

多段安定化 MPS 法による津波波力に関する研究

Study of Tsunami Force used by Stabilized MPS method

高梨和光¹・西本安志²・入部綱清³・遠藤和雄⁴
土屋雅徳⁴・藤間功司⁵・荻原洋聡⁶・佐藤紘志⁷

Wako TAKANASHI, Yasushi NISHIMOTO, Tsunakiyo IRIBE, Kazuo ENDO
Masanori TSUCHIYA, Koji FUJIMA, Yousou OGIHARA and Hiroshi SATO

This paper describes Tsunami force for the countermeasure of tsunami based on the wall structure. At the design stage of the tsunami wall structure, we are employed the advanced Moving Particle Semi-implicit method. This tsunami wall structure is given the capacity of shock pressure with the tsunami wave by the shock absorber on the connecting points. This countermeasure is taken to protect the important facilities from the tsunami disaster.

1. はじめに

2004 年インド洋大津波は被災地域がインド洋沿岸の国々に及んだ。高梨 (2005), 後藤 (2005), 高梨ら (2006) は津波災害が浸水による被害だけではなく, 津波による構造物の破壊や漂流被害等が多数発生したことを確認している。日本においても, 東海, 東南海や南海地震等による巨大津波の来襲が懸念されており, 沿岸地域の重要港湾, 生産施設やエネルギー関連施設等の重要施設に対して同様な被害が想定される。特に, 被害の影響が大きい重要施設の場合は設置場所に制約があるとしても, 津波による浸水被害だけでなく, 破壊力のある津波波力に対しても十分に対抗できる性能を有する津波防護構造物が必要である。

本研究は壁体構造の津波防護構造物の設計に必要な津波波力や波圧分布を多段安定化 MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法で解明し, それに基づき最適な壁体構造の津波防護構造物を提案するものである。

2. 被害分析による壁体構造物の津波遮蔽効果

写真-1 は後藤 (2005) による 2004 年インド洋大津波でのセメント工場の津波被災写真である。頑丈なプラント構造物が津波被害を受けても, 漂流せずに残っていることが確認できる。この結果は頑丈な壁体構造が津波遮蔽効果を有していることを示している。設置場所に制約がある重要施設では重力式堤体である既存の防浪堤の設置が難しいが, 壁体構造なら狭い設置場所でも建設が容

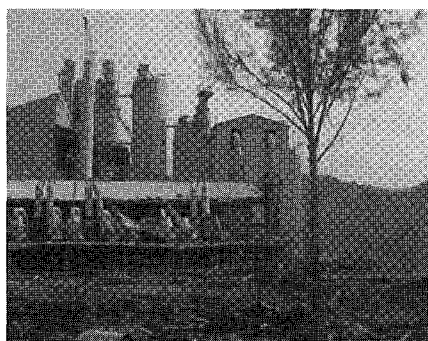


写真-1 後藤 (2005) によるセメント工場津波被災写真

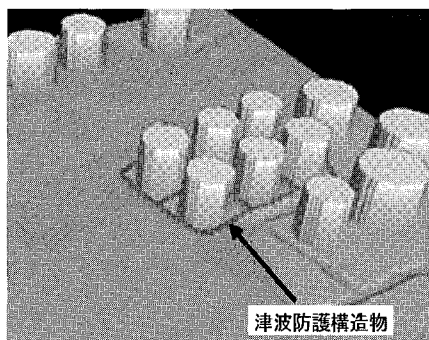


図-1 津波遡上解析による津波防護構造物の遮蔽効果

易である。図-1 は重要施設の貯油タンク周辺に設置した壁体構造の津波防護構造物による遮蔽効果を検討した津波遡上解析である。津波防護構造物を設けていないタンク群に津波が来襲し, 津波防護構造物を設置した図手前タンク群は津波被害を免れていることが確認できる。

