

3次元物体に作用する砕波波力の直接数値計算

許 東 秀*・水 谷 法 美**

1. 緒 言

近年, 潜堤の建設機会が増えているが, 船舶の安全な航行のため, 潜堤にはその位置を表示する指標が設置されることが多い。従来はブイなどによる指標が一般的であったが, 最近では景観に配慮して自然石や人工石による擬岩を潜堤上に設置する工法が採用され始めている(写真-1参照)。このような擬岩を設置する際, その耐波設計が必要となり, したがって作用外力の精度高い予測が必要不可欠である。作用外力のうち, 波力についてはこれまでに擬岩を理想化した模型を対象にした水理実験が行われ, その最大値は定式化がなされており, また時間変化についても Morison 式の有効性が示されている(水谷・許, 2000)。また同時に明らかにされた抗力係数や慣性力係数と2次元数値計算による水粒子速度, 加速度を Morison 式に代入することによって波力の時間変化の計算も可能であるとされている。

しかし, 擬岩のような構造物は形状が固有であることが特徴であり, したがって水理実験によって得られた波力の最大値や波力係数の汎用性には問題が残されており, 形状の変化に伴う波力の特性の変化などは明らかでない。

また, 本研究の背景である擬岩に限らず, 流れ方向に対して形状の非対称性を有する物体には, 流れの非対称



写真-1 擬岩 (標識岩) の施工例 (福井県勢浜海岸)

性から生じる揚力が作用することになるが, このような揚力の定式化はこれまで行われておらず, 個々に水理実験を行わざるを得ないのが現状である。今後, より自然に近い人工構造物が要求されることが予想され, それに対応するためには規則性のない形状を有する3次元物体に作用する波力, 特に砕波によって引き起こされる大きな波力の予測手法を構築しておくことが海岸工学上極めて重要な課題である。

本研究は, 抗力係数や慣性力係数のような実験に依存する経験係数, さらには Morison 式のような経験式を全く使わずに波力を求める手法として, 3次元数値波動水槽を用いた波力の直接数値計算による予測手法の開発を行うことを目的とする。そして, 模型実験を行って構造物に作用する波力を計測し, 直接数値計算手法による波力の予測手法の妥当性と有効性を明らかにする。

2. 水理模型実験

実験を名古屋大学工学研究科土木工学教室の二次元鋼製造波水槽 (長さ 30 m, 幅 0.7 m, 高さ 0.9 m) で行った。水槽内に, 一様勾配 1/30 の不透過木製斜面を設置し, その上に天端幅 1 m, 岸側・沖側ともに法面勾配が 1/3 の潜堤を金網と石により構築した。なお, 潜堤の法先水深 h_t を 20 cm, 天端水深 R を 4 cm で一定とした。

構造物模型は, これまでの施工例や数値解析結果との比較を考慮して, 四角錐台 (上面 4 cm×4 cm, 底面 12 cm×12 cm, 高さ 10 cm) と直方体 (底面 12 cm×12 cm, 高さ 10 cm) の二種類を採用した。

これらの構造物を水槽に鋼製棒を介して固定した三分力計に底面の一辺が波峰と平行になるように取り付けられた状態で波を作用させ, 波進行 x 方向の波力 F_x と鉛直 z 方向の波力 F_z を計測した。なお, 三分力計の位置を変化させて潜堤天端上の 7 ヶ所で波力の計測を行った。発生波は周期 $T_i=1.0$ s の規則波とし, 波高 H_i を,

- (A) 非砕波の場合 (構造物の岸側で砕波する場合も含む)
- (B) 構造物の中心位置で砕波する場合
- (C) 構造物の前面で砕波し, 衝撃力が作用する場合
- (D) 砕波後の波が作用する場合

* 正会員 博(工) 名古屋大学大学院助手 工学研究科土木工学専攻
** 正会員 工 博 名古屋大学大学院助教授 工学研究科土木工学専攻

の4つの典型的な状況が含まれるよう数種類変化させた。

また、構造物側方で水位変動と潜堤天端上1cmにおけるxとz方向の流速の計測も併せて行った。計測は静水状態から約1分間行い、計測した水位変動、流速、波力の時間変化を2kHzでAD変換し、パソコンに取り込んで解析に使用した。

