

ジェットの壁体衝突時に発生する振動衝撃力

渡部 靖憲*・吉川 幹司**・早川 哲也***・佐伯 浩****

1. はじめに

波浪が防波堤に到達する直前に砕波を伴う場合、特に巻き波砕波では、ジェットの防波堤壁面への衝突と同時に非常に強い衝撃力が短時間に発生し、構造物や消波ブロックの滑動や局所破壊に関係があると考えられている。堤体に働く衝撃力について多くの実験的研究がなされているが(例えば、合田・原中, 1967; Mitsuyasu, 1966), この問題には波浪基本諸元の他に堤体衝突直前の水面形(ジェットの規模)、ジェットと堤体間に封入されたエアポケット、混入気泡等の多くのパラメータが同時に存在すると共に、水理実験において連続する個々の規則波に対する波力に再現性がないため、その予測、評価等が困難であり依然未解明な点が多い(Walkden and Bruce, 2000)。これらの複雑なパラメータを排除した上で、砕波波力で支配的となるジェット単体と壁体間の力学的相互作用及び流体力の時空間変化特性を解明することは依然重要と考える。

衝撃砕波力は、Wagner 型と Bagnald 型に大別して個々に対して調査され、最大波力及びピーク継続時間等について古くから詳細な研究が数多く為されてきた。Wagner 型は、より短時間中に比較的強い衝撃砕波圧が発生し、この衝撃圧と継続時間の関係を利用して現在も積極的にモデル化が検討されている(例えば、Klammer ら, 1996)。Bagnald 型衝撃力で顕著に発達する減衰振動圧に関しても多くの研究が為されている。合田・原中(1967)は衝撃砕波圧の発生時刻に着目して実験を行い、減衰振動がオーバーターンした水面と構造物に封入されたエアポケットの膨張圧縮過程に起因することを証明した。Bagnald 型砕波圧に関する多くの研究(例えば Hattori ら, 1992; 1996)も、この考えを基礎として空気圧変動を砕波圧のパラメータとして取り入れるため行われてきた。しかしながら、封入エアポケットの拘束、圧縮、振動、浮上過程及び混入気泡の振動等のそれぞれの過程の砕波圧への寄与や、衝撃力継続時間の見積り等

依然明確でない点も多い。

本研究は、堤体に作用する砕波波力の定量的な予測と固液間的高速衝突時の力学的相互作用を解明するための基礎研究として、非定常ジェットの壁体との衝突時の衝撃力、衝撃圧を実験的に計測し、水面の挙動と衝撃力のピーク及びそれらの時間変化特性を明らかにするものである。さらに、高速ジェットの衝突時(空気層の影響はない)の非定常振動衝撃力の発生を発見したため、エネルギースペクトル及び wavelet packet 解析によりその振動特性を議論する。

2. 実験方法

2.1 実験装置

図-1 に示す円柱状ジェット落下装置を衝撃力計測ボックスの上面からの高さ(h)の位置に固定する。内径 D の塩化ビニル製中空パイプ下端にラテックスシートを緊張させて均一に張り、パイプ内を貫通する先端が針状の鉄線を落下させてシートを破り、予めパイプ内に h_w の高さまで注入されていた水塊を瞬時に落下させることでジェットを発生させる。衝撃力として、鉛直力計が固定されたアクリル性計測ボックス(縦 33 cm, 横 33 cm, 高さ 20 cm)に働く流体力のみが周波数 10 kHz で計測され、デジタル変換され 3 章で示す解析が行われる。また、衝撃圧はアルミ板に固定された 5 つの圧力計が同様な計測ボックスに設置され計測される(図-2 参照)。ジェット衝突時の水面形は鉛直力計と同期させられた高速ビデオカメラによって 1/500 秒間隔で撮影される。パイプ内径($D=30$ mm, 56 mm, 83 mm, 108 mm)、パイプ内の水柱の高さ($h_w=250$ mm, 500 mm)そして水塊落下高さ($h=700$ mm, 900 mm, 1100 mm, 1300 mm, 1500 mm)を変化させた計 32 ケースに対してジェット下の衝撃力及び衝撃圧が計測され、各ケース 5 回の試行によって結果を評価した。この実験による衝撃力発生時には Bagnald 型砕波の原因とされるエアポケットに相当する空気層は明らかに存在せず、この影響を無視して現象を評価できる。

