps), et le deuxième variant de 3 jusqu'à environ 9.

En revanche, au sein de la zone de déferlement, ces deux coefficients diminuent jusqu'à retrouver leurs valeurs linéaires (environ 0 et 3) près du rivage.

En d'autres termes, les deux indicateurs de non-linéarité que sont les coefficients de

dissymétrie (*skewness*) et d'aplatissement (*kurtosis*) augmentent lors du processus de levée par les fonds avant de diminuer par le déferlement jusqu'à retrouver leurs niveaux de la théorie linéaire près du rivage par régénération. La cambrure des vagues joue un rôle important puisqu'une faible cambrure retarde le déferlement laissant, plus de temps à l'action de la levée non linéaire.

### 3.2. COMPORTEMENT NON LINEAIRE DES HAUTEURS STATISTIQUES PAR RAPPORT AUX HAUTEURS SPECTRALES (5.2)

Le processus de levée (*shoaling*), non linéaire, déforme le profil des vagues de façon à créer des crêtes hautes et abruptes et des creux bas et plats. Pour une même énergie potentielle (par rapport à la vague sinusoïdale du large), il faut donc que la hauteur de vague augmente.

L'effet non linéaire est le plus marqué juste avant d'entrer dans la zone de déferlement, où ce dernier phénomène permet d'atténuer progressivement la non-linéarité des vagues.

Par conséquent, comme pour l'asymétrie et l'aplatissement, les ratios  $\frac{H_{1/3}}{H_{m0}}$  et  $\frac{H_{rms}}{H_{m0}}$  augmentent avec la non-linéarité ( $\Pi_{1/3}$ ) par réfraction, puis redescendent vers leurs valeurs linéaires (1 et 0,707) en traversant la zone de déferlement.

Pour la houle à faible cambrure (qui, donc, subit le plus longtemps la levée avant de déferler), on peut observer jusqu'à :

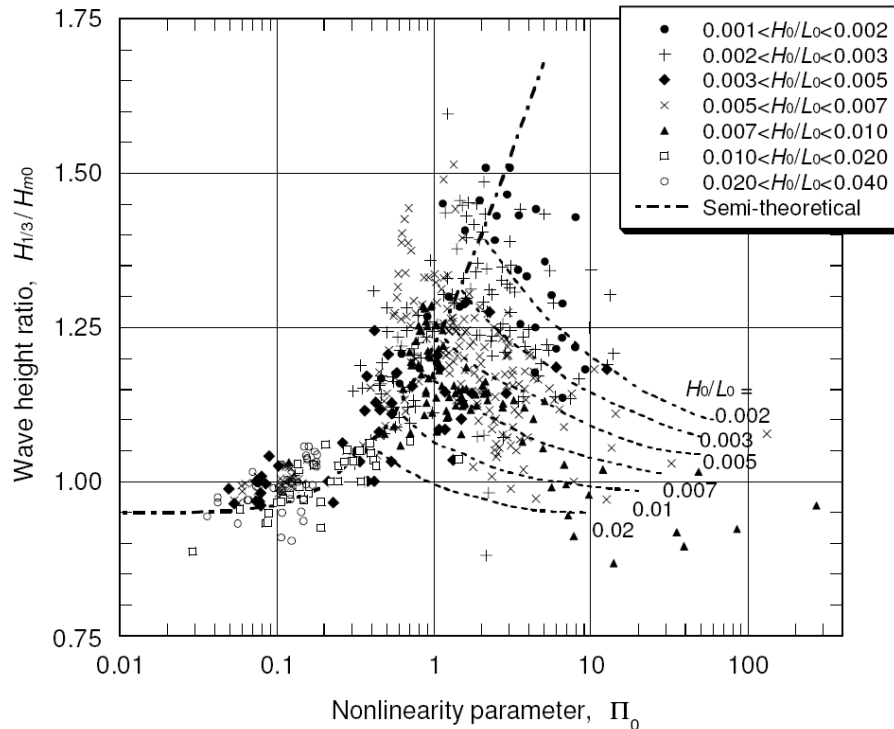
$$\left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{H_{1/3}}{H_{m0}} \right)_{\max} \approx 1,6 \\ \left( \frac{H_{rms}}{H_{m0}} \right)_{\max} \approx 1,15 \end{array} \right. \quad (10)$$

