

Sédimentologie littorale

COURS DE FORMATION CONTINUE

par

Jean BOUGIS

Octobre 2000

Sommaire

1. Introduction	01-01
2. Caractérisation des sédiments littoraux	02-01
2.1. Composition des sédiments littoraux	02-01
2.2. Granulométrie des sédiments	02-02
2.3. Distribution de la granulométrie des sédiments	02-05
3. Dynamique des sédiments marins	03-01
3.1. Chute des sédiments non cohésifs	03-01
3.1.1. Mise en équations	03-01
3.1.2. Composante horizontale	03-02
3.1.3. Composante verticale	03-03
3.1.4. Détermination du coefficient de traînée	03-04
3.1.5. Coefficient de forme des grains	03-06
3.2. Chute des sédiments cohésifs	03-06
3.2.1. Sédiments cohésifs en eau calme	03-06
3.2.2. Sédiments cohésifs en écoulements turbulents	03-08
3.2.3. Dépôt des sédiments cohésifs	03-08
3.3. Tassement des sédiments	03-08
3.4. Cohésion des dépôts sédimentaires	03-09
3.4.1. Sédiments grossiers	03-09
3.4.2. Sédiments fins	03-10
3.5. Vitesse de frottement engendrée par un courant sur le fond	03-10
3.6. Vitesse de frottement engendrée par la houle sur le fond	03-13
3.6.1. Ecoulements laminaires	03-14
3.6.2. Ecoulements turbulents	03-15
3.7. Vitesse de frottement engendrée par la houle et le courant	03-16
3.8. Coefficients de frottement	03-17
3.9. Conditions d'entraînement des sédiments	03-18
3.9.1. Conditions d'entraînement des sédiments non cohésifs	03-18
3.9.2. Conditions d'entraînement des sédiments cohésifs	03-20
3.10. Transport des sédiments non cohésifs	03-21
3.10.1. Transport par charriage	03-22
3.10.2. Modèle de transport par mise en suspension	03-24
3.10.3. Evolution de la bathymétrie	03-25
4. Morphologie des plages et équilibre sédimentaire	04-01
4.1. Facteurs d'équilibre sédimentaire des plages	04-01
4.2. Répartition des granulométries dans le profil	04-04
4.3. Répartition des granulométries le long du trait de côte	04-07
4.4. Abrasion des sédiments littoraux	04-10
4.5. Rugosité des sédiments et forme des plages	04-11
4.6. Les structures sédimentaires	04-13
5. Transport littoral	05-01
5.1. Les mécanismes du transport littoral	05-01
5.2. Notations	05-01
5.3. Transport littoral par la houle	05-02
5.3.1. Transport par jet de rive	05-02
5.3.2. Transport par courant littoral	05-03
5.3.3. Formules de transport le long du trait de côte	05-03

5.3.4. Evolution du trait de côte	05-06
5.3.5. Formule de transport dans le profil	05-09
5.3.6. Effet des états de mer irréguliers	05-12
5.4. Transport littoral par le vent	05-12
5.4.1. Modes de transport par le vent	05-12
5.4.2. Formules de transport par le vent	05-11
5.4.3. Evolution longitudinale	05-13
5.4.4. Evolution dans le profil	05-14
5.4.5. Effet des vents irréguliers	05-14
5.5. Les plages à galets	05-15
5.5.1. Mouvements dans le profil	05-15
5.5.2. Transport littoral	05-16
6. Références bibliographiques	06-01

1. Introduction

"I have long discovered that geologists never read each other's works, and that the only object in writing a book is a proof of earnestness, and that you do not form your opinions without undergoing labour of some kind"

Charles Darwin,
Lettre à J.M. Herbert /1843/

Les courants, les houles et les vents sont susceptibles d'arracher des particules sédimentaires au littoral, et de les entraîner sur des distances importantes avant de les laisser se déposer en des lieux plus calmes. En cas de rupture de l'équilibre entre les apports et les emprunts sédimentaires, ces remaniements engendrent l'érosion ou l'engraissement de certaines zones. Avant d'envisager toute intervention sur un littoral, il est donc nécessaire de comprendre son fonctionnement sédimentaire.

Dans la nature, les interactions entre les phénomènes hydrodynamiques, aérodynamiques et les transports solides sont souvent extrêmement complexes et les effets qui en résultent dépendent de nombreux paramètres variables dans le temps et dans l'espace. Les travaux menés sur les transports sédimentaires ont permis de mieux comprendre les phénomènes, et même de les modéliser dans les cas simples. Toutefois, les lois générales qui régissent la sédimentologie littorale ne sont pas encore maîtrisées et le plus souvent, l'appréhension des ordres de grandeurs constitue le seul résultat qu'il soit raisonnable d'atteindre.



Recul de la côte après une violente tempête dans la région de Shoreham sur le Lac Michigan en 1982.

2. Caractérisation des sédiments littoraux

2.1. Composition des sédiments littoraux

Les sédiments marins littoraux sont composés de divers matériaux qui se caractérisent par leurs origines géologiques, la dimension et la forme de leurs grains. Ils sont le reflet qualitatif et quantitatif des sources géologiques dont ils proviennent.

Ainsi, le sable de mer est le produit ultime de l'érosion des roches cristallines par les fleuves et les glaciers disparus tandis que les galets et les boues sont les produits d'érosion des côtes actuelles.

La plupart des plages des régions tempérées sont constituées de sables composés principalement de grains de quartz et de feldspaths issus de l'érosion de granites, de gneiss et de schistes qui sont abondant sur les continents.

A ces matériaux, s'ajoutent, en plus faibles quantités, des minéraux lourds tels que des rubis, des grenats, des hornblendes, de la magnétite ou de la glauconie qui témoignent de l'origine des sables. Les micas, chlorites et autres minéraux en paillettes sont plus rares sur les plages puisqu'ils tendent à être remis en suspension et à être entraînés au large où ils se perdent dans les plus grandes profondeurs.

Sous l'effet de la pesanteur, les fractions lourdes ont tendance à migrer vers le bas et à se concentrer dans les couches de sable inférieures des plages, tandis que les quartz et les feldspaths suivent la tendance inverse. Cette ségrégation peut être complètement remaniée par des tempêtes susceptibles de créer de profondes plaies dans les plages.

Certaines plages isolées et de faibles étendues ("pocket beaches") sont recouvertes de sables contenant des matériaux plus exotiques provenant de sources géologiques locales.

Le long des littoraux qui bordent des zones volcaniques, des sables noirs sont essentiellement formés de roches basaltiques, comme c'est le cas dans la Baie de Naples.

Enfin, les sables littoraux sont souvent mélangés à des fragments de calcaire coquillés, généralement plus grossiers que les grains de quartz ou de feldspaths, qui proviennent de la destruction des bancs de coquillages ou de coraux. Certains sables carbonatés sont même essentiellement formés de tels fragments.

Certaines plages des côtes tropicales ou de différentes régions arides sont recouvertes d'oolithes (grains calcaires sphériques du jurassique). C'est également le cas de certaines plages des côtes méditerranéennes, comme en Tunisie.

2.2. Granulométrie des sédiments

Un grain de sédiment est caractérisé par sa dimension, sa forme, son état de surface et sa masse volumique.

Un échantillon sédimentaire est caractérisé par sa répartition en masse en fonction du diamètre des particules qui le constituent. Cette répartition obtenue à partir l'analyse granulométrique qui est réalisée :

- par tamisage dans une série de tamis normalisés pour les particules de dimension supérieures à 100 μm ,
- par sédimentométrie (vitesse de décantation) pour les particules de dimension comprise entre 0.5 μm et 100 μm ,
- par centrifugation (vitesse de décantation en centrifugeuse) pour les particules de dimension inférieures à 0.5 μm .

Différentes classifications ont été proposée par les mécaniciens des sols en fonctions des objectifs poursuivis (Atterberg, MIT, ...). Le tableau 2.1 présente la classification utilisée dans le domaine maritime.

Matériaux	Diamètre de tamis (série MIT) d_s	Masse volumique du matériau ρ (kg/m^3)
Ultrargiles	< 0.2 μm	2 200
Argiles fines	0.2 μm - 0.63 μm	2 200
Argiles	0.63 μm - 2 μm	2 200
Limons fins	2 μm - 6.3 μm	2 300
Limons moyens	6.3 μm - 20 μm	2 300
Limons grossiers	20 μm - 63 μm	2 300
Sables fins	63 μm - 0.2 mm	2 400
Sables moyens	0.2 mm - 0.63 mm	2 400
Sables grossiers	0.63 mm - 2 mm	2 400
Graviers fins	2.0 mm - 6.3 mm	2 500
Graviers moyens	6.3 mm - 20 mm	2 500
Graviers grossiers	20 mm - 63 mm	2 500
Galets	63 mm - 200 mm	2 650
Gros galets	> 200 mm	2 650

Tableau 2.1 : Dimensions caractéristiques des matériaux.

Dans le domaine maritime, la limite entre les sables et les limons est située au voisinage de 60 à 100 μm (contre 20 μm pour la définition d'Atterberg). Ce choix provient de ce que les sables correspondent à la zone intermédiaire entre les limons qui tombent en régime laminaire et les graviers qui tombent en régime turbulent.

Les limons sont les éléments les plus fins qui ne contiennent pas de matières organiques (sédiments non cohésifs), tandis que les vases sont des argiles ou des limons plus ou moins liées par des colloïdes (sédiments plus ou moins cohésifs).

Une série de tamis est fondée sur une évolution des mailles suivant une progression géométrique. Il existe différentes séries de tamis :

- la classification d'Atterberg de raison géométrique égale à 10,
- la classification du MIT de raison géométrique égale à $\sqrt{10} \approx 3.162$,
- la série Wentworth de raison géométrique égale à 2,
- la série Tyler de raison géométrique égale à $\sqrt{2} \approx 1.414$,
- la série Afnor de raison géométrique égale à $\sqrt[10]{10} \approx 1.259$.

Plus la raison est petite, et plus la courbe de répartition des grains est précise.

Il est logique d'associer à une série en progression géométrique une échelle linéaire obtenue à partir de son logarithme de même base. Deux échelles sont en vigueur (d en mm):

- l'échelle des ϕ de Wentworth et Tyler : $\phi = -\log_2 d$
- l'échelle des α de l'Afnor : $\alpha = -10 \log_{10} d$

Le tableau 2.2 donne les caractéristiques de la série de l'Afnor pour les sables.

AFNOR	Tamis (μm)	Tamis (α)	Tamis (ϕ)
	<63		
19	63	12	3,99
20	79	11	3,65
21	100	10	3,32
22	126	9	2,99
23	158	8	2,66
24	200	7	2,33
25	251	6	1,99
26	316	5	1,66
27	398	4	1,33
28	501	3	1,00
29	631	2	0,66
30	794	1	0,33
31	1000	0	0,00
32	1259	-1	-0,33
33	1585	-2	-0,66
34	1995	-3	-1,00
35	2512	-4	-1,33

Tableau 2.2 : Caractéristiques des tamis normalisés AFNOR pour les sables.

Le tamisage donne une courbe de répartition de masse $m(d)$ en fonction du diamètre de tamis d .

On appelle d_x le diamètre de tamis qui laisse passer $x\%$ de la masse de l'échantillon.

On définit en particulier les diamètres suivants qui sont caractéristiques de l'échantillon:

- Le diamètre efficace d_{10} qui est laissé passer 10% du poids de l'échantillon qui caractérise la perméabilité du sol.
- Le diamètre d_{16} qui est laissé passer 16% du poids de l'échantillon et qui est donc dépassé par 84% du poids de l'échantillon.
- Le diamètre d_{25} (le premier quartile Q_1) qui laisse passer 25% du poids de l'échantillon et qui est donc dépassé par 75% du poids de l'échantillon.
- Le diamètre d_{50} (la médiane M_d) qui laisse passer 50% du poids de l'échantillon et qui est donc dépassé par 50% du poids de l'échantillon ; il sépare l'échantillon en deux masses égales.
- Le diamètre d_{75} (le troisième quartile Q_3) qui laisse passer 75% du poids de l'échantillon et qui est donc dépassé par 25% du poids de l'échantillon.
- Le diamètre d_{84} qui laisse passer 84% du poids de l'échantillon et qui est donc est dépassé par 16% du poids de l'échantillon.
- Le mode qui est le diamètre correspondant au maximum de la courbe de la répartition des masses.
- Le diamètre moyen des grains $d_m = \bar{d}$ qui est la moyenne des diamètres des grains de l'échantillon.

A partir de ces valeurs, différents indices permettent de caractériser l'échantillon :

L'indice d'hétérométrie interquartile H_q qui correspond au "quartile déviation" Q_d de W.C. Krumbein :

$$(2.1) \quad H_q = \frac{Q_3 - Q_1}{2} = \frac{d_{75} - d_{25}}{2}$$

L'indice d'asymétrie interquartile (ou indice de biais) A_q qui correspond à l'indice "skewness" S_k de W.C. Krumbein :

$$(2.2) \quad A_q = \frac{Q_1 + Q_3 - 2M_d}{2} = \frac{d_{25} + d_{75} - 2d_{50}}{2}$$

Le coefficient d'uniformité de Hazen C_H :

$$(2.3) \quad C_H = \frac{d_{60}}{d_{10}}$$

qui mesure l'évasement de la courbe. La granulométrie est étalée dès que ce coefficient dépasse 2 (Caquot et Kérisel) à 5 (normes allemandes).

Le coefficient de dispersion qui mesure l'évasement de la courbe. Il varie de 1.5 à 3.

$$(2.4) \quad C_e = \frac{d_{75}}{d_{25}}$$

Le coefficient de dissymétrie qui mesure la dissymétrie de la courbe par rapport à son sommet. Il varie de 0.1 à 3 ; s'il est inférieur à 1 les éléments fins dominent.

$$(2.5) \quad C_s = \frac{d_{25}d_{75}}{d_{50}^2}$$

Le coefficient d'aplatissement de la courbe :

$$(2.6) \quad C_a = \frac{d_{75} - d_{25}}{2(d_{90} - d_{10})}$$

2.3. **Distribution de la granulométrie des sédiments**

Très souvent la courbe de distribution des diamètres de tamis des sédiments d'un échantillon est proche d'une loi log-normal :

$$(2.7) \quad f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\log d}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\log d - \overline{\log d}}{\sigma_{\log d}}\right)^2\right)$$

Soit en unité α :

$$(2.8) \quad f(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\alpha} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha - \alpha_m}{\sigma_\alpha}\right)^2\right)$$

ou en unité ϕ :

$$(2.9) \quad f(\phi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\phi} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi - \phi_m}{\sigma_\phi}\right)^2\right)$$

Comme, la loi de Gauß est symétrique par rapport à la moyenne et que son intégrale de l'écart type à l'infini est égale à :

$$(2.10) \quad \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right) dx = \frac{1}{2} \operatorname{erfc}\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \approx 0.159$$

il s'en déduit, en arrondissant à deux chiffres :

$$(2.11) \quad \alpha_m = \frac{\alpha_{16} + \alpha_{84}}{2} \quad \text{ou} \quad \alpha_m = \frac{\alpha_{16} + \alpha_{50} + \alpha_{84}}{3} \quad \text{et} \quad \sigma_\alpha = \frac{\alpha_{16} - \alpha_{84}}{2}$$

et de même en unités ϕ :

$$(2.12) \quad \phi_m = \frac{\phi_{16} + \phi_{84}}{2} \quad \text{ou} \quad \phi_m = \frac{\phi_{16} + \phi_{50} + \phi_{84}}{3} \quad \text{et} \quad \sigma_\phi = \frac{\phi_{16} - \phi_{84}}{2}$$

D'où en revenant aux unités initiales :

$$(2.13) \quad \alpha_m = -10 \log \sqrt{d_{16}d_{84}} \quad \text{et} \quad \sigma_\alpha = -10 \log \sqrt{\frac{d_{16}}{d_{84}}}$$

$$(2.14) \quad \phi_m = -\log_2 \sqrt{d_{16}d_{84}} \quad \text{et} \quad \sigma_\phi = -\log_2 \sqrt{\frac{d_{16}}{d_{84}}}$$

Le biais, c'est-à-dire la déformation de la répartition de l'échantillon par rapport à la loi log-normale, est caractérisé par l'indice de biais ("Skewness") :

$$(2.15) \quad a_\alpha = \frac{\alpha_m - \alpha_{50}}{\sigma_\alpha} \quad \text{et} \quad a_\phi = \frac{\phi_m - \phi_{50}}{\sigma_\phi}$$

3. Dynamique des sédiments marins

Les sédiments marins sont mis en mouvement sous les effets de la houle, des courants et du vent.

3.1. Chute des sédiments non cohésifs

3.1.1. Mise en équations

La vitesse de décantation des particules en suspension dépend de plusieurs paramètres, et en particulier de leurs dimensions caractéristiques.

En désignant par :

- $\rho_a \approx 1027 \text{ kg/m}^3$: la masse volumique du fluide ambiant,
- $\nu \approx 1.2 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$: la viscosité cinématique du fluide ambiant,
- $\rho_s \approx 2500 \text{ kg/m}^3$: la masse volumique du matériau constituant le grain,
- $W = \pi d^3/6$: le volume du grain,
- $S = \pi d^2/4$: la plus grande section du grain,
- k : le vecteur vertical ascendant unitaire,
- g : la constante de la gravité terrestre,
- C_d : le coefficient de traînée,
- $U(U_x, U_y=0, U_z=0)$: la vitesse absolue du fluide ambiant (courant horizontal supposé colinéaire à l'axe Ox),
- $V(u, v, w)$: la vitesse absolue du grain,
- $U_R = V - U$: la vitesse relative du grain dans le fluide.

Les efforts qui agissent sur un grain de sédiment sont :

- son poids : $\vec{P} = -\rho_s W g \vec{k}$,
- la réaction hydrostatique (poussée d'Archimède) : $\vec{P}_a = \rho_a W g \vec{k}$,
- la force de traînée hydrodynamique qui s'oppose à la vitesse relative : $\vec{T} = -\frac{1}{2} \rho_a S C_d |\vec{U}_R| \vec{U}_R$.

