

超大型浮体の波浪中流力弾性挙動の
推定法に関する研究

村 井 基 彦



博士論文

超大型浮体の波浪中流力弾性挙動の
推定法に関する研究

指導教官 藤野正隆 教授

指導教官 影本 浩 助教授

東京大学大学院工学系研究科

村井 基彦

平成10年12月

序論

はじめに

高度経済成長期における各種産業の発達、都市部への人口の急激な流入を促した。都市人口の急激な増加により、都市周辺の「肥沃な土地」は「開発」によって「便利な土地」として再生された。都市部の拡大は急であったが、それを上回る人口の流入は、慢性的な「便利な土地」不足を生みだし、都市周辺で土地は完全に売手市場となっていた。結果、限られた資源としての土地は投機の対象となり、唯一の信用財産となった。土地神話である。

高度経済成長期が終わりを告げて約10年、都市部の人口増加は過渡期を迎えていたが、それでも尚強引な右肩上がりの成長を期待した社会は、狂乱のマネーゲームを展開する。肥大化した土地神話が実体の無い担保を生み、もはやバランスを失った金銭感覚は右から左へと社会の陰と陽を巻き込みながら、濁流となって流れた。激しい消費社会の中で、地方では豪華な文化施設なるものが林立し、それに見合う巨費を投じて自己満足ともいえるイベントが繰り広げられ、都市部では開発ブームが起り、ウォーターフロントやジオフロントといった言葉がもてはやされ、回収見込みの無いプロジェクトが平然と立ち上がった。

この不健康な好景気の約束された終焉と、時同じくして発生した阪神淡路大震災は、社会全体の意識に少なからぬ影響をもたらした。「土地神話とは何だったのか?」「開発は何をもたらしたのか?」「技術力とは何だったのか?」……。なかでも「開発」に対する拒絶意識、「技術」に対する不信感、工学についての認識を新たにしたい。すなわち、工学の役割が、持てる技術を用いて単に「社会の「便利」に対してのみ還元すること」ではなく、「肥沃な」を失うこと無い「便利な」を創出すること」になること、そして、その技術の客観的情報の徹底的な開示がこれまで以上に強く求められたのである。

無論、現代においてどんなに技術を駆使したとしても、新たな「便利な」の出現が自然環境に影響を与えないということは有り得ないことである。しかし、哲学として「肥沃な」を切り捨てない「便利な」の創出を持つことは、工学が社会の一員として、あるいはヒトが一連の自然の連鎖のなかの一員として歩むためには必要不可欠なことである。少なくとも、「新しいものを創りたい」という工学的なエゴイズムが通用する時代では無いのである。

そうした時代のなかでも「大都市近郊に空港を!」という社会的要請は存在す

る。大都市近郊の空港には様々な機能が求められるが、社会資本としてまた、標準的な国際空港としての機能を発揮する為には、おおまかに

- 都市部とのアクセスが便利である
- 24時間の離発着が可能
- 複数本の滑走路

が求められる。つまりは、広くて便利などが必要なのである。それぞれの要件の実現を考えれば、大都市近郊の平野部が密集した居住区となっている現状を鑑み、「モノとヒト」あるいは「ヒトとヒト」の対立を避けるべく、その候補地を大都市近郊の沿岸域に求めるのは、ある意味で必然の選択となる。しかし、一方では、海上にこうした施設を建設することは、「モノと自然」という対立が陸上における環境問題に比べて一層鮮明になる。その先駆的な例として挙げられるのが、関西新国際空港（関空）である。関空は大阪湾の泉州沖 5km の水深約 20m の地点に埋め立てにより新たに造成された土地に建設され、1994 年秋に操業を開始した。関空は世界初の本格的な海上空港として、地盤沈下対策など様々な革新的な技術が投入され運営されている。また、海洋環境への配慮の例として、海上空港周辺部も広く埋め立てることにより人工的な浅海域を創り出したことなどが挙げられ、実際、魚などの海産資源が寄りついていると聞く。しかし、埋め立てという手法は、確かに従来から沿岸領域の開発には盛んに使われてきたものであるが、現代において当然の選択であったのだろうか。空港が「便利な土地」という宿命を持つ以上、冒頭でふれたようなここ数十年のなかで吹き出した様々な問題点を保持し、かつ、その解決手段としての埋め立ては、そこから溢れ出た種々の価値観とことごとく対立すると思われるのである。

思い起こせば、関西新国際空港は操業の開始こそバブル経済の崩壊後であるが、企画の本格的な動きは高度経済成長期の末期に始まり、その建設が着工されたのはバブル期である。仮に、本格的な企画がバブル崩壊後に練り上げられたものだとすれば、その「埋め立て」に対して根元的な疑問が生じて不思議ではなかったはずである。ただ、実際には、この空港の設計に当たって「埋め立てる」か「浮かせる」かという討議は一部の専門家の中では行われたようであるが、当時「浮かせる」手法の存在自体が社会的に認知されることはなかったと言って良い。これは、事実上その社会全体としての基本方針が「埋め立て」一本であったことを物語っている。

そんな折り、突如、「浮かせる構造物」である浮体式の海洋構造物が、社会から初めて注目を浴びることになる。沖縄米軍海上ヘリポート建設問題である。この建設問題では、沖縄の海の保護という問題が工学的な見地からの大きな課題の一つとして挙げられた。この海の保護という問題の解決に対して、旧来型の埋め立て手法は計画初期の段階からその姿を消すことになり、数種類の浮体式構造物が候補として残ることになる。浮体式海洋構造物の特徴は、文字通り浮いていることにあり、「浮かせる」ということは、「埋め立てない」という点に於いて、旧来からの埋め立

てという手法に対抗するだけの基本理念が存在する。こうした理念がその候補の選定にあたって大きな割合を持ったことは言うまでもないが、「浮かせる」という概念が自然との関わり合い方において、先進的であると結論づけることは短絡的である。なぜなら、その選定の過程において、工学的なエゴイズムの介在する余地は十分に存在していたし、「浮かせる」とはどのように自然と関わり合うことなのか、またそれが、他の開発手法に比べてどう優れているのかあるいは劣っているのかを、客観的に判断するにはあまりに未知なものが多すぎるはずだからである。むしろ先進的であるとすれば、そうした客観的な判断の有無ではなく、関わり合い方に対する葛藤そのものであり、社会に対して見える形で新しい「開発」の指向を発することが出来たことのほうが重要である。

今日において、工学に求められていることは、「モノと自然」の対立を出来るだけ回避する技術革新であり、安易な「肥沃な」を「便利な」へという開発行為は避けなくてはならない。ただ、いかなる技術革新がなされたとしても、工学がなせることは「可能か」「不可能か」という客観的な基準を提示することであり、その先のあらゆる意味での取捨選択は、社会が行うものである。したがって、社会が「完全な形で自然保護」を求めるならば、もはや工学の出る幕ではないことは言うまでもない。しかし、少なくとも自らが身を置く社会にとって、その客観的な判断材料が増えることは有益なことであり、その社会の有益性こそが工学の意義であると考ええる。

研究の背景

浮体式構造物は埋め立て式人工島と比較して、「環境影響」「免震性」「工期」などの点で優位性があると言われている。しかし、海上空港や海上都市を想定したような浮体式海洋構造物は、その規模にして長さ・幅共に数 km のオーダーとなることから考えられ、歴史上その建造実績は無いが、ここで極く簡単にその歴史を振り返ってみる。

超大型浮体式構造物と呼べるものが初めて公にされたのは、関西新国際空港の第 1 期の計画のときで、日本造船工業会を中心として提案された¹¹⁻²⁾。ここで提案された構造形式はセミサブ型浮体式構造物と呼ばれるもので、上部のデッキ構造物を数万本のフーティング付きコラムの浮力によって支持する形式である。その実現に向けて、様々な視点から技術的検討がなされたが、最終的には埋め立て式が採用され 1994 年に関西新国際空港として操業を開始した。その操業を開始した 1994 年に、関西国際空港第 2 期工事に対する浮体工法がマリフフロート推進機構より提案された³⁾⁻⁴⁾。ここで提案された構造形式はボンツーン型浮体式構造物と呼ばれるもので、薄い弁当箱が浮いているような形状をしており、セミサブ型に比べると極めて単純な形式である。翌 1995 年には、超大型浮体式海洋構造物の設計・施工技術の確立を目指し、運輸省の主導により「メガフロート技術研究組合」が設立されたが、この組合の発足により、超大型浮体式海洋構造物に関する実海域実験を含む大規模な研究開発が活発化した。また、1996 年には沖縄米軍の普天間基地

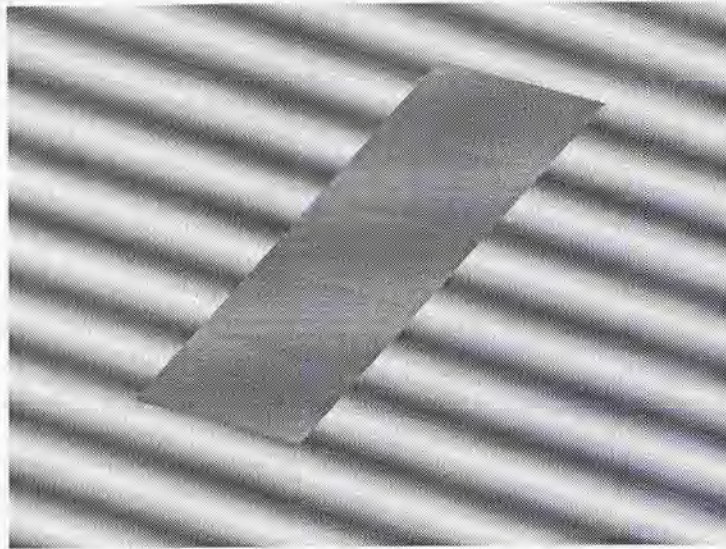


Fig. 1 : A sketch of hydroelastic behaviours in waves

の代替案として名護市沖への海上ヘリポート案が政府から発表され、それに関する研究開発は一層活発化した。

このように、昨今の社会情勢の変化の中で浮体式構造物は注目を浴び、その実現に向けて、それにかかわる研究も大変に活発に行われているが、机上のものを現実のものへと導くには多岐にわたる後押しが必要である。その意味で、浮体式海洋構造物に関する様々な諸項目に関する推定や実験を行うなどの工学的な後押しは、その一翼を担うものである。

超大型浮体式構造物の流力弾性問題とは

超大型浮体式構造物の幾何学的特徴は3次元の要素のうち、長さ・幅の要素が数kmのオーダーなのに対し、厚みの要素は数m～十数mと極端にスケールの異なるような構造物であることである。したがって、その様子はあたかも水面に紙が浮いているようなものと想像される (Fig.1)。

超大型浮体式構造物では、平面的な寸法に比べて極めて厚みが小さいという幾何学的特徴により相対的に剛性が低下するだけでなく、平面寸法が数kmと非常に大きいため入射する波浪も相対的に短くなることになる。したがって、波浪中における剛体運動は小さくなり、弾性変形が顕著になると考えられる。こうした波浪中

における弾性挙動の解析には、構造物に作用する流体力の推定が不可欠である。しかし、弾性変形が顕著になると予想される超大型浮体式構造物に作用する流体力には、単に構造物に入射して来る波浪による流体力 (diffraction 流体力) や剛体運動に伴う流体力だけではなく、浮体自身の弾性挙動により生じた波浪による流体力 (Radiation 流体力) の影響も考慮する必要がある。さらに、こうした複雑な流体力に加えて、超大型浮体式構造物に生じた弾性変形が弾性体として復原力を生み、新たな弾性変形を誘発する。したがって、超大型浮体式構造物の波浪中の挙動を考えた場合、複雑な流体力問題と複雑な弾性運動 (剛体運動を含む) を同時に考慮する必要がある。この流体力問題と弾性運動を同時に扱うものが、流力弾性問題である。

このような流力弾性問題に関する解析手法は大きく二つに分類できる。一つは、モード法と呼ばれるもので、構造物の弾性運動を何らかの運動モードの重ね合わせとして表現し、各モードに関する流体反力 (Radiation 問題) を付加質量係数や減衰係数といった形であらかじめ求め、得られた諸係数を、構造物の運動方程式の各成分に取り込み解を求める手法で、従来からの船舶の曲げ振動問題、機械や建築物の振動解析などによく用いられるものである。もう一つは、離散化法と呼ばれるもので、構造物を有限個の要素に分割し、各要素上における運動方程式に流体力成分と弾性力成分を考慮して、各要素の運動を直接解析する手法である。

ところが、超大型浮体式構造物の波浪中弾性挙動の解析に、従来から使われている手法をそのまま適用することは理論的には可能であっても、構造物の長大化に伴い、考慮すべき固有モード数や分割すべき要素数が飛躍的に増大することを考えれば、計算時間や計算に必要なメモリー量が膨大になるといった問題を抱え、現実的ではない。

したがって、超大型浮体式構造物の流力弾性問題の解析には、「こうした困難を克服しつつ解析精度の良い定式化並びに解析手法」が求められる。

超大型浮体式構造物の流力弾性問題に関する研究の黎明

(1) 流体力問題

超大型浮体式構造物の流力弾性問題に関するこれまでの研究を考えた場合、まず流体力の精度の良い推定が求められた。単純な形状の浮体に関する線形流体力に関しては、有限要素法、境界要素法、特異点分布法、領域分割法などによる計算法がほぼ確立されていたと言える。しかし、超大型浮体式構造物の流体力問題を考えた場合、その大きさ故に克服すべき問題点が山積していた。

● セミサブ型浮体の場合

関西新国際空港第一期工事の浮体式海洋構造物に関する研究は、運輸省航空局が船舶技術研究所に依頼し、各種の調査研究が行われたが、これが超大型浮体に関す

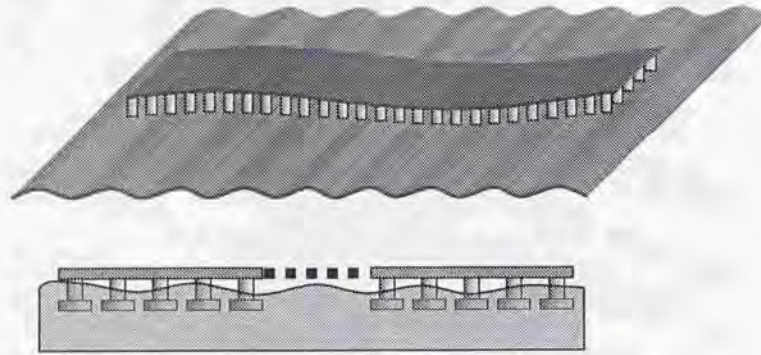


Fig. 2: A sketch of a semisub-type very large floating structure

る最初の研究である¹⁾⁻²⁾。このとき想定された構造物は、上部のデッキ構造物を数万本のフーティング付きコラムの浮力によって支持するセミサブ型と言われる形式である (Fig.2)。

こうした構造物に加わる流体力を推定する為には、構造物周辺の流場を推定する必要がある。構造物周辺の流場ならば、単独のコラム問題をあらかじめ求めておき、それを配置による位相差を考慮してコラムの本数分だけ足し合わせれば、その解が得られると思われるかもしれないが、実際にはそうした単純和の問題として扱うことは出来ない。何故なら、その周辺流場の推定にあたっては、コラム間の流体力学的相互干渉問題を無視するわけにはいかないからである。

流体力学的相互干渉問題とは、それぞれのコラムから生じた散乱波が、他のコラムに対して2次的な入射波として作用する問題を扱うものである。こうした影響を考慮せず、単に入射波の各コラム位置による位相差のみを考慮したとしたら、波浪中に設置された物体があり、同じ大きさの物体をもう一つ設置しようと考えた場合、互いの存在が考慮されないから、2つの物体を波に対して縦に配置しようが、横に配置しようが、位相差を除けば2つの物体に作用する流体力は同じものになってしまう。流体力学的相互干渉の影響に関する最も単純な例として Fig.3のように物体Aと物体Bがあり、そこに波が入射したときを考える。このとき、物体Aに入射した波により生じた散乱波は、物体Bに入射する。物体Bには最初の入射波と物体Aからの散乱波が入射し、それにより生じた散乱波は物体Aに入射する。当然、この物体Bからの散乱波により物体Aは新たな散乱波を生じ、その波は再び、物体Bに入射する。このように、入射波が散乱波を生み、そしてそれが新たな入射波として作用するといった過程が無限に繰り返される。これが、流体力学的相互干渉問題であり、その最も単純な例をもってしても、お互いの流場に与える影響の大きさと、その解析の複雑さが伺える。この問題の解決にあたり大楠は、Multiple scattering の考え

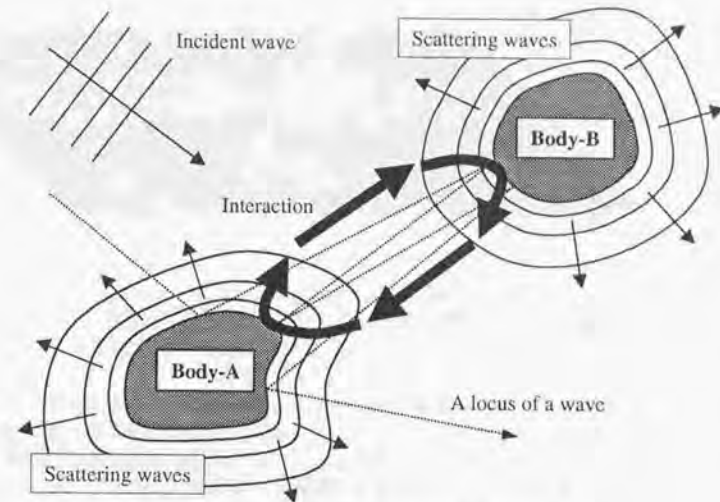


Fig. 3: A illustration of a hydrodynamic interaction

方に基づき、円柱をモデルに、その入反射の過程を逐一追跡することにより、線形ポテンシャル理論の下で近似を用いない厳密な解を示した⁵⁾。しかし、この手法は、想定する浮体数を N 、数え上げるべき波の反射回数を M とするとその計算量は

$$\{(N-1) + (N-1)^2 + \dots + (N-1)^M\} \cdot N$$

となり、浮体数の増加と共に計算量が飛躍的に増大すると言った実用上の問題がある。

そこで、より多くの物体間の流体力学的相互干渉問題を解決すべく登場したのが、影本 & Yue による相互干渉理論である⁶⁾⁻⁷⁾。この手法は、大楠の方法と Simon の提案したマトリックス法⁸⁾を組み合わせたもので、浮体の流体力学的相互干渉の影響を、十分に成熟した定常状態 (流場のすべての物理量が単一周りで変動している状態) における流場を全ての物体からの散乱波と全ての物体への入射波の間に成り立つべき関係の問題としてとらえ、その流場を解く手法である。この場合、定常状態を仮定することにより、過渡状態を経て定常状態に至るまでの波の入射-反射の過程を数え上げる必要が無く、一度の演算で定常状態の流場の解を得ることから、その計算量は著しく減少した。さらに、影本 & Yue はこの相互干渉理論を非軸対称な任意形状な物体に対して拡張することにより、線形ポテンシャル理論の範囲内に於いて近似を用いない局部波の影響も含んだ形で、任意形状の浮体群周辺の流場の推定が可能であることを示した。具らは、この影本 & Yue の手法を用いて、任意の3次元物体問題に適用した⁹⁾。こうした手法では、計算量は物体数に比例するので、

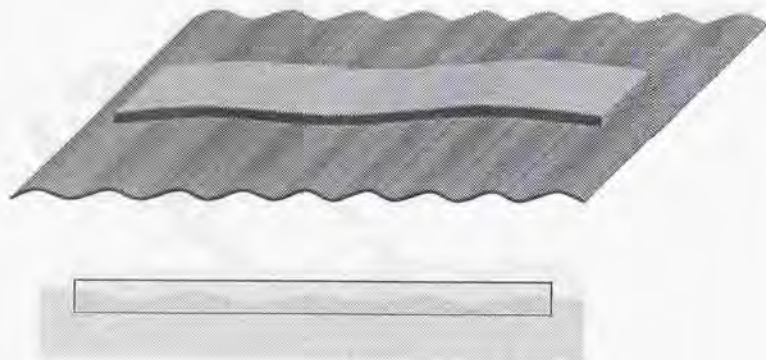


Fig. 4 : A sketch of a pontoon-type very large floating structure

大楠法などの従来の直接的な計算手法に比べその計算量は短縮され、流体力学的相互干渉を考慮することの出来る物体の個数が、数百個へと拡大された。

しかし、数百 m 規模のセミサブ型浮体式構造物と言えども、それを支持する脚の本数は 500 本程度になると考えられ、こうした相互干渉影響を考慮した流体力問題は、なお一層のブレイクスルーが必要であった。

● ポンツーン型浮体の場合

一方、関西国際空港第二期工事に関してマリプロット推進機構より提案された構造形式はポンツーン型浮体式構造物である³⁾⁻⁴⁾。ポンツーン型とはバージ型、箱形あるいはマット型とも呼ばれる構造形式で、平面形状は長方形で一定の喫水を持つ構造物である (Fig.4)。

多数のフーティング付きコラムの浮力により支持するセミサブ型に比べると、幾何学的に単純な形状であり、また喫水も非常に小さい。ポンツーン型浮体はセミサブ型浮体に比べて波浪強制力が大きく、波浪中で大きな弾性応答をするのではないかと懸念されていたことや、周辺流場に与える影響などの稼働時の状態についても、未知数な部分が多かったにもかかわらず、こうしたポンツーン型という形式が評価されることになってきた背景には、セミサブ型に比べて、建造行程やメンテナンスが容易であることが挙げられる。

こうしたポンツーン型浮体式構造物に関する流体力の推定法は、船舶に加わる流体力推定の延長として発展してきた。

そうした船舶の動揺問題の解析手法としてまず挙げられるものが、ストリップ法である。しかし、想定されるポンツーン型浮体式構造物は、一般の船舶に比べて長さ/幅比が小さく、幅/喫水比がかなり大きくなることから、ストリップ法には適さ

ない。また、ストリップ法では浮体式構造物を想定するような無速の問題の場合、長手方向に関する相互干渉を無視しているために、特に構造物に比べて短波長となるような領域では推定精度が悪く、3次元計算の必要性に迫られた。純粋な3次元理論としては、3次元特異点分布法や領域分割法があるが、井島らは領域分割法を用いて任意の断面形状をもつ浮体に対する解析手法を提案し¹⁰⁾、新井らは領域分割法を用いて、大型浮体海洋構造物としての箱形船に加わる流体力の解析を行った¹¹⁾。井島らの手法は構造物が防波堤を伴う場合などにも応用できる特徴を持つ。一方、3次元特異点分布法を用いる手法は構造物の巨大化とともに波長に比べ構造物が大きくなることから、分布させる特異点数が非常に増え、計算が事実上不可能になる場合がある。そこで、山下はポンツーン型浮体式構造物の喫水が極めて小さいという幾何学的特徴を生かし、圧力分布法を用いて喫水を0とする浅喫水理論を適用し、浅喫水箱形浮体の波浪中動揺問題ならびに変動圧力を計算した¹²⁾。いずれの手法もストリップ法と比較して、その流体力の推定精度は向上し、かつ、少なくとも浮体の剛体運動に関して実証的な手法として通用するものであった。

このように、ポンツーン型超大型浮体に関する流体力の推定手法は、多数の脚間の流体力学的相互干渉問題を考慮する必要があり実証的な流体力の検討が暗礁に乗り上げていたセミサブ型超大型浮体に比べて、その解析および実証的な検討が一歩進んでいたと思われる。

(2) 流弾性問題

前項にあるように流体問題については、ポンツーン型浮体の剛体運動に関しては一定の成果が得られつつあり、また、相互干渉影響を無視すれば、セミサブ型浮体の剛体運動に関する流体力問題も解決されるものであった。そこで、こうした剛体運動に関する流体力の推定手法を足掛かりにして、如何にして弾性運動に関する流体力を扱うかが問題となった。流弾性挙動を求める手法は、モード解析法と離散化法に大別できることは既に触れたが、大型浮体の弾性問題を船舶の弾性問題の延長としてとらえた場合、弾性運動を何らかの固有振動モードを仮定する手法が一般的であり、モード解析法を用いた解析例の方が多い。

● 弾性梁モデル

浮体を弾性体として取り扱うモデルとしてまず登場したのが、弾性梁モデルである¹³⁾。これは船体の流弾性問題を解決するために示された近似モデルであるが、構造物を1次元弾性梁に置き換えて波浪中弾性変形の解析をしている。ここでの1次元梁は両端フリーの一様線形梁である。こうした1次元的な弾性問題における流体力の推定には、ストリップ法や細長体理論を用いた解析例が多いが、増田、前田、居駒らは流体力に関して浅喫水理論を用いて浮体端部の形状の影響を解析するとともに、弾性モード毎の流体反力を求めて弾性挙動の解析を行った^{14),15),16),17)}。また、セミサブ型浮体をモデルとしたものでは、コラム・フーティングを格子状のデッキに連結し、そのデッキを一様梁で仮定して弾性応答を解析した Toki¹⁸⁾、各コラム・

フーティング部にかかる線形の3次元流体力に加えて、モリソン式より求めた非線形流体力も考慮した遠藤¹⁹⁾の研究などがある。また、Takakiらは多数のバージ型浮体を一列に弾性結合またはピン結合させた浮体構造物に対して、弾性応答を検討している²⁰⁾が、ここでは各浮体に作用する流体力は浮体間の干渉も含めて評価されている。

● 弾性平板モデル

1次元弾性梁モデルは、船体の弾性応答の単純な延長上にあるものであるが、超大型浮体式構造物を想定する弾性問題では、少なくとも2次元的な広がりをもつ弾性応答を考慮する必要がある。そこで、弾性平板モデルでは弾性浮体を薄い平板としてモデル化する。しかし、4辺4隅がフリーであるような薄い平板の固有振動モードは、解析的には得られていない。そこで、モード解析を行う際には、2次元振動モードを、有限要素法などによる構造解析から求めたものや、両端自由端の1次元梁の振動モードを x ・ y 方向に掛け合わせて固有振動モードとするものがある。Endoらはバージ型(ポンツーン型)浮体を弾性基礎上にバネ支持された等方性平板でモデル化し、曲げ及びねじり振動に対する構造応答特性の影響について解析している²¹⁾。また、Manidipudiら²²⁾は2000m規模の浮体式海上空港を異方性平板で仮定し、全体を 80×12 の要素に分割し、流体力を特異点分布法から求めることで、離散化した運動方程式を作成し弾性応答を解析している。

また、このころからより実際の構造物を想定した実験も行われるようになる。超大型浮体の弾性体としての特徴と平面的な幾何形状を意識した模型の一つとしてバックボーンモデルが挙げられるが、バージ型浮体をモデル化したものとしては、宮島ら²³⁾の角型浮体を縦横に並べ、それらを格子状に組んだアルミ板に接続したものや、影本ら²⁴⁾の角型浮体を縦横に並べ、それを一枚の亚克力板に取り付けたものがある。筆者ら²⁵⁾は後者のモデルに対して、各角型浮体にかかる流体力を領域分割法で求めることで、運動方程式を離散化し3次元影響を含めた解析を行っている。

また、平面形状が矩形でないものとしては、カラム・フーティング型浮体を多数の円環状に配置し、それらをデッキで結合する半潜水式リング状構造物を吉田らが提案し、さらに各浮体とデッキをそれぞれ質点と一様梁で置き換え弾性応答を解析したもの²⁶⁾や、濱本ら²⁷⁾の円盤型浮体式人工島を弾性円板でモデル化し波浪や海震による影響を考慮した応答解析などがある。

● 3次元構造モデル

吉田ら^{28), 29), 30)}は、円筒構造物を梁部材で結合した3次元骨組構造についても実験および解析を行い、その解析手法がカラム・ローハルからなるセミサブ型浮体に適用できることを示した。このような、浮体モジュールを弾性結合した構造モデルに対して、3次元的に弾性応答を解析した例としてはCheら³¹⁾の各モジュールの接続部に関して弾性を許した弾性応答解析、Wuら³²⁾のセミサブ型弾性リグ浮体を5基連結した浮体構造物の弾性応答解析、Ertekinら³³⁾の同様の浮体を16基

連結した超大型浮体式構造物の弾性応答解析などが挙げられる。竹沢、平山ら^{34), 35)}はフーティング付きコラムを格子状に張ったアルミ梁に連結したモデルを用い、各コラムの付加質量などを実験から求め、流弾性応答に関する計算を行い実験値と比較している。また、平山、馬ら^{36), 37), 38)}は複数の交換可能なユニットを支持浮体とする長寿命海上空港を提案し3次元特異点分布法により波強制力および流体反力の計算を、有限要素法により構造解析を行い、実験結果と比較をしている。

1990年ごろより、上述の他にも、3次元弾性浮体をモデル化した数メートル規模の弾性模型を用いた水槽実験が各地で活発に行われ³⁹⁾、併せて、大型計算機あるいはワークステーションなどの整備により、これらの手法を駆使した具体的構造物を想定した流弾性挙動の計算が徐々に行われるようになっていった。

しかし、理論計算も実験も、構造物長さや波長の比は大きなものでもせいぜい5~10:1程度で、考慮されている弾性変形モードも長手方向に関して10節に至らないもので、超大型浮体式構造物の流弾性問題において扱うべき、「短波長領域における高次の変形モード問題」を解析するには至らなかった。

超大型浮体式構造物の流弾性問題に関する研究の現状

1995年にメガフロート技術研究組合が設立され、1996年からメガフロート実海域実験が開始された。東京湾に浮かんだメガフロートの形状はポンツーン型であり、海上空港を想定した具体的な第一歩として社会の注目を集めることになる。このころより、超大型浮体式海洋構造物の流弾性挙動問題に関する研究環境は劇的に改善されると言っても過言ではない。その理由として、一つは、計算機の能力の著しい進歩であり、もう一つは、メガフロート実験に代表されるような実証実験やおおがかりな水槽実験が行われるようになったことが挙げられる。特に300mのメガフロート実機を想定し船舶技術研究所で行われた水槽実験⁴⁰⁾と、1200m浮体を想定し三菱重工長崎研究所で行われた実験⁴¹⁾は、そこで得られた実験データが、現在進行している流弾性問題に関する理論計算のほとんどの検証に用いられているほどに貴重なものである。こうした環境の中、ここ1、2年において著しく進歩した研究成果は、その質、量ともに前節までに紹介した研究成果を大きく上回るものである。

そこで、この節では超大型浮体式構造物の流弾性挙動に関する研究の現状について触れたいと思う。

近年における研究成果が劇的に向上したと述べたが、そのほとんどの研究は前節で紹介した理論的な手法をベースに行われたものである。少し整理すると、流弾性問題の扱いは

- モード解析法
- 離散化法

に大別され、その一部である流体力の推定法に関しては

- 浅喫水仮定（圧力分布法など）
- 純粋3次元問題（特異点分布法、領域分割法など）

に区別されるものと思われる。

(1) モード解析法

浮体の変形を何らかのモード関数の重ね合わせで表現し、各モード関数毎の流体反力に関する諸係数（付加質量係数など）を得て、それらの諸係数を浮体の運動方程式に代入するというモード解析法は、現在の超大型浮体式海洋構造物の流体力弾性挙動に関する研究の大半を占めている。このモード解析法を用いた場合、克服しなければならない難点は、

- モード関数の選択
- モード関数の重ね合わせの数
- モード毎の流体力の推定

が挙げられる。こうした難点の克服のために、多くの研究者により数値計算上の工夫がなされている。まず、モード関数の選択に関しては、多くの研究者がドライモードにおける両端自由端梁のモード関数を縦横に掛け合わせて一つのモード関数とする手法を用いている。ただし、これは先にも触れたように、矩形平板における4辺4隅の境界条件を完全に満足するようなモード関数ではないので、あくまで近似的な関数としてとらえるべきものである。したがって、こうしたモード関数を用いた場合そうした境界条件の考慮と、重ね合わせるモード関数の数が問題になる。こうした境界条件問題に関して Nagata ら⁴²⁾は、変分原理を用いることで精度の良い解が得られることを示した。一方、こうしたモード関数を用いた場合、重ね合わせるべきモード関数の数はおよそ1000程になり、各モードに関する Radiation 流体力の推定は大変な時間を要する。影本、朱ら^{43),44)}はそうした流体力推定に関して、3次元特異点分布法を用い、構造物が超大型であることを逆に利用し、構造物内部（ここという内部とは外洋にさらされていない流体部のこと）の Radiation ポテンシャルの空間分布は、モード関数の空間形状に一致すると近似的に仮定できることを用いて、分割するパネル要素数並びに流体力に関する計算量を劇的に減少させ、弾性変形の各モードに関する付加質量係数、減衰係数を精度良く求める手法を提案した。Kashiwagi^{45),46)}は圧力分布法を用いたが、パネル上の圧力分布を B-spline 関数で表現することで、短波長領域に関する流体力を少ない分割パネル数で精度良く推定できる手法を示した。

また、領域分割法を用いた場合、浮体の下部領域の Radiation 問題の特解を解析的に与え（浮体底面の流速をモード関数の上下方向速度として与える）、その底面における流体力の積分計算を領域境界面上の線積分として行うことで、計算時間を短縮させる手法が永田らにより示されているが、大松⁴⁷⁾は喫水0を仮定することによ

り、その境界面上の問題を簡略化して計算量を減らし、5000m規模のボンツーン型超大型浮体式構造物の流体力弾性問題の解析例を示している。

こうした解法はいずれもそのモード関数を両端自由端梁のモード関数の掛け合わせで表現しているが、Takaki ら⁴⁸⁾は、有限要素法を用いて、ドライモードでの4辺4隅の境界条件を満たす平板の変形モードを求めることで収束精度の良いモードを数値的に求め、ボンツーン型超大型浮体の洋上での建造過渡状態を想定したΓ型（L型形状）浮体の流体力弾性挙動を推定している。

また、前田ら⁴⁹⁾は浅喫水理論による圧力分布法を用いて、超大型浮体式構造物に作用する非線形波力を考慮した定式化ならびに解析例を示している。

(2) 離散化法

超大型浮体式海洋構造物の理論解析の対象の大半が、ボンツーン型と呼ばれるもので薄い板状の浮体を想定していることから、構造物の流体力弾性挙動問題に関してモード法を用い、形状の特性を生かした数値計算上の工夫を施すことで、その計算量を減らしているものが多い。しかし、形状や質量分布が空間的に変化する一般の構造物に対しては、そうした工夫の適用が難しく、たとえば、セミサブ型浮体式構造物の波浪中弾性挙動を考えた場合でも、モード法の中で紹介したような0喫水仮定や、浮体底面の解析的積分が困難であることは容易に想像される。こうした問題の解決には離散化法の整備が不可欠であるが、離散化法を用いる上では、構造物を相当数の要素に分割する必要がある、こうした研究例は少ない。

矢後ら^{40),50)}は、0喫水仮定による圧力分布法を用いて、各パネルに関する付加質量係数などを求め、浮体の剛性を考慮した運動方程式と連立させることで、ボンツーン型浮体に関してその流体力弾性応答を計算しているが、この運動方程式中の剛性マトリックスは、浮体の構造が平面骨組み要素であるとして有限要素法を用いて解析している。また、Yoon ら⁵¹⁾は浮体の弾性応答に対する剛性による復原力を各パネルにおける相対変位を用いた有限差分法を用いて計算を行っている。飯島ら^{52),53)}はセミサブ型浮体を3次元骨組み構造として単純化し、有限要素法による構造解析と、影本 & Yue による相互干渉理論による流体力問題とを連立させて流体力弾性問題を扱っている。またその中で、大規模構造システムに応用されてきた部分構造法を適用することで、節点数の減少を図り、流体問題に関しても group body という概念を導入しその計算量を減らし1000個のカラムを有するセミサブ型超大型浮体式構造物の解析を行っている。

筆者ら^{54),55)}は、本論文中でも示すように、構造物を離散的に表現し、各離散化された浮体に関して、喫水も考慮した流体力と剛性による復原力を考慮した運動方程式と、それら運動方程式と、影本 & Yue による相互干渉理論を適用したときに成り立つべき式と連立させて、ボンツーン型浮体の流体力弾性挙動の解析を行っている。

(3) 弾性浮体を流体の一部とみなす手法

近年、流弾性問題に関して、ここまで示してきたような流体問題と構造物問題に分離するという概念とは別のとらえ方が提案されている。すなわち、浮体の喫水を0と仮定することで、浮体そのものを周囲の水面とは復原力の異なる水面の一部と見なし弾性変形を流体の運動と区別せずに扱うというもので、基本的なアイデアは Stoker ら⁵⁷⁾の弾性変形する梁と水面波の相互作用の計算、Maylan ら⁵⁸⁾の氷原の海洋波に対する弾性応答の解析に示されている。Ohkusu & Namba^{59),60)}は周辺流体と弾性浮体内の波の伝搬速度の相違から、幾何光学とのアナロジーによって、超大型ポンツーン型浮体に対して斜め波が入射した場合、弾性浮体内を進行する波の進行方向が入射波に対して屈折することまた、全反射を生じる臨界角が存在することを指摘している。坪郷、岡田ら^{61),62)}は、平板の撓み振動による変形を平板を伝搬する波とみなし、その伝搬特性を求めている。こうした考え方は、定量的評価が不十分な面はあるが、数値計算の妥当性を検討するための一つの指標になることが期待される。

本研究の目的および本論文の概要

前節において、超大型浮体式構造物の流弾性挙動に関する研究を概括した。この節では本研究における目的および本論文の概要を示す。

本研究の目的

これまで触れて来たように、波浪中における超大型浮体式構造物の流弾性挙動の推定には、モード解析法あるいは離散化法などが適用されているが、これらの手法には以下に示すよう、実計算レベルではそれぞれに克服すべき難点がある。

モード解析法の場合、

- 超大型浮体を想定すると、かなり高次の変形モードまで考慮する必要があるが、考慮すべき膨大な数の変形モードに対する流体反力を合理的な計算量で求めるにはどうすればよいのか
- 質量や剛性の分布が非一様な構造物となることが予想される実際の構造物を想定した場合、単純ではない形状の構造物の場合、変形モードにはどのような関数群を用いればよいのか

離散化法の場合

- 超大型浮体を想定すると、構造物の大きさに比べて相対的に短い波長の波による弾性変形を扱うことになり、精度の良い解を与えるには、構造物をより細かく離散化する必要があるが、離散化された構造物間の流体力学的相互干渉問題という莫大な量の計算をどのようにして解けばよいのか

という問題である。

超大型浮体、特にセミサブ型超大型浮体をモード解析法で解こうとすると、流場と弾性変形との関係が複雑になり、膨大な量のモードに対応するそれぞれの流体反力を求めることは困難であり、こうした場合、モード解析法は、現実的な手法とはならない。

そこで、本論文ではこうした場合にも対応できると考えられる離散化法を用いることとするが、離散化法の単純な適用を考えた場合、たとえばポンツーン型の場合は弾性浮体に現れる弾性変形を表現できる程度に離散化すれば良いであろうことは想像に難くない。5000m規模のモード法に基づく研究などでは1000近いモード数を仮定しているものもあるので、分割数もそれに準ずるとすれば、1000に近い小浮体に離散化する必要がある。まして、セミサブ型浮体の場合には各脚毎に離散化する必要があると考えられ、1000m規模の浮体でもその本数は1,500本近く、また5000m規模となると15,000本近くになると考えられる。

ところが、こうして離散化された小浮体間の流体力学的相互干渉を考えた場合、影本 & Yue の相互干渉理論を用いたとしても、現有の計算機的能力では考慮できる浮体数は100個程度である。すなわち、100個程度の小浮体の相互干渉問題を扱うには、「少なくとも1桁は扱える本数を増やす」必要があり、まして15,000本の小浮体からなるセミサブ型浮体の波浪中弾性挙動を扱うならば、「2桁の本数の違いを克服する」必要がある。一口に1桁とか2桁の違いと言うが、それに応じて未知数の1桁あるいは2桁と増加するのであるから、連立方程式を解く為の計算時間が未知数の数(連立する式の数)の2乗に比例するとすれば、2桁から4桁、まして逆行列を解くとして考えると計算時間は未知数の数(連立する式の数)の3乗に比例すると言われているから、3桁から6桁、計算時間並びに使用メモリーを軽減するような定式化の開発が求められる。

結局、5000m級の超大型浮体の流弾性応答を考えた場合、ポンツーン型では長さ・波長比20~50といった現実的な波長の波に対しても合理的な計算量で精度の良い解を得ることの出来る手法が近年開発されてはいるが、それらはポンツーン型浮体に特化された手法であり、また、喫水ゼロの仮定を用いている。セミサブ型浮体については数万本といったセミサブ型コラムに指示された浮体の弾性応答を解析できる手法は存在しない。

そこで、本論文では、超大型浮体式海洋構造物の流弾性挙動の推定法について、精度の高い、また浮体の構造形式に関わらず適用でき、尚かつ数万本のコラムに支持されるような超大型浮体の弾性応答において、計算量を実用的な範囲に抑えることのできる手法を示すことを目的とする。

本論文の概要

こうした問題の解決のために、本論文では、まず第1章において

- ・離散化された領域毎に独立した座標系で与えられている複数の流体問題を、ある代表座標系に関してまとめて扱うことで未知数を減らし、その計算量を抑える手法

を提案し、その定式化を示す。具体的な定式化の過程は本文に譲るが、この手法を用いることで、何らの近似的な措置を用いることなく実計算上において扱える総浮体数を数十倍に増やすことが出来る。すなわち、一つの目標である「扱える総浮体数を1桁増やす」という点を解決する。この定式化を用いることで、総浮体間の相互干渉影響を直接考慮する直接的な手法ならば計算量が数百倍に膨張するところを、たかだか2倍程度に抑えることが出来る。

第2章では第1章で示した定式化に基づく種々の計算を行い、その有効性を検討する。

本論文の第1章で示すような離散化法では、流体問題について朱・影本らが提案しているような近似解法⁽⁴⁾を、流体問題と弾性問題のそれぞれに導入する、すなわち流弾性問題に関しても容易に対応できる点も大きな利点の一つである。

そこで、第3章では

- ・朱・影本らの提案した近似解法を、第1章で示した定式化に導入することで、未知数を減らし、その計算量を抑える手法

を提案する。具体的な定式化などは、本文に示すが、この近似解法をの概念の導入により、扱うことの出来る総浮体数をさらに1桁増やすことが可能になる。したがって、第1章で示した手法と組み合わせることで、「扱える総浮体数を2桁」増やすことが可能となり、5000m規模のセミサブ型浮体の流弾性挙動の推定が可能となる。第3章ではそのような定式化に基づいた計算例を示し、その有効性について検討を加えると共に、15,000本近いカラムを有する5000m規模の超大型浮体の流弾性挙動に関する計算例を示す。このような多数の(しかも実際に提案されているような数の)カラムで支持された超大型浮体の現実的な波長を持つ波の中での弾性応答を示した例は初めてであると思われる。

第4章に結論を示す。

目次

序論	i
はじめに	i
研究の背景	iii
超大型浮体式構造物の流弾性問題とは	iv
超大型浮体式構造物の流弾性問題に関する研究の黎明	v
(1) 流体力問題	v
(2) 流弾性問題	ix
超大型浮体式構造物の流弾性問題に関する研究の現状	xi
(1) モード解析法	xii
(2) 離散化法	xiii
(3) 弾性浮体を流体の一部とみなす手法	xiv
本研究の目的および本論文の概要	xiv
本研究の目的	xiv
本論文の概要	xv
1 定式化	2
1.1 解析手法の概念	3
1.2 部分浮体の流体問題に関する定式化	10
1.2.1 単独物体に関する一般式	10
1.2.2 ボンツーン型部分浮体の Diffraction/Radiation 特性	13
(1) Diffraction 問題	14
(2) Radiation 問題	17
1.2.3 コラム支持型部分浮体の Diffraction/Radiation 問題	20
(1) Graf の加法定理による座標変換	21
(2) 微小部分浮体群の Diffraction/Radiation 問題	26
(3) 部分浮体の Diffraction/Radiation 問題への定式化の拡張	32
1.3 浮体の弾性問題に関する定式化	37
1.3.1 微小部分浮体の運動方程式	37
1.3.2 モード関数を用いた定式化	39
(1) モード関数と微小部分浮体の上下変位	39
(2) 平板の境界条件の問題	41

(3) 平板としての運動方程式	45
1.3.3 差分法を用いた定式化	46
(1) 平板の境界条件の問題	47
(2) 平板としての運動方程式	53
1.4 流力弾性問題に関する定式化	54
2 定式化に基づく計算	57
2.1 定式化の有効性の検討	57
2.1.1 コラム支持型部分浮体の問題	57
(1) 解析的座標変換による相互干渉計算の検討	57
(2) 部分浮体の流力弾性問題に関する検討	77
2.1.2 ボンツーン型浮体の問題	96
(1) 部分浮体の流力弾性問題に関する検討	96
(2) 速度ポテンシャルの表現に於ける有限打ち切りの影響について	108
(3) 微小部分浮体の大きさによる影響	116
(4) 剛性による復原力の評価法の検討	128
2.1.3 実験値との比較	150
(1) 300m 規模浮体式構造物を想定した実験値との比較	150
(2) 1200m 規模超大型浮体式構造物を想定した実験値との比較	161
2.1.4 計算速度の向上に関する検討	167
2.2 定式化に基づいた計算によるパラメトリックスタディ	169
2.2.1 構造物の大きさの弾性応答への影響	169
(1) 浮体の長さの影響	169
(2) 浮体の幅の影響	189
2.2.2 ボンツーン型浮体とコラム支持型浮体との応答の比較	210
(1) 1200m 超大型浮体式構造物モデルを用いた比較計算	210
(2) コラム支持型浮体の同調運動	231
3 近似解析手法の導入	235
3.1 近似の概念	235
3.2 近似解法を用いた計算	238
3.2.1 近似解法を用いた計算の比較・検討	238
3.2.2 1万本を超えるカラムによって支持されたカラム支持型 VLFS の波浪中流力弾性挙動の計算	244
4 結論	248
謝辞	251
参考文献	252

Appendix	258
A. 最小自乗法	258
B. Graf の加法定理について	260
Graf の加法定理とは	260
Graf の加法定理により $J_n(kr_o)$ を $J_m(kr_i)$ へ	261
Graf の加法定理により $H_n(kr_i)$ を $H_m(kr_o)$ へ	262
Graf の加法定理により $H_n(kr_i)$ を $J_m(kr_o)$ へ	263
C. 流体力学的相互干渉問題について	266
流体力学的相互干渉問題とは	266
Kagemoto & Yue の相互干渉理論	269
D. 諸関数の normalization について	272
E. ボンツーン型浮体周辺の流場の表現について	274

第1章

定式化

この章では、超大型浮体式構造物の波浪中弾性挙動を推定するにあたって、本論文で用いた定式化について述べる。本論文では、通常稼働時における超大型浮体式構造物の全体としての流力弾性挙動を研究の対象としている。流体は密度や温度分布が一様と見なせるものとして非圧縮性流体を仮定する。波としては一方向から来る規則波を対象とする。台風時や時化した状態で生じる波崩れを伴うような波浪は想定しないことから、波傾斜も小さいと見なし、微小振幅波理論、すなわち線形理論が成立するものとする。定常状態を想定するものとし、流場や浮体の運動などすべての物理量は入射波と同じ周期で周期運動を行っているものとする。想定される浮体の剛体運動や弾性変位は、構造物の水平面的なスケールに比べて遙かに小さく、変形によっても中立軸は変化しないと見なせるものとし、線形振動をしているものとする。また、潮流など流れの影響は考慮しないこと、浮体の水平面内運動は考慮しないことから、浮体と流体との摩擦影響は無視するものとする。さらに、浮体の鉛直運動に関する絶対的な応答量は小さいことから、流体運動と浮体運動との相対速度は小さくなることが予想され、渦による影響は小さいものとし渦や摩擦による流体力は他の力に比べて小さく無視できるものとする。