Si l'on trace  $\frac{H_{1/3}}{H_{m0}}$  en fonction d'un paramètre de non-linéarité légèrement modifié en prenant la hauteur de vague significative en eau profonde  $H_{1/3, \text{large}}$ , notée  $H_0$ , à la place de  $H_{1/3}$  :

$$\Pi_0 = \frac{H_0}{L_A} \coth^3 \frac{2\pi h}{L_A} \quad (11)$$

on peut alors identifier des classes de vagues suivant leur cambrure et tracer des courbes frontières permettant d'estimer le ratio des  $H_s$  :

Figure 3 : Variation du rapport  $H_{1/3}/H_{m0}$  en fonction du paramètre de non-linéarité  $\Pi_0$



On distingue bien, sur la gauche, l'arrivée en eau profonde (ratio à 0,95) puis l'augmentation du ratio par levée, suivi d'une diminution par déferlement, plus ou moins tôt suivant la cambrure, pour revenir grosso modo aux valeurs du large.

Nota SOGREAH : l'expression de  $\Pi_0$  fait intervenir la hauteur significative au large  $H_0$  et la longueur d'onde locale  $L_A$ . On peut exprimer deux remarques. D'une part, l'emploi de la hauteur significative équivalente au large  $H'_0$  paraît plus adaptée, puisqu'elle prend en compte la réfraction à la côte qui n'est pas abordée dans cet article ( $H'_0 = K_r H_0$ ). D'autre part, il serait pratique d'avoir une expression avec la longueur d'onde au large, pour n'avoir comme variables que les caractéristiques de l'état de mer au large et la hauteur d'eau locale. Une solution est d'utiliser l'approximation de Guo (2002) :

$$L = L_0 \left[ 1 - \exp \left( - \left( \frac{2\pi h}{L_0} \right)^{5/4} \right) \right]^{2/5} \quad (12)$$



## 4. EVOLUTION DE LA DISTRIBUTION DES VAGUES DANS LA ZONE DE DEFERLEMENT (4)

### 4.1. DISTRIBUTION DE RAYLEIGH POUR LES VAGUES INDIVIDUELLES (4.1)

Comme il est bien connu, en eau profonde les hauteurs de vagues individuelles sont distribuées avec une bonne approximation suivant une loi de Rayleigh (qui est une loi de Weibull avec un paramètre de forme égal à 2). Cette distribution est alors entièrement définie par un seul paramètre d'échelle, souvent exprimé en fonction de  $H_{1/3}$  ou  $H_{rms}$ . Cette bonne approximation repose sur l'hypothèse d'un spectre étroit.

Dans ce cadre, on rappelle les relations suivantes :

$$H_{1/10} = 1,27H_{1/3}; H_{rms} = 0,707H_{1/3} \quad (13)$$

La distribution de Rayleigh n'ayant pas de borne supérieure,  $H_{max}$  demande un traitement particulier et on pourra calculer son espérance en fonction du nombre de vagues mesurées.

Dans l'hypothèse d'une loi de Rayleigh à spectre étroit, on a aussi  $H_{1/3} = H_{m0}$ .

Cependant, le phénomène non linéaire de levée va élargir le spectre. Par conséquent, à l'approche du rivage, et avant même l'entrée dans la zone de déferlement, la distribution des vagues va s'éloigner de la loi de Rayleigh (élargissement de la distribution). Dans un second temps, le déferlement va plus profondément modifier la forme de la distribution en filtrant les vagues les plus hautes. Enfin, à la sortie de cette zone, la régénération des vagues va à nouveau rapprocher la distribution observée de la loi de Rayleigh.