3. 数値計算法

3.1 基礎方程式

一様勾配の不透過斜面上に設置された透水性潜堤の天端に三次元物体を置いた場合の波動場を、砕波と潜堤の透水性の影響を考慮できるようにVOF法にポーラスボディモデル(楠山・鹿島, 1992)を組み合わせた数値解析を行った(許, 2000)。基礎方程式は式(1)に示す3次元非圧縮性流体の連続式と、式(2)~(4)に示す運動方程式、および自由表面の形状を模擬するためのVOF関数Fの移流方程式(式(5))である。ただし、造波ソースによる無反射造波を行うため、式(6)に示すソースに奇因する項が式(1)~(5)の右辺に加わっている。

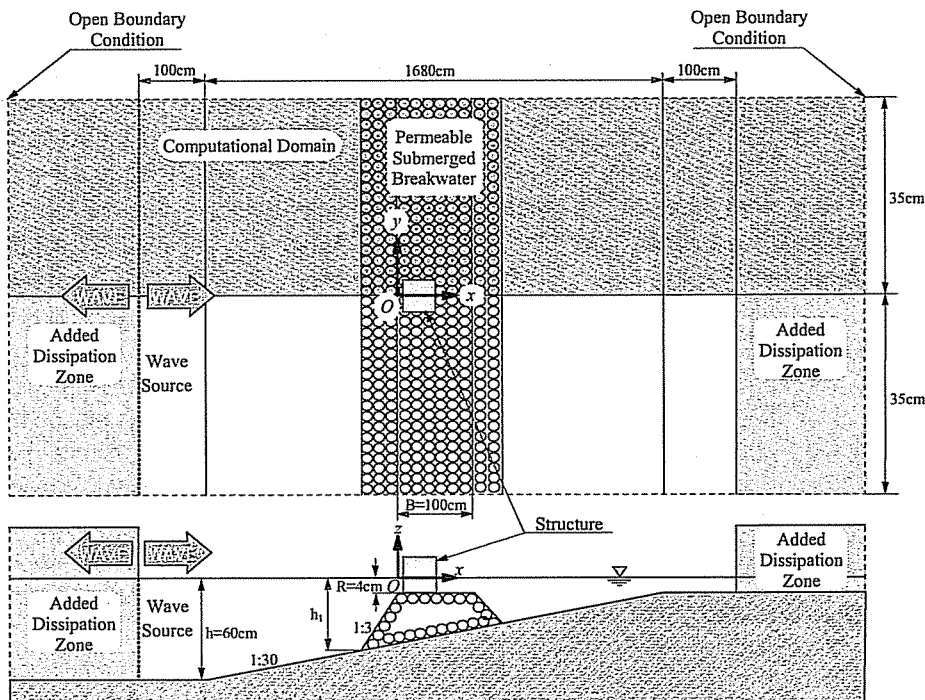
$$\frac{\partial(\gamma_x u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_y u)}{\partial y} + \frac{\partial(\gamma_z w)}{\partial z} = q^* \dots\dots\dots(1)$$

$$\begin{aligned} &\gamma_v \frac{\partial u}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial u}{\partial x} + \gamma_y v \frac{\partial u}{\partial y} + \gamma_z w \frac{\partial u}{\partial z} \\ &= -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - M_x - R_x + \frac{1}{\rho} \\ &\quad \cdot \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zx}}{\partial z} \right) - \frac{2v}{3} \frac{\partial \gamma_z q^*}{\partial x} \end{aligned} \dots\dots\dots(2)$$

$$\begin{aligned} &\gamma_v \frac{\partial v}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial v}{\partial x} + \gamma_y v \frac{\partial v}{\partial y} + \gamma_z w \frac{\partial v}{\partial z} \\ &= -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - M_y - R_y + \frac{1}{\rho} \\ &\quad \cdot \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zy}}{\partial z} \right) - \frac{2v}{3} \frac{\partial \gamma_y q^*}{\partial y} \end{aligned} \dots\dots\dots(3)$$