以下にこれら上記の仮定をまとめると。

- 流体は非圧縮性・非粘性の完全流体である
- 流体粒子の運動は非回転である
- 流体運動は微小振幅周期運動を行う
- 浮体の剛体運動・弾性変位は微小振幅周期運動を行う

となる。よって、解析には微小振幅の通常の線形ポテンシャル理論が適用できるものとする。また、こうした流体問題あるいは構造問題以外では、

- 水深は有限で一定
- 喫水は有限で一定

としている。座標系などは論文中において適宜記していくつもりである。

1.1 解析手法の概念

本節では定式化の概念を示す。まず、本論文で示す定式化では序論でも触れたように

- 離散化された領域毎に独立した座標系で与えられている複数個の流体問題を、ある代表座標系に関してまとめて扱うことで、使用する固有関数を共有し、その係数である未知数を演算の過程で減らすことで、その計算量を抑える手法を提案する。

本論文では、流力弾性挙動の推定手法として、構造物を離散的に表現し、離散化によって得られた各小浮体での運動方程式を、相互干渉と構造物としての剛性による拘束力を考慮して解くという離散化法を用いる。すなわち、弾性問題に関しては、構造物の弾性変形を離散化された小浮体の剛体運動の連として表現する手法を用い、流体問題に関しては構造物の離散化に併せて流体領域を分割し、それぞれの領域での速度ポテンシャルを固有関数を重ね合わせて表現する手法を用いる。

このように離散的に扱い、流体問題、弾性問題の双方を精度良く扱うためには、構造物を十分に細かく離散化することが要求される。しかし、これまで記述してきたように、より細かい離散化は未知数ならびに計算量の急激な増加を伴う。

ところで、従来の理論解析手法をそのまま適用して、計算量が急激に増加するのは、ひとえに細かい離散化によって未知数が増えるためである。すなわち、問題の解決には「より細かい離散化をしつつ、未知数を増やさない」という矛盾とも思える要求を満たせば、その目的が達成されるのである。

そこで、まず流力弾性挙動を考える上でもっとも計算上の負荷となっている部分は何処であろうかと考える。それは序論の流体力問題のところでも述べたように、流体力学的相互干渉問題の取り扱いである。現有の計算機的能力では、たかだか1000個程度の流体力学的相互干渉問題を扱うことしかできない。kmオーダーの超大型浮体式構造物の流力弾性問題を離散化法によって扱おうとすれば、少なくとも1000個近い浮体間の流体力学的相互干渉問題を扱う必要があるのにである。

そこで、次のように考えてみた。もし、1000個の浮体間の流体力学的相互干渉問題に関して、全体を40のグループに分けることが出来たとしたら、一つのグループには25の小浮体が含まれることになる。仮に、この40個のグループ間の相互干渉問題（40個の浮体間の流体力学的相互干渉問題）なら現有計算機でも解くことが出来る。しかし、その為には25個の小浮体をあたかも一つの物体のように扱うことが出来るような数学的な記述が必要である。

ところで、一般にある浮体の Diffraction/Radiation 問題を考えた場合、1つの Diffraction 問題と6自由度の剛体運動に基づく Radiation 問題を考える。ならば、1つの浮体を剛体ではなく多くの自由度を有する構造物として、1つの Diffraction 問題とその自由度の数だけの Radiation 問題を考えたらどうだろうか。もう少し具体的に言えば、25個の小浮体からなる浮体の Diffraction/Radiation 問題として、1つの Diffraction 問題と 6×25 個の自由運動による Radiation 問題を考えたら

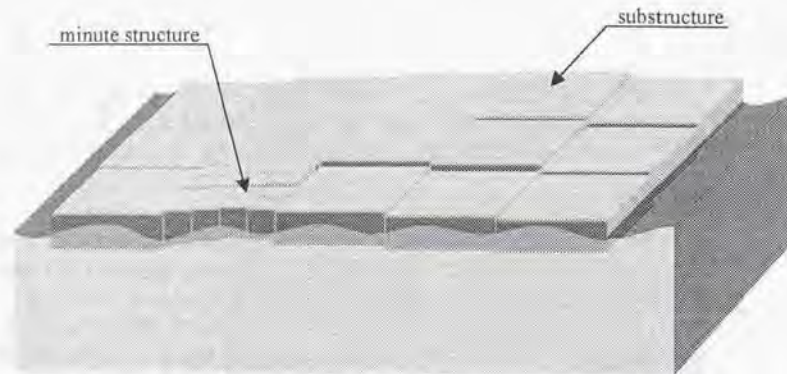


Fig. 5 : A concept of the analysis for a pontoon-type VLFS

どうであろうかということである。このとき、Radiation 問題には 25 個の小浮体の相互干渉影響も含めて扱っておけば、その後、40 個の浮体間の相互干渉問題を扱う際には、自然とその影響も考慮され、結果として 1000 個の浮体間の相互干渉問題を扱うことが出来るはずである。

この考え方に基づけば、現有の計算機でも 1000 個あるいはそれ以上の物体間の相互干渉問題を、何の近似的措置も施さずに扱うことが出来、矛盾とも言える要求を満たすことが可能なのである。

こうした発想のもと第1章の定式化は出発する。尚、本論文では、1000 個の小浮体を「微小部分浮体」と称し、この 25 個の小浮体からなる構造物を「部分浮体」と称する。

本論文では解析対象の浮体として 2 つのタイプの浮体を扱う。一つは「一様な厚さの平板が自身の浮力により水面に浮いているようなモデル」であり、もう一方は「一様な厚さの平板が多行多列に配置されたコラム群の浮力によって支えられるモデル」で、以後、本論文においては、前者をポンツーン型と後者をコラム支持型と呼ぶことにする。双方のモデルとも、超大型浮体式構造物の代表的な形式を簡略化したモデルであり、その流力弾性挙動に関する研究は、今後の研究の基礎的となるものであると考えられる。コラム支持型の脚としてはもっぱら単純な円筒形のもので対象とするため、通常言われているようなセミサブ型とは異なるが、後述するように流力弾性応答の観点からは共通の部分が多い。

ポンツーン型浮体に関しては Fig.5 に示すように浮体を取り扱う。この計算モデルの特徴は既に述べたような概念に基づき、浮体全体が N_1 個の部分浮体によって構成され、それと同時に、それら部分浮体はそれぞれ N_2 個のさらに細かな剛体の浮体

である微小部分浮体によって構成されているものとして考えるところにある。流体領域は構造物の離散化に伴って分割をする事になるが、その構成は浮体の離散化と同様に、浮体下部の領域は N_1 個の部分浮体に関する流体領域に分割される。さらに、Fig.5 に示すように、各部分浮体に関する流体領域は、 N_2 個の微小部分浮体に応じて分割される。

領域分割法の考え方に基づいて、各部分浮体に関する流体領域を下部領域と外部領域とに分けて扱い、各々の領域の速度ポテンシャルは各領域の局所座標系による固有関数の重ね合わせで表現されるものとする。さらに、この外部領域の解を用いて、部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を扱い、浮体全体に関する外部領域の流場は、仮想的に分割されている N_1 個の各部分浮体に関する局所座標系で表された速度ポテンシャルの和によって表現する。ここで、部分浮体同士は隣接しているため、部分浮体に関する外部領域の解を用いて流体力学的相互干渉を扱うことは物理的に意味があるのかという疑問が生じるが、相互干渉理論で用いられる定式化には、本文及び Appendix で示すように、その座標原点間距離による制約条件しか存在せず、ここで示すような部分浮体間の問題にはその制約条件は抵触しない。すなわち、ここで計算されているのは、ある部分浮体 (i) の Diffraction/Radiation による散乱波が他の部分浮体 (j) に入射波として作用するというメカニズムであって、その過程における仮想的な外部領域の流体は単なる橋渡しの役割をしているに過ぎないため、部分浮体相互が隣接していることは計算上の制約とはならない。

一方、部分浮体の Diffraction/Radiation 問題には、1 つの Diffraction 問題と N_2 個の微小部分浮体の剛体運動による Radiation 問題が含まれる。ただし、本論文では、浮体全体としての変形は微小部分浮体の上下運動だけによって近似的に記述されるものと仮定し、各微小部分浮体の運動としては上下運動のみを考慮している。また、部分浮体内の Radiation 問題の考慮の際には、各微小部分浮体に関する境界面において流場が滑らかに連続するように境界条件を与えることで、微小部分浮体間の相互干渉も考慮している。

こうして、浮体全体の下部流体領域は、 $N_1 \times N_2$ 個に分割されることになるが、各領域の局所的な速度ポテンシャルはそれぞれの領域に関する座標系で表された固有関数の重ね合わせで表現される。

一方、コラム支持型浮体を扱う場合には、Fig.6 に示すように浮体を取り扱う。このとき、最小の構成要素は一本のコラムとそれに付随した平板状のデッキからなり、これを N_2 個集めたものを部分浮体とし、浮体全体は N_1 個の部分浮体により構成されているものとする。

本研究の目的の一つが、浮体の様式に特化されない汎用性のある解析手法を示すことであったが、そのためコラム支持型浮体に対しても、ポンツーン型の場合と同様の概念に基づいた手法を提案する。すなわち、 N_2 本のコラムを構成要素とする部分浮体を単独の浮体と見なし、この部分浮体に関する内部流体領域と外部流体領域に関してそれぞれの速度ポテンシャルを、当該部分浮体に関する局所座標系によって表現された固有関数の重ね合わせで表す。ここでも、浮体全体に関する流場は、 N_1 個の部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を考慮した各部分浮体座標系によって表された速度ポテンシャルの和として表現される。ここで、あえて内部流体領域と

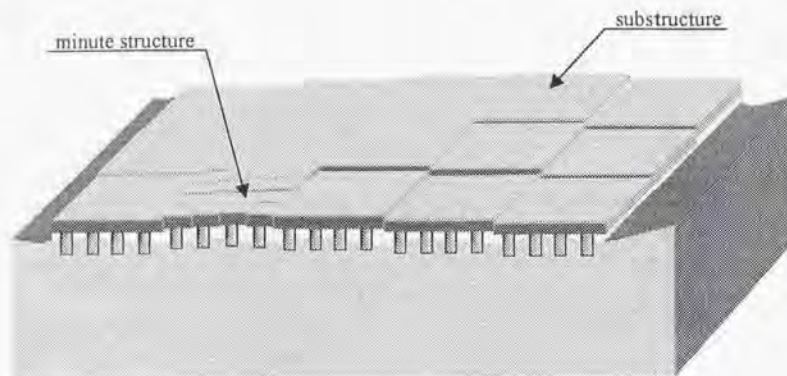


Fig. 6 : The concept of the analysis for a leg-supported-type VLFS

いう言葉を用いたのは、部分浮体に関する内部流体領域には、それを構成するコラムの下部にあたる領域と、コラムに関する外部流体領域が混在するためである。したがって、コラムの下部に関しては、その速度ポテンシャルは各コラム部に関する固有関数の重ね合わせで表され、その他の部分に関しては、 N_2 個のコラム間の流体力学的相互干渉問題を考慮した各コラムに関する座標系によって表された外部領域解の速度ポテンシャルの和として表現する。こうした N_2 個のコラム間の相互干渉問題を含んだ部分浮体の Radiation 問題を考えるには、ポンツーン型浮体で示したような境界面上での流体の連続性を保つように境界条件を与えることも可能であるが、このコラム支持型部分浮体内での、相互干渉問題を扱う手法として、コラム支持型浮体の特性を利用して、各微小部分浮体毎の座標系で記述されている流体問題を、座標変換により部分浮体に関する座標系に帰着させる手法を新たに提案する。この座標変換の詳しい説明は後述するが、最大の特徴はその変換を多重に何度でも行える点である。

このように、ポンツーン型でもコラム支持型でも部分浮体の Diffraction/Radiation 特性の中に、1つの Diffraction 問題と N_2 個の剛体運動による Radiation 問題を含ませるといった概念の上に定式化がなされ、 N_1 個の部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を扱うことにより、結果として $N_1 \times N_2$ 個の微小部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を取り扱うことが出来る手法になっている。また、浮体近傍の流場の表現に関しては、それぞれの部分浮体に原点を持つ座標系による速度ポテンシャルの和で表すことで、浮体全体に関する一代表座標系に関して固有関数で展開するよりも収束度の良い解が得られるだけでなく、浮体の平面形状の変化に柔軟に対応できるという利点を持つ。

離散化された微小部分浮体は独立に運動できるのではなく、剛性による拘束力（復原力）を受ける。各微小部分浮体に働く剛性による復原力は、周囲の要素との相対的な運動の差によって決まり、一般的に薄い等方性の平板問題の場合、変位の4階微分（ $\nabla^4 Z$ ）によって与えられる。本論文では、この剛性による復原力に関して、弾性変形をモード関数の重ね合わせで表せるものとして、そのモード関数を解析的に微積分する手法と、隣接する微小部分浮体との変位の差分により数値的に扱う手法の両方を示す。前者は、モード解析法に近い概念ではあるが、あくまで離散的に表現された各微小部分浮体に対する剛性による復原力を、モード関数を介して扱うにすぎず、モード解析法とは本質的に異なる。また、後者は有限差分法に属する手法と思われるが、前者の手法に比べて平板のもつ境界条件を合理的に満足させることが出来ることなどの利点がある。

こうして得られた流体問題と弾性問題を連立するが、流体問題には 影本 & Yue が提案した相互干渉理論を N_1 個の部分浮体間で考慮して計算を行う。既に触れたように、 N_1 個の部分浮体の流体問題にはそれぞれ N_2 個の相互干渉影響を考慮した Diffraction/Radiation 問題が含まれているから、部分浮体間の相互干渉問題による定式化の中には $N_1 \times N_2$ 個の微小部分浮体の Radiation 問題を含んでおり、 $N_1 \times N_2$ 個の弾性問題と連立することは容易である。このようにして得られた関係式を一度の演算で解くことによって流体問題・弾性問題に対する解を得る。

この節の冒頭で述べたが、本論文で提案する N_2 個の微小部分浮体間の流体問題を考慮した後に N_1 個の部分浮体間の流体問題及び $N_1 \times N_2$ 個の弾性問題を扱うという流弾性問題の解析手法は、一見、 $N_1 \times N_2$ 個の微小部分浮体に関して、流体問題と弾性問題双方の問題を連立させて一度に解く直接的な手法よりも、複雑で不便であるように思われるかもしれないが、実際にはこの定式化によって計算量を大きく低減させることが出来る。

たとえば、計算時間が最終的に解くべき連立方程式の元数の自乗に比例するとし、1000個の部分浮体間の問題に関して $N_1 = 40$ 、 $N_2 = 25$ とすれば、計算時間の比は

$$\begin{aligned} \text{直接的手法：本手法} &= 1000^2 : (40^2 + 25^2) \\ &= 1.0 \times 10^6 : 2.225 \times 10^3 \\ &= 1 : 0.002225 = 450 : 1 \\ &= 30[\text{day}] : 1.6[\text{hour}] \end{aligned}$$

となり、計算時間はおよそ500分の1に減少する。こうした計算時間の大小は必要とする記憶容量の大小の問題とも言い替えられるから、直接的手法では、超大型浮体式構造物の流弾性問題に関して解を出すことが事実上不可能であるということを示唆している。

少し角度を変えて本論文で紹介するような段階的な計算手法と直接的な計算手法の違いを視覚的にとらえると、Fig.7のようなになる。左側が直接的な計算手法、右側が段階的な計算手法で、一本一本の線が相互干渉問題の計算を表している。こうし

て見比べてみると、直接的な手法の図は部分浮体を經由した段階的な手法の図に比べて、はるかに密になっており、計算量の差は歴然としている。この図の場合のように微小部分浮体はわずか12個の問題にしてこれだけの計算量の差があるのだから、これが何千何万となった場合の差は云わん哉おやである。

これらのことから、本論文で示す計算手法の優位性が伺える。

Each line means each interaction among the minute structures or the substructures.
So, the number of the lines is the number of interactions that should be accounted for in the calculation.

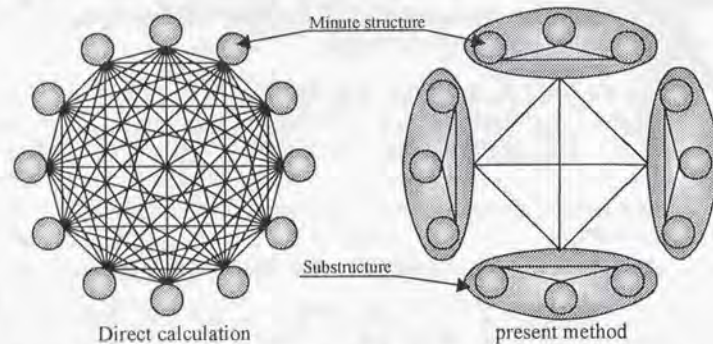
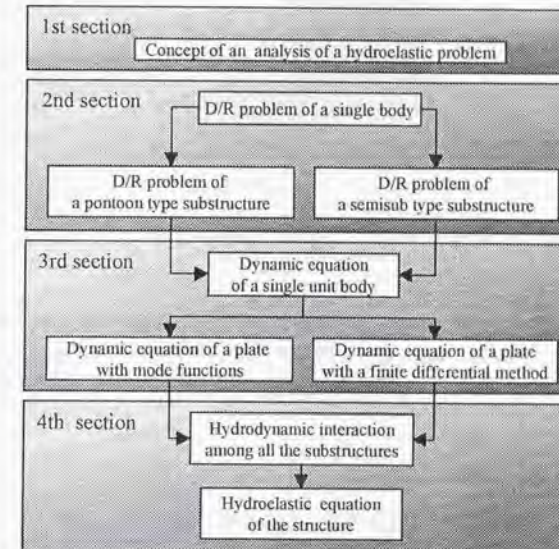


Fig. 7 : The number of interaction calculations needed among the whole minute structures

このような概念の上に、流体力学問題の解析手法に関する定式化を行う。

Fig.8 に定式化におけるフローチャートを示す。以下、部分浮体に関する流体問題に関する定式化、浮体の弾性挙動に関する定式化、流体力学挙動に関する定式化という順で記述していく。



* "D/R" means "Diffraction/Radiation"

Fig. 8 : The flow chart of the formulation

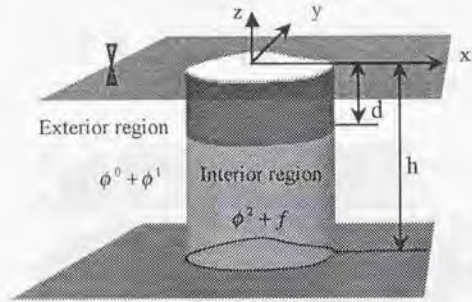


Fig. 9 : Coordinate system of a single body

1.2 部分浮体の流体問題に関する定式化

ここでは部分浮体の流体問題に関する定式化を行う。

定式化にあたっては、まず単独物体に関する流体問題の一般式の導出後、部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を取り上げるが、部分浮体の Diffraction/Radiation 問題の扱いに関して、ポンツーン型とコラム支持型では異なるので、別々に記述をしている。

1.2.1 単独物体に関する一般式

ここでは、単独物体に関する流体問題の基礎的な一般式を記述する。

Fig.9のように単体の物体が流体中に存在するとする。この座標系において流場の速度ポテンシャルを $\Phi = \text{Real}[\phi(x, y, z)e^{-i\omega t}]$ 、水面変位を $\zeta = \text{Real}[\eta(x, y)e^{-i\omega t}]$ として、連続の式、水面・水底・物体表面での境界条件は以下のように表される。

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \text{連続の式} \quad (1.2.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= -i\omega \eta \\ \frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \text{水面} \quad (1.2.2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad \text{水底} \quad (1.2.3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = v_n \quad \text{物体表面} \quad (1.2.4)$$

ただし、 n は物体表面の法線方向とし、 v_n は物体の法線方向速度を表している。これらの関係式を満足するような一般解を求める上で、本論文では、水深 h 及び物体の喫水 d は一定であると仮定し領域分割法を用いる。領域分割法は、全領域を境界条件の違いから幾つかの領域に便宜的に分割する手法であるが、本論文では物体の

1.2. 部分浮体の流体問題に関する定式化

外部領域 (exterior region) と下部領域 (interior region) との2つに分割する。本論文では、さらに外部領域の速度ポテンシャルのうち、物体に向かってくる成分を入射波ポテンシャル ϕ^0 、物体から遠ざかっていく成分を散乱波ポテンシャル ϕ^1 、また下部領域における速度ポテンシャルを ϕ^2 と表すことにする。

まず外部領域であるが、外部領域における散乱波は、先の境界条件等に無限遠での条件

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\partial^2 \phi^1}{\partial r^2} - ik \frac{\partial \phi^1}{\partial r} \right) = 0 \quad (1.2.5)$$

を付加する必要がある。連続の条件を円筒座標系に書き下し、 $\phi = R(r)\Theta(\theta)Z(z)$ として変数分離法を用いて水底と水面での境界条件を考慮すると、

$$Z = \cosh(k(z+h)) \quad (1.2.6)$$

$$Z = \cos(\alpha_n(z+h)) \quad (1.2.7)$$

を得ることが出来る。ただし、

$$\alpha_n : \frac{\omega^2}{g} = -\alpha_n \tan \alpha_n h \cdots (\text{local wave}) \quad (1.2.8)$$

$$k : \frac{\omega^2}{g} = k \tanh kh \cdots (\text{progressing wave}) \quad (1.2.9)$$

を満たすものとするさらに、 Θ の解として

$$\Theta = e^{im\theta} \quad (1.2.10)$$

が与える。これらを連続の式に代入すると、

$$\frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} - \frac{m^2}{r^2} + \frac{Z''}{Z} = 0 \quad (1.2.11)$$

を得ることが出来る。ここで、添え字' は微分を表し、'' は2階微分を意味している。以下 $Z'' = k^2 Z$ ((1.2.6) 式) の場合には

$$\frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} + \left\{ k^2 - \frac{m^2}{r^2} \right\} = 0 \quad (1.2.12)$$

$Z'' = -\alpha_n^2 Z$ ((1.2.7) 式) の場合には

$$\frac{R''}{R} + \frac{R'}{rR} - \left\{ \alpha_n^2 - \frac{m^2}{r^2} \right\} = 0 \quad (1.2.13)$$

となるが、これら2式はそれぞれベッセルの微分方程式、変形されたベッセルの微分方程式と呼ばれるもので、式(1.2.12)の一般解は m 次の Bessel 関数 $J_m(kr)$ 、 m 次の Neumann 関数 $N_m(kr)$ 、 m 次の第1種の Hankel 関数 $H_m^{(1)}(kr)$ 、 m 次の第2種の Hankel 関数 $H_m^{(2)}(kr)$ 、また、式(1.2.13)の一般解は、 m 次の第1種の変形された Bessel 関数 $I_m(\alpha_n r)$ 、 m 次の第2種の変形された Bessel 関数 $K_m(\alpha_n r)$ の和でそ

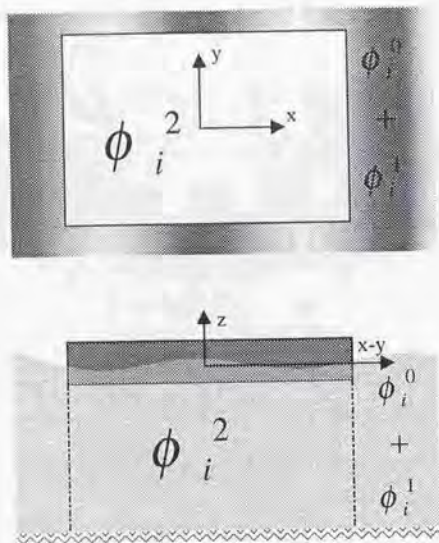


Fig. 11 : Discretization of flow field for the analysis of diffraction problem

ϕ_i^2 は部分浮体 (i) の下部領域の速度ポテンシャル、 $\phi_{i,j}^2$ は運動を拘束された微小部分浮体 (i, j) の下部領域の速度ポテンシャル、 $f_{i,j}$ は微小部分浮体 (i, j) の運動に伴う下部領域の速度ポテンシャルを表している。本論文では微小部分浮体の運動は Heave 運動のみを仮定するので、 $f_{i,j}$ は微小部分浮体 (i, j) の z 方向変位 $Z_{i,j}$ を用いて、

$$\begin{aligned} f_{i,j} &= -i\omega Z_{i,j} \times \frac{h^2}{2(h-d)} \left\{ \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 - \frac{r_{i,j}^2}{2h^2} \right\} \\ &= \varphi_{i,j} Z_{i,j} \end{aligned} \quad (1.2.19)$$

と表されるが、回転などの運動も考慮した解析を行う場合には、適宜、浮体の運動に応じた特解を付加すればよい。

(1) Diffraction 問題

まず部分浮体の Diffraction 問題を考える。Diffraction 問題では浮体は波の中に固定されていると考えるので、下部領域に関しては流体領域を微小部分浮体ごとに分割する必要がなく、Fig.11に示すように、関係のある速度ポテンシャルは $\phi_i^0, \phi_i^1, \phi_i^2$ である。

各領域ごとの速度ポテンシャルが境界面上でなめらかに接続するには

$$\frac{\partial(\phi_i^0 + \phi_i^1)}{\partial n} = \frac{\partial \phi_i^2}{\partial n} \quad (at \quad -h \leq z \leq -d) \quad (1.2.20)$$

$$\phi_i^0 + \phi_i^1 = \phi_i^2 \quad (at \quad -h \leq z \leq -d) \quad (1.2.21)$$

また物体表面条件より

$$\frac{\partial(\phi_i^0 + \phi_i^1)}{\partial n} = 0 \quad (at \quad -d \leq z \leq 0) \quad (1.2.22)$$

を満たす必要があるが、実際には \cos, \cosh の直交性を踏まえて、次のように領域境界部鉛直方向成分に関して $-h$ から $-d$ 、或いは $-h$ から 0 に関数を乗じて積分し、それぞれの積分量を合わせる手法を用いた。ここで l は 0 以上の整数とし、 $i\alpha_0 \equiv k$ とする。

$$\int_{-h}^{-d} \phi_i^2 \cos \frac{l\pi}{h-d}(z+h) dz = \int_{-h}^{-d} \{\phi_i^0 + \phi_i^1\} \cos \frac{l\pi}{h-d}(z+h) dz \quad (1.2.23)$$

$$\begin{aligned} \int_{-h}^{-d} \frac{\partial \phi_i^2}{\partial n} \cos \alpha_l(z+h) dz &= \int_{-h}^{-d} \frac{\partial(\phi_i^0 + \phi_i^1)}{\partial n} \cos \alpha_l(z+h) dz \\ &+ \int_{-d}^0 \frac{\partial(\phi_i^0 + \phi_i^1)}{\partial n} \cos \alpha_l(z+h) dz \end{aligned} \quad (1.2.24)$$

したがって、式 (1.2.23) は

$$\begin{aligned} if \quad l=0 & \\ & - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ B_{m0} H_m(kr) e^{im\theta} \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} K_m(\alpha_n r) e^{im\theta} \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ C_{m0} r^{|m|} e^{im\theta} (h-d) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \cdot 0 \right\} \\ & = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_{m0} J_m(kr) e^{im\theta} \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I_m(\alpha_n r) e^{im\theta} \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \end{aligned} \quad (1.2.25)$$

if $l \neq 0$

$$\begin{aligned} & - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[B_{m0} H_m(kr) e^{im\theta} \left\{ 1 + \left(\frac{l\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} (-1)^l \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\ & \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} K_m(\alpha_n r) e^{im\theta} \left\{ 1 - \left(\frac{l\pi}{\alpha_n(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} (-1)^l \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right] \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ C_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} I_m \left(\frac{n\pi r}{h-d} \right) e^{im\theta} \frac{h-d}{2} \delta_{nl} \right\} \end{aligned}$$

$$= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[A_{m0} J_m(kr) e^{im\theta} \left\{ 1 + \left(\frac{l\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} (-1)^l \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\ \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I_n(\alpha_n r) e^{in\theta} \left\{ 1 - \left(\frac{l\pi}{\alpha_n(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} (-1)^l \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right] \quad (1.2.26)$$

また、式(1.2.24)は

$$\begin{aligned} \text{if } l=0 \\ & - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ B_{m0} \xi_{Bm0} \left(1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right) \frac{1}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \cdot 0 \right\} \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ C_{m0} \xi_{Cm0} \frac{1}{k} \sinh k(h-d) \right. \\ & \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \xi_{Cmn} e^{im\theta} \left(1 + \left(\frac{n\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} \left(\frac{(-1)^n}{k} \sinh k(h-d) \right) \right\} \\ & = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_{m0} \xi_{Am0} \left(1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right) \frac{1}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \cdot 0 \right\} \quad (1.2.27) \\ \text{if } l \neq 0 \\ & - \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ B_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \xi_{Bmn} \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_l h}{2\alpha_l h} \right) \frac{1}{\cos \alpha_n h} \delta_{nl} \right\} \\ & + \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ C_{m0} \xi_{Cm0} \sin \alpha_l(h-d) \right. \\ & \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \xi_{Cmn} \left(1 - \left(\frac{n\pi}{\alpha_l(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} \left(\frac{(-1)^n}{\alpha_l} \sinh \alpha_l(h-d) \right) \right\} \\ & = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \xi_{Amn} \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_l h}{2\alpha_l h} \right) \frac{1}{\cos \alpha_n h} \delta_{nl} \right\} \quad (1.2.28) \end{aligned}$$

と表すことが出来る。ただし、 $\xi_{Amn}, \xi_{Bmn}, \dots$ は、

$$\begin{aligned} \xi_{Am0} &= \frac{k}{2} \left[-J_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + J_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ &\quad + \frac{ik}{2} \left[J_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + J_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \\ \xi_{Amn} &= \frac{\alpha_n}{2} \left[I_{m+1}(\alpha_n r) e^{i(m+1)\theta} + I_{m-1}(\alpha_n r) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ &\quad + \frac{i\alpha_n}{2} \left[-I_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + I_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \\ \xi_{Bm0} &= \frac{k}{2} \left[-H_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + H_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ &\quad + \frac{ik}{2} \left[H_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + H_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \xi_{Bmn} &= \frac{\alpha_n}{2} \left[-K_{m+1}(\alpha_n r) e^{i(m+1)\theta} - K_{m-1}(\alpha_n r) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ &\quad + \frac{i\alpha_n}{2} \left[-K_{m+1}(kr) e^{i(m+1)\theta} + K_{m-1}(kr) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \\ \xi_{Cm0} &\begin{cases} = |m| r^{|m|-1} e^{i(m-1)\theta} \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ \quad + |m| r^{|m|-1} i e^{i(m-1)\theta} \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) & m \geq 0 \\ = |m| r^{|m|-1} e^{i(m+1)\theta} \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ \quad - |m| r^{|m|-1} i e^{i(m+1)\theta} \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) & m < 0 \end{cases} \\ \xi_{Cmn} &= \frac{n\pi}{2(h-d)} \left[I_{m+1} \left(\frac{n\pi r}{h-d} \right) e^{i(m+1)\theta} + I_{m-1} \left(\frac{n\pi r}{h-d} \right) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial x}{\partial n} \right) \\ &\quad + \frac{in\pi}{2(h-d)} \left[-I_{m+1} \left(\frac{n\pi r}{h-d} \right) e^{i(m+1)\theta} + I_{m-1} \left(\frac{n\pi r}{h-d} \right) e^{i(m-1)\theta} \right] \left(\frac{\partial y}{\partial n} \right) \end{aligned}$$

である。ただし、ここでの $\partial/\partial n$ の n は法線方向を示す。

上記の式に基づいて領域境界面上の複数の点に関して条件式をたて、最小自乗法を用いて左右両辺の非係数部分 $\psi_i^0, \psi_i^1, \psi_i^2$ を整理することにより、次のような関係を得る(最小自乗法に伴う変形は Appendix を参照)。

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{i,mn} &= [\mathbf{r}_{i,1}(\psi_i^0, \psi_i^1)] \mathbf{A}_{i,mn} \\ \mathbf{C}_{i,mn} &= [\mathbf{r}_{i,2}(\psi_i^0, \psi_i^2)] \mathbf{A}_{i,mn} \end{aligned} \quad (1.2.29)$$

ここで得られた行列 $[\mathbf{r}_{i,1}]$ 、 $[\mathbf{r}_{i,2}]$ が部分浮体 (i) の Diffraction 特性を表す行列で、 $\mathbf{A}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{B}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{C}_{i,mn}$ は m 、 n に関する総和の打ち切り値を M 、 N として、

$$\mathbf{A}_{i,mn} = \begin{bmatrix} A_{-M0} \\ A_{-M1} \\ \vdots \\ A_{00} \\ \vdots \\ A_{MN} \end{bmatrix} \quad \mathbf{B}_{i,mn} = \begin{bmatrix} B_{-M0} \\ B_{-M1} \\ \vdots \\ B_{00} \\ \vdots \\ B_{MN} \end{bmatrix} \quad \mathbf{C}_{i,mn} = \begin{bmatrix} C_{-M0} \\ C_{-M1} \\ \vdots \\ C_{00} \\ \vdots \\ C_{MN} \end{bmatrix}$$

となる列ベクトルである。また、 $[\mathbf{r}_{i,1}]$ 、 $[\mathbf{r}_{i,2}]$ は未知数である $\mathbf{A}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{B}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{C}_{i,mn}$ が含まれていない既知の行列である。

(2) Radiation 問題

つぎに、部分浮体 (i) に関する Radiation 問題を考える。Radiation 問題に関しては、部分浮体 (i) 内の N_2 個の微小部分浮体の運動それぞれに関する Radiation 問題を、部分浮体 (i) の Radiation 問題として解くことになるので、流体領域を Fig.12 に示すように分割する。Diffraction 問題との違いは、下部領域の速度ポテンシャルを、部分浮体 (i) 共通の ϕ_i^2 ではなく、微小部分浮体 (i, j) ごとの速度ポテンシャル

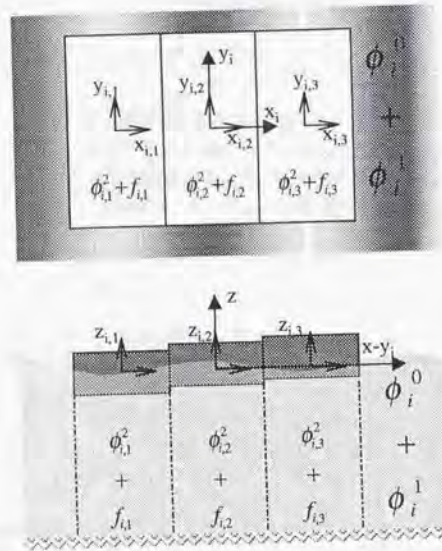


Fig. 12 : Dividing lines for the analysis of radiation problems

$\phi_{i,j}^2 + f_{i,j}$ によって表現しているところにある。このように部分浮体 (i) の下部領域の速度ポテンシャルを、その部分浮体を構成する各微小部分浮体に関する座標系による固有関数で展開して表現することにより、各微小部分浮体の運動に伴う Radiation 問題を扱うことが可能になる。したがって、関係のある速度ポテンシャルは $\phi_i^1, \phi_{i,j}^2, f_{i,j} (j = 1, 2, \dots, N_2)$ で、これらに関して微小部分浮体の下部領域と外部領域との領域境界面、或いは隣接する微小部分浮体間同士の境界面で、以下のような連続条件を考慮する。

外部領域との領域境界面

$$\begin{cases} \phi_{i,j}^2 + f_{i,j} = \phi_i^1 \\ \frac{\partial \phi_{i,j}^2}{\partial n} + \frac{\partial f_{i,j}}{\partial n} = \frac{\partial \phi_i^1}{\partial n} \end{cases} \quad (1.2.30)$$

隣接する微小部分浮体間の領域境界面

$$\begin{cases} \phi_{i,j}^2 + f_{i,j} = \phi_{i,j+1}^2 + f_{i,j+1} \\ \frac{\partial \phi_{i,j}^2}{\partial n} + \frac{\partial f_{i,j}}{\partial n} = \frac{\partial \phi_{i,j+1}^2}{\partial n} + \frac{\partial f_{i,j+1}}{\partial n} \end{cases} \quad (1.2.31)$$

を考慮する。この場合も、Diffraction 問題を扱ったときと同様に、両辺に \cos, \cosh を掛けて鉛直方向に対する積分量をあわせる手法をとる。その結果として微小部分浮体 (i, j) の運動 $Z_{i,j}$ に対する散乱波ポテンシャルに関する未知数 $B_{i,mn}, C_{i,j,mn}$ 間の関係として、既知の関数である $\phi_i^1, \phi_{i,j}^2, f_{i,j}$ を整理することにより、次に示す行列 $[r_{i,3}], [r_{i,4}]$ を得ることができる。

$$\begin{aligned} B_{i,mn} &= [r_{i,3}(\varphi_{i,j}, \psi_i^1)] Z_{i,j} \\ C_{i,j,mn} &= [r_{i,4}(\varphi_{i,j}, \psi_{i,j}^2)] Z_{i,j} \\ (j &= 1, 2, \dots, N_2) \end{aligned} \quad (1.2.32)$$

ここで、 $Z_{i,j}, C_{i,j,mn}$ はそれぞれ $Z_{i,j}$ と列ベクトル $C_{j,mn}$ を成分として

$$Z_{i,j} = \begin{bmatrix} Z_{i,1} \\ Z_{i,2} \\ \vdots \\ Z_{i,N_2} \end{bmatrix} \quad C_{j,mn} = \begin{bmatrix} C_{1,mn} \\ C_{2,mn} \\ \vdots \\ C_{N_2,mn} \end{bmatrix}$$

と表される列ベクトルである。ただし、ここで用いられている成分 $C_{j,mn}$ は、微小部分浮体 (i, j) 個々の座標系による係数の列ベクトルで、部分浮体 (i) に関する係数ベクトル $C_{i,mn}$ とは異なる。こうして得られた行列 $[r_{i,3}], [r_{i,4}]$ は、部分浮体 (i) の Radiation 特性を表しているが、その特性には部分浮体 (i) を構成している N_2 個の微小部分浮体の上下運動に関する Radiation 特性が含まれている。

このようにして得られた4つの行列 $[r_{i,1}], [r_{i,2}], [r_{i,3}], [r_{i,4}]$ は部分浮体 (i) 固有の Diffraction/Radiation 特性行列である。

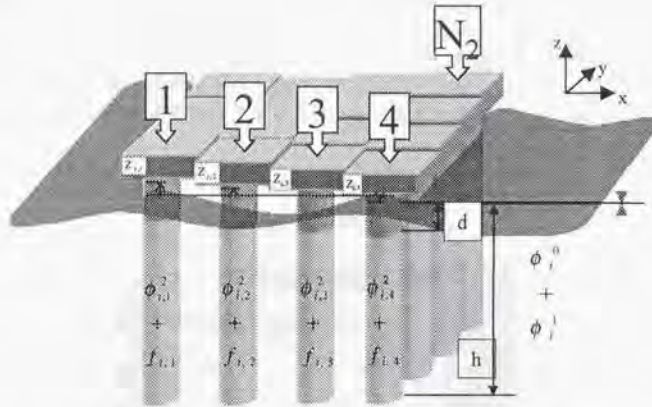


Fig. 13: A sketch of a column-supported substructure

1.2.3 コラム支持型部分浮体の Diffraction/Radiation 問題

前節ではボンツーン型の浮体の場合 Fig.10のように部分浮体(i)に関して、Diffraction 問題としては部分浮体(i)に関する外部領域と下部領域との領域境界面において、速度ポテンシャルを滑らかに連続させることによりその特性行列を得、Radiation 問題としては部分浮体(i)に含まれる微小部分浮体(i,j)に応じて下部領域を仮想的に分割し、それら各々の領域境界面において速度ポテンシャルを滑らかに連続させることによって部分浮体(i)に含まれる全ての微小部分浮体の Radiation 問題を含んだ形でその特性行列を得た。コラム支持型浮体の場合も同様の概念の下、部分浮体(i)とそれを構成する微小部分浮体(i,j)があり、部分浮体(i)に関する Diffraction 特性と、部分浮体(i)に含まれる全ての微小部分浮体の Radiation 問題を含んだ形で部分浮体(i)に関する Radiation 特性を与えることを考える。しかし、最小の浮体構成要素である微小部分浮体の平面形状が矩形で、各々の領域が密接しているボンツーン型と、Fig.13に示すように、最小の浮体構成要素の平面形状が円形となり、隣接する浮体の間に自由表面を有する流体が在るコラム支持型とでは、流場を表す速度ポテンシャルの一般解が異なってくる。また、実際に想定されるコラム支持型では、それを構成する微小部分浮体同士は、製作やメンテナンスの面から直径の数倍程度の距離をおいて配列されると予想されることから、流体力学的な相互干渉問題では距離と共に速やかに減衰する Local Wave の項を無視することが可能であると考えられる。

そこで、コラム支持型浮体の流体問題に関しては、それらの点を考慮し、以下のようによりコラム支持型浮体の解析に適した定式化を行う。

1.2. 部分浮体の流体問題に関する定式化

(1) Graf の加法定理による座標変換

まず、部分浮体(i)を構成する微小部分浮体(i,j)が、単独で波浪中に固定されている場合、1.2.1で示した単体問題に関する流体問題として扱うことが出来、それら一般解を微小部分浮体(i,j)の座標系で表した次の式が得られる。

$$\phi_{i,j}^0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{i,j}^0 A_{i,j,mn} \quad (1.2.33)$$

$$\phi_{i,j}^1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{i,j}^1 B_{i,j,mn} \quad (1.2.34)$$

$$\phi_{i,j}^2 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \phi_{i,j}^2 C_{i,j,mn} \quad (1.2.35)$$

また微小部分浮体(i,j)の運動に伴う特解として $f_{i,j}$ を考えるが、本研究における計算では、剛体としての6自由運動のうち上下運動のみを仮定する。したがって $f_{i,j}$ としては微小部分浮体(i,j)の上下変位 $Z_{i,j}$ を用いて、

$$f_{i,j} = -i\omega Z_{i,j} \times \frac{h^2}{2(h-d)} \left\{ \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 - \frac{r_{i,j}^2}{2h^2} \right\} e^{-i\omega t} \\ \equiv \varphi_{i,j} Z_{i,j} \quad (1.2.36)$$

と表されるもののみを考慮するが、回転などの運動を含めた解析を行う場合には、適宜、運動モードに応じた特解を付加すればよい。

ここで、微小部分浮体(i,j)単体に関する Diffraction/Radiation 問題を考える。このとき、微小部分浮体(i,j)の外部流体領域と下部流体領域に関して領域境界面での速度ポテンシャルの滑らかな接続を考えると、ボンツーン型の時と同様に、

$$\frac{\partial(\phi_{i,j}^0 + \phi_{i,j}^1)}{\partial n} = \frac{\partial\phi_{i,j}^2 + f_{i,j}}{\partial n} \quad (at \quad -h \leq z \leq -d)$$

$$\phi_{i,j}^0 + \phi_{i,j}^1 = \phi_{i,j}^2 + f_{i,j} \quad (at \quad -h \leq z \leq -d)$$

物体表面条件

$$\frac{\partial(\phi_{i,j}^0 + \phi_{i,j}^1)}{\partial n} = 0 \quad (at \quad -d \leq z \leq 0)$$

を満たす必要がある。ただし、ここでの $\partial/\partial n$ の n は法線方向を示すが、支持コラムとして軸対象なものを想定すれば、 $\partial/\partial n = \partial/\partial r$ となる。具体的な計算においては、ボンツーン型の部分浮体問題の時と同様に、 \cos , \cosh の直交性を踏まえ、領域境界部における鉛直方向成分に関して $-h$ から $-d$ 、或いは $-h$ から 0 に \cos , \cosh を乗じて積分し、それぞれの積分量を合わせる手法を用いる。したがって、境界面でのポテンシャルの連続性から

$$if \quad l=0$$

$$\begin{aligned}
& - \left\{ B_{m0} H_m(ka) e^{im\theta} \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} K_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \\
& + \left\{ C_{m0} a^{|m|} e^{im\theta} (h-d) + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \cdot 0 \right\} \\
& = \left\{ A_{m0} J_m(ka) e^{im\theta} \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \quad (1.2.37)
\end{aligned}$$

if $l \neq 0$

$$\begin{aligned}
& - \left\{ B_{m0} H_m(ka) e^{im\theta} \left(1 + \left(\frac{l\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} (-1)^l \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} K_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \left(1 - \left(\frac{l\pi}{\alpha_n(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} (-1)^l \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \\
& + \left\{ C_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} I_m \left(\frac{n\pi a}{h-d} \right) e^{im\theta} \frac{h-d}{2} \delta_{nl} \right\} \\
& = \left\{ A_{m0} J_m(ka) e^{im\theta} \left(1 + \left(\frac{l\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} (-1)^l \frac{\sinh k(h-d)}{k \cosh kh} \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \left(1 - \left(\frac{l\pi}{\alpha_n(h-d)} \right)^2 \right)^{-1} (-1)^l \frac{\sin \alpha_n(h-d)}{\alpha_n \cos \alpha_n h} \right\} \quad (1.2.38)
\end{aligned}$$

境界面での法線方向速度の条件から

if $l = 0$

$$\begin{aligned}
& - \left\{ B_{m0} k H'_m(ka) e^{im\theta} \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right) \frac{1}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \cdot 0 \right\} \\
& + \left\{ C_{m0} |m| a^{|m|-1} e^{im\theta} \frac{1}{k} \sinh k(h-d) \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \left(\frac{n\pi}{h-d} \right) I'_m \left(\frac{n\pi a}{h-d} \right) e^{im\theta} \left\{ 1 + \left(\frac{n\pi}{k(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} \right. \\
& \quad \left. \left(\frac{(-1)^n}{k} \sinh k(h-d) \right) \right\} \\
& = \left\{ A_{m0} k J'_m(ka) e^{im\theta} \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right) \frac{1}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \cdot 0 \right\} \quad (1.2.39)
\end{aligned}$$

if $l \neq 0$

$$- \left\{ B_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} \alpha_n K'_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_l h}{2\alpha_l h} \right) \frac{1}{\cos \alpha_n h} \delta_{nl} \right\}$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ C_{m0} |m| a^{|m|-1} e^{im\theta} \frac{1}{\alpha_l} \sin \alpha_l(h-d) \right. \\
& \quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} \left(\frac{n\pi}{h-d} \right) I'_m \left(\frac{n\pi a}{h-d} \right) e^{im\theta} \left\{ 1 - \left(\frac{n\pi}{\alpha_l(h-d)} \right)^2 \right\}^{-1} \right. \\
& \quad \left. \left(\frac{(-1)^n}{\alpha_l} \sinh \alpha_l(h-d) \right) \right\} \\
& = \left\{ A_{m0} \cdot 0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \alpha_n I'_m(\alpha_n a) e^{im\theta} \frac{h}{2} \left(1 + \frac{\sin 2\alpha_l h}{2\alpha_l h} \right) \frac{1}{\cos \alpha_n h} \delta_{nl} \right\} \quad (1.2.40)
\end{aligned}$$