### 4.2. EFFET DE LA FORME DU SPECTRE SUR LA DISTRIBUTION DES HAUTEURS DE VAGUE EN EAU PROFONDE (4.2)

Avant même d'étudier les effets de la levée et du déferlement, on cherche à étudier l'influence de la forme du spectre (i.e. sa largeur) sur la distribution des hauteurs des vagues en eau profonde.

On peut définir un paramètre de forme spectrale à partir des moments spectraux trigonométriques :

$$\kappa(\bar{T})^2 = \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \cos(2\pi f \bar{T}) df \right|^2 + \left| \frac{1}{m_0} \int_0^\infty S(f) \sin(2\pi f \bar{T}) df \right|^2 \quad (14)$$

avec  $\bar{T}$  la période moyenne définie comme  $\bar{T} = T_{0,1} = \frac{m_0}{m_1}$  et  $S(f)$  la densité spectrale fréquentielle d'énergie. Lorsque le spectre devient pointu,  $\kappa(\bar{T}) \rightarrow 1$ .

De ce paramètre, Goda et Kudaka (2007) ont tiré expérimentalement une relation entre les hauteurs de vagues significative statistique et spectrale pour un spectre élargi :

$$\frac{H_{1/3}}{H_{m0}} = 0,864 + 0,338\kappa - 0,346\kappa^2 + 0,144\kappa^3 \quad (15)$$

En eau profonde, on observe généralement  $\kappa = 0,3$  à  $0,5$ , soit  $\frac{H_{1/3}}{H_{m0}} = 0,94$  à  $0,96$ .



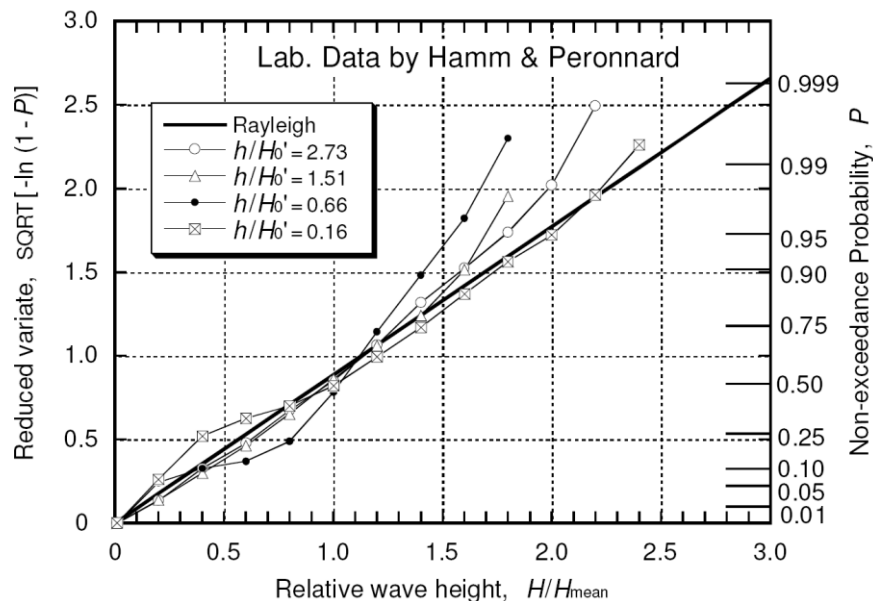
Nota SOGRAH : ce résultat recoupe toutes les observations empiriques que l'on peut faire sur les bouées du réseau CANDHIS, par exemple. Cependant, Goda ne s'intéresse à l'influence de la forme spectrale que sur le ratio  $H_{1/3}/H_{m0}$ , et non sur toute la distribution. Implicitement, il reconnaît donc la validité de la distribution de Rayleigh à condition de bien estimer  $H_{1/3}$  à partir de (15). Cela est confirmé par la vérification présentée au § 2.2.2 de son livre.