$$\begin{aligned} &\gamma_v \frac{\partial w}{\partial t} + \gamma_x u \frac{\partial w}{\partial x} + \gamma_y v \frac{\partial w}{\partial y} + \gamma_z w \frac{\partial w}{\partial z} \\ &= -\gamma_v \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \gamma_v g - M_z - R_z + \frac{1}{\rho} \\ &\quad \cdot \left(\frac{\partial \gamma_x \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \gamma_y \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \gamma_z \tau_{zz}}{\partial z} \right) - \frac{2v}{3} \frac{\partial \gamma_z q^*}{\partial z} \\ &\quad - \beta w \dots\dots\dots(4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\frac{\partial(\gamma_v F)}{\partial t} + \frac{\partial(\gamma_x F u)}{\partial x} + \frac{\partial(\gamma_y F v)}{\partial y} + \frac{\partial(\gamma_z F w)}{\partial z} \\ &= F q^* \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$



図一 3次元数値波動水槽

$$q^* = \begin{cases} q(y, z, t)/\Delta x_s & : x = x_s \\ 0 & : x \neq x_s \end{cases} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 u, v, w : それぞれ x, y, z 方向の流速成分、 $q(y, z, t)$: 造波位置 $x = x_s$ でのわき出し強さ、 $\Delta x_s : x = x_s$ での x 方向のメッシュ長さ、 t : 時間、 g : 重力加速度、 ρ : 流体の密度、 F : VOF 関数 (流体の体積率)、 β : 付加減衰領域でのみ正の値を持つ減衰係数、 γ_0 : 体積空隙率、 $\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z$: それぞれ x, y, z 方向の面積空隙率 (本計算では均一媒体を仮定し、実験で使用した模型潜堤の空隙率を用いて $\gamma_0 = \gamma_x = \gamma_z = 0.36$ とした)、 τ : セン断応力、 ν : 動粘性係数である。また、 $M_x, M_y, M_z, R_x, R_y, R_z$ は流体抵抗の項 (榊山・鹿島, 1992) を表し、それぞれ M_x, M_y と M_z は構造物から受ける慣性力項、 R_x, R_y と R_z は抗力項の x, y, z 成分である。なお、数値計算で使用する慣性力係数 C_M と抗力係数 C_D には、球の場合の係数 $C_M = 1.5, C_D = 0.5$ を用いた。

図-1 に本数値計算で用いた 3 次元数値波動水槽を示す。図-1 に示すように、解析対象領域の岸沖両端に付加減衰領域を、解析対象領域と付加減衰領域の接続する沖側位置に造波ソースを設けた。また、水理実験で潜堤上の擬岩中心線に対しほぼ対称な現象が認められたこと、さらに計算時間の短縮と計算機容量の軽減を考えて、線に対称条件 (slip 条件) を課すことにより、解析領域の中心線に対して片側 (図-1 中の上半断面) のみを計算対象領域とした。そしてこの計算領域に 3 次元の staggered mesh を採用して基礎方程式の差分近似を行った。

3.2 境界条件及び安定条件

a) 自由表面境界条件

流速の境界条件：流速の境界条件には、表面に平行な流速の境界条件と表面に垂直な流速の境界条件がある。前者の場合、流体が存在するセル界面の流速を該当するセル界面にコピーすることにより、すなわち自由表面での流速の勾配は 0 であるという境界条件を用いる。後者の場合は表面セルで連続方程式を満足するように流速の値を決める。

圧力の境界条件：一般的に表面セルにおける圧力の定義位置は実際の自由表面の位置と異なるため、表面セル

の圧力の定義位置と流体セルの圧力の定義位置の 2 点間で圧力を線形近似する。

b) 斜面の境界条件

海底斜面の境界条件については、斜面全体に接線方向 slip 条件 (式 (7)) と法線方向不透過条件 (式 (8)) を適用した (Petit ら, 1994)。

$$\frac{\partial u_s}{\partial n} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

$$u_n = 0 \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 s と n はそれぞれ不透過表面の接線方向と法線方向を表す。式 (7) と式 (8) に unit vector 成分 n_x, n_z を用いて整理すると次のようになる。

$$n_x^2 \frac{\partial w}{\partial x} - n_z^2 \frac{\partial u}{\partial z} - n_x n_z \left(\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \dots\dots\dots (9)$$

$$n_x u + n_z w = 0 \dots\dots\dots (10)$$

図-2 に示すように、斜面上の●に対する slip 条件と不透過条件を満たすために、図中に示した 6 つの流速成分が用いられる。すなわち、図中点線の矢印で表してある二つの仮想速度は未知であるので、式 (9) と式 (10) を用いればよいことになる。