と表すことが出来る。

これらの関係式より、それぞれ関連する速度ポテンシャルの非係数部分を整理し、微小部分浮体 (i, j) 単体の Diffraction/Radiation 特性を求めると、次の関係式が得られる。

$$\begin{aligned}
B_{i,j,mn} &= [r_{i,1}(\psi_{i,j}^0, \psi_{i,j}^1)] A_{i,j,mn} \\
C_{i,j,mn} &= [r_{i,2}(\psi_{i,j}^0, \psi_{i,j}^2)] A_{i,j,mn} \\
B_{i,j,mn} &= [r_{i,3}(\varphi_{i,j}, \psi_{i,j}^1)] Z_{i,j} \\
C_{i,j,mn} &= [r_{i,4}(\varphi_{i,j}, \psi_{i,j}^2)] Z_{i,j} \quad (1.2.41)
\end{aligned}$$

上記の $[r_{i,1}]$, $[r_{i,2}]$, $[r_{i,3}]$, $[r_{i,4}]$ のうち、右辺に $A_{i,j,mn}$ を含むものが微小部分浮体 (i, j) 単体の Diffraction 特性を、右辺に $Z_{i,j}$ を含むものが微小部分浮体 (i, j) 単体の Radiation 特性を表している。

次に、既に得られたような特性をもつ微小部分浮体が Fig.14 のように縦横に中心間隔 l で配置されている場合に、それぞれの微小部分浮体に固定された局所座標系で表されている $[r_{i,1}]$, $[r_{i,2}]$, $[r_{i,3}]$, $[r_{i,4}]$ を、別の共通な座標系で表せるように変換することを考える。

ここで、具体的な式変形の前に数学的な準備を行う。Fig.15 に示すような座標関係にある場合、O 点に原点をもつ座標系で表されている $J_n(kr_a) e^{im\theta_0}$ を、浮体 i 中心に原点を持つ座標系に、浮体 i 中心を原点を持つ座標系で表されている $H_n(kr_i) e^{im\theta_i}$ を、O 点に原点を持つ座標系に、それぞれ座標変換する行列 $[T_{i,a}]$, $[T_{i,b}]$ は Graf の加法定理を用いて以下のように定義できる。(導出の過程は Appendix を参照)

$$\begin{aligned}
& \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_0) e^{in\theta_0} \\
& = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(kl_i) e^{i(n-m)\theta_{ci}} J_m(kr_i) e^{im\theta_i} \\
& \equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_{i,a} J_m(kr_i) e^{im\theta_i} \quad (1.2.42)
\end{aligned}$$

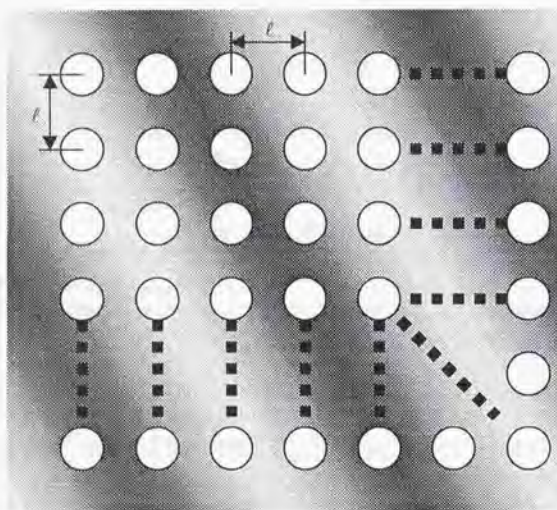
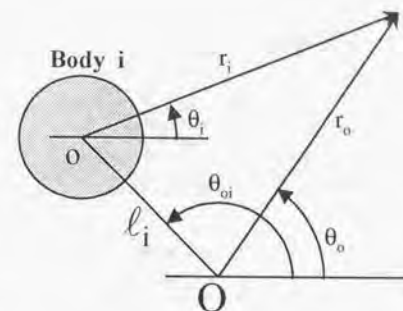


Fig. 14 : An arrangement of columns

Fig. 15 : The relationship between the coordinate system $o - r_i - z$ and $O - r_o - z$

$$\begin{aligned}
 & \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n(kr_o) e^{in\theta_o} \\
 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^{n-m} J_{n-m}(kl_i) e^{i(n-m)\theta_{oi}} H_m(kr_i) e^{im\theta_i} \\
 &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_{i,b} H_m(kr_i) e^{im\theta_i} \quad (1.2.43)
 \end{aligned}$$

このように定義された $T_{i,a}$, $T_{i,b}$ を成分に持つ行列 $[T_{i,a}]$, $[T_{i,b}]$ の具体形は、計算上考慮する進行波のモードを $-M \leq m \leq M$ として

$$[T_{i,a}] = \begin{bmatrix} J_0(kl_i) & J_{-1}(kl_i)e^{-\theta_{oi}} & J_{-2}(kl_i)e^{-2\theta_{oi}} & \dots & J_{-2M}(kl_i)e^{-2M\theta_{oi}} \\ J_1(kl_i)e^{\theta_{oi}} & J_0(kl_i) & J_{-1}(kl_i)e^{-\theta_{oi}} & \dots & J_{-2M+1}(kl_i)e^{-2M+1\theta_{oi}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ J_{2M}(kl_i)e^{2M\theta_{oi}} & J_{2M-1}(kl_i)e^{(2M-1)\theta_{oi}} & J_{2M-2}(kl_i)e^{(2M-2)\theta_{oi}} & \dots & J_{-2M}(kl_i)e^{-2M\theta_{oi}} \end{bmatrix} \quad (1.2.44)$$

$$[T_{i,b}] = \begin{bmatrix} J_0(kl_i) & -J_{-1}(kl_i)e^{-\theta_{oi}} & J_{-2}(kl_i)e^{-2\theta_{oi}} & \dots & J_{-2M}(kl_i)e^{-2M\theta_{oi}} \\ -J_1(kl_i)e^{\theta_{oi}} & J_0(kl_i) & -J_{-1}(kl_i)e^{-\theta_{oi}} & \dots & -J_{-2M+1}(kl_i)e^{-2M+1\theta_{oi}} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ J_{2M}(kl_i)e^{2M\theta_{oi}} & -J_{2M-1}(kl_i)e^{(2M-1)\theta_{oi}} & J_{2M-2}(kl_i)e^{(2M-2)\theta_{oi}} & \dots & J_0(kl_i) \end{bmatrix}^T \quad (1.2.45)$$

であり、本論文で扱う流体問題に関する変換行列としてとらえた場合、入射波およ

び散乱波の進行波の係数ベクトルに関して、

$$\begin{aligned} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^0 A_{\alpha, mn} &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^0 T_{i, \alpha} A_{\alpha, mn} \\ &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^0 A_{i, mn} \end{aligned} \quad (1.2.46)$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^1 B_{i, mn} &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^1 T_{i, \alpha} B_{i, mn} \\ &= \sum_{m=-M}^M \sum_{n=0}^N \psi_{\alpha}^1 B_{\alpha, mn} \end{aligned} \quad (1.2.47)$$

と書き表すことが出来るので、 $[T_{i, \alpha}]$ 、 $[T_{i, b}]$ はそれぞれ

$$A_{\alpha, mn} = [T_{i, \alpha}] A_{i, mn} \quad (1.2.48)$$

$$B_{i, mn} = [T_{i, b}] B_{\alpha, mn} \quad (1.2.49)$$

の関係を与えるものであることが分かる。ここで、進行波のみが変換の対象となっているが、コラム支持型浮体を想定する場合、微小部分浮体間の距離が直径の数倍程度は離れるものと思われ、距離とともに速やかに減衰する Local Wave の相互干渉影響は、無視して良いものとする。

また、この変換の行列を用いて座標変換を施すが、Graf の加法定理により得られた関係式には一定の制約条件がある (Appendix 参照)。

(2) 微小部分浮体群の Diffraction/Radiation 問題

前項において Graf の加法定理とそれに基づく変換行列を示したが、この項では、こうした座標変換を用いて、いくつかの微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を、それら微小部分浮体によって構成される微小部分浮体群の Diffraction/Radiation 問題として帰着させる手法を述べる。ただし、ここで述べる微小部分浮体群は、確かに部分浮体 (i) を構成する微小部分浮体 (i, j) の集合体であるが、部分浮体 (i) と同義ではない。そこで、混乱を避けるため、便宜的に微小部分浮体群を浮体 j_1 と呼び、それを構成する微小部分浮体を微小部分浮体 (j_1, j) と示すことにする。

各微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を Graf の加法定理により浮体 j_1 の Diffraction/Radiation 問題として扱えるように座標変換を施した場合、得られた関係式が成り立つための一定の制約条件がある (Appendix 参照)。いくつかの微小部分浮体によって構成される微小部分浮体群に関して、各座標変換によって得られる関係式が成り立たない範囲を表示すると、Fig.16 のようになる。

この制約条件のため座標変換によって得られた式を表現できない領域は、「微小部分浮体群に関する座標系の原点を中心とし、その原点と原点から最遠の微小部分浮体に関する座標系の原点までの距離を半径として描かれた円を水平断面とするコラムの内側」となる一方、「各微小部分浮体の下部流体領域」では物体表面等の境界

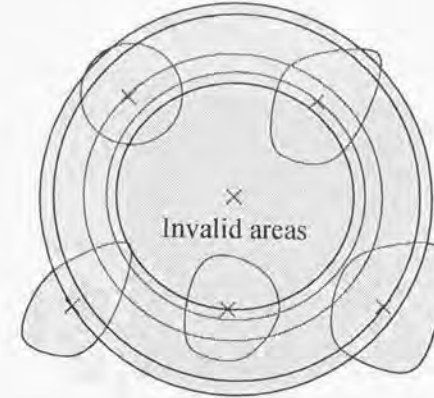


Fig. 16 : Invalid areas for the transformations

条件から、座標変換によって得られた式を用いて流場を表現できないことから、この2つの領域のいずれにも属さない領域が、微小部分浮体群に関する座標系で散乱波を表すことが出来る領域である。逆に、散乱波を表すことの出来ない領域、すなわち、Fig.16 において網掛け部を仮想浮体領域と呼ぶことにする。

したがって、微小部分浮体が縦横に等間隔に配置され、それらがいくつかの微小部分浮体群を形成し、各微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題が、この座標変換により、該当する微小部分浮体群の Diffraction/Radiation 問題として扱われた場合、それぞれの微小部分浮体群に関する仮想浮体領域が交わらず、(1) で述べた Graf の加法定理を用いた座標変換によって微小部分浮体群同士の相互干渉問題を扱うことが出来るのは、Fig.17 の3つの場合だけである。

したがって、得られた微小部分浮体群同士の相互干渉問題扱うことを前提にして、以下、Fig.17 で示されたいずれかのケースにレイアウトされた微小部分浮体からなる微小部分浮体群の Diffraction/Radiation 特性を考えるものとする。

まず、浮体 j_1 に関する流場の表現を考える。浮体 j_1 に関する流体領域を考えた場合、「浮体 j_1 が1個単独で存在する」として考える場合 (a) と、「微小部分浮体 (j_1, j) が N_g 個存在する ($N_g = 1, 4, 9$) と考える場合 (b)」との2通りの考え方がある。

前者 (Fig.18(a)) の場合、速度ポテンシャルの一般解は、浮体 j_1 を単体と見なし、浮体 j_1 に固定された局所座標系で

$$\phi_{j_1}^0 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_{j_1}^0 A_{j_1, mn} \quad (1.2.50)$$

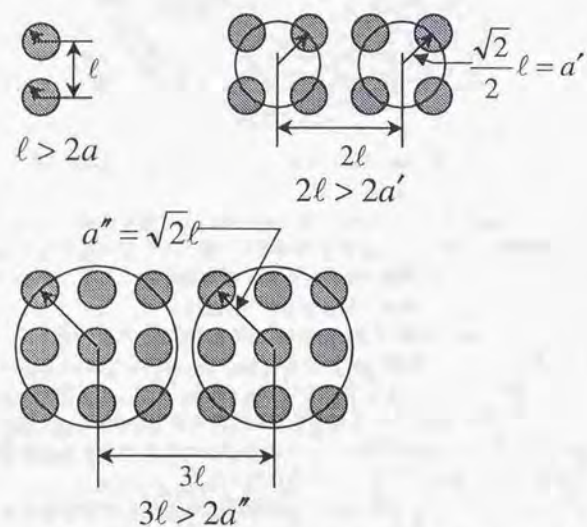


Fig. 17 : The only cases in which we can adapt the transformation with the Graf's addition theorem

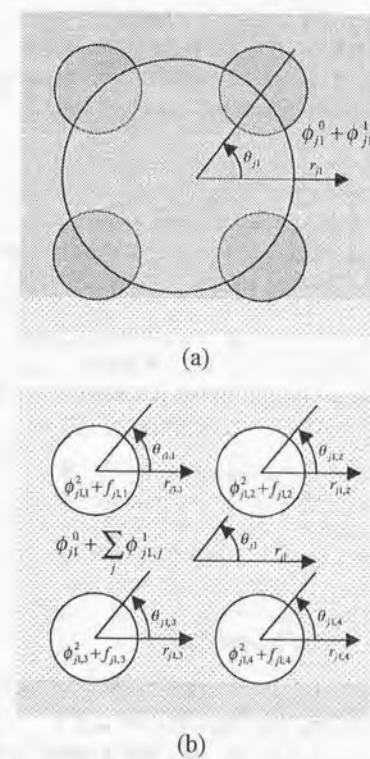


Fig. 18 : The definitions of the division of fluid area for the group of the minute structures

$$\phi_{j_1}^1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_{j_1}^1 B_{j_1, mn} \quad (1.2.51)$$

と与えられる。ただし、散乱波問題 (1.2.51) に関しては仮想浮体領域の外側についてのみ有効である。

一方、後者 (Fig. 18(b)) の場合、流体領域は各微小部分浮体 (j_1, j) に関する外部領域 (自由表面を有する領域) と下部領域とに分けて考えることが出来る。

微小部分浮体群の自由表面を有する領域での速度ポテンシャル $\phi_{j_1}^{2p}$ は、浮体 j_1 に関する入射波 $\phi_{j_1}^0$ と、各微小部分浮体 (j_1, j) の Diffraction/Radiation 特性に基づく散乱波による成分との和として

$$\phi_{j_1}^{2p} = \phi_{j_1}^0 + \sum_{j=1}^{N_g} \phi_{j_1, j}^1 \quad (1.2.52)$$

と表される。ここで、右辺第一項を微小部分浮体 (j_1, j) それぞれの座標系で表現できたならば、 $\phi_{j_1}^{2p}$ は各微小部分浮体 (j_1, j) の座標系で表現された速度ポテンシャルの和として扱うことが出来る。また逆に、右辺第二項は微小部分浮体 (j_1, j) それぞれの座標系で表現されている散乱波ポテンシャルの和であるが、この第二項を浮体 j_1 の座標系で表現できたならば、 $\phi_{j_1}^{2p}$ は浮体 j_1 の座標系で表現されることになり、 $\phi_{j_1}^0, \phi_{j_1}^1$ と同様に扱うことが出来る。このように流場の表現に関して、座標系を適宜使い分けることによって N_g 個の微小部分浮体により構成される浮体 j_1 の Diffraction/Radiation 問題を考える。

まず、浮体 j_1 の Diffraction 問題を考える。浮体 j_1 の Diffraction 問題は、浮体 j_1 を構成する微小部分浮体 (j_1, j) の Diffraction 問題の単純な和の形ではなく、浮体 j_1 を構成する微小部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を考慮する必要がある。そこで、微小部分浮体 (j_1, j) の近傍以外の自由表面を有する領域では進行波成分のみが存在するものとして、流体力学的相互干渉問題を考慮すると、浮体 j_1 に対する外部からの入射波を表す速度ベクトル $\phi_{j_1, j}^0$ に関する係数ベクトル $A_{j_1, j, mn}^0$ を用いて、微小部分浮体 (j_1, j) に関する係数間に

$$A_{j_1, j, mn} = \{[E] - [T][R_{j,1}]\}^{-1} A_{j_1, j, mn}^0 \quad (1.2.53)$$

$$B_{j_1, j, mn} = \{[E] - [R_{j,1}][T]\}^{-1} [R_{j,1}] A_{j_1, j, mn}^0 \quad (1.2.54)$$

$$C_{j_1, j, mn} = [R_{j,2}] \{[E] - [T][R_{j,1}]\}^{-1} A_{j_1, j, mn}^0 \quad (1.2.55)$$

が成り立たなければならない (導出の過程は、本章第4節及び Appendix を参照)。ここで、

$$A_{j_1, j, mn} = \begin{bmatrix} A_{1, mn} \\ A_{2, mn} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad B_{j_1, j, mn} = \begin{bmatrix} B_{1, mn} \\ B_{2, mn} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad C_{j_1, j, mn} = \begin{bmatrix} C_{1, mn} \\ C_{2, mn} \\ \vdots \end{bmatrix}$$

とする、列ベクトルである。 $A_{j, mn}, B_{j, mn}, C_{j, mn} (j=1, 2, \dots)$ はそれぞれに微小部分浮体 (j_1, j) に関する未知数による列ベクトルである。ここで $[T]$ は他物体からの

散乱波を当該物体への入射波として扱う為の座標変換行列で、微小部分浮体の幾何学的な相対位置関係によって決まり、 $[E]$ は単位行列、 $[R_{j,1}], [R_{j,2}]$ は、浮体 j_1 に含まれる微小部分浮体 (j_1, j) ($j=1 \sim N_g$) の Diffraction 特性を表す行列 $[r_{j,1}], [r_{j,2}]$ を対角に

$$[R_{j,1}] = \begin{bmatrix} [r_{1,1}] & & 0 \\ & [r_{2,1}] & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix}, \quad [R_{j,2}] = \begin{bmatrix} [r_{1,2}] & & 0 \\ & [r_{2,2}] & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix}$$

と配置した行列である。このようにして得られた係数と微小部分浮体 (j_1, j) における局所座標系で表された $\psi_{j_1, j}^0, \psi_{j_1, j}^1, \psi_{j_1, j}^2$ を用いることにより、微小部分浮体近傍ならびに浮体 j に関する流場を表現することが出来る。しかし、ここでの目的は単に流場を表現するのではなく、流場を浮体 j_1 に関する座標系で表記することにある。流場を浮体 j_1 に関する座標系で表すための $B_{j_1, mn}$ は、既出の座標変換行列 $[T_{j,1}], [T_{j,2}]$ (式 (1.2.48), (1.2.49)) と、式 (1.2.54) を用いて

$$B_{j_1, mn} = [T_{j,1}, B] \{[E] - [R_{j,1}][T]\}^{-1} [R_{j,1}] [T_{j,1}, A] A_{j_1, mn} \\ \equiv [r_{j,1}, A] A_{j_1, mn} \quad (1.2.56)$$

$$(1.2.57)$$

と書ける。また各微小部分浮体の下部領域を表すための $C_{j_1, j, mn}$ は式 (1.2.55) より

$$C_{j_1, j, mn} = [R_{j,2}] \{[E] - [T][R_{j,1}]\}^{-1} [T_{j,1}, A] A_{j_1, mn} \\ \equiv [r_{j,2}, A] A_{j_1, mn} \quad (1.2.58)$$

と書ける。ここで、 $[T_{j,1}, A], [T_{j,1}, B]$ は浮体 j_1 に含まれる微小部分浮体 (j_1, j) ($j=1 \sim N_g$) に関して

$$[T_{j,1}, A] = [[T_{1,a}][T_{2,a}] \cdots]^T \quad (1.2.59)$$

$$[T_{j,1}, B] = [[T_{1,b}][T_{2,b}] \cdots] \quad (1.2.60)$$

と表される行列である。ここで、添字の T は転置を表す。このようにして得られた行列 $[r_{j,1}], [r_{j,2}]$ が浮体 j_1 に関する Diffraction 特性を表す。

次に浮体 j_1 に関する Radiation 問題を考える。Radiation 問題に関して Diffraction 問題に関する定式化と同様にして、浮体 j_1 に含まれる微小部分浮体間の流体力学的相互干渉影響を考慮する必要がある。それらを考慮すると、

$$B_{j_1, mn} = [T_{j,1}, B] \{[E] - [R_{j,1}][T]\}^{-1} [R_{j,1}] Z_{j_1, j} \\ \equiv [r_{j,1}, B] Z_{j_1, j} \quad (1.2.61)$$

$$C_{j_1, j, mn} = [[R_{j,2}] \{[E] - [T][R_{j,1}]\}^{-1} [T][R_{j,2}] + [R_{j,2}]] Z_{j_1, j} \\ \equiv [r_{j,2}, A] Z_{j_1, j} \quad (1.2.62)$$

となる。ここで $[R_{j,3}]$, $[R_{j,4}]$ は、浮体 j_1 に含まれる微小部分浮体 (j_1, j) ($j = 1 \sim N_j$) に関して、それぞれ $[r_{j,3}]$, $[r_{j,4}]$ を

$$[R_{j,3}] = \begin{bmatrix} [r_{1,3}] & 0 \\ & [r_{2,3}] \\ 0 & \ddots \end{bmatrix}, \quad [R_{j,4}] = \begin{bmatrix} [r_{1,4}] & 0 \\ & [r_{2,4}] \\ 0 & \ddots \end{bmatrix}$$

と対角に配置した行列である。また、式 (1.2.62) では、コラムの下部領域ではコラム自身の運動に伴って生じる速度ポテンシャルと、その運動により生じた散乱波による流体力学的相互干渉影響の2つの成分を考慮する必要があるため、右辺の括弧内において2つの成分の和をとっている。

このようにして定義された行列は、浮体 j_1 に含まれる微小部分浮体間の流体力学的相互干渉影響も考慮された Diffraction/Radiation 特性行列であるが、これらの行列を用いることで複数の微小部分浮体群からなる浮体相互の流体力学的相互干渉影響を各浮体（微小部分浮体群）をあたかも単体のように扱うことができる。

(3) 部分浮体の Diffraction/Radiation 問題への定式化の拡張

ここまで、複数の微小部分浮体からなる浮体 j_1 の Diffraction/Radiation 特性を、Graf の加法定理を用いて、単体の微小部分浮体の Diffraction/Radiation 特性から求めることが出来ることを示した。ここで注目すべき点は、浮体 j_1 の Diffraction/Radiation 特性を表す式 (1.2.56)、(1.2.58)、(1.2.61)、(1.2.62) で定義された $[r_{j,1}]$, $[r_{j,2}]$, $[r_{j,3}]$, $[r_{j,4}]$ は、浮体 j_1 に関する未知数群に関して

$$\begin{aligned} B_{j_1, mn} &= [r_{j_1,1}] A_{j_1, mn} \\ C_{j_1, j, mn} &= [r_{j_1,2}] A_{j_1, mn} \\ B_{j_1, mn} &= [r_{j_1,3}] Z_{j_1, j} \\ C_{j_1, j, mn} &= [r_{j_1,4}] Z_{j_1, j} \end{aligned} \quad (1.2.63)$$

の関係を与えるものであり、その係数ベクトルとの関係において、微小部分浮体単独における Diffraction/Radiation 特性を表す関係式 (1.2.41) 中の $[r_1]$, $[r_2]$, $[r_3]$, $[r_4]$ と形式上全く同じ関係をもつことである。したがって、Fig.17 で示されたレイアウトを遵守すれば、他の浮体との流体力学的相互干渉影響も、全く単体問題における流体力学的相互干渉問題と同様に扱うことが出来る。

そこで再び、Fig.17 で許されている3つの場合のうち、いずれかにレイアウトされた浮体 j_1 を構成要素とする1個の浮体 j_2 を考え、その Diffraction/Radiation 特性を求めることを考える (Fig.19)。

これら浮体 j_1 に関する特性行列 $[r_{j_1,1}]$, $[r_{j_1,2}]$, $[r_{j_1,3}]$, $[r_{j_1,4}]$ を、式 (1.2.56)、(1.2.58)、(1.2.61)、(1.2.62) における $[r_{j,1}]$, $[r_{j,2}]$, $[r_{j,3}]$, $[r_{j,4}]$ の部分にそれぞれ代入すると、

$$B_{j_2, mn} = [T_{j_2, B}] \{ [E] - [R_{j_1,1}] [T] \}^{-1} [R_{j_1,3}] [T_{j_2, A}] A_{j_2, mn}$$

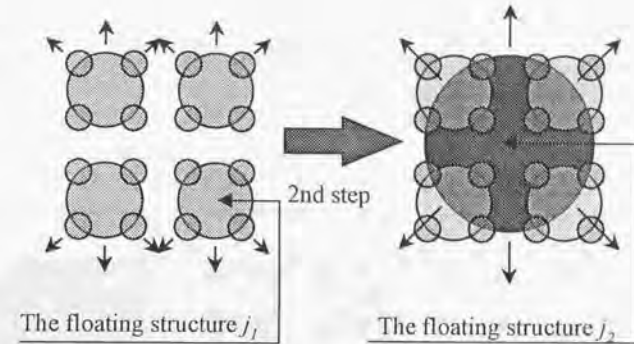


Fig. 19 : The 2nd truncation from the floating structure j_1 to a floating structure j_2

$$= [r_{j_2,1}] A_{j_2, mn} \quad (1.2.64)$$

$$C_{j_2, j_1, mn} = [R_{j_1,2}] \{ [E] - [T][R_{j_1,1}] \}^{-1} [T_{j_2, A}] A_{j_2, mn} \quad (1.2.65)$$

$$B_{j_2, mn} = [T_{j_2, B}] \{ [E] - [R_{j_1,1}][T] \}^{-1} [R_{j_1,3}] Z_{j_2, j_1, j} \quad (1.2.66)$$

$$C_{j_2, j_1, mn} = [R_{j_1,2}] \{ [E] - [T][R_{j_1,1}] \}^{-1} [T][R_{j_1,3}] + [R_{j_1,4}] Z_{j_2, j_1, j} \quad (1.2.67)$$

を新たに得ることが出来る。新しく得られた行列 $[r_{j_2,1}] \sim [r_{j_2,4}]$ は、当然、式 (1.2.63) と同様の関係を持つものであるから、浮体 j_2 に関する Diffraction/Radiation 特性行列 $[r_{j_2,1}] \sim [r_{j_2,4}]$ を持つ1つの浮体として再び扱えることを示唆している。

また、これら特性行列を得る過程で直接扱われているのは、浮体 j_2 を構成する浮体 j_1 間の相互干渉影響とそれぞれの Diffraction/Radiation 特性であるが、浮体 j_1 の Diffraction/Radiation 特性行列の中には、それを構成する微小部分浮体間の相互干渉影響と Diffraction/Radiation 特性も含まれており、結果として浮体 j_2 の Diffraction/Radiation 特性行列 $[r_{j_2,1}] \sim [r_{j_2,4}]$ には浮体 j_2 に含まれている全ての微小部分浮体間の、相互干渉影響と Diffraction/Radiation 特性が含まれていることになる。

さらに特筆すべきことは、このプロセスが

微小部分浮体 (j) \Rightarrow 浮体 j_1 (本節第2項)

浮体 $j_1 \Rightarrow$ 浮体 j_2 (本節第3項)
 浮体 $j_2 \Rightarrow$ 浮体 j_3
 \vdots
 浮体 $j_{N-1} \Rightarrow$ 浮体 $j_N \equiv$ 部分浮体 (i)

と何度でも重ねて入れ子状に繰り返すことが出来る点にある。そのプロセスを模式的に表すと、Fig.20のようになる。

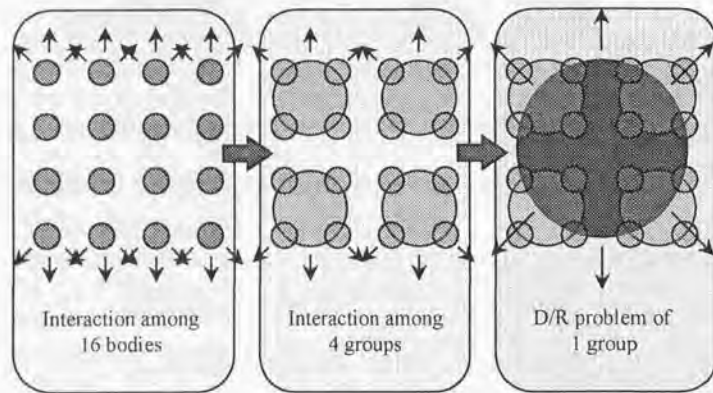


Fig. 20: The succession of the truncation of the coordinate system

したがって、ここで示した変換のステップを複数回繰り返すことにより、より多くの微小部分浮体からなる微小部分浮体群をあたかも1個の浮体とみなし、その浮体の Diffraction/Radiation 特性を一つの座標系に関して表すことが出来る。

また、この手法では、Fig.20に示したような場合、一回のステップによる演算では、たかだか4個の物体間の流体力学的相互干渉問題を解くに過ぎない。しかし、そのステップを1回、2回、…、N回と繰り返すことにより、結果として $4^1, 4^2, \dots, 4^N$ 個の物体間の流体力学的相互干渉問題を含んだ Diffraction/Radiation 特性を得ることになる。したがって、 4^N 個の微小部分浮体間の相互干渉問題を一度に直接解くことに比べると、本手法では4個の相互干渉問題をN回行うだけであるから、その計算量は著しく減少する。仮に、計算時間が最終的に解くべき連立方程式の元数の2乗に比例するとすれば、ここで示したような多段階にステップを繰り返す計算手法によりその計算時間は $N/(16^{N-1})$ に短縮される。

また、この定式化に基づいた計算では、Radiation 特性に関してはステップを繰り返すごとに考慮される微小部分浮体の数が増えるので、その行列のサイズは拡大していくが、Diffraction 特性に関してみれば、複数回のステップによっても、その

特性行列のサイズは変わらないことも特徴の一つである。逆に、微小部分浮体近傍の流場のポテンシャルの推定にあたっては、Radiation 問題に関連する成分は、最後に導出された行列を用いて即座に求められるが、Diffraction 問題に関連する成分の推定には、繰り返してきたステップを一つ一つ逆に辿っていく必要があることを意味している。すなわち、微小部分浮体 (i, j) 近傍の Diffraction ポテンシャルは、

$$A_{jN-1, jN-2, mn} = \{[E] - [T][R_{j,1}]\}^{-1} T_{j,1} A_{jN, jN-1, mn} \quad (1.2.68)$$

の関係をN回繰り返すことで、 $A_{jN, jN}$ を算出し、それに $[r_{j,1}]$ 、 $[r_{j,2}]$ を乗じることによって、推定を行う必要がある。この過程においては式(1.2.68)中の行列は、両辺の列ベクトルの元数がそれぞれ不変であることから推察されるように、N回繰り返す過程で行列の大きさが、ステップを遡る毎に拡大することは無い。

このような、N回のステップにより定義される浮体 j_N を部分浮体(i)とすることで、コラム支持型浮体の部分浮体(i)の Diffraction/Radiation 特性を以下のように表すことが出来る。

$$\begin{aligned}
 B_{jN, mn} &= [T_{jN, B}] \{ [E] - [R_{jN-1, 1}][T] \}^{-1} [R_{jN-1, 1}] [T_{jN, A}] A_{jN, mn} \\
 &\equiv [r_{jN, 1}] A_{jN, mn}
 \end{aligned} \quad (1.2.69)$$

$$\begin{aligned}
 C_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2, mn} &= [R_{jN-1, 2}] \{ [E] - [T][R_{jN-1, 1}] \}^{-1} [T_{jN, A}] A_{jN, mn} \\
 &\equiv [r_{jN, 2}] A_{jN, mn}
 \end{aligned} \quad (1.2.70)$$

$$\begin{aligned}
 B_{jN, mn} &= [T_{jN, B}] \{ [E] - [R_{jN-1, 1}][T] \}^{-1} [R_{jN-1, 3}] Z_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2} \\
 &\equiv [r_{jN, 3}] Z_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2}
 \end{aligned} \quad (1.2.71)$$

$$\begin{aligned}
 C_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2, mn} &= [R_{jN-1, 2}] \{ [E] - [T][R_{jN-1, 1}] \}^{-1} [T][R_{jN-1, 3}] + [R_{jN-1, 4}] Z_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2} \\
 &\equiv [r_{jN, 4}] Z_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2}
 \end{aligned} \quad (1.2.72)$$

このように得られた式(1.2.69)~(1.2.72)はコラム支持型部分浮体(j_N)の Diffraction/Radiation 特性 ($[r_{jN, 1}]$, $[r_{jN, 2}]$, $[r_{jN, 3}]$, $[r_{jN, 4}]$) を示す関係式であるが、後述の定式化中においては、ボンツーン型部分浮体(i)で得られた関係式と区別なく扱えるように、表記に関して

$$\begin{aligned}
 A_{jN, mn} &\rightarrow A_{i, mn} & B_{jN, mn} &\rightarrow B_{i, mn} \\
 C_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2, mn} &\rightarrow C_{i, j_1, j_2, mn} & Z_{jN, jN-1, \dots, j_1, j_2} &\rightarrow Z_{i, j_1, j_2}
 \end{aligned}$$

$$[r_{jN, 1}] \rightarrow [r_{i, 1}]$$

$$[r_{jN, 2}] \rightarrow [r_{i, 2}]$$

$$[r_{jN, 3}] \rightarrow [r_{i, 3}]$$

$$[r_{jN, 4}] \rightarrow [r_{i, 4}]$$

と再定義する。このような表記を用いると、コラム支持型部分浮体の Diffraction/Radiation 問題に関しても、ボンツーン型部分浮体の場合の式 (1.2.29)、(1.2.32) と形式上全く同じ形で次のように書ける。

$$B_{i,mn} = [r_{i,1}]A_{i,mn} \quad (1.2.73)$$

$$C_{i,j,mn} = [r_{i,2}]A_{i,mn} \quad (1.2.74)$$

$$B_{i,mn} = [r_{i,3}]Z_{i,j} \quad (1.2.75)$$

$$C_{i,j,mn} = [r_{i,4}]Z_{i,j} \quad (1.2.76)$$

$$(j = 1, 2, \dots, N_2)$$

1.3 浮体の弾性問題に関する定式化

前節では、浮体を構成する部分浮体に関する流体問題を取り扱ったが、この節では、浮体の弾性問題に関する定式化について記述する。

定式化の概念のところでも触れたが、本論文において浮体の弾性挙動は、微小部分浮体の剛体運動の連として離散的に表現するものとする。ここで、微小部分浮体とは、定式化の概念のところでも断りを述べたが、ボンツーン型浮体における微小部分浮体、あるいは、コラム支持型浮体におけるコラムとそれに付随する上部のデッキ平板からなる浮体の便宜的な総称であり、この節においてそれらを区別する必要がないので、この総称を用いるものである。

浮体の弾性変形の表現には、本論文で紹介するような離散的運動の連として表現するものほかに、変形モードの重ね合わせで表現する手法がある。最近の研究では、多くのものが変形モードの重ね合わせによるものであり、一定の成果を納めていると言える。こうしたモード解析を用いる背景として、解析に用いられるモード関数を、平板の自由振動を表す重調和方程式の一般解の和として与えれば、平板の変形に関して解の収束が比較的良好と考えられることが挙げられる。しかし、

- 構造物が大型化すると考慮すべき変形モードの数も飛躍的に増加する。
- 変形モードの推定にあたっては、対象としている構造物が非常に単純な形状で、一様な質量分布、剛性分布でない限り、その推定は一般に FEM 等の大規模計算によらざるを得ない。
- 多くの研究において、平板変形を梁の変形モードを x 方向 y 方向に掛け合わせることで表現しているが、こうして得られた関数は、厳密論として平板の境界条件を満たすことはあり得ない。

など、将来的には問題を含んでいる。平板の変形を離散的に表現することにより、こうした問題が必ずしも完璧に解決されるわけではないが、従来の推定法に比べて、「浮体の形状などに自由度を増す」、「合理的に境界条件を考慮できる」、また、「さらに大きな構造物を扱う上で必要となるであろう近似的解法の導入が容易である」、という点において、本論文で紹介する手法は優れていると思われる。

1.3.1 微小部分浮体の運動方程式

この項では微小部分浮体 (i, j) の運動方程式について記述する。微小部分浮体 (i, j) とは、 i 番目の部分浮体 (i) に含まれる j 番目の微小部分浮体の意味である。

微小部分浮体における力の釣合を考えると、Fig. 21 のようになる。このとき、微小部分浮体 (i, j) に働く動的流体力、静水圧変化による復原力、剛性による復原力をそれぞれ $F_{i,j,z}$ 、 $F_{i,j,s}$ 、 $F_{i,j,k}$ とすると、微小部分浮体 (i, j) の運動方程式は以下の様に表される。

$$M_{i,j} \ddot{Z}_{i,j} = F_{i,j,z} + F_{i,j,s} + F_{i,j,k}$$

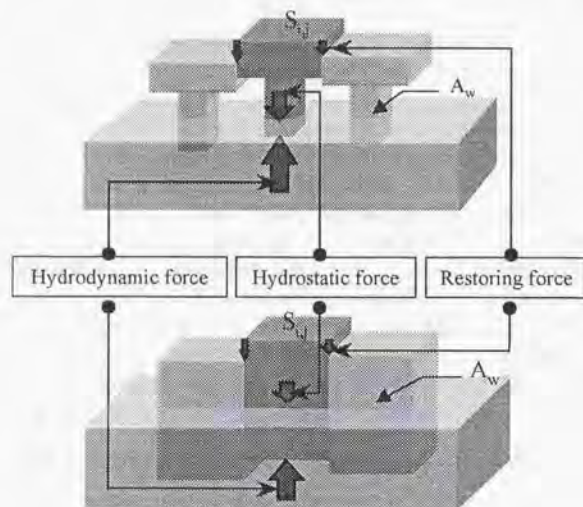


Fig. 21 : Components of forces on a minute structure

$$\begin{aligned}
 &= \iint_{A_{w(i,j)}} i\omega\rho \left\{ \phi_{(i,j)}^2 + \phi_{(i)}^2 + f_{(i,j)} \right\} dS \\
 &\quad - \rho g A_{w(i,j)} Z_{i,j} \\
 &\quad - \iint_{S_{i,j}} D \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dS
 \end{aligned} \quad (1.3.77)$$

ここで、 $A_{w(i,j)}$ は微小部分浮体 (i,j) の水線面積、 $D = Et^3/12(1-\nu^2)$ 、 E はヤング率、 t 、 ν は浮体を等価な板に置き換えたときの板厚及びポアソン比、 $S_{i,j}$ は当該微小部分浮体のデッキ上の領域を表す。また、 $Z_{i,j}$ は微小部分浮体 (i,j) の上下方向変位を表している。

このうち第3項は微積分の要素があることから、隣接する微小部分浮体の上下方向変位の関数となる。また、微小部分浮体に関する運動方程式において、直接的には含まれていないが、デッキを平板で置き換えた浮体全体の運動方程式を考えた場合、平板に関する境界条件すなわち、平板の辺上では、

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial n^2} + \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} = 0 \quad (1.3.78)$$

$$\frac{\partial^3 Z}{\partial n^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial n \partial s^2} = 0 \quad (1.3.79)$$



Fig. 22 : The coordinate system of the plate

が、更に平板の角では、

$$(1-\nu) \frac{\partial^2 Z}{\partial n \partial s} = 0 \quad (1.3.80)$$

が恒等的に成り立つ必要がある。ここで、 n 、 s はそれぞれ法線方向と接線方向を意味している。

こうしたことを考慮しつつ、この第3項に関してモード関数を用いて解析的に評価する手法と、近接する微小部分浮体の運動変位を用いて差分的に評価する手法を示し、浮体全体における運動方程式を導出する。なお、本論文においては平板上の座標系は Fig.22 に示すように左下端部を原点とする座標系を用い、平板の大きさは、長さ×幅 $= l_x \times l_y$ であるとしている。

1.3.2 モード関数を用いた定式化

この節の冒頭において、モード関数を用いることの不便性を述べたが、ここでモード関数を用いるのは、式 (1.3.77) の第3項にある4階微分の解を解析的に与えることにより、微小部分浮体に関して独立な運動方程式を立てるためである。したがって、流体問題に関しても、変形モード毎の Radiation 問題などを扱う一般的なモード解析法とは異なる。

(1) モード関数と微小部分浮体の上下変位

まず、浮体全体の変形（剛体運動も含めた）が適当なモード関数 $w_{mx}(x)$ 、 $w_{ny}(y)$ を用いて以下のように書き表せると仮定する。

$$Z(x,y)e^{-i\omega t} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} w_{mx}(x) w_{ny}(y) e^{-i\omega t} \quad (1.3.81)$$

ただし、簡単のため鉛直方向の変位のみを考えている。ここで、 a_{mn} ($m=0,1,\dots;n=0,1,\dots$) は m 、 n 次の変形モードの係数で現段階では未知数である。本論文においては w_{mx} 、 w_{ny} として、長手方向 (x)、幅方向 (y) それぞれに両端自由梁のドライモードでの振動問題の固有関数を採用している。両端自由梁の固有振動解 w_{mx}

は、梁問題における一般解 $\cos \lambda x$, $\sin \lambda x$, $\cosh \lambda x$, $\sinh \lambda x$ に関して、両端部で

$$\frac{d^2 w_{mx}}{dx^2} = 0 \quad (1.3.82)$$

$$\frac{d^3 w_{mx}}{dx^3} = 0 \quad (1.3.83)$$

を満たすようにして得られた関数で、振動数方程式

$$\cosh \lambda_m \cos \lambda_m = 1 \quad (1.3.84)$$

を満たすような λ_m を用いて次のように表される。

$$w_{mx}(x) = \frac{1}{2} \left[\cos \frac{\lambda_m x}{\ell_x} + \cosh \frac{\lambda_m x}{\ell_x} \frac{\cos \lambda_m - \cosh \lambda_m}{\sin \lambda_m - \sinh \lambda_m} \right. \\ \left. \times \left\{ \sin \frac{\lambda_m x}{\ell_x} + \sinh \frac{\lambda_m x}{\ell_x} \right\} \right] \quad (1.3.85)$$

y 方向に関する関数 w_{ny} についても同型で、

$$w_{ny}(y) = \frac{1}{2} \left[\cos \frac{\lambda_n y}{\ell_y} + \cosh \frac{\lambda_n y}{\ell_y} \frac{\cos \lambda_n - \cosh \lambda_n}{\sin \lambda_n - \sinh \lambda_n} \right. \\ \left. \times \left\{ \sin \frac{\lambda_n y}{\ell_y} + \sinh \frac{\lambda_n y}{\ell_y} \right\} \right] \quad (1.3.86)$$

と与えることが出来る。また、 λ_m 、又は λ_n が大きい場合には

$$w_{mx}(x) = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{2} \cos \left(\frac{\lambda_m x}{\ell_x} + \frac{\pi}{4} \right) + e^{\left(-\frac{\lambda_m x}{\ell_x} \right)} + (-1)^m e^{\left(-\frac{\lambda_m (\ell_x - x)}{\ell_x} \right)} \right\} \\ w_{ny}(y) = \frac{1}{2} \left\{ \sqrt{2} \cos \left(\frac{\lambda_n y}{\ell_y} + \frac{\pi}{4} \right) + e^{\left(-\frac{\lambda_n y}{\ell_y} \right)} + (-1)^n e^{\left(-\frac{\lambda_n (\ell_y - y)}{\ell_y} \right)} \right\} \quad (1.3.87)$$

とおくことにより、数値計算上の問題を解決している。ただし、 w_{mx} 、 w_{ny} には 0 節振動、1 節振動として

$$w_{0x} = 1, \quad w_{0y} = 1 \\ w_{1x} = \frac{(x - \frac{\ell_x}{2})}{\frac{\ell_x}{2}}, \quad w_{1y} = \frac{(y - \frac{\ell_y}{2})}{\frac{\ell_y}{2}} \quad (1.3.88)$$

の剛体運動も含めて考えている。

以上より、全浮体を構成している $N_1 \times N_2$ 個の微小部分浮体の上下変位 $Z_{(i,j)}$ と変形のモードの係数 a_{mn} に関して、

$$\begin{bmatrix} Z_{1,1} \\ \vdots \\ Z_{N_1, N_2} \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} w_{0x}(x_{1,1})w_{0y}(y_{1,1}) & \cdots & w_{Mx}(x_{1,1})w_{Nx}(y_{1,1}) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ w_{0x}(x_{N_1, N_2})w_{0y}(y_{N_1, N_2}) & \cdots & w_{Mx}(x_{N_1, N_2})w_{Nx}(y_{N_1, N_2}) \\ w''_{0x}(x_{1,1})w_{0y}(0) & \cdots & w''_{Mx}(x_{1,1})w_{Nx}(0) \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ w_{0x}(\ell_x)w''_{0y}(y_{N_1, N_2}) & \cdots & w_{Mx}(\ell_x)w''_{Nx}(y_{N_1, N_2}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{00} \\ \vdots \\ a_{MN} \end{bmatrix} \quad (1.3.89)$$

の関係を得る。この式の右辺の行列において上部は、変位と変形モードとの直接的な関係を表しており、下部は、平板の境界条件のうち式 (1.3.78) を表している。ただし、ここで付加されている条件は、両端自由梁のモード関数を用いた場合、式 (1.3.78) の第 1 項は必ず 0 になることから、

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} = 0 \quad (1.3.90)$$

を満たすように、条件を課したものである。その他の境界条件式 (1.3.79)、(1.3.80) については、後述するように剛性による復原力に関する式変形の過程で、直接代入し考慮することが可能なので、ここでは、境界条件式 (1.3.78) についてのみ考慮する。こうして得られた式から

$$\tilde{\mathbf{a}} = [\mathbf{W}] \tilde{\mathbf{Z}} \quad (1.3.91)$$

となるような行列 $[\mathbf{W}]$ を求める。ただし、ここで $\tilde{\mathbf{Z}}$ 、 $\tilde{\mathbf{a}}$ はそれぞれ

$$\tilde{\mathbf{Z}} = \begin{bmatrix} Z_{(1,1)} \\ Z_{(1,2)} \\ \vdots \\ Z_{(N_1, N_2)} \end{bmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{a}} = \begin{bmatrix} a_{00} \\ a_{01} \\ \vdots \\ a_{MN} \end{bmatrix} \quad (1.3.92)$$

を表しているものとし、式 (1.3.92) 中の a の添字 MN は、それぞれ長手方向・幅方向の変形モードの計算上での打ち切り数を表している。このような行列を介することで、連続関数から解析的に与えられた微積分計算の値を、離散的に表現されている構造物の上下変位問題へと置き換えることが出来る。

(2) 平板の境界条件の問題

- 微小部分浮体が平板の辺や角を含まない場合

こうした準備の下、式 (1.3.77) の第 3 項を展開する。ここでは、 Z をモード関数の重ね合わせとして与えているので、対象とする微小部分浮体のもつ矩形領域に関