D'où, l'équation vectorielle de la chute du grain :

$$(3.1) \quad \rho_s W \vec{\gamma} = \vec{P} + \vec{P}_a + \vec{T}$$

Soit en projetant les équations sur les axes du repère en négligeant les couplages dus à la traînée :

$$(3.2) \quad \begin{aligned} \rho_s W \ddot{x} &= \frac{1}{2} \rho_a S C_d (\dot{x} - U_x)^2 \\ \rho_s W \ddot{z} &= -\rho_s W g + \rho_a W g + \frac{1}{2} \rho_a S C_d \dot{z}^2 \end{aligned}$$

3.1.2. Composante horizontale

En notant que la vitesse du courant est, par hypothèse indépendante du temps, le changement de variable :

$$(3.3) \quad X = x - U_x t$$

avec $X_0 = X(t_0) = 0$, permet de réécrire la première équation qui régit la vitesse horizontale, sous la forme :

$$(3.4) \quad \ddot{X} = \alpha \dot{X}^2$$

après avoir posé :

$$(3.5) \quad \alpha = \frac{1}{2} \frac{\rho_a}{\rho_s} \frac{S}{W} C_d = \frac{3C_d}{4d} \frac{\rho_a}{\rho_s}$$

En remarquant les égalités :

$$(3.6) \quad \ddot{X} = \frac{d\dot{X}}{dX} \frac{dX}{dt} = \dot{X} \frac{d\dot{X}}{dX} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{X}^2}{dX}$$

et en posant $\eta = \dot{X}^2$, l'équation différentielle (3.4) se transforme pour donner :

$$(3.7) \quad \frac{d\eta}{dX} = 2\alpha\eta$$

Equation qui s'intègre immédiatement sous la forme :

$$(3.8) \quad \eta = \eta_0 \exp(2\alpha X)$$

D'où, en revenant à la variable initiale et prenant la racine carrée des deux membres :

$$(3.9) \quad \dot{X} = \dot{X}_0 \exp(\alpha X)$$

Il en résulte que :

$$(3.10) \quad \begin{aligned} x &= U_x t - \frac{1}{\alpha} \ln \left[\exp(-\alpha(x_0 - U_x t_0)) - \alpha(\dot{x}_0 - U_x)(t - t_0) \right] \\ \dot{x} &= U_x + (\dot{x}_0 - U_x) \exp(\alpha(x - U_x t)) \\ \ddot{x} &= \alpha(\dot{x} - U_x)(\dot{x}_0 - U_x) \exp(\alpha(x - U_x t)) \end{aligned}$$

Ainsi, après un bref transitoire, la vitesse horizontale de la particule devient égale à celle du courant.

3.1.3. Composante verticale

La seconde équation qui régit le mouvement vertical se met sous la forme canonique suivante :

$$(3.11) \quad \ddot{z} - \alpha \dot{z}^2 + \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_s} g = 0$$

En remarquant à nouveau les égalités :

$$(3.12) \quad \ddot{z} = \frac{d\dot{z}}{dt} = \frac{d\dot{z}}{dz} \frac{dz}{dt} = \dot{z} \frac{d\dot{z}}{dz} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{z}^2}{dz}$$

et en posant $\eta = \dot{z}^2$, l'équation (3.11) peut se transformer pour donner :

$$(3.13) \quad \frac{1}{2} \frac{d\eta}{dz} - \alpha \eta + \frac{\rho_s - \rho_e}{\rho_s} g = 0$$

Cette équation admet comme solution générale la somme de la solution générale de l'équation homogène sans second membre et d'une solution particulière de l'équation complète avec second membre.

L'équation homogène :

$$(3.14) \quad \frac{1}{2} \frac{d\eta}{dz} - \alpha \eta = 0$$

s'intègre immédiatement pour donner :

$$(3.15) \quad \eta = \eta_0 \exp(2\alpha z)$$

Par ailleurs, l'équation complète admet de manière évidente la solution particulière :

$$(3.16) \quad \eta = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_s} \frac{g}{\alpha}$$

La solution générale s'écrit donc :

$$(3.17) \quad \eta = \eta_0 \exp(2\alpha z) + \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_s} \frac{g}{\alpha}$$

soit, en revenant à la variable d'origine et en écrivant qu'à l'instant initial la position de la particule est z_0 et que sa vitesse est égale à \dot{z}_0 :

$$(3.18) \quad \dot{z}^2 = \dot{z}_0^2 \exp(2\alpha(z - z_0)) + \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_s} \frac{g}{\alpha} (1 - \exp(2\alpha(z - z_0)))$$

Ce qui se réécrit en remplaçant α par son expression :

$$(3.19) \quad \dot{z} = w = \sqrt{\dot{z}_0^2 \exp\left(\frac{3\rho_a C_d}{2\rho_s d}(z - z_0)\right) + \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{4dg}{3C_d} \left(1 - \exp\left(\frac{3\rho_a C_d}{2\rho_s d}(z - z_0)\right)\right)}$$

Dans ces conditions, la particule atteint, au bout d'un certain temps, une vitesse limite, appelée vitesse de chute, qui s'écrit :

$$(3.20) \quad w = \dot{z} = \sqrt{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{4dg}{3C_d}}$$

3.1.4. Détermination du coefficient de traînée

Le coefficient de traînée dépend du régime de l'écoulement qui est caractérisé par le nombre de Reynolds de chute :

$$(3.21) \quad R_e = \frac{wd}{\nu}$$

Ce nombre de Reynolds dépend bien évidemment de la définition donnée au diamètre de grain d . Dans ce qui suit, les développements seront effectués en considérant le diamètre de tamis. La prise en compte d'une autre définition du diamètre conduirait à une modification des limites des intervalles des nombres de Reynolds et des coefficients de traînée.

Dans ce qui suit, l'utilisation des formules proposées est recommandées par le Coastal Engineering Research Center en prenant d_{50} pour diamètre.

3.1.4.1. Couche limite laminaire - régime de Stokes

Lorsque le nombre de Reynolds est inférieur à 2.16, le mouvement du fluide se fait avec une couche limite laminaire et le coefficient de traînée s'exprime à partir de la loi de Stokes :

$$(3.22) \quad C_d = \frac{24}{R_e} \quad R_e < 2.16$$

La vitesse limite de chute est alors proportionnelle au carré du diamètre du grain :

$$(3.23) \quad w = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{gd^2}{18\nu}$$

et le nombre de Reynolds "asymptotique" s'écrit de son côté :

$$(3.24) \quad R_{ea} = \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{gd^3}{18\nu^2}$$

C'est le cas pour les vases, les argiles et les limons.

3.1.4.2. Couche limite transitionnelle - régime d'Allen

Lorsque le nombre de Reynolds asymptotique augmente entre 2.16 et 550, le mouvement du fluide se fait avec une couche limite transitionnelle et le coefficient de traînée dépend du nombre de Reynolds selon une loi qui peut être approchée par la relation :

$$(3.25) \quad C_d = \frac{15.1}{R_{ea}^{0.4}} \quad 2.16 < R_{ea} < 550$$

La vitesse de chute est alors quasiment proportionnelle au diamètre du grain.

C'est le cas pour les sables.

3.1.4.3. Couche limite turbulente - régime de Newton-Rittinger

Lorsque le nombre de Reynolds asymptotique devient supérieur à 550, le mouvement du fluide se fait avec une couche limite turbulente et le coefficient de traînée devient constant :

$$(3.26) \quad C_d = 1.21 \quad 550 < R_{ea}$$

La vitesse de chute est alors proportionnelle à la racine carrée du diamètre du grain.

C'est le cas pour les graviers et les galets.

3.1.4.4. Vitesse entravée

Dans le cas où des particules sont en grand nombre, elles se gênent entre elles et leur vitesse de chute devient plus faible. Elle est dite entravée.

Le rapport entre la vitesse entravée et la vitesse libre s'écrit, d'après les expériences de J.F. Richardson et W.N. Zaki /1954/, en fonction de la concentration volumique c :

$$(3.27) \quad \frac{w_e}{w} = (1 - c)^n$$

avec :

$$(3.28) \quad \begin{array}{ll} 0.2 < R_{ea} < 1 & n = 4.35R_e^{-0.03} \\ 1 < R_{ea} < 500 & n = 4.45R_e^{-0.10} \\ 500 < R_{ea} & n = 2.39 \end{array}$$

3.1.5. Coefficient de forme des grains

Les résultats précédents ont été établis en considérant que les grains sont sphériques.

Dans la pratique, la vitesse de chute dépend également de la forme des grains des sédiments, surtout si la forme des particules est très différente de la sphère. C'est en particulier le cas des paillettes de mica qui tombent en feuille morte dans l'eau.

Il convient donc d'introduire un coefficient de forme qui peut être appliqué soit au diamètre des grains en définissant un diamètre de chute différent du diamètre de tamis, soit au coefficient de traînée.

3.2. Chute des sédiments cohésifs

3.2.1. Sédiments cohésifs en eau calme

3.2.1.1. Concentrations inférieures à 0.3‰

Pour des concentrations inférieures à 0.3‰, les grains élémentaires de sédiments chutent indépendamment les uns des autres. Les particules très fines de limon ou d'argile, de 0.1 à 0.5 μm , ont alors une vitesse de chute en eau calme très faible, de l'ordre de 10^{-4} à 10^{-9} m/s. Dans le cas du quartz, cette vitesse s'exprime sous la forme :

$$(3.29) \quad w = 10^{+6} d^2$$

3.2.1.2. Concentrations comprises entre 0.3‰ et 10‰

En milieu aqueux contenant des sels dissous, ou en présence de composants colloïdaux d'origine chimique ou biologique, les particules élémentaires se regroupent en flocons lors des collisions entre elles dont

le nombre augmente avec la concentration. La vitesse de chute devient alors celle des flocons dont le diamètre caractéristique est de l'ordre de 0.5 à 1.5 mm. Elle croît avec la concentration pour être de 10 à 10^5 fois plus grande que celle des particules élémentaires.

Ce phénomène de floculation et la vitesse de chute qui y est associée dépendent de la concentration en particules sédimentaires, de la salinité et de la température.

La formulation (3.30) a été proposée par R.B. Krone /1962/ et Owen /1971/ pour des concentrations comprises entre 0.3‰ et 10‰.

$$(3.30) \quad w = Kc^n$$

expression dans laquelle K et n sont des constantes empiriques dépendant de la nature du sédiment et de la turbulence du milieu. K est de l'ordre de 10^{-3} , tandis que n prend une valeur comprise entre 1 pour les milieux très turbulents (vives eaux) et 2 pour les milieux moins turbulents (mortes eaux). La valeur $n=4/3$ est souvent proposée.

La vitesse de chute augmente avec la salinité des eaux jusqu'à un seuil de l'ordre de 5‰. Au delà, sous l'effet de la macrofloculation, elle devient constante ou en légère diminution. Elle augmente également avec la température du milieu ambiant.

3.2.1.3. Concentrations supérieures à 10‰

La vitesse de chute augmente avec la concentration jusqu'à un seuil de l'ordre de 10‰. Au delà, la chute des flocons est entravée par la présence d'agrégats trop nombreux et la vitesse de chute diminue.

Les formulations les plus récentes prennent en compte la concentration c et la salinité s en kg/m³ sous la forme :

$$(3.31) \quad w = Kc^n s^m$$

Dans la pratique, la vitesse de chute des vases floculées est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$ m/s. Pour les vases non floculées, les travaux réalisés par EDF dans l'estuaire de la Gironde ont conduit à des vitesses de chute de la forme :

$$(3.32) \quad w = 6.5 \cdot 10^{-6} c^{3/2} s^{1/2} \quad \text{avec} \quad w < 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$$

L'agitation du milieu est susceptible de détruire les flocons et de les réduire en particules élémentaires. Si la concentration est suffisante, les sédiments refloculent rapidement (1 à 5 mn) et sédimentent rapidement.

3.2.2. Sédiments cohésifs en écoulements turbulents

En écoulement turbulent la vitesse de chute des sédiments cohésifs est de l'ordre de dix fois plus grande qu'en eau calme.

3.2.3. Dépôt des sédiments cohésifs

Le flux de dépôt des sédiments cohésifs φ_d est directement relié à la vitesse de chute w et à la concentration c selon la loi proposée par R.B. Krone /1962/ :

$$(3.33) \quad \varphi_d = p_d w c$$

expression dans laquelle est p_d est la probabilité de dépôt, c'est à dire la probabilité qu'une particule déposée ne soit immédiatement réentraînée :

$$(3.34) \quad p_d = 1 - \frac{\tau}{\tau_{dc}}$$

τ_{dc} désignant la contrainte de dépôt critique au dessus de laquelle aucun dépôt ne se produit.

3.3. Tassement des sédiments

Une fois arrivés au fond, les sédiments non cohésifs (sables, graviers, galets) ne se tassent pratiquement pas. Après une brève mise en place, ils deviennent stables dans le temps.

Au contraire, les flocons de sédiments cohésifs de tassent en perdant leur eau interstitielle et celle liée par les forces électrostatiques. Ils se consolident en passant progressivement de l'état fluide à un état plastique puis solide.

Les expériences de laboratoire sur le tassement d'une suspension dans un tube permettent de montrer que le tassement s'effectue en trois phases :

- Dans un premier temps la suspension est floculée et reste très mobile. L'eau interstitielle commence à s'éliminer sous l'effet de l'écrasement des flocons. La concentration du culot varie de 100 g/l à 200 g/l.
- Ensuite, l'eau interstitielle s'élimine progressivement par porosité et par l'intermédiaire de puits de drainage. La concentration du culot varie de 200 g/l à 300 g/l.
- Enfin, les particules se réarrangent lentement en éliminant difficilement l'eau restante sous l'effet de la compression pour des concentrations variant de 300 g/l à 600 g/l.

Ces expériences permettent également de mettre en évidence qu'indépendamment de son état de tassement, la concentration moyenne du dépôt suit, par morceaux, une loi logarithmique en fonction du temps :

$$(3.35) \quad c = a \log t + b$$

Le paramètre a étant d'autant plus important que la concentration est faible.

Elles montrent également que le culot de tassement est soumis à un gradient de concentration en fonction de la profondeur :

$$(3.36) \quad c = c_0 + n \log h$$

expression dans laquelle c_0 est la concentration de surface et h la distance du point du culot à la surface. Ce gradient est d'autant plus fort que les sédiments sont tassés depuis longtemps et que l'épaisseur du dépôt est faible. Les faibles épaisseurs de vases se tassent donc plus rapidement que les grandes épaisseurs.

Le tassement dépend des matériaux et de la nature des eaux. Certains dépôts, comme les boues de lavage des phosphates, restent fluides plusieurs mois, tandis que d'autres, comme les limons de Fos, se consolident en quelques jours. Toutefois, de manière générale, le tassement est un phénomène très lent. En moyenne, trois mois sont nécessaires pour doubler la concentration. A noter que la rapidité du tassement initial et la concentration limite augmentent lorsque la concentration initiale diminue.

3.4. Cohésion des dépôts sédimentaires

3.4.1. Sédiments grossiers

Les sédiments grossiers comme les sables, les graviers et les galets, n'ont pas de cohésion propre. L'équilibre de leurs dépôts ne dépend que de leur angle de frottement interne ϕ qui relie les contraintes normales et tangentielles.

$$(3.37) \quad \sigma_t = \sigma_n \operatorname{tg} \phi$$

Pour des matériaux bien triés, avec un coefficient de dispersion inférieur à 2, angle de frottement interne s'exprime à partir de l'indice des vides e sous la forme approchée suivante :

$$(3.38) \quad \operatorname{tg} \phi \approx \frac{0.55}{e}$$

Pour des sables de plage, l'angle de frottement interne est de l'ordre de 25 à 30%, tandis qu'il est de l'ordre de 35 à 40% pour les graviers.

3.4.2. Sédiments fins

Le comportement des sédiments fins présente une cohésion qui croît avec leur concentration en particules et les caractéristiques physico-chimiques floculantes du milieu ambiant. L'état d'un dépôt sédimentaire est alors caractérisé par sa rigidité.

La notion de rigidité est définie à partir d'une expérience de laboratoire, comme le couple nécessaire à faire tourner un rotor calibré dans un récipient contenant un échantillon de la suspension ou du dépôt.

La rigidité varie beaucoup d'un type de dépôt à l'autre et des caractéristiques du milieu aqueux.

De manière générale, la rigidité diminue quand la taille des particules augmente.

3.5. Vitesse de frottement engendrée par un courant sur le fond

Dans un écoulement permanent uniforme de profondeur h , avec une pente de ligne d'eau i , la résolution des équations de la dynamique conduit à l'expression de la contrainte de cisaillement sur le fond :

$$(3.39) \quad \tau_* = \rho_a u_*^2 = \rho_a g h i$$

La distribution verticale de la contrainte de cisaillement s'écrit :

$$(3.40) \quad \tau = \tau_* \left(1 - \frac{z}{h} \right)$$

A proximité du fond, dans une fine couche d'épaisseur δ , l'écoulement est gouverné par la viscosité du fluide. Dans cette zone, la contrainte de cisaillement est proportionnelle au gradient vertical de vitesse :

$$(3.41) \quad \tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$$

où μ désigne la viscosité dynamique du fluide.

Le rapprochement de ces deux expressions implique après intégration selon z :

$$(3.42) \quad u = \frac{\tau_*}{\mu} \left(z - \frac{z^2}{2h} \right) + C^{te}$$

La constante est nulle en vertu de la condition d'adhérence à la paroi. En substituant l'expression (3.39) de la contrainte de cisaillement dans (3.42), il vient :

$$(3.43) \quad \frac{u}{u_*} = \frac{u_* z}{\nu} \left(1 - \frac{z}{2h}\right)$$

Pour les petites valeurs de z , la vitesse du fluide est donc une fonction linéaire de la distance z à la paroi.