3. 津波波力解析のための多段安定化 MPS 法

重要施設の津波防護構造物を設計する場合, 津波波力が必要である。本研究では Koshizuka ら (1996) が開発した MPS (Moving Particle Semi-implicit) 法を改良

1 正会員 工博 清水建設(株)
2 正会員 博(工) シバク工業(株)
3 正会員 修(工) プロメテック(株)
4 正会員 修(工) 清水建設(株)
5 正会員 工博 防衛大学校 教授
6 海上自衛隊
7 正会員 工博 防衛大学校 元教授

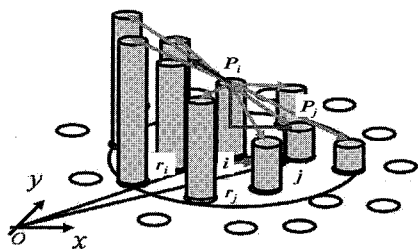


図-2 影響半径と粒子上の差分近似

して津波波解析を行なう。

(1) MPS法の有限体積法による離散化

MPS法の圧力振動が生じるという問題を解決するため、有限体積法で離散化して理論的に検討する。数値が粒子上で定義されているため、有限体積法による離散化では不連続関数の積分を扱う Lebesgue 積分を採用する。流速や圧力は粒子中心で δ 関数によって値が定義される。

図-2に示される重み関数(影響半径)内にある粒子群に着目すると、着目するセル(粒子)に対する隣接するセル(粒子)に重みを乗じた非構造格子での差分近似による離散化式(1)ができる。

$$\frac{1}{n_0} \sum_{E:w_n} \int w_n Df(\vec{u}, p) dV \\ = \frac{1}{n_0} \sum_{j=1}^n [w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) {}_a D_{ij} f_i(\vec{u}, p)] \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 n は粒子数、 n_0 は影響半径内の粒子数、積分 E は Lebesgue 積分で積分領域は w_n の重み関数である。 $Df(\vec{u}, p)$ は Navier-Stokes の方程式と連続の方程式を採用し、 $\vec{u}$ 、 p は δ 関数で記述される流速ベクトルと圧力で、 ${}_a D_{ij} f_i(\vec{u}, p)$ は粒子間での差分近似を意味している。式(1)は支配方程式に重み関数 w を乗じ、粒子ごとで積分し、すべての粒子について総和したものである。Navier-Stokes 方程式の離散化された微分演算子は粒子 i と近傍粒子 j との粒子間相互作用モデルと等価になる。

$$\frac{1}{n_0} \sum_{E:w_n} \int w_n \nabla p dV \\ = \frac{d}{n_0} \sum_{j=1}^n \frac{w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) (p_j - p_i) (\vec{r}_j - \vec{r}_i)}{|\vec{r}_j - \vec{r}_i|^2} \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{1}{n_0} \sum_{E:w_n} \int w_n \nabla^2 \vec{u} dV = \frac{2d}{\lambda n_0} \sum_{j=1}^n w(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) (\vec{u}_j - \vec{u}_i) \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 w_n は重み関数で粒子間距離 r で表される。

$$w_n(r) = \frac{r_e}{r} - 1 \quad (r \leq r_e, \text{otherwise: } 0) \dots\dots\dots (4)$$

ここで、 r_e は粒子間相互作用の及ぶ範囲の半径で、粒子数密度 n_i は重み関数 w_n を用いて定義される。

$$n_i = \sum_{j \neq i} w_n(|\vec{r}_j - \vec{r}_i|) \dots\dots\dots (5)$$

このとき、総和は粒子 i とその近傍粒子 j との重み関数の和を表わし、 $\vec{r}$ は位置ベクトルである。

有限体積法では隣接するセルは必ず存在するが、MPS法による有限体積法ではセルに対応する粒子が動くので着目するセル(粒子)に隣接するセル(粒子)がいるとは限らない。この有限体積法による離散化は不連続な流速や圧力でも積分としては意味があり、領域法で用いられている安定性解析で圧力振動の検討ができることを示している。