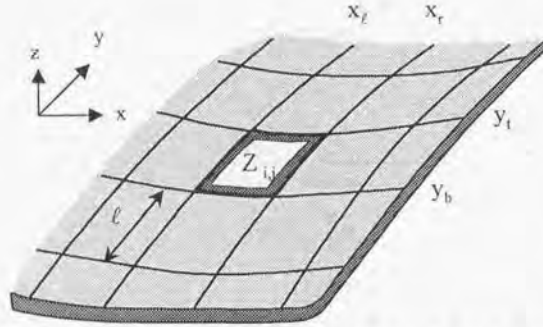


Fig. 23: The minute-structures around ij-th minute-structure

して解析的に演算を行うことが出来る。一般的な場合として、対象とする微小部分浮体が平板の辺や角を含まない Fig.23 を考える。

このとき、

$$\begin{aligned}
 F_{i,j,k} &= - \int \int_{S_{i,j}} D \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dS \\
 &= -D \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left\{ \left(w_{mx}^{(3)}(x_r) - w_{mx}^{(3)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(-1)}(y_t) - w_{ny}^{(-1)}(y_b) \right) \right. \\
 &\quad + 2 \left(w_{mx}^{(1)}(x_r) - w_{mx}^{(1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(1)}(y_t) - w_{ny}^{(1)}(y_b) \right) \\
 &\quad \left. + \left(w_{mx}^{(-1)}(x_r) - w_{mx}^{(-1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(3)}(y_t) - w_{ny}^{(3)}(y_b) \right) \right\} \quad (1.3.93)
 \end{aligned}$$

ただし、各関数の右上の添え字 (k) は k 回の微分を意味しており、また $w_{mx}^{(-1)}$ は積分を表しているものとする。したがって、それぞれの項は領域を囲む4隅における解析的な微積分の問題として扱うことができる。

● 微小部分浮体が平板の辺を含む場合

微小部分浮体を囲む4辺のうち一辺が平板の辺の一部である場合、平板の境界条件を満足させる必要がある。

その例として、Fig.24のように該当微小部分浮体の端辺が $x = \ell_x$ に一致する場合について考える。このとき、平板の辺上における境界条件のうち、式(1.3.78)は既に考慮されているので、式(1.3.79)を考慮することを考える。式(1.3.79)はモード関数の重ね合わせによる表現により、

$$\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} w_{mx}^{(3)}(\ell_x) w_{ny}(y) = -(2-\nu) \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} w_{mx}^{(1)}(\ell_x) w_{ny}^{(2)}(y) \quad (1.3.94)$$

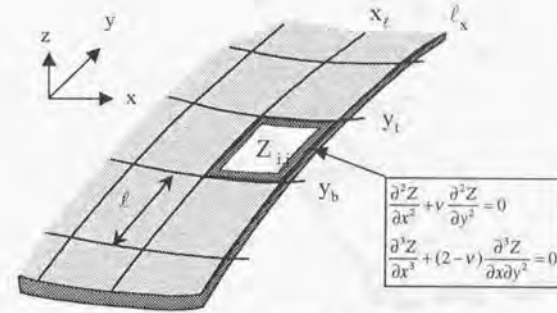


Fig. 24: The minute-structures along the perimeter of a VLFS

と表すことが出来る。そこで、式(1.3.77)の第3項を改めて計算すると、途中式として

$$\begin{aligned}
 D \int_{y_b}^{y_t} \int_{x_l}^{\ell_x} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left(\frac{d^4 w_{mx}(x)}{dx^4} w_{ny}(y) + 2 \frac{d^2 w_{mx}(x)}{dx^2} \frac{d^2 w_{ny}(y)}{dy^2} + w_{mx}(x) \frac{d^4 w_{ny}(y)}{dy^4} \right) dx dy \\
 = D \int_{y_b}^{y_t} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left(w_{mx}^{(3)}(\ell_x) w_{ny}(y) - w_{mx}^{(3)}(x_l) w_{ny}(y) \right) dy \\
 + D \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left\{ 2 \left(w_{mx}^{(1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(1)}(y_t) - w_{ny}^{(1)}(y_b) \right) \right. \\
 \left. + \left(w_{mx}^{(-1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(-1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(3)}(y_t) - w_{ny}^{(3)}(y_b) \right) \right\} \quad (1.3.95)
 \end{aligned}$$

を得る。ここで、式(1.3.94)を上式右辺の第1項の前面に代入すると

$$\begin{aligned}
 \text{式(1.3.95)} &= D \int_{y_b}^{y_t} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left(-(2-\nu) w_{mx}^{(1)}(\ell_x) w_{ny}^{(2)}(y) - w_{mx}^{(3)}(x_l) w_{ny}(y) \right) dy \\
 &\quad + D \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left\{ 2 \left(w_{mx}^{(1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(1)}(y_t) - w_{ny}^{(1)}(y_b) \right) \right. \\
 &\quad \left. + \left(w_{mx}^{(-1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(-1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(3)}(y_t) - w_{ny}^{(3)}(y_b) \right) \right\} \\
 &= D \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left\{ -w_{mx}^{(3)}(x_l) \left(w_{ny}^{(-1)}(y_t) - w_{ny}^{(-1)}(y_b) \right) \right. \\
 &\quad + \left(\nu w_{mx}^{(1)}(\ell_x) - 2w_{mx}^{(1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(1)}(y_t) - w_{ny}^{(1)}(y_b) \right) \\
 &\quad \left. + \left(w_{mx}^{(-1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(-1)}(x_l) \right) \left(w_{ny}^{(3)}(y_t) - w_{ny}^{(3)}(y_b) \right) \right\} \quad (1.3.96)
 \end{aligned}$$

となり、平板の端辺での境界条件式(1.3.94)を盛り込むことが出来る。同様の展開は、微小部分浮体の端辺がどの4辺と一致する場合でも可能である。

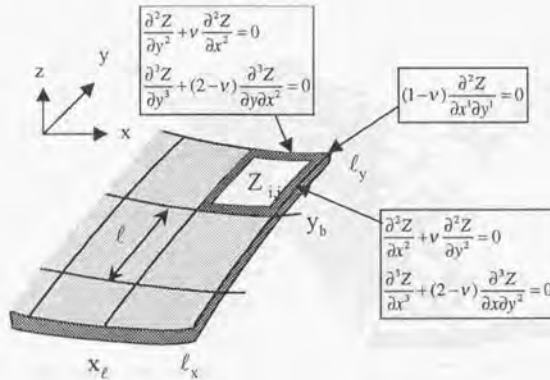


Fig. 25: The minute-structures at the corner of a VLFs

● 微小部分浮体が平板の角を含む場合

微小部分浮体を囲む4隅のうち1隅が平板の角と一致する場合について考える。この場合、先の平板の辺上において満足すべき境界条件に加えて、平板の角における境界条件を満足させる必要がある。

その例として、Fig.25のように該微小部分浮体の角が $(x, y) = (\ell_x, \ell_y)$ に一致する場合について考える。このとき、平板の角における境界条件はモード関数の重ね合わせによる表現により、

$$(\nu - 1) \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} w_{mx}^{(1)}(\ell_x) w_{ny}^{(1)}(\ell_y) = 0 \quad (1.3.97)$$

と表すことが出来る。該微小部分浮体の角が平板の角と一致する場合、その角を挟む2辺はそれぞれ、平板の辺上に含まれるので、 $\nu \neq 1$ として、式(1.3.94)と式(1.3.97)を用いて剛性による復原力(式(1.3.77)第3項)を書き改めると、

$$\begin{aligned} D \int_{y_b}^{\ell_y} \int_{x_\ell}^{\ell_x} \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left(\frac{d^4 w_{mx}(x)}{dx^4} w_{ny}(y) + 2 \frac{d^2 w_{mx}(x)}{dx^2} \frac{d^2 w_{ny}(y)}{dy^2} + w_{mx}(x) \frac{d^4 w_{ny}(y)}{dy^4} \right) dS \\ = D \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N a_{mn} \left\{ \left(-w_{mx}^{(3)}(\ell_x) \right) \left(w_{ny}^{(-1)}(\ell_y) - w_{ny}^{(-1)}(y_b) \right) \right. \\ \left. - \nu \left(w_{mx}^{(1)}(\ell_x) w_{ny}^{(1)}(y_b) + w_{mx}^{(1)}(x_\ell) w_{ny}^{(1)}(\ell_y) \right) + 2 w_{mx}^{(1)}(x_\ell) w_{ny}^{(1)}(y_b) \right. \\ \left. + \left(w_{mx}^{(-1)}(\ell_x) - w_{mx}^{(-1)}(x_\ell) \right) \left(-w_{ny}^{(3)}(y_b) \right) \right\} \quad (1.3.98) \end{aligned}$$

となる。このようにして、全ての場合についてモード関数を用いて、かつ、平板の辺上及び角における境界条件を考慮した復原力の項の評価を行うことが出来る。

(3) 平板としての運動方程式

そこで、全ての微小部分浮体に関して運動方程式をたて、辺々の非係数部分を整理すると、

$$\tilde{Z} = \{[S_z][W] - [S_4][R_4] - [S_F]\}^{-1} [S_2][R_2] \tilde{A} \quad (1.3.99)$$

を得ることが出来る。ここで、 R_2 、 R_4 、及び \tilde{A} は

$$[R_2] = \begin{bmatrix} [r_{1,2}] & 0 \\ 0 & [r_{N1,2}] \end{bmatrix}, \quad [R_4] = \begin{bmatrix} [r_{1,4}] & 0 \\ 0 & [r_{N1,4}] \end{bmatrix}, \quad \tilde{A} = \begin{bmatrix} A_{1,mn} \\ A_{2,mn} \\ \vdots \\ A_{N1,mn} \end{bmatrix}$$

と定義されるもので、部分浮体毎に与えられている Diffraction/Radiation 特性を表す行列を対角に配置したものである。 $[S_z]$ 、 $[S_4]$ 、 $[S_F]$ 、 $[S_2]$ はそれぞれ非係数部分に関して、当該面積について演算し整理した結果を成分とする行列であるが、それぞれ

$$[S_z][W]\tilde{Z} = \iint_{S_{i,j}} D \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dS$$

$$[S_4][R_4]\tilde{Z} = \iint_{A_{w_{ij}}} i\omega \rho \phi_{(i,j)}^2 dS$$

$$[S_F]\tilde{Z} = \iint_{A_{w_{ij}}} i\omega \rho f_{(i,j)} dS - \rho g A_{w_{ij}} Z_{i,j}$$

$$[S_2][R_2]\tilde{A} = \iint_{A_{w_{ij}}} i\omega \rho \phi_{(i)}^2 dS$$

の関係を満たしているものである。

1.3.3 差分法を用いた定式化

前項では、構造物の弾性変形に関して、弾性変形を両端自由端の梁の変形モード $w_m(x)$ 、 $w_n(y)$ を用いて

$$Z(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} a_{mn} w_m(x) w_n(y)$$

のように掛け合わせたものを用いることにより、運動方程式中の、当該領域に関する微積分の計算を解析的に行い、平板全体の運動方程式を求める定式化を示した。現在流弾性挙動の研究で用いられているモード法の多くは、モード関数として前項で示したような両端自由端の梁の一般解を用いることがほとんどである。このようなモード関数を用いた場合、平板の縁の条件、あるいは角の条件を完全には満足しないが、永田らの変分原理を用いた定式化、柏木のガウスの定理を用いた定式化など、境界線上での境界条件の積分量を0として必要条件として評価できる定式化が提案され、こうした定式化に基づく解析結果は、実用上全く問題が無いことが示されている。本論文でも、前節に示した手法では式変形の過程で境界条件を代入することで、境界条件を評価している。

しかし、平板の変位を両端自由端の梁の解の積和で表現する手法では、平板の縁の条件、あるいは角の条件に関して以下のような問題点を生じる。すなわち、平板の辺上における境界条件は

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 Z}{\partial n^2} + \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} &= 0 \\ \frac{\partial^3 Z}{\partial n^3} + (2-\nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial n \partial s^2} &= 0 \end{aligned}$$

を満たす必要があるのに対して、モード関数自体が既に、

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 w_{mx}}{\partial n^2} &= 0 \\ \frac{\partial^3 w_{mx}}{\partial n^3} &= 0 \end{aligned}$$

の条件を恒等的に満足しているので、いずれの境界条件に関しても、第1項は常に「0」になり、各式の第2項の成分に対して

$$\begin{aligned} \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} &= 0 \\ (2-\nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial n \partial s^2} &= 0 \end{aligned}$$

のそれぞれを、付加的な条件として与えれば良いことになる。しかし、 $w'_m(x)$ は一般に境界面上では常に0にはならないから、上記の2式はいずれも、

- 全ての辺上の任意の点について、接線方向に関して2階微分が0にならない

ことを意味しているから、端辺の変位は接線方向には直線状に変化する以外あり得ない。このことは、結局浮体の運動として剛体運動しか許さないことになり、浮体が弾性挙動をすることと矛盾を生じる。ただし、このような問題点があるにもかかわらず、モード関数を用いて境界条件を必要条件として付加することによって得られた解は、実験値との比較などから実用上の問題が無いことは幾つかの研究によっても示されており、本論文の1.3.2でもモード関数を用いた定式化を示している。

そこで、こうした境界条件の評価に関する問題点を回避する一つの手法として、本論文では、弾性問題に関して、平板の離散的表現に合わせて、剛性による復原力の項をモード関数を用いずに、隣接する微小部分浮体の上下方向変位の差分として数値的に評価し、なおかつ境界条件も合理的に満足させる手法を示す。このように差分的表現を用いることで、構造物の複雑な変形も比較的容易に取り扱え、また、第3章で述べる構造物が大きいことを利用した近似計算法の導入も容易に行えるという利点がある。

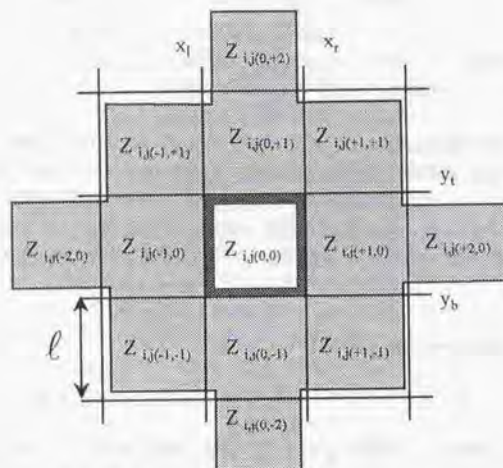
(1) 平板の境界条件の問題

- 微小部分浮体が平板の辺や角を含まない場合

差分として剛性による復原力の項に含まれる微積分の項を差分的に評価する場合、モード関数を用いたときのように、 Z を何らかの関数の重ね合わせで表現する必要がないので、微小部分浮体に関する運動方程式の問題に直ちに取り組むことが出来る。

まず、Fig.26は離散化された微小部分浮体 (i, j) (太枠領域) およびその近傍を真上から表したものである。これまでの表記にしたがうならば、 $Z_{i,j}$ とは部分浮体 (i) の j 番目の微小部分浮体 (i, j) の上下変位を表すものであったが、差分を考える上で必要となる物理的に隣接する微小部分浮体同士が、必ずしも同じ部分浮体 (i) に含まれているはずはなく、また、微小部分浮体 (i, j) と $(i, j+1)$ も必ずしも隣接するとは限らないため、この節においては、Fig.26に示すように、 $Z_{i,j(0,0)}$ を当該微小部分浮体の上下方向変位とし、 x 方向に隣接する微小部分浮体の上下方向変位を $Z_{i,j(\pm 1,0)}$ 、 y 方向に隣接する微小部分浮体の上下方向変位を $Z_{i,j(0,\pm 1)}$ と表すものとし、その他の近傍の領域に関してもそれに準ずる表記をするものとする。さて、本題に戻るが、前節のモード関数を用いた場合と同様に、 $Z = X(x)Y(y)$ と変数分離的に表せるものとして微小部分浮体 (i, j) に働く剛性による復原力を考えると、式(1.3.77)の第3項は

$$\begin{aligned} F_{i,j,k} &= -D \int_{x_l}^{x_r} \int_{y_l}^{y_r} \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dy dx \\ &= -D \left\{ \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=x_r} - \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=x_l} \right. \\ &\quad \left. + 2 \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_r, y=y_l} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_r, y=y_r} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_l, y=y_l} + \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_l, y=y_r} \right) \right\} \end{aligned}$$

Fig. 26 : The minute-structures around ij -th minute-structure

$$\left. \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \right|_{y=y_l} \ell - \left. \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \right|_{y=y_b} \ell \quad (1.3.100)$$

と表すことが出来る。ただし、そこで、微小部分浮体 (i,j) にとって一定値である $Z_{ij(0,0)}$ の積分は微小部分浮体の一辺の長さ ℓ を用いて、

$$\int_{x_l}^{x_r} Z_{ij(0,0)} dx = Z_{ij(0,0)} (x_r - x_l) = Z_{ij(0,0)} \ell \quad (1.3.101)$$

$$\int_{y_b}^{y_l} Z_{ij(0,0)} dy = Z_{ij(0,0)} (y_l - y_b) = Z_{ij(0,0)} \ell \quad (1.3.102)$$

とする。式 (1.3.100) の項はそれぞれ領域を囲む 4 隅と 4 辺における微分の問題として扱うことができるから、微小部分浮体 (i,j) 周辺の $Z_{ij(\pm x, \pm y)}$ (Fig.26 参照) を用いて差分的に表すと、次のようになる。

$$\begin{aligned} F_{i,j,k} = & \frac{D}{\ell^2} \{ (Z_{ij(-2,0)} - 4Z_{ij(-1,0)} + 6Z_{ij(0,0)} - 4Z_{ij(+1,0)} + Z_{ij(+2,0)}) \\ & + (Z_{ij(-1,+1)} - 2Z_{ij(0,+1)} + Z_{ij(+1,+1)} - 2Z_{ij(-1,-1)} + 4Z_{ij(0,0)} \\ & - 2Z_{ij(-1,0)} + Z_{ij(-1,-1)} - 2Z_{ij(0,-1)} + Z_{ij(+1,-1)}) \\ & + (Z_{ij(0,-2)} - 4Z_{ij(0,-1)} + 6Z_{ij(0,0)} - 4Z_{ij(0,+1)} + Z_{ij(0,+2)}) \} \quad (1.3.103) \end{aligned}$$

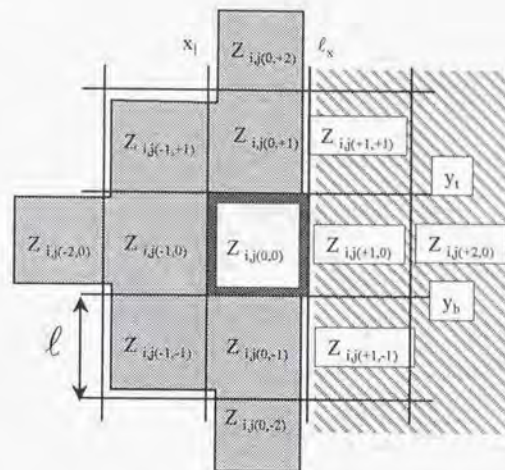


Fig. 27 : The minute-structures along the perimeter of a VLFS

このようにして、剛性による復原力に関する項を差分的に表現することが出来る。

• 微小部分浮体が平板の辺を含む場合

Fig.27に示すように微小部分浮体を囲む 4 辺のうち一辺が平板の端辺の一部である場合、平板の境界条件を満足させる必要がある。この場合、平板の端辺上では次の 2 式が恒等的に成り立つ必要がある。

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial n^2} + \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial s^2} = 0 \quad (1.3.104)$$

$$\frac{\partial^3 Z}{\partial n^3} + (2 - \nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial n \partial s^2} = 0 \quad (1.3.105)$$

そこで、辺を含む例として、Fig.27のように該当微小部分浮体の一辺が端辺 ($x = \ell_x$) と一致する場合について、モード関数を用いたときと同様に、式 (1.3.77) の第 3 項を改めて展開すると、

$$\begin{aligned} D \int_{y_b}^{y_l} \int_{x_l}^{\ell_x} \left(\frac{\partial^4 Z(x)}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z(x)}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z(y)}{\partial y^4} \right) dx dy \\ = D \left\{ \int_{y_b}^{y_l} \left[\left. \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \right|_{x=\ell_x} - \left. \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \right|_{x=x_l} \right] dy \right\} \end{aligned}$$

$$+2 \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=y_t} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=y_b} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_t} + \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_b} \right) + \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_t} \ell - \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_b} \ell \quad (1.3.106)$$

を得る。ところで、境界条件のうち式(1.3.105)は

$$\frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=\ell_x} = -(2-\nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial x \partial^2 y} \Big|_{x=\ell_x} \quad (1.3.107)$$

と書き換えられるので、式(1.3.106)の右辺第1項の前に代入すると

$$\begin{aligned} \text{式(1.3.106)} &= D \left\{ \int_{y_b}^{y_t} \left[-(2-\nu) \frac{\partial^3 Z}{\partial x \partial^2 y} \Big|_{x=\ell_x} - \frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=\ell_x} \right] dy \right. \\ &\quad + 2 \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_t} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_b} - \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_t} + \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_b} \right) \\ &\quad \left. + \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_t} \ell - \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_b} \ell \right\} \\ &= D \left\{ -\frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=x_\ell} \ell \right. \\ &\quad + \left(\nu \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=y_b} - \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=y_t} - 2 \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_t} + 2 \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_b} \right) \\ &\quad \left. + \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_t} \ell - \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_b} \ell \right\} \quad (1.3.108) \end{aligned}$$

を得ることができる。上式を差分化された形式で与えると

$$\begin{aligned} F_{i,j,k} &= \frac{D}{\ell^2} \left\{ (Z_{i,j(-2,0)} - 3Z_{i,j(-1,0)} + 3Z_{i,j(0,0)} - Z_{i,j(1,0)}) \right. \\ &\quad 2(Z_{i,j(-1,-1)} - 2Z_{i,j(-1,0)} + Z_{i,j(-1,1)} - Z_{i,j(0,-1)} + 2Z_{i,j(0,0)} - Z_{i,j(0,1)}) \\ &\quad \nu(Z_{i,j(0,-1)} - 2Z_{i,j(0,0)} + Z_{i,j(0,1)} - Z_{i,j(1,-1)} + 2Z_{i,j(1,0)} - Z_{i,j(1,1)}) \\ &\quad \left. (Z_{i,j(0,-2)} - 4Z_{i,j(0,-1)} + 6Z_{i,j(0,0)} - 4Z_{i,j(0,1)} + Z_{i,j(0,2)}) \right\} \quad (1.3.109) \end{aligned}$$

となり、差分の評価に必要な $Z_{i,j(+1,*)}$ が、Fig.27に示すように平板の外側(網掛け部)に存在してしまう。そこで、平板の辺上での接線方向の変形は、すぐ内側の評価点を用いて近似的に表せるものとして、この平板の外側の $Z_{i,j(+1,*)}$ を、平板の境界条件のうち、まだ使われていない式(1.3.104)を満たすように、平板内部の Z を用いて表現すると、

$$Z_{i,j(+1,*)} = 2Z_{i,j(0,*)} - Z_{i,j(-1,*)} + \nu(-Z_{i,j(0,*)} + 2Z_{i,j(0,*)} - Z_{i,j(0,*)}) \quad (1.3.110)$$

となる。この式(1.3.110)を式(1.3.109)に適宜代入することで、平板の内側の微小部分浮体の上下変位のみで差分化された式を得ることができる。また、式(1.3.108)には法線方向に対して3階微分の項があることから、 $Z_{i,j(+2,0)}$ についても考慮する必要があるが、式(1.3.108)の展開の際に式(1.3.107)を用いることにより、 $Z_{i,j(+2,0)}$ を含む項は消去される。これらを用いて、式(1.3.77)を微小部分浮体 (i,j) 周辺の $Z_{i,j(\pm,*)}$ を用いて差分化し、

$$\begin{aligned} F_{i,j,k} &= \frac{D}{\ell^2} \left\{ (Z_{i,j(-2,0)} - 2Z_{i,j(-1,0)} + Z_{i,j(0,0)} + \nu(Z_{i,j(0,-1)} - 2Z_{i,j(0,0)} + Z_{i,j(0,1)})) \right. \\ &\quad + (2-\nu)(Z_{i,j(-1,-1)} - 2Z_{i,j(-1,0)} + Z_{i,j(-1,1)} - Z_{i,j(0,-1)} + 2Z_{i,j(0,0)} - Z_{i,j(0,1)}) \\ &\quad \left. + (1-\nu^2)(Z_{i,j(0,-2)} - 4Z_{i,j(0,-1)} + 6Z_{i,j(0,0)} - 4Z_{i,j(0,1)} + Z_{i,j(0,2)}) \right\} \quad (1.3.111) \end{aligned}$$

を得ることができる。

また、微小部分浮体の一辺が平板の他の端辺と一致する場合も同様にして扱うことが出来る。

● 微小部分浮体が平板の角を含む場合

微小部分浮体を囲む4隅のうち1隅が平板の角と一致する場合について考える。

式(1.3.111)は辺上の境界条件を満たすものであるが、平板に於ける角では更に次の境界条件を満たす必要がある。

$$(1-\nu) \frac{\partial^2 Z}{\partial n \partial s} = 0$$

この境界条件は

$$(1-\nu) \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=\ell_y} = 0 \quad (1.3.112)$$

と表せる。 $\nu \neq 1$ として、モード関数を用いたときと同様に、式(1.3.112)と端辺上の境界条件式(1.3.107)を用いて剛性による復原力の項を書き改めると、

$$\begin{aligned} D \int_{y_b}^{y_t} \int_{x_\ell}^{\ell_x} \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dS \\ = D \left\{ -\frac{\partial^3 Z}{\partial x^3} \Big|_{x=x_\ell} \ell \right. \\ + \left(-\nu \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=\ell_x, y=y_b} - \nu \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=\ell_y} + 2 \frac{\partial^2 Z}{\partial x \partial y} \Big|_{x=x_\ell, y=y_b} \right) \\ \left. - \frac{\partial^3 Z}{\partial y^3} \Big|_{y=y_b} \ell \right\} \quad (1.3.113) \end{aligned}$$

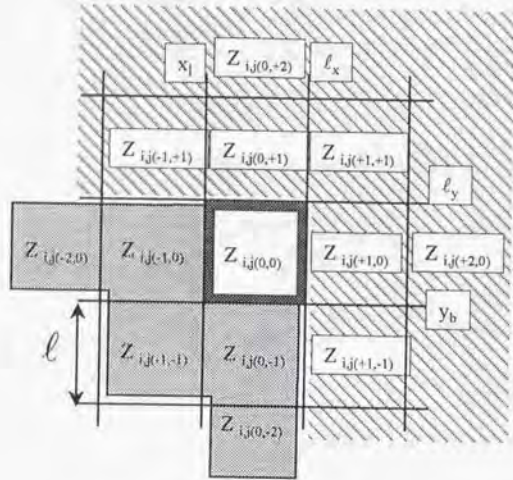


Fig. 28: The minute-structures at the corner of a VLFS

となる。また、角付近での $x = l_x, y = l_y$ 双方で、式 (1.3.104) を満たすように平板外部の Z を評価すると、

$$\begin{aligned} Z_{i,j(i+1,0)} &= 2Z_{i,j(0,0)} - Z_{i,j(-1,0)} \\ Z_{i,j(0,i+1)} &= 2Z_{i,j(0,0)} - Z_{i,j(0,-1)} \end{aligned} \quad (1.3.114)$$

となることから、式 (1.3.113) を展開し、差分化して微小部分浮体 (i, j) に働く剛性による復原力を浮体内部の微小部分浮体の上下方向変位で書き表せ、

$$F_{i,j,k} = \frac{D}{\ell^2} \left\{ (Z_{i,j(i-2,0)} - 2Z_{i,j(i-1,0)} + Z_{i,j(i,0)}) + (Z_{i,j(0,i-2)} - 2Z_{i,j(0,i-1)} + Z_{i,j(0,i)}) \right. \\ \left. + 2(1-\nu)(Z_{i,j(i-1,-1)} - Z_{i,j(i-1,0)} - Z_{i,j(0,i-1)} + Z_{i,j(0,0)}) \right\} \quad (1.3.115)$$

となる。また、他の角と一致する場合についても同様の式変形がなされる。

このようにして、差分法を用いて、平板の辺上及び角における境界条件を合理的に考慮して復原力の項を与えることができる。

(2) 平板としての運動方程式

モード関数を用いたときと同様に、全ての微小部分浮体に関して運動方程式をたて、辺々の非係数部分を整理すると以下の式が得られる。

$$\tilde{Z} = \{[S_Z] - [S_4][R_4] - [S_F]\}^{-1} [S_2][R_2]\tilde{A} \quad (1.3.116)$$

ここで、 R_2, R_4, \tilde{A} 及び \tilde{Z} はモード関数を用いた場合と同様に定義されるもので、 S_2, S_4, S_F, S_Z もまた、それぞれ非係数部分をあらかじめ当該面積について演算し整理した結果を成分とする行列で、それぞれ、

$$[S_Z]\tilde{Z} = \iint_{S_{v,i}} D \left(\frac{\partial^4 Z}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4 Z}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 Z}{\partial y^4} \right) dS$$

$$[S_4][R_4]\tilde{Z} = \iint_{A_{w,i,j}} i\omega \rho \phi_{(i,j)}^2 dS$$

$$[S_F]\tilde{Z} = \iint_{A_{w,i,j}} i\omega \rho f_{(i,j)} dS - \rho g A_{w,i,j} Z_{i,j}$$

$$[S_2][R_2]\tilde{A} = \iint_{A_{w,i,j}} i\omega \rho \phi_{(i)}^2 dS$$

の関係を満たす既知の行列として得られるものである。

モード関数を用いて得られた式 (1.3.99) と、差分法によって得られた式 (1.3.116) のなかで、異なるのは、行列 $[W]$ が在るか否かであり、実計算上では $[W]$ を求める手間が無い差分法による計算の方が計算時間が短い。

こうして得られた式 (1.3.99) および式 (1.3.116) は、平板に含まれている全ての微小部分浮体の上下変位と、全ての部分浮体に関する入射波ポテンシャルの係数との関係を表すものである。

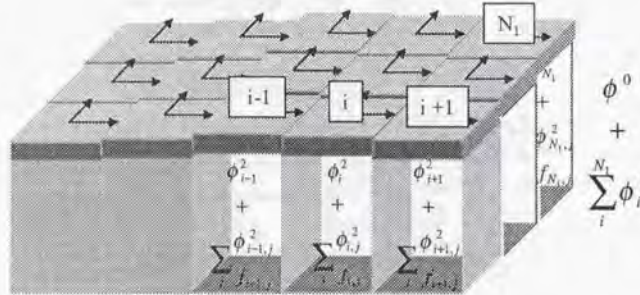


Fig. 29 : The coordinate systems of a VLFS

1.4 流力弾性問題に関する定式化

ここまでの節で、部分浮体に関する流体問題と弾性平板全体としての運動方程式が導出された。ここでは、前節までに示した弾性変形を考慮した各微小部分浮体に関する運動方程式と、各部分浮体間の流体力学的相互干渉問題に関する式とを組み合わせる手法について説明する。

全体の浮体に関する流場を、 N_1 個の部分浮体それぞれに関する座標系で表された散乱波ポテンシャルと初期入射波ポテンシャルの和によって表現する。ここで、Fig.29のように部分浮体が配置されているとし、それら部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を考える。ところが、各部分浮体は浮体全体を仮想的に分割したもので、部分浮体同士は接しているから、ポンツーン型浮体の場合には部分浮体に関する外部領域は存在しなくなり、流体力学的相互干渉問題を扱うことが意味のないことであると感じられるかもしれない。しかし、Kagemoto & Yue の理論で用いられている Graf の加法定理による座標変換問題では、その適用領域は想定している座標原点間の位置関係に依存するものであり、この仮想的な流体領域はその適用領域内に存在する。したがって、定式化の過程においては仮想的な流体領域を用いた相互干渉理論の適用が可能であると考えられる。以下に、流体問題に弾性影響を含めた定式化を示すが、詳細は Appendix を参照されたい。

浮体に入射波 $\tilde{A}_0 \psi^0$ が入射し、充分定常状態になったとき

$$\psi^0 \tilde{A} = \psi^0 [T] \tilde{B} + \psi^0 \tilde{A}_0 \quad (1.4.117)$$

と表される。ここで、 $[T]$ は、ある部分浮体に関する座標系で表されている散乱波ポテンシャルを、他の任意の部分浮体に関する座標系の入射波ポテンシャルとして

1.4. 流力弾性問題に関する定式化

表現するための変換行列で、

$$[T] = \begin{bmatrix} 0 & T_{21} & T_{31} & \cdots & T_{N_1 1} \\ T_{12} & 0 & T_{32} & \cdots & T_{N_1 2} \\ T_{13} & T_{23} & 0 & \cdots & T_{N_1 3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{1 N_1} & T_{2 N_1} & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad (1.4.118)$$

ここで、

$$T_{ij} = \begin{bmatrix} [HK_{0,0}] & [HK_{0,1}] & \cdots & \cdots & \cdots & [H_{0,2M}] \\ [HK_{1,0}] & [HK_{1,1}] & \cdots & \cdots & \cdots & [H_{1,2M}] \\ [HK_{2,0}] & [HK_{2,1}] & \cdots & \cdots & \cdots & [H_{2,2M}] \\ \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \vdots & & [HK_{p,q}] & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & & \ddots & \vdots \\ [HK_{2M,0}] & [HK_{2M,1}] & \cdots & \cdots & \cdots & [HK_{2M,2M}] \end{bmatrix} \quad (1.4.119)$$

$$[HK_{p,q}] = \begin{bmatrix} H_{p-q}(kl_{ij})e^{i(p-q)\theta_{ij}} & & 0 \\ & K_{p-q}(\alpha_1 l_{ij})e^{i(p-q)\theta_{ij}} & \\ 0 & & \ddots \\ & & & K_{p-q}(\alpha_N l_{ij})e^{i(p-q)\theta_{ij}} \end{bmatrix}$$

と表現される。ところで、各部分浮体における Diffraction/Radiation 特性を考慮すると、 \tilde{B} は

$$\tilde{B} = [\mathcal{R}_1] \tilde{A} + [\mathcal{R}_3] \tilde{Z} \quad (1.4.120)$$

と表現される。右辺第一項が Diffraction 問題、第二項が Radiation 問題である。ここで、

$$[\mathcal{R}_1] = \begin{bmatrix} [r_{1,1}] & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & [r_{N_1,1}] \end{bmatrix}, [\mathcal{R}_3] = \begin{bmatrix} [r_{1,3}] & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & [r_{N_1,3}] \end{bmatrix}, \tilde{B} = \begin{bmatrix} B_{1,mn} \\ B_{2,mn} \\ \vdots \\ B_{N_1,mn} \end{bmatrix}$$

を表している。さらに、前節のモード関数を用いて導出した運動方程式 (1.3.99) と、差分法を用いて導出した運動方程式 (1.3.116) を、

$$\tilde{Z} \equiv [\mathcal{D}] \tilde{A}$$

と略記し、式(1.4.117)に代入し整理すると、

$$\tilde{\mathbf{A}} = [\mathcal{T}] \{ [\mathcal{R}_1] + [\mathcal{R}_3][\mathcal{D}] \} \tilde{\mathbf{A}} + \tilde{\mathbf{A}}_0 \quad (1.4.121)$$

となり、未知の係数は $\tilde{\mathbf{A}}$ のみとなるから、これを解いて

$$\tilde{\mathbf{A}} = \{ \mathbf{E} - [\mathcal{T}] \{ [\mathcal{R}_1] + [\mathcal{R}_3][\mathcal{D}] \} \}^{-1} \tilde{\mathbf{A}}_0 \quad (1.4.122)$$

を得ることが出来る。ここで \mathbf{E} は単位行列を意味している。こうして得られた $\tilde{\mathbf{A}}$ により、流体力、弾性浮体の変形、浮体周りの流場などは、既出の行列との演算によって定められる。

また、防波堤や弾性的な連結の無い構造物が浮体を含めて N_3 個存在し、 N_3 個の構造物との流体力学的相互干渉問題を考える際には、単に式(1.4.122)の $[\mathcal{D}]$ を、

$$[\mathcal{D}] = \begin{bmatrix} [\mathcal{D}_1] & 0 \\ & \ddots \\ 0 & [\mathcal{D}_{N_3}] \end{bmatrix}$$

とすることで解決出来る。

このようにして得られた式(1.4.122)は、全ての微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題、微小部分浮体の運動方程式と全体浮体端部における境界条件、そして、全ての微小部分浮体間の流体力学的相互干渉問題を含む形となっており、これを解くことにより、それらの弾性変形や浮体まわりの流場のポテンシャル等に関する未知の諸係数を一度の演算で得ることが出来る。

本論文で示した定式化の最大の特徴は、見かけ上の N_1 個の流体領域に対して、 $N_1 \times N_2$ 個の微小部分浮体の剛体運動の連で、浮体の弾性変形を表現することで、より精度の高い弾性変形の表現を可能としただけでなく、その解析過程において計算量を、 N_1 個間の流体力学的相互干渉問題の計算量に比して、たかだか $(1 + N_2/N_1)$ 倍程度に抑えることを可能とした点にある。しかも、こうした大幅な計算負荷の軽減にあっても、問題の定式化に示したように、 N_1 個の部分浮体間の流体力学的相互干渉問題に、それぞれの部分浮体を構成する N_2 個の微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を含ませることで、全ての微小部分浮体の Diffraction/Radiation 問題が考慮されており、定式化の上で、なんら近似を施した部分が無いことも、特筆すべきことであると思われる。後述のコラム支持型浮体の計算で用いた1280本の円柱をもつコラム支持型浮体の流体力学問題を、従来の方法で直接的に解いた場合と、本論文で示した定式化に従い $N_1 \times N_2 = 80 \times 16$ とし、なおかつ $N_2 = 16$ 個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性の解析には、定式化で示した解析的な座標変換を2段階で用いて $N_2 = 4 \times 4$ として解いた場合とを比較すると、その計算時間および使用メモリが、連立する方程式の元数の自乗に比例するとすれば、 $\frac{6400 + 16 + 16}{1638400} \approx 0.0039$ 倍に減じたことになる。さらに同様の計算を、 $N_1 \times N_2 = 20 \times 64$ とし、 $N_2 = 64$ 個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性の解析にあたって、座標変換を3段階で用いて $N_2 = 4 \times 4 \times 4$ として解いたとすれば、その計算時間は $\frac{400 + 16 + 16 + 16}{1638400} \approx 0.00027$ 倍にまで減じることが出来る。

第2章

定式化に基づく計算

2.1 定式化の有効性の検討

まず、第1章で提案したいくつかの定式化に基づいた計算を行い、それら計算結果相互の比較および実験値との比較から定式化の有効性を検討する。

2.1.1 コラム支持型部分浮体の問題

まず、コラム支持型部分浮体に関する流体力学問題を考える。

(1) 解析的座標変換による相互干渉計算の検討

第1章における定式化では、コラム支持型部分浮体の流体問題に関して、部分浮体に含まれる複数の円柱間の流体力学的相互干渉問題を、座標変換を用いて解析的に処理する手法を示した。また、第1章の定式化で示した座標変換の特長は、何れでも重ねて出来る点にあり、そうした特長を利用して総計算量の一層の低減が図れる。

そこで、こうした定式化の有効性を検討するために、Table 1に示すような計算条件およびFig.31に示すような外観のコラム支持型浮体を用いて計算を行った。この例では、Table 1に示すようにデッキの剛性を0としているので、各円柱は連結部材の影響を受けず、流体力学的相互干渉影響のみに支配されて運動をすることになる。

Fig.32~Fig.65に、横軸に ka (k :波数、 a :半径)、縦軸にcaptionに示した円柱の上下変位振幅を入射波振幅で割ったものを取り、浮体各部での応答を示すが、captionに示した円柱の番号は、Fig.31に示したものとす。また、Fig.32~Fig.39は縦波中、Fig.40~Fig.55は入射角30度の斜め波中、Fig.56~Fig.65は入射角45度の斜め波中の結果を示している。

凡例中の(a)、(b)、(c)はそれぞれ、

- (a)の実線: 16本の円柱間の流体力学的相互干渉問題を直接解いて得られるもの

- (b) の破線: 定式化に基づき, 1本の円柱の Diffraction/Radiation 特性から 4本の円柱群の Diffraction/Radiation 特性を求め, その4本の円柱群を一つの浮体とみなした浮体4個の相互干渉を考慮したもの
- (c) の○印: (b)における4本の円柱群を単体とみなした浮体4つから, 定式化に従い, 4つの浮体群を単体とみなして Diffraction/Radiation 特性を求めたもので座標変換を2回行ったものである。

(Fig.30を参照)。従って, (a), (b), (c) はそれぞれ手法は異なるものの, 同じ問題を解いていることになるものであるから, 原理的にはその解は一致すべきものである。

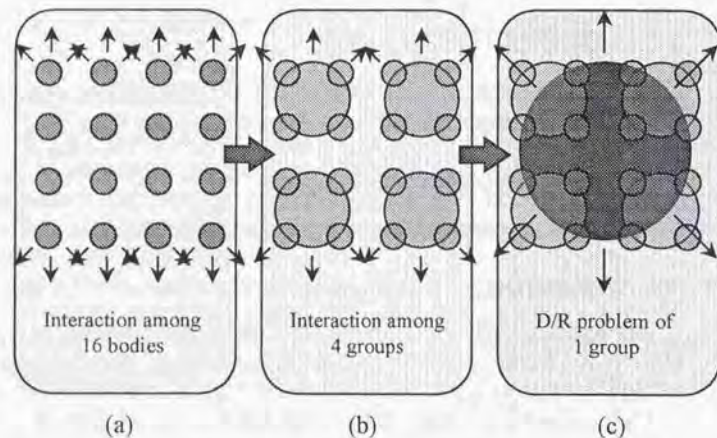


Fig. 30 : The difference of the methods (a), (b), and (c)

Table 1 : The condition of the calculation (1)

Length (L)	40.0m
Width (B)	40.0m
EI	0
Water depth	10.0m
Diameter of the cylinder (D)	5.0m
Draft of the cylinder (d)	2.5m
Distance between adjacent cylinders	10.0m(2D)
The total number of the cylinders	$4 \times 4 = 16$
Wave period (T)	2.5 ~ 10.0 sec
Incident angle	0[deg], 30[deg], 45[deg]

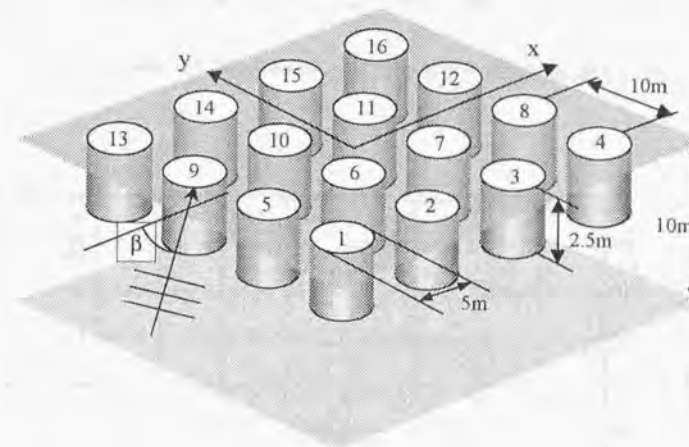


Fig. 31 : The model of a calculation (1)