#### 4.3. DISTRIBUTION DES HAUTEURS DE VAGUES DANS LA ZONE DE DEFERLEMENT (4.3)

On cherche à définir une fonction de densité de probabilité pour les hauteurs de vagues dans la zone de déferlement permettant de remplacer la loi de Rayleigh et de calculer facilement les hauteurs caractéristiques telles que  $H_{2\%}$ ,  $H_{1/10}$ ,  $H_{1/3}$  ou  $H_{rms}$ .

On observe que la distribution de Rayleigh est une bonne approximation pour  $H_{1/3}/h < 0,4$ . Quand ce ratio de hauteur significative relative augmente, les plus hautes vagues (comprises dans la queue de distribution de la loi de Rayleigh) disparaissent par déferlement et l'on observe donc une forte déviation de la distribution de Rayleigh pour ces plus fortes hauteurs.

**Figure 4 : Evolution de la fonction de répartition des hauteurs de vague dans la zone de déferlement (données de laboratoire)**



Si l'on observe (figure 4) les données de laboratoire de Hamm et Peronnard (1997), réparties en classes suivant la valeur de leur ratio  $h/H'_0$  ( $H'_0$  hauteur équivalente de la vague en eau profonde), on voit bien que la distribution de Rayleigh est une bonne approximation en eau profonde ( $h/H'_0$  grand), puis qu'on s'éloigne de cette distribution lorsque ce ratio diminue et que l'on pénètre dans la zone de déferlement, et enfin lorsque  $h/H'_0$  devient petit (en sortie de la zone de déferlement), on revient vers la distribution de Rayleigh par régénération des vagues.

#### 4.4. RATIOS DES HAUTEURS DE VAGUES STATISTIQUES CARACTERISTIQUES (4.4)

La modification graduelle de la distribution des hauteurs de vagues induit une modification des ratios entre les hauteurs de vagues caractéristiques définies par la méthode statistique ( $H_{2\%}$ ,  $H_{1/10}$ ,  $H_{1/3}$  ou  $H_{rms}$ ).

En particulier, on observe un resserrement de la distribution au sein de la zone de déferlement suivi d'un élargissement à proximité du rivage par régénération.

Il est à noter que le modèle de Battjes et Groenendijk (2000), repris dans Breakwat, et qui consiste en une distribution de Weibull composée (combinaison d'une distribution de Rayleigh pour les faibles vagues jusqu'à une hauteur de transition  $H_{tr}$ , puis distribution de Weibull avec paramètre de forme égal à 3,6) ne peut pas prendre en compte cette régénération et donc ce retour à une loi de Rayleigh en sortie de déferlement.

### 5. CRITERE DE DEFERLEMENT POUR DES VAGUES NATURELLES (3)

#### 5.1. CRITERE DE DEFERLEMENT NAISSANT (3.1)

Kamphuis (1991) a élaboré le concept de critère de déferlement naissant, ou *incipient breaker index*.

En effet, les formules présentées au chapitre 2 ne s'appliquent qu'aux vagues régulières. Aussi, en présence d'états de mer naturels, on peut appliquer ce critère à chaque vague individuelle et en particulier à  $H_{max}$ , mais non aux hauteurs caractéristiques telles que  $H_{1/3}$ ,  $H_{rms}$  ou autres, qui n'ont pas de réalité physique simple. Lorsque les vagues approchent la côte, le déferlement s'applique de façon graduelle, en commençant par les plus hautes au plus loin du rivage. Cette gradation empêche donc d'identifier une ligne de déferlement : on observe à la place une zone de déferlement où la hauteur significative va varier de façon très progressive.