Au delà de cette sous couche visqueuse, dans la couche turbulente, la contrainte de cisaillement est proportionnelle au gradient vertical de vitesse et à la viscosité turbulente :

$$(3.44) \quad \tau = \rho_a \nu_t \frac{\partial u}{\partial z}$$

Laquelle s'écrit, en désignant par $\kappa \approx 0.4$ la constante de von Kármán :

$$(3.45) \quad \nu_t = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h}\right)$$

Le rapprochement des expressions (3.40) et (3.45) implique après intégration selon z :

$$(3.46) \quad \frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln z + C^{te}$$

La vitesse devient donc une fonction logarithmique de la distance à la paroi. La constante d'intégration a été déterminée expérimentalement par J. Nikuradse /1932/.

Dans le cas d'une paroi lisse, l'ajustement de la constante conduit à l'expression :

$$(3.47) \quad C^{te} = 5.7 - \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\nu}{u_*}$$

d'où la loi suivie par la vitesse :

$$(3.48) \quad \frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \frac{u_* z}{\nu} + 5.7 = 2.5 \ln \left(9.78 \frac{u_* z}{\nu}\right)$$

Le raccord entre ces deux expressions conduit à la relation qui définit l'épaisseur δ de la sous couche visqueuse :

$$(3.49) \quad \frac{u_* \delta}{\nu} = 11.6$$

Dans la réalité, la transition entre la sous couche visqueuse et la couche limite turbulente se fait progressivement dans l'intervalle de distances à la paroi défini par :

$$(3.50) \quad 5 \leq \frac{u_* z}{\nu} \leq 30$$

Si les aspérités du fond, dont la dimension caractéristique k_N a été définie par Nikuradse, débordent sensiblement la sous couche visqueuse, la rugosité du fond impose sa loi à l'écoulement dans la couche turbulente logarithmique. L'ajustement de la constante d'intégration à l'expression :

$$(3.51) \quad C^{te} = 8.5 - \frac{1}{\kappa} \ln k_N$$

La vitesse horizontale vérifie alors les relations :

$$(3.52) \quad \frac{u}{u_*} = 2.5 \ln \frac{z}{k_N} + 8.5 = 2.5 \ln \frac{z}{k_N / 30}$$

Ces formulations sont bien adaptées dans une épaisseur d'écoulement de l'ordre de 20% à 25% de la profondeur h .

Au delà, dans la couche externe, qui représente 75% à 80% de la profondeur de l'écoulement, progressivement l'évolution de la vitesse s'écarte de la loi logarithmique. Il est alors préférable d'exprimer la différence entre la vitesse à la cote z et sa valeur u_0 à la surface libre (loi de sillage de Coles) :

$$(3.53) \quad \frac{u_0 - u}{u_*} = 1.34 \left(1 + \cos \frac{\pi z}{h} \right) - 2.5 \ln \frac{z}{h}$$

où d'adopter une loi de puissance :

$$(3.54) \quad u = u_0 \left(\frac{z}{h} \right)^{1/n}$$

avec n de l'ordre de 7. Où encore :

$$(3.55) \quad \frac{u_0 - u}{u_*} = 9.6 \left(1 - \frac{z}{h} \right)^2$$

En désignant par U la vitesse moyenne de l'écoulement (quotient du débit par la section), l'expression (3.39) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$(3.56) \quad \tau_* = \rho_a g h i = \rho_a g \frac{U^2}{C_s^2} = \frac{1}{2} \rho_a U^2 f_c$$

expressions dans lesquelles C_s désigne le coefficient (dimensionnel) de Chézy et f_c le coefficient de frottement

$$(3.57) \quad C_s = \frac{U}{\sqrt{h i}} \quad \text{et} \quad f_c = \frac{2 g h i}{U^2} = \frac{2 g}{C_s^2}$$

Le coefficient de frottement varie de $1.0 \cdot 10^{-3}$ à $2.5 \cdot 10^{-2}$ en fonction de la rugosité du fond.

3.6. Vitesse de frottement engendrée par la houle sur le fond

L'écoulement d'une houle simple de hauteur H et de période $T=2\pi/\omega$ qui se propage dans une profondeur d'eau h , est gouverné par la fonction potentiel des vitesses :

$$(3.58) \quad \phi = -\frac{H g}{2 \omega} \frac{\operatorname{ch} k(z+h)}{\operatorname{ch} k h} \cos(kr - \alpha t)$$

expression dans laquelle le nombre d'onde $k=2\pi/\lambda$ vérifie la relation de dispersion :

$$(3.59) \quad k \operatorname{th} k h = k_\infty = \frac{\omega^2}{g}$$

La vitesse alternative qui en résulte sur le fond est horizontale. Elle s'écrit sous la forme :

$$(3.60) \quad u_b = \frac{\omega H}{2 \operatorname{sh} k h} \sin(kr - \alpha t) = \hat{u}_b \sin(kr - \alpha t)$$

3.6.1. **Écoulements laminaires**

Pour des écoulements alternatifs engendrés par la houle, surtout si la période est assez courte, la couche limite turbulente n'a pas le temps de se former complètement et l'écoulement laminaire doit assurer la transition entre le fond, où la vitesse est nulle, et le fluide non perturbé où la vitesse varie alternativement.

Pour un écoulement dont la couche limite est laminaire, la contrainte de cisaillement s'écrit en fonction du gradient de vitesses sous la forme :

$$(3.61) \quad \tau = \mu \frac{\partial u}{\partial z}$$

La résolution des équations de Navier-Stokes dans la couche limite conduit à l'expression donnée par H. Lamb /1932/ :

$$(3.62) \quad u(r, z; t) = \hat{u}_b \left[\sin(kr - \omega t) - \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \sin\left(kr - \omega t + \frac{z}{\delta}\right) \right]$$

où δ désigne une longueur proportionnelle à l'épaisseur de la couche limite laminaire :

$$(3.63) \quad \delta = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}$$

Il en résulte que l'épaisseur de la couche limite qui est la hauteur au dessus du fond pour laquelle la vitesse u est égale à 99% de u_b est égale à 4.1δ .

Dans ces conditions, d'après (3.61), la contrainte de cisaillement s'écrit dans la couche limite :

$$(3.64) \quad \tau(r, z; t) = \sqrt{2} \frac{\mu \hat{u}_b}{\delta} \exp\left(-\frac{z}{\delta}\right) \sin\left(kr - \omega t + \frac{z}{\delta} - \frac{\pi}{4}\right)$$

Le rapprochement des équations (3.62) et (3.64) montre qu'il existe un déphasage de $\pi/4$ entre la vitesse et la contrainte de cisaillement.

La moyenne temporelle dans chaque sens de cette contrainte de cisaillement sur le fond s'écrit :

$$(3.65) \quad \bar{\tau}_* = \rho_a \bar{u}_*^2 = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \tau(r, 0; t) dt = \frac{2\sqrt{2}\mu\hat{u}_b}{\pi\delta}$$

d'où l'expression de la vitesse moyenne de cisaillement \bar{u}_* en fonction de \hat{u}_b :

$$(3.66) \quad \bar{u}_* = \sqrt{\frac{2\sqrt{2}\nu\hat{u}_b}{\pi\delta}}$$

En désignant par τ_b la contrainte tangentielle instantanée sur le fond :

$$(3.67) \quad \tau_b = \hat{\tau}_b \sin(kr - \omega t)$$

Le calcul de sa moyenne temporelle dans chaque sens s'écrit :

$$(3.68) \quad \bar{\tau}_* = \frac{2}{\pi} \hat{\tau}_b$$

D'après (3.65) et (3.66), la contrainte de cisaillement sur le fond peut alors s'écrire sous la forme :

$$(3.69) \quad \hat{\tau}_b = \frac{1}{2} \rho_a \hat{u}_b^2 f_w$$

expression dans laquelle f_w est le coefficient de frottement sur le fond qui s'écrit sous la forme :

$$(3.70) \quad f_w = \frac{2}{\sqrt{R_{eb}}}$$

après avoir défini le nombre de Reynolds au fond par :

$$(3.71) \quad R_{eb} = \frac{\hat{u}_b \hat{a}_b}{\nu}$$

où \hat{a}_b est l'amplitude des excursions des particules fluides à proximité du fond :

$$(3.72) \quad \hat{a}_b = \frac{H}{2 \operatorname{sh} kh}$$

3.6.2. Ecoulements turbulents

Pour un écoulement dont la couche limite est turbulente, la contrainte de cisaillement s'écrit en fonction du gradient de vitesses sous la forme :

$$(3.73) \quad \tau = \rho \nu_t \frac{\partial u}{\partial z}$$

expression dans laquelle ν_t désigne la viscosité turbulente qui, dans l'épaisseur de la couche limite, est supposée suivre la loi suivante :

$$(3.74) \quad \nu_t = \kappa \hat{u}_b z \left(1 - \frac{z}{\delta} \right)$$

où $\kappa \approx 0.4$ désigne la constante de von Kármán.

Un raisonnement analogue au précédent, mais beaucoup plus complexe, conduit à une formulation identique à (3.69) :

$$(3.75) \quad \hat{\tau}_b = \frac{1}{2} \rho_a \hat{u}_b^2 f_w$$

avec des expressions différentes du coefficient de frottement.

3.7. Vitesse de frottement engendrée par la houle et le courant

Dans le cas de la superposition de la houle avec un courant, la viscosité turbulente peut être considérée comme la superposition de deux termes dépendant de chacune des composantes de la vitesse :

$$(3.76) \quad \tau = \rho (v_{tc} + v_{tw}) \frac{\partial u}{\partial z}$$

Un raisonnement analogue aux précédents, mais encore plus complexe, conduit à une formulation de même type que (3.65), (3.69) et (3.75) :

$$(3.77) \quad \tau_{cw} = \frac{1}{2} \rho_a u_{cw}^2 f_w$$

avec :

$$(3.78) \quad u_{cw} = u_{c*} + \hat{u}_b \sin(kr - \alpha t)$$

Il en résulte que la contrainte moyenne sur une période s'écrit :

$$(3.79) \quad \bar{\tau}_{cw} = \frac{2}{\pi} \rho_a u_{c*} \hat{u}_b f_w$$

Elle est à comparer aux expressions (3.59) et (3.65).

3.8. Coefficients de frottement

De nombreux auteurs ont proposé des expressions du coefficient de frottement f_w dans le domaine de la mécanique des fluides. L'usage de quelques formules est toutefois privilégié dans le domaine du génie côtier où le coefficient de frottement est généralement défini à partir des formules proposées par I.G. Jonsson /1966/ et recommandées par K. Kajiwara /1967/.

Soient R_e le nombre de Reynolds et K le rapport entre l'amplitude de l'excursion des particules fluide au niveau du fond (au dessus de la couche limite) et la dimension caractéristique de la rugosité k_N telle que définie par Nikuradse :

$$(3.80) \quad R_{eb} = \frac{\hat{u}_b \hat{a}_b}{\nu} = \frac{\omega H^2}{4\nu \text{sh}^2 kh} \quad \text{et} \quad K = \frac{\hat{a}_b}{k_N} = \frac{H}{2k_N \text{sh} kh}$$

Il convient de noter que la définition de la dimension caractéristique de la rugosité n'est pas évidente. En effet, si sur un fond plat formé de grains tous de même diamètre d , il convient d'adopter $k_N=d$, dans les autres cas, il faut choisir une valeur de k_N qui tienne compte de la granulométrie moyenne du matériau de fond ainsi que des irrégularités géométriques (rides) qui peuvent augmenter sensiblement cette valeur.

Si les relations (3.81) sont vérifiées :

$$(3.81) \quad R_{eb} \leq 1.26 \cdot 10^4 \quad \text{et} \quad K \geq \frac{4}{\pi} \sqrt{2R_{eb}}$$

la couche limite de l'écoulement est laminaire, et le coefficient de frottement s'écrit comme (3.70) :

$$(3.82) \quad f_w = \frac{2}{\sqrt{R_{eb}}}$$

Si les relations (3.75) sont vérifiées :

$$(3.83) \quad R_{eb} \geq 3.00 \cdot 10^4 \quad \text{et} \quad K \geq 0.075 R_{eb}^{0.85}$$

la couche limite de l'écoulement est turbulente sur un fond à faible rugosité relative, et le coefficient de frottement doit vérifier :

$$(3.84) \quad \frac{1}{4\sqrt{f_w}} + 2 \log \frac{1}{4\sqrt{f_w}} = \log R_{eb} - 1.55$$

Si les relations (3.85) sont vérifiées :

$$(3.85) \quad \log K \leq -0.62 + 1.17 \cdot 10^{-4} R_{eb} \quad \text{et} \quad K \leq 0.010 R_{eb}^{0.85}$$

la couche limite de l'écoulement est turbulente au dessus d'un fond à forte rugosité relative, et le coefficient de frottement doit vérifier :

$$(3.86) \quad \frac{1}{4\sqrt{f_w}} + \log \frac{1}{4\sqrt{f_w}} = \log K - 0.08 \quad \text{pour } K > 1.57$$

$$f_w = 0.30 \quad \text{pour } K \leq 1.57$$

Entre ces domaines du plan (R_{eb}, K) , des zones de transition sont intercalées. Dans ces zones, le coefficient de frottement est obtenu par interpolation linéaire entre les valeurs qu'il prend sur les limites.

3.9. Conditions d'entraînement des sédiments

3.9.1. Conditions d'entraînement des sédiments non cohésifs

Le début de l'entraînement sur le fond des sédiments non cohésifs a lieu lorsque la force de frottement du fluide sur le fond devient supérieure aux forces de gravité et d'imbrication qui maintiennent les grains sur le fond.

La capacité d'un écoulement à déplacer des sédiments non cohésifs qui ont été déposés sur le fond, dépend donc essentiellement de la contrainte tangentielle qu'il applique au sol et de la granulométrie des sédiments.

Elle est associée, avec le diamètre caractéristique des grains, au nombre de Reynolds :

$$(3.87) \quad R_{e*} = \frac{\bar{u}_* d}{\nu}$$

Le grain de sédiment est soumis à l'action de quatre forces :

- son poids : $\vec{P} = -\rho_s g \frac{\pi d^3}{6} \vec{k}$,
- la poussée hydrostatique d'Archimède : $\vec{H} = +\rho_a g \frac{\pi d^3}{6} \vec{k}$
- la force de traînée tangente au sol : $\vec{F}_D = \bar{\tau}_* \frac{\pi d^2}{4} \vec{t} = \rho_a \frac{\pi d^2}{4} \bar{u}_*^2 \vec{t}$,
- la force de portance normale au sol : $\vec{F}_L = \bar{\tau}_* \xi \frac{\pi d^2}{4} \vec{n} = \rho_a \xi \frac{\pi d^2}{4} \bar{u}_*^2 \vec{n}$

En désignant par α l'angle d'inclinaison du sol sur l'horizontale, la force tangentielle qui tend à mobiliser le grain s'écrit :

$$(3.88) \quad \vec{F}_t = \vec{F}_D - (\vec{P} - \vec{H}) \sin \alpha$$

tandis que la force normale qui tend à faire décoller le grain du sol s'écrit :

$$(3.89) \quad \vec{F}_n = \vec{F}_L - (\vec{P} - \vec{H}) \cos \alpha$$

L'équilibre du grain sera assuré tant que la force tractrice tangentielle sera inférieure au produit de la force normale de stabilisation par la tangente de l'angle de frottement $\text{tg } \phi$:

$$(3.90) \quad F_t < -F_n \text{tg } \phi$$

Soit en explicitant les composantes :

$$(3.91) \quad \left(\frac{\bar{u}_* d}{\nu} \right)^2 < \frac{2 \cos \alpha \text{tg } \phi - \sin \alpha}{3} \frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{g}{\nu^2} d^3$$

En définissant le diamètre sédimentologique des grains :

$$(3.92) \quad d_* = \left[\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} \frac{g}{v^2} \right]^{1/3} d$$

La condition (3.91) peut être réécrite sous la forme suivante :

$$(3.93) \quad R_{e*}^2 < \frac{2 \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - \sin \alpha}{3 + \xi \operatorname{tg} \phi} d_*^3$$

La condition de stabilité des grains de sédiment est donc définie par un nombre sans dimension S , appelé nombre de Shields et défini par :

$$(3.94) \quad S = \frac{R_{e*}^2}{d_*^3} = \frac{\bar{u}_*^2}{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g d}$$

Ces expressions permettent de définir un nombre de Shields critique S_c associé à une vitesse de cisaillement critique \bar{u}_{*c} au delà desquels les grains commencent à être entraînés par l'écoulement.

$$(3.95) \quad S_c = \frac{2 \cos \alpha \operatorname{tg} \phi - \sin \alpha}{3 + \xi \operatorname{tg} \phi}$$

L'expérience a permis de déterminer le nombre de Shields critique en fonction du nombre de Reynolds :

$$(3.96) \quad \begin{array}{ll} S_c = 0.064 R_{e*}^{-0.4} & R_{e*} < 12 \\ S_c = 0.018 R_{e*}^{+0.125} & 12 < R_{e*} < 1000 \\ S_c = 0.051 & 1000 < R_{e*} \end{array}$$

A noter que la frontière entre les deux premières formulations est atteinte lorsque le diamètre du grain est égal à l'épaisseur de la sous-couche visqueuse (cf. équation (3.49)).

Dans le cas de la houle, la couche limite turbulente n'ayant, le plus souvent, pas le temps de s'établir, la première relation (3.88) reste valable pour des nombres de Reynolds très élevés.

3.9.2. Conditions d'entraînement des sédiments cohésifs

La capacité d'un écoulement à remettre en suspension des sédiments cohésifs déposés sur le fond dépend de sa vitesse et des caractéristiques sédimentaires (granulométrie, cohésion, tassement).

Le début d'entraînement sur le fond dépend essentiellement de la concentration des sédiments en surface qui est le résultat du tassement.

