

砕波によるエネルギー逸散過程に関する研究

泉 宮 尊 司*・堀 川 清 司**

1. 緒 言

砕波によるエネルギー逸散機構を明らかにすることは、海岸工学上きわめて重要なことである。従来の砕波に関する研究をふりかえて見ると、まず最初に極限波あるいは砕波条件に関する研究が、理論的あるいは実験的に行なわれていた。その後、漂砂現象の解明や海浜流の予測を行なうために、砕波後の波に研究の鋭先が向けられた。主な研究には、砕波によるエネルギー逸散に対して Bore モデルを適用した Le Méhauté の研究¹⁾、等方乱れと仮定してエネルギー逸散を求め砕波後の波高変化を議論した Horikawa・Kuo の研究²⁾、Reynolds stress を Prandtl の混合距離理論を用いて評価し、運動量方程式を直接的に数値計算で解いた 榎木・岩田の研究³⁾、あるいは、渦動粘性係数によりエネルギー逸散をモデル化した水口・辻岡・堀川の研究⁴⁾等が挙げられる。

しかしながら、これらの研究の中には、実験的に適用できるかどうか未確認の仮定や物理的意味の不明な仮定も含まれている。これらの仮定の適否を検討するためにも、実際の砕波によるエネルギー逸散過程を解明するためにも、直接的にエネルギー流束の変化を測定する必要がある。そこで、本研究では、波形と内部流速とを同時に測定することにより、直接的にエネルギー流束を算定することを試みた。そして、エネルギー流束の変化によりエネルギー逸散を評価し、その特性について議論した。さらに、エネルギー逸散率と乱れ強度との関係やエネルギー輸送速度および radiation stress の変化についても考察を加えた。

2. 実験装置および測定法

本実験は、長さ 23 m、幅 0.8 m の二次元造波水槽で行なった。斜面はステンレス製であり、斜面勾配が 1/30 と 1/20 で実験を行った。波形の測定には容量式波高計を用い、内部流速の測定には、主流の符号の変化をも測定可能な split film 型センサーを取り付けた熱膜流速計を用いた。熱膜流速計は、水の汚れと水温変化に比較的

敏感であるために、特に注意しなければならない。今回の実験においては、水を極力きれいにするとともに、実験前後に行なったキャリブレーションにより得られた流速換算係数が時間的に比例して変化するものと考え内挿して流速を算定した。

実験は、表—1 に示すとおり 3 case 行なった。砕波形式は、Case 2 および Case 3 はほぼ plunging であったが、Case 1 は spilling と plunging の中間的なものであった。

表—1 実験条件

Case No.	周 期 T (s)	入射波高 H_0 (cm)	勾 配 $\tan \beta$	換算波 波形状勾配 H_0'/L_0	砕 波 形 式
1	1.25	4.50	1/30	0.020	spilling (plunging)
2	1.19	4.50	1/20	0.022	plunging
3	1.28	5.79	1/20	0.025	plunging

さて、二次元的な波動場におけるエネルギー方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) + \rho g z \right\} dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) + \rho g z + p \right\} dz \\ & = - \int_{-h}^{\zeta} \epsilon_d^i dz - \epsilon_d^b \dots \dots \dots (1) \end{aligned}$$

ここに、 u は波の進行方向の流速、 w は鉛直流速、 ζ は水位、 h は静水深、 ϵ_d^i は内部エネルギー逸散率、 ϵ_d^b は底面摩擦によるエネルギー逸散率および g は重力加速度である。式 (1) で、現象が定常と見なし得る場合には、左辺第 1 項は無視することができる。また、圧力 p には鉛直方向の運動量方程式を積分して得られた関係式で、波形勾配の 2 次のオーダまでとったものを代入すると次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 - w^2) + \rho g \zeta \right\} dz = -\Phi_d \dots (2)$$

$$\Phi_d = \int_{-h}^{\zeta} \epsilon_d^i dz + \epsilon_d^b \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 Φ_d は内部エネルギー逸散を鉛直方向に積分した量と底面摩擦によるエネルギー逸散とを合計した単位

* 正会員 工修 横浜国立大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

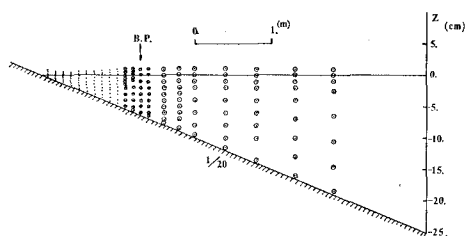


図-1 流速測定点の配置 (Case 2)

