

砕波帯近傍における海面せん断応力の評価法

山下 隆 男*・路

明**・Ruscher Christophe***

1. 緒 言

運動量や物質の交換で代表される大気と海洋との相互作用には風波が大きく寄与している。風域の外にある「うねり」は重力波であり、成分波の重ね合せや重力波の理論が適用できるが、風によって発達過程にある「風波」は重力波や表面張力波の理論だけでは説明できない要素を含んでいると解釈するべきであろう。それは、気流の剝離・再付着、水面せん断流、砕波等の要素であり、2相流体の非線形現象として把握される現象である。このような大気乱流場と波浪の問題は、主として海洋において、有義波や 10 m 高度の平均風速を代表量としたバルク公式で議論されてきたが、海面せん断応力と風波の代表量との間には未だ議論の余地がある。

最近の沿岸域での流れの観測結果から、砕波帯近傍の浅い海域の流れにおいても、風により駆動された流れ(吹送流)が波浪による流れ(波浪流)より支配的であることがわかってきた。特に、沿岸流成分には吹送流の寄与が大きく(山下ら, 1998)、海浜流を数値モデルで再現するためには、風の影響を入れなことが必須であることが指摘されている。

このように、強風、高波浪時の海浜流は波浪流と吹送流とで構成されているが、これらの流れはともに 3 次元性の強いせん断流であり、これをモデル化する場合には、海面に作用するせん断応力を定式化しなければならない。すなわち、波浪流に対しては平均海面に作用する砕波のせん断応力、吹送流に対しては、波浪と強風の相互作用によって発生するせん断応力のモデル化、定式化が必要である。

本研究では、砕波帯近傍での強風によって発生するせん断応力を、冬季日本海沿岸での海上風の乱流特性の観測値から検討する。さらに、波浪流を 3 次元場でモデル化する場合、従来用いられていた radiation stress に基づく方法より、砕波による平均海面上でのせん断応力を評価する方法のほうが、風によるせん断応力との整合性の

良いモデル化が可能になるので、両者を海面せん断応力として評価する方法を提案する。

2. 風による海面せん断応力

2.1 海上風の乱流場の観測

冬季日本海沿岸の高波浪時(1997 年 12 月 26 日から 1998 年 1 月 24 日)に、京都大学防災研究所大波浪観測所の観測桟橋を用いて、3 成分超音波風速計(カイジョー製)による 10 m 高度の海上風の乱流特性および空中発射式超音波式波高計(KENET 製)による波浪の連続観測を行った。風速変動の計測は、サンプリング周波数 10 Hz の連続観測で波浪は 10 Hz サンプリングの毎正時 20 min 観測である。写真-1 に風速計の設置状況を示すように、桟橋背後からの風に対しては桟橋自体の影響を直接受ける。しかし、このような風向の時には波浪は発達せず、波向きと逆になる。

2.2 TDM による海面せん断応力の推定

海面せん断応力の推定には、短時間データからでも比較的高い精度で海面せん断応力が推定できる慣性減衰法(TDM: turbulent dissipation method)を用いた(Yelland et al., 1994)。対象とする乱流運動の周波数が大気乱流の慣性小領域にあると仮定すると、そこでの波数スペクトル密度 $E(k)$ が乱流エネルギーの散逸率 ε のみに依存し、 $-5/3$ 乗則に従うと考えられる。

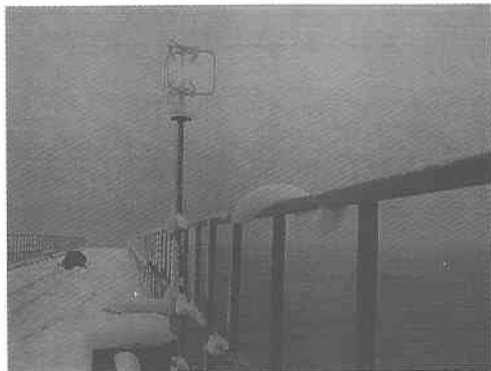


写真-1 風速計の設置状況

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 防災研究所災害観測実験研究センター

** 学生会員 工 修 京都大学大学院 工学研究科

*** Ph.D. 京都大学 防災研究所 非常勤研究員

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} \dots\dots\dots (1)$$

周波数空間における平均風向のスペクトル密度を $S(n)$ とすると、 $nS(n) = kE(k)$ および $k = nz/U$ (U : 平均風速, n : 周波数) より、式(1)は次式のように変形される。

$$S(f) = K \varepsilon^{2/3} f^{-5/3} \left(\frac{U}{2\pi} \right)^{2/3} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $n = 2\pi f$, K は 1 次元 Kolmogorov 定数で観測値として 0.55 が与えられる。すなわち、平均風向の周波数スペクトル $S(f)$ と平均風速がわかれば、乱流エネルギー散逸比 ε が得られ、式(3)によりせん断応力を求めることができる。

$$\tau = \rho_a (k_v \varepsilon z)^{2/3} \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 k_v は von Kármán 定数 (0.4) である。