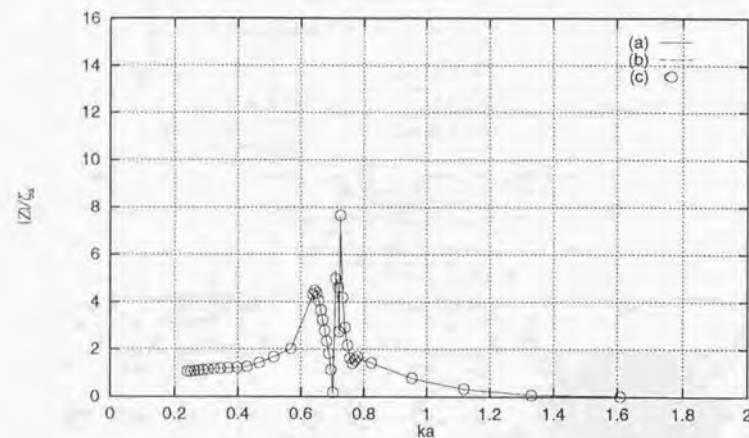


Fig. 32 : The displacements at location-1 & 13 in head waves

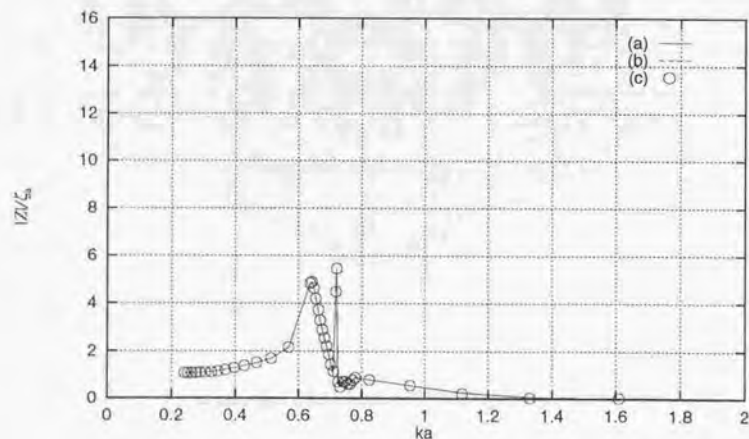


Fig. 33 : The displacements at location-2 & 14 in head waves

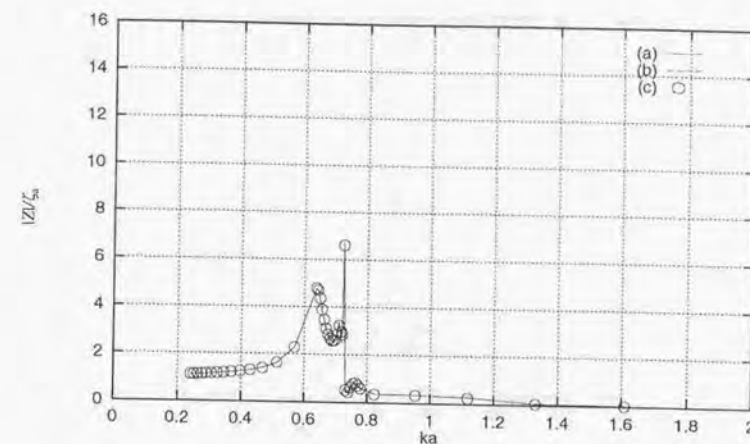


Fig. 34 : The displacements at location-3 & 15 in head waves

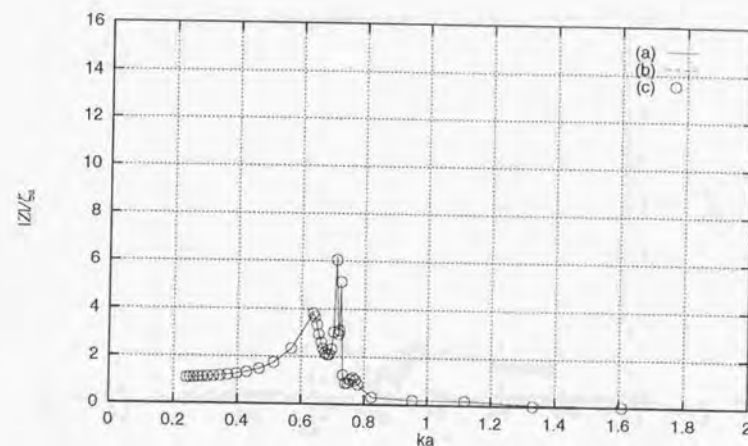


Fig. 35 : The displacements at location-4 & 16 in head waves

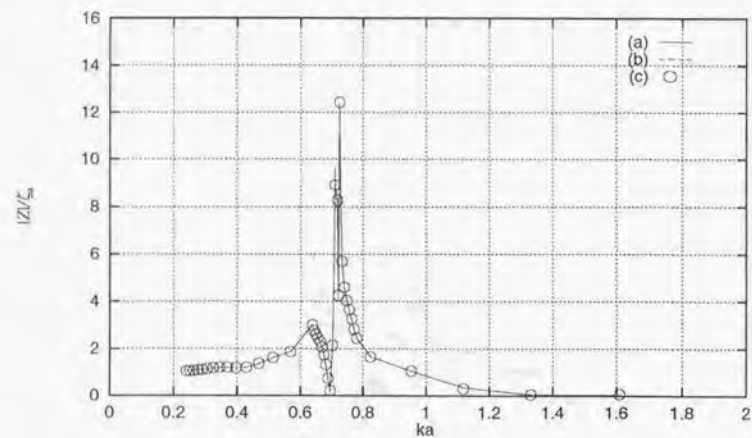


Fig. 36 : The displacements at location-5 & 9 in head waves

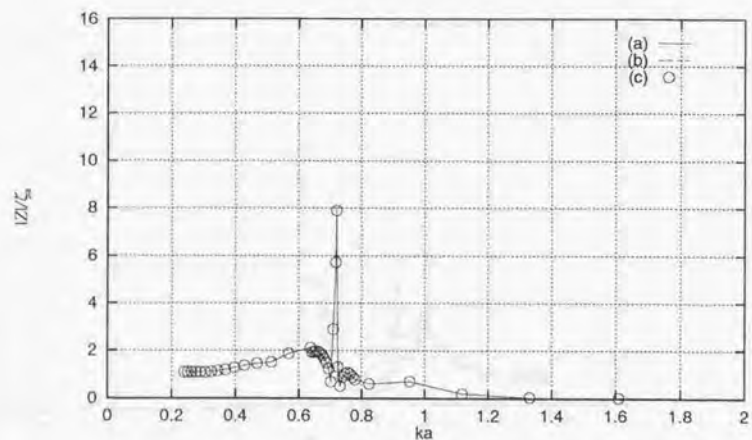


Fig. 37 : The displacements at location-6 & 10 in head waves

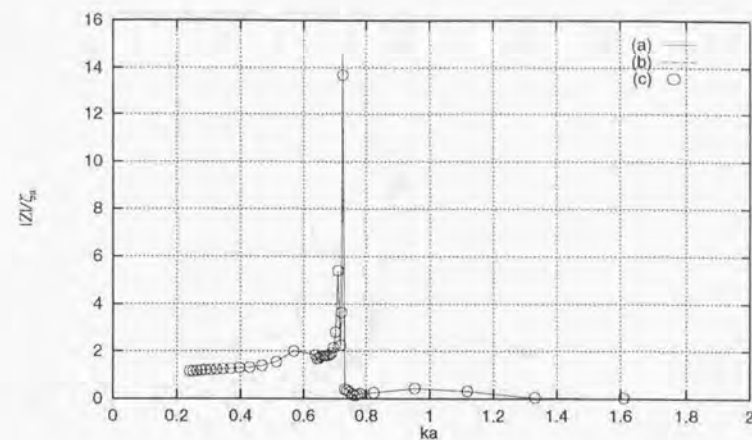


Fig. 38 : The displacements at location-7 & 11 in head waves

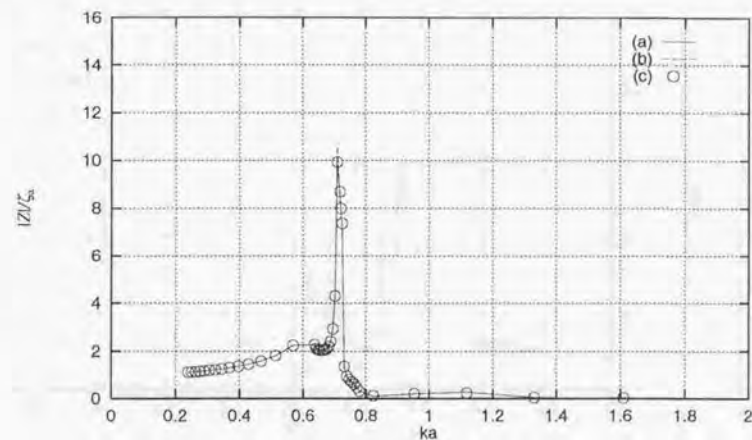


Fig. 39 : The displacements at location-8 & 12 in head waves

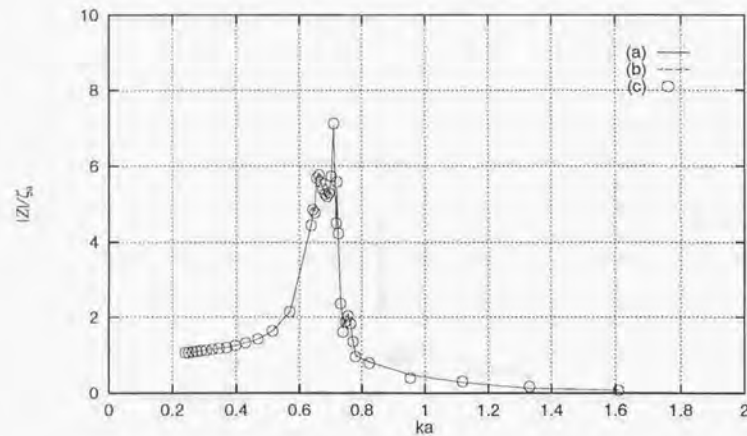


Fig. 40 : The displacements at location-1 in oblique waves (30[deg])

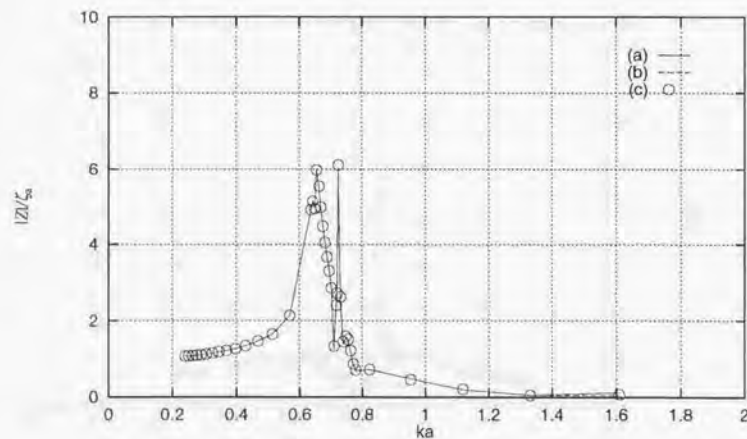


Fig. 41 : The displacements at location-2 in oblique waves (30[deg])

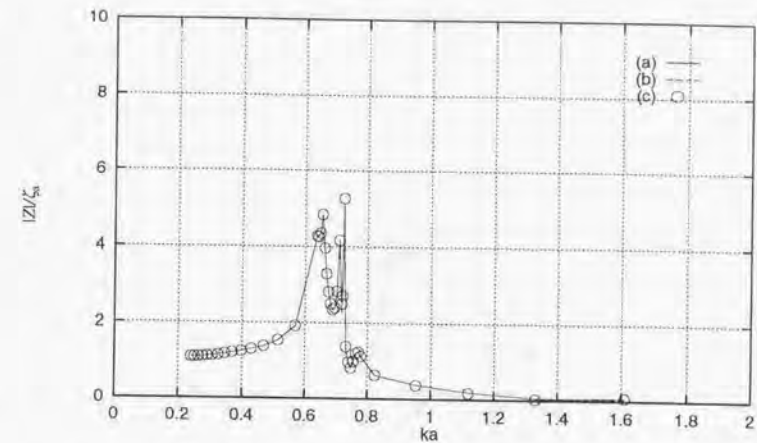


Fig. 42 : The displacements at location-3 in oblique waves (30[deg])

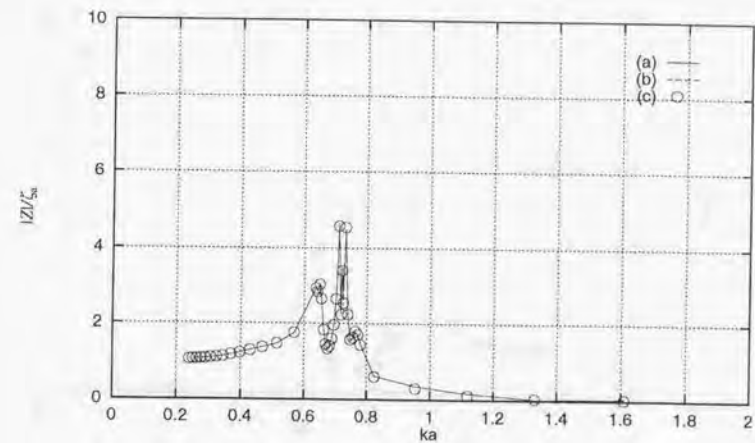


Fig. 43 : The displacements at location-4 in oblique waves (30[deg])

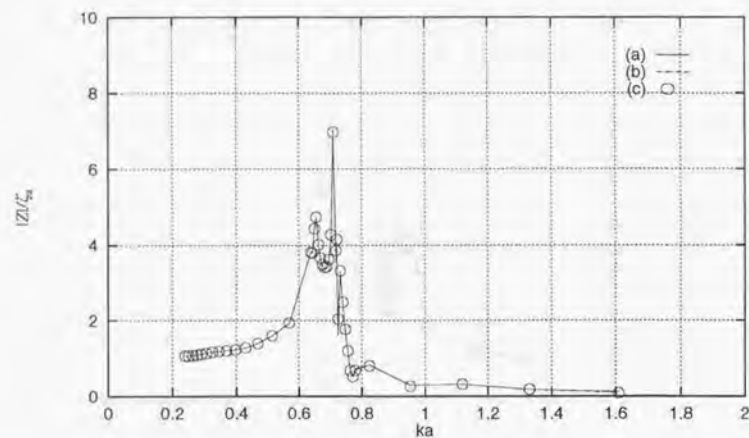


Fig. 44 : The displacements at location-5 in oblique waves (30[deg])

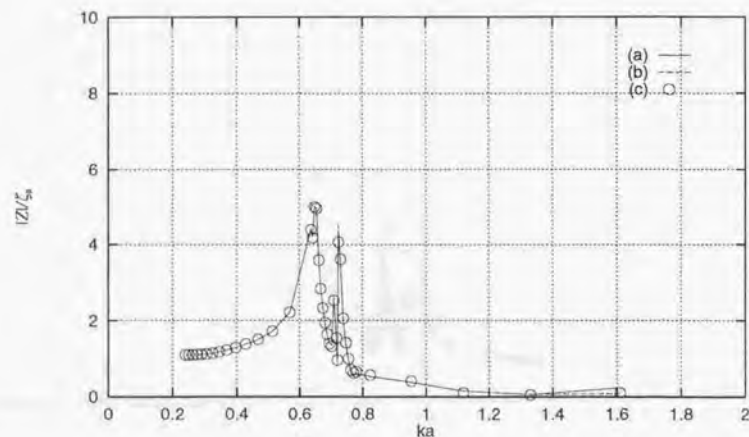


Fig. 45 : The displacements at location-6 in oblique waves (30[deg])

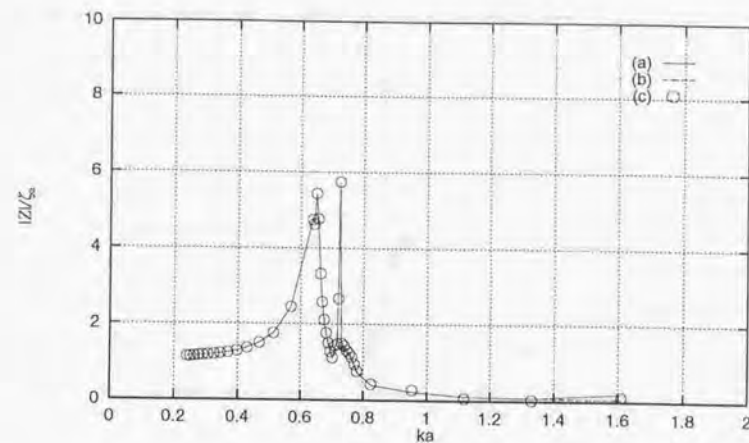


Fig. 46 : The displacements at location-7 in oblique waves (30[deg])

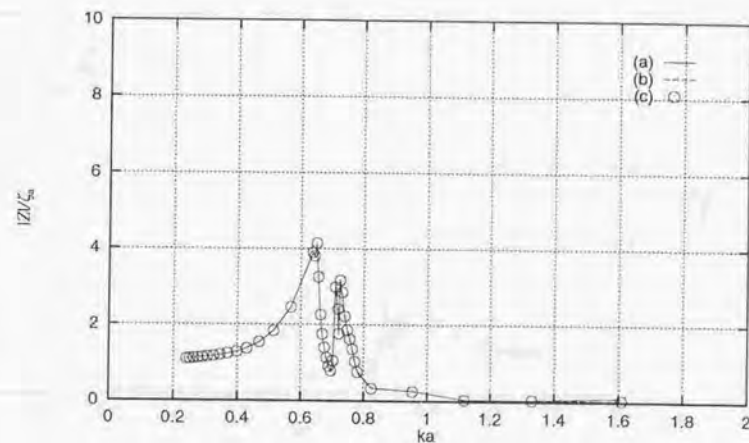


Fig. 47 : The displacements at location-8 in oblique waves (30[deg])

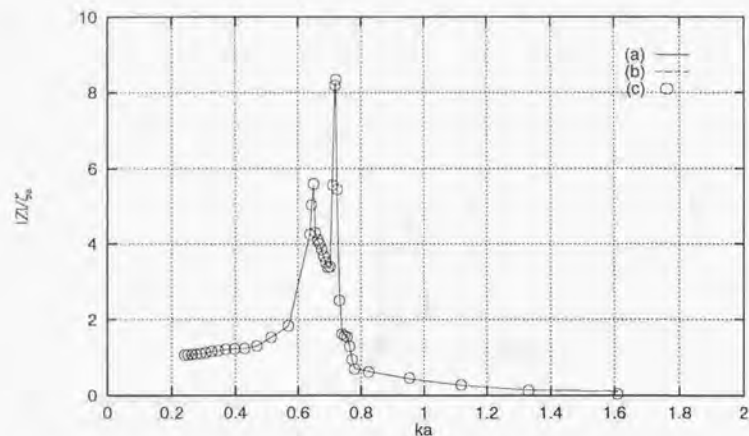


Fig. 48 : The displacements at location-9 in oblique waves (30[deg])

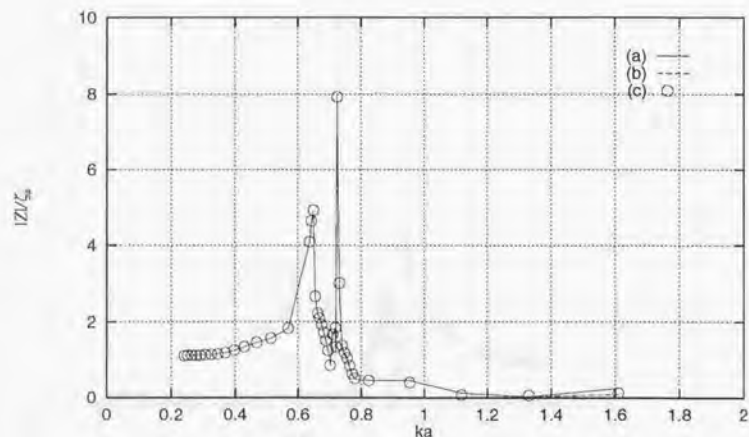


Fig. 49 : The displacements at location-10 in oblique waves (30[deg])

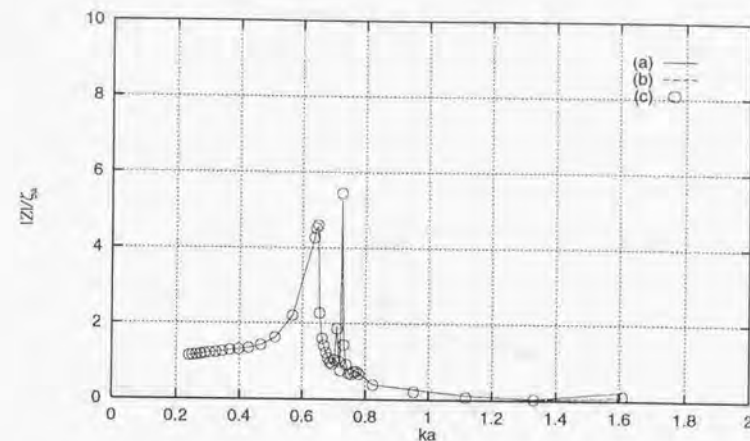


Fig. 50 : The displacements at location-11 in oblique waves (30[deg])

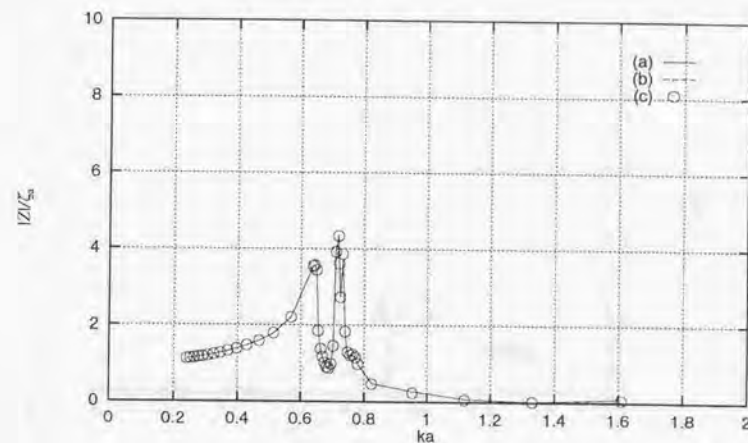


Fig. 51 : The displacements at location-12 in oblique waves (30[deg])

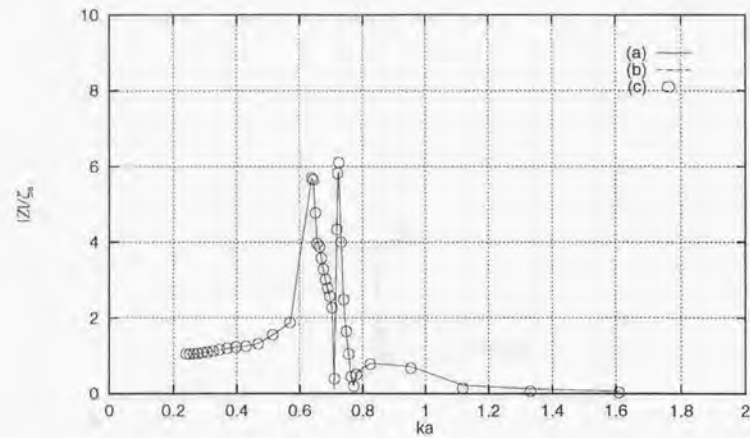


Fig. 52 : The displacements at location-13 in oblique waves (30[deg])

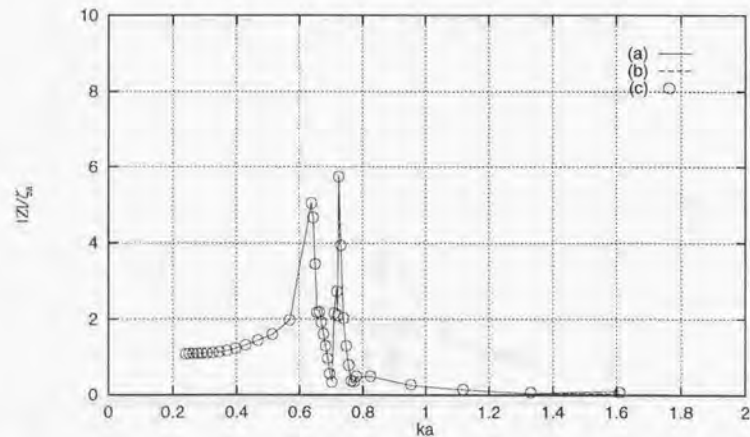


Fig. 53 : The displacements at location-14 in oblique waves (30[deg])

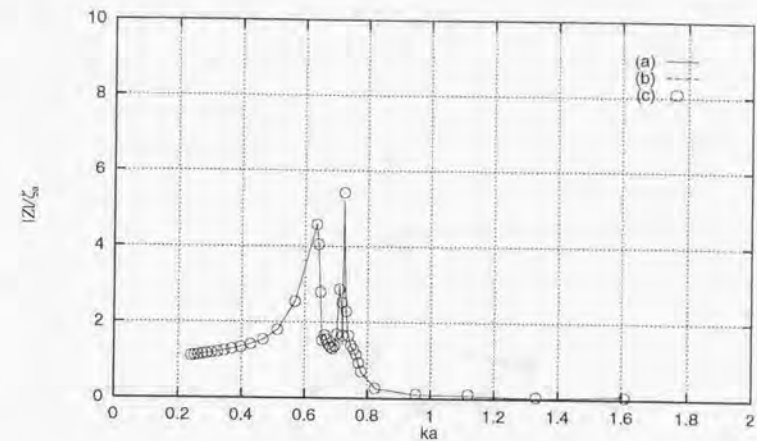


Fig. 54 : The displacements at location-15 in oblique waves (30[deg])

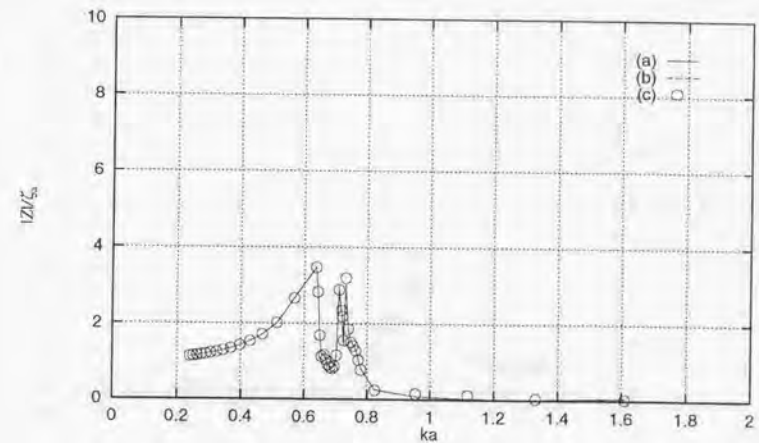


Fig. 55 : The displacements at location-16 in oblique waves (30[deg])

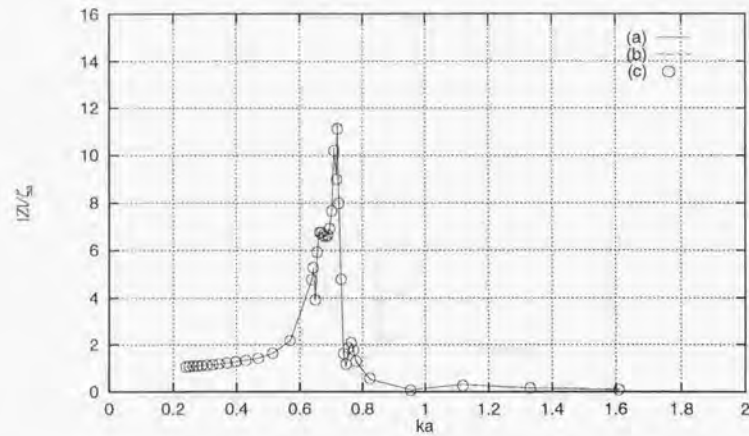


Fig. 56 : The displacements at location-1 in oblique waves (45[deg])

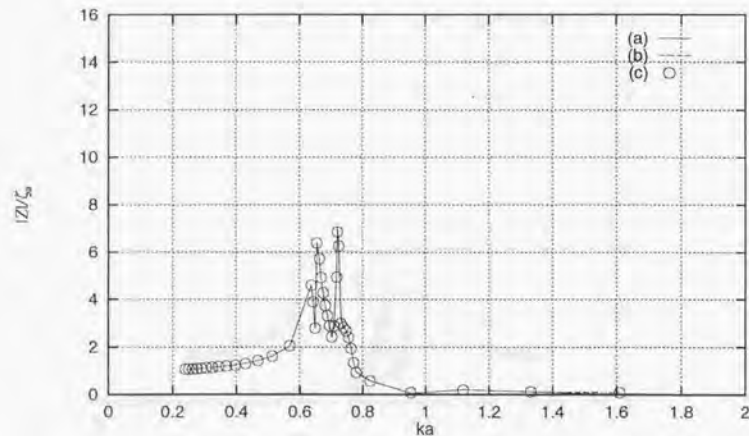


Fig. 57 : The displacements at location-2 & 5 in oblique waves (45[deg])

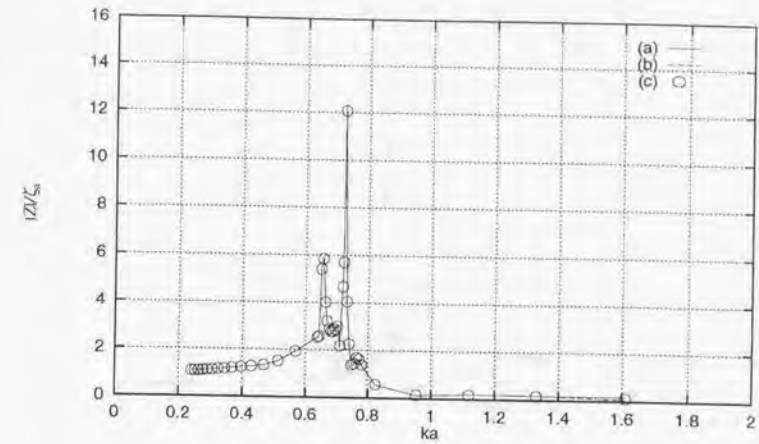


Fig. 58 : The displacements at location-3 & 9 in oblique waves (45[deg])

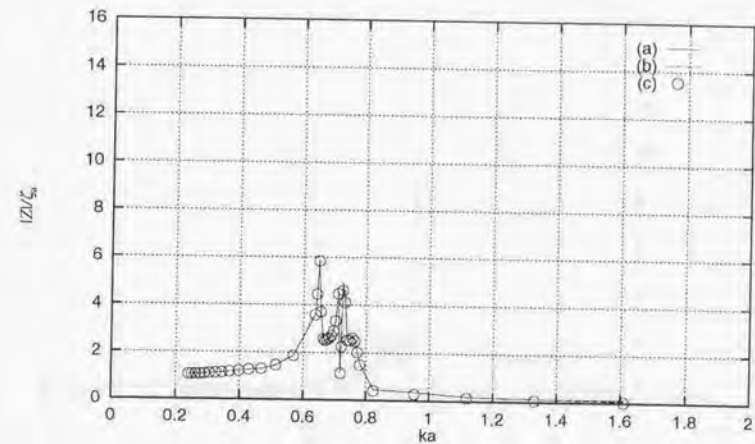


Fig. 59 : The displacements at location-4 & 13 in oblique waves (45[deg])

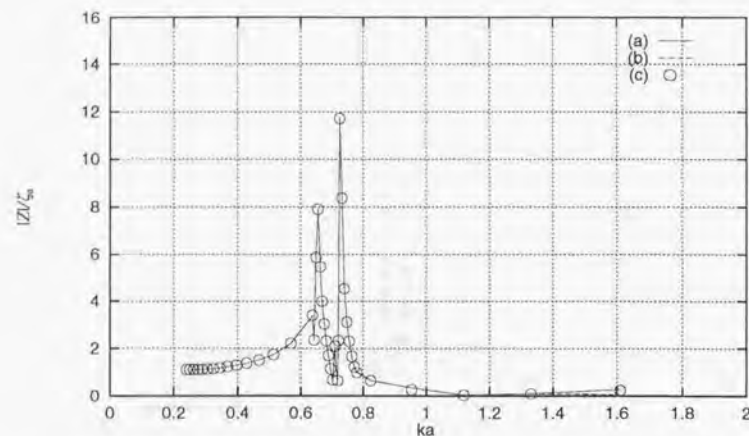


Fig. 60 : The displacements at location-6 in oblique waves (45[deg])

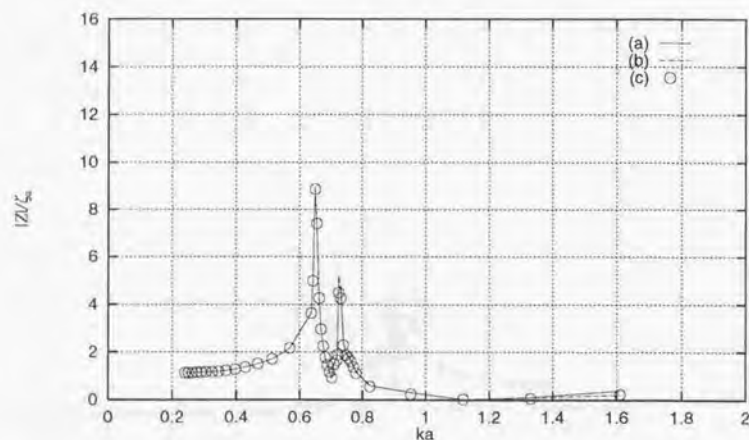


Fig. 61 : The displacements at location-7 & 10 in oblique waves (45[deg])

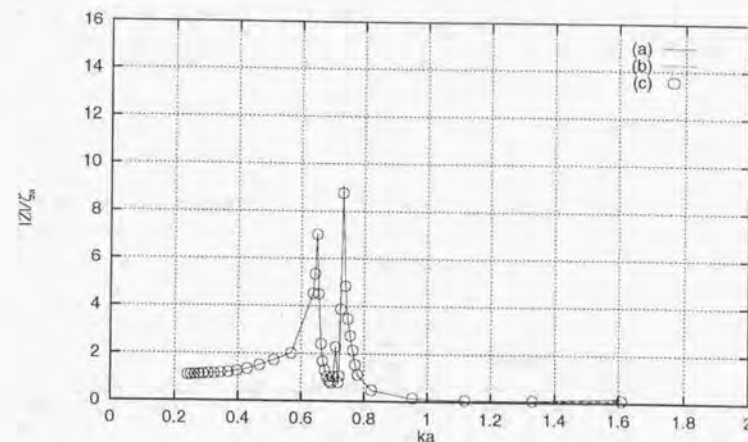


Fig. 62 : The displacements at location-8 & 14 in oblique waves (45[deg])

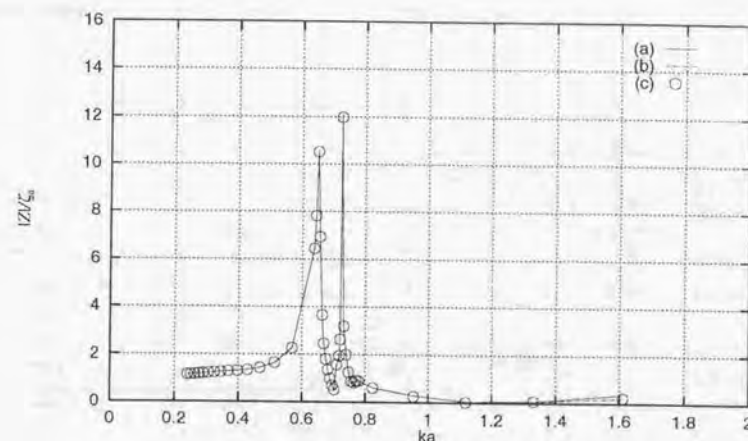


Fig. 63 : The displacements at location-11 in oblique waves (45[deg])

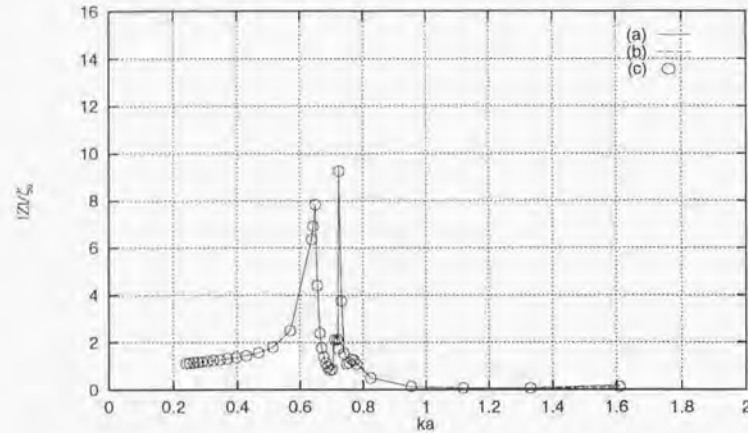


Fig. 64 : The displacements at location-12 & 15 in oblique waves (45[deg])

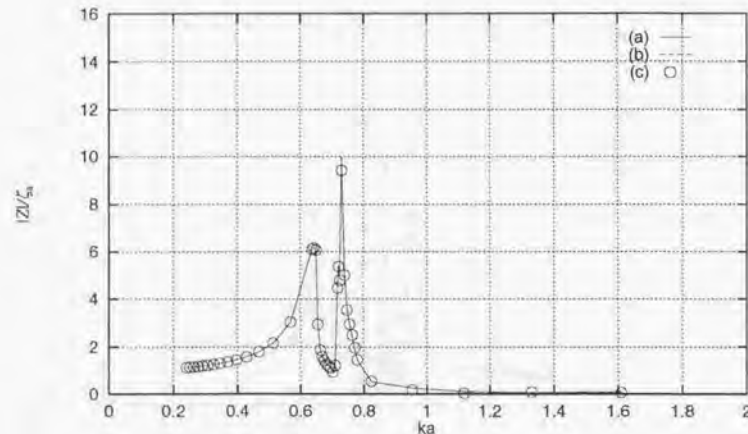


Fig. 65 : The displacements at location-16 in oblique waves (45[deg])

これらの図から、(a)、(b)、(c)のいずれの手法による計算結果もほぼ完全に一致していることがわかる。特に、鋭いピークを示す周期及びそのときの変位振幅に関しても非常に良い一致がみられ、本論文で提案した定式化が十分に機能していることが分かる（図中において、破線 (b) が観察されないのは実線 (a) とほぼ完全に重なっているためである）。

第1章で示した定式化は流場の表現に関するベッセル関数の項数を無限にとれば、円柱間の流体力学的相互干渉を直接解く場合 (a) と、同値な解を与えるべきものであるが、実際の計算に於いては有限な項数で打ち切る必要があることから、解の精度が下がる可能性がある。しかし、現在考えられているような超大型浮体に関する波周期の問題に関しては、単体の構造物（この場合は円柱）に比べてかなり長い波長の波が入射すると考えられ、流場の表現において考慮すべきベッセル関数の項数が比較的少なくても十分に精度の良い解が得られると予想される。実際、計算例においても、打ち切りによる精度の低下はほとんど観察されない。一方、縦波中では $ka = 0.63$ 、 $ka = 0.72$ 付近、入射角 45[deg] 中では $ka = 0.65$ 、 $ka = 0.72$ 付近、入射角 30[deg] 中でも $ka = 0.65$ 、 $ka = 0.72$ 付近にピークが現れるが、ピークの鋭さおよびその大きさは波向きによって異なる。Fig.66に円柱単体での波浪中応答の様子を示す。この単体の場合の応答曲線を見ると、 $ka = 0.65$ 付近に緩やかなピークがあることから、縦波、斜め波中の計算に現われる $ka = 0.65$ 付近のピークが単体運動としてのピークにあたり、 $ka = 0.72$ 付近に現われるピークは相互干渉影響によって引き起こされるピークであると考えられる。

これらの計算結果の比較から、座標変換を用いて解析的に部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を解くことが有効であることが示され、また、そうした座標変換を複数回行うことが、実用的な計算手法として実際に通用できることが確認された。

(2) 部分浮体の流力弾性問題に関する検討

前項では、解析的座標変換による相互干渉を計算する手法の有効性を検証するために、応答に対する相互干渉影響が最も顕著に現れると考えられる「円柱同士が構造的に連結されていない（剛性が0の場合）」について計算を行ったが、ここでは現実的なコラム支持型構造物を想定して、「円柱同士が構造的に連結されている（剛性あり）場合」について流力弾性挙動の計算を行う。Table 2にその主要目を示すが、前項の計算モデルに剛性を付加しただけのものであるので、その外観はFig.31に示したものと同一である。

Fig.67～Fig.80に、横軸に ka (k : 波数、 a : 半径)、縦軸に上下変位振幅を入射波振幅で割ったものを取り caption で示す浮体各部での応答を示す（各部の番号はFig.31参照）。また、Fig.67～Fig.74は縦波中、Fig.75～Fig.90は入射角 30度の斜め波中、Fig.91～Fig.100は入射角 45度の斜め波中の結果を示している。また、図中の (a)、(b)、(c) は前項の定義と同じである。

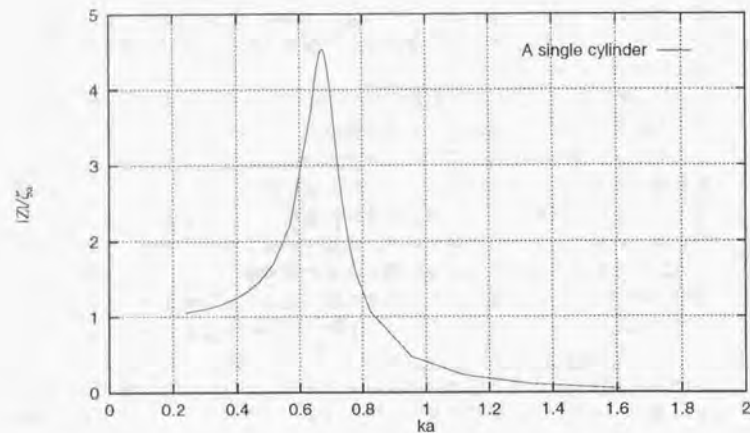


Fig. 66 : The vertical displacement of a single cylinder in regular waves

Table 2 : The condition of the calculation (2)

Length (L)	40.0m
Width (B)	40.0m
Draft (d)	2.5m
EI	$3.226 \times 10^{10} \text{ N} \cdot \text{m}^2$
Water depth	10.0m
Diameter of the cylinder (D)	5.0m
Draft of the cylinder	2.5m
Distance between adjacent cylinders	10.0m(2D)
The total number of the cylinders	$4 \times 4 = 16$
Wave period (T)	2.5 ~ 10.0 sec
Incident angle	0[deg], 30[deg], 45[deg]

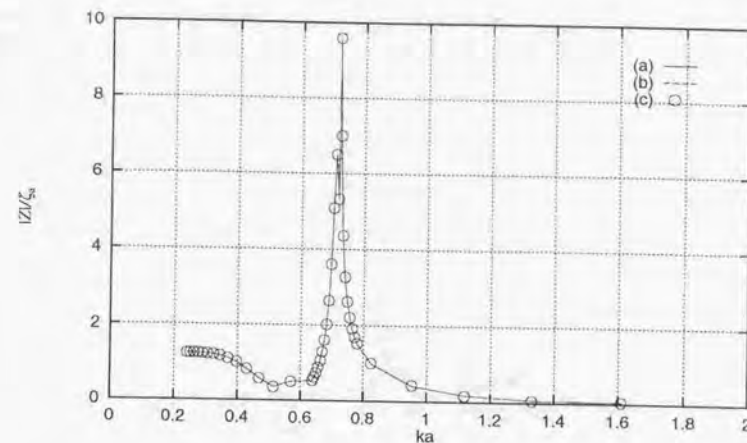


Fig. 67 : The displacements at location-1 & 13 in head waves

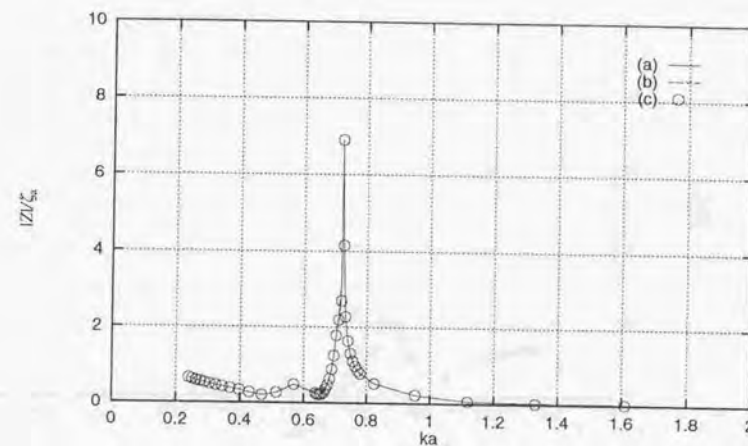


Fig. 68 : The displacements at location-2 & 14 in head waves

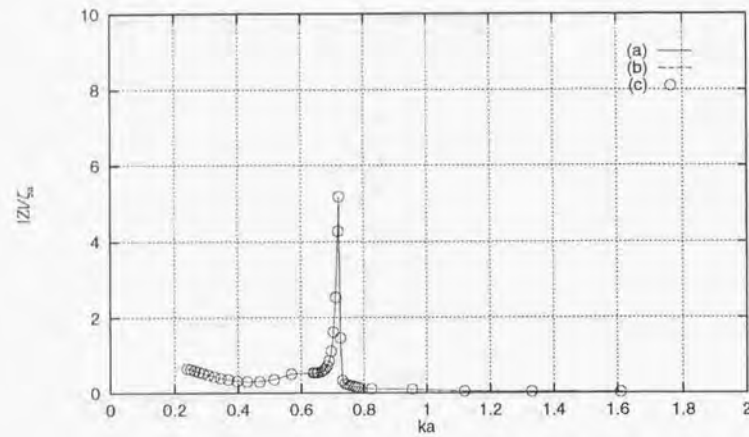


Fig. 69 : The displacements at location-3 & 15 in head waves

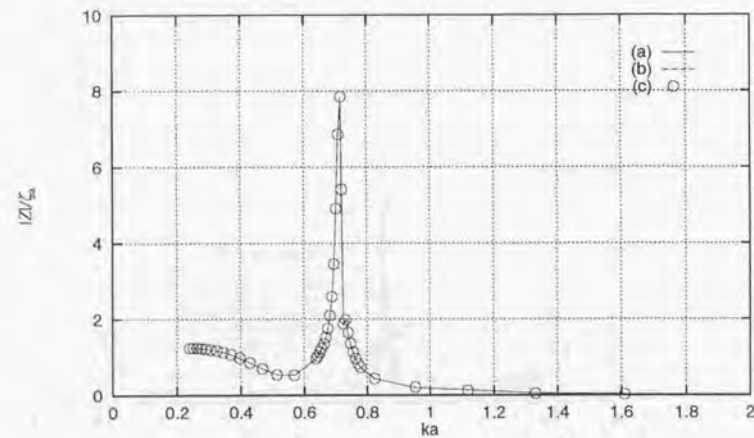


Fig. 70 : The displacements at location-4 & 16 in head waves

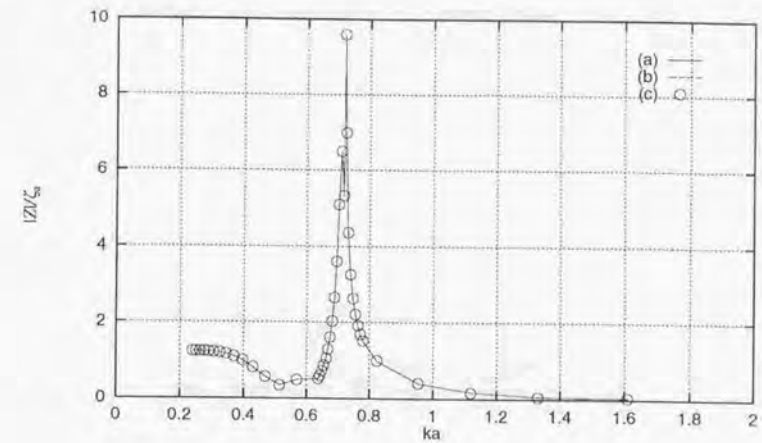


Fig. 71 : The displacements at location-5 & 9 in head waves

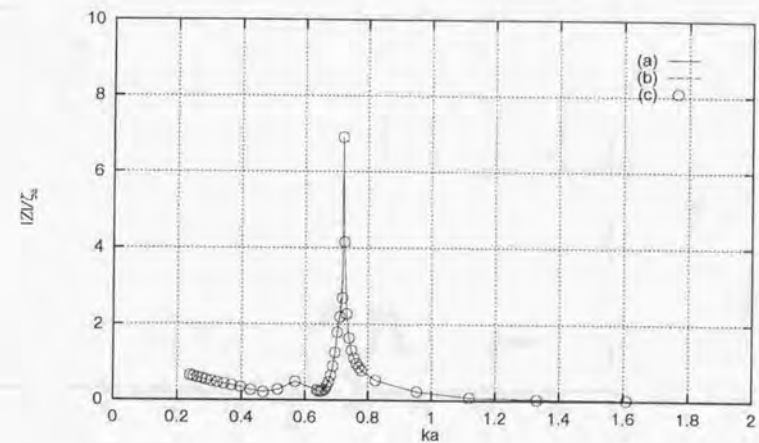


Fig. 72 : The displacements at location-6 & 10 in head waves

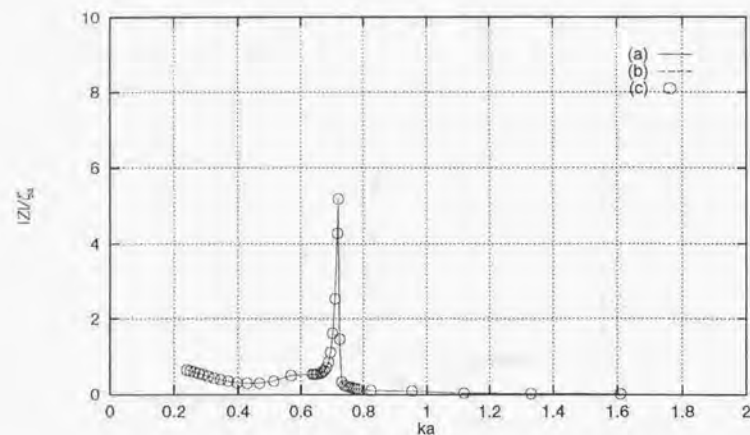


Fig. 73 : The displacements at location-7 & 11 in head waves

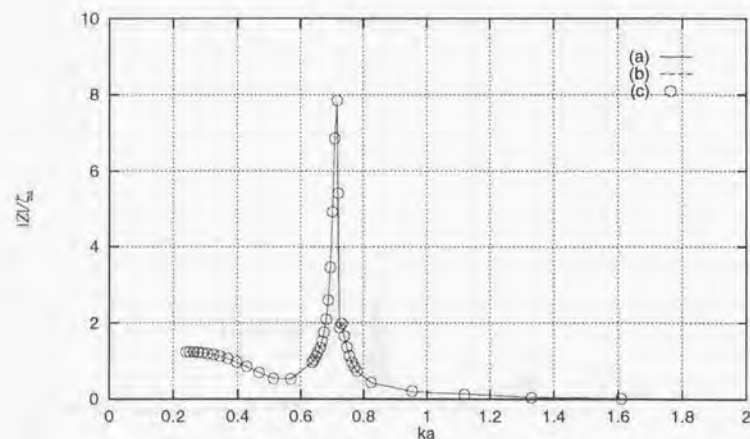


Fig. 74 : The displacements at location-8 & 12 in head waves

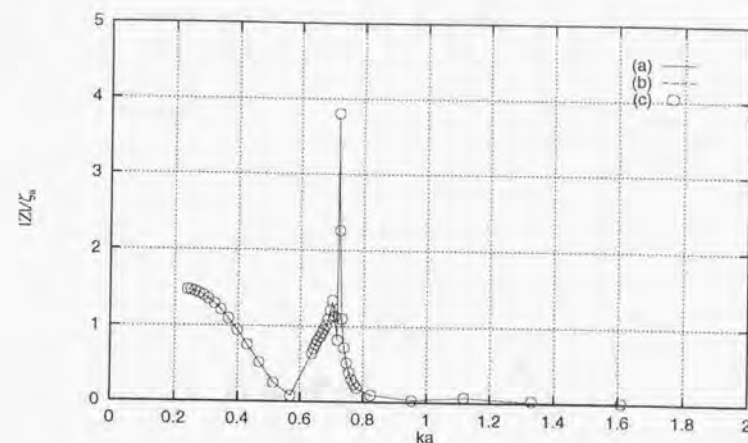


Fig. 75 : The displacements at location-1 in oblique waves (30[deg])

