

沿岸海域における動力学概説

堀 川 清 司

1. 序 論

海岸工学が産声をあげてから、早くも30年の歳月が流れた。この間の発展過程を回顧してみると、遅延とした歩みのように見えても、その間の蓄積の始何に大きいものであるかを実感として認識せざるをえない。これらの蓄積は社会の要請に答えるべく、研究者あるいは技術者が営々として取り組んで来た成果であるが、その方向づけに対しては、より幅広い学問的な発展や計測技術に代表される技術的な発展が強い牽引力となったことも事実である。

沿岸海域で起っている種々の現象を理解しようとする努力は、海岸工学発達の当初より、多くの研究者によってなされて来た。Sverdrup・Munk (1947) による波浪予報の成功が、海岸工学という新しい分野を形成する原動力となったことは、余りにも有名な事実である。これにも匹敵する事業として、Longuet-Higgins・Stewart (1960, 1964) による radiation stress の概念の提示と、その適用によって種々の現象の解析がなされたことを挙げることができる。しかしながら、これが海岸工学上注目されるようになったのは、Bowen (1969), Longuet-Higgins (1970), および Thornton (1970) によって沿岸流速分布が求められるようになってからである。

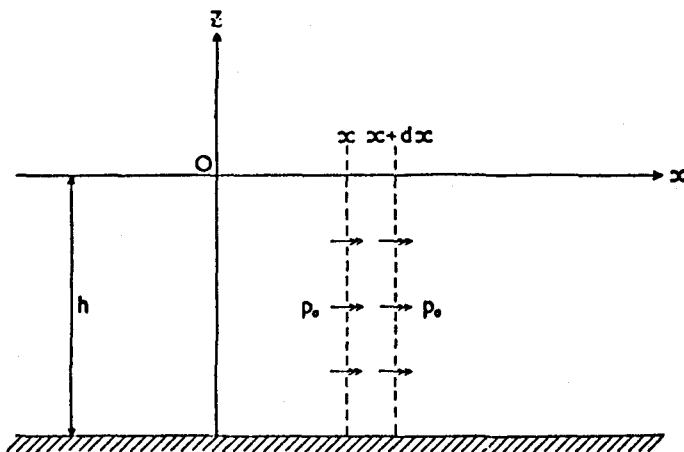
2. Radiation Stress の意義

先づ Longuet-Higgins・Stewart (1964) に従って、radiation stress の物理的な意義を考えてみよう。

図1に示したような、一様水深 h の静止流体を考えると、ある点での圧力 p は静水圧となり

$$p = -\rho g z \quad (1)$$

で与えられる。ここで ρ は密度、 g は重力の加速度、 z は静止水面より鉛直上向きに測った距離である。



図一1 静水時の運動量束 (Longuet-Higgins・Stewart, 1964)

これを p_0 と表示すると、 $x = \text{const.}$ の断面を通過する単位幅当りの水平運動量束は簡単に p_0 で与えられる。そこで表面から底面 ($z = -h$) までの全水平運動量束は

$$\int_{-h}^0 p_0 dz \quad (2)$$

となる。この量は x には無関係であるから、近傍の断面 ($x + dx$) でも等しく、従つて x と ($x + dx$) の断面の間では全運動量束の変化はないことになる。

つぎに図-2に示したように、正弦進行波が存在する場合を考える。表面波形 $z = \zeta$ は

$$\zeta = a \cos(kx - \sigma t) \quad (3)$$

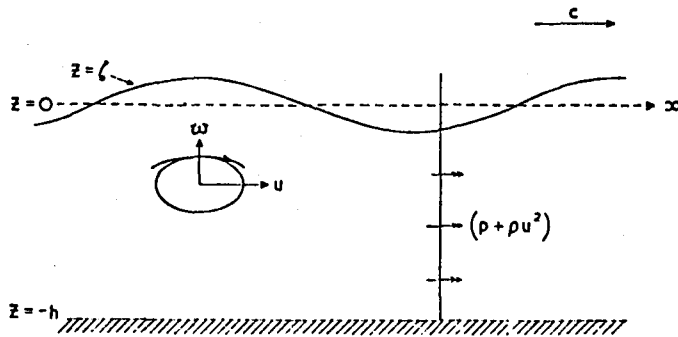


図-2 進行波の運動量束 (Longuet-Higgins・Stewart, 1964)

と表わされるとする。ここで $a = H/2$ は振幅 (H は波高), $k = 2\pi/L$ (L は波長), $\sigma = 2\pi/T$ (T は周期) である。この場合の速度成分は微小振幅波理論によつてつぎのように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{a\sigma}{\sinh kh} \cosh k(h+z) \cos(kx - \sigma t) \\ w &= \frac{a\sigma}{\sinh kh} \sinh k(h+z) \sin(kx - \sigma t) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

鉛直面の単位面積あたりに、ある時刻における水平運動量束は

$$p + \rho u^2 \quad (5)$$

と表わされる。ここで ρu^2 は単位体積当りの運動量 ρu が単位時間当り u の割合で輸送されることを表わしている。

ここで $x = \text{const.}$ の面を通過する全水平運動量束は

$$\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dz \quad (6)$$

である。ここで radiation stress の主軸成分 S_{xx} を式 (6) を時間的に平均したものから、波の存在していなかったときの全水平運動量束を引いたもの、つまり過剰全水平運動束と定義すればつぎのようになる。

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz \quad (7)$$

式(7)をつぎのように分離して考えることにする。

$$S_{xx} = S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} + S_{xx}^{(3)} \quad (8)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned} S_{xx}^{(1)} &= \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho u^2 dz} \approx \int_{-h}^0 \overline{\rho u^2} dz \\ S_{xx}^{(2)} &= \overline{\int_{-h}^0 (p - p_0) dz} = \int_{-h}^0 (\overline{p} - p_0) dz \\ S_{xx}^{(3)} &= \overline{\int_0^{\zeta} p dz} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

さて、水平面を通しての鉛直運動量束の平均値 $\overline{p + \rho w^2}$ を考えてみると、これはその上にある水の重さと釣り合っていないなければならない。よって

$$\overline{p + \rho w^2} = -\rho g z = p_0 \quad (10)$$

あるいは

$$\overline{p} - p_0 = -\rho \overline{w^2} \quad (11)$$

式(11)を式(9)の第2式に代入すると

$$S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 (-\rho \overline{w^2}) dz \quad (12)$$