Si le tassement n'est pas fait, il existe une zone de transition continue entre le fluide et le fond. Si le tassement est fait, pour les concentrations de l'ordre de 10% à 30%, la mise en suspension est faite par arrachement de bouffées de vases. Pour les plus grandes concentrations, le début de la remise en suspension se fait comme une érosion.

La vitesse critique qui provoque le début d'entraînement des vases est proportionnelle à la concentration. Les expériences menées par le Laboratoire National d'Hydraulique sur les vases de la Gironde ont permis d'obtenir la loi suivante, indépendante de la salinité :

$$(3.97) \quad u_{*c} = 0.07 c^{1.2} \quad \text{pour} \quad c < 400 \text{ kg/m}^3$$

Lorsqu'elle est dépassée, une couche limite épaisse se développe au fond avec des frottements plus importants que dans l'eau. Un mouvement analogue à celui de l'eau existe alors dans la vase avec une amplitude plus faible qui dépend de la viscosité et de la profondeur.

Sous l'action de la houle, il y a un mouvement de translation de la vase dans le sens de propagation de la houle, ce qui entraîne une remontée vers les zones de turbulence élevée ou a lieu la remise en suspension.

D'après P. Cormault /1971/, pour les vases de la Gironde, le flux d'érosion peut s'écrire sous la forme :

$$(3.98) \quad \varphi_e = 0.55 \left(\frac{c_s}{1000} \right)^3 \left(\frac{\tau_*}{\tau_{*c}} - 1 \right)$$

où c_s désigne la concentration de la couche superficielle.

Cette formule est à rapprocher de la formule classique de E. Partheniades /1965/ :

$$(3.99) \quad \varphi_e = M \left(\frac{\tau_*}{\tau_{*c}} - 1 \right)$$

expression dans laquelle M est une constante.

Pour des suspensions stationnaires, l'entraînement des vases fraîchement déposées correspond à un phénomène de redispersion. Il est caractérisé par une érosion en masse de la vase située entre l'interface eau-vase et la profondeur correspondant à la tension critique d'érosion qui est brutalement remise en suspension.

Pour les lits partiellement consolidés, d'après A.J. Mehta et al., le flux d'érosion suit une loi exponentielle :

$$(3.100) \quad \varphi_e = M \exp \left[a \left(\frac{\tau}{\tau_{*c}} - 1 \right) \right]$$

Les constantes prennent des valeurs de l'ordre de $M \approx 6$ et $a \approx 7 \cdot 10^{-6}$ kg/m²/s pour un lit de kaolinite en eau salée. La tension critique de cisaillement croît très rapidement dans les premiers centimètres de la couche de surface.

Pour des lits consolidés, la formule classique utilisée par de nombreux auteurs s'applique :

$$(3.101) \quad \varphi_e = M \left(\frac{\tau}{\tau_{*c}} - 1 \right)$$

avec M variant de $2 \cdot 10^{-5}$ à $2 \cdot 10^{-3}$.

3.10. Transport des sédiments non cohésifs

Trois mécanismes prennent part au transport solide :

- Le charriage qui fait glisser et rouler les sédiments sur le fond. Il intéresse les sédiments les plus grossiers.
- La saltation qui fait progresser les sédiments par envols et retombées successifs.
- la mise en suspension dans le fluide qui fait progresser les sédiments les plus fins dans la masse du fluide, ceux-ci ne retombant que très épisodiquement sur le fond.

La saltation est un phénomène intermédiaire, aux limites mal définies, entre le charriage et la mise en suspension. Aussi le charriage et la mise en suspension sont souvent traités séparément, les débits dus à la saltation étant répartis dans les deux précédents.

Dans les cas habituels, le débit par mise en suspension est supérieur d'un ordre de grandeur à celui obtenu par charriage.

3.10.1. **Transport par charriage**

Dès que le nombre de Shields critique est atteint, il se produit un début d'entraînement des sédiments par charriage sur le fond dans le sens du courant moyen.

Le charriage est souvent estimé par la loi proposée par E. Meyer-Peter et R. Müller /1949/ dans laquelle le flux de masse charrié s'écrit par unité de largeur :

$$(3.102) \quad T_c = \frac{8}{\sqrt{\rho_s}} (\tau_* - \tau_{*c})^{3/2}$$

Cette formulation a été établie dans le cas de courants uniformes pour le transport solide dans les rivières. Elle n'est pas adaptée au cas des écoulements alternatifs engendrés par les houles.

Plus récemment, E.W. Bijker /1968/ a proposé une loi de charriage qui prend en compte le couplage entre le courant moyen sur la hauteur du fluide et les vitesses orbitales de la houle.

Le modèle de charriage-saltation est obtenu en séparant les phénomènes physiques qui se produisent dans la couche limite, en dessous d'un niveau δ , de ceux qui intéressent la masse du fluide.

La formule de concentration des particules en suspension au dessus du niveau δ est obtenue par résolution analytique de l'équation de la diffusion turbulente pour un écoulement horizontal permanent à loi de vitesse logarithmique. Elle ne dépend de la nature des sédiments que par la concentration au niveau δ et par la vitesse de chute.

La formule de charriage qui donne le niveau δ et la concentration à ce niveau peut avoir différentes origines : formules de H.A. Einstein, de Kalinske, de E. Meyer-Peter et R. Müller, de H.C. Frijlink, ...

La formule de charriage en régime établi de Frijlink est une approximation des formules de Einstein, de Kalinske et Meyer-Peter & Müller. Bijker l'a adaptée pour la houle. Ces formules sont fondées, a priori, sur des sédiments pulvérulents et donc non-cohésifs. Par contre, leur validité n'est pas liée au diamètre des sédiments. Elle dépend plutôt des régimes d'écoulements (formations de rides et de dunes, ...), ce que la formule de Bijker-Frijlink prend en compte.

Comme toujours, le fait qu'on s'éloigne des conditions d'établissement des formules rend encore plus nécessaire leur étalonnage sur des cas connus sur un site donné avant de pouvoir les utiliser sur ce même site pour prévoir des cas non connus.

La formule de transport par charriage proposée par H.C. Frijlink /1952/ s'écrit :

$$(3.103) \quad T_c = 5\rho_s \frac{d\bar{u} \sqrt{g\mu}}{C_s} \exp \left[-0.27 \frac{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} d C_s^2}{\mu \bar{u}^2 \left[1 + \frac{1}{2} \left(\xi \frac{\hat{u}_b}{\bar{u}} \right)^2 \right]} \right]$$

avec pour le coefficient de ride μ :

$$(3.104) \quad \mu = \left[\frac{C_s}{18 \log \frac{12h}{d}} \right]^{3/2}$$

expression dans laquelle les notations sont les suivantes :

- T_c le débit massique de sédiments charrié par unité de largeur,
- h la hauteur d'eau,
- d le diamètre des grains,
- ρ_a la densité du fluide,
- ρ_s la densité des grains,
- $\xi=0.0575C_s$ un coefficient empirique,
- \bar{u} la vitesse moyenne houle et courant,
- \hat{u}_b le module de la vitesse orbitale au fond,
- C_s le coefficient de Chézy.

Cette formule est construite comme le produit de deux termes :

- Le premier terme représente le transport des matériaux solides par unité de largeur.
- Le second terme exponentiel représente la mise en mouvement des particules solides. Il correspond à une probabilité de mise en mouvement qui décroît avec la contrainte de cisaillement. Une partie de cette contrainte est employée à vaincre les forces qui maintiennent les grains en place, tandis que l'autre fraction est utilisée pour vaincre la résistance de forme des rides.

3.10.2. Modèle de transport par mise en suspension

La mise en suspension des sédiments suppose que le flux des sédiments qui tombent sous les effets de la gravité, et le flux ascendant des particules entraînées par la turbulence de l'écoulement sont du même ordre de grandeur.

La formule de transport par mise en suspension est obtenue en sommant sur la hauteur d'eau, à partir d'un niveau δ , le produit de la concentration volumétrique en sédiments par la vitesses horizontale :

$$(3.105) \quad T_s = \int_{\delta}^h c(z)u(z)dz$$

Le niveau δ est représentatif de la délimitation entre le transport par charriage et celui par mise en suspension. Il correspond à la hauteur des rides du fond.

La répartition verticale de la vitesse est évaluée dans la sous couche laminaire (augmentation linéaire de la vitesse) puis dans la couche limite (augmentation logarithmique de la vitesse).

La concentration de matériaux en suspension est obtenue à partir de l'équation de la diffusion appliquée à la concentration résultant de l'équilibre dynamique des sédiments :

En supposant que le coefficient de diffusion turbulente vertical est proportionnel à la viscosité turbulente et que la concentration et la turbulence sont nulles à la surface, l'équation de diffusion turbulente se réduit à :

$$(3.106) \quad \frac{dc}{dz} = -\frac{cw}{\beta \nu_t}$$

d'où l'équation différentielle :

$$(3.107) \quad \frac{dc}{c} = -\frac{wdz}{\beta \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h}\right)}$$

qui s'intègre entre δ et z pour donner :

$$(3.108) \quad c(z) = c(\delta) \left[\frac{h-z}{z} \frac{\delta}{h-\delta} \right]^Z$$

en désignant par :

- $Z = w / \kappa \beta u_*$ la hauteur au dessus de laquelle la concentration en sédiments est négligée,
- κ la constante de von Kármán, égale à 0.4 pour l'eau claire,
- β le coefficient de proportionnalité, de l'ordre de 1, entre le coefficient de diffusion turbulente et la viscosité turbulente,
- w la vitesse de chute des grains,
- u_* la vitesse de cisaillement totale (houle et courant) :

$$(3.109) \quad u_* = \frac{\bar{u} \sqrt{g}}{C_s} \sqrt{1 + \frac{1}{2} \left(\xi \frac{\hat{u}_b}{\bar{u}} \right)^2} = \sqrt{\frac{g}{C_s^2} \bar{u}^2 + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{g}{C_s^2} \hat{u}_b^2} = \sqrt{\frac{1}{2} C_t^b \bar{u}^2 + \frac{1}{4} \xi^2 C_t^b \hat{u}_b^2}$$

La concentration $c(\delta)$ est déterminée en considérant que la concentration est constante au dessous du niveau δ et que le débit charrié est l'intégrale du produit de la concentration par la vitesse sur cette hauteur :

$$(3.110) \quad c(\delta) = \frac{T_c}{6.35 \delta u_*}$$

D'où, une fois tous les calculs effectués :

$$(3.111) \quad T_s = 1.83T_c \left[I_1 \ln \frac{33h}{\delta} + I_2 \right]$$

avec :

$$(3.112) \quad I_1 = 0.216 \frac{(\delta / (\bar{\eta} + h))^{z-1}}{(1 - \delta / (\bar{\eta} + h))^z} \int_{\delta/h}^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^z dy$$

$$I_2 = 0.216 \frac{(\delta / (\bar{\eta} + h))^{z-1}}{(1 - \delta / (\bar{\eta} + h))^z} \int_{\delta/h}^1 \left(\frac{1-y}{y} \right)^z \ln y dy$$

3.10.3. Evolution de la bathymétrie

L'équation de conservation de la masse de sédiments, s'obtient en écrivant que, dans un volume donné, l'accroissement (algébrique) de sédiments est dû au seul transport. Elle se traduit par l'équation (8.9) :

$$(3.113) \quad \rho_s \frac{\partial Z_f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\vec{T}_c + \vec{T}_s) = 0$$

expression dans laquelle Z_f désigne l'épaisseur algébrique des sédiments déposés sur le fond marin ou arrachés au fond marin :

$$(3.114) \quad -\frac{\partial}{\partial t} h(x, y; t) = \frac{\partial}{\partial t} Z_f(x, y; t)$$

Naturellement, l'échelle de temps correspondant à la modification de la bathymétrie est grande devant celles de la houle et des courants. Dans ces conditions, la résolution de cette dernière équation est découplée des équations de la mécanique des fluides (états quasi-permanents).

4. Morphologie des plages et équilibre sédimentaire

Ce chapitre sur les relations entre la morphologie des plages et l'équilibre sédimentaire est une synthèse bibliographique des documents répertoriés en bibliographie. Cependant, son ossature est en grande partie inspirée de l'ouvrage "Beach processes and sedimentation" de Paul.D. Komar.

4.1. Facteurs d'équilibre sédimentaire des plages

Pour des conditions climatiques, hydrodynamiques et aérodynamiques données, la morphologie et l'équilibre sédimentaire d'une plage sur un site géographique donné dépend de la nature, de la granulométrie et de l'abondance des sédiments disponibles ainsi que des obstacles situés en amont (ports, ouvrages, épis, ...).

La granulométrie des sédiments d'une plage est gouvernée par trois facteurs essentiels qui sont :

- les sources de sédiments,
- le niveau d'énergie des vagues,
- la pente générale du plateau sur lequel la plage s'est constituée.

L'environnement de la plage sélectionne la taille des grains appropriée à ses conditions particulières. Si les sources potentielles de sédiments ne sont pas susceptibles de fournir des sédiments appropriés, il ne pourra pas y avoir de plage.

En supposant qu'il existe une source de sédiments fournissant des grains de dimension appropriée, la relation qui lie le niveau d'énergie qui agit sur la plage, la pente générale du plateau et la distribution des dimensions de grains en équilibre sur la plage, est particulièrement complexe.

L'examen des plages à petite échelle montre que la dimension des grains tend à augmenter avec le niveau d'énergie des vagues. Il n'est toutefois pas possible de généraliser car il existe des plages de natures très différentes qui ont des grains de dimensions comparables. C'est par exemple le cas de plages lacustres soumises à des vagues de quelques dizaines de centimètres et de plages océaniques qui sont le siège de vagues beaucoup plus énergétiques.

L'augmentation de la pente du plateau qui supporte la plage, s'accompagne d'une augmentation de la taille des sédiments car les grains les plus fins sont systématiquement remis en suspension et perdus pour la plage. Il faut cependant remarquer que si la pente du plateau rocheux conditionne les dépôts initiaux, une fois que la plage est établie, c'est la pente de la plage qui gouverne les conditions de remise en suspension. Cela complique considérablement les relations entre les pentes des plateaux et la dimension des grains des plages.

La relation entre la source des sédiments disponibles et la taille des grains est plus apparente pour les plages de sédiments carbonatés que pour les plages de quartz ou de feldspaths. La raison en est que les sédiments carbonatés sont des produits biologiques, et que la dimension des grains est souvent liée à certaines espèces de plantes ou d'animaux. Ce constat est parfois compliqué lorsque la plage est formée de matériaux provenant de plusieurs sources biologiques et/ou géologiques.

Généralement, les plages de sable sont bien triées et les écarts de taille des grains sont faibles d'un endroit à l'autre de la plage. Elles sont mieux triées que les sédiments de rivière, mais moins bien triées que les dunes de sable. Les dimensions des grains des plages de sédiments carbonatés sont très similaires à celles des plages de sable de quartz. Il semble donc que le déferlement puisse induire un même degré de tri des différents sédiments, eu égard aux caractéristiques de leurs grains.

Lorsque les conditions physiques conduisent à la concentration de grains d'une taille qui correspond à la moyenne des grains d'une source, alors le sédiment est bien trié. Au contraire, le sédiment est mal trié si elles concentrent des grains d'une taille intermédiaire entre les moyennes de deux sources de sédiments.

Un indice de biais (skewness) négatif, une surabondance de grains grossiers ou une carence de grains fins comparées à la distribution de Gauß sont souvent caractéristiques une plage de sable terrigène. Ces phénomènes ont cependant été observés sur certaines plages de sédiments carbonatés. Ce résultat peut être obtenu soit par addition d'éléments grossiers, soit par soustraction d'éléments fins à une population normale. La turbulence de l'eau au voisinage de la côte peut être responsable de la perte des fines et induire un indice de biais négatif. Sur certaines plages, la surabondance de sédiments grossiers provient de fragments de coraux, de gastropodes, de pelecypodes, etc ... Des galets ou des coquilles brisés peuvent également être à l'origine d'un indice d'asymétrie interquartiles négatif.

En raison des infiltrations de fines, les sédiments fluviaux comme les sables des dunes ont généralement un indice de biais positif.

L'indice de biais est le facteur le plus important pour distinguer, à partir de la granulométrie d'échantillons, les sédiments provenant de plages, de dunes ou de rivières. Il faut cependant user prudemment de ce phénomène car les plages peuvent également présenter un indice de biais positif.

Certains auteurs, comme G.M. Friedman /1961,1967/ ont proposé d'utiliser des diagrammes bidimensionnels faisant intervenir deux paramètres, comme l'indice d'hétérogénéité et l'indice de biais, pour définir des zones caractéristiques des sédiments de différentes origines.

Les travaux de G.S. Visher /1969/ sur la granulométrie des sédiments, ont mis en évidence que les populations de sédiments littoraux sont constituées de trois sous-populations de grains qui suivent des lois log-normales. Chacune de ces sous-populations correspond à un mode de transport hydrosédimentaire : le charriage, la saltation et la mise en suspension. Chacune d'entre elles possède ses caractéristiques propres granulométriques. La figure 4.1 montre un exemple type mis en évidence par Visher.