(2) 時間方向の離散化に起因する圧縮性と圧力振動

MPS法では圧力の方程式を満足させ、非圧縮性流れとしてモデル化しているが、高次の圧力振動が発生する。この圧力振動は高周波成分が卓越しており、設計に用いるべき津波波圧の時間スケールではない。この現象を安定性解析で分析し、圧力振動の除去法について検討する。

最初に、Navier-Stokes の方程式から圧力項を除いた式(6)を陽的に計算する。

$$\frac{\Delta \vec{u}_i^*}{\Delta t} = \nu \nabla^2 \vec{u}_i^n + \vec{F} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、式(6)の $\vec{u}_i^*$ は仮想流速ベクトル、 $\vec{u}_i^n$ は n ステップの流速ベクトルで、 ν は動粘性係数、 ∇^2 は Laplacian、 $\vec{F}$ は外力ベクトルである。仮想の座標 $\vec{r}_i^*$ は最初の座標 $\vec{r}_i^n$ に仮想流速ベクトルに時間刻み Δt を乗じたものを加えて求める。次に、仮想の座標 $\vec{r}_i^*$ での粒子数密度 n^* を求めると密度が一定になる条件を満たさず、初期粒子数密度 n_0 とは一致しない。仮想の座標 $\vec{r}_i^*$ で得られた粒子数密度 n^* と初期粒子数密度 n_0 の差より、式(7)より圧力 P_i^{n+1} を求め、式(8)から修正速度ベクトル $\vec{u}_i'$ を計算する。

$$\nabla^2 P_i^{n+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n_0}{n_0} \dots\dots\dots (7)$$

$$\vec{u}_i' = -\frac{\Delta t}{\rho} \nabla P_i^{n+1} \dots\dots\dots (8)$$

最後に、式(8)より求めた修正速度ベクトル $\vec{u}_i'$ を仮想の速度ベクトル $\vec{u}_i^*$ に加えて $n+1$ ステップの流速ベクトル $\vec{u}_i^{n+1}$ を求める。同時に、修正される変位量 $\vec{u}_i' \Delta t$ を仮想の座標 $\vec{r}_i^*$ に加えて $n+1$ ステップの座標 $\vec{r}_i^{n+1}$ を求め、1ステップの計算を終了する。MPS法では粒子数密度 n^* が一定に保たれる条件式(9)を式(7)で課すことで非圧縮性を満足するように計算を行なっている。

$$n_i^* = n_0 \dots\dots\dots (9)$$

このとき、式(7)を導くときに、密度 ρ と粒子数密度 n の関係式(10)、密度変化 $\Delta \rho$ をわずかに容認した連続の方程式(11)を用いている。

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = \frac{n_0 - n_i^*}{n_0} \dots\dots\dots (10)$$

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta t} + \rho \operatorname{div}(\vec{u}_i) = 0 \quad (11)$$

しかしながら、式(11)の関係式を用いているため、密度数が一定の条件式(9)を課してはいるものの、密度変化をわずかに容認した定式化になっている。

(3) 圧力振動を抑制する多段安定化手法

圧力 p の時間的空間的振動を式(12)のように設定する。

$$p = p_0 \sin \omega t \sin k_x x \sin k_y y \quad (12)$$

式(7)を式(8)、式(9)と式(10)と式(12)に代入して変形すると式(13)が得られる。

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \rho c^2 \operatorname{div}(\vec{u}_i) \quad (13)$$

ここで、 c は波速である。式(13)は圧縮性流体の連続の方程式であり、MPS法では非圧縮性の流体として定式化しているが、粒子数密度 n^* が一定の条件では影響半径内にある粒子の非圧縮性の条件としては十分でなく、圧縮性が生じる。このため、圧力振動が抑制された圧力 p を求めるため、計算スキームに圧縮性を除去する安定化が必要になる。