をうる。従って

$$S_{xx}^{(1)} + S_{xx}^{(2)} = \int_{-h}^0 \rho (\overline{u^2 - w^2}) dz = \frac{1}{2} \frac{\rho a^2 \sigma^2 h}{\sinh^2 kh} = \frac{\rho g a^2 k h}{\sinh 2kh} \quad (13)$$

ここでは波の分散関係式

$$\sigma^2 = g k \tanh kh \quad (14)$$

が用いられている。

つぎに $S_{xx}^{(3)}$ を計算することにするが

$$p = \rho g (\zeta - z) \quad (15)$$

を考慮して計算をすれば

$$S_{xx}^{(3)} = \frac{1}{2} \rho g \overline{\zeta^2} = \frac{1}{4} \rho g a^2 = \frac{1}{2} \overline{E} \quad (16)$$

をうる。ここで

$$\overline{E} = \frac{1}{2} \rho g a^2 = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (17)$$

は単位表面積あたり平均の波のエネルギーである。

以上をまとめると

$$S_{xx} = \bar{E} \left(\frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (18)$$

となる。

同様な考え方から

$$S_{yy} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (p + \rho v^2) dz} - \int_{-h}^0 p_0 dz = \bar{E} \frac{kh}{\sinh 2kh} \quad (19)$$

$$S_{xy} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho uv dz} = 0 \quad (20)$$

をうる。よって radiation stress テンソルは

$$S = \bar{E} \begin{pmatrix} \frac{2kh}{\sinh 2kh} + \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & \frac{kh}{\sinh 2kh} \end{pmatrix} \quad (21)$$

となる。

3. 基礎方程式

前節で述べた radiation stress が基本方程式の中にどのように組み込まれるのか、Phillips (1977) に従って述べてみよう。

いま図-3に示すように、鉛直方向に一樣な流れと波の運動とが共存する場合を考える。最も簡単な取扱いは流れと波とが単純に線型的な重ね合せが許されるとするものである。しかしながら現実には流れと波とは相互に干渉し合うのであり、そのような2次的なオーダーにまで議論を進めることによって、線型的な重ね合せでは説明のつかない種々の現象を説明しうるであろうと期待される。この場合には平均的な水位は流れのみが存在する場合とは異なる可能性がある。そこでこれを図-3に示したように $\bar{\zeta}$ で表示することにする。

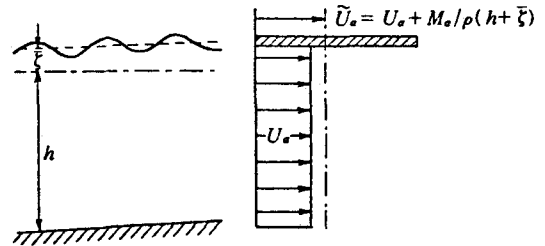


図-3 定義の図

合には平均的な水位は流れのみが存在する場合とは異なる可能性がある。そこでこれを図-3に示したように $\bar{\zeta}$ で表示することにする。

(1) 連続の方程式 (全質量の保存則)

いま時間を t , 水平座標を x_α ($\alpha = 1, 2$), 鉛直座標を静水面から上向にとつて z とし, 水平速度成分を u_α , 鉛直速度成分を w , 流体の密度を ρ とすると, 連続の方程式はつぎのように書ける。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho u_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = 0 \quad (22)$$

上式を底面 ($z = -h$) から表面 ($z = \zeta$) まで積分すると

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} (\rho u_\alpha) dz + \rho [w_\zeta - w_h] = 0 \quad (23)$$

をうる。第1項、第2項を書き直すと

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} \rho dz - \rho_{\zeta} \dot{\zeta} = \frac{\partial}{\partial t} \rho(\zeta+h) - \rho_{\zeta} \dot{\zeta}$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_a} (\rho u_a) dz = \frac{\partial}{\partial x_a} \int_{-h}^{\zeta} \rho u_a dz - \rho(u_a)_{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_a} \zeta - \rho(u_a)_h \frac{\partial}{\partial x_a} h$$

となり、更に表面および底面での境界条件

$$\left. \begin{aligned} w_{\zeta} &= \dot{\zeta} + (u_a)_{\zeta} \frac{\partial}{\partial x_a} \zeta \\ w_h &= - (u_a)_h \frac{\partial}{\partial x_a} h \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

を考慮する。ここで添字 ζ および h は表面および底面での値であることを示す。以上を式(23)に代入し、 $u_a = U_a + u'_a$ (U_a は一様流速、 u'_a は波の運動に伴う水粒子速度の水平成分)であることを考慮し、時間平均をとると、全質量の保存則として、つぎの式をうる。

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(h + \bar{\zeta})] + \frac{\partial}{\partial x_a} \tilde{M}_a = 0 \quad (25)$$

ここで、

$$\tilde{M}_a = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho u_a dz} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho (U_a + u'_a) dz} = \hat{M}_a + M_a \quad (26)$$

$$\hat{M}_a = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho U_a dz} = \rho U_a (h + \bar{\zeta}) \quad (27)$$

$$M_a = \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho u'_a dz} \quad (28)$$

で定義される量である。

(2) 運動量方程式 (全運動量保存則)

まず最初に粘性を考えない Euler の運動量方程式について取扱うことにする。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_a) + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} (\rho u_a u_{\beta} + p \delta_{a\beta}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_a w) = 0 \quad (29)$$

ここで添字 $\alpha, \beta = 1, 2$, u_{α}, u_{β} は水平速度成分, w は鉛直速度成分, p は圧力強度, $\delta_{\alpha\beta}$ は Kronecker のデルタ ($\delta_{11} = \delta_{22} = 1, \delta_{12} = \delta_{21} = 0$) である。式(29)に対して、連続の方程式におけると同様の演算操作を行えば、

$$\frac{\partial}{\partial t} \overline{\int_{-h}^{\zeta} \rho u_a dz} + \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \overline{\int_{-h}^{\zeta} (\rho u_a u_{\beta} + p \delta_{a\beta}) dz} - \overline{(p)_h} \frac{\partial h}{\partial x_a} = 0 \quad (30)$$

この演算を進めるにあたって、 $u_a = U_a + u'_a$, $\tilde{M}_a = \hat{M}_a + M_a$ を念頭におき、更に

$$\tilde{U}_a = \frac{\tilde{M}_a}{\rho(h + \bar{\zeta})} = U_a + \frac{M_a}{\rho(h + \bar{\zeta})} \quad (31)$$

$$S_{a\beta} = \overline{\int_{-h}^{\zeta} (\rho u'_a u'_{\beta} + p \delta_{a\beta}) dz} - \frac{1}{2} \rho g (h + \bar{\zeta})^2 \delta_{a\beta} - \frac{M_a M_{\beta}}{\rho(h + \bar{\zeta})} \quad (32)$$

$$T_a = -\rho g (h + \bar{\zeta}) \frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x_a} \quad (33)$$