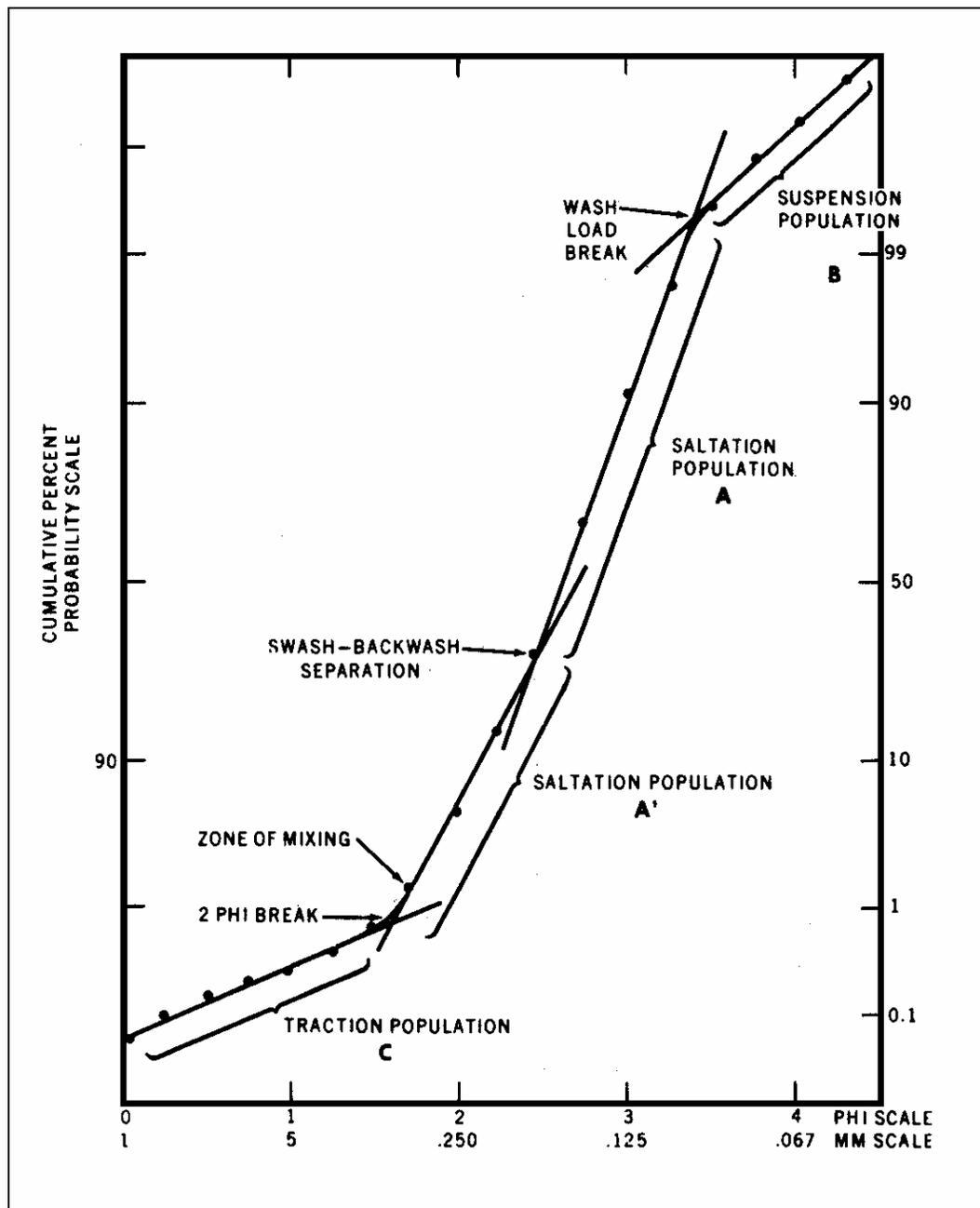


Figure 4.1 : Sous populations constitutives d'une population de sédiments littoraux en bas de la "swash zone" d'après G.S. Visher.

La sous-population correspondant à la saltation est elle-même divisée en deux parties caractéristiques respectivement de la montée et de la

descente des vagues sur la plage. J.R. Kolmer /1973/ a reproduit ces distributions au cours d'expériences en laboratoire.

Les tentatives d'utilisation de ces phénomènes pour identifier les conditions climatiques correspondant à des échantillons anciens sont toujours restées sans succès. L'une des raisons en est que différentes conditions climatiques peuvent correspondre à une distribution donnée.

4.2. Répartition des granulométries dans le profil

De nombreuses études ont été réalisées depuis la première moitié du XX^{ème} siècle sur la morphologie des plages et l'évolution de la granulométrie des sédiments dans leur profil. Les principales sont dues à W.C. Krumbein et J.S. Griffith /1938/, O.F. Evans /1939/, W.N. Bascom /1951/, D.L. Inman /1953/, R.L. Miller et J.M. Zeigler /1958,1964/, W.T. Fox, J.W. Ladd et M.K. Martin /1966/, B. Greenwood et R.G.D. Davidson-Arnott /1972/, R.G. Dean /1977/, J.A. Roelvink /1991/.

La figure 4.2 présente le profil type d'une plage de sédiments sableux. La profondeur décroît du large vers la plage jusqu'à une barre immergée située à la limite de la zone de déferlement. Elle croît ensuite pour former une cuvette, avant de diminuer à nouveau jusqu'au trait de côte matérialisé par l'interface air-eau.

Une berme plus ou moins marquée constitue une structure sédimentaire sub-aérienne non consolidée présentant une marche à son pied et une plage quasi horizontale à son sommet. Lorsque cette berme est érodée par la houle, il reste une petite structure escarpée qui sépare le haut de plage des dunes qui constituent une réserve sédimentaire.

Certaines plages possèdent plusieurs barres plus ou moins parallèles, comme c'est en particulier le cas sur les côtes du Languedoc.

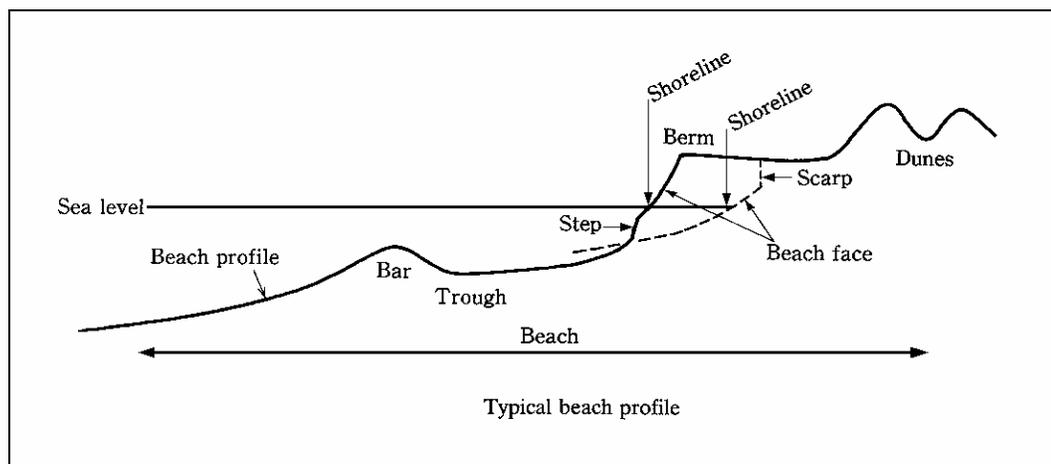


Figure 4.2 : Profil type d'une plage de sable

La figure 4.3 présente les différentes zones hydrodynamiques d'une plage. Il faut malheureusement reconnaître que les termes anglo-saxons

n'ont pas tous d'équivalent en français, et ne sont guère traduisible que par des périphrases :

- "Offshore zone" désigne la zone qui s'étend du large jusqu'à la zone de rupture où le premier déferlement a lieu.
- "Surf zone" désigne la zone des brisants qui s'étend du début de la zone de rupture jusqu'au haut de plage mouillé par la mer.
- "Shoaling zone" désigne la zone de remontée des fonds qui engendre une cambrure de plus en plus forte de la houle, jusqu'à ce qu'il y ait rupture de la vague et déferlement.
- "Swash zone" désigne la partie de la plage qui est alternativement recouverte par l'air ou par l'eau au rythme des vagues qui viennent la lécher.
- "Run-up zone" désigne la partie de la "swash zone" située au dessus du niveau moyen de la surface libre.
- "Plunging point" désigne le point de plongeon où la crête de la vague déferlante vient frapper la surface libre.

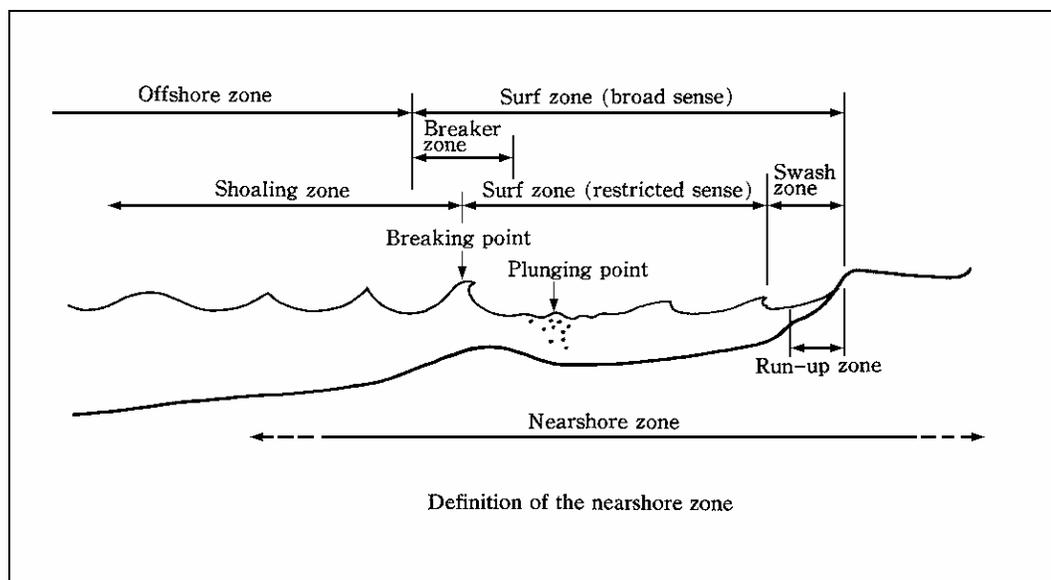


Figure 4.3 : Différentes zones hydrodynamiques d'une plage de sable

La répartition granulométrique des sédiments dans le profil est le reflet de la topographie du sol et du degré local de la turbulence et de l'énergie des vagues.

Pour une plage donnée, les particules de sédiment les plus grossières sont situées au point de déferlement des vagues. De part et d'autre, la dimension des grains diminue, aussi bien vers le large que vers la plage.

Il existe un second point d'accumulation de grains grossiers sur le sommet de la barre de sable, formée en arrière du point de déferlement, mais il est sensiblement moins marqué que le premier en terme de dimension comme en terme de proportion de sédiments.

Lorsqu'une vague arrive, elle se brise sur la barre en dissipant une part plus ou moins importante de son énergie derrière la barre. La vague se reforme au dessus de la dépression et vient déferler une seconde fois au

pieu de la plage, en perdant une part importante de son énergie. La dimension des grains de sable suit l'évolution de l'énergie des vagues qui, une fois la barre passée, diminue au fur et à mesure qu'elles s'approchent de la plage.

Le tri des sédiments est le plus pauvre au niveau du point de plongeon des vagues et dans la zone qui s'étend jusqu'à la barre. A cet endroit, les sédiments sont un mélange de deux modes. L'un correspond à un sable moyen et l'autre à un sable très grossier. Ailleurs, seul le sable moyen existe, ce qui améliore considérablement les caractéristiques du tri.

Au large, l'indice d'asymétrie interquartile est généralement négatif. Il devient progressivement positif à l'approche du point de plongeon car le sable très grossier domine alors nettement le sable moyen. Dans les autres endroits du profil, le mode de sable moyen domine et l'existence d'une petite fraction de sable grossier engendre un indice d'asymétrie interquartile légèrement négatif.

Ce type de distribution existe généralement sur les plages, y compris pour les plages de graviers ou de galets, et même dans le cas de courants traversiers importants.

O.F. Evans /1939/ a présenté la première explication au tri qui s'opère dans la swash zone. La vague déferlée monte sur la plage en entraînant avec elle des particules de sédiments. Comme l'eau perd de la vitesse progressivement tout au long de son ascension, la taille des grains qu'elle peut faire monter sur la plage diminue également au fur et à mesure de son avancée. Une fois arrivée en haut, la masse d'eau redescend en prenant progressivement de la vitesse, ce qui lui confère une capacité grandissante à faire redescendre des grains de plus en plus gros, jusqu'au dernier point de déferlement. Ce phénomène a pour effet de trier les sédiments, les plus gros restant ou revenant en bas alors que les plus fins sont déposés en haut de la zone.

Plus tard, R.L. Miller et J.M. Zeigler /1958/ ont précisé certains mécanismes liés au niveau de turbulence. Dans la zone de déferlement, le mouvement vertical engendré par la turbulence de l'écoulement est très important. Il met donc en suspension les sédiments avec une en les triant sur la verticale, les plus fins sont entraînés plus haut tandis que les plus grossiers restent près du fond. Les sédiments se déposent d'autant plus facilement qu'ils sont gros et que l'énergie de la vague diminue, ils sont donc déposés les premiers tandis que les plus fins sont entraînés plus haut sur la plage.

Ces approches expliquent que la taille moyenne des sédiments diminue en allant de la zone déferlement vers le haut de la "swash zone", mais ne permettent pas de conclure au sujet du peu de dispersion du tri. Il faut pour cela revenir aux travaux de G.S. Visher /1969/. En montant sur la plage, la vague entraîne les gros grains par charriage, les grains intermédiaires par saltation et les grains les plus fins par mise en

suspension. La vitesse du fluide décroissant, à un niveau donné, les grains de dimension supérieure à une limite donnée qui diminue progressivement, ne peuvent plus être charriés. Un premier tri s'opère donc à la montée. A la descente, le fluide qui s'est arrêté en haut de la zone, reprend progressivement de la vitesse et remporte les grains les plus fins dont la dimension est au dessous d'une limite qui augmente avec la vitesse. Il en résulte que ce sont les grains dont la taille correspond à la capacité de transport par saltation qui restent majoritairement à cet endroit. Cette capacité de transport diminuant au fur et à mesure que l'eau monte sur la "swash zone", le mode des sédiments diminue également.

Il convient de noter, que la dimension des grains situés en un point donné du profil varie avec le niveaux d'énergie de la houle et donc au grès des tempêtes et des saisons.

Si ces phénomènes sont particulièrement marqués sur les plages situés en des lieux sans marée, ils existent également, mais en étant parfois brouillés, en des lieux à marée.

4.3. Répartition des granulométries le long du trait de côte

L'étude des plages montre qu'il existe, le long du littoral, une variation systématique de la granulométrie des sédiments. Ce phénomène est lié à la variation du niveau d'énergie des vagues le long du littoral.

Le meilleur exemple qui puisse exister à ce sujet, est celui de la plage de Chesil dans le Dorset en Angleterre.

La figure 4.4.1 représente la configuration en plan de ce site avec des repères d'abscisse curviligne notés de A à H. Elle est associée à la figure 4.4.2 qui montre la photographie des sédiments aux différents repères.

La plage s'étend sur 15 milles nautiques depuis l'île de Portland au Sud-Est jusqu'à Bridport au Nord-Ouest. Elle est séparée du de la terre sur une bonne partie de sa longueur par une lagune connue sous le nom de "The Fleet".

Comme le montrent les figures 4.4, le tri des sédiments tout au long de la plage est remarquable. A portland, la médiane est égale à 6 cm, avec des galets allant jusqu'à 10 cm de diamètre. Au milieu de la plage, vers Abbotsbury, la médiane est de 1.25 cm, et à l'autre extrémité de la plage, vers Bridport, les sédiments sont composés d'un mélange de graviers fins et de sable. La petite histoire veut que les nuits de brouillard, il suffisait aux contrebandiers de toucher les galets pour savoir à quel endroit de la plage ils étaient.

L'une des raisons pour lesquelles les sédiments de la plage de Chesil sont aussi bien triés, réside dans le fait qu'elle fonctionne actuellement

quasiment comme un milieu fermé avec un apport très faible en nouveaux matériaux. Les études menées par V. Cornish /1897/ et A.P. Carr /1965/ attestent de la constance de la répartition des sédiments sur cette plage et de l'isolement de son fonctionnement. La plage de Chesil s'est alignée perpendiculairement aux houles dominantes du Sud-Ouest, ce qui entraîne actuellement un transport sédimentaire longitudinal moyen quasiment nul.

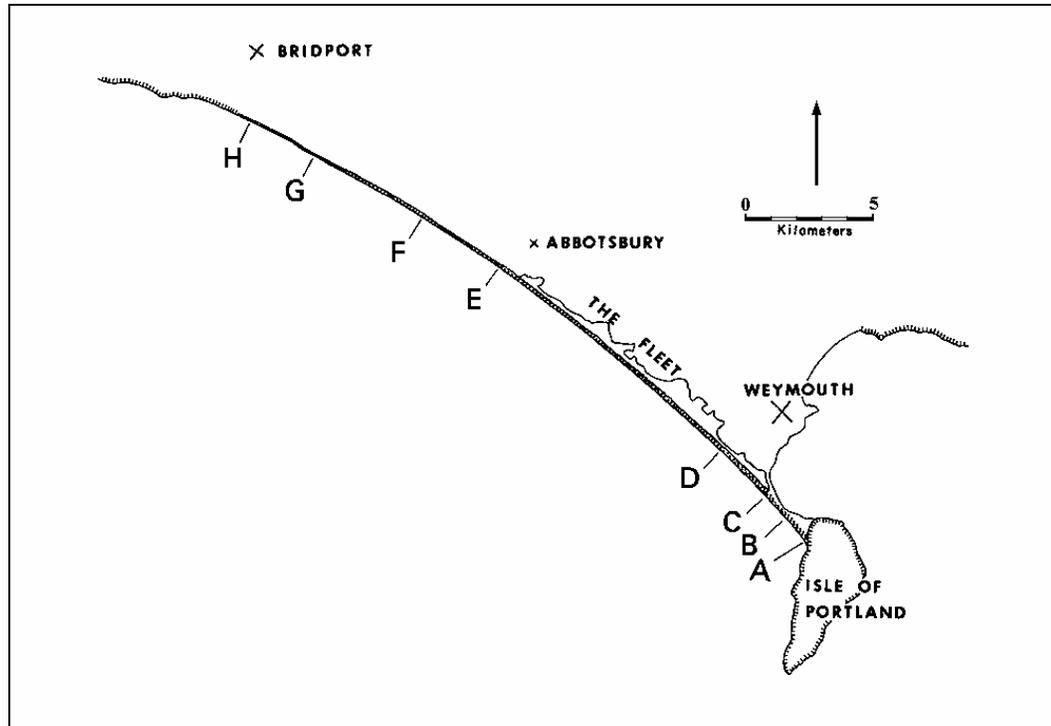


Figure 4.4.1 : Schéma en plan de la plage de Chesil, Dorset, Angleterre.
D'après P.D. Komar /1976/

Naturellement la question de l'origine de cette morphologie de la plage a été soulevée depuis longtemps à commencer par Lord Avebury /1902/ qui s'interrogeait sur le sens du transport ayant abouti à cet équilibre. Les mesures ont montré que de Bridport à Portland, il n'existe qu'une légère augmentation de l'énergie des vagues de l'ordre de 10%, ce qui paraît incompatible avec le résultat obtenu.