面積当りの総エネルギー逸散量であり、本論文では Φ_d をエネルギー逸散関数と呼ぶことにする。式 (2) より、エネルギー流束 F は

$$F \equiv \int_{-h}^{\zeta} u \left\{ \frac{\rho}{2} (u^2 + w^2) + \rho g \zeta \right\} dz \quad \dots\dots\dots (4)$$

で求められることになる。式 (4) を用いて数値積分するために、流速測定位置の配置を図-1のように比較的密にとった。図-1を見てもわかるように、流速測定点が水面より上部にもとられており、これらの位置においても流速が精度よく測定でき得るかが問題であるが、この問題について検討したのが図-2である。

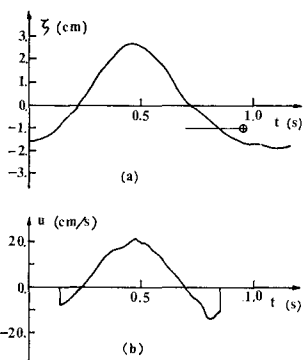


図-2 水面波形と流速波形 (プローブが空中に出る場合)
(a) 水面波形
(b) 流速波形

この図で、(a) が水面波形、(b) が流速波形で $\oplus$ 印が流速計のプローブの位置を示す。プローブが水面より上に出ると出力はほぼ 0 V となるが、より正確なものにするために計算機処理の段階で完全に 0 (cm/s) になるようにした。この図および他の場合についても検討した結果、気泡の特に多い plunging point 以外はほぼ妥当な結果が得られているようであった。なお、プローブが空中から水にはいる時に出るパルス的な出力は、微小振幅波理論による波速よりも大きな流速とならないように計算機処理を施した。

3. 実験結果および考察

(1) エネルギー流束およびエネルギー逸散関数

測定された流束および波形をもとに、式 (4) により算定されたエネルギー流束 F を図-3 および 図-4 に示す。これらの図で、 $\oplus$ 印は実験結果であり、 $\boxplus$ 印は近傍の3点の移動平均を施した結果である。これらの結果をもとに、滑らかな実験曲線を引き、エネルギー逸散関数 Φ_d を求めた。Case 1 および Case 2 とともに、砕波

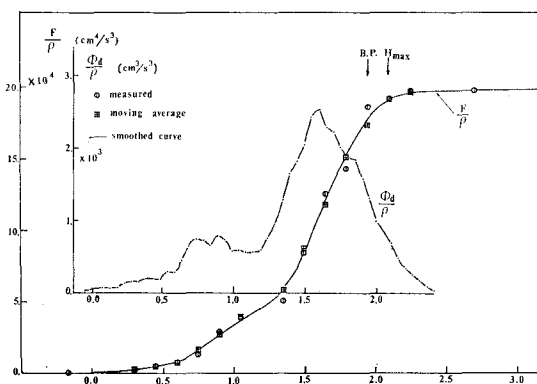


図-3 エネルギー流束およびエネルギー逸散関数の変化 (Case 1)

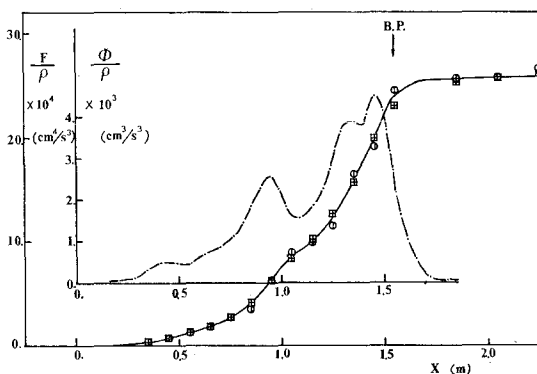


図-4 エネルギー流束およびエネルギー逸散関数の変化 (Case 2)

点近傍の砕波帯外においてエネルギー逸散関数がやや大きな値を示しているが、これはデータを smoothing したためにこのような結果になったと思われる。この領域では乱れ強度もかなり小さいので、実際のエネルギー逸散はもう少し小さいと考えられる。また、どちらの case においても砕波帯中央部付近に小さな山が見られる。このエネルギー逸散がやや増加する領域は、波が完全に崩れて再成しその後さらに弱い二次砕波が生じたことによりこのような結果になると思われる。