2.2 周波数解析法

衝撃砕波力発生前後の変動周波数特性を評価するため

* 正 会 員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科
** 学生会員 北海道大学大学院工学研究科
*** 正 会 員 北海道開発局港湾計画課
**** 正 会 員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科

にエネルギースペクトル及び wavelet packet 解析が適用された。前者については、ジェットの影響前後の流体力の時系列をFFTによりスペクトルを求め、5回の試行ケースの平均量として最終的に評価する。

流体力負荷継続時間にわたる周波数変動を調べるためには、時間一周波数解析を行う必要がある。この解析では wavelet 解析が有名であるが、周波数の解像度が犠牲になるためこの問題に適合でない。この wavelet 解析の応用として wavelet packet 解析が近年注目されている。この解析方法により解像度が高い様な全周波数成分の時間変化を得ることができる。

3. 結 果

3.1 衝撃力の発生

瞬時に落下したジェットは、計測ボックスに激しく衝突し、飛沫となって同心円状に広がり着水軸を中心とするキャビティーを形成する(図-3参照)。ここでは、着水から衝突継続時間内の水面形と衝撃力の変動について調べられる。

図-4はジェットの衝突時刻 t_i から衝撃力ピーク発生後までの水面形変動と画像に同期する衝撃力変動を表したものである。ジェットの衝突後、スプラッシュの同心円状の広がりと共に衝撃力が増加し、位相 c において衝撃力ピークが発生する。しかしながら、衝突域の水面形及びスプラッシュの進行の傾向の変化はないにもかかわらず、非常に短時間で衝撃力は急激に減少する(位相 d)。このケースでは、ジェットの壁面への接触から衝撃力ピーク発生までのラグタイムは0.016秒であり、ジェットの接触と同時に衝撃力が発生するわけではないことがわかる。本実験ケース内では、このラグタイムはジェットの規模や衝突速度に明確な相関はなく、平均で約0.014秒であった。

3.2 衝撃力の力学特性

図-5に衝撃力発生時における典型的な衝撃力の時系列を表す。最初に最大値を有する衝撃力ピークが発生し、その後急速に減少すると共に、荷重継続時間に渡ってある一定の値近傍で高周波振動が発生する。この衝撃力の時間変化は、サドル部の変動を考えなければ典型的なBagnald型衝撃力の時間変化と類似した傾向をもつ。なお、この高周波振動については次節で議論を行う。今、最大衝撃力ピークの値を F_p 、ピーク後の平坦部の平均を F_m と定義し、両者のジェットの規模及び速度への依存性を次に調べる。

図-6は、計測ボックスからパイプ下端までの距離 h に対するそれぞれのケースの F_p と F_m の変化を表したものである。なお、これらは5回の試行実験の平均値である。明らかなように、 h に対して F_p は単調増加を示

し、同一の h に対してもパイプ内径 D と水柱の高さ h_w が大きくなるほど強い F_p を示す。一方、 F_m は F_p と比較して大きな変動を示さないが、緩やかな増加傾向がある。

壁体に衝突する一様定常流を考えれば、壁体に与える流体力が運動量保存則から容易に得られる。この時の圧力を p_0 とし、単位面積あたりの F_p と F_m との比($R_p = F_p/Ap_0$ と $R_m = F_m/Ap_0$ 、ここで A はパイプ断面積)を考える。図-7は、 h に対するそれぞれのケースの R_p と R_m を表したものである。 h の増加に対して R_p は指数関数的に発達するが、 R_m はどのケースも1近傍の値から大きく変化しない。この結果は、ジェット速度が上昇すると F_m と比べ F_p が指数関数的に支配的になること意味する。また、どの h に対しても R_m が1近傍の値を示すことから、ピーク発生後は前述した高周波振動を考えなければ定常流として考えることが可能であり、 h_w の増加はこの領域の定常性の尺度としての側面も持つ(なお、 h_w はピーク値にも影響を与える)。また、図-6とは逆に D の減少に従って R_p が増加している。これは、着水軸の極近傍に非常に強い衝撃圧が発生し、軸から離れるにつれて衝撃圧が減少する局所性を有していると解釈できる。実際、波圧計による計測においても軸中心の波圧計のピークは周辺のものに比べて非常に大きい。これらから、強い衝撃圧は着水軸(流体にとってスタグネーションポ