を定義すれば、式(30)はつぎのように書き表わすことができる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{M}_a + \frac{\partial}{\partial x_\beta} [\tilde{U}_a \tilde{M}_\beta + S_{a\beta}] = T_a \quad (34)$$

ここにおいて、 $\tilde{U}_a$ は波と流れの全運動量を局所的な水深 $(h + \bar{\zeta})$ と ρ の積で割って求めた仮想的な一様流速であり、 $S_{a\beta}$ は先に示した radiation stress, T_a は局所的な水深の勾配によって生じる全水圧成分である。

いま波の運動は微小振幅波理論によって表わされるものと仮定し、波形を $\zeta = (H/2) \cos(x_1 k \cos \theta + x_2 k \sin \theta - \sigma t)$ と表わして radiation stressを求めると

$$S = \bar{E} \begin{pmatrix} \frac{c_g}{c} \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{c_g}{c} - 1 \right) & \frac{1}{2} \frac{c_g}{c} \sin 2\theta \\ \frac{1}{2} \frac{c_g}{c} \sin 2\theta & \frac{c_g}{c} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{2c_g}{c} - 1 \right) \end{pmatrix} \quad (35)$$

となる。ここで θ は波向き角であり(図-4)、波が x_1 軸方向に進む場合には $\theta = 0$ となり、式(35)に代入すれば、先に求めた式(21)と一致する。なお c および c_g は波速および群速度であることに注意されたい。

さらに粘性流体を考えれば、式(34)の代りに式(36)を用いることになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \tilde{M}_a + \frac{\partial}{\partial x_\beta} [\tilde{U}_a \tilde{M}_\beta + S_{a\beta}] = T_a + R_a \quad (36)$$

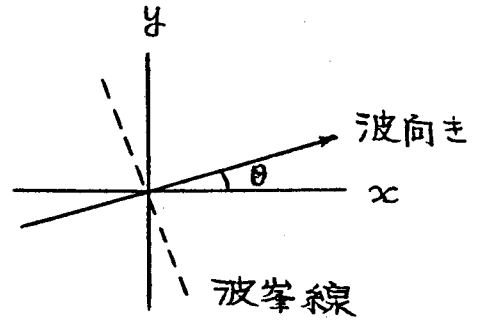


図-4 座標系

ここで

$$R_a = \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial \tau_{\beta a}}{\partial x_\beta} dz + \bar{\tau}_{\zeta a} - \bar{\tau}_{h a} \quad (37)$$

であり、第1項は内部粘性および Reynolds 応力による項であり、第2項および第3項は表面および底面での平均摩擦応力の効果である。しかしながら通常の場合には内部粘性および表面摩擦の影響は無視される。

(3) エネルギー方程式(全エネルギー保存則)

上記と同様な取扱いにより全エネルギー保存則の式を求めることができるが、ここでは省略する。

4. Wave set-down と wave set-up

簡単のために平行な等深線をもつ海岸に、波が直角に入射する場合を考える。いま x 軸を沖から岸に向って波の進行する方向にとり、 y 軸を汀線に沿つてとると、いまの場合には $\theta = 0$ であり、かつ現象は y

軸方向に変化しないとすれば $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ である。更に定常的になった状態を考えることにすれば、 $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ である。従って全質量の保存則である式 (25) から

$$\frac{d}{dx} \tilde{M}_x = 0 \quad (38)$$

をうる。これを積分すれば $\tilde{M}_x = \text{const.}$ となるが、汀線の内容を考慮すれば $\tilde{M}_x = 0$ となる。よって式 (31) から

$$U_x = - \frac{M_x}{\rho(h + \bar{\zeta})} \quad (39)$$

つぎに全運動量の保存則である式 (35) から

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} S_{xx} &= T_x + R_x \\ \frac{d}{dx} S_{xy} &= T_y + R_y \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

をうる。いまの場合には $S_{xy} = 0$ であり $T_y = -\rho g(h + \bar{\zeta}) \frac{d}{dy} \bar{\zeta} = 0$ であるから、式 (40) の第2式から $R_y = 0$ をうる。第1式において $R_x \approx 0$ と仮定すれば

$$\frac{d}{dx} S_{xx} = -\rho g(h + \bar{\zeta}) \frac{d}{dx} \bar{\zeta} \quad (41)$$

がえられる。ここで碎波帯外と内とに区分して取扱うことにする。

碎波帯外では $\bar{\zeta} \ll h$ と考えてよいであろうから、式 (41) は

$$\frac{d}{dx} S_{xx} \approx -\rho g h \frac{d}{dx} \bar{\zeta} \quad (42)$$

と書くことができる。Longuet-Higgins・Stewart (1962) は、 $h \rightarrow \infty$ で $\bar{\zeta} \rightarrow 0$ の条件で解いて

$$\bar{\zeta} = -\frac{H^2}{8} \frac{k}{\sinh 2kh} \quad (43)$$

をえた。これは wave set-down と名づけられている。

一方碎波帯内では、波高 H を $H = r(h + \bar{\zeta})$ とあらわし、 r は定数とする。碎波帯内では $kh = 2\pi h/L$ が小さいことを考慮して S_{xx} を表示すれば

$$\frac{d}{dx} \left[\frac{3}{16} \rho g r^2 (h + \bar{\zeta})^2 \right] = -\rho g (h + \bar{\zeta}) \frac{d}{dx} \bar{\zeta} \quad (44)$$

となる。これを碎波点での条件 ($h = h_b$ で $\bar{\zeta} = \bar{\zeta}_b$) を考慮して積分すれば

$$\bar{\zeta} = K(h_b - h) + \bar{\zeta}_b, \quad K = [1 + (8/3r^2)]^{-1} \quad (45)$$

をうる。これは wave set-up と名づけられている。

上記の結果の適合性を示したものとしてよく引用される Bowen・Inman・Simmons (1968) の実験を示したのが図-5 である。これを見ると、碎波点の近傍では $\bar{\zeta} \ll h$ の前提が成立しなくなり、理論曲線は実験結果からはなれるが、その他はよく特性を表わしているように見える。このようにして、今まで実感としては認められていた、上記の現象を解析的に取扱い、評価しうようになったのは注目すべき成果であった。