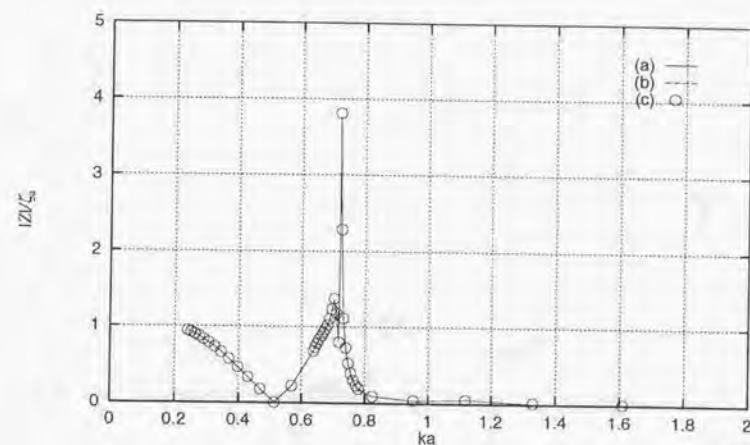


Fig. 76 : The displacements at location-2 in oblique waves (30[deg])

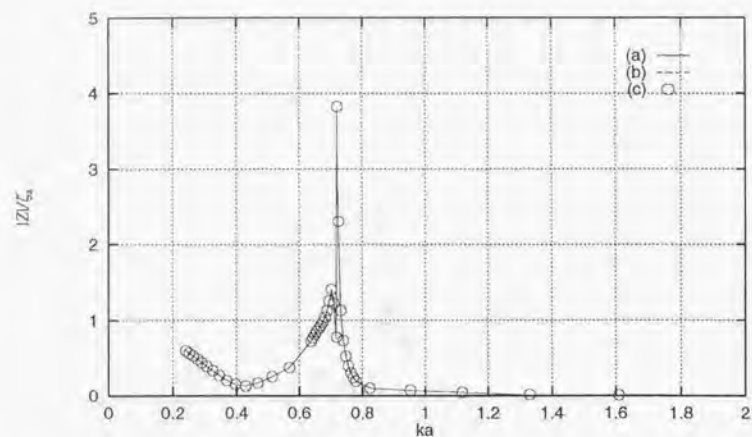


Fig. 77 : The displacements at location-3 in oblique waves (30[deg])

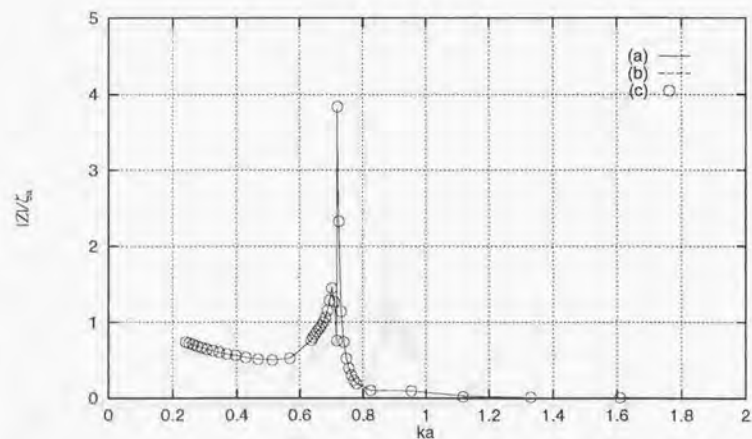


Fig. 78 : The displacements at location-4 in oblique waves (30[deg])

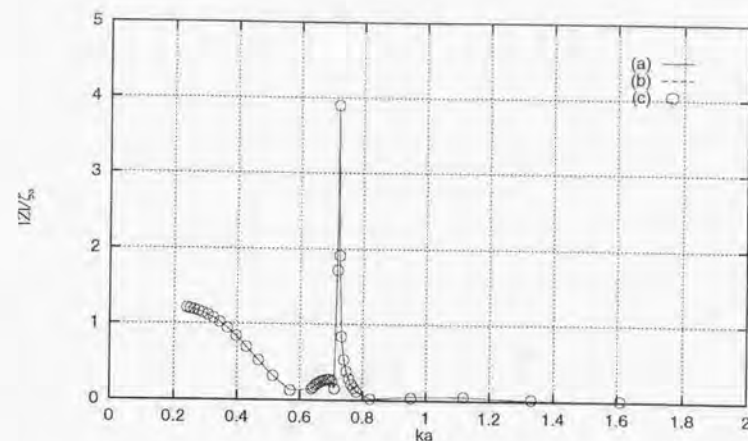


Fig. 79 : The displacements at location-5 in oblique waves (30[deg])

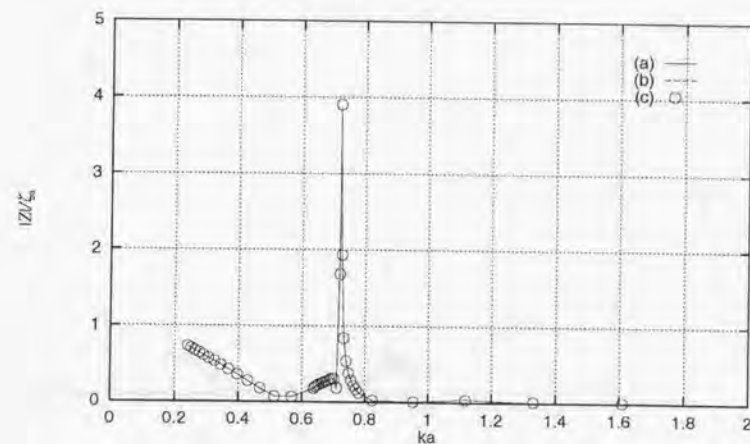


Fig. 80 : The displacements at location-6 in oblique waves (30[deg])

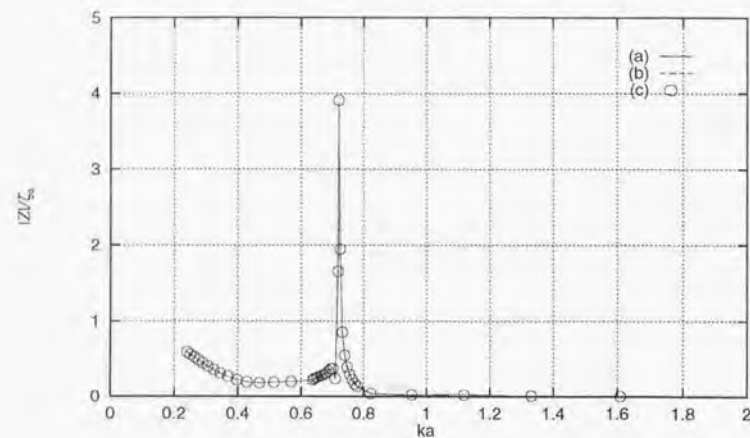


Fig. 81 : The displacements at location-7 in oblique waves (30[deg])

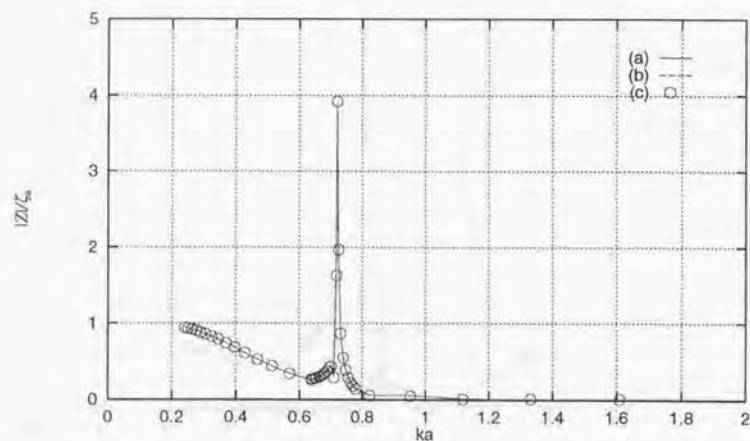


Fig. 82 : The displacements at location-8 in oblique waves (30[deg])

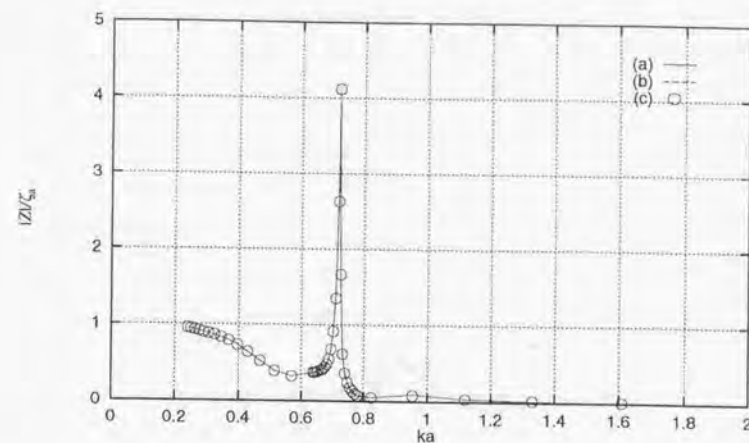


Fig. 83 : The displacements at location-9 in oblique waves (30[deg])

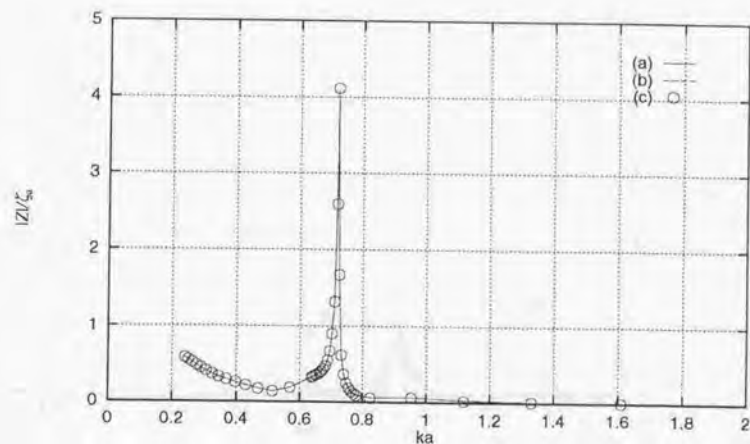


Fig. 84 : The displacements at location-10 in oblique waves (30[deg])

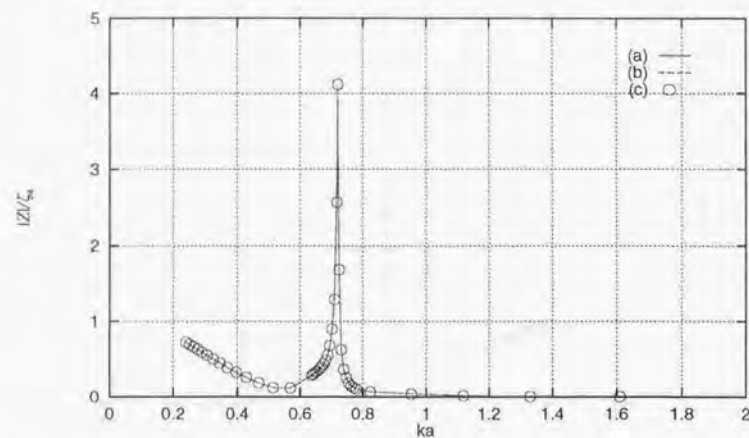


Fig. 85 : The displacements at location-11 in oblique waves (30[deg])

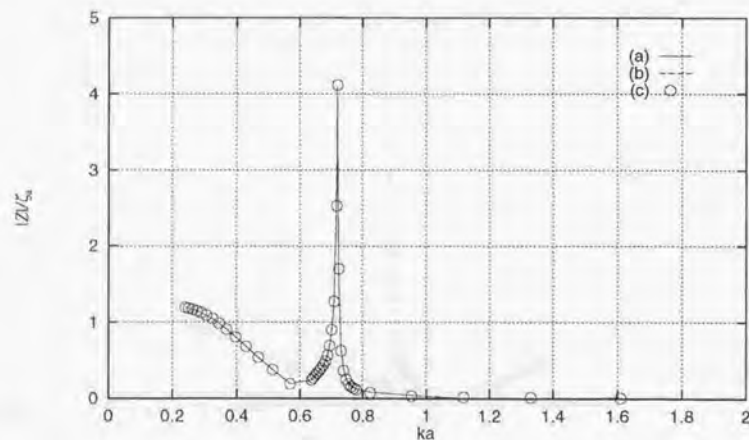


Fig. 86 : The displacements at location-12 in oblique waves (30[deg])

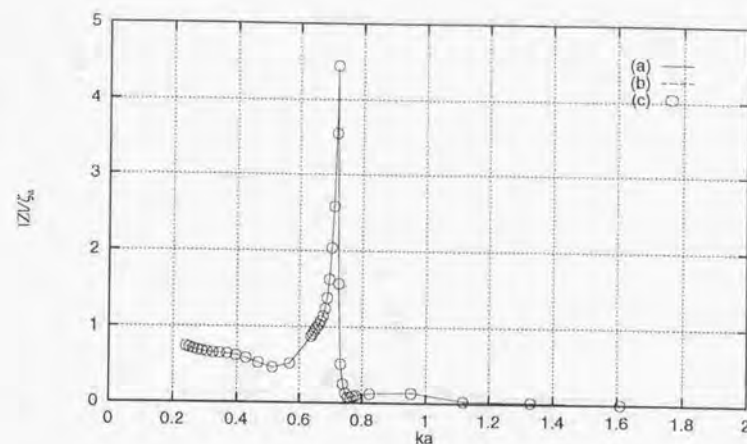


Fig. 87 : The displacements at location-13 in oblique waves (30[deg])

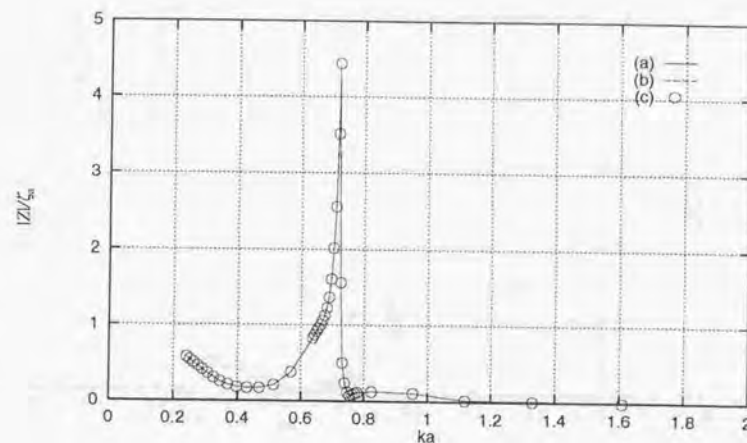


Fig. 88 : The displacements at location-14 in oblique waves (30[deg])

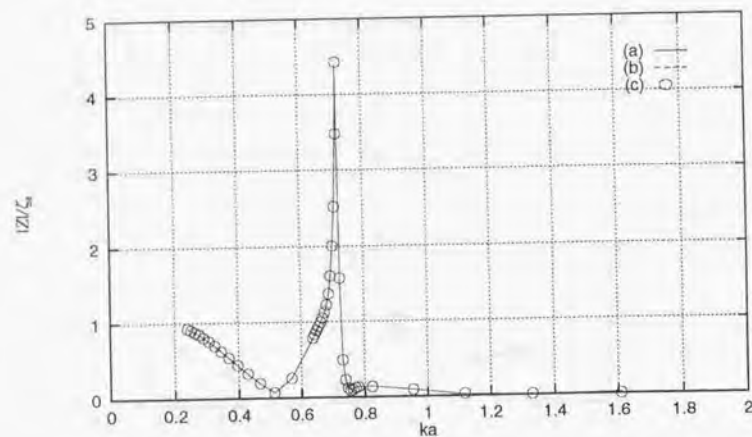


Fig. 89 : The displacements at location-15 in oblique waves (30[deg])

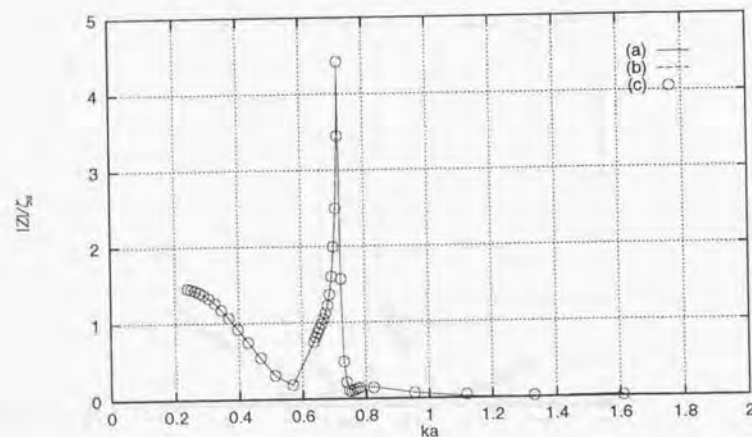


Fig. 90 : The displacements at location-16 in oblique waves (30[deg])

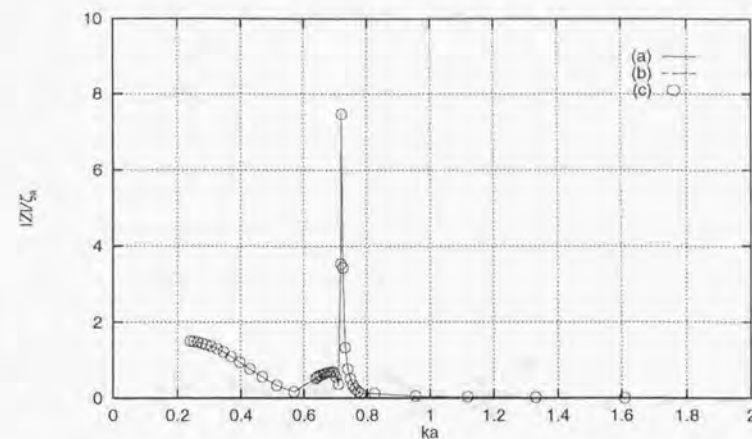


Fig. 91 : The displacements at location-1 in oblique waves (45[deg])

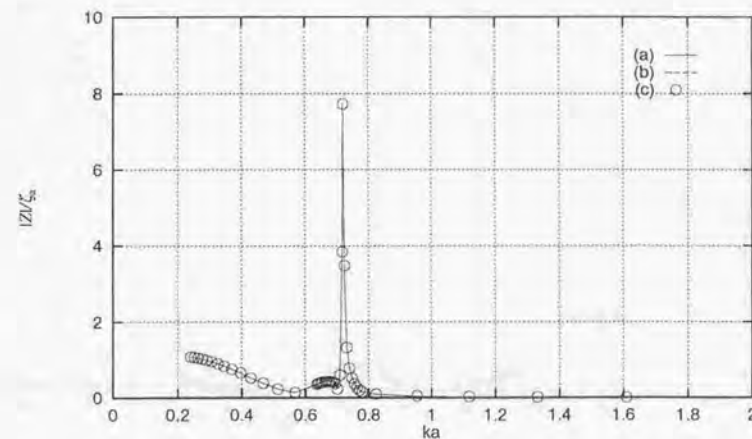


Fig. 92 : The displacements at location-2 & 5 in oblique waves (45[deg])

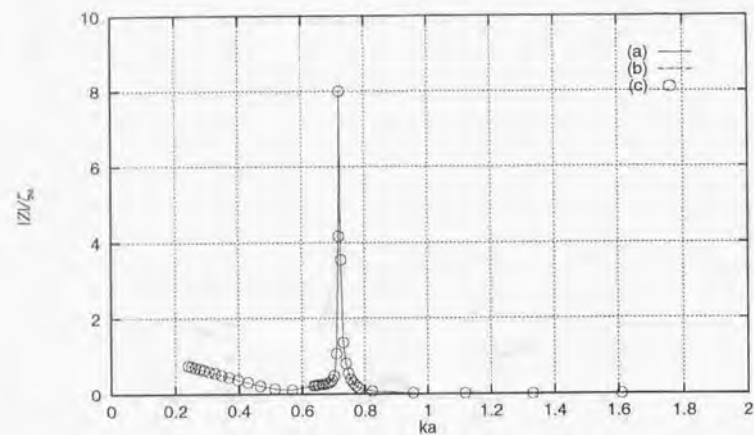


Fig. 93 : The displacements at location-3 & 9 in oblique waves (45[deg])

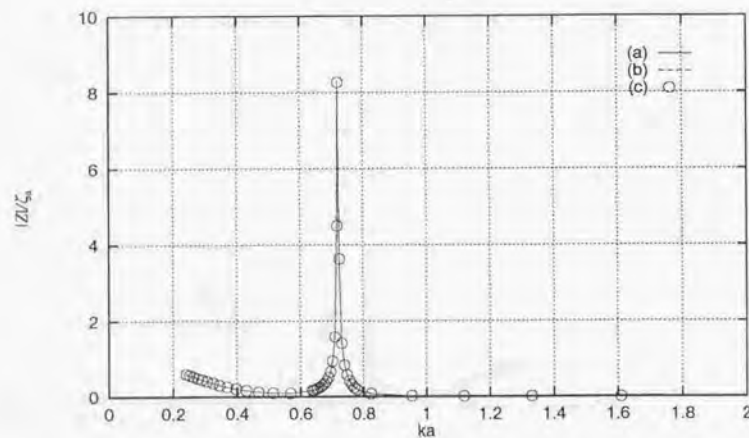


Fig. 94 : The displacements at location-4 & 13 in oblique waves (45[deg])

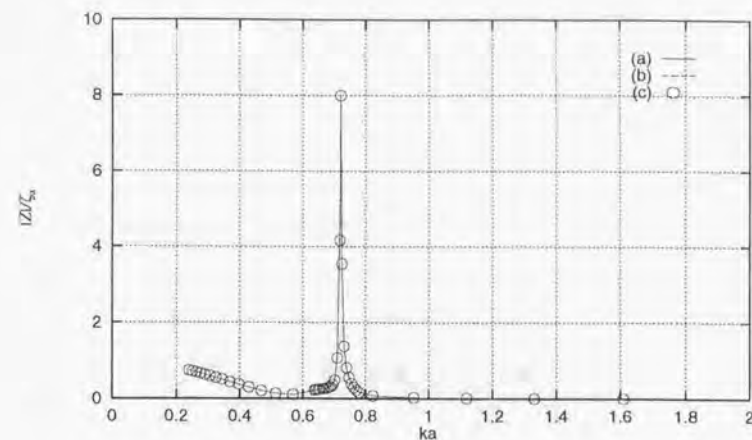


Fig. 95 : The displacements at location-6 in oblique waves (45[deg])

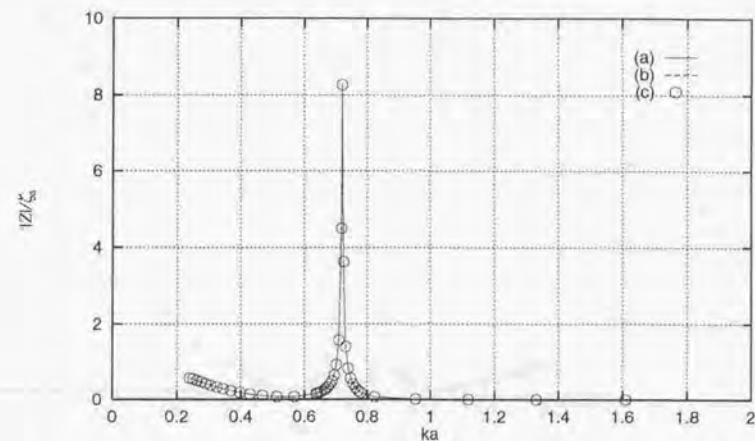


Fig. 96 : The displacements at location-7 & 10 in oblique waves (45[deg])

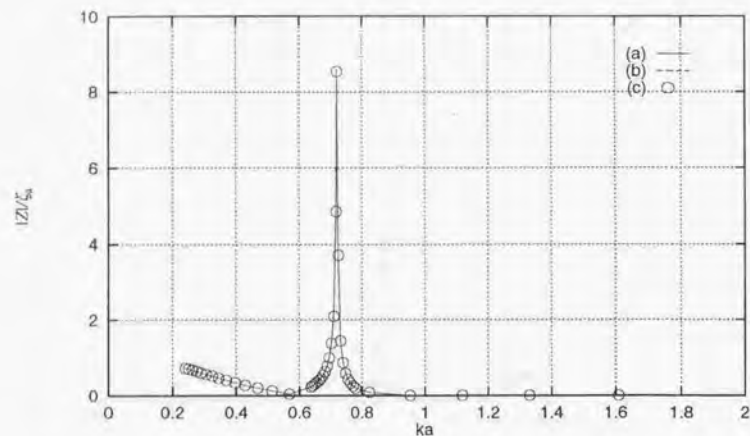


Fig. 97 : The displacements at location-8 & 14 in oblique waves (45[deg])

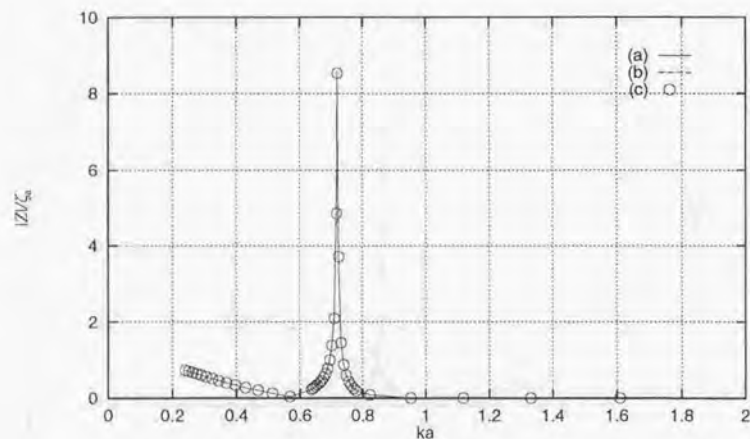


Fig. 98 : The displacements at location-11 in oblique waves (45[deg])

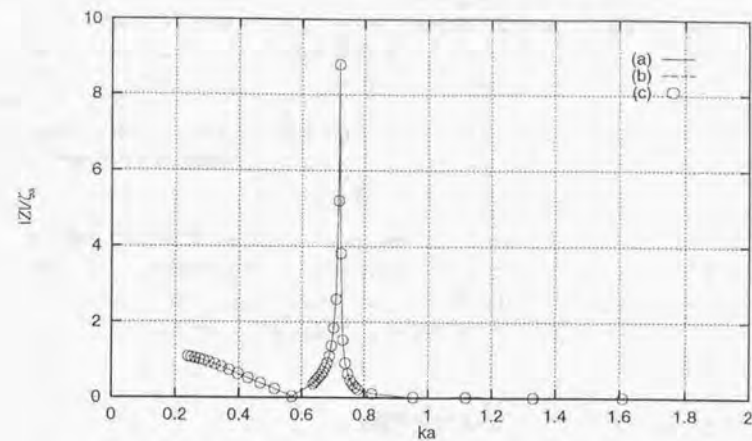


Fig. 99 : The displacements at location-12 & 15 in oblique waves (45[deg])

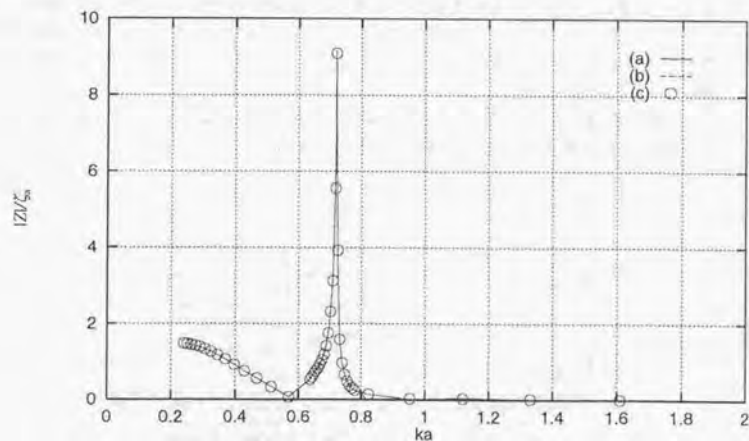


Fig. 100 : The displacements at location-16 in oblique waves (45[deg])

これらの図から、波向き及び周期に係わらず、(a)、(b)、(c)による計算結果は定量的にはほぼ完全な一致を示していることがわかる。また、円柱相互を連結する部材の剛性を考慮した場合、剛性が0の場合と大きく異なる点は、剛性を0とした場合に見られたような、2つのピークは観察されず、 $ka = 0.72$ 付近だけにピークが観察されることである。観察されなくなったピークは単体問題のピークと思われるもので、円柱が互いに連結されることにより、隣接する円柱との変位差から剛性による復原力が生じる為、単体としての同調周期による自由運動は影を潜めるものと思われる。これに対し、 $ka = 0.72$ のピークは流体力学的相互干渉影響が考慮された構造物全体としての運動方程式の同調運動によるものと思われる。

コラム支持型浮体の場合には一般に各コラムが直径の数倍程度の距離を置いて配置される為、流体力学的な相互干渉影響が小さく、構造物全体としての運動方程式の各項の成分比が、単体の運動方程式での成分比とあまり変わらないことが予想され、単体運動の同調周期に近い周期で、構造物全体の同調運動が観察されるものと考えられる。

2.1.2 ボンツーン型浮体の問題

(1) 部分浮体の流体力学問題に関する検討

前節においてコラム支持型浮体を対象として第1章で示した定式化の有効性の検討を行ったが、ここではボンツーン型浮体を対象として、定式化の有効性について検討を行う。ボンツーン型浮体を扱う場合、部分浮体の Diffraction/Radiation 問題を求める際には流体領域の境界面での流体の連続性や物体表面条件から最小自乗法を用いている点が、コラム支持型浮体の場合とは異なる。ただし、部分浮体同士の流体力学的相互干渉影響の扱い方、弾性問題の扱い方などは、コラム支持型浮体の場合と全く同じである。

計算で対象としたボンツーン型浮体の主要目を Table 3 に、外観を Fig.101 に示す。Table 3 に示すように曲げ剛性を $EI = 3.57 \times 10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2$ としているが、この

Table 3 : The condition of the calculation (3)

Length (L)	80.0m
Width (B)	80.0m
Draft (d)	1.0m
EI	$3.57 \times 10^{12} \text{ N} \cdot \text{m}^2$
Water depth	10.0m
Wave Length	24.0m, 30.0m, 36.0m ..., 132m, 138m
Incident angle	0[deg], 30[deg], 45[deg]

モデルは後述の 1200 m ボンツーン型モデルの計算に於ける部分浮体に相当し、

2.1 定式化の有効性の検討

よってヤング率も等しいものを用いている。

Fig.102~Fig.125に、横軸に波長、縦軸に上下変位振幅をとった浮体各部での応答を示すがCaptionに示す各部の番号は、Fig.101によるものとする。Fig.102~Fig.109は縦波中、Fig.110~Fig.125は入射角30度の斜め波中、Fig.126~Fig.135は入射角45度の斜め波中の結果を示している。図中、

- (a)の実線: 16個の浮体間の流体力学的相互干渉問題を直接解いて得られる結果(単体の浮体 $(1 \times 1)(20\text{m} \times 20\text{m}) \times 16$ 個)
- (b)の破線: 定式化に基づき、4個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を求め、さらに、そうした4個の部分浮体間の流体力学的相互干渉を解いて得られる結果(部分浮体 $(2 \times 2)(40\text{m} \times 40\text{m}) \times 4$ 個)
- (c)の○印: 定式化に基づき、16個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を求めて得られる結果(部分浮体 $(4 \times 4)(80\text{m} \times 80\text{m}) \times 1$ 個)

を表している。従って、(a)、(b)、(c)はそれぞれ手法は異なるものの、同じ問題を解いていることになるものであるから、原理的にはその解は一致すべきものである。

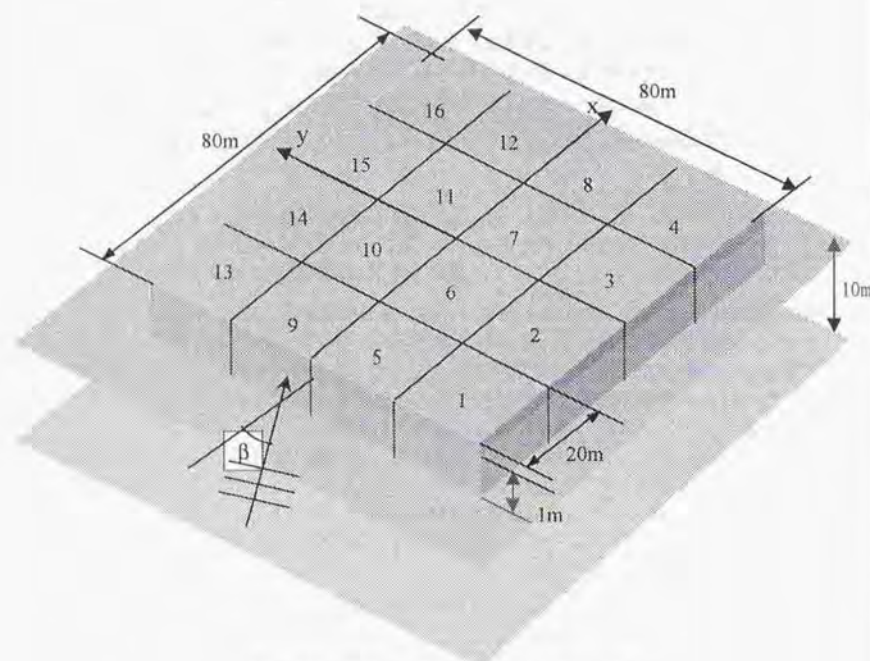


Fig. 101 : The model of the calculation (3)

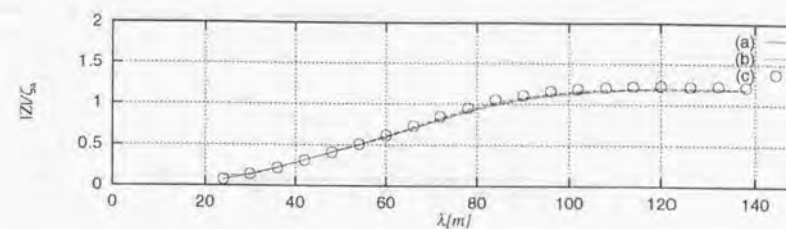


Fig. 102 : The displacements at location-1 & 13 in head waves

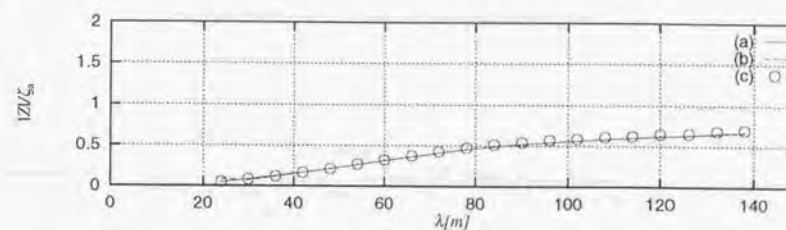


Fig. 103 : The displacements at location-2 & 14 in head waves

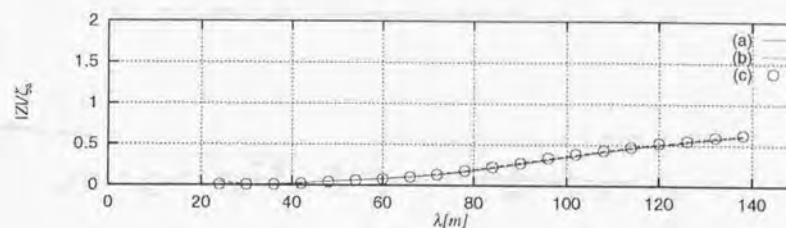


Fig. 104 : The displacements at location-3 & 15 in head waves

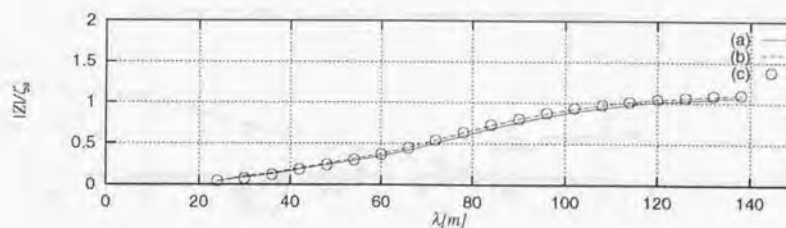


Fig. 105 : The displacements at location-4 & 16 in head waves

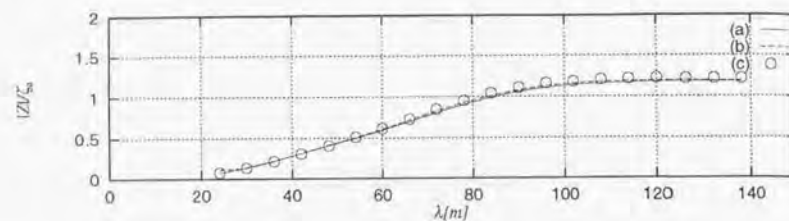


Fig. 106 : The displacements at location-5 & 9 in head waves

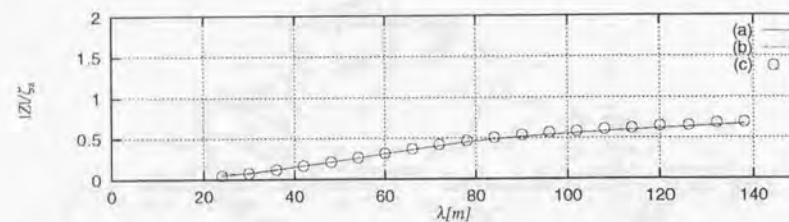


Fig. 107 : The displacements at location-6 & 10 in head waves

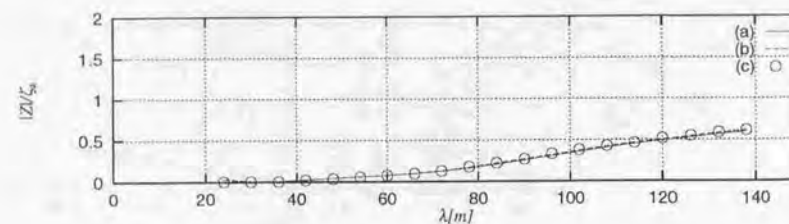


Fig. 108 : The displacements at location-7 & 11 in head waves

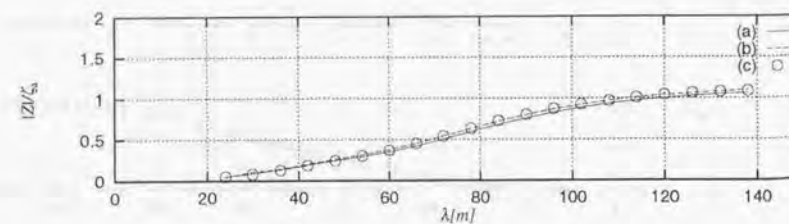


Fig. 109 : The displacements at location-8 & 12 in head waves

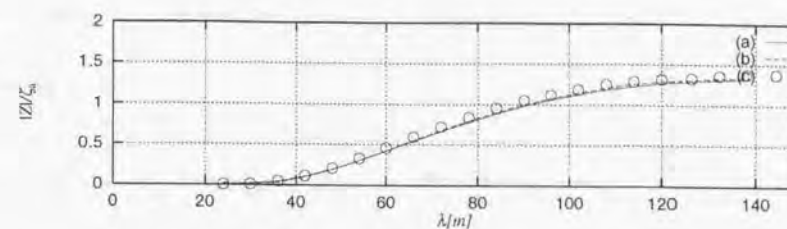


Fig. 110 : The displacements at location-1 in oblique waves (30[deg])

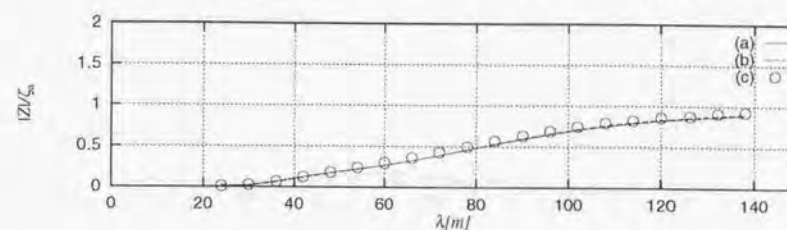


Fig. 111 : The displacements at location-2 in oblique waves (30[deg])

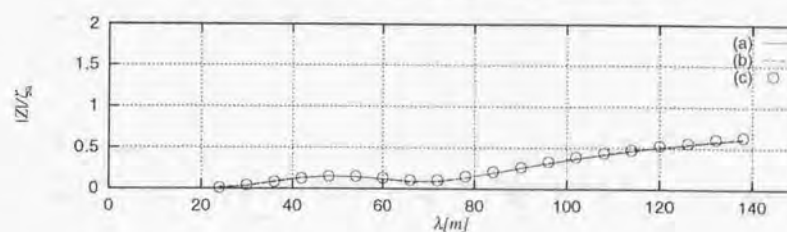


Fig. 112 : The displacements at location-3 in oblique waves (30[deg])

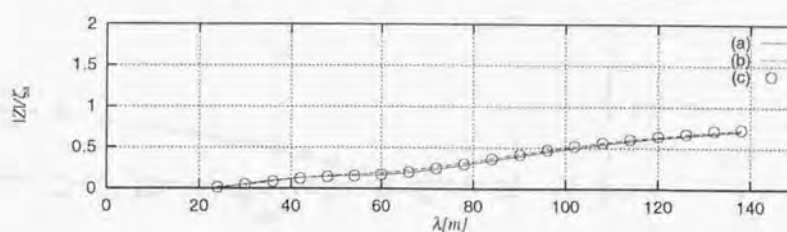


Fig. 113 : The displacements at location-4 in oblique waves (30[deg])

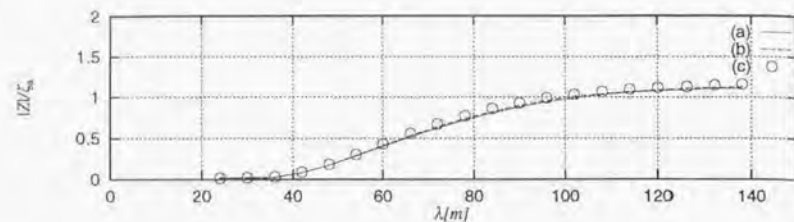


Fig. 114 : The displacements at location-5 in oblique waves (30[deg])

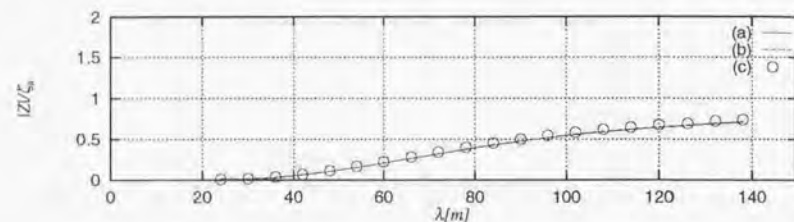


Fig. 115 : The displacements at location-6 in oblique waves (30[deg])

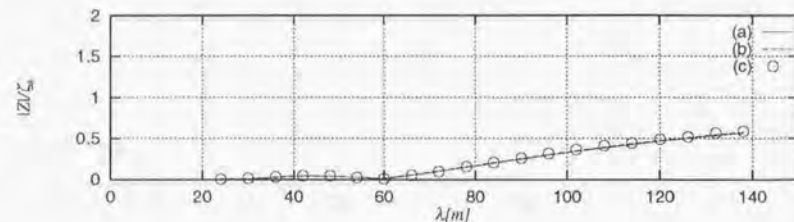


Fig. 116 : The displacements at location-7 in oblique waves (30[deg])

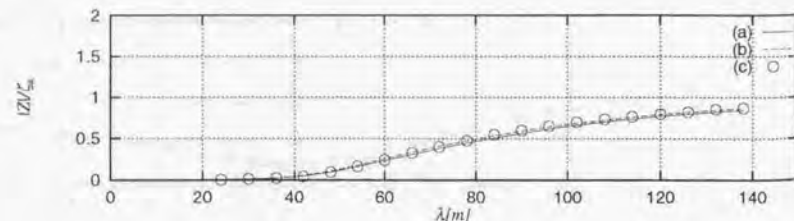


Fig. 117 : The displacements at location-8 in oblique waves (30[deg])

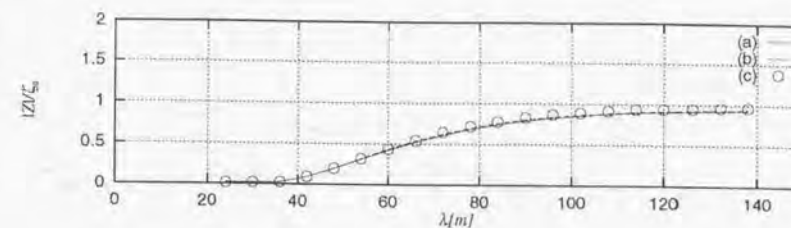


Fig. 118 : The displacements at location-9 in oblique waves (30[deg])

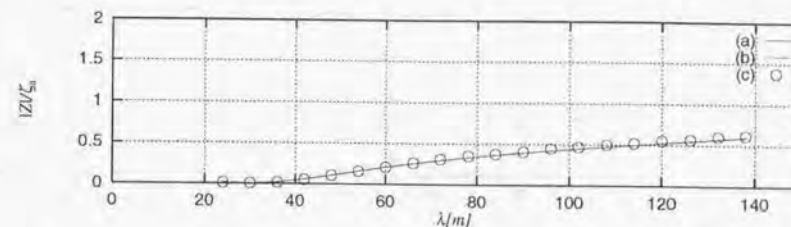


Fig. 119 : The displacements at location-10 in oblique waves (30[deg])