図-5 は、エネルギー流束 F と平均

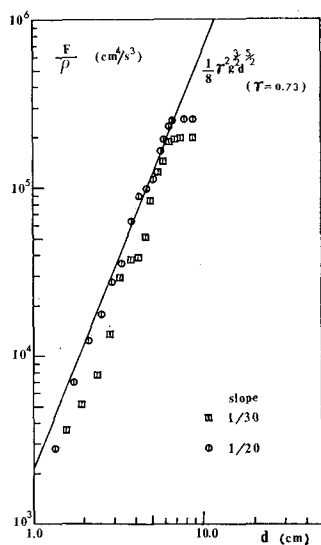


図-5 エネルギー流束と平均水深との関係

水深 d との関係を示したものである。図中の直線は、波高が平均水深に比例する場合の線形長波理論によるものである。全般的には、この長波理論値と実験値とは比較的良く一致している。海底勾配が $1/20$ の方が $1/30$ のものよりも同じ平均水深に対してやや大きいエネルギー流束を持っていることがわかる。なお、波高水深比としては、実測の値よりもやや小さい値 ($\gamma = 0.73$) を用いている。

図-6 は、エネルギー逸散関数 Φ_d と平均水深との関係を示したものである。図中の $\tan \beta^*$ は wave set-up を考慮したときの平均海底勾配であり、直線は同じく線形長波理論によるものである。

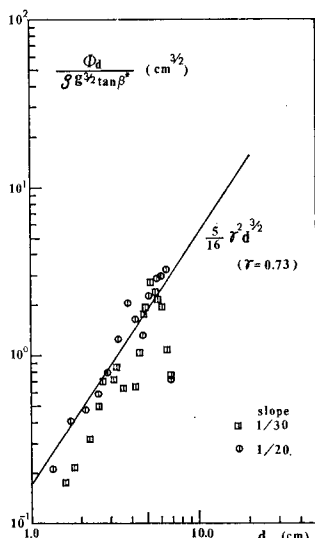


図-6 エネルギー逸散関数と平均水深との関係

エネルギー流束の場合よりも変動が大きい、上限値と理論値との対応は比較的良好ことが認められる。また、同じ平均水深に対して海底勾配の大きい $1/20$ の方がエネルギー逸散が大きいことも認められる。

(2) 水深方向平均のエネルギー逸散率と乱れ強度

水深方向平均の単位質量当りのエネルギー逸散率 ε_d は次式で定義される。

$$\varepsilon_d \equiv \Phi_d / \rho d \quad \dots \dots \dots (5)$$

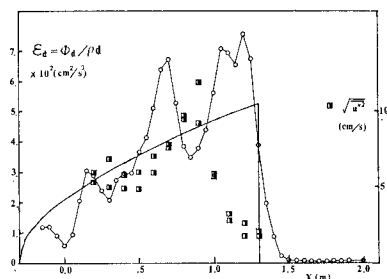
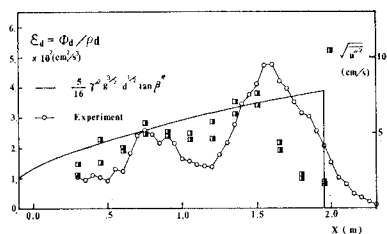


図-7 水深方向平均の単位質量当りのエネルギー逸散率の変化と乱れ強度との関係

このエネルギー逸散率の変化を示したのが、図-7 である。図-7 で、上側の図が Case 1 で下側が Case 2 である。—○— が実験により得られた結果で、実曲線は線形長波理論により計算されたものである。 γ を 0.73 とした場合、上側の海底勾配が $1/30$ のものは、実験値が理論値よりも全般的に小さいのに対し、 $1/20$ 勾配の場合には変動が激しいが平均的には同程度の大きさで見ることができる。

実験結果に見られるエネルギー逸散率の変動が、果して有意なものであるかどうかを調べるために、波の谷の近傍における乱れ強度の変化と比較することにした。位相平均により抽出した乱れ強度を図-7 に $\square$ 印で示す。上図では、乱れ強度とエネルギー逸散率との間に大小の対応関係が見られるが、下図では、乱れ強度とエネルギー逸散率のピークにずれがあり、これだけのデータではその有意性を認めることはできない。この問題に関しては、実験ケースを多くするとともに、乱れの抽出法についても再検討してゆきたい。