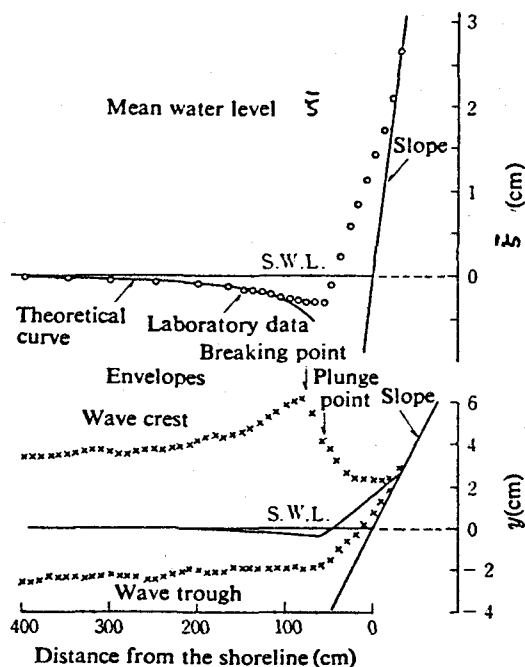


図-5 Wave set-down と wave set-up (Bowen・Inman・Simmons, 1968)

5. 沿岸流の流速分布

つぎに radiation stress の概念を適用して大きな成果をあげた沿岸流の流速分布について概略述べよう。これに対して最初に取り組んだのは Bowen (1969) であったが, Longuet-Higgins (1970) は摩擦項の表示をより実態に則したものとして, 一様勾配斜面について解析解を求めた。また Thornton (1970) は Longuet-Higgins とほとんど同じ表示式を用い, step 型海浜の場合について数値解を求めた。これらの成果は海岸工学の研究者に大きな影響を与え, 沿岸流に止まらず海浜流へと取扱いが拡大され, 1970 年代においては海浜流に関する研究が花々しく展開された。

これらの詳細については他にゆづり, ここでは Longuet-Higgins の取扱いについて簡単に述べることにする。

図-6 のように座標ならびに記号をえらび, 定常状態について考える。全質量の保存則から $\tilde{M}_x = 0$ となり, これを用いた全運動量の保存則のうち x 軸成分のものは wave set-down と wave set-up を定める式となる。つぎに y 軸成分については, $T_y = 0$ であるから

$$\frac{d}{dx} S_{xy} = R_y \quad (46)$$

と書ける。ところで S_{xy} はつぎのように表わされる。

$$S_{xy} = \frac{\bar{E}}{2} \frac{cg}{c} \sin 2\theta = \bar{E} \frac{cg}{c} \sin \theta \cos \theta \quad (47)$$

砕波帯外では, エネルギー束の保存および Snell の法則から

$$\bar{E} c_g \cos \theta = \text{const.} = \bar{E}_b (c_g)_b \cos \theta_b, \quad \frac{\sin \theta}{c} = \frac{\sin \theta_b}{c_b}$$

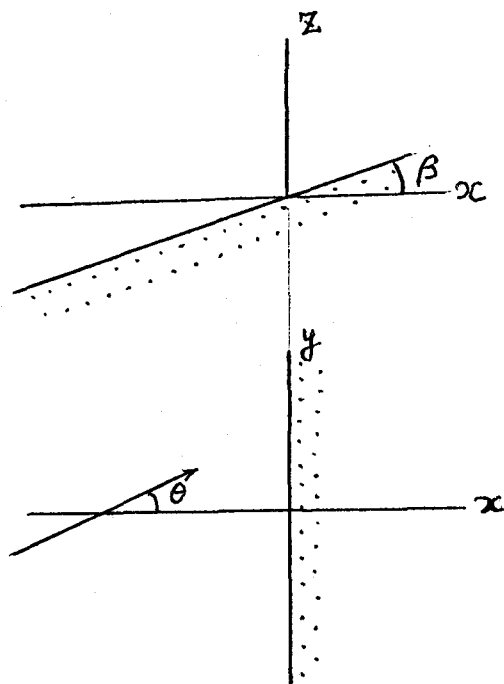


図-6 定義の図

が成立するから、これを使って S_{xy} を書き直すと

$$S_{xy} = \bar{E} c_g \cos \theta \frac{\sin \theta}{c} = \bar{E}_b (c_g)_b \cos \theta_b \frac{\sin \theta_b}{c_b} = \text{const.}$$

となる。これを式 (46) に代入すれば

$$R_y = \frac{d}{dx} S_{xy} = 0 \quad (48)$$

をうる。

つぎに碎波帯内では $H = r(h + \bar{\zeta})$ を用いて

$$S_{xy} = \frac{1}{8} \rho g r^2 (h + \bar{\zeta})^2 \frac{c_g}{c} \sin \theta \cos \theta \approx \frac{1}{8} \rho g r^2 (h + \bar{\zeta})^2 \sqrt{g(h + \bar{\zeta})} \frac{\sin \theta}{c}$$

ただし $\cos \theta \approx 1$, $c_g = \sqrt{g(h + \bar{\zeta})}$ としている。式 (46) に代入し

$$\begin{aligned} R_y &= \frac{5}{16} \rho g^{\frac{3}{2}} r^2 (h + \bar{\zeta})^{\frac{3}{2}} \frac{\sin \theta}{c} \frac{d}{dx} (h + \bar{\zeta}) \\ &= \frac{5}{16} \rho g r^2 (h + \bar{\zeta}) \sin \theta \frac{d}{dx} (h + \bar{\zeta}) \end{aligned} \quad (49)$$

がえられる。

つぎには R_y をどのように表わすかであるが、Longuet-Higgins は

$$R_y = \frac{d}{dx} \left(\epsilon_\mu \frac{dv}{dx} \right) - \bar{\tau}_{hy} = \frac{d}{dx} \left[\mu_e (h + \bar{\zeta}) \frac{dv}{dx} \right] - \frac{1}{\pi} \rho f_w u_{\max} v \quad (50)$$

とした。ここで v は沿岸流速であり、 $\mu_e = N\rho|x|\sqrt{g(h+\zeta)}$ 、 $0 < N < 0.016$ であり、 f_w は波の運動における摩擦係数、 $u_{\max}$ は波による水粒子速度の最大値である。

解を求めるにあたって、無次元量 $X = x/x_b$ 、 $V = v/v_0$ を導入した。ここで

$$v_0 = \left(\frac{5\pi\tau}{8f_w}\right)(gh_b)\tan\beta\left(\frac{\sin\theta_b}{c_b}\right) \quad (51)$$