Kamphuis a donc mesuré, perpendiculairement au rivage, les hauteurs significatives et a identifié une zone, vers le large, où l'on distingue la levée (*shoaling*) en dehors de la zone de déferlement, et cette dernière zone où les hauteurs significatives s'affaissent. La transition entre ces deux zones est caractérisée par le critère de déferlement naissant, où donc débute le déferlement pour les plus hautes vagues alors que les plus faibles poursuivent leur chemin en subissant la réfraction des fonds.

Il a pu adapter la formule du critère de déferlement pour les vagues régulières sous la forme suivante, en utilisant la hauteur significative statistique  $H_{1/3}$  :

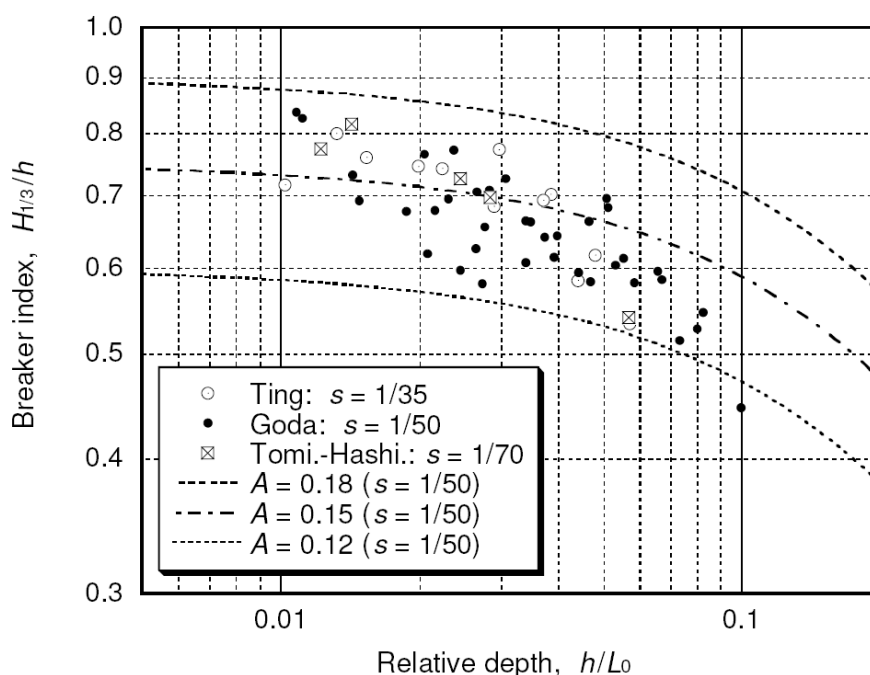
$$\left(\frac{H_{1/3,b}}{h_b}\right)_{incipient} = \frac{0,12}{h_b/L_0} \left\{ 1 - \exp \left[ -1,5\pi \frac{(h_b)_{incipient}}{L_0} \left( 1 + 11s^{4/3} \right) \right] \right\} \quad (16)$$

Toutes choses égales par ailleurs, ce critère est donc environ 30 % plus faible que dans le cas des vagues régulières.

## 5.2. CRITERE DE DEFERLEMENT AU SEIN DE LA ZONE DE DEFERLEMENT (3.2)

Au fur et à mesure que les vagues progressent vers le rivage, de plus en plus d'entre elles déferlent et le ratio  $H_{1/3}/h$  (hauteur significative relative) augmente graduellement à partir de la valeur du critère de déferlement naissant. On le voit sur la figure 5 : lorsque la hauteur d'eau relative est encore assez grande (environ 0,1), au début de la zone de déferlement, les données sont proches de la courbe du bas correspondant à l'équation de Kamphuis ( $A = 0,12$ ), puis lorsque l'on pénètre dans la zone de déferlement, la hauteur significative relative s'en écarte et augmente.

**Figure 5 : Evolution du critère de déferlement pour les hauteurs significatives dans la zone de déferlement (données de laboratoire)**



De plus, on constate que pour de faibles pentes, la hauteur significative spectrale  $H_{m0}$  n'excède pas  $0,7h$ , et même  $0,6h$  lorsque la cambrure  $h/L_0 > 0,03$ .