また、抵抗係数 C_{D10} はバルク公式

$$\bar{\tau}_s = \rho_a C_{D10} \bar{U}_{10} |\bar{U}_{10}| \dots\dots\dots (4)$$

から求められる。さらに、米国カンザス州における観測から、 nz/U が 10 以上の場合には慣性小領域にあることが確かめられている。平均風速が 10 m/s で高さ 10 m の場所では、平均風向のスペクトル密度の $n > 10$ ($f > 1.6$ Hz 以上) の周波数帯で慣性小領域にあることになる。サンプリング周波数は 10 Hz なので、 $f = 2$ Hz 程度の大気の乱流運動からせん断応力を見積ることができる。

2.3 碎波帯近傍での風せん断応力特性

以上の観測と解析方法で、碎波帯近傍での風のせん断応力を見積もり、風速、波浪との関係で海面での抵抗係数を経験的に求める。観測地点は汀線から 250 m 沖合いの水深 7 m、海上 10 m の観測棧橋中央部であるが、岸からの風や東からの風に対しては棧橋の構造物の影響（後流渦）を直接受けるため、せん断応力を過大評価することになる。このため、図-1 のように棧橋の岸沖方向を基準に、4 象限に分けて別々に解析を行う。図-2(a) に平均風向のスペクトル密度の 1 例を示すが、 $f = 1 \sim 2$ Hz の間ではほぼ $-5/3$ 乗則に従っている。また、図-2(b) は

平均風向のスペクトル密度から推定されるせん断応力 τ/ρ_a の周波数分布を 1 月 8 日の毎正時ごとに、線種を変えて示している。ただし、対応する時間は図中には示していない。どの時間帯においても同様の傾向が見られ、低周波側ではせん断応力がかかなり小さく見積もられ高周波側で大きくなっている。その差は、1 Hz 以下と以上では大きい場合には数倍になっている。しかしながら、慣性小領域にあると考えられる 1.5~2 Hz あたりはほぼ一様であるので、この周波数帯でせん断応力を求める。

図-3 に 4 方向の風向き (TYPE-1~4) に対する抵抗係数 C_D と 10 m 高度風速 U_{10} との関係を示す。この図より、大湊海岸における冬期季節風は沖方向からの風が卓越し、強風は西寄り (TYPE-1) の風であること、風速 10 m/s 以下の微風速の場合には、構造物の影響と慣性小領域を捕えられていないために、抵抗係数が極めて大きく評価されていることがわかる。このことより、高度 10 m での風速データから、風の抵抗係数やせん断応力を議論