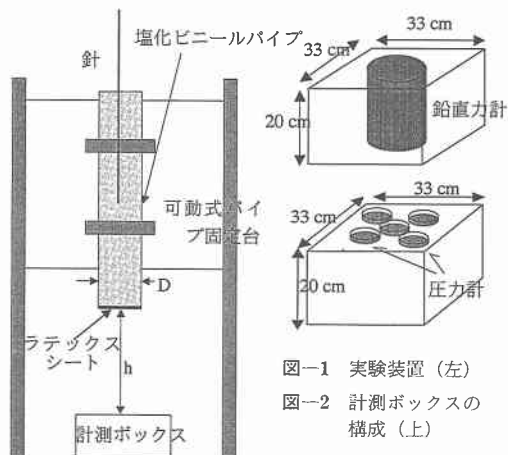


図-1 実験装置(左)

図-2 計測ボックスの構成(上)

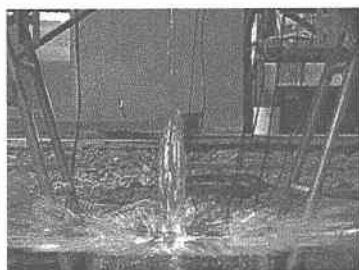


図-3 ジェット衝突後の典型的な水面形

イントとなる)を中心に強い局所性をもって発生していると考えることができる。

3.3 周波数特性

図-5の様な矩形波をベースとした時系列の Fourier 変換は無限の周波数成分の重畳となる。図-8は単純な矩形波のスペクトル表示であり、勾配-2の包絡線をもつ。今後、このスペクトル勾配からの逸脱を衝撃力の独特な周波数として評価し、衝撃力ピーク近傍の特性とみなす。wavelet packet 解析には基底として5階の Battle-Lemarie wavelet を採用した。なお、計測器の固有振動数は約 450 Hz であった。図-9はそれぞれの h に対する衝撃力の時系列を表す ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm)。 h の小さいケース (速度の遅いケース) では、矩形波としての性質を示すが、 h の増加に従い衝撃力ピークが発達し、(e) においてはピーク発生後激しく高周波で振動し徐々に振幅が減少する典型的な減衰振動の性質を有する。

衝撃力ピーク周辺及び減衰振動の衝撃力エネルギースペクトルを次に調べる (図-10 参照)。矩形波の性質が強い(a)においては前述した-2乗勾配が表れ、他に卓越する周波数は見られない。 h の増加に伴い 40 Hz~110 Hz の周波数帯が徐々に成長し緩勾配のスペクトルが現れ

る。この緩勾配スペクトルはジェット速度の上昇に伴って徐々に高周波側に広がっていく。また (d) 上で、 h の増加に従って発達しだす 450 Hz 近傍の計測器の固有振動と上述した周波数帯との間の周波数域において小さなエネルギーピークが現れるのも特徴の一つである。

次に、周波数の時間変化を調べることでピーク及びピーク後の変動の周波数を議論する。図-11は、図-9の時系列に対する wavelet packet 解析結果である。濃度はエネルギー強度 (振幅) を示す。時系列のピーク発生時刻に対応して、50~150 Hz に顕著な高エネルギーを有する領域が現れる。発生時刻から考えると、この周波数領域は衝撃力ピークが有するものと断定できる。またスペクトル特性と同様に、ジェット速度の増加に伴いこの

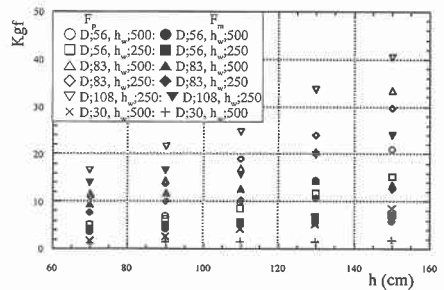


図-6 衝撃力ピーク値とピーク後の流体力 ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm, $h=1300$ mm)