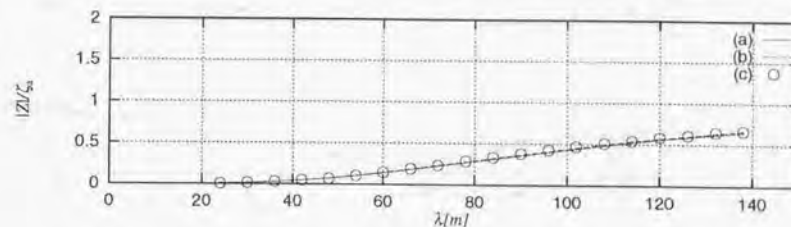


Fig. 120 : The displacements at location-11 in oblique waves (30[deg])

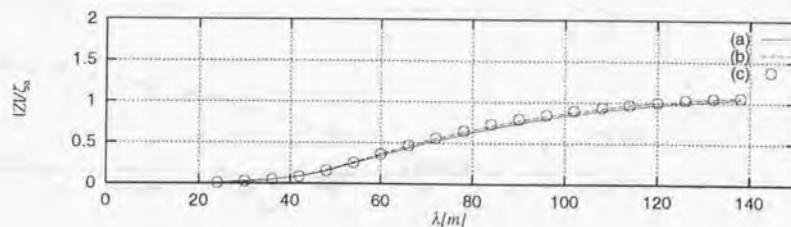


Fig. 121 : The displacements at location-12 in oblique waves (30[deg])

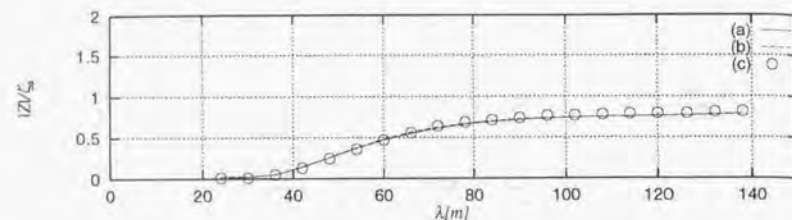


Fig. 122 : The displacements at location-13 in oblique waves (30[deg])

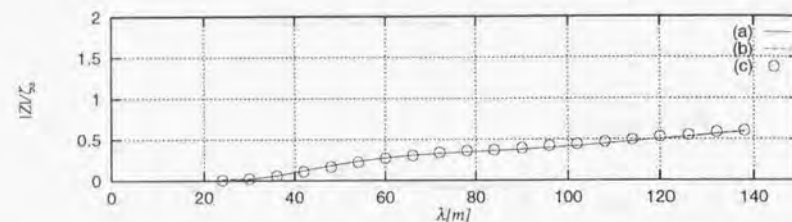


Fig. 123 : The displacements at location-14 in oblique waves (30[deg])

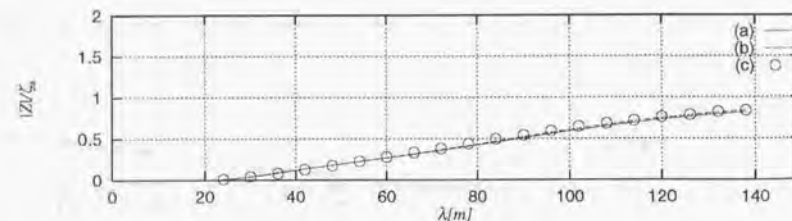


Fig. 124 : The displacements at location-15 in oblique waves (30[deg])

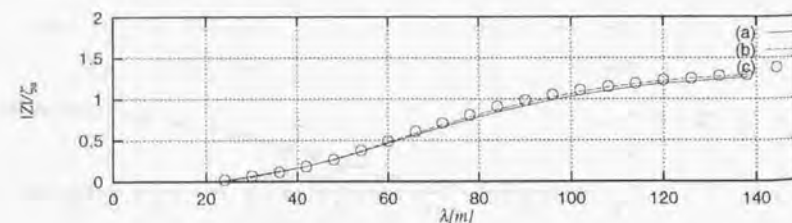


Fig. 125 : The displacements at location-16 in oblique waves (30[deg])

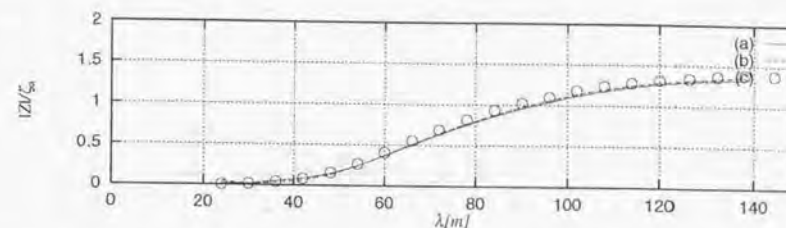


Fig. 126 : The displacements at location-1 in oblique waves (45[deg])

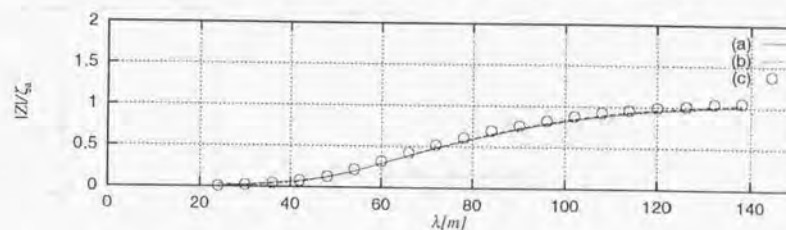


Fig. 127 : The displacements at location-2 & 5 in oblique waves (45[deg])

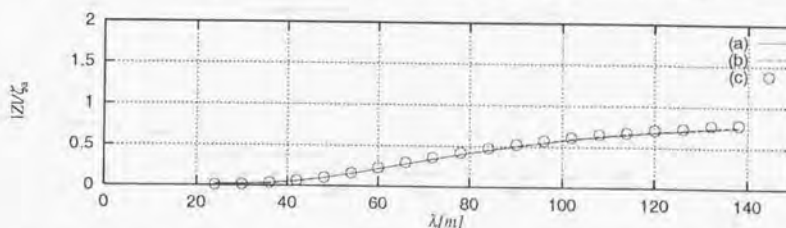


Fig. 128 : The displacements at location-3 & 9 in oblique waves (45[deg])

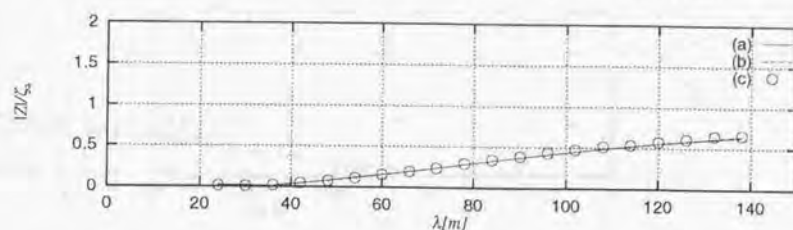


Fig. 129 : The displacements at location-4 & 13 in oblique waves (45[deg])

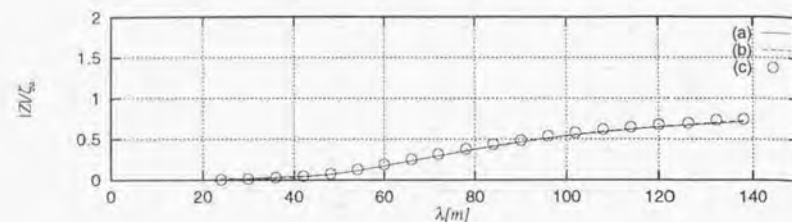


Fig. 130 : The displacements at location-6 in oblique waves (45[deg])

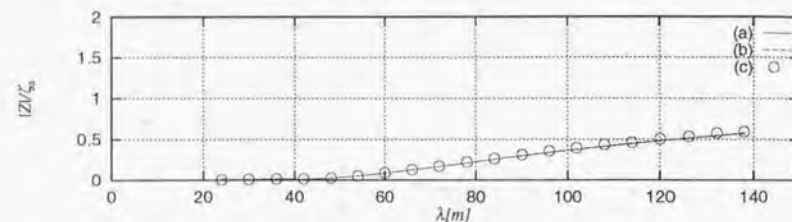


Fig. 131 : The displacements at location-7 & 10 in oblique waves (45[deg])

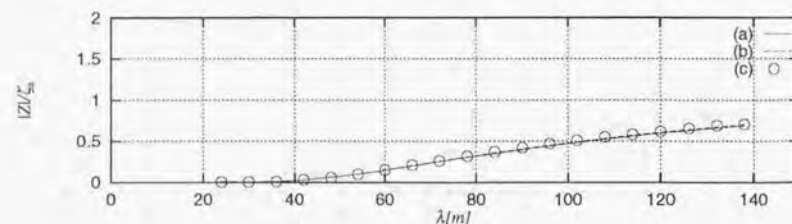


Fig. 132 : The displacements at location-8 & 14 in oblique waves (45[deg])

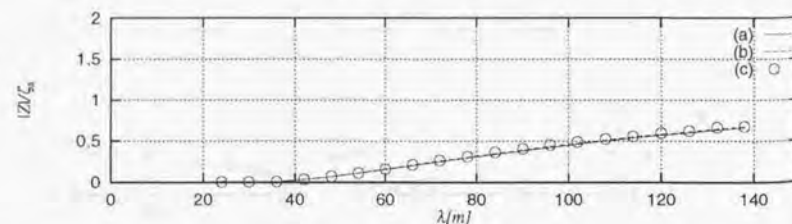


Fig. 133 : The displacements at location-11 in oblique waves (45[deg])

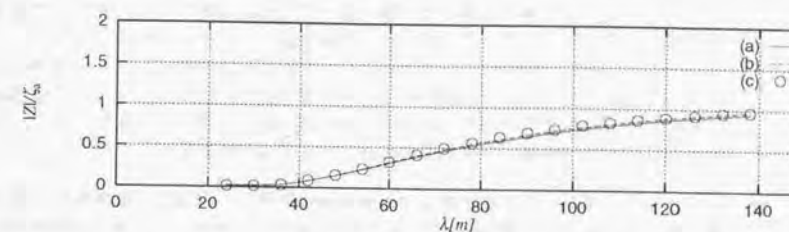


Fig. 134 : The displacements at location-12 & 15 in oblique waves (45[deg])

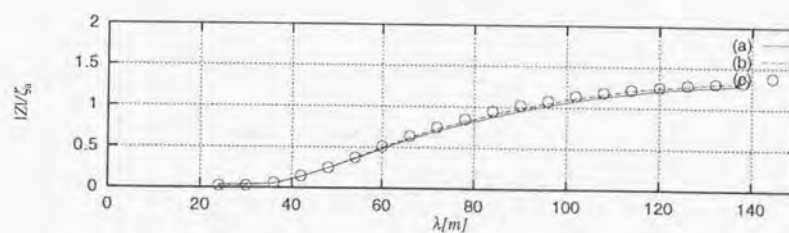


Fig. 135 : The displacements at location-16 in oblique waves (45[deg])

これら計算結果の図から、波向き、波長に関係なく (a)、(b)、(c) のいずれの手法による計算結果も定量的にはほぼ完全な一致を示していることが分かる。

これらの計算結果を見て、コラム支持型浮体の場合との大きな違いは、コラム支持型浮体の場合には観察された鋭いピークが、ボンツーン型浮体の場合には観察されなくなったことである。こうした理由としては、浮体全体が連続体となって挙動をすることにより、浮体全体の排水量に比べて付加質量が相対的に増加し同調周期が計算の範囲外になることや、ダンピングが増加しピークの山が低くなることが考えられる。とくに、波乗りのような挙動をしなくなる $\lambda \leq 90m$ では、浮体運動による流体運動は定在波のような運動をし、入射波の流体運動は進行波のような運動をすることで、浮体各部での2つの流体運動の位相差が大きく異なることから、浮体変形に対して強い拘束力が生じるのではないかと考えられる。

また、「浮体をいくつかの構造物に仮想的に分割し、分割されて出来た各構造物間の流体力学的相互干渉問題を考慮する手法(a)」と、「浮体下部に関する流体領域をさらにいくつかの領域に分割して、境界面においてその連続性を考慮する手法(c)」と、さらに「(a)と(c)のハイブリッド型の手法(b)」という3通りの手法について、手法(c)で得られた結果と本論文で提唱している(a)あるいは(b)が一致した解を得たことは、こうした「複数の Diffraction/Radiation 問題を含んだ部分浮体間の流体力学的相互干渉、ならびに、各微小部分浮体の運動変位の差を連結部材の剛性による復原力として考慮することによって、微小部分浮体の上下方向変位を求め、その上下方向変位の連として超大型浮体の弾性挙動を表現する」という本論文で提唱している概念が十分に通用することを示唆している。

(2) 速度ポテンシャルの表現に於ける有限打ち切りの影響について

第1章の定式化のところで述べたように、本論文では以下の式に示すように、速度ポテンシャルをベッセル関数の和として表している。

$$\begin{aligned}\phi^0 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_{m0} J_m(kr) e^{im\theta} \cosh(k(z+h)) e^{-i\omega t} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} I_n(\alpha_n r) e^{im\theta} \cos(\alpha_n(z+h)) e^{-i\omega t} \right\} \\ &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_m^0 A_{mn} e^{-i\omega t}\end{aligned}\quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned}\phi^1 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ B_{m0} H_m(kr) e^{im\theta} \cosh(k(z+h)) e^{-i\omega t} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{mn} K_n(\alpha_n r) e^{im\theta} \cos(\alpha_n(z+h)) e^{-i\omega t} \right\} \\ &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_m^1 B_{mn} e^{-i\omega t}\end{aligned}\quad (2.1.2)$$

$$\begin{aligned}\phi^2 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ \bar{C}_{m0} r^{|m|} e^{im\theta} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) e^{-i\omega t} \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} I_n\left(\frac{n\pi r}{h-d}\right) e^{im\theta} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) e^{-i\omega t} \right\} \\ &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_m^2 C_{mn} e^{-i\omega t}\end{aligned}\quad (2.1.3)$$

これら各速度ポテンシャルの成分に於いて、 m に関するものが進行波の成分、 n に関するものが定在波の成分である。いずれの項も定式化上、無限和となっているが、計算では $-M \leq m \leq M$, $0 \leq n \leq N$ と有限な項数で打ち切る必要がある。前項目に於ける計算では、現有計算機の能力の限界と思われる $M=12$, $N=2$ として計算を行っている。そこで、とりあえず、この値を正解として、 M , N より解の収束を検討する。計算の対象としては、Table 3 で示した $80m \times 80m$ の浮体を用い、計算手法としては、構造物を、「16個の微小部分浮体から構成される1個の部分浮体として扱う(前項目に於ける(C)に相当)手法」を用いている。Fig.136~Fig.143に M (進行波に関する項数) = 6 と固定して、 N (定在波に関する項数) = 1, 2, 3 と変化した結果を、Fig.144~Fig.151に N (定在波に関する項数) = 2 と固定して、 M (進行波に関する項数) = 4, 6, 8, 12 と変化した結果を示す。いずれの計算も縦波中のものであり、横軸には波長、縦軸には各部の上下方向変位の振幅を入射波の振幅により無次元化したものを表している。

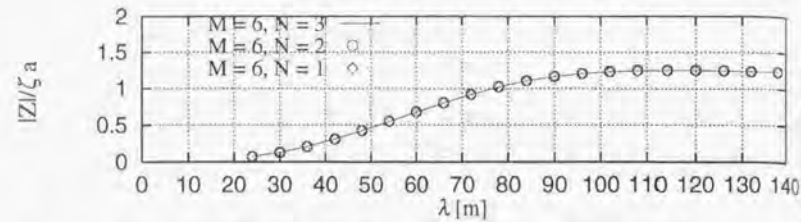


Fig. 136 : Comparisons of the displacements with various N at location-1 & 13 in head waves ($M = 6$)

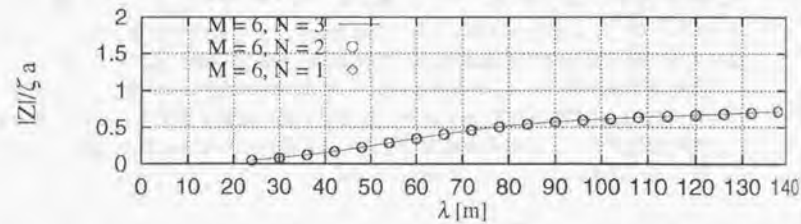


Fig. 137 : Comparisons of the displacements with various N at location-2 & 14 in head waves ($M = 6$)

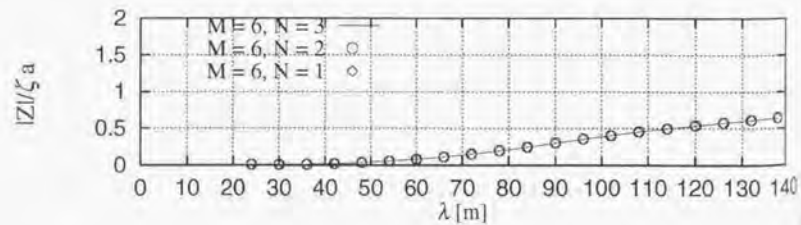


Fig. 138 : Comparisons of the displacements with various N at location-3 & 15 in head waves ($M = 6$)

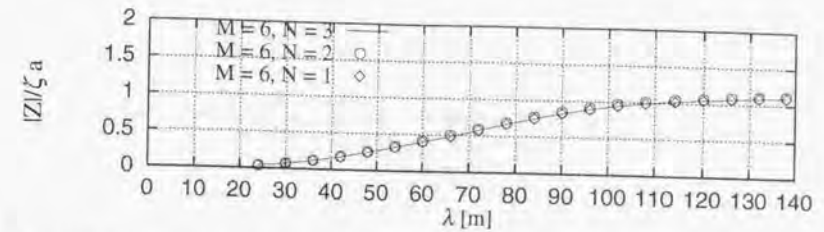


Fig. 139 : Comparisons of the displacements with various N at location-4 & 16 in head waves ($M = 6$)

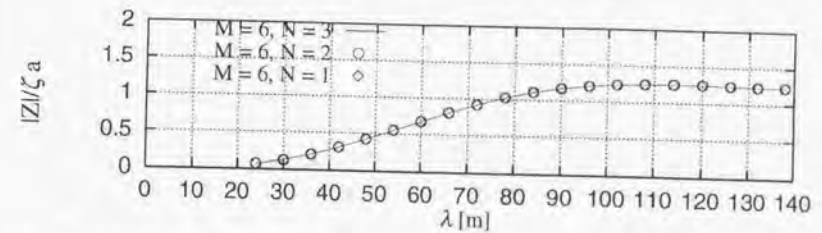


Fig. 140 : Comparisons of the displacements with various N at location-5 & 9 in head waves ($M = 6$)

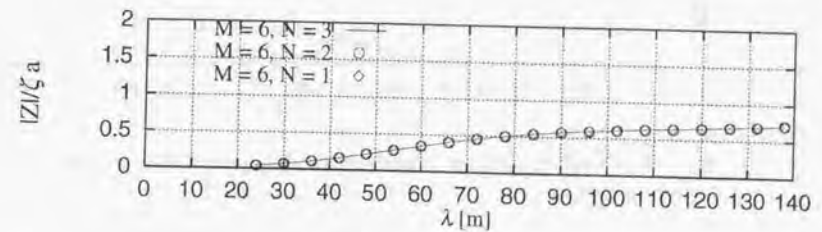


Fig. 141 : Comparisons of the displacements with various N at location-6 & 10 in head waves ($M = 6$)

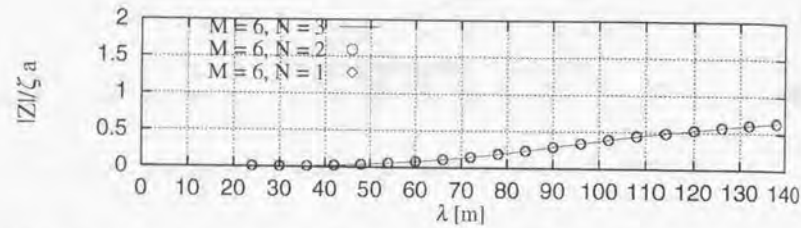


Fig. 142 : Comparisons of the displacements with various N at location-7 & 11 in head waves ($M = 6$)

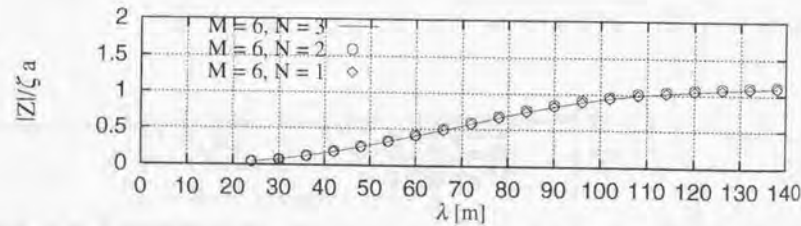


Fig. 143 : Comparisons of the displacements with various N at location-8 & 12 in head waves ($M = 6$)

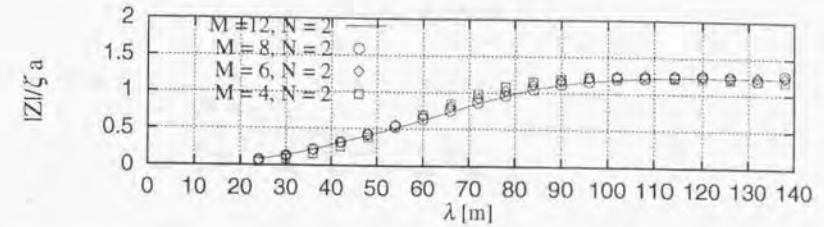


Fig. 144 : Comparisons of the displacements with various M at location-1 & 13 in head waves ($N = 2$)

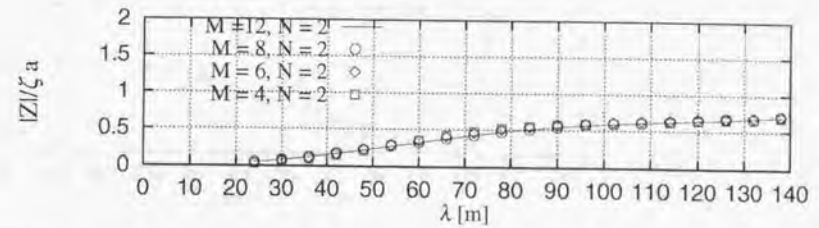


Fig. 145 : Comparisons of the displacements with various M at location-2 & 14 in head waves ($N = 2$)

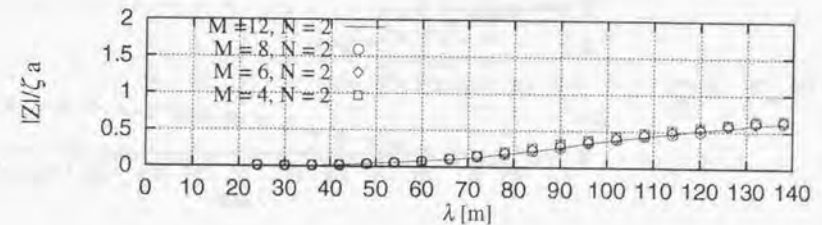


Fig. 146 : Comparisons of the displacements with various M at location-3 & 15 in head waves ($N = 2$)

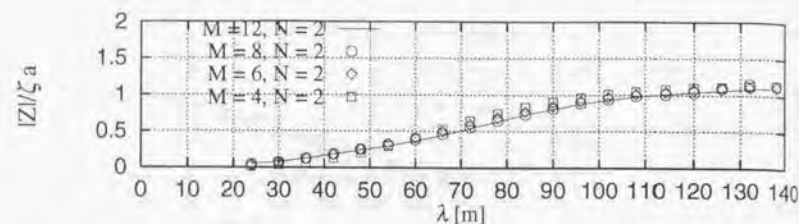


Fig. 147 : Comparisons of the displacements with various N at location-4 & 16 in head waves ($N = 2$)

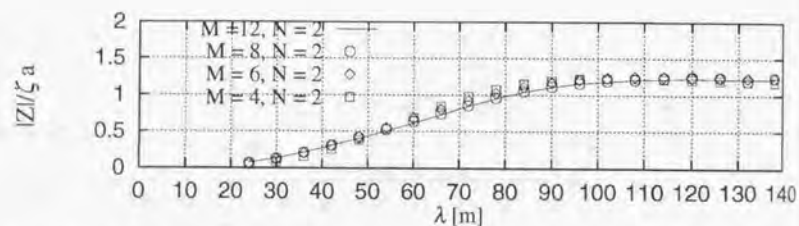


Fig. 148 : Comparisons of the displacements with various N at location-5 & 9 in head waves ($N = 2$)

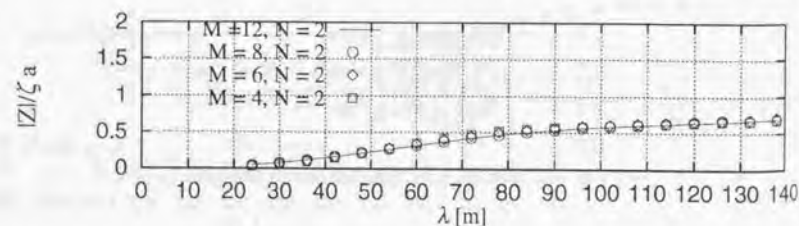


Fig. 149 : Comparisons of the displacements with various N at location-6 & 10 in head waves ($N = 2$)

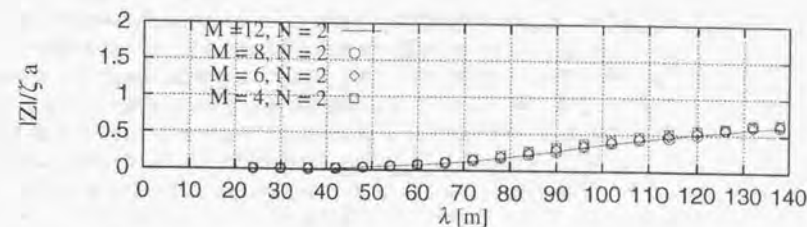


Fig. 150 : Comparisons of the displacements with various N at location-7 & 11 in head waves ($N = 2$)

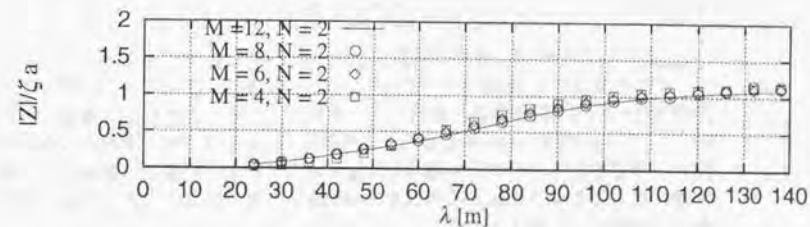


Fig. 151 : Comparisons of the displacements with various N at location-8 & 12 in head waves ($N = 2$)

式(2.1.1)、式(2.1.2)、式(2.1.3)で示した、速度ポテンシャルをベッセル関数の和で表現するときの項 m, n の実計算上の打ち切り数 M, N の値について、Fig.136～Fig.143より、定在波(local wave)に関する項は $N=2$ でも十分に収束していることが分かる。一方、Fig.144～Fig.151より、進行波(progressing wave)に関する項は $N=2$ と固定した計算に対して、 $M=6$ でかなり収束した解が得られていることが分かる。 $M=4$ でも定性的な評価を行う上では十分な収束値を得ているといえるが、 $55m \leq \lambda \leq 100m$ の範囲ではやや大きめの解が、 $\lambda \leq 55m$ の範囲ではやや小さめの解が得られる傾向にあり、大きな箇所では2割近い誤差を生じている。

一般に、波長が長くなれば、流場の表現に関して少ない項数を考慮するだけで、収束した解を得ることが出来、逆に波長が短くなるほど多くの項数を考慮する必要があると考えられる。しかし、カラム支持型浮体として用いた円柱の場合、計算した波長の範囲(24[m]～168[m])では $M=5, N=3$ ではほとんど数%以内の精度で解が得られるのに対し、ボンツーン型浮体の場合、解の収束には特に進行波に関して多くの項数を考慮する必要があることがわかる。

しかし、本論文では波長の対象を、数十m～数百mを想定しているので、 $M=6, N=2$ で、打ち切ることにしても、定量的、定性的な判断が出来るものとして、以下のボンツーン型部分浮体の流体力学挙動問題の計算に於いては、打ち切り値として $M \geq 6, N \geq 2$ を用いることにした。

(3) 微小部分浮体の大きさによる影響

本定式化で提案するように、浮体の変形を微小部分浮体の剛体変位の連として近似的に表現する場合、浮体をより小さな微小部分浮体に分割した方が精度の良い解を与えるであろうことは容易に想像できる。しかし一方、定式化でも触れたように、より細かく離散化することにより、未知数も増大し、現実的な計算が不可能になってしまう。そこで、どの程度まで細かく浮体を離散化すれば流体力学挙動としての解が収束するのかという点について検討を行う。

対象とした浮体は、前項で対象としたものと同じ $L \times B = 80m \times 80m$ の浮体で、その主要目は、Table 3に示されているものである。前項までの計算では、この浮体を16の微小部分浮体に分割して計算を行ったが、より細かく離散化されたものとして、64の微小部分浮体からなる浮体と、144の微小部分浮体からなる浮体を用いて計算を行い、それぞれ結果を比較する。このように細かく離散化して得られた微小部分浮体間の流体力学相互干渉影響を、直接的扱うことは困難であり、本論文で提案する計算手法を用いる。

- (A) — : 9(3×3)個の微小部分浮体により構成される部分浮体を $4 \times 4 = 16$ 個配置し、その16個の部分浮体間の相互干渉問題を扱うモデル(微小部分浮体は1辺6.66m、総分割数144)
- (B) ○ : 4(2×2)個の微小部分浮体により構成される部分浮体を $4 \times 4 = 16$ 個配置し、その16個の部分浮体間の相互干渉問題を扱うモデル(微小部分浮体は1辺10.0m、総分割数64)

2.1. 定式化の有効性の検討

- (C) ◇ : 1(1×1)個の微小部分浮体により構成される部分浮体を $4 \times 4 = 16$ 個配置し、その16個の部分浮体間の相互干渉問題を扱うモデル(微小部分浮体は1辺20.0m、総分割数16)

Fig.152～Fig.171に計算結果を示すが、いずれの計算も縦波中のものであり、x軸の負の方向から波が入射している。また、図は浮体の中心線付近の微小部分浮体の上下変位を示しており、各ページの上段が振幅分布、下段が瞬間的な上下変位の分布の例($t=0$ 時の瞬間変位分布)を示している。ただし、分割モデルの関係で各計算結果とも、完全な中心線上の値とはならず、 $y=0m$ を中心線とすると(A)では $y=3.3m$ 、(B)では $y=5m$ 、(C)では $y=10m$ 上の計算点を示しているが、このような縦波中の場合横手方向への変形量は少ないことから、それらの比較は実質的に問題が無いものと考えられる。

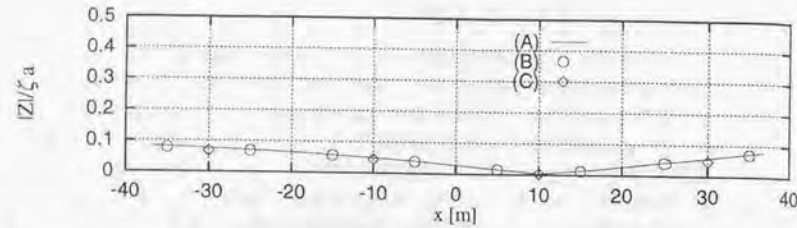


Fig. 152 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 24m$)

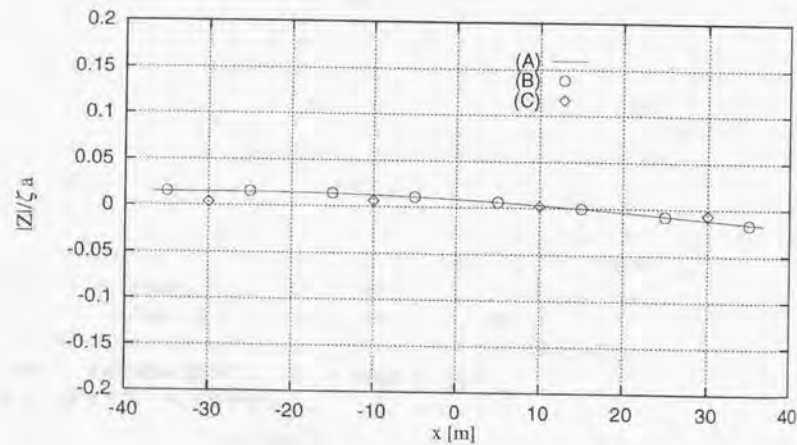


Fig. 153 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 24m$)

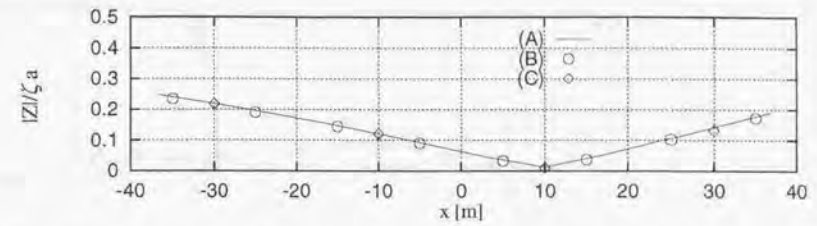


Fig. 154 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 36m$)

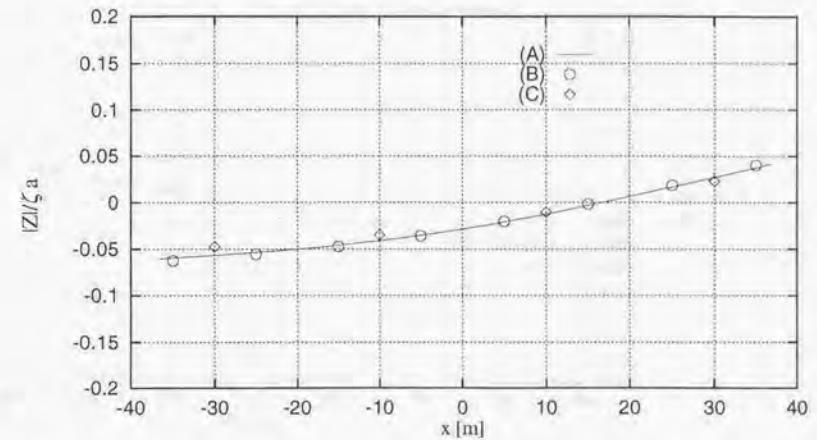


Fig. 155 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 36m$)

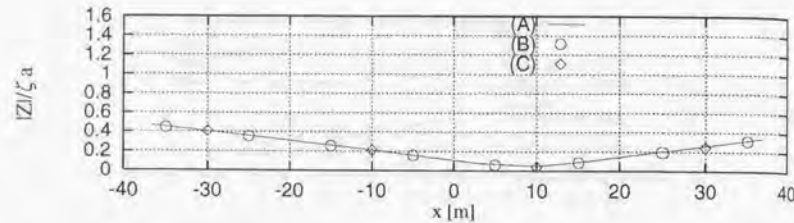


Fig. 156 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 48m$)

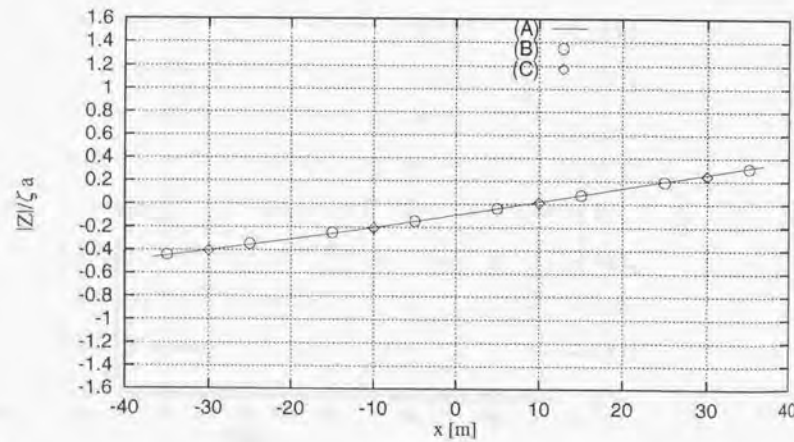


Fig. 157 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 48m$)

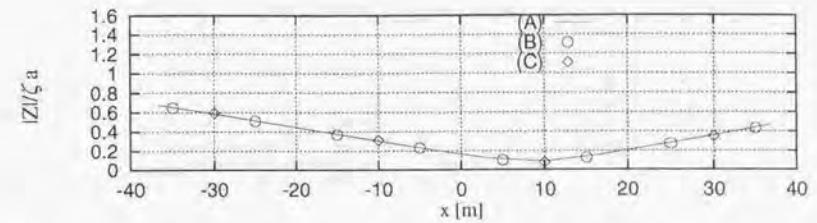


Fig. 158 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 60m$)

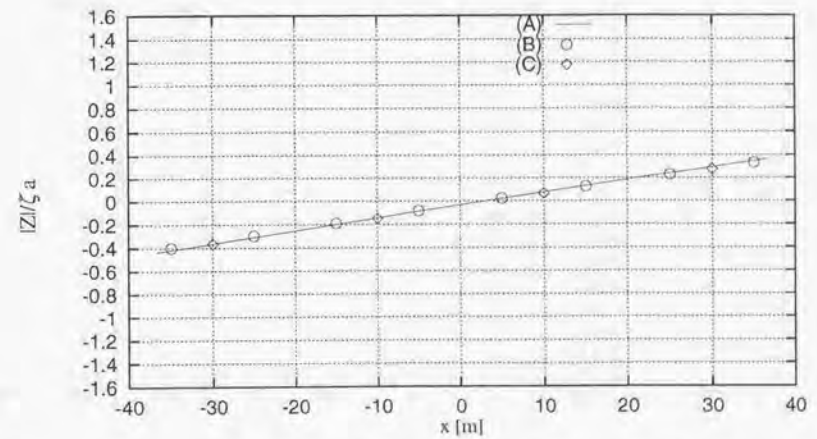


Fig. 159 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 60m$)

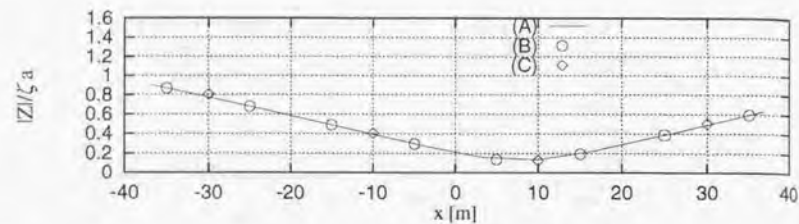


Fig. 160 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 72m$)

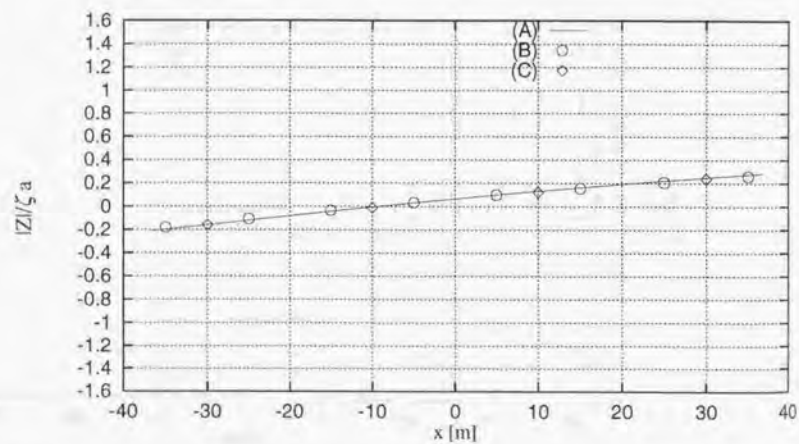


Fig. 161 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 72m$)

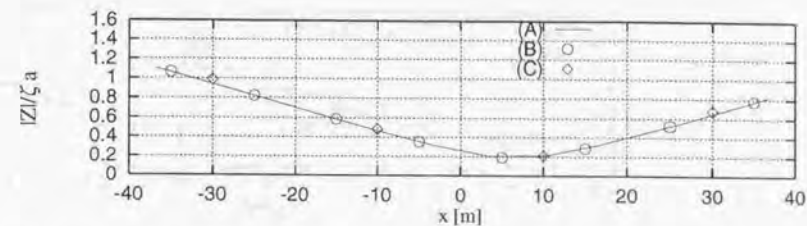


Fig. 162 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 84m$)

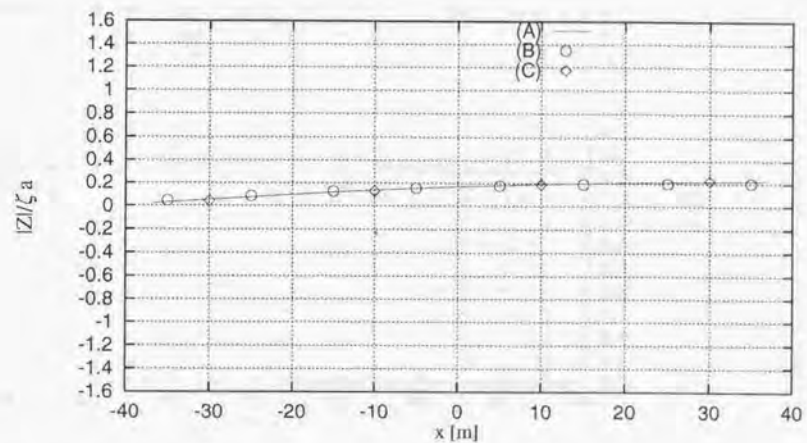


Fig. 163 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 84m$)

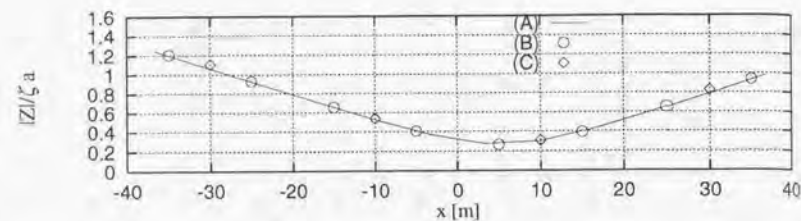


Fig. 164 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 96m$)

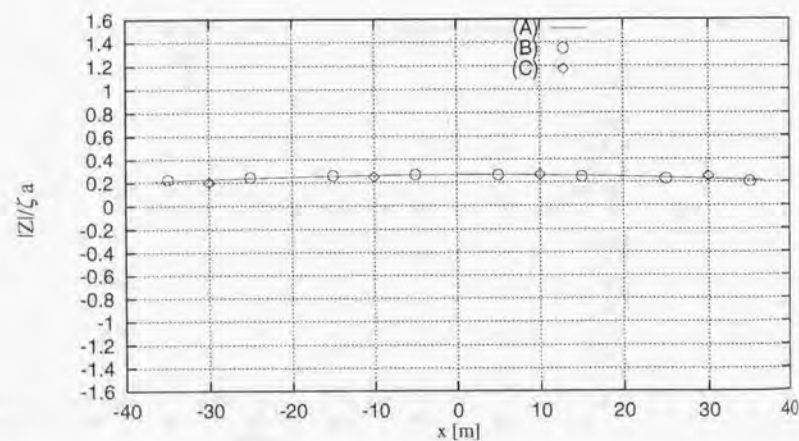


Fig. 165 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 96m$)

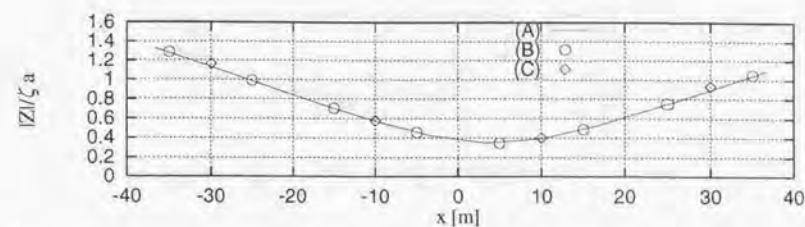


Fig. 166 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 108m$)

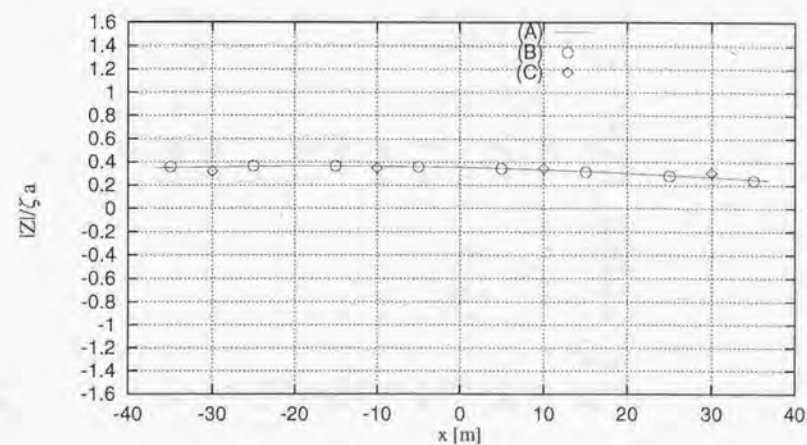


Fig. 167 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 108m$)

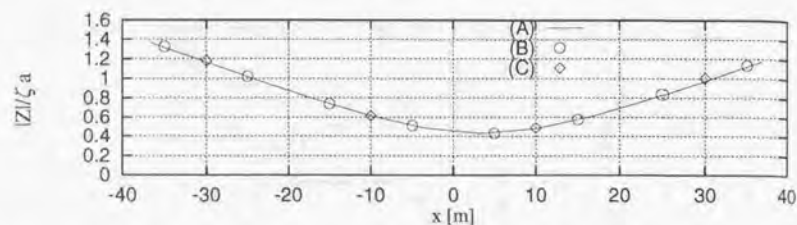


Fig. 168 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 120m$)

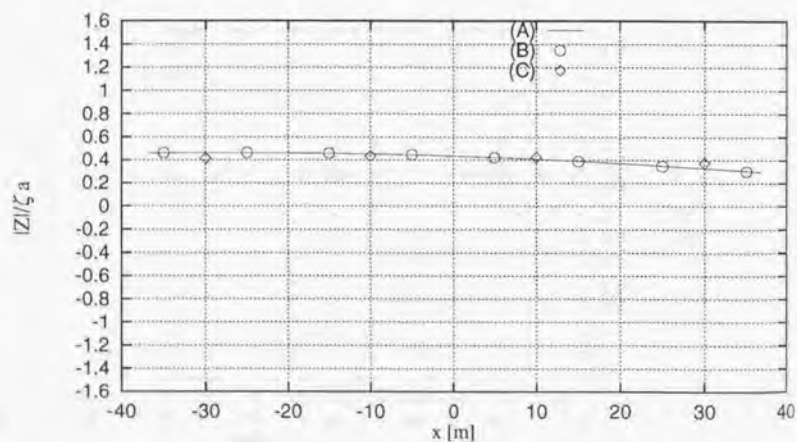


Fig. 169 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 120m$)