図-3 は、斜面に対する処理方法を検証するために、実線で示した底面上の 2 次元波動場における流速分布を式 (9) と式 (10) の境界条件を用いて計算した結果の一例であり、縦軸と横軸はそれぞれ方向と方向のセル節点番号である。同図から、流速 vector が斜面に沿っていることが確認できる。すなわち、斜面の処理方法に対する妥当性が検証されたと考えられる。

一方、差分法における造波ソースの与え方と付加減衰領域による開境界条件は、川崎 (1998) に倣った。

また、構造物表面の境界条件としては、法線方向に対して不透過条件を、接線方向に対して slip 条件を採用した。

c) 安定条件

計算の時間間隔は $\Delta t = 0.001$ 秒としたが、砕波に伴う強い流れが生じる現象であり、計算が不安定にならない

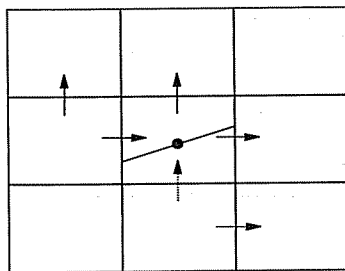


図-2 仮想速度成分

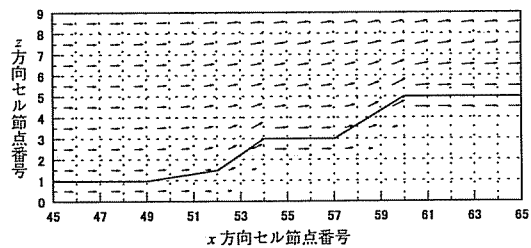


図-3 斜面に対する境界条件の検証流速 vector

よう安定条件を与えて時間間隔の確認を行いながら計算を行った。

3次元の流体運動の場合の安定条件には、以下に示すような移流項から生ずる CFL 条件式 (11) と、拡散項から生ずる拡散不安定条件式 (12) を用いた。

$$\Delta t < \min\left(\frac{\Delta x_i}{|u_{i,j,k}|}, \frac{\Delta y_j}{|v_{i,j,k}|}, \frac{\Delta z_k}{|w_{i,j,k}|}\right) \dots\dots\dots (11)$$

$$\nu \Delta t < 0.5 \left(\frac{1}{\frac{1}{\Delta x_i^2} + \frac{1}{\Delta y_j^2} + \frac{1}{\Delta z_k^2}} \right) \dots\dots\dots (12)$$

4. 結果と考察

既述の数値計算手法により潜堤上の構造物に作用する

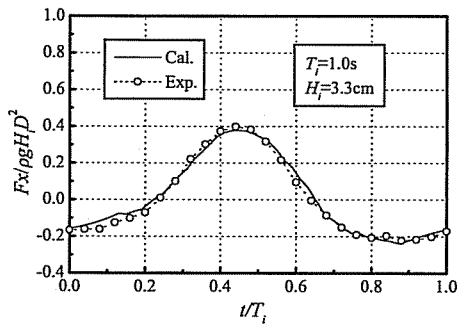
波力の直接数値計算を行ったのでその結果について以下に考察する。なお、本研究では、すべて直交格子に基づいて差分化を行い、計算格子の大きさを x, y, z 方向にそれぞれ $2\text{ cm} \times 2\text{ cm} \times 1\text{ cm}$ とした。