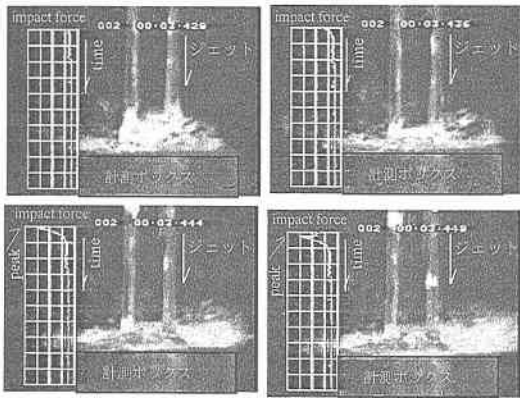


図-4 ジェット衝突後の衝撃力と水面形の変動 ($D=83$ mm, $h_w=500$ mm, $h=1500$ mm)

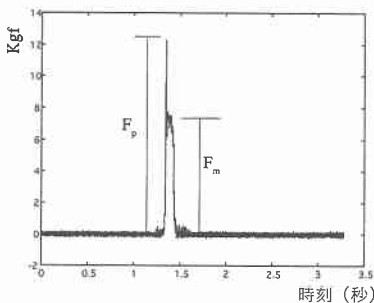


図-5 典型的な衝撃力の時系列 ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm, $h=1300$ mm)

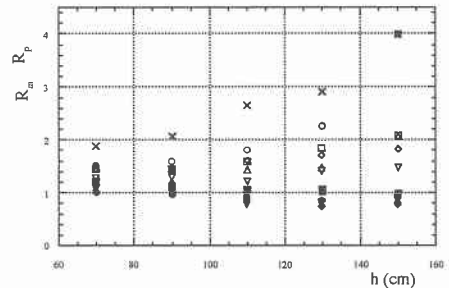


図-7 単位面積あたりの衝撃力と定常流体力との比 ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm, $h=1300$ mm, 凡例は図-6 参照)

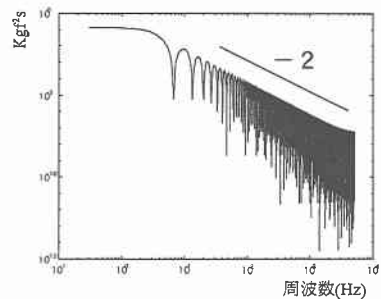


図-8 矩形波の周波数スペクトル

ピークに関わる周波数は高周波側に遷移していくのがわかる。前節の結果を踏まえこの結果を考えると、過去の多くの研究で明らかにされている最大衝撃力と発生までの時間との逆比例の関係(例えば Schmidt ら, 1992)は、この周波数遷移を支持するものといえる。一方、(c) 及び (d) から、ピーク後の減衰振動区間では、50~70 Hz の比較的低周波の振動が継続して存在しているのがわかる。また、(d) より前図の○で示した周波数成分はピーク発生時に発生したものであると説明できる。

同一の D 、小さな h_w に対する同様の比較が図-12~14 に示される。前ケースとの大きな差異が時系列に現れる(図-9 参照)。ジェット速度の増加と共に、2つの顕著なピークが現れ、発達しているのがわかる。1次ピークの値自体は決して大きくなく、発生後振動を繰り返した後、より支配的な2次ピークが発生する。2つのピークの発生については衝撃砕波圧の実験においてもその存在が確認されているが、その原因については明確ではないようである(Schmidt ら (1992) は一次ピークが流体の衝突、2次ピークがエアポケットの圧縮に起因するとしている)。もし、本実験と砕波力実験でのこの現象の発生機構が同一であれば、発生原因は封入空気の影響ではない

ため、Bagnald 型の延長として発生するという説明はなくなる。なお、このタイプの衝撃力発生時にも、他のタイプと異なる水面形の発達は見られなかった。

図-13 に示すスペクトルは、図-10 と同様な衝撃力ピークに関する周波数帯の発達がジェット速度が比較的低い条件についても確認されるほか、○で囲んだ 200~300 Hz の周波数帯の発達は図-8 よりも顕著になる。

時間一周波数解析(図-12 参照)によれば、それぞれのピーク発生時に明らかに幅広い周波数帯(50 Hz~600 Hz)に有意な強度をもつ領域が存在し、図-10 と比べて複雑に変動する流体力が発生していることがわかる。第1ピーク発生後から継続する減衰振動区間においては 50 Hz~150 Hz の低周波振動が継続していることが明らかにわかる。