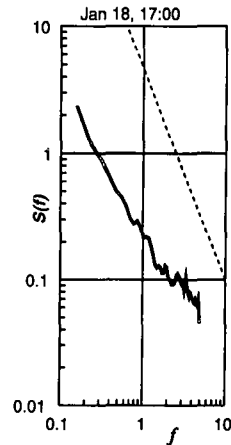


図-2(a) 平均風向のスペクトル密度

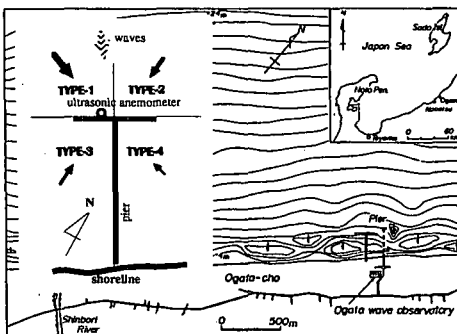


図-1 棧橋の岸沖方向を基準にした象限分割

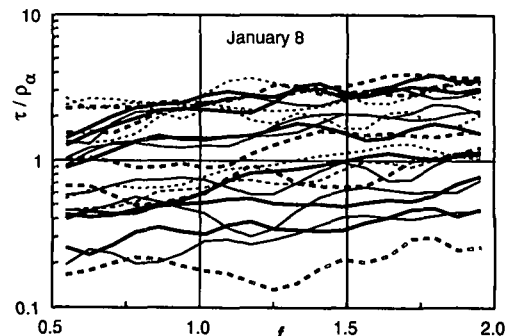


図-2(b) 平均風向のスペクトル密度の一例と推定されるせん断応力

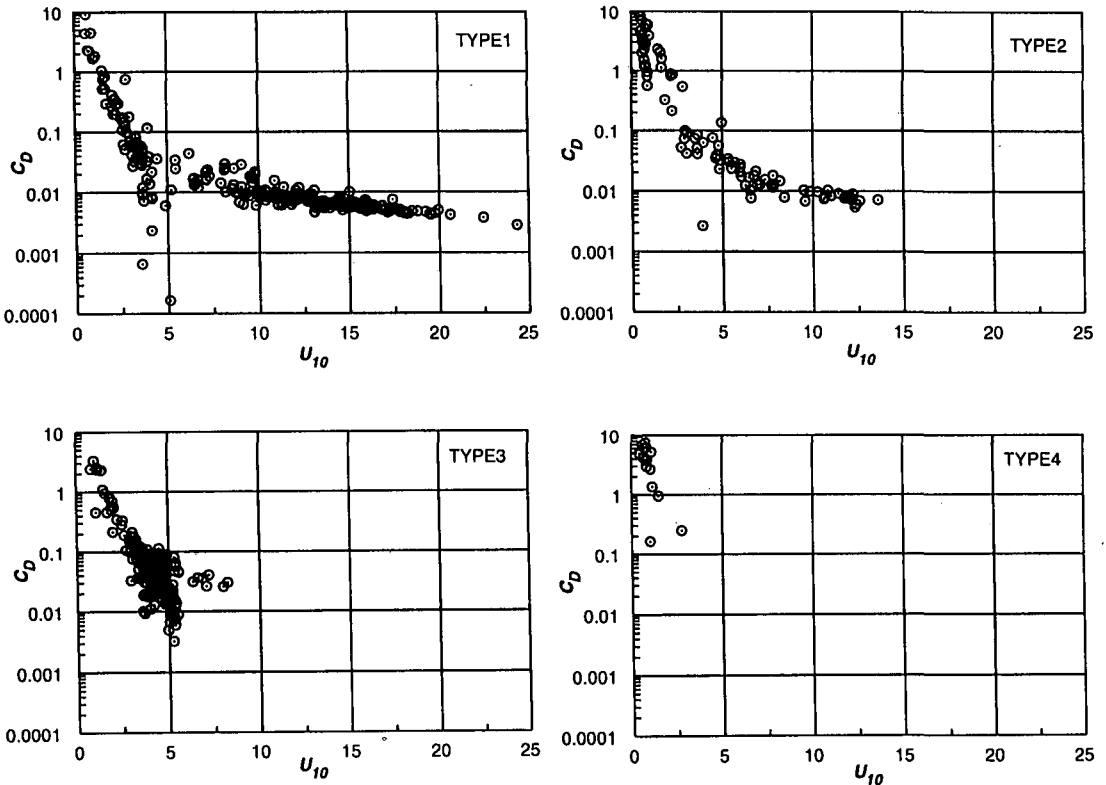


図-3 抵抗係数と10m高度風速との関係

できるのは、慣性小領域を計測できる風速10m/s以上であることがわかる。この意味で、今回計測されたデータ中、砕波帯近傍における海面せん断応力（抵抗係数）の定式化に適用できるものは、風速10m/s以上のTYPE-1のデータであると結論できる。これにより、図-4に示したように抵抗係数 C_D と10m高度風速 U_{10} との関係式を求めると、次式ようになる。

$$C_D = 0.0223 \left(\frac{10}{3} \right)^{-\frac{U}{15}} \dots\dots\dots (5)$$

この関係は、外洋における抵抗係数に比べ低風速時に大きな値を取り、風速が大きくなるほど抵抗係数が小さくなっている。さらに、これまで外洋で得られた抵抗係数と風速との関係（Smith, S. D. et al, 1992）とは逆の傾向を示す。この傾向は、沿岸部では高風速時には必ず砕波による波高減衰が生じ、これが風のせん断応力の減少をもたらすものとも考えられるが、構造物の影響やTDMの適用性との関係を含めて、今後詳細に検討する必要がある。