L'explication la plus plausible du fonctionnement de la plage de Chesil a été fournie par W.V. Lewis /1938/. La plage est orientée face aux houles dominantes de Sud-Ouest avec un transport littoral moyen quasiment nul. Or les houles d'Ouest sont plus sévères que les houles de Sud. Les premières entraînent l'ensemble des sédiments vers le Sud-Est, tandis que les secondes ne peuvent remonter que les sédiments les plus fins vers le Nord-Ouest. L'alternance des différents scénarios conduit, à long terme, le déplacement progressif des sédiments les plus fins vers le Nord-Ouest et celui des sédiments les plus grossiers vers le Sud-Est ; le transport net global étant nul.

Il existe d'autres exemples qui ne sont pas des systèmes isolés, et pour lesquels la variation d'énergie de la houle ne paraît pas être une

explication suffisante. Ils semblent être le résultat de modes de transport sélectifs, avec des taux de transport plus importants pour certaines tailles de sédiments que d'autres, ou bien de pertes progressives de certains types de sédiments au cours du transport littoral.

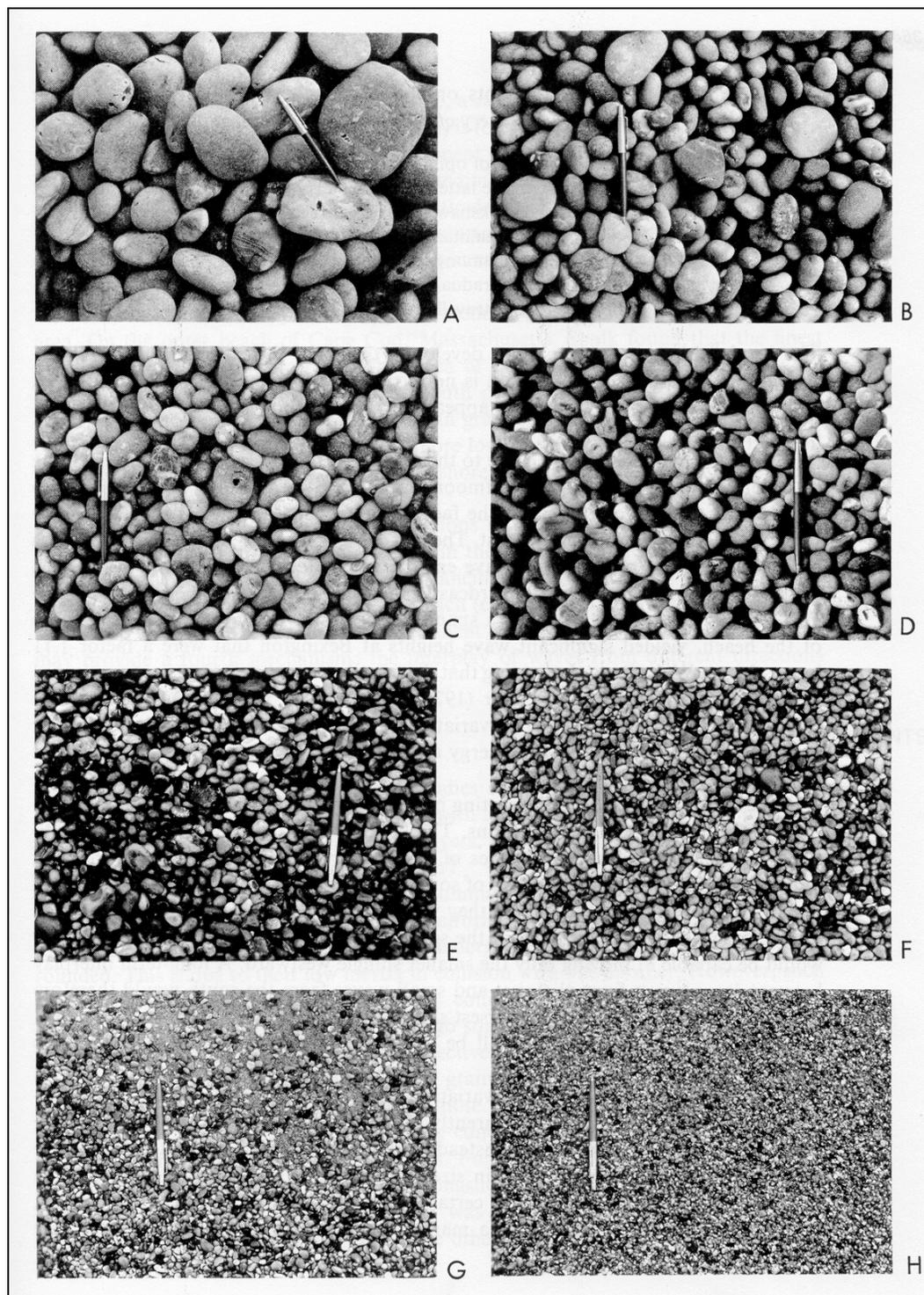


Figure 4.4.2 : Sédiments aux différents repères de la figure 4.4.1. tout au long de la plage de Chesil, Dorset, Angleterre. D'après P.D. Komar /1976/

Il apparaît donc que les variations des dimensions des sédiments le long du littoral sont engendrées par quatre mécanismes :

- l'évolution du niveau d'énergie des vagues,
- la variation du taux de transport, les grains les plus fins se dépassant les grains les plus grossiers,
- la perte sélective et progressive des grains les plus fins, enlevés par la houle ou les courants vers le large, ou par le vent vers le large ou vers les terres,
- l'alternance de houles de différentes directions avec des niveaux d'énergie disparates.

4.4. **Abrasion des sédiments littoraux**

De nombreuses études ont été réalisées au sujet de l'abrasion des sédiments, pour essayer de déterminer les vitesses d'abrasion, leur corrélation avec la provenance des sédiments (rivières, plages, dunes ...), les effets de la taille et de la forme des grains et de leur composition ...

Toutes les études menées sur le sujet ont montré que les grains dont le diamètre est inférieur à 250 μm ne subissent plus d'abrasion et ne s'arrondissent donc pas. Cela est dû à leur très faible inertie dans les collisions avec les autres grains. Ils peuvent cependant être cassés ou écrasés lors de collision avec des galets ou des grains beaucoup plus gros.

Les grains de diamètres compris entre 250 μm et 500 μm subissent une très lente abrasion. Ce n'est qu'au dessus de 500 μm que les grains subissent une réelle abrasion et s'arrondissent. La vitesse d'abrasion croît avec la dimension des grains.

Ces conclusions ont été mise en évidence aussi bien en laboratoire G.A. Thiel /1940/ qu'en nature G.R. MacCarthy /1933/, W.H. Twenhofel /1945/

Différentes études ont également montré que le transport éolien est plus abrasif que le transport hydrodynamique, et qu'il arrondit plus les grains W.H. Twenhofel /1945/, P.H. Kuenen /1960/.

Le taux d'abrasion des galets dans la "surf zone" est très important, surtout pour les galets de taille moyenne qui doivent faire plus de tours que les gros pour parcourir une distance donnée. Cette constatation est à rapprocher du fait que les galets moyens sont souvent les plus ronds.

Naturellement, la composition des galets joue un rôle important sur la vitesse d'abrasion. Les galets de calcaire s'usent trois fois plus vite que les galets de quartzite, les galets de chert étant de loin les plus résistants. La forme joue également un rôle : plus les galets s'arrondissent et moins ils s'usent. L'abrasion est deux à trois fois plus importante sur des plages entièrement peuplées de galet que sur la plage de sable.

Les études de P.H. Kuenen /1964/ ont montré qu'un fragment de calcaire d'une dizaine de centimètres est transformé en galet arrondi en deux jours

par une houle continue de 0.5 mètres qui déferle. Il faut un mois pour en faire autant avec un morceau de quartzite. Dans la nature, les galets ne restent pas en permanence dans les vagues déferlantes et font des séjours sur la plage. Il faut donc en fait des siècles pour faire des galets.

Les sédiments issus de coquillages sont très sensibles à l'abrasion, à la fois en raison de leur composition carbonatée tendre et de leur forme plate qui les rend fragiles. L'usure des sédiments carbonatés est beaucoup plus rapide que les effets de leur dissolution dans l'eau de mer. D'après les travaux de E.K. Chave /1960, 1964/ et E.G. Driscoll /1967/ les sédiments coquilliers sont d'autant moins abrasés qu'ils sont fins et légers. Par contre, sur les plages recouvertes d'un mélange de sable et de gravier, l'abrasion des sédiments coquilliers est au moins cinq fois plus rapide que sur une plage de sable seul.

4.5. Rugosité des sédiments et forme des plages

L'étude du transport sélectif des sédiments et de la morphologie des plages en fonction de la forme et de la rondeur des grains présente un intérêt, au même titre que la granulométrie, pour caractériser différents environnements sédimentaires.

H. Wadell /1932/, le premier, s'est rendu compte qu'il existe une différence fondamentale entre les deux notions de forme et de rondeur des grains de sédiments qui sont deux propriétés géométriquement indépendantes. Un grain peut être parfaitement arrondi, c'est à dire qu'il ne possède pas d'angles, mais avoir cependant une forme éloignée d'une sphère. Au contraire, un grain dont la forme est proche d'une sphère, peut posséder de nombreuses arrêtes anguleuses comme un dodécagone.

Par ailleurs, la notion de sphéricité n'est pas suffisante pour définir complètement la forme d'un grain. En effet, bien que de formes très différentes, des grains en forme de disque ou en forme de bâtonnet peuvent avoir le même indice de sphéricité sans pour autant avoir les mêmes comportements vis à vis du transport sédimentaire. La classification des formes de grains la plus utilisée est due à T. Zingg /1935/. Les grains sont classés en sphéroïdes, discoïdes, bâtonnets ou lamelles en fonction des ratios qui existent entre les longueurs de leurs axes.

La mesure de la sphéricité et de la rondeur étant plus facile sur des galets que sur des grains de sable, la plupart des études réalisées sur ce sujet portent sur les populations de galets plats ou en forme de disque engendrées par le phénomène d'abrasion.

Il apparaît que les hauts de plages sont particulièrement riches en galets discoïdes de grandes tailles alors que les galets sphéroïdes peuplent d'avantage les bas de plages. Deux raisons permettent d'expliquer ce phénomène :

- Les galets plats sont jetés par la mer au plus haut des plages alors que les galets plus massifs roulent vers la mer et restent sous l'eau. L'apparente abondance des galets plats est alors essentiellement due au tri ainsi opéré par les éléments.
- Le phénomène d'abrasion dans la "surf zone" génère des formes discoïdes en grand nombre.

En raison de la taille critique d'abrasion des grains, il apparaît que sur les plages de graviers, les gros galets présentent d'avantage de formes discoïdales que les plus petits. Par contre, sur les plages de sable, la proportion de formes discoïdales est indépendante de la taille des grains.

J.E. Dobkins et R.L. Folk /1970/ ont mis en évidence une corrélation entre la taille des galets discoïdaux et l'énergie des vagues ainsi que les caractéristiques de la surface de la plage. Pour chaque taille de galets, il existe un niveau d'énergie qui produit le maximum d'abrasion par glissement susceptible de créer les meilleurs disques ; les plus gros ne bougent guère tandis que les plus petits sont d'avantage abrasés par des mouvements de roulement et de ballotement qui produisent des formes sphéroïdales.

Il existe également des accumulations de galets en forme de bâtonnets sur les pointes des plages, tandis que les galets qui sont répandus sur le sable dans les baies ont plutôt des formes discoïdales. La raison de ce phénomène réside dans la capacité des plages plates à empêcher les galets plats de partir en glissant alors que les galets plus sphériques ou en forme de bâtonnets peuvent se déplacer plus facilement par roulement.

La rondeur des sédiments est également corrélée avec la distance qu'ils ont parcourue depuis leur source sédimentaire. Là encore les études sur les galets sont beaucoup plus nombreuses que celles relatives aux plages de sable. Toutefois, les études réalisées tendent à montrer que la rondeur des grains augmente avec leur parcours, mais que ce dernier n'a que peu d'influence sur leur sphéricité.

D'après M.A. Beal et F.P. Shepard /1956/ puis F.P. Shepard et R. Young /1961/, il apparaît également que le sable des dunes devient plus vite rond que le sable des plages. Le changement de caractéristiques des grains est souvent brutal entre la dune et la plage. C'est le résultat d'un tri sélectif des sédiments. Le vent de mer entraîne d'autant plus les grains de la plage vers la dune qu'ils sont plus arrondis. La distance qui sépare la plage de la dune étant courte ne permet pas d'obtenir une différence d'abrasion notable. D'après les études de G.R. MacCarthy /1935/ la sphéricité des grains augmente également avec le transport éolien. D'après W.C. Krumbein /1942/ le tri se ferait essentiellement en fonction de la sphéricité des grains, et leur différence de rondeur n'en serait qu'une conséquence.

Par ailleurs, G.R. MacCarthy /1933/ a mis en évidence que lors du transport hydrosédimentaire, la sphéricité des grains décroît avec la distance parcourue. Il a attribué ce phénomène au fait que les grains les moins sphériques se déplacent plus vite que les sphériques.

L'étude menée par F.J. Pettijhon et A.C. Lundahl /1943/ sur la plage de Cedar Point sur le lac Erié a mis en évidence un phénomène inverse. La sphéricité des grains diminue un peu et la rondeur des grains diminue considérablement le long de la flèche de sable dans la direction du transport littoral. Les auteurs expliquent cela par un tri sélectif dû au fait que les grains les moins sphériques et les moins ronds ont une plus petite vitesse de chute et peuvent plus facilement être remis en suspension que les autres. F.J. Pettijhon et D. Ridge /1933/ avaient déjà montré qu'au même endroit les sédiments s'enrichissent en minéraux lourds non sphériques comme les hornblendes et les hypersthènes dans la direction du transport, contrairement aux minéraux plus sphériques comme les grains de grenat ou de magnétite.

4.6. Les structures sédimentaires

On rencontre sur les plages une grande variété de structures sédimentaires dues soit à l'action de l'eau ou du vent sur le sable, soit à l'action de la vie animale ou végétale.

Les marques de clapotis (swash marks) sont dues à la montée de l'eau sur la plage. Elles ont une hauteur d'un à deux millimètres et sont accompagnées de marques en V (V-swash marks) correspondant à la descente de l'eau lorsque celle-ci rencontre des obstacles (coquillages, galets, ...).

Les marques rhomboïdales (rhomboid marks) sont dues à la redescente de l'eau qui est monté sur la plage avec le déferlement.

Les rides de plage (backwash ripples) sont des ondulations du sable de 20cm à 50cm entre les crêtes et de quelques millimètres à quelques centimètres d'épaisseur. Leur creux (rapport entre hauteur et longueur) est de l'ordre de $1/30^{\text{ème}}$ à $1/300^{\text{ème}}$. Ces ondulations asymétriques migrent lentement vers le bas de plage, dans le sens de l'écoulement. Elles se forment lorsque la descente de l'eau après le déferlement est rapide (nombre de Froude supérieur à 1).

Les marques de ruissellement (rill marks) sont formées par les écoulements des petits filets d'eau qui redescendent vers la mer à partir de flaques.

Les rides de courant (ripple marks) se forme sur les plages exposées à des courants ou aux oscillations des lames.

L'observation de toutes ces structures renseigne sur les conditions hydrodynamiques et hydrosédimentaires qui règnent sur la plage. Elles dépendent en particulier de l'énergie des vagues qui ont déferlé et des vitesses des courants d'eau.



Figure 4.5 : Marques ruissellement sur une plage des landes (photo Ludovic Cazenave)

5. Transport littoral

5.1. Les mécanismes du transport littoral

Le transport sédimentaire littoral se fait par voie maritime sous l'effet de la houle et du courant et sous forme éolienne.

Il résulte des déplacements alternatifs des sédiments suivant les deux directions propres au littoral. La direction longitudinale localement parallèle au trait de côte et la direction transversale localement perpendiculaire au trait de côte.

Les déplacements sédimentaires sont étroitement liés aux caractéristiques énergétiques des conditions environnementales (vent, houle, courant ...). Ils sont donc saisonniers, et peuvent s'effectuer avec des fluctuations importantes d'une année à l'autre.