であり、またその他の無次元量

$$P = \frac{2\pi N \tan\beta}{\tau f_w} \quad (52)$$

を導入した。これは拡散項と底面摩擦項の比を表わすものである。 P をパラメーターとした沿岸流速の分布曲線が図-7のように与えられる。すなわち、 $P = 0$ のときには三角形分布となるが、 P の増大に伴って碎波帯の外にしみ出して行く状態が示されている。

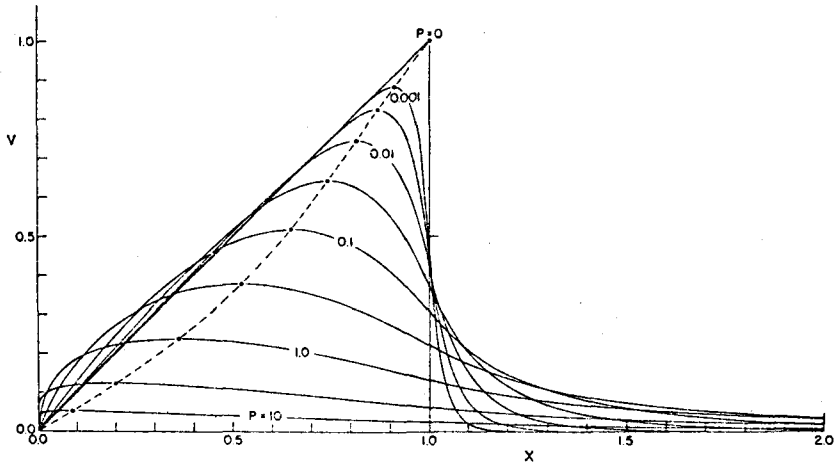


図-7 沿岸流速分布図 (Longuet-Higgins, 1970).

$P = 0$ のときの沿岸流の平均流速 $\langle v \rangle$ を求めると

$$\langle v \rangle = \frac{5\pi}{4} \frac{\tan\beta}{f_w} u_{\max} \sin\theta_b \quad (53)$$

となる。一方で Komar・Inman (1970) は沿岸漂砂量に対する関係式から

$$\langle v \rangle = 2.7 u_{\max} \sin\theta_b \quad (54)$$

を提案している。そこで式 (53)、(54) を等置すれば

$$\frac{\tan\beta}{f_w} = 0.68 \quad (55)$$

をうる。すなわち $f_w \propto \tan\beta$ ということになる。また θ_b が大きいときには、式 (54) は

$$\langle v \rangle = 2.7 u_{\max} \sin\theta_b \cos\theta_b \quad (56)$$

と修正されるべきであるとも言っている。この場合には $f_w \propto \tan\beta/\cos\theta_b$ となる。通常 f_w の値には

Jonsson (1976) の提示した図-8が用いられているが、沿岸流のような斜面上のしかも碎波帯内においての現象にもそのまま使えるものかどうかかわからないとも言える。もつとも上記の取扱いには種々の問題がある。そもそも $P=0$ としている点、底面摩擦の効果を式 (50) の右辺第 2 項のようにおいている点にある。後者に対しては $u_{\max}$ が v に比して卓越していることを前提にしているのであり、これは θ_b が小さい場合を想定していることになる。その意味では Longuet-Higgins の取扱いは一応筋

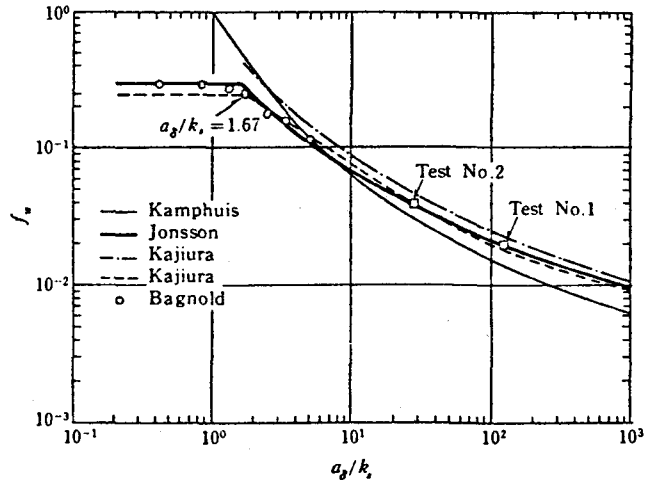


図-8 粗面乱流領域の波による摩擦係数 (Jonsson, 1976)

が通っていることになる。しかしながら、 $P=0$ として議論を進めてよいものか、 θ_b が大きくなった場合に沿岸流速の分布にどのような影響がでるのかと言う疑問は残る。後者の点に関しては Liu・Dalrymple (1978), Kraus・Sasaki (1979) は独立に θ_b の効果について論じている。図-9にその一例を示す。

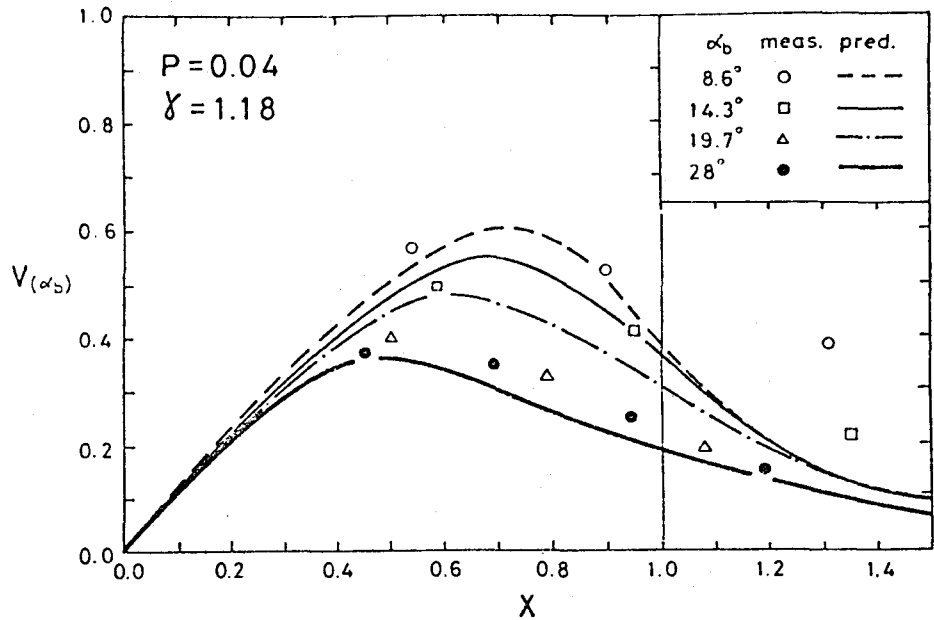


図-9 沿岸流速に及ぼす波向き角の効果 (Kraus・Sasaki, 1979).