4.1 直方体

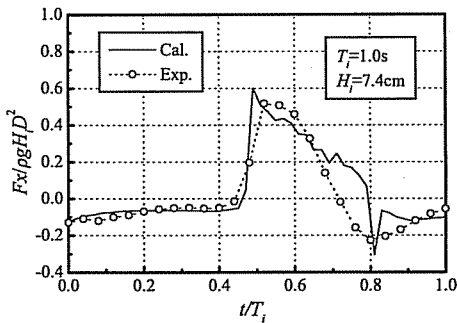
図-4に潜堤上の直方体に作用する波進行方向波力 F_x の計算値と実験値を比較した結果を示す。なお、図-4(a)は非碎波の場合の波力、(b)と(c)は構造物直前で碎波し、衝撃的な碎波力が作用する場合の波力にそれぞれ対応する。なお、計算値は直方体沖側と岸側の表面上の作用圧力に方向余弦をかけ、その瞬間の没水面全体にわたって積分して求めた。

まず、図-4(a)より、非碎波の場合、 F_x の計算値と実験値は非常に精度よく一致していることが分かる。VOF 法の計算手法の妥当性はこれまでにも多くの研究者(例えば、川崎, 1998)によって検証されているが、三次元の波動場に対しても流速や水位変動のみならず圧力も精度高く再現可能であることがここから確認できる。

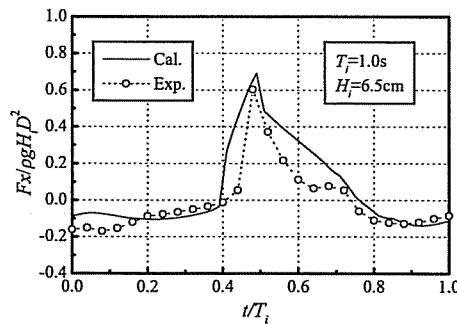
一方、図-4(b)に示す $x/L_i=0.111$ の場合と、(c)に示す $x/L_i=0.176$ の場合の衝撃的な碎波力の時間変化については、計算値は波力の立ち上がりの位相が実験値より若干早いこと、逆に波力が低減する時間が若干長いこと、など実験値の時間変化とは若干差が見られる。しか



(a) $x/L_i=0.046$ (非碎波)

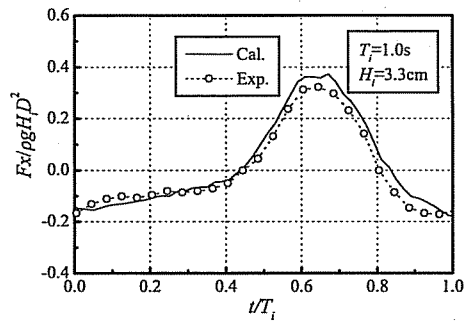


(b) $x/L_i=0.111$ (碎波)

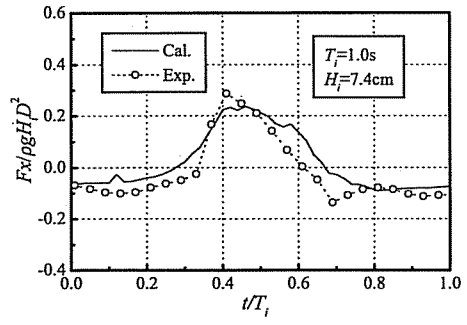


(c) $x/L_i=0.176$ (碎波)

図-4 波力の計算値と実験値の比較 (直方体)



(a) $x/L_i=0.111$ (非碎波)



(b) $x/L_i=0.111$ (碎波)

図-5 波力の計算値と実験値の比較 (四角錐台)

し、工学的に重要とされる砕波波力のピーク値と沖向き波力の最大値に着目すれば計算値は実験値を精度よく再現していると見なせる。計算値と実験値の間で時間変化に差が生じるのは計算格子が大きいことに依存すると考えられる。ここで対象とした砕波の場合、かなり急峻に立ち上がった波峰が崩れるような砕波であるが、本研究で採用した2 cm×2 cm×1 cmの計算格子ではこのような空間的な変化の大きい波形の細部までを忠実に再現することは困難であるため、このような差が生じたと考えられる。