圧力振動に対する安定化として、式(12)に示す調和振動を末吉ら(2002)は時間および空間平均化で除去しているが、本研究では計算時間がかかる空間探索が必要な空間平均を用いずに、時間平均のみを採用する。時間間隔は0.002sであるが、任意の時刻の圧力は前後0.05sの平均と定義して評価する。圧力 p は式(12)のような単純な調和振動でなく、高次成分の振動の重ね合わせになり、時間方向の平均化操作で圧力振動を除去しきれないことがある。このため、圧力振動の時間平均で除去できない成分を中央値平滑化で除去するという多段安定化を行なう。

4. 多段安定化 MPS 法による津波防護構造物の解析

(1) 多段安定化理論の解析による検証

津波防護構造物に対する津波による波力評価のため、谷本ら(1984)と有川ら(2005)が行なった水槽実験との検討を行なう。水槽は全長40m、水深1m、スロープ勾配1/30、1/50の水路である。本研究では、津波の

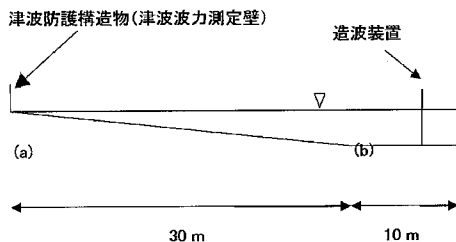


図-3 津波防護構造物に対する津波解析モデル

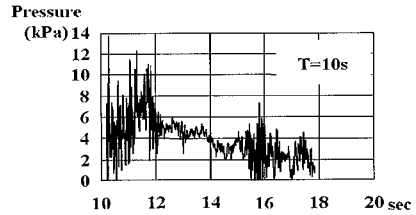


図-4 時間平均による圧力変動

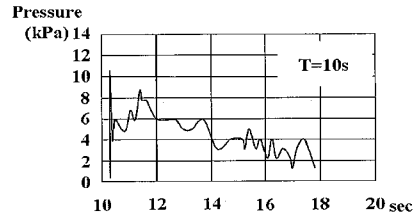


図-5 時間平均と中央値平滑化による圧力変動

影響が長さ方向に一樣と仮定し、2次元解析を行なう。

図-3の(a)は防護壁の前面波高、(b)は沖合い波高測定位置であり、防護壁から(a)0.02m、(b)30mの位置である。造波方法は造波装置である板に初期位置から左方向へ最大4m押出した後、元の位置に戻る強制変位を正弦的に与え、周期 T を10s、15s、20s、25sおよび30sの5ケースを検討する。MPS法で使用した粒子数70148個、初期粒子間距離0.02m、時間増分0.002s、粒子間相互作用に用いる近傍粒子検索半径は初期粒子間距離の4.0倍とする。

図-4は周期 $T=10$ sの津波が津波防護構造物に衝突したときの構造物底部での時間平均による安定化を行なった圧力変動、図-5は図-4の圧力振動に中央値に対する平滑化を行なった結果である。この多段安定化により、津波の波圧が衝撃波圧と重複波圧に分けられることが確認でき、衝撃波圧と重複波圧の大きい方を最大津波波圧として津波対策工の設計を行なうことができる。この衝撃波圧は衝突直後に高いピークを示しており、構造物部材に亀裂を生じる要因になるので、構造的に衝撃を緩和する対策が必要になると考えられる。一方、重複波圧は衝撃波圧が発生してから、約1s後に大きくなって消散していくのが確認でき、構造物の滑動や転倒の要因になる波圧と考えられる。このように、安定化MPS法が津波波力解析に有効な手法であることがわかる。

(2) 津波波力解析と水槽実験との検証

本解析より得られた防護壁の沖合波高、前面波高と圧力の関係を定量的に評価する。実験水路のスロープ勾配が1/30の場合を図-6、スロープ勾配が1/50の場合を図-7に沖合波高と圧力、前面波高と圧力の関係を示す。解析では圧力 p に時間方向での平均化操作で圧力振動を除去し、圧力変動の幅を実線、中央値平滑化による値を