6. 沿岸漂砂量の評価

沿岸漂砂量 S_l (m^3/day) を求めるにあたって、その移動を誘起するのは碎波のエネルギー束の沿岸方向成分 P_l ($\text{m} \cdot \text{t}/\text{day}/\text{m}$) で、これと何らかの関数関係が存在すると考えて

$$S_l = \alpha P_l^n \quad (57)$$

において、実験あるいは現地の資料を用いて α , n を決定しようとする努力が Caldwell (1956) 以来数多くの研究者によってなされてきた。しかしながら、上式は次的に整合性がない。そこで Bagnold (1963) は S_l に代って水中重量で表わした沿岸漂砂量 I_l を導入した。 I_l と S_l はつぎの関係で結びつけられる。

$$I_l = 0.6 (\rho_s - \rho) g S_l \quad (58)$$

ここで ρ_s および ρ は砂および水の密度である。そして

$$I_l = K P_l \quad (59)$$

が成立すると考えた。ここで K は無次元の係数である。一方で Bagnold (1963) は沿岸漂砂を生じるモデルを提案し、沿岸流速の効果を組み込んだ。 Inman・Bagnold (1963) はそのモデルに従って

$$I_l = K' (\bar{E} c n)_b \cos \theta_b \frac{\langle v \rangle}{u_{\max}} \quad (60)$$

の関係を求めた。ここで K' は無次元の比例係数、 $n = c_g/c$ である。 Komar・Inman (1970) は現地および実験室での資料をもとに係数 K および K' を求めているが、それによると $K = 0.77$, $K' = 0.28$ である。これらを総合すると

$$\left. \begin{aligned} I_l &= 0.77 P_l = 0.77 (\bar{E} c n)_b \sin \theta_b \cos \theta_b \\ I_l &= 0.28 (\bar{E} c n)_b \frac{\langle v \rangle}{u_{\max}} \cos \theta_b \\ &= 0.28 (\bar{E} c n)_b \frac{5\pi}{4} \frac{\tan \beta}{f_w} \sin \theta_b \cos \theta_b \end{aligned} \right\} \quad (61)$$

となる。

Komar (1969) は沿岸漂砂量の関係式がこのような形で表示されることを radiation stress を用いて説明しようとした。以下にその概要を述べる。

記号を図-10のようにとることにする。土砂を移動させる応力は radiation stress の勾配 $\partial \tau_{rr} / \partial r$ に比例すると考える。また極浅海であることを考慮すれば $\tau_{rr} = (3/2) \bar{E}$ と表示しても支障ないであろう。よって

$$\tau_r = \alpha_1 \frac{(S_{rr})_b}{R} = \frac{3}{2} \alpha_1 \frac{\bar{E}_b}{R} \quad (62)$$

と表わした。ここで $R = x_b / \cos \theta_b$, $x_b = h_b \tan \beta$ とおいて

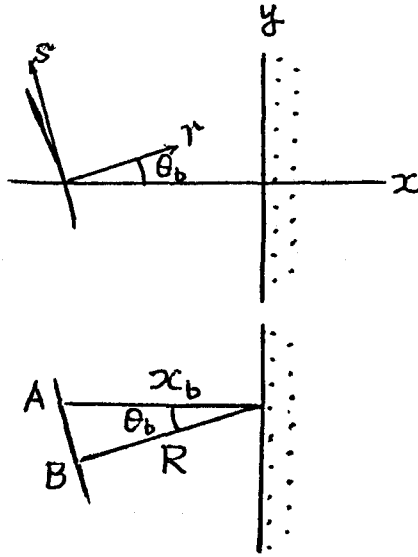


図-10 定義の図

$$\tau_r = \frac{3}{2} \alpha_1 \frac{\bar{E}_b}{x_b} \cos \theta_b = \frac{3}{2} \alpha_1 \frac{\bar{E}_b}{h_b} \tan \beta \cos \theta_b \quad (63)$$

と書き直す。平均水粒子速度 u_0 によつてなされる仕事を考え

$$\tau_r u_0 = \frac{3}{2} \alpha_1 \frac{\bar{E}_b}{x_b} u_0 \cos \theta_b = \alpha_2 \frac{\bar{E}_b}{x_b} u_{\max} \cos \theta_b \quad (64)$$

ここで I_l の他に r 方向の移動量 I_r をとるとすれば、連続の条件から $I_l = I_r$ となる。ここで $i_l = I_l/x_b$, $i_r = I_r/(AB)$ を定義すれば $i_l = i_r \sin \theta_b$ をうる。 i_r は $\tau_r u_b$ に比例すると考え、かつ砂粒子の安息角 ϕ , 効率 ε を導入して

$$\frac{I_r}{AB} = i_r = \frac{\varepsilon}{\tan \phi} \alpha_2 \frac{\bar{E}_b}{x_b} u_{\max} \cos \theta_b \quad (65)$$

とおく。よつて

$$I_l = I_r = \frac{\varepsilon}{\tan \phi} \alpha_2 \frac{AB}{x_b} \bar{E}_b u_{\max} \cos \theta_b = \frac{\varepsilon}{\tan \phi} \alpha_2 \bar{E}_b u_{\max} \sin \theta_b \cos \theta_b \quad (66)$$

ここで $u_{\max} = r_b c_b / 2$, $r_b = H_b / h_b$ とおけるので式 (66) は

$$I_l = \bar{K} \bar{E}_b c_b \sin \theta_b \cos \theta_b = K (\bar{E} c n)_b \sin \theta_b \cos \theta_b = K P_l \quad (67)$$

となり式 (59) がえられる。

また $\tau_r = \rho f_w u_{\max}^2 / 2$, $c_b = \sqrt{g h_b}$, $\bar{E}_b = (1/8) \rho g H_b^2 = (1/8) \rho g r_b^2 h_b^2$, $u_{\max}^2 = (1/4) r_b^2 c_b^2 = (1/4) g r_b^2 h_b = 2 \bar{E}_b / (\rho h_b)$ を考慮すれば

$$\tau_r = f_w \frac{\bar{E}_b}{h_b} = \frac{3}{2} \alpha_1 \frac{\bar{E}_b}{h_b} \tan \beta \cos \theta_b \quad (68)$$

をえ、これから $f_w \propto \tan \beta \cdot \cos \theta_b$ が求められることになり、式 (56) からの結果とは整合しない。