5.2. Notations

Dans la suite, les différentes grandeurs utiles seront désignées au moyen des notations suivantes :

- $c=1-n$: la compacité des sédiments (rapport du volume des grains au volume total des sédiments) avec n la porosité,
- C_0 (m/s) : la célérité de la houle au large,
- C_B (m/s) : la célérité de la houle au déferlement,
- C_{g0} (m/s) : la vitesse de groupe de la houle au large,
- C_{gB} (m/s) : la vitesse de groupe de la houle au déferlement,
- d (mm) : le diamètre des grains de sable,
- d_{50} (mm) : le diamètre médian des grains de sable,
- d_{90} (mm) : le diamètre des grains de sable du percentile 90,
- g (m/s²) : l'accélération de la pesanteur terrestre,
- h (m) : profondeur de l'eau,
- h_B (m) : profondeur de l'eau au déferlement,
- H_0 (m) : la hauteur crête à creux de la houle au large,
- H_B (m) : la hauteur crête à creux de la houle au déferlement,
- K : un coefficient sans dimension,
- L (m) : une longueur de référence,
- q (kg/s/m) : le débit massique de sable transporté par unité de largeur,
- Q (m³/s) : le débit volumique de sable transporté,
- $\text{tg}\beta$: pente de la plage,
- T (s) : la période de la houle,
- α_0 : l'angle entre la direction de la houle au large et la normale à la côte,
- α_B : l'angle entre la direction de la houle au déferlement et la normale à la côte,
- $\gamma=H_B/h_B$: la hauteur relative de la houle au déferlement,
- $\gamma_0=H_0/\lambda_0$: la cambrure de la houle au large,

- $\gamma_B = H_B / \lambda_B$: la cambrure de la houle au déferlement,
- λ_0 (m) : la longueur d'onde de la houle au large,
- λ_B (m) : la longueur d'onde de la houle au déferlement,
- ρ (kg/m³) : la masse volumique de l'eau de mer,
- ρ_a (kg/m³) : la masse volumique de l'eau d'air,
- ρ_s (kg/m³) : la masse volumique des matériaux des sédiments.

5.3. Transport littoral par la houle

La houle est le principal acteur responsable du transport des sédiments le long des rivages. Son action dépend du type de littoral et de l'obliquité de sa propagation par rapport à la direction générale du trait de côte. Elle se manifeste par deux mécanismes qui sont le transport par jet de rive et le transport par courant littoral.

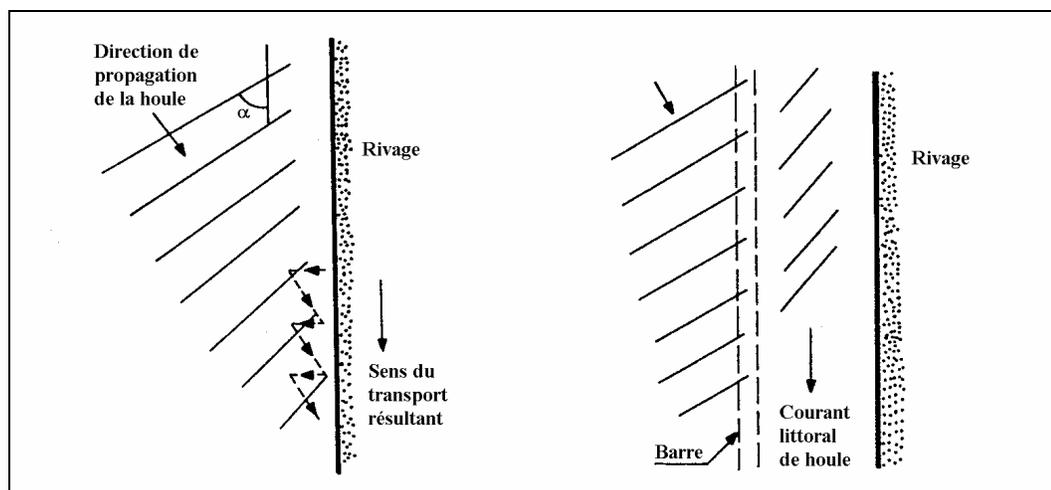


Figure 5.1 : Schéma des transport par jet de rive et par courant littoral.

5.3.1. Transport par jet de rive

En déferlant, les lames arrachent des sédiments au fond et les ramènent en surface vers le haut de plage dans la direction de propagation de la houle. Après le déferlement, l'eau redescend sur la plage en entraînant les sédiments selon la ligne de plus grande pente (figure 5.1). Ainsi, sous l'action de lames déferlantes obliques, les sédiments suivent un chemin en dents de scie et progressent parallèlement au rivage dans le sens de l'obliquité de la houle.

L'efficacité de ce mode de transport dépend de l'obliquité de la houle mais aussi de son énergie au moment du déferlement. Il est très important si la houle ne déferle pas avant d'arriver sur la plage, ce qui implique que sa cambrure soit suffisamment faible.

5.3.2. Transport par courant littoral

Les houles de cambrure importante déferlent avant d'arriver sur le haut de plage. Leur courant de retour crée alors une barre de sable parallèle au rivage. En déferlant sur cette barre, l'eau remet le sable en suspension et l'entraîne dans le canal formé entre la barre et la plage. Les sédiments sont ensuite emportés par charriage et suspension par le courant littoral qui circule dans ce canal (figure 5.1).

5.3.3. Formules de transport le long du trait de côte

Le long d'un trait de côte rectiligne présentant une bathymétrie assez régulière pour que l'obliquité des lames soit invariante, le transport solide ne dépend que de l'énergie de la houle et de son obliquité à la côte, c'est à dire du flux tangentiel d'énergie sur la côte.

Le flux d'énergie moyen transmis par la houle, qui est la puissance transmise par la houle par unité de temps et par unité de largeur de crête de houle, s'écrit :

$$(5.1) \quad P = \frac{1}{8} \rho g H^2 C_g$$

Soit par unité de largeur de côte :

$$(5.2) \quad P = \frac{1}{8} \rho g H^2 C_g \cos \alpha$$

Sa composante tangentielle à la côte s'écrit :

$$(5.3) \quad P = \frac{1}{8} \rho g H^2 C_g \cos \alpha \sin \alpha = \frac{1}{16} \rho g H^2 C_g \sin 2\alpha$$

Au large, cette expression peut se transformer en utilisant la relation entre la vitesse de groupe et la célérité de la houle au large :

$$(5.4) \quad P = \frac{1}{64\pi} \rho g^2 H_0^2 T \sin 2\alpha_0$$

Les travaux expérimentaux de Sauvage de Saint-Marc et Vincent, réalisés sur des plages rectilignes stables de laboratoire, les ont conduit à établir la proportionnalité entre le flux de poids apparent de sédiments déplacés d'une part et la puissance transmise par la houle tangentiellement au trait de côte d'autre part.

La constante de proportionnalité, sans dimension, K est fonction de la cambrure de la houle au large, qui conditionne le rapport entre le transport par jet de rive et le transport par courant littoral, et du diamètre médian

des grains qui conditionne leur propension à résister ou non à l'entraînement par une houle de niveau d'énergie donné :

$$(5.5) (\rho_s - \rho)cgQ = K(\gamma_0, d_{50}) \cdot (\rho g^2 H_0^2 T) \cdot \sin 2\alpha_0 = K(\gamma_0, d_{50}) \cdot (\rho g^2 H_0^2 T) \cdot f(\alpha_0)$$

La fonction de l'obliquité correspondant à la puissance transmise est $f(\alpha) = \sin 2\alpha$. Elle s'annule lorsque l'incidence de la houle est normale au trait de côte ($\alpha=0^\circ$) et lorsqu'elle est tangentielle au trait de côte ($\alpha=90^\circ$). Elle passe par un maximum pour l'incidence $\alpha=45^\circ$, ce qui est conforme aux mesures à la mer. Toutefois, les expériences sur modèles réduits montrent que le maximum de transport n'a pas lieu pour 45° , mais pour un angle légèrement supérieur compris entre 50° et 55° indépendamment des conditions de houle qui n'ont d'influence que sur la valeur de ce maximum.

Le maximum de la fonction $f(\alpha)$ délimite deux régimes de transport :

- Lorsque l'obliquité α est inférieure au maximum, le transport croît avec elle. C'est le régime qui prévaut généralement sur les côtes.
- Lorsque l'obliquité α est supérieure au maximum, le transport décroît avec elle. C'est le régime des flèches sableuses. Lorsqu'une côte est placée dans ce régime, elle a tendance à émettre des flèches de sable et son rivage ne peut pas être régulier. Le contournement d'un épi par un débit de sable donne naissance à une flèche dont l'axe fait un angle compris entre 60° et 90° avec les crêtes de la houle.

Par ailleurs, les essais à la mer tendent à montrer que le transport solide croît avec la cambrure de la houle au large, tandis que les essais sur modèle réduit font apparaître un transport inversement proportionnel à la cambrure au large.

Enfin, dans les essais de J. Larras et R. Bonnefille, le transport solide augmente avec le diamètre médian des grains de sable, alors qu'il diminue dans les essais de Saint-Marc et Vincent et qu'il n'en dépend pas dans les essais in situ réalisés par le Coastal Engineering Research Center (CERC).

Il reste donc bien des contradictions à éclaircir, et les formules de transport doivent être utilisées avec beaucoup de circonspection.

A noter que sur houle irrégulière la hauteur H est remplacée par la hauteur significative H_s et la période T par la période significative T_s .

5.3.3.1. Formule de transport du LCHF

Utilisant la formulation de Sauvage de Saint-Marc et de Vincent :

$$(5.6) \quad Q = \frac{K(\gamma_0, d_{50})}{\frac{\rho_s - \rho}{\rho} c \rho g} (\rho g^2 H_0^2 T) f(\alpha_0) = \frac{K(\gamma_0, d_{50})}{\frac{\rho_s - \rho}{\rho} c} g H_0^2 T f(\alpha_0)$$

D'où, en considérant que le dénominateur est une constante proche de l'unité ($\rho \sim 1025 \text{ kg/m}^3$, $\rho_s \sim 2500 \text{ kg/m}^3$ et $c \sim 0.7$) qui peut être intégrée dans la constante K :

$$(5.7) \quad Q = K(\gamma_0, d_{50}) g H_0^2 T f(\alpha_0)$$

Les travaux du Laboratoire Central d'Hydraulique de France (LCHF) et de J. Larras les ont conduit à adopter pour la constante de proportionnalité :

$$(5.8) \quad K(\gamma_0, d_{50}) = \frac{1.8 \cdot 10^{-6}}{\gamma_0 \sqrt{d_{50}}}$$

et pour la fonction d'obliquité :

$$(5.9) \quad f(\alpha) = \sin \frac{7\alpha}{4}$$

A noter que la présence de la cambrure au dénominateur semble privilégier le comportement observé sur modèles réduits.

5.3.3.2. Formule de transport de Larras et Bonnefille (LNH)

Par ailleurs, les travaux réalisés par J. Larras et R. Bonnefille les ont conduit à proposer la même formulation :

$$(5.10) \quad Q = K(\gamma_0, d_{50}) g H_0^2 T f(\alpha_0)$$

avec pour la constante de proportionnalité :

$$(5.11) \quad K(\gamma_0, d_{50}) = \frac{\gamma_0}{2\pi} 1.75 \cdot 10^{-3} \left(3.5 \cdot 10^3 \frac{d_{50}}{d_{50}^4 + 2} \right)^{\frac{11-100\gamma_0}{10}}$$

et pour la fonction d'obliquité :

$$(5.12) \quad f(\alpha) = \sin \frac{7\alpha}{4}$$

A noter que la présence de la cambrure au numérateur semble privilégier le comportement observé in situ.

5.3.3.3. Formule du CERC

Les travaux réalisés au Coastal Engineering Research Center, l'ont conduit à proposer une formulation qui utilise l'expression de la puissance transmise au point de déferlement, la masse volumique déjaugée et la compacité du sol :

$$(5.13) \quad Q = \frac{K(\gamma_0, d_{50})}{(\rho_s - \rho)cg} \left(\frac{1}{16} \rho g H_B^2 C_{gB} \right) f(\alpha_B)$$

avec pour la constante de proportionnalité :

$$(5.14) \quad K(\gamma_0, d_{50}) = 0.39$$

et pour la fonction d'obliquité :

$$(5.15) \quad f(\alpha) = \sin 2\alpha$$

5.3.4. Evolution du trait de côte

La disposition d'un obstacle (épi, digue ...) sur un rivage rectiligne en équilibre sédimentaire, produit une accumulation de sable du côté dont provient le transport sédimentaire moyen et une érosion de l'autre côté.

En supposant que les caractéristiques de la houle sont constantes dans le temps, et que le débit solide, supposé se déplacer dans le sens des abscisses croissantes, ne dépend que de l'obliquité de la houle sur la plage : $Q=f(\alpha)$. A l'abscisse x et à l'instant t , la distance y du rivage par rapport au rivage initial vérifie l'équation différentielle :

$$(5.16) \quad \frac{\partial y}{\partial x} = \alpha - \alpha_0$$

dans laquelle α désigne l'obliquité de la houle par rapport au trait de côte et α_0 l'obliquité de la houle par rapport au trait de côte initial. En dérivant le long du trait de côte, il vient :

$$(5.17) \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\partial \alpha}{\partial x}$$

La variation de débit du transport solide s'écrit donc :

$$(5.18) \quad \frac{\partial Q}{\partial x} = f'(\alpha) \frac{\partial \alpha}{\partial x} = f'(\alpha) \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

L'avancée dy de la plage sur une largeur dx provient de l'accumulation due à l'excès du débit transporté Q qui arrive sur la face amont de la tranche

par rapport à celui $Q+dQ$ qui quitte la face avale. En considérant que l'accumulation s'effectue sur une épaisseur constante h , il vient :

$$(5.19) \quad h \frac{\partial y}{\partial t} dxdt = \frac{\partial Q}{\partial x} dxdt$$

D'où :

$$(5.20) \quad \frac{\partial y}{\partial t} = \frac{f'(\alpha)}{h} \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = A \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

En considérant que la hauteur h et la dérivée $f'(\alpha)$ varient peu le long de la plage, la variation du trait de côte est régie par une équation différentielle du second ordre, dite équation de la chaleur.

La première solution analytique de ce problème a été établie et discutée par R. Pelnard-Considère /1956/.

Tant que l'obstacle n'est pas contourné, les conditions aux limites sont :

- un transport Q nul pour $x=0$,
- un trait de côte inchangé à l'infini de part et d'autre de l'obstacle : $y=0$ pour $x=\pm\infty$.

Tandis que la condition initiale s'écrit :

- à $t=0$, $y=0$ pour tout x ,

La solution est une fonction impaire qui correspond à une évolution progressive de la ligne de rivage :

$$(5.21) \quad \begin{aligned} y(x;t) &= + \frac{1}{\sqrt{\pi}} y'_0 \left(\sqrt{4At} \exp\left(-\frac{x^2}{4At}\right) + x\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}\left(-\frac{x}{\sqrt{4At}}\right) \right) & x < 0 \\ y(x;t) &= - \frac{1}{\sqrt{\pi}} y'_0 \left(\sqrt{4At} \exp\left(-\frac{x^2}{4At}\right) - x\sqrt{\pi} \operatorname{erfc}\left(+\frac{x}{\sqrt{4At}}\right) \right) & x > 0 \end{aligned}$$

avec :

$$(5.22) \quad y'_0 = \operatorname{tg} \alpha_0$$

En amont du débit solide, le trait de côte présente une concavité tournée vers le large liée à l'accrétion, tout en restant asymptotique à la ligne de rivage d'origine. Il recoupe l'obstacle avec une tangente parallèle à la ligne de déferlement. En aval du débit solide le trait de côte présente une concavité tournée vers la page liée à l'érosion.

Le volume de sédiments accumulé derrière l'épi pendant le temps dt s'écrit alors :

$$(5.23) \quad Qt = h \int_{-\infty}^0 y dx = hy'_0 At$$

Ce qui permet d'exprimer la constante A et d'écrire l'avancement du rivage à la racine de l'obstacle sous la forme :

$$(5.24) \quad y(x = 0^-; t) = \sqrt{\frac{4Qt y'_0}{\pi h}}$$

Le temps nécessaire pour remplir un épi de longueur L sera alors :

$$(5.25) \quad T_L = \frac{\pi h L^2}{4Qy'_0}$$



Figure 5.2 : Interruption du transport littoral à Capbreton dans les Landes.

Une fois que le trait de côte est arrivé à l'extrémité de l'obstacle, il s'y fixe et les conditions aux limites se modifient pour donner :

- Un point fixe du trait de côte $y=L$ pour $x=0$,

- un trait de côte inchangé à l'infini de part et d'autre de l'obstacle : $y=0$ pour $x=\pm\infty$.

Tandis que la condition initiale s'écrit :

- à $t=T_L$, $y=y(x;T_L)$ solution
- précédente pour tout x ,

La solution de l'équation correspond alors à l'évolution progressive du trait de côte contraint à passer par un point fixe :

$$(5.26) \quad y(x;t) = y(x;T_L) + (L - y(x;T_L)) \operatorname{erfc}\left(-\frac{x}{\sqrt{4A(t-T_L)}}\right) \quad x < 0$$

Du côté d'où arrive le débit sédimentaire, le trait de côte présente toujours globalement une concavité tournée vers le large, mais avec une inflexion à proximité de l'obstacle, tout en restant asymptotique à la ligne de rivage d'origine. Les matériaux qui atteignent le musoir de l'obstacle sont repris par la houle pour former une flèche littorale à l'extrémité de l'ouvrage. Cette flèche fait avec les crêtes de la houle un angle supérieur à 55° .

5.3.5. Formules de transport dans le profil

Les déplacements des sédiments dans le profil en travers dépendent bien évidemment de l'énergie des lames.

Au large de la ligne de déferlement, la houle engendre un courant qui entraîne les sédiments vers la côte. Les quantités transportées augmentent avec la hauteur des lames et avec leur période (ou leur longueur d'onde), avec la diminution de la profondeur et la rugosité et les rides du fond.

Entre la ligne de déferlement et la côte, le transport des sédiments peut se faire dans les deux sens en fonction des caractéristiques et de l'orientation des lames. Lorsque la houle conserve des caractéristiques identiques pendant un temps suffisamment long, le profil de la plage tend vers un profil limite ou un profil d'équilibre. Le sens du déplacement dépend donc des écarts qui existent entre le profil initial et le profil d'équilibre.