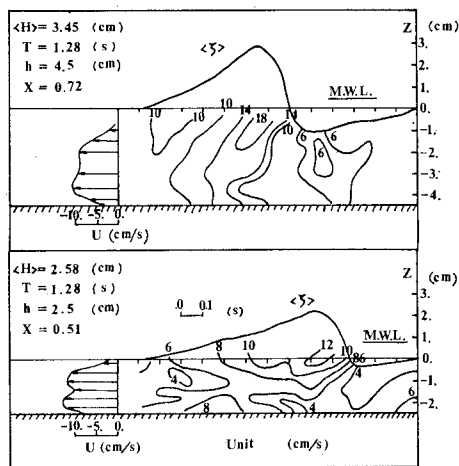


図-8 砕波による乱れの空間分布

図-8 は、乱れ強度の空間分布を示したものである。この図の乱れ強度も位相平均により抽出されたものであり、 $\langle \eta \rangle$ は位相平均された水面波形である。図中の X は砕波帯幅で無次元化された汀線からの距離であり、図の左側に定常流の鉛直分布も示している。この図より、砕波の前面に乱れが集中していることが認められる。したがって、この領域でエネルギー逸散が大きいものと考えられ、bore モデルのエネルギー逸散の評価に対する適用もそれほど不合理ではないと思われる。また、乱れ強度は砕波の前面が通過すると急激に大きくなるが、その急激に大きくなる時刻が底層ほど遅れるということがこの図よりわかる。

(3) エネルギー輸送速度

一般に、非線型性が強い波である場合には、波のエネ

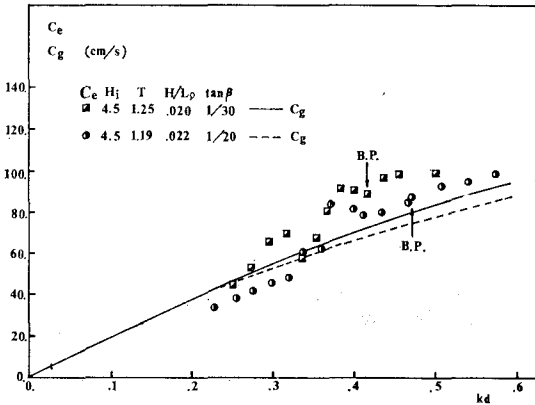


図-9 エネルギー輸送速度と群速度との比較

ルギー輸送速度 C_e と群速度 C_g とは一致しない。実験で得られたエネルギー流束と波のエネルギーよりエネルギー輸送速度を算定しプロットしたのが、図-9である。砕波帯外においては、どちらの case もエネルギー輸送速度の方が群速度より大きく、砕波後短い区間ではあるがほぼ一定値となり、その後急激に減少している。特に、Case 2 の 1/20 勾配の方は、エネルギー輸送速度が群速度より小さくなっている。この case 場合、戻り流れが $-10 \sim -12$ cm/s とかなり強く、底層では運動エネルギーが冲向きに輸送されていることが見出された。このために、水深方向平均のエネルギー輸送速度が減少するものと考えられる。

(4) radiation stress

図-10 は、radiation stress の岸沖方向変化を示したものである。この図の $\blacksquare$ 印は、実測の水面波形および流速により直接的に算定されたものであり、実線は 100 波分以上を時間平均して得られた平均水位より逆算して得られたものである。この図を見てもわかるように、両者はかなりよく一致していると言える。逆を言えば、実測した radiation stress が、平均水位の変化を十分に説明し得るだけの精度をもったものであったと言うことができる。しかしながら、このように多くの測点から得られた流速データをもとに、数値積分して radiation stress を

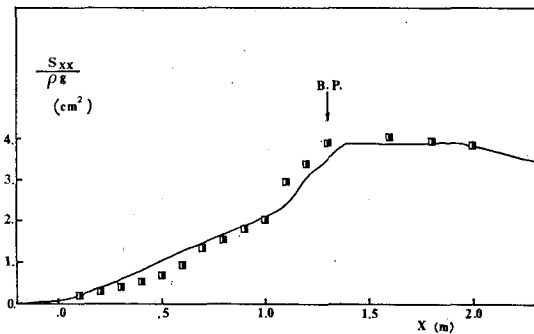


図-10 radiation stress の変化 (Case 2)