また Komar (1976) は沿岸漂砂量中に占める浮遊砂量の評価を試みており、約 20 % という結果をえている。この値の妥当性については今後の検討にまたねばならない。

7. 海浜縦断形状

Dean (1977) は碎波帯内において崩れ碎波によって形成される海浜縦断形状を求めるためのモデル化を種々行っている。ここでの座標を図-11 のようにとり、 $\partial/\partial t = 0$ 、 $\partial/\partial y = 0$ とする。

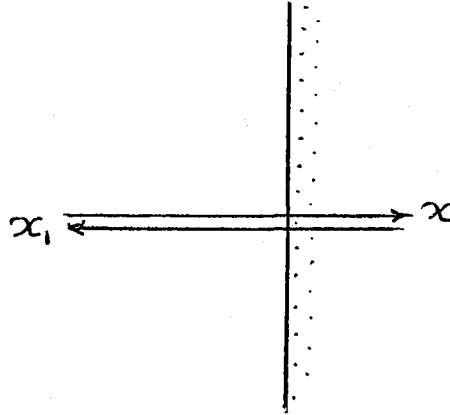


図-11 定義の図

(1) 全運動量保存則によるモデル

基礎方程式として式 (46) を考える。ここで S_{xy} および R_y をつぎのように表わす。

$$\left. \begin{aligned} S_{xy} &= \bar{E} \frac{c_g}{c} \sin \theta \cos \theta \approx \frac{1}{8} \rho g r^2 \sqrt{g} h^{\frac{5}{2}} \frac{\sin \theta}{c} \\ R_y &\approx -\bar{\tau}_{hy} \equiv -\tau(d) \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

ここで d は粒径とする。よって式 (46) は

$$-\tau(d) = \frac{5}{16} \rho g r^2 \sqrt{g} \frac{\sin \theta}{c} h^{\frac{3}{2}} \frac{dh}{dx} = -\frac{5}{16} \rho g r^2 \sqrt{g} \frac{\sin \theta}{c} h^{\frac{3}{2}} \frac{dh}{dx_1} \quad (70)$$

上式を $x_1 = 0$ で $h = 0$ の条件で積分すると

$$h = A_1 x_1^{0.4}, \quad A_1 = \left(\frac{8 \tau(d)}{\rho g r^2 \sqrt{g} \sin \theta} \right)^{0.4} \quad (71)$$

をうる。

(2) 単位表面積当りのエネルギー逸散が一様と仮定するモデル

エネルギー方程式

$$\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{E} c n)}{\partial x} = -D_1(d) \quad (72)$$

と書く。ここで $D_1(d)$ はエネルギーの逸散を表わす。ここで $\partial/\partial t = 0$ として、式 (72) を書き直すと

$$\frac{d(\bar{E}c_g)}{dx} = -\frac{d(\bar{E}c_g)}{dx_1} = -\frac{1}{8} \rho g^{\frac{3}{2}} r^2 \frac{d}{dx_1} (h^{\frac{5}{2}}) = -D_2(d) \quad (73)$$

これを $x_1 = 0$ で $h = 0$ の条件で積分すると

$$h = A_2 x_1^{0.4} \quad A_2 = \left[\frac{8 D_2(d)}{\rho g^{\frac{3}{2}} r^2} \right]^{0.4} \quad (74)$$

をうる。

(3) 単位体積当りのエネルギー逸散が一様と仮定するモデル

エネルギー方程式は定常として

$$\frac{d(\bar{E}c_g)}{dx_1} = \frac{1}{8} \rho g^{\frac{3}{2}} r^2 \frac{d}{dx_1} (h^{\frac{5}{2}}) = h D_2(d) \quad (75)$$

と書ける。ここで $D_2(d)$ は単位体積当りのエネルギー逸散を表わす。これを $x_1 = 0$ で $h = 0$ の条件で積分すると

$$h = A_3 x_1^{\frac{2}{3}}, \quad A_3 = \left[\frac{24 D_2(d)}{5 \rho g^{\frac{3}{2}} r^2} \right]^{\frac{2}{3}} \quad (76)$$

をうる。

よって Dean は砕波帯内の縦断形状を $h = A x_1^m$ とおいて、アメリカ合衆国大西洋岸およびメキシコ湾沿岸で測られた多くの縦断形状を調べ、 A と m の最適値を求めている。その結果似通った海岸を10のグループに分けて A と m の関係を図示したのが図-12 であり、 m の値が大きいく程 A が小さくなる結果を得た。この場合 radiation stress を用いたモデルが必ずしも妥当な結果を与えていないが、一つの考え方を示したものとして興味深い。

8. 結 言

本論では1960年に提言され、波と流れの干渉に伴って生じる種々の現象の解明に有用であることが次第に示された radiation stress を中心に概説した。ここで論じたもの以外にも幅広い応用がなされているので、しかるべき著書あるいは論文に注目していただきたいと思う。このような考え方は Lundgren (1963) によれば、彼自身も独自に考え、wave thrust と名づけていたという。何れにしても radiation stress の効用は1970年代に多方面で発揮されたことは本論からも知ることができる。

ここで、その大前提に立ち戻ってみれば、流れは鉛直方向に一樣な流速分布をもつものとし、また微小振幅波理論に基づいて求められた radiation stress が全領域で通用できるとしている。更に砕波帯内では $H = r(h + \bar{\zeta})$ が成立するという前提で議論を進めるのが主流となっている。このような条件にもかかわらず、有用な成果がえられた現段階において、その根本的な部分を再検討し、もう一段階議論を精密化したいという努力が、数年前から各方面でなされるようになってきた。例えば r の値が何程の値をとり、果して一定値としてよいものであろうか(堀田・水口, 1978; 水口・辻岡・堀川, 1978)。この前提は砕波帯でのエネルギー逸散をモデル化したことに相当し、それが果して妥当であろうか、ということでもある。また radiation stress の見積りの妥当性についても、流体場での流速の測定を行って、過剰運動量の鉛直分布が求められるようになった(磯部・福田・堀川, 1979)。そして、砕波帯の外では Stokes