Nota SOGREAH : Cette augmentation de la hauteur significative relative au sein de la zone de déferlement fait que le critère de déferlement naissant de Kamphuis est difficilement utilisable dans le dimensionnement. En effet, considérons une vague plus faible, disons  $H_{50\%}$ , et imaginons que l'ouvrage à dimensionner se situe entre les points de déferlement de  $H_{1/3}$  (plus au large) et de ce  $H_{50\%}$  (plus proche de la côte). Pour cet ouvrage, il est donc tout à fait possible que le  $H_{50\%}$ , qui n'a pas encore déferlé (mais a, au contraire, subi la levée plus longtemps), soit plus élevé que le  $H_{1/3}$  qui a déferlé. L'emploi du critère de Kamphuis peut donc conduire à un sous-dimensionnement de l'ouvrage.

L'autre approche est l'utilisation de la courbe-enveloppe de Goda qui définit en tout point la valeur maximale que le déferlement permet à la hauteur de vague d'atteindre.

Il s'agit donc d'une hauteur maximale limitée par la profondeur. On voit alors qu'il s'agit d'une approche en  $H_{max}$ , qui va conduire à un surdimensionnement de l'ouvrage puisqu'elle ne nous informe en rien sur le comportement de  $H_{1/3}$ .

## 6. CONCLUSIONS DE L'ARTICLE

Goda conclut son article en soulignant neuf points :

- 1) le critère de déferlement (ou hauteur de vague relative au déferlement) est gouverné à la fois par la pente des fonds et par la profondeur relative  $h_b/L_0$  ;
- 2) le critère de déferlement de Goda pour les vagues régulières est légèrement modifié en réduisant le poids de la pente des fonds ;
- 3) le critère de déferlement a une variabilité inhérente et non négligeable, allant de 6 % pour les faibles pentes jusqu'à 14 % pour une pente de 1/10 (pour des vagues régulières) ;
- 4) le critère de déferlement naissant (*incipient*) pour la hauteur significative (statistique) des vagues aléatoires est 30 % plus faible que pour des vagues régulières, mais le ratio  $H_{1/3}/h$  augmente progressivement au sein de la zone de déferlement ;
- 5) la distribution des hauteurs de vagues s'éloigne progressivement de la loi de Rayleigh au cours de la propagation vers la côte, avec une déviation maximale au milieu de la zone de déferlement, mais avec un retour à cette distribution à l'approche du rivage par régénération des vagues ;
- 6) les différences entre les hauteurs statistiques caractéristiques telles que  $H_{max}$ ,  $H_{2\%}$ ,  $H_{1/10}$ ,  $H_{1/3}$  ou  $H_{rms}$  diminuent au milieu de la zone de déferlement, mais retournent vers les valeurs prévues par Rayleigh à l'approche du rivage (le modèle PEGBIS de Goda, 2004 peut simuler une telle évolution de la distribution des hauteurs) ;
- 7) la non-linéarité des vagues, illustrée par les coefficients de dissymétrie et d'aplatissement ou par les ratios type  $H_{1/3}/H_{m0}$  ou  $H_{rms}/H_{m0}$ , augmente au cours de la propagation vers la côte du fait de la levée par les fonds (*shoaling*) et est maximale juste avant la zone de déferlement (phénomène particulièrement marqué pour les houles longues de faible cambrure ou  $H_{1/3}/H_{m0}$  peut atteindre 1,6) ;
- 8) pour les mers de vent ou les houles courtes à forte cambrure, le déferlement commence à grande profondeur par rapport aux houles longues à faible cambrure ; et les premières nommées n'exhibent donc pas une non-linéarité très prononcée ;
- 9) la non-linéarité des vagues est affaiblie par le déferlement et est finalement perdue près du rivage avec un retour à des caractéristiques linéaires.