De manière générale, le profil pivote autour d'un point correspondant au niveau moyen de la mer. En période de mauvais temps, le déferlement des gros rouleaux s'effectue en partie basse de la plage, et engendre un démaigrissement du haut estran et un raidissement du profil. Les sédiments sont entraînés vers le large. C'est le profil d'hiver. Par période de beau temps, le déferlement s'effectue plus haut sur la plage, et permet la remontée des sédiments pour engendrer un profil d'été au profil plus doux.

Le profil d'équilibre des sédiments (sables ou galets) entre la ligne de déferlement et la côte suit une courbe de la forme :

$$(5.27) \quad \frac{h}{\lambda_0} = k \left(\frac{x}{\lambda_0} \right)^m$$

expression dans laquelle h est la dénivelée de la plage par rapport à une référence donnée et x l'abscisse de la plage.

Il apparaît que les pentes sont d'autant plus douces que la houle est plus cambrée et les matériaux sont plus fins.

D'après des essais sur modèles réduits et des essais in situ, J. Larras a proposé les expressions suivantes pour les constantes k et m :

$$(5.28) \quad k = \gamma_0 + 0.039 \frac{\sqrt{d_{50}}}{\left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho} - 1 \right)^{1/3}}$$

et :

$$(5.29) \quad m = 11.5\gamma_0 + \frac{0.0275}{\left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho} - 1 \right)^{1/3}} - 0.05$$

Ce profil d'équilibre dépend également du niveau moyen de l'eau sur la plage et change donc constamment avec la marée.

Le déferlement des lames, en particulier les déferlements plongeants, toujours à la même place, finit par creuser des fosses, dites "fosses de lévigation", qui s'accompagnent d'accumulations de sédiments d'un volume comparable appelées "barres de lévigation" (figure 5.3). Toutefois, l'expérience montre que l'existence des barres et des fosses de lévigation est liée à la cambrure des houles et au type de déferlement qu'elles engendrent. La hauteur des barres de lévigation est de l'ordre du tiers à la moitié de la hauteur d'eau qui existerait en leur absence.

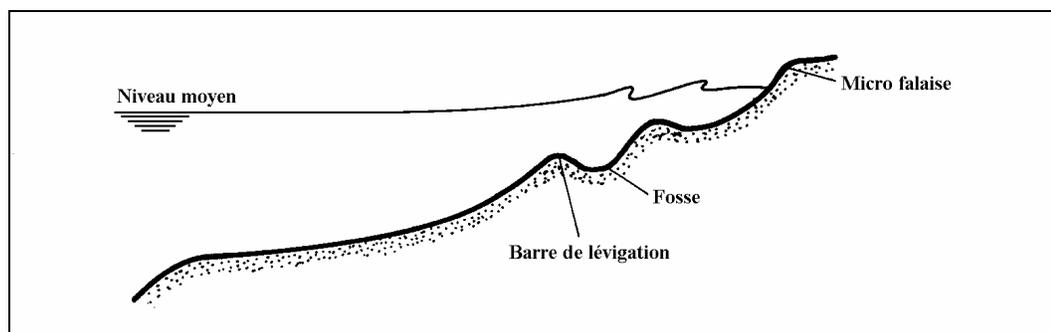


Figure 5.3 : Profil de plage engendré par le déferlement des lames.

Différents auteurs ont recherché des paramètres caractéristiques susceptibles d'indiquer si un profil donné est en accrétion ou en érosion. Ainsi, R.G. Dean /1973/ a proposé d'utiliser un nombre adimensionnel F_0

formé sur le rapport entre une vitesse caractéristique de la houle H_0/T et la vitesse de chute des sédiments de diamètre médian w :

$$(5.30) \quad F_0 = \frac{H_0}{wT}$$

Il apparaît que les plages en accrétion présentent des paramètres de vitesse de chute inférieurs à 1, tandis que les profils en érosion présentent des paramètres supérieurs à 1, voire 2.

Un autre paramètre, qui prend en compte la pente $\text{tg}\beta$ de la plage et la cambrure γ_0 de la houle, a été proposé par T. Sunamura et K. Horikawa /1974/ :

$$(5.31) \quad G_0 = \gamma_0 (\text{tg}\beta)^{0.27} \left(\frac{d_{50}}{\lambda_0} \right)^{-0.67}$$

Les plages en érosion présentent couramment des paramètres supérieurs à 18, tandis que les profils en accrétion ont des paramètres inférieurs à 9.

Dans le cas de présence d'ouvrages verticaux, les transports dans le profil sont engendrés par un clapotis. Il apparaît alors des fosses d'érosion à des distances du mur réfléchissant qui sont des multiples entiers de la demi-longueur d'onde de la houle (nœuds d'agitation horizontale et ventres d'agitation verticale et de pression). Des buttes de sédiments se constituent aux distances intermédiaires. Une fosse d'érosion prend naissance au pied de l'ouvrage. Elle est d'autant plus profonde que l'obstacle est plus raide. La profondeur de la fosse d'érosion est commensurable avec la hauteur de la houle au large. Elle peut atteindre 70% de la profondeur d'eau devant l'ouvrage.

5.3.6. Effets des états de mer irréguliers

Les débits des transports sédimentaires engendrés par une succession d'états de mer réels peuvent être estimés d'après les données statistiques des houles, en pondérant par leur probabilité d'occurrence les résultats relatifs à chacune d'entre elles.

Toutefois, malgré les nombreux travaux réalisés sur ces sujets, les méthodes empiriques permettant d'effectuer de tels bilans sont subordonnées à une bonne connaissance du terrain, et restent encore assez approximatives.

Leurs résultats doivent donc être établis en fourchettes puis recoupés et affinés avec des données d'observation in situ.

5.4. Transport littoral par le vent

5.4.1. Modes de transport par le vent

Lorsque la vitesse du vent atteint un seuil critique, les grains d'une surface de sable sec non consolidée commencent à bouger. Si la vitesse du vent augmente, le sable se déplace alors en nuages dont la partie supérieure est bien délimitée. L'essentiel du mouvement du sable se situe à proximité du sol, et la plupart des grains de sable ne s'élèvent pas beaucoup en l'air.

Lorsqu'un grain de sable quitte le sol, il est soumis à son poids et à la force d'entraînement du vent, qui devient rapidement prépondérante avec la vitesse du vent. La vitesse d'équilibre dynamique d'un grain dans l'air étant élevée, il a tendance à retomber au sol. En heurtant le sol avec une énergie cinétique importante, il a tendance à rebondir ou à projeter en l'air un autre grain de sable à sa place. Ce type de déplacement est appelé saltation. Il est beaucoup plus important dans l'air que dans l'eau en raison des rapports de masse volumique de l'eau et de l'air et des vitesses de déplacement dans ces deux milieux.

Si le grain frappe le sol sous un angle relativement faible, même si il rebondit, il communique une partie son énergie à d'autres grains de manière insuffisante pour les propulser en l'air, mais suffisante pour les déplacer un peu. Ce type de mouvement est appelé charriage.

Ainsi, le transport du sable par le vent se fait essentiellement par saltation, dans une moindre mesure par charriage, et relativement peu par mise en suspension.

La vitesse critique de début d'entraînement est conditionnée par le nombre de Shields :

$$(5.32) \quad S = \frac{\bar{u}_*^2}{\frac{\rho_s - \rho_a}{\rho_a} g d}$$

qui prend alors une valeur de l'ordre de 0.1.

5.4.2. Formules de transport par le vent

Le flux d'énergie cinétique moyen transmis par le vent par unité de largeur est proportionnel à :

$$(5.33) \quad P = \rho_a \bar{u}_*^3$$

L'expérience montre que le flux de poids apparent de sédiments déplacés

sur une largeur donnée L est proportionnel à la puissance transmise par le vent.

$$(5.34) \quad \rho_s c g Q = K L \rho_a \bar{u}_*^3$$

Il en résulte que le débit de masse transportée par unité de largeur s'écrit :

$$(5.35) \quad q = \frac{\rho_s c Q}{L} = K \frac{\rho_a}{g} \bar{u}_*^3$$

C'est la formule de transport proposée par W.S. Chepil /1945/

D'après les travaux de R.M. Bagnold /1936/ /1954/, Le transport par charriage est trois fois plus faible que le transport par saltation et il a proposé pour le coefficient K :

$$(5.36) \quad K = 0.8 \left(1 + \frac{1}{3} \right) \approx 1.1$$

Cet auteur a également introduit une dépendance du transport en fonction du diamètre des grains sous la forme :

$$(5.37) \quad K = 1.1 \sqrt{\frac{d}{D}}$$

expression dans laquelle d est le diamètre des grains considérés et D un diamètre de grain standard égal à 0.250 mm.

A noter que la masse volumique ρ_a de l'air sec à 20° et à la pression atmosphérique normale (101325 Pa) est égale à 1.22 kg/m³, mais qu'il est plus raisonnable de retenir en milieu marin une masse volumique égale à 1.30 kg/m³ pour tenir compte des effets de l'humidité de l'air.

Les formules de transport aérosédimentaires sont données en fonction de la vitesse de cisaillement \bar{u}_* du vent au bord de la couche limite. Celle ci est reliée à la vitesse du vent à dix mètres d'altitude par l'expression de la contrainte de cisaillement :

$$(5.38) \quad \tau = \rho_a \bar{u}_*^2 = \frac{1}{2} \rho_a C_f \bar{u}_{10}^2$$

Où C_f désigne le coefficient de frottement de l'air sur le sol. Dans le cas d'une couche limite totalement turbulente, ce coefficient, s'exprime par la formule :

$$(5.39) \quad C_f = \left(1.82 - 1.62 \log \frac{k}{l} \right)^{-2.5}$$

où k est la longueur caractéristique de la rugosité, et l une longueur de référence, avec par exemple $k=d$ et $l=1$ mètre.

5.4.3. Evolution longitudinale

Naturellement, lorsque le vent souffle parallèlement à la plage, ou plus simplement avec une certaine obliquité, le sable est déplacé, au moins partiellement, le long du trait de côte. Ce transit sédimentaire vient alors s'ajouter à celui engendré par les courants dus à la houle.

5.4.4. Evolution dans le profil

Lorsque le vent souffle perpendiculairement à la plage, le transit éolien se fait dans le profil.

Le vent de terre entraîne le sable en mer. Si celui-ci se dépose loin du rivage, en assez grande profondeur, il a toutes les chances d'être définitivement perdu dans les grands fonds. Par contre, si il se dépose dans l'eau à proximité de la côte, il sera, en grande partie, ramené sur la côte par la houle.

Le vent de mer entraîne le sable vers l'intérieur des terres. Si celui-ci se dépose loin du rivage, il sera encore perdu pour la plage. Par contre s'il se dépose à proximité de la plage, il y sera ramené par les hommes.

Naturellement, entre ces positions extrêmes, il peut y avoir simplement un déplacement du sable sur la plage. Le sable soulevé par le vent se dépose alors avant d'avoir quitté l'emprise de la plage elle-même.

Il s'établit donc, dans le profil, un transit éolien, dans un sens puis dans l'autre, qui s'accompagne de pertes de masse parfois importantes.

5.4.5. Effets des vents irréguliers

Les débits des transports sédimentaires engendrés par une succession de vents de direction et de vitesses différentes peuvent être estimés d'après les données statistiques des vents, en pondérant par leur probabilité d'occurrence les résultats relatifs à chacun d'entre eux.

Toutefois, malgré les nombreux travaux réalisés sur ces sujets, les méthodes empiriques permettant d'effectuer de tels bilans sont subordonnées à une bonne connaissance du terrain, et restent encore assez approximatives.

Leurs résultats doivent donc être établis en fourchettes puis recoupés et affinés avec des données d'observation in situ.

5.5. Les plages à galets

Sur le littoral français, les estrans recouverts de galets sont beaucoup moins fréquents que les estrans sableux. Ils sont essentiellement associés aux côtes à falaises et aux embouchures des cours d'eaux torrentiels.

Le transport littoral sur les plages à galets présente des caractéristiques très différentes de celui des plages de sable, et nécessite une étude spécifique.

5.5.1. **Mouvements dans le profil**

Les plages à galets naturelles sont de faible largeur, généralement de 10 à 30 mètres, parfois jusqu'à 50 à 60 mètres. La granulométrie de leurs matériaux et les conditions hydrodynamiques auxquelles elles sont soumises leur permettent d'avoir des pentes généralement assez fortes, de l'ordre de 10% à 15%.

En haut de plage, le déplacement du profil est couramment de l'ordre de 0.5 mètre et peut atteindre 1.5 à 2 mètres.

Pour l'essentiel, les mouvements des galets dans le profil ont lieu dans la partie supérieure de la plage, sur le moyen et surtout sur le haut estran. Dans les mer à marée, le bas estran et les petits fonds sous le zéro hydrographique ne sont que rarement mobilisés. Dans les mers sans marées, le mouvement intéresse le bas estran et les petits fonds jusqu'à une profondeur de une fois à une fois et demie la hauteur des vagues.

Un cordon de galets se forme généralement sur le haut estran. Sa hauteur au dessus du niveau de la pleine mer est du même ordre de grandeur que la hauteur des lames au point de déferlement.

Si le cordon de galet n'est pas bloqué, en haut de plage, par une falaise ou un ouvrage de défense, il recule lors des périodes de mauvais temps en roulant sur lui même.

5.5.2. **Transport littoral**

Le transport littoral des galets se fait essentiellement par jet de rive au dessus de la ligne de déferlement. Le transport par courant littoral est quasiment inexistant.

Le transport intéresse une couche de galets dont l'épaisseur est de l'ordre de 0.2 à 0.3 mètre et peut atteindre 1.0 mètre en cas de tempête.

Le transport des galets se fait à une vitesse moyenne qui est de l'ordre d'un kilomètre par an (littoral de Haute-Normandie).

Les transits littoraux annuels de galets sont typiquement de quelques milliers de m³/an et restent généralement inférieurs 10 000 m³/an à 30 000 m³/an. Ils sont encore plus faibles pour les cordons qui bordent des petites anses dont la longueur est inférieure à quelques kilomètres.

5.5.2.1. Formule de transport du LCHF

La loi qui régit l'intensité du transport littoral des galets peut s'écrire sous la même forme que dans le cas du sable :

$$(5.40) \quad Q = C \theta K (\gamma_0, d_{50}) g H_0^2 T f(\alpha_0)$$

avec deux coefficients supplémentaires qui prennent en compte les spécificités du transport des galets :

- C : un coefficient de largeur du cordon de galets effectivement mouillé. En désignant par h la cote de pleine mer de la marée du jour considéré, h_v la cote de pleine mer de la marée de vives-eaux moyennes et h_c la cote du pied du cordon de galets :

$$(5.41) \quad \begin{aligned} C &= \frac{h - h_c}{h_v - h_c} & h > h_c \\ C &= 0 & h < h_c \end{aligned}$$

- θ : la proportion du temps pendant lequel le cordon de galets est mouillé.

5.5.2.2. Formule de transport de Morfett

J.C. Morfett /1989/ a proposé une loi de transport spécifique pour les galets. Elle s'écrit sous la forme :

$$(5.42) \quad Q = \frac{K}{\left(\frac{\rho_s - \rho}{\rho}\right) d_{90}^2 \rho g} P^{3/2} f(\alpha_0)$$

avec pour constante K :

$$(5.43) \quad K = 2.84 \cdot 10^{-5}$$

pour la fonction d'obliquité :

$$(5.44) \quad f(\alpha) = \sin^{3/4} \alpha$$

et pour P :

$$(5.45) \quad P = \frac{1}{8} \rho g C_B (H_B^3 + H_{cr}^3)$$

expression dans laquelle C_B :

$$(5.46) \quad C_B = \frac{3}{8} \frac{1}{g T^3} \gamma_B^2 \operatorname{tg} \beta \left(2\pi \frac{\lambda_0}{\lambda_B} \right)^5$$

et H_{cr} :

$$(5.47) \quad H_{cr} = \frac{1.5d_{90}}{1 - 0.24 \log(500d_{90}) \gamma^{-1}}$$

avec :

$$(5.48) \quad \gamma = \frac{H_B}{h_B} = 0.64 + \operatorname{tg} \beta 10^{[0.94 - 10.2 \gamma_B]}$$

6. Références bibliographiques

- [1] **Arthus-Bertrand Y. et Yonnet Daniel**
Côtes de Bretagne vues du ciel
Editions du Chêne, 1993.
- [2] **Bellessort B.**
Protection des côtes à gallets
Séminaire sur l'aménagement et la protection du littoral
E.N.P.C., Paris 1989.
- [3] **Bonnefille R.**
Cours d'hydraulique maritime
E.N.S.T.A. Editions Masson, Paris 1976.
- [4] **Chapon J.**
Travaux maritimes
Editions Eyrolles, Paris 1978.
- [5] **Department of the U.S. Army**
Shore protection manual
Coastal Engineering Research Center, Washington, DC 1984.
- [6] **Filliat G.**
La pratique des sols et fondations
- [7] **Fredsøe J. et Deigaard R.**
Mechanics of coastal sediment transport
World Scientific, Singapore 1992.
- [8] **Giot P.R.**
Le niveau de la mer : changeant, fluctuant, mouvant ...
AMARAI, Bulletin d'information n°3, 1990.
- [9] **Horikawa K.**
Nearshore dynamics and coastal processes
University of Tokyo Press, Tokyo 1988.
- [10] **Komar P.D.**
Beach processes and sedimentation
Prentice-hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey 1976.
- [11] **Larras J.**
Physique de la houle et des lames
Editions Eyrolles, Paris 1979.

- [12] **Martin J.L.**
Hydrodynamics and transport for water quality modeling
Lewis Publishers, Londres 1999.
- [13] **Péchon P.**
Transport littoral par la houle : établissement d'un modèle numérique
Rapport HE/42/81.26
EdF - DER - LNH, Paris 1982.
- [14] **Teisson C.**
Transport en suspension en mer ouverte
Modélisation bidimensionnelle horizontale
Rapport HE/42/85.57
EdF - DER - LNH, Paris 1987.