評価するのは非常に大変なことである。容易に測定できる量として、波高・波形および位置エネルギー等が挙げられるが、実測の波高を用いて radiation stress を微小振幅波理論により算定すると、砕波点付近で実測値の 2 倍以上になることがある。そこで波の位置エネルギーを用いて、radiation stress を評価したところ、砕波点近傍を除き実測値とかなり良く一致した。

図-11 は、radiation stress S_{xx} と波のエネルギー E との比と kd との関係を示したものである。ここに、波数 k は微小振幅波理論によるものである。また、実線は微小振幅波理論による S_{xx}/E の値である。海底勾配が 1/20 の方は、波が微小振幅波とみなせる領域にまで測定を行っていたので、 kd が 0.6 から 0.8 の間では理論曲線と良く一致しているが、水深がしだいに浅くなり波高水深比が大きくなるにつれて、実験値と理論値との差異が大きくなっている。砕波後も実験値は若干減少するが、さらに浅い領域で漸増の傾向となっている。

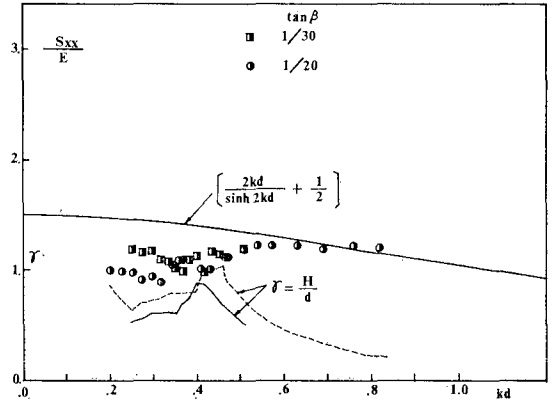


図-11 radiation stress と波のエネルギーとの比の変化

4. 結 論

砕波帯内および近傍において、水面波形と内部流速とを同時に測定することにより、これまで定量的に把握されていなかった、エネルギー流束およびエネルギー逸散等を評価することができた。本研究で得られた主要な結論は以下のようである。

- (1) 砕波帯外におけるエネルギー流束はほぼ一定であるが、平均的な減少率は、層流底面境界層によるエネルギー逸散の 2 ～ 3 倍程度大きかった。
- (2) エネルギー逸散の最大値は、ほぼ波の plunging point に対応しているようである。また、砕波帯中央部付近にエネルギー逸散が若干増加しているところが見られる。
- (3) 一様勾配斜面では、エネルギー流束は平均水深の 5/2 乗にはほぼ比例している。また、エネルギー逸散関数の上限値が平均水深の 3/2 乗に比例していることが認

められた。

(4) 水深方向平均のエネルギー逸散率と乱れ強度との比較を行なった結果、Case 1 については比較的良好な対応関係が見られた。

(5) 砕波前面に強い乱れが存在していることが、3 case とも認められた。plunging point では底層にまで強い乱れが及んでいる。

(6) 砕波帯外において、エネルギー輸送速度は群速度より2～3割程度大きい。戻り流れのかなり強い所では、逆にエネルギー輸送速度の方が群速度より小さくなる場合がある。

(7) radiation stress と波のエネルギーとの比は、波高水深比が増加するにしたがい、微小振幅波理論による理論値との差異が大きくなっていることが認められた。

最後に、エネルギー流束の測定に関して今後さらに多くの実験データを蓄積すること、そしてさらに精度よく

エネルギー逸散を評価するために改良を加えたい。

参 考 文 献

- 1) Le Méhauté, B.: On non-saturated breakers and the wave run-up, Proc. of 8th Conf. on Coastal Eng., pp. 77~92, 1963.
- 2) Horikawa, K. and C. T. Kuo: A study on wave transformation inside the surf zone, Proc. 10th Conf. on Coastal Eng., pp. 217~233, 1966.
- 3) 榎木 亨: 砕波特論, 1973 年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, B-2, pp. 1~38, 1973.
- 4) 水口 優・辻岡和男・堀川清司: 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, 1978.
- 5) 酒井哲郎: 砕波による乱れ, 1980 年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, B-4, pp. 1~15, 1980.
- 6) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司: 砕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, 1979.