一方、他のケースとの同様な比較から、一般に落下ジェットの体積の増大に伴い衝撃力ピーク及び減衰振動に関わる周波数は低下する傾向にある結果も得られた。

4. 結 論

ジェットの壁体衝突実験により以下の結論を得た。

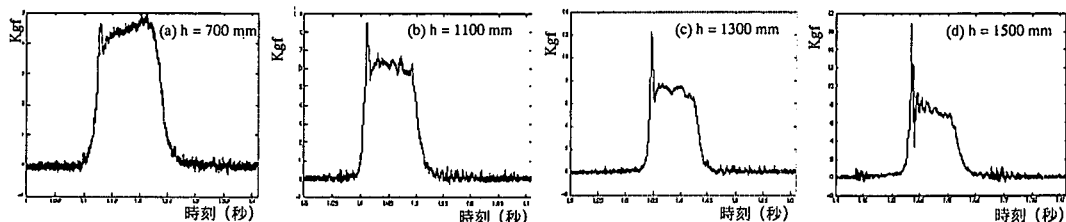


図-9 衝撃力の時系列 ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm)

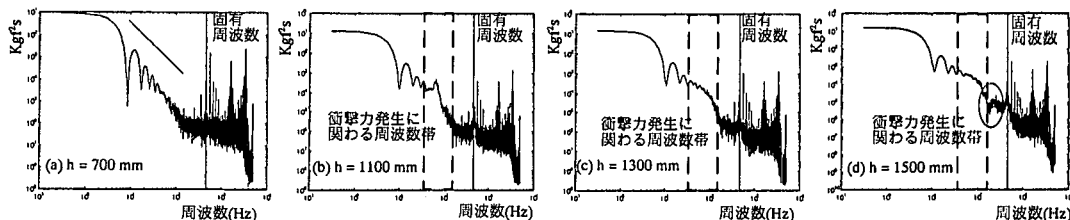


図-10 衝撃力の周波数スペクトル ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm)

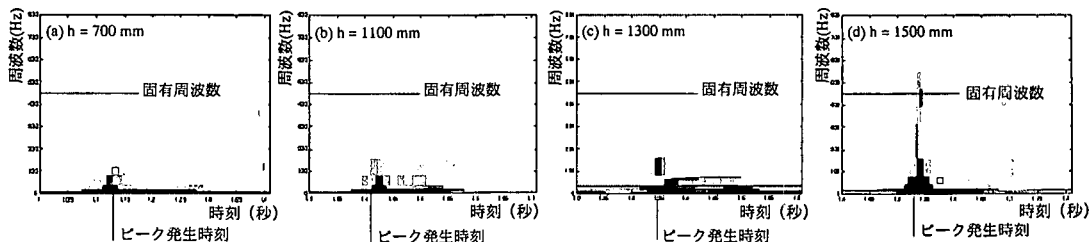


図-11 時間一周波数解析結果 ($D=56$ mm, $h_w=500$ mm)

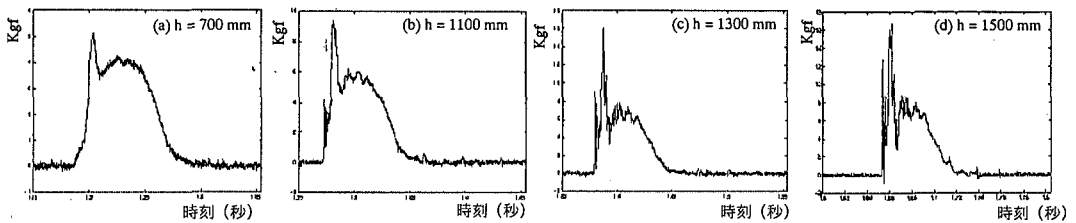


図-12 衝撃力の時系列 ($D=56$ mm, $h_w=250$ mm)