## 7. CONCLUSIONS PRATIQUES POUR SOGREAH

Au niveau interne, les conclusions suivantes peuvent être relevées :

- 1) la révision de la formule de Goda quant au critère de déferlement pour des vagues régulières peut être prise comme nouvelle référence et remplacer l'ancienne version présentée dans le *Rock Manual* de 2007 ainsi que la formule de Weggel ;
- 2) l'abaissement du critère de déferlement en houle aléatoire, pris en compte à SOGREAH et notamment dans REPLA, est confirmé ;
- 3) il apparaît que le paramètre de non-linéarité  $\Pi_0$  présenté par Goda permet d'estimer le

ratio  $H_{1/3}/H_{m0}$  pour différentes classes de cambrure,  $\Pi_0$  pouvant, par approximation, se calculer uniquement en fonction des caractéristiques de l'état de mer au large et de la hauteur d'eau locale (ce paramètre généralise le nombre d'Ursell utilisé classiquement) ;

- 4) l'influence de la largeur du spectre, par l'intermédiaire du paramètre  $\kappa$ , conduit à un ratio  $H_{1/3}/H_{m0}$  au large de l'ordre de 0,94 à 0,96, ce qui est confirmé par les observations empiriques ;
- 5) il apparaît que les modèles dit *point-to-point* pour calculer  $H_{1/3}/H_{m0}$  uniquement en fonction des paramètres locaux, du type du modèle de Battjes & Groenendijk implémenté dans Breakwat, ne sont pas en mesure de décrire correctement la physique de la propagation des vagues en zone côtière, contrairement aux modèles propageant un état de mer jusqu'au rivage, de type REPLA ;
- 6) le critère de déferlement naissant de Kamphuis n'apparaît pas utilisable pour le dimensionnement d'ouvrages en zone de déferlement, car la hauteur significative relative augmente à partir de la valeur de ce critère, ce qui peut conduire à un sous-dimensionnement.

## 8. BIBLIOGRAPHIE

Battjes J. A., Groenendijk H. W., 2000. "Wave height distributions on shallow foreshores." *Coastal Engineering* **40**, 161-182.

Beji S., 1995. "Note on a nonlinearity parameter of surface waves." *Coastal Engineering* **25**, 81-85.

Gaillard P., 1988. "Numerical modeling of wave-induced currents in the presence of coastal structures." *Coastal Engineering* **12**, 63-81.

Goda Y., 1974. "New wave pressure formulae for composite breakwaters." *Proc. 14<sup>th</sup> Int. Conf. Coastal Eng.*, Copenhagen, ASCE, 1702-1720.

Goda Y., 1975. "Irregular wave deformation in the surf zone." *Coastal Engineering in Japan, JSCE* **18**, 13-26.

Goda Y., 1983b. "A unified nonlinearity parameter of water waves." *Rept. Port and Harbour Res. Inst.* **22**(3), 3-30.

Goda Y., 2004. "A 2-D random wave transformation model with gradational breaker index." *Coastal Engineering Journal*, **46**(1), 1-38.

Goda Y., 2010. "Reanalysis of regular and random breaking wave statistics." *Coastal Engineering Journal*, **52**, No. 1, 71-106.

Goda Y., Kudaka M., 2007. "On the role of spectral width and shape parameters in control of individual wave height distribution." *Coastal Engineering Journal*, **49**(3), 311-335.

Guo J., 2002. "Simple and explicit solution of wave dispersion equation." *Coastal Engineering Journal*, **45**, No. 2, 71-74.

Hamm L., Peronnard C., 1997. "Wave parameters in the nearshore : A clarification." *Coastal Engineering* **32**, 119-135.

Kamphuis J. W., 1991. "Incipient wave breaking." *Coastal Engineering* **15**, 185-203.

Weggel R.J., 1972. "Maximum breaker height." *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, **98**, No. 4, pp. 529-548.

FMS

Synthèse de Goda, 2010