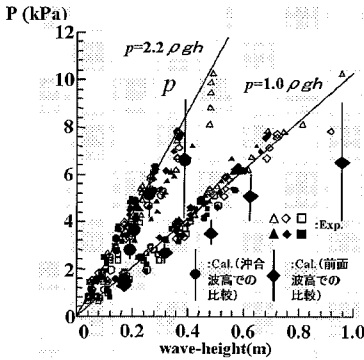


図-6 津波防護構造物への衝突
(スロープ勾配 1/30)

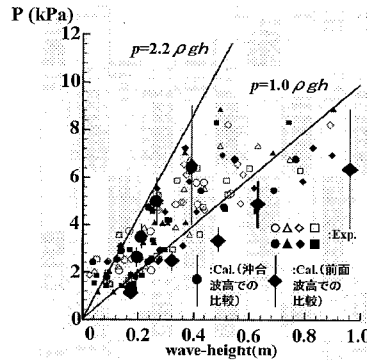


図-7 津波防護構造物への衝突
(スロープ勾配 1/50)

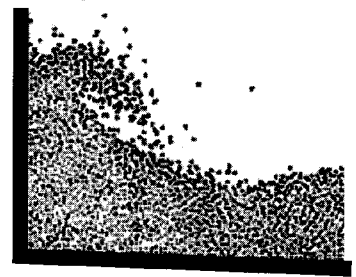


図-8 津波の津波防護構造物への衝突
挙動 (津波造波から 11s 後)

丸印と菱形で示した。本解析結果は図-6 に示す実験水路のスロープ勾配が 1/30 の場合だけでなく、図-7 に示す実験水路のスロープ勾配が 1/50 の場合でも、谷本ら (1984) が提案した算定式と良く一致している。さらに、図-6 と図-7 の前面波高と圧力の関係も有川ら (2005) との結果と全体的に一致していることが確認できる。したがって、中央値平滑化の圧力は有効であり、これ以降の結果は中央値平滑化による圧力を示す。図-6 のスロープ勾配が 1/30、図-7 のスロープ勾配が 1/50 でも、実験と本解析結果が同様な傾向を示すので、緩勾配斜面では津波波力に大きな変化がないものと考えられる。

図-8 は周期 T を 10 s とした場合の、津波防護構造物への衝突直後 (津波造波から 11 s 後) の結果である。津波が津波防護構造物に衝突し、反射して舞い上がった波が後方に巻き込んでいく一連の物理的な過程が各粒子の動きによって忠実に再現されている。特に、津波防護構造物により激しく砕波した波形変形に対しても、粒子単位で追跡できる利点は、予め設定した計算領域とその格子範囲外には追従できない従来の計算方法を凌ぐ方法であると考えられる。予め設定した計算領域外においても波の追跡が可能な計算方法であるため、津波と漂流物の連成問題等の広範囲な応用解析が期待できる。

(3) 津波の浅水変形と鉛直方向の波圧分布

スロープ勾配が 1/30、周期 $T=10$ s の津波の浅水変形と鉛直方向の波圧分布の検討を行なう。図-9 は津波防護構造物から 0.02 m、10 m、20 m および 30 m 地点の時刻歴波高から求めた津波の浅水変形である。津波の高さが約 3 倍程度であり、津波が津波防護構造物直前に急に競り上がりながら衝突していく海面形状の変形プロセスがリアルに再現されていることが確認できる。

図-10 は津波が津波防護構造物に衝突してから 1 s 後の重複波圧の鉛直分布で、有川ら (2005) の実験水路のスロープ勾配が 1/30、1/50 の最大津波波圧を黒い菱形と丸印、重複波圧を白い菱形と丸印で示す。一点鎖線は