図-5は、図-3と同様の抵抗係数を風速観測点での有義波高との関係で整理したものであるが、風速との関係ほど明確でなく、ばらつきが大きい。これは風速観測点

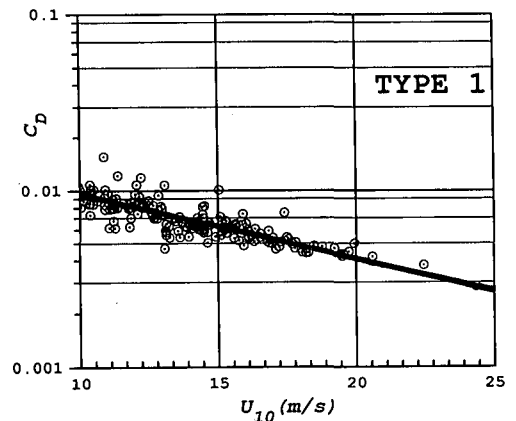


図-4 抵抗係数の定式化

が砕波帯の外にあって、内にあたり変化しているため、沖波波高で整理すればばらつきは小さくなる。

図-6は有義波高と10m高度風速との関係であるが、これにも、波高と風速が一意的に決まらない砕波帯の特性が表われている。いずれにしても、図-3から判断する

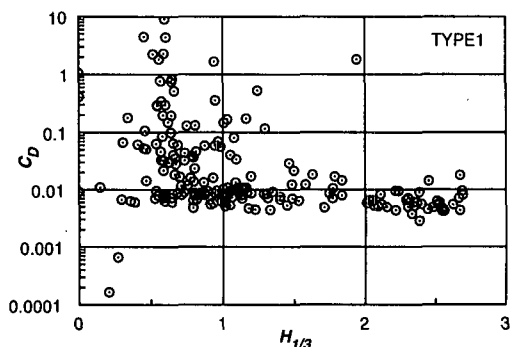


図-5 抵抗係数と有義波高との関係

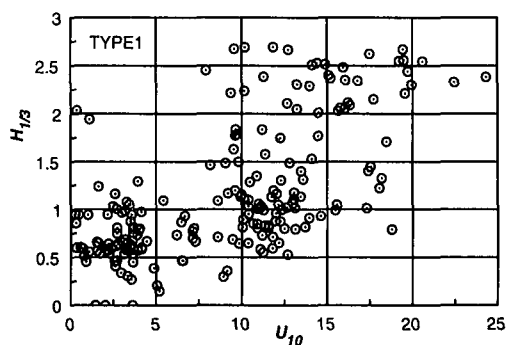


図-6 有義波高と 10 m 高度風速との関係

限りでは、波高そのものが抵抗係数 C_D を決めるパラメータでは無いようであり、沿岸域に達する発達した波浪には波齡等の波浪条件を導入しなくても、風速だけで十分整理できるといえよう。

3. 3次元海浜流のモデル化について

3.1 海浜流の駆動力としての海面せん断応力

強風、高波浪時の海浜流は波浪流と吹送流とで構成されていることが観測事実から明らかになってきたので、海浜流の駆動力として2.で示した浅海域での風のせん断応力を、波浪流とともに考えなければならない。これらの流れはともに3次元性の強いせん断流であるため、これを数理モデルに組み込む場合、海面に作用するせん断応力として定式化できれば好都合である。そこで、波浪流に対しては平均海面に作用する砕波のせん断応力モデルを検討する。

3.2 Surface Roller Model による砕波せん断応力

砕波による平均海面上でのせん断応力を評価する方法としては surface roller model が適していると考えられる。これは砕波を波から流れへの過程に発生する大規模渦 (surface roller) として捉え、この roller のエネルギー散逸により平均海面に海浜流の駆動力としてせん断応力が作用すると考える。すなわち、砕波 surface roller のエネルギー散逸率 D_{iss} が特定できれば、砕波による海面せん断応力 τ_{br} は、波速 c を用いて、次式で与えられる。

$$\tau_{br} = D_{iss}/C \dots \dots \dots (6)$$

モデルのポイントは surface roller のエネルギー散逸率 D_{iss} をどのように見積もるかであり、これには種々のモデル化が考えられる。その一例は Unibest-TC (Delft Hydraulics 1997) で用いられている砕波モデルで、現地に適用されパラメータがかなり明確にされているので実用化の段階であると思われる。このモデルの詳細は省略するが、時間平均波浪場および砕波 surface roller のエネルギーバランスで構成される1階の連立微分方程式系

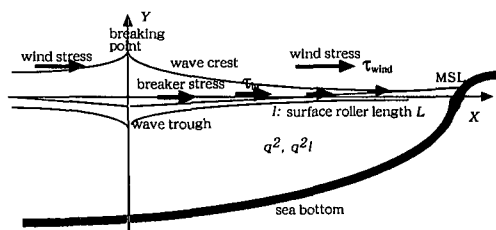


図-7 モデルの構成と変数の定義

から、wave set-up (鉛直積分された運動量式、連続式から求める) とともに、roller の面積または長さスケールを求めるモデルである。これ以外にも砕波に伴う波浪から砕波大規模渦へのエネルギーの移流を記述するモデルは多く提案されているが、現地データに基づく検証が行われていないものが多く、実用レベルのものは少ない。一方、このようなアイデアは外洋における海面せん断応力のモデル化へも拡張すべきであり、風によるもの以外にも風波が砕波することによる海面せん断応力を付加する必要があると考える。