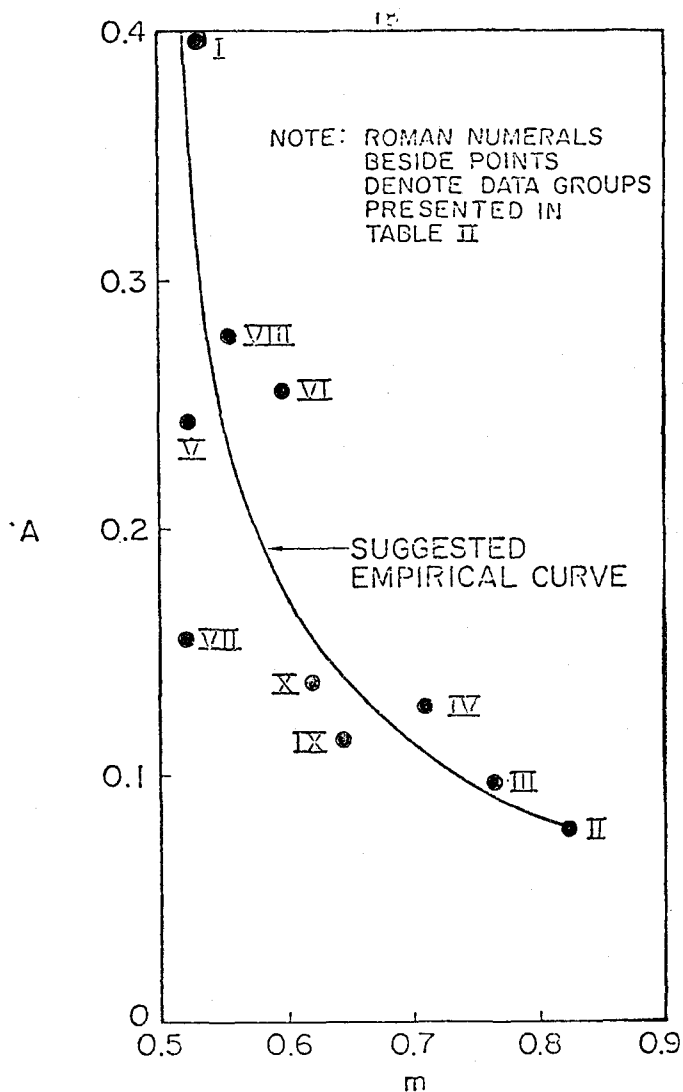


図-12 $h = Ax_1^m$ における A と m の関係 (Dean, 1977)

波理論の方が微小振幅波理論よりも妥当な結果を与えることもわかってきた(泉宮, 1980)。更には乱れの測定が進み, 砕波帯外では Reynolds 応力の効果は殆んど無視しうること, 砕波帯内では砕波による効果が卓越することも次第に明らかになってきた(泉宮, 1980)。一方では現地において電磁流速計を用いての観測が精力的に行われており(堀川・堀田・水口・磯部, 1979), その実態は次第に解明されつつある(Horikawa・Isobe, 1980)。

以上のような趨勢を見てくると, あらためて Longuet-Higgins・Stewart の功績の大きいことを認識すると共に, 観測技術の顕著な発展, 研究者のたゆみない努力の蓄積が, いかに大きな進歩をもたらすかを感じざるをえない。

参考文献

- Bagnold, R. A. (1963): Mechanics of marine sedimentation, The Sea, edited by M. N. Hill, Vol. 3, Interscience, New York, pp. 507-528.
- Bowen, A. J., D. L. Inman and V. P. Simmons (1968): Wave "set-down" and "set-up", J. Geophys. Res., Vol. 73, No. 8, pp. 2569-2577.
- Bowen, A. J. (1969): The generation of longshore currents on a plane beach, J. Mar. Res., Vol. 37, pp. 206-215.
- Caldwell, J. M. (1956): Wave action and sand movement near Anaheim Bay, Calif., Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 68, 21p.
- Dean, R. G. (1977): Equilibrium beach profiles: U.S. Atlantic and Gulf coasts, Ocean Eng. Tech. Rep. No. 12, Univ. of Delaware, 45p.
- 堀川清司, 堀田新太郎, 水口 優, 磯部雅彦 (1979): 碎波後の波にともなう流速場に関する現地観測, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 46-50.
- Horikawa, K. and M. Isobe (1980): Dynamic characteristics in the nearshore area, Proc. 17th Int. Conf. on Coastal Eng., Sydney (in press).
- 堀田新太郎, 水口 優 (1978): 碎波後の波についての現地観測, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 151-154.
- Inman, D. L. and R. A. Bagnold (1963): Littoral processes, The Sea, edited by M. N. Hill, Vol. 3, Interscience, New York, pp. 529-553.
- 磯部雅彦, 福田直利, 堀川清司 (1979): 碎波帯における流速場に関する二次元実験, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 41-45.
- 尊宮尊司 (1980): 波および沿岸流場の動力学的機構に関する研究, 東京大学大学院工学系研究科修士論文。
- Jonsson, I. G. (1976): Discussion of "Friction factor under oscillatory waves" by J. W. Kamphuis, Proc. ASCE, Vol. 102, No. WW1, pp. 108-109.
- Komar, P. D. (1969): The longshore transport of sand on beaches, Ph. D. Thesis, Univ. of Calif., San Diego, 143p.
- Komar, P. D. and D. L. Inman (1970): Longshore sand transport on beaches, J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 30, pp. 5914-5927.
- Komar, P. D. (1976): Beach Processes and Sedimentation, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 429p.
- Kraus, N. C. and T. O. Sasaki (1979): Influence of wave angle and lateral mixing, Communication of Marine Science, Vol. 5, No. 2, pp. 91-126.
- Liu, P. L-F. and R. A. Dalrymple (1978): Bottom frictional stresses and longshore currents due to waves with large angles of incidence, J. Mar. Res., Vol. 36, No. 2, pp. 357-375.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1960): Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents, J. Fluid Mech., Vol. 8, pp. 565-583.

- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beats", *J. Fluid Mech.*, Vol. 13, pp. 481–504.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1964): Radiation stresses in water waves: a physical discussion, with application, *Deep Sea Res.*, Vol. 11, pp. 529–562.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, No. 33, pp. 6778–6789 & pp. 6790–6801.
- Lundgren, H. (1963): Wave thrust and energy level, *Proc. Int. Hydr. Res. Congress*, London, pp. 147–151.
- 水口 優, 辻岡和男, 堀川清司 (1978) : 砕波後の波高変化についての一考察, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 155–159.
- Phillips, O. M. (1977): *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press, 336p.
- Sverdrup, H. U. and W. H. Munk (1947): *Wind, Sea and Swell, Theory of Relationship in Forecasting*, U. S. Dept. of Navy Hydrog. Office, Pub. No. 601.
- Thornton, E. B. (1970): Variation of longshore current across the surf zone, *Proc. 12th Conf. on Coastal Eng.*, pp. 291–308.