3 倍と 2.2 倍の静水圧形状である。上部の圧力は津波のスプラッシュによるもので静水圧程度の圧力が作用し、下部の圧力は静水圧の 2.2 倍程度である。圧力分布は上部より下部が大きく膨らんだ壺のような形状の重複波圧が作用することが確認でき、有川ら (2005) との実験とも良く一致している。このように重複波圧の下部が大きく膨らんでいるため、スクレーパーのように構造物基礎を削ぎ落とすような津波の破壊力が発生するものと考えられる。

図-11 は津波が津波防護構造物に衝突してから 0.5 s ごとの津波波圧の鉛直分布モードである。津波波圧を実線、比較のために点線は 3 倍と 2.2 倍の静水圧で示している。衝突した直後の波圧は上部、中部と下部に極大値があるモードである。上部の圧力は衝撃によるスプラッシュによるもので時間の経過とともに減衰している。中部と下部での圧力の極大値は重複波圧によるもので、圧

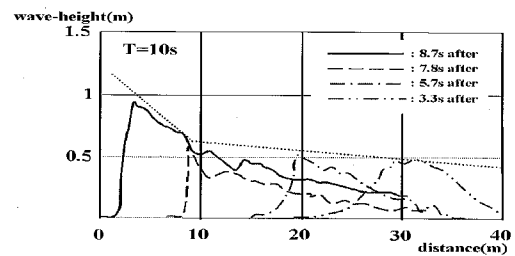


図-9 津波の浅水変形

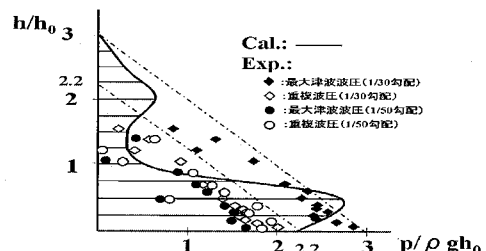


図-10 津波衝突後の波圧の鉛直分布

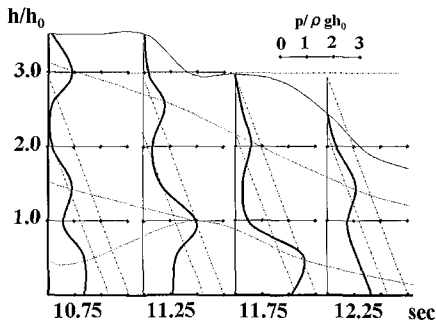


図-11 津波波圧の経時変化

力脈動によって時間が経つにつれて中部での圧力が下部での圧力に合体して大きく一つになっていく様子が確認できる。

5. 緩衝型津波防護壁による津波対策工

解析結果と水槽実験より、重複波圧だけでなく衝撃波圧に抵抗できる壁体構造の津波防護構造物が必要であることが確認できた。具体的な構造形式としては、重複波圧に対しては親杭横矢板構造で抵抗し、衝撃波圧には衝撃波圧緩衝効果を有するゴム緩衝躯体を複合した緩衝型津波防護壁が最適であると考えられ、これを提案する。この緩衝型津波防護壁は津波から防護したい施設や構造物に対して津波による波圧を作用させず、浸水も許さない津波防護構造物で、図-12 に設置イメージ図を示す。

衝撃波圧に対するゴム緩衝躯体の衝撃緩衝効果は梶田ら (2003) の水平衝突実験結果に基づき決定している。この実験は圧縮空気中で鋼材を空中浮上させ、水平方向の摩擦が無視できる状態にした鋼材 (質量 300 kg) 2 本をガイドレール上に設置して水平式高速載荷装置の载荷ラムで初速度を与えた鋼材を他方の鋼材に衝突させるもので、図-13 に実験結果を示す。鋼材同士の衝突では非常に大きな衝撃力が発生しているが、わずか厚さ 2 mm のゴム緩衝躯体を挟むだけでその衝撃力を大きく低減できる。この結果から、緩衝効果が付与できるゴム緩衝躯体を津波防護壁に設置する場合は躯体厚さを 2 ~ 10 mm 程度とするのが最適であると考えられる。