図-7 に砕波帯近傍における平均流場に作用する海面せん断応力のモデル化の概要を示す。強風作用時の海浜流を現象論的に考えてみよう。風のせん断応力 (wind stress) は砕波帯内外の広い範囲に作用し吹送流を発生させる。浅海域では吹送流が発達するに従って、流速の鉛直分布は一様となり、沿岸部の広範囲に渡り岸に平行な流れ (沿岸流) を形成する。一方、砕波によるせん断応力 (breaker stress) は砕波帯内のみで作用し、表層が岸向き、トラフレベル以下で沖向きの岸沖流速分布を形成する。この波浪流による沿岸流への寄与率は、吹送流に比べると小さいと考えられる。このように、強風作用下の海浜流の駆動力としては風によるせん断応力と砕波によるせん断応力と海浜流モデルに導入する必要がある。特に砕波帯内では海浜流の3次元特性が重要になる

ので、流れの鉛直分布を決める信頼できる乱流モデルの導入が必要である。現段階では、乱流モデルとしては近年地球流体のシミュレーションに頻繁に用いられている、Mellow & Yamada (1982) の 2 次オーダーの 2 方程式系モデルの導入が一般的であると考えるので、このモデルに対して平均海面での境界条件を設定できるような波浪変形モデルが望ましい。このような要請に対して、Roller 型の砕波モデルを用いることは、例えば長さスケールに相当した代表量として乱流モデルの境界条件としてリンクできる有利さがある。さらに、平均流場とは式 (6) を介して、風の場合と同様にせん断応力の形式で砕波による平均流への駆動力を与えることができる点でも有効である。すなわち、平均流、乱流の両モデルの海面境界条件に砕波モデルがリンクできるバランスの良いモデル化が可能となる。数値モデルへの具体的な導入例としては、加藤ら (1998) の砕波 surface roller を用いた海浜流の 3 次元数値解析がある。

4. 結 語

海上風の乱流特性の観測値から、砕波帯近傍での強風によって発生するせん断応力の評価式を求めるとともに、これと砕波による平均海面上でのせん断応力を surface roller model で評価する方法とを結合し、海面せん断応力として海浜流の 3 次元モデルに導入する方法を提案した。得られた成果を要約すると以下のようである。

(1) 平均風速が 10 m/s で高さ 10 m の場所では、平均風向のスペクトル密度の $n > 10$ ($f > 1.6$ Hz 以上) の周波数帯で慣性小領域にあることになることから、3 成分超音波風速計 (カイジョー製、サンプリング周波数 10

Hz) を用いて、 $f = 2$ Hz 程度の大気の乱流運動からせん断応力を見積ることができることを示した。

(2) 沿岸域での抵抗係数 C_D は風速だけで整理でき、外洋における C_D に比べ大きな値を持つ。さらに、風速との関係は外洋のものと逆の傾向を示し、風速が大きくなるほど抵抗係数が小さくなる。

(3) 海浜流の 3 次元モデルにおいて、surface roller model および乱流モデルを結合して、砕波による海面せん断応力を評価する方法を提案した。

なお、本研究は京都大学防災研究所特別共同研究、文部省科学研究費基盤研究 (c) (2) (No. 10650504)、および株式会社ニュージェックからの委託研究の一部として行われた。

参 考 文 献

- 加藤 茂・山下隆男・安田孝志・三島豊秋 (1998): 高次乱流モデルとローラー型砕波モデルとを援用した海浜流の 3 次元数値解析, 海岸工学論文集, 第 45 巻 (印刷中)。
- 山下隆男・加藤 茂・路 明・安田孝志・飯野智彦 (1998): ADCP により長期連続観測した海浜流の鉛直分布とその強風、波浪応答特性, 海岸工学論文集, 第 45 巻 (印刷中)。
- Delft Hydraulics (1997): Unibest-TC, 20, Overview of model formulations.
- Mellor, G. L., and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. Rev. Geophys. Space Phys., 20, pp. 851-875.
- Smith, S. D. et al. (1992): Sea surface wind stress and drag coefficients: the HEXOS results. Boundary-Layer Meteorology 60, pp. 109-142.
- Yelland, M. J. et al. (1994): The use of the inertial dissipation technique for shipboard wind stress determination. J. Atmos. Oceanic Technology, 11, pp. 1093-1108.