4.2 四角錐台

次に、計算格子に斜めの面を持つ四角錐台に対する計算について考察する。本計算の直交格子でこのように鉛直に対して傾斜を有する形状をそのまま扱えないため、ここでは最も簡便な手法として計算上の構造物の形が対象とする四角錐台に最も近いような階段状の構造物に近似して計算を行った。

図一5に、四角錐台に対する水平方向波力 F_x の計算値と実験値の比較を示す。なお、図一5(a)は非砕波の場合の波力、(b)は衝撃的な砕波力が作用する場合の波力の時間変化にそれぞれ対応する。

図一5(a)の非砕波の場合、直方体と比べると精度は若干落ちるものの計算値は実験値を非常によく再現していることが確認できる。一方、図一5(b)の砕波の場合、直方体の場合と同様に、波力の立ち上がりの位相が計算値が実験値よりも早いこと、波力の低減が計算値の方が実験値よりも遅いこと、また、実験値のピーク値を若干過小評価しているなど、実験値との差は認められるものの、実験で計測された波力の全般的な時間変化を十分再現していると判断できる。

図一4と図一5を比較すると明らかなように、直方体の場合に比べて四角錐台に対する計算値の精度は若干悪くなるが、これは、前述したように、四角錐台を階段状の格子で近似しており、実験で対象とした形状と異なっていることに起因すると考えられる。特に計算機容量と計算時間の都合上、四角錐台の最大辺長が12 cmであるのに対し、水平方向の格子の大きさが2 cmと大きくなっており、必ずしもなめらかな形状で四角錐台を近似できていないためであると考えられる。この点については、計算機環境の進展と共に改善されると期待される。特に、水塊が構造物に衝突するときの表面セルの分類によって圧力の積分値が変化することは容易に予想され、した

がってメッシュの間隔を細かくすれば衝撃的な砕波力の時間変化の位相についてもより精度よく再現できると考えられる。

5. 結 論

以上、一様斜面上に設置された透過性潜堤上の三次元構造物に作用する波力の直接数値計算手法を提案し、水理実験で計測した波力と比較することによりその妥当性を検証した。現有の計算機資源の制約により必ずしも十分に小さい計算格子での計算は行えなかったが、非砕波の場合は非常に精度高い波力の予測が可能であることが確認できた。また、砕波力の場合も、波力の位相に若干の差異はあるものの最大値については計算値は良好に実験値を再現できることが判明した。したがって、本研究で提案した3次元数値波動水槽を用いることにより、抗力係数や慣性力係数のような経験的な係数や Morison 式のような経験式を使わなくとも潜堤上の三次元構造物に作用する砕波力の時間変化の予測が可能になったと言える。

波力に関しては、波峰方向の波力成分の算定手法に大きな課題が残されていたが、本計算手法は計算機時間と容量以外をのぞけば構造物の形状についての制約はほとんどなく、非対称な構造物に作用する揚力の直接数値計算も可能であると考えられる。今後、揚力に対する検証を行うと共に本手法の適用性についてさらに検討を加えていく所存である。

本研究は、(財)掘情報科学振興財団の研究助成を受けて行われたものであり、ここに記して謝意を表す。

参 考 文 献

- 川崎浩司 (1998): 潜水構造物による砕波変形と再生過程に関する基礎的研究, 名古屋大学大学院学位論文, 186 p.
- 梶山 勉・鹿島遼一 (1992): ポーラスボディモデルによる透過性防波堤周辺の波動解析手法の開発, 電力中央研究所報告書, 48 p.
- 許 東秀 (2000): 潜堤による多方向不規則波の砕波特性と潜堤上の構造物に作用する波力特性に関する基礎的研究, 名古屋大学学位論文, 177 p.
- 水谷法美・許東秀 (2000): 潜堤上の構造物に作用する波力とその算定法に関する研究, 土木学会論文集, No. 656/II-52, pp. 193-204.
- Petit, H. A. H., P. Tonjes, M. R. A. van Gent and P. van den Bosch (1994): Numerical simulation and validation of plunging breakers using a 2D Navier-Stokes model, Proc. 24th ICCE, Vol. 1, pp. 511-524.