6. おわりに

2004 年インド洋大津波の被害分析から、沿岸地域に建設された構造物の津波遮蔽効果を確認し、壁体構造の津波防護構造物を提案した。この津波防護構造物の設計用津波波力算定に圧力振動を抑制できる多段安定化 MPS 法を開発した。この手法による津波波力解析から、重複波圧だけでなく衝撃波圧が発生しており、衝撃緩衝効果を有する緩衝型津波防護壁が沿岸地域の重要港湾、生産施設やエネルギー関連施設等の重要施設の津波対策

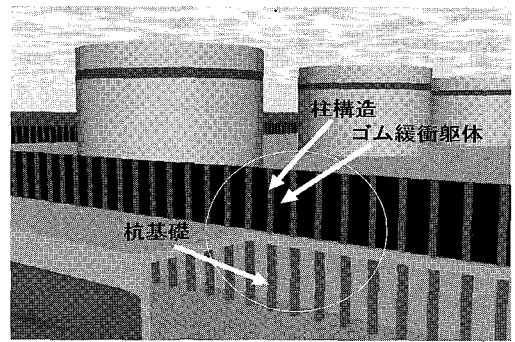


図-12 緩衝型津波防護壁の設置イメージ

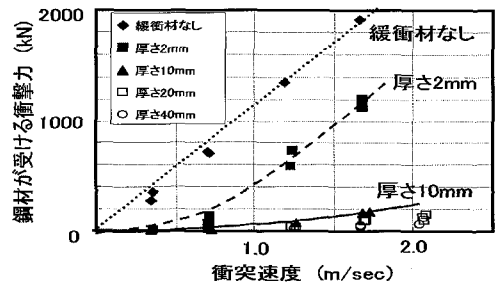


図-13 梶田ら (2003) のゴム衝撃緩衝効果の実験結果

工として適していることを明らかにした。

謝辞：(独) 港湾空港技術研究所富田孝史氏、有川太郎氏には津波波力実験結果の提供、関東学院大学北原武嗣准教授、九州大学大学院梶田幸秀准教授には第 2 著者である西本らの衝撃実験の実施、石川信隆防衛大学校名誉教授には衝撃問題の観点から貴重なご意見を頂いた。ここに記して、謝意を表するものである。

参考文献

- 有川太郎・池辺将光・山田文則・下迫健一郎・今村文彦 (2005)：護岸・陸上構造物に対する津波力の大規模実験，第 52 海岸工学講演会論文集，pp. 746-750.
- 梶田幸秀・北原武嗣・西本安志・香月 智 (2003)：エアフローティング装置を用いたゴム製緩衝材の桁間衝突実験，土木学会地震工学論文集，論文 No. 316 (CD-ROM)。
- 後藤洋三 (2005)：2004 年 12 月スマトラ沖地震インド洋津波災害調査，(独) 防災科学技術研究所，25p。
- 末吉 誠・内藤 林 (2002)：粒子法による強非線形流体現象の研究 (その 2) - 2 次元流体力 -，関西造船協会論文集，No. 237，pp. 181-186.
- 高梨和光 (2005)：インド洋大津波の被害分析に基づく今後の津波防災への一提案，2004 年 12 月 26 日スマトラ島沖地震報告会梗概集，日本地震工学会，p. 79-86.
- 高梨和光・藤田宗久 (2006)：インド洋大津波の被害分析に基づく電力施設の津波対策に関する一提案，電力土木 11 月号，pp. 83-87.
- 谷本勝利・鶴谷広一・中野 晋 (1984)：1983 年日本海中部地震津波における津波力と埋立護岸の被災原因の検討，第 31 回海岸工学講演会論文集，pp. 257-261.
- Koshizuka, S. and Y. Oka (1996)：Moving particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, J. Nucl. Sci. Engng. Vol. 123, pp. 421-434.