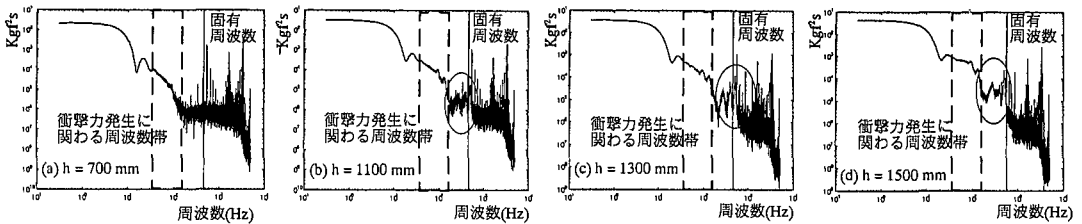


図-13 衝撃力の周波数スペクトル ($D=56$ mm, $h_w=250$ mm)

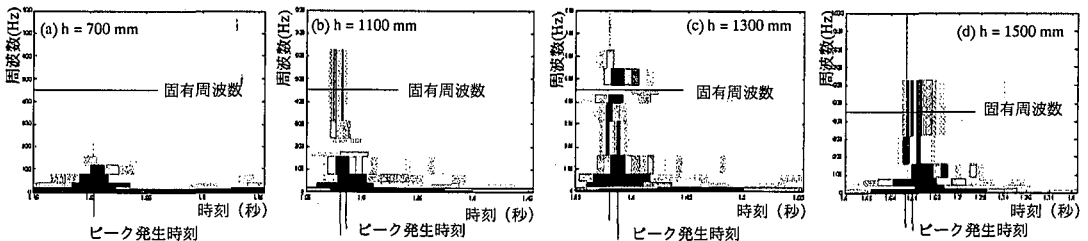


図-14 時間一周波数解析結果 ($D=56$ mm, $h_w=250$ mm)

・ジェットの落下軸を中心に強い衝撃力が発生し、この衝撃力は空間的に強い局所性を有する。また、衝撃力ピーク値は速度の増加に従って単調増加し、ピーク後の流体力の平均値は一樣な定常流に対するものとして見積もることができる。

・衝撃力ピーク及び減衰振動に対する周波数はジェットの速度とジェットの体積の関数に依存する。衝撃力ピークに関する周波数はジェット速度の増加に伴って高くなり、ジェットの体積が大きくなるほど低下する。その変動レンジは 30 Hz~600 Hz に広がる可能性がある。

・2つの衝撃力ピークが発生する可能性がある。この現象に関する減衰振動及び2つの衝撃力ピークが発生する原因は封入空気の状態には無関係である。

・本研究で得られた衝撃力に関する周波数帯は、衝撃砕波力に関する卓越周波数帯とほぼ同様のものであり、特に Bagnald 型減衰振動に関する振動形成について説明されてきた封入空気の影響以外にも発生要因が存在する可能性を表していると考えられる。

本研究では、空気の影響以外の衝撃力発生時に発生する振動の原因の解明には至っていない。これを今後の課題とする。

参考文献

- 合田良実・原中祐人 (1967): 衝撃砕波圧に関する一実験, 港湾技研資料 (32), pp. 3-12.
- Goda, Y. (1994): Dynamic response of upright breakwaters to impulsive breaking wave forces, Coastal Engrg., Vol. 22, pp. 135-158.
- Hattori, M. and A. Arami (1992): Impact breaking wave pressures on vertical walls, Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Engrg., pp. 1785-1798.
- Hattori, M. and A. Tsujioka (1996): Dynamic response of vertical elastic walls to breaking wave impact, Proc. 25th Int. Conf. Coastal Engrg., pp. 2456-2469.
- Klamer, P., A. Kortenhaus and H. Oumeraci (1996): Wave impact loading of vertical face structures for dynamic stability analysis—prediction formulae—, Proc. 25th Int. Conf. Coastal Engrg., pp. 2534-2547.
- Mitsuyasu, H. (1966): Shock pressure of breaking wave, Proc. Int. Conf. Coastal Engrg., pp. 268-283.
- Schmidt, R., H. Oumeraci and H.-W. Partenscky (1992): Impact loads induced by plunging breakers on vertical structures, Proc. 23rd Int. Conf. Coastal Engrg., pp. 1545-1558.
- Walkden, M. J. A. and T. B. Bruce (2000): Scatter in wave impulse load maxima: A review, Proc. Coastal Structures, pp. 439-444.