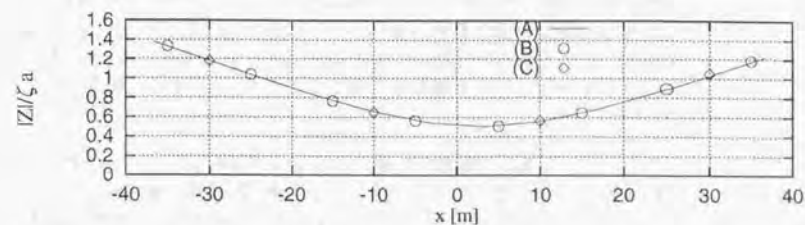


Fig. 170 : Comparisons of the longitudinal distributions of amplitudes between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 132m$)

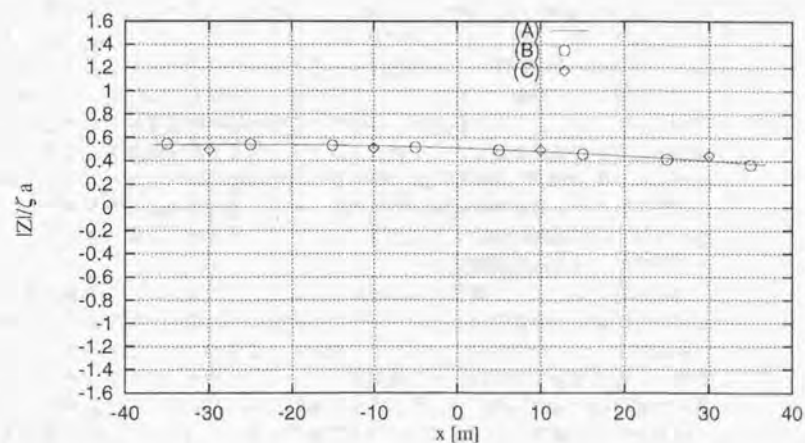


Fig. 171 : Comparisons of the longitudinal distributions of instantaneous displacements between 144-discretization model, 64-discretization model and 16-discretization model ($\lambda = 132m$)

これらの計算結果を見ると、実線で示した144個分割モデルの計算結果に対して、16分割のモデルでも既に良く収束した解を示している。

振幅分布の計算結果を見ると、一波長に高々1個程度の微小部分浮体しか含まれていない様な相対的に短い波長の場合、(たとえば Fig. 152, Fig. 153 の場合では ($\lambda = 24m$) に対して、微小部分浮体は一辺が20m (16分割モデル)) でも振幅分布としての計算結果は、他の計算結果とほとんど差はなく収束した解を得ているように思われる。

しかし、どの程度まで離散化を粗くすることが出来るかという限界は、単に波長と微小部分浮体の大きさの関係だけでなく、構造物の剛性等にも大きく左右されるはずである。一般的には、剛性が上昇し硬くなればなるほど、離散化は粗く済むはずであるし、剛性が低下して軟らかくなればなるほど、細かい離散化が要求される。すなわち、構造物が無限に堅く剛体運動ししないとすれば、離散化の必要は無く、逆に剛性が全くないとすれば、無限に細かく離散化する必要がある。

したがって、本研究で対象とするような超大型の浮体を対象とする場合には、浮体全体ではなく、部分浮体について検討を行うことで、あらかじめ離散化の限界の指標を求めておく必要があると考える。

(4) 剛性による復原力の評価法の検討

これまでの計算では、剛性による復原力を差分により評価する手法を用いて、精度の良い解が得られていることが観察されてきた。ここでは、Table 4 に示すボンツーン型浮体を用いて剛性による復原力に関して、「変位をモード関数の重ね合わせで表し、復原力を離散化されたモデルの各代表原点に関して微積分により解析的に評価する手法」による計算結果と「各微小部分浮体にかかる復原力を近傍の微小部分浮体の上下変位の差分によって評価する手法」による計算結果を比較する。この比較によって、剛性による復原力の評価手法の妥当性の検討を行う。また、Table 4 に示すボンツーン型浮体は運輸省船舶技術研究所の海洋構造物試験水槽で行われた波浪中弾性応答試験に用いられた浮体 (VL10) で、300m規模のボンツーン型浮体を想定して作られた模型である。

Fig.172~Fig.191に、剛性による復原力に関して、「変位をモード関数の重ね合わせで表し、復原力を離散化されたモデルの各代表原点に関して微積分により解析的に評価する手法」の計算結果(線)と「復原力を近傍の微小部分浮体の上下変位の差分によって評価する手法」の計算結果(マーク)を示す。ただし、モード関数を用いた場合は、長手方向には0節~39節振動、幅方向に0節~7節振動を考慮しているが、この振動モード数は、浮体を仮想的に長手方向に40分割、幅方向に8分割したことに伴うもので、離散化の数に併せて考慮できる最大の数である。また、各図において、上図が $t=0$ 時における瞬間的な変形の様子、下図が鉛直方向振幅の分布を表したものである。

Table 4 : The principal particulars of the model (VL10) used at Ship Research Institute

Length (L)	9.75m
Breadth (B)	1.95m
Depth	54.5mm
Draft	16.6mm
Stiffness $EI_{Longl.}$	$1.752 \times 10^4 N \cdot m^2$
Water depth	1.9m
λ / L	0.1, 0.3, ..., 0.7
Angle of the incident waves	0[deg], 30[deg], 60[deg], 90[deg]

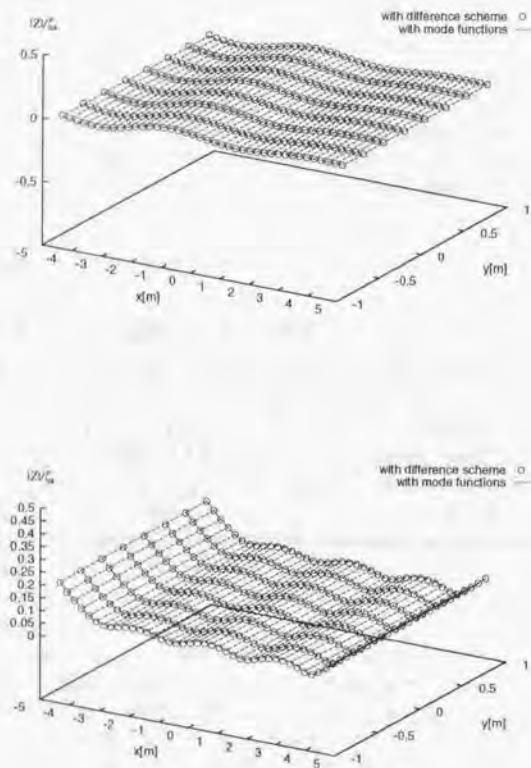


Fig. 172 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

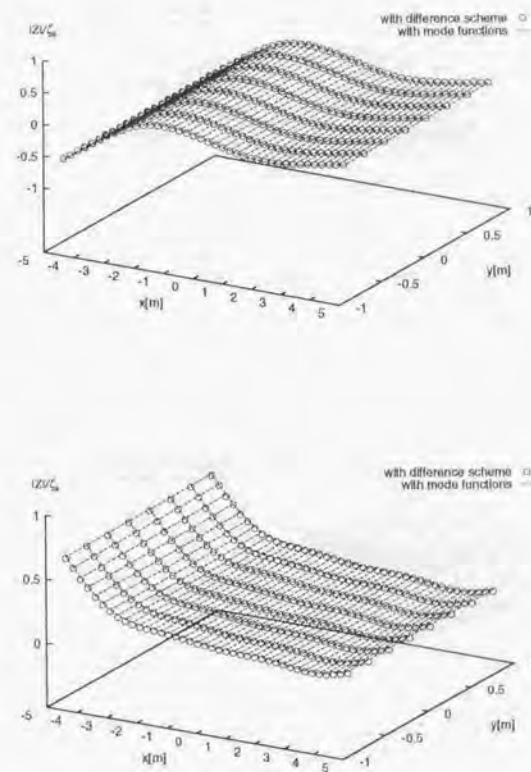


Fig. 173 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.3$

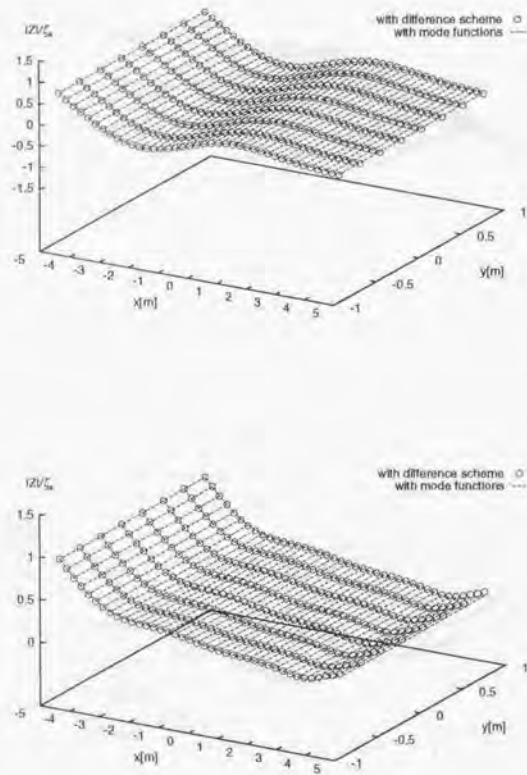


Fig. 174 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.5$

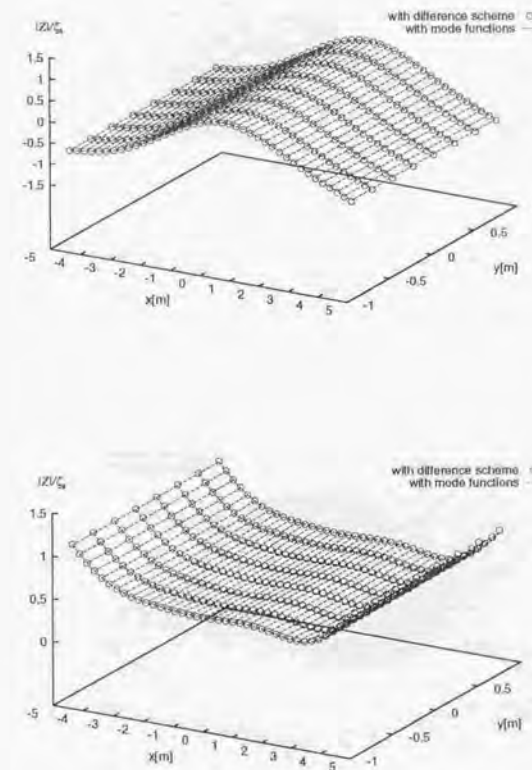


Fig. 175 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.7$

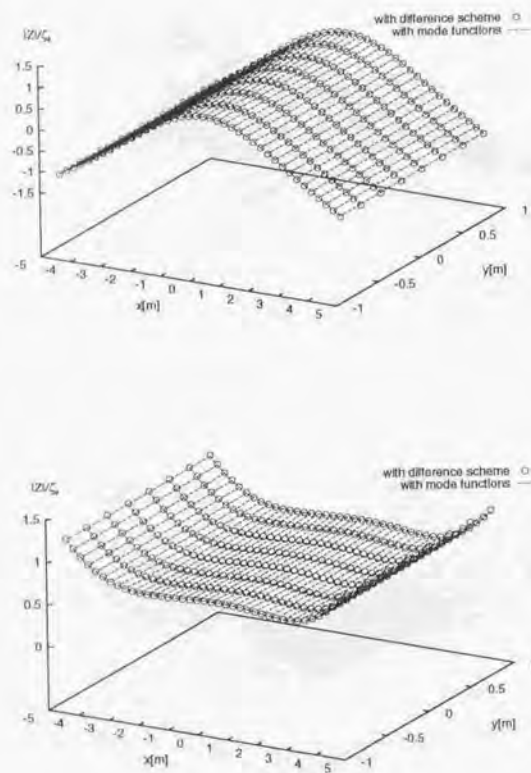


Fig. 176 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.9$

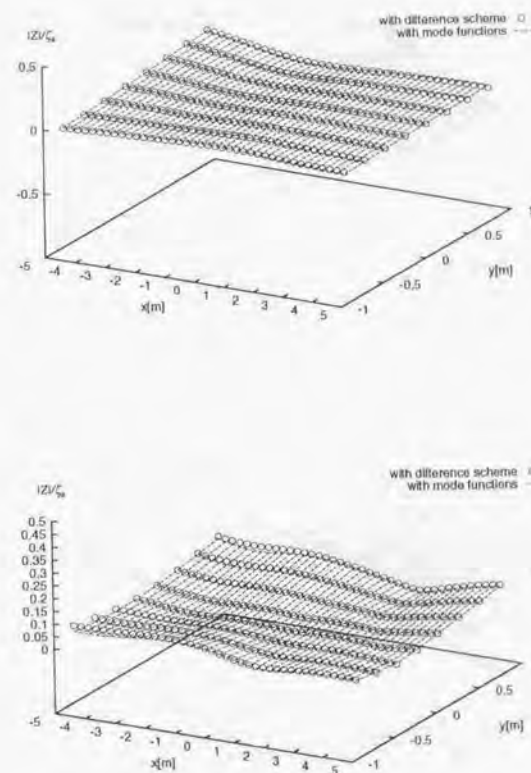


Fig. 177 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 30[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

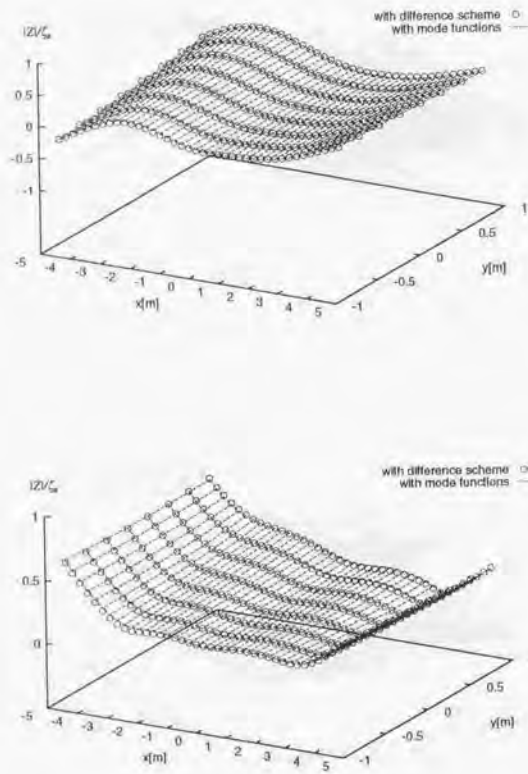


Fig. 178 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 30[deg]$, $\lambda/L = 0.3$

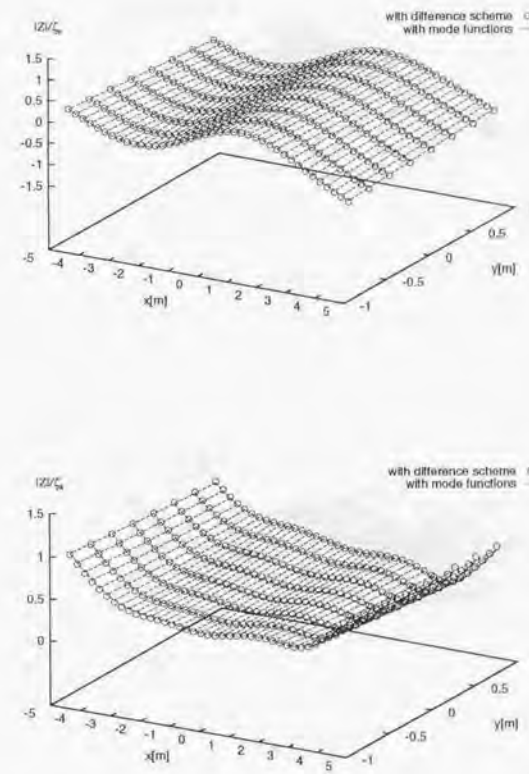


Fig. 179 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 30[deg]$, $\lambda/L = 0.5$

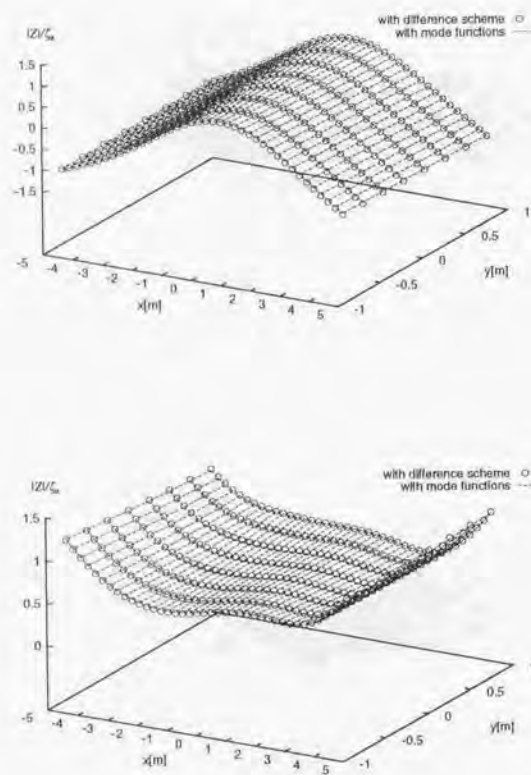


Fig. 180 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 30[deg]$, $\lambda/L = 0.7$

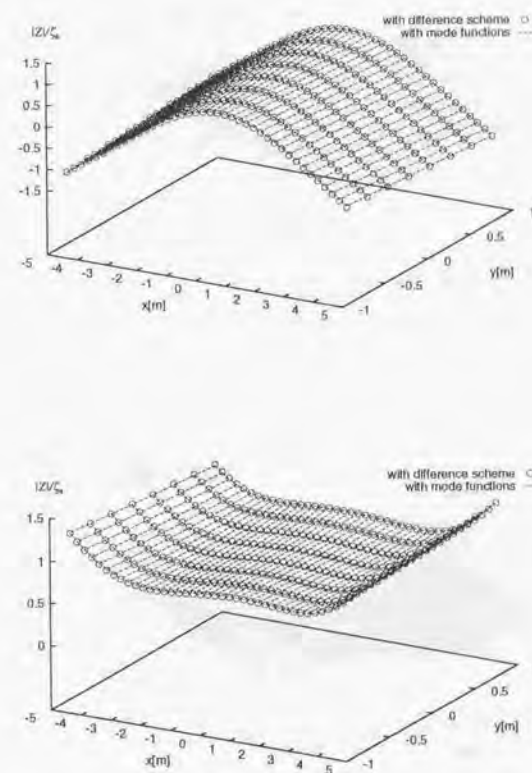


Fig. 181 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 30[deg]$, $\lambda/L = 0.9$

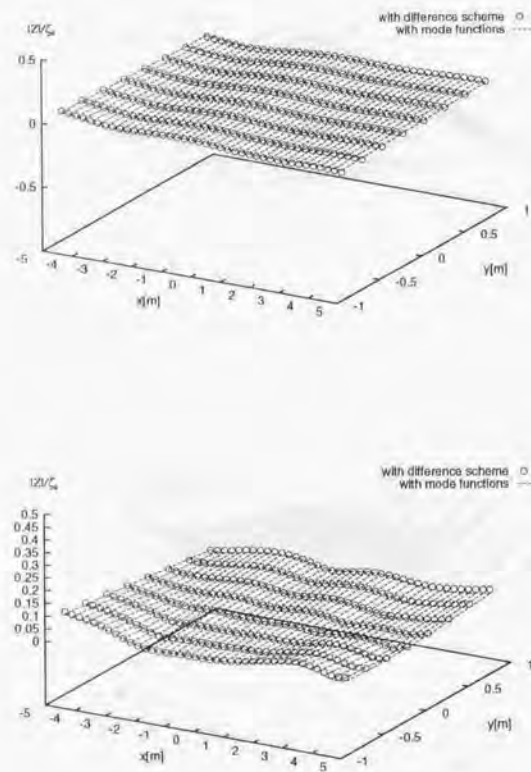


Fig. 182 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

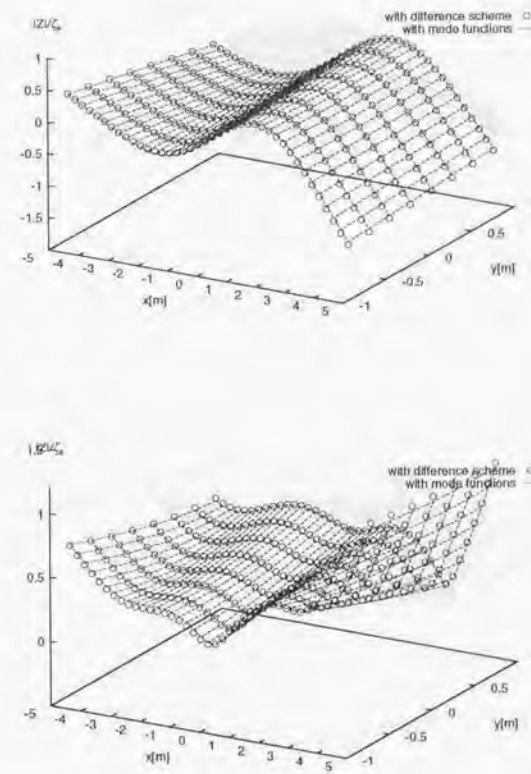


Fig. 183 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.3$

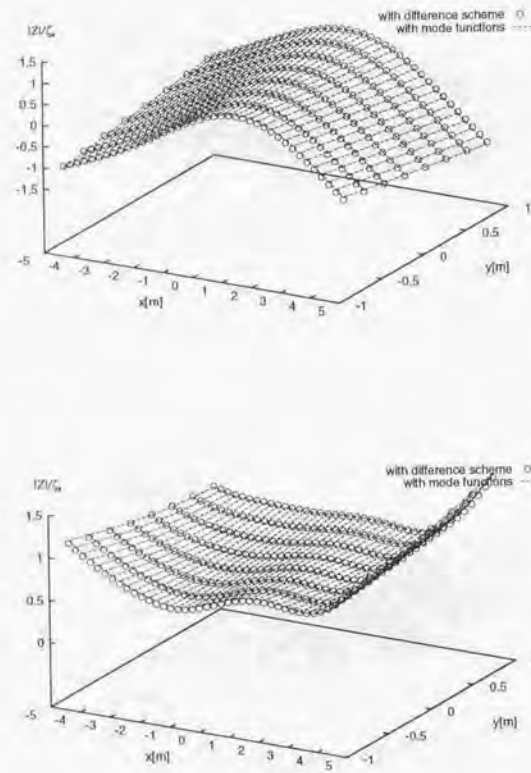


Fig. 184 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.5$

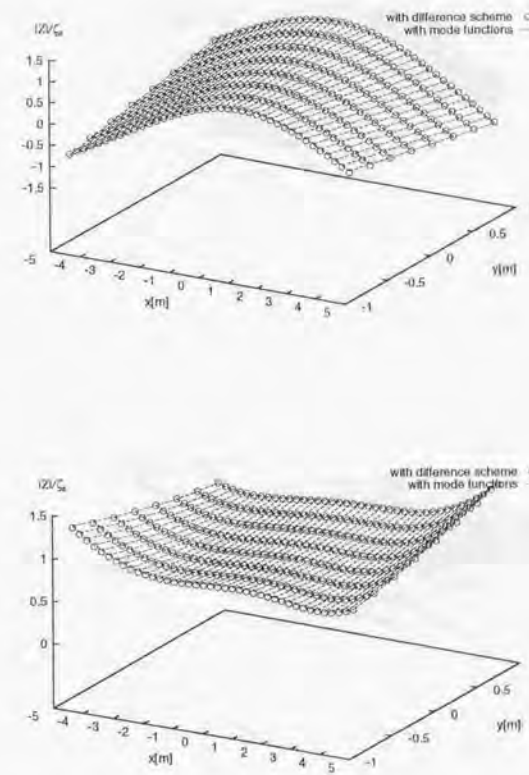


Fig. 185 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.7$

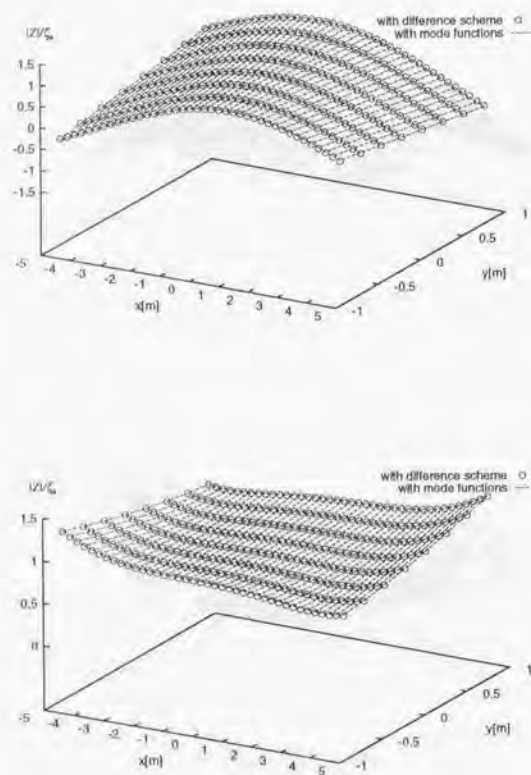


Fig. 186 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.9$

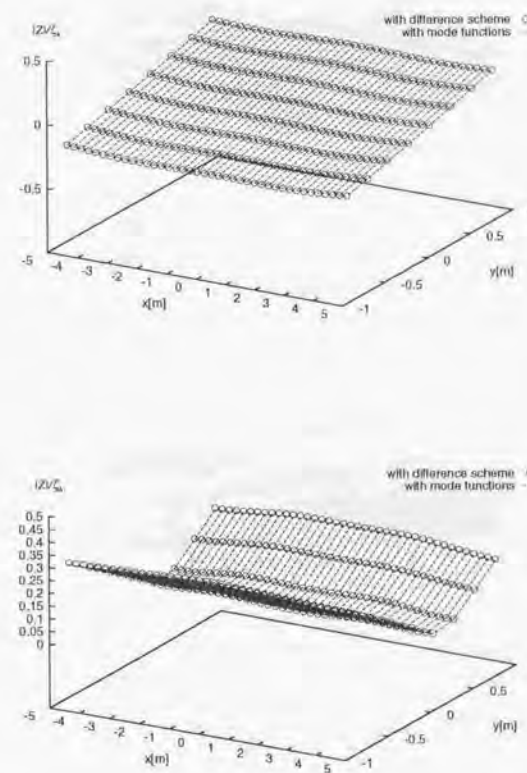


Fig. 187 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

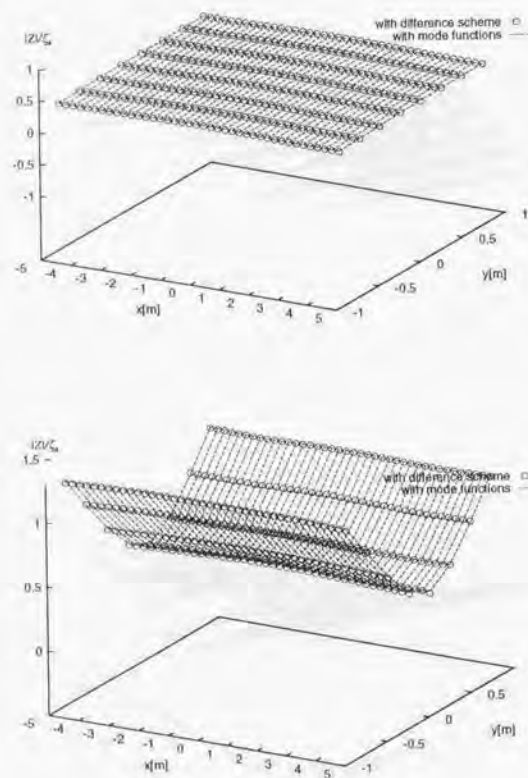


Fig. 188 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 90[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.3$

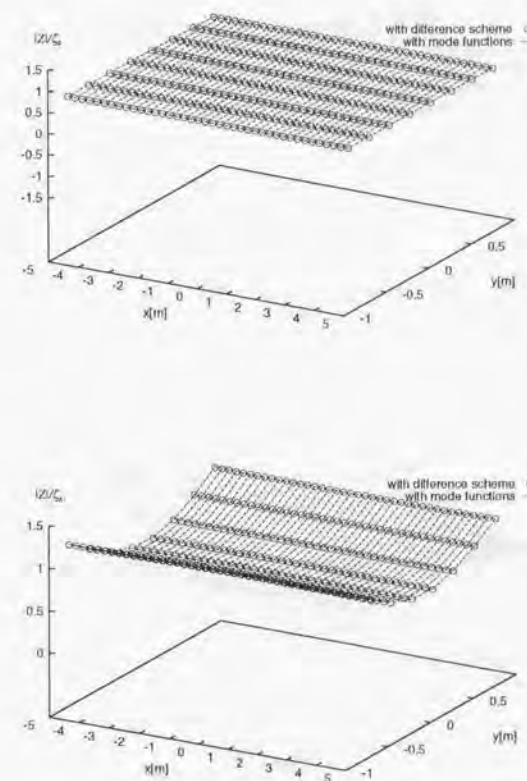


Fig. 189 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 90[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.5$

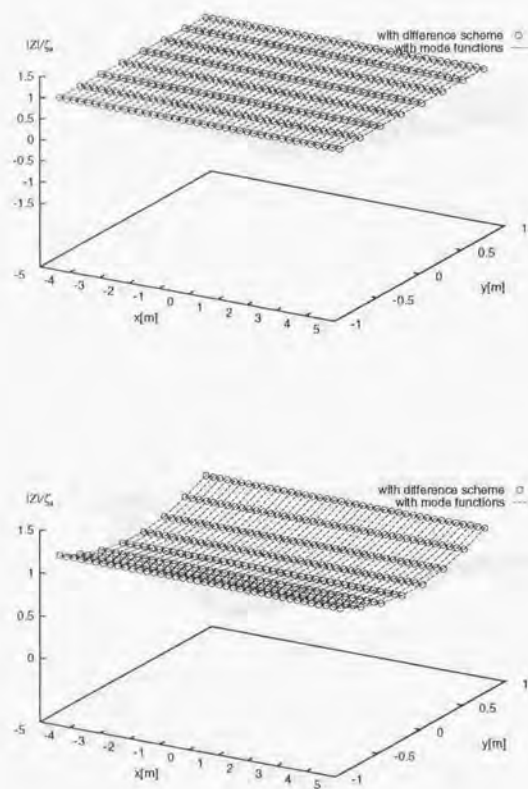


Fig. 190 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.7$

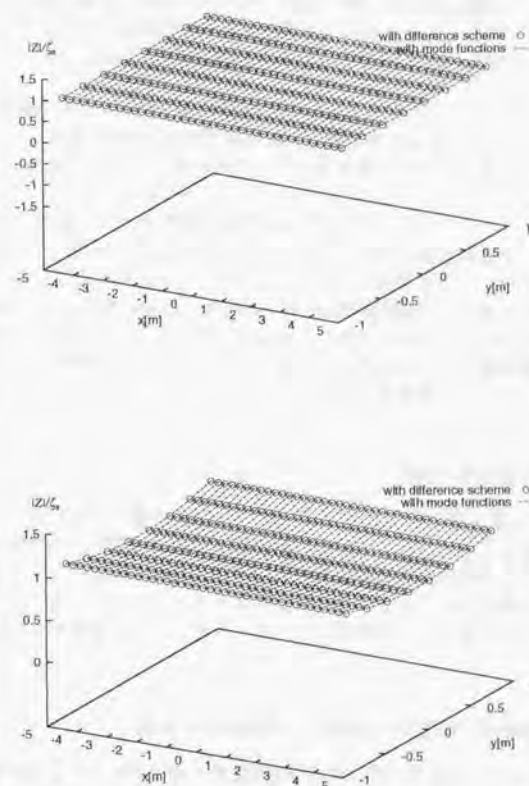


Fig. 191 : Bird's-eye view of distributions of vertical displacement amplitudes and instantaneous vertical displacements $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.9$

いずれのケースでも、二つの手法による計算値は良く一致しており、両手法の違いによる差異はほとんど観察されない。こうしたことは、差分による計算でもモード関数を用いた計算と同程度に滑らかな変形を表現できていることを表しており、3階微分の差分による評価が十分に機能していることが伺える。また一方で、斜め波中のケースに関しても2つの計算結果が良く一致していることは、浮体の弾性変形を x 方向に関する両端自由端の梁の解と y 方向に関する梁の解の積の形 (こうして得られたモード関数は浮体を平板で近似したときの平板での境界条件を満足するものではない) で表しても、平板の辺上並びに角での境界条件を付加することにより、斜め波中での弾性挙動も十分な精度で推定出来ることを示している。

構造物の長さ比べ波長がそれほど短くないようなケースの流体力学弾性挙動の推定には、圧力分布法、特異点分布法などで流体反力や波浪外力をあらかじめ計算し、それらを考慮して弾性応答を有限要素法などで解析する方法が一般によく使われ、精度の良い解を与えることは、多くの研究によって示されている。しかし、流体力学を求めるにあたり、圧力分布法、特異点分布法等を用いた場合、波長に応じた要素サイズのパネル分割が必要とされ (各要素上で圧力あるいは特異点強さを一定とする場合、1波長につき10要素以上が適当とされる)、波長に比べて構造物の長さが更に大きくなる場合、要素数は膨大なものとなり、その計算は非常に困難となる。しかし、構造物全体をわずか数十個の部分浮体に分割し、それら部分浮体間の流体力学的相互干渉影響を含んだ流体力学問題を解くことにより、精度の良い解が得られたことは、本手法の有効性を示しているものであるといえる。

2.1.3 実験値との比較

ここまでは、第1章で述べた定式化に基づいた計算を行い、その定式化の有効性を数値的に検討してきた。そこで、この項では、定式化に基づいた計算結果と実験結果との比較から本計算法の検証を行う。序論のところでも触れたが、現在、弾性浮体に関する実験はいずれもボンツーン型浮体をモデルとして実施されている。したがって、ここで対象とした実験値は、いずれもボンツーン型浮体を用いたものである。

(1) 300m 規模浮体式構造物を想定した実験値との比較

まず、運輸省船舶技術研究所の海洋構造物試験水槽で行われた波浪中弾性応答試験⁴⁰⁾との比較を行う。このモデルは、300m 規模のボンツーン型浮体を想定して作られたモデルで、実機との縮尺比は約 1/30 である。実験の条件およびモデルの主要目を Table 5 に、外観を Fig.192 に示す。

計算ではモデルを長手方向に10分割、幅方向に2分割の計20個の部分浮体に分割し、各部分浮体は $4 \times 4 = 16$ 個の微小部分浮体から構成されているものを用いた。Fig.193~Fig.212に、実験値 (マーク) と計算値 (線) との比較を示す。各図に於いて A、B、C はそれぞれ Fig.192 の

2.1. 定式化の有効性の検討

Table 5 : The principal particulars of the model (VL10) used at Ship Research Institute

Length (L)	9.75m
Breadth (B)	1.95m
Depth	54.5mm
Draft	16.6mm
Stiffness $EJ_{Longl.}$	$1.752 \times 10^4 N \cdot m^2$
Water depth	1.9m
λ/L	0.1, 0.3, ..., 0.7
Angle of the incident waves	0[deg], 30[deg], 60[deg], 90[deg]

- A : Line-2 上の振幅分布 (長手方向センターライン)
- B : Line-3 上の振幅分布 (斜め波中に於ける波上側長手方向エッジライン)
- C : Line-1 上の振幅分布 (斜め波中に於ける波下側長手方向エッジライン)

を表しており、横軸に $x/(L/2)$ を縦軸に各部の上下変位振幅を波振幅で無次元化したもの $|Z|/\zeta_0$ をとっている。また、原理的には縦波中の B、C は同じ値を示すものであり、計算結果では全く同じ値を示している。

Fig.193~Fig.197 は $\beta = 0$ [deg.] の縦波中、Fig.198~Fig.202 は $\beta = 3.0$ [deg.] の斜め波中、Fig.203~Fig.207 は $\beta = 6.0$ [deg.] の斜め波中、Fig.208~Fig.212 は $\beta = 9.0$ [deg.] の横波中における実験値と比較した結果である。ただし、Fig.209の $\lambda/L = 0.3$ 9.0 [deg.] に於いては実験データが文献中でも欠落している為、計算結果のみを示している。また、この計算において、剛性による復原力は差分によって与えている。

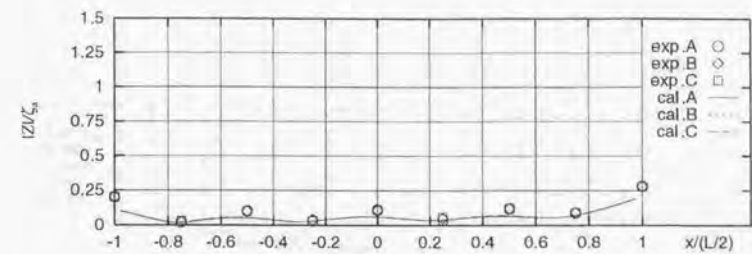
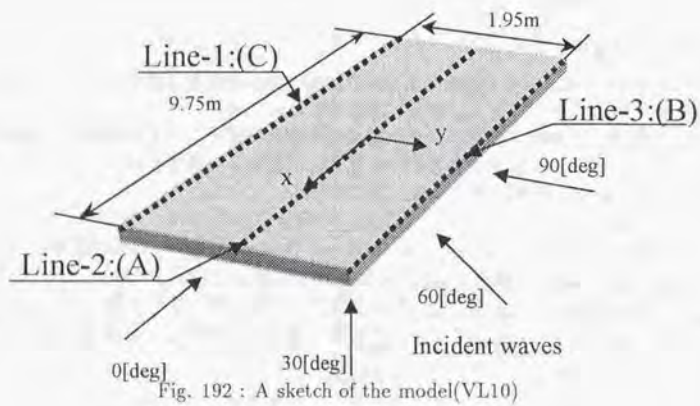


Fig. 193 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

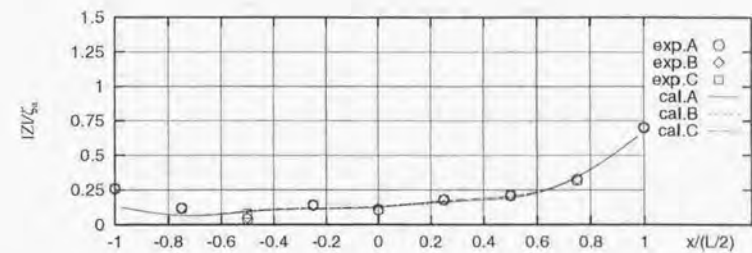


Fig. 194 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.3$

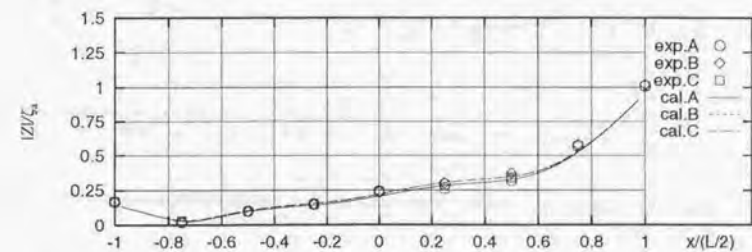


Fig. 195 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.5$

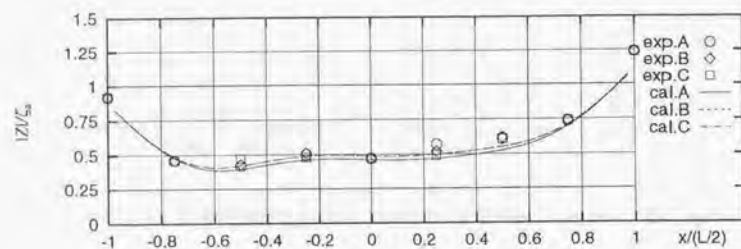


Fig. 196 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 0[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.7$

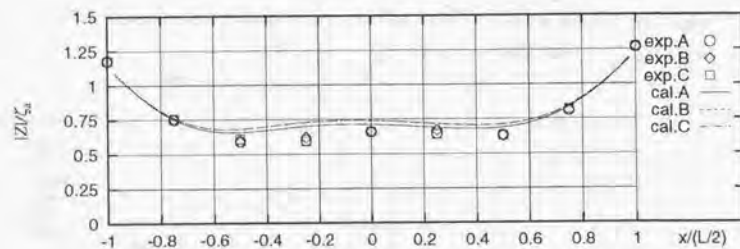


Fig. 197 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 0[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.9$

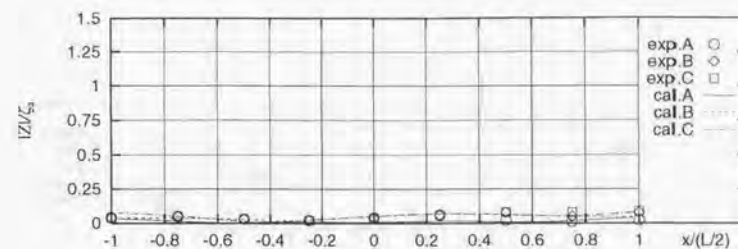


Fig. 198 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 30[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.1$

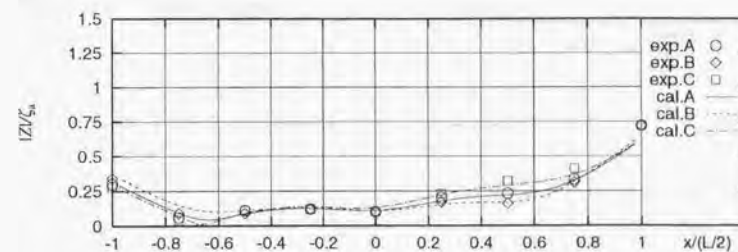


Fig. 199 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 30[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.3$

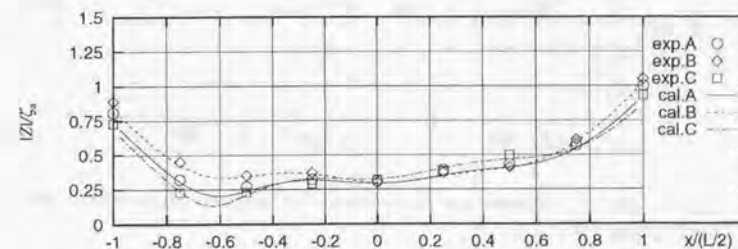


Fig. 200 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes $\beta = 30[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.5$

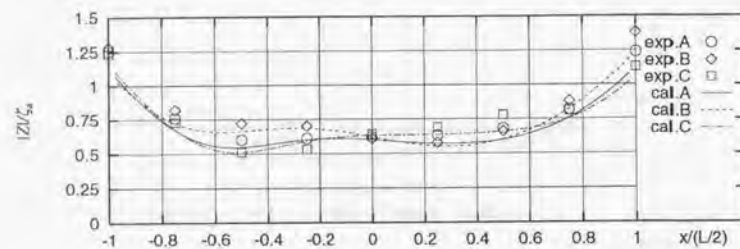


Fig. 201 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 30[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.7$

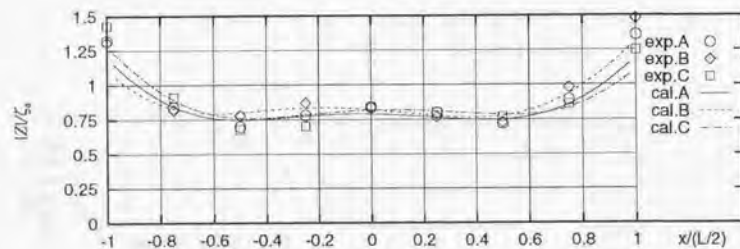


Fig. 202 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 30[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.9$

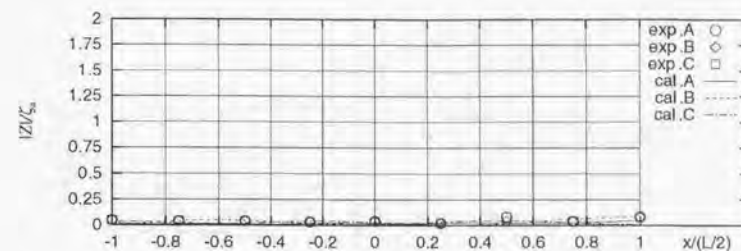


Fig. 203 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 60[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.1$

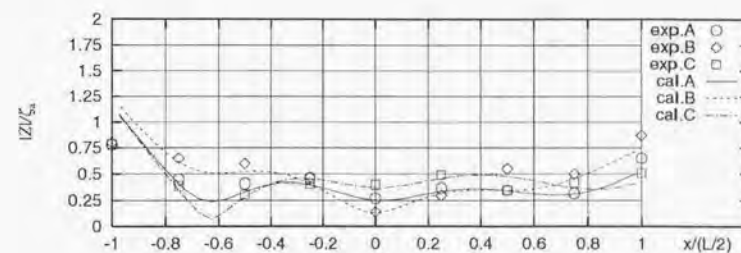


Fig. 204 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 60[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.3$

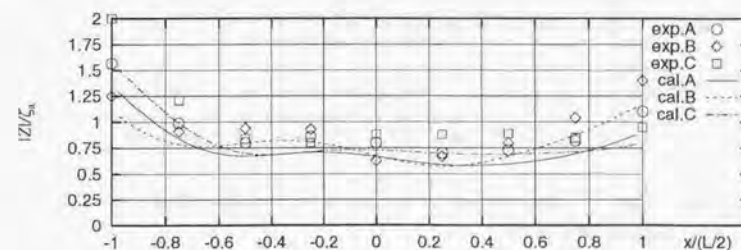


Fig. 205 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 60[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.5$

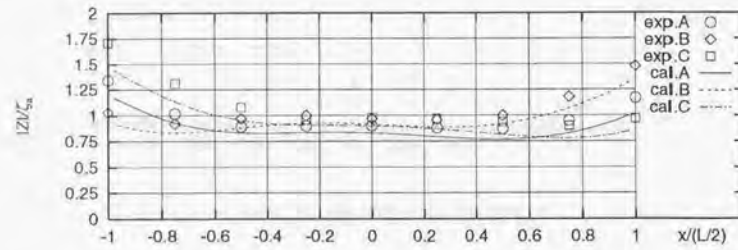


Fig. 206 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.7$

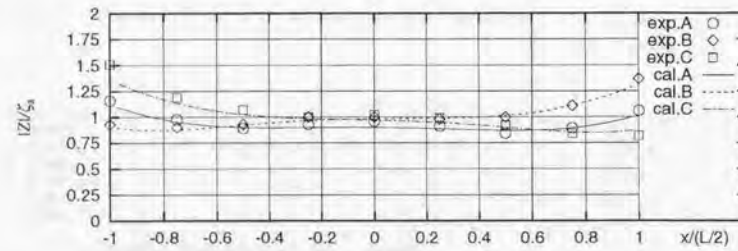


Fig. 207 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 60[deg]$, $\lambda/L = 0.9$

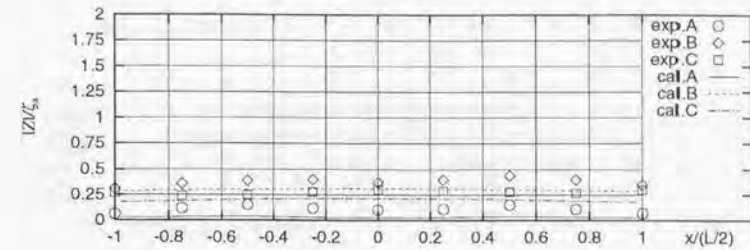


Fig. 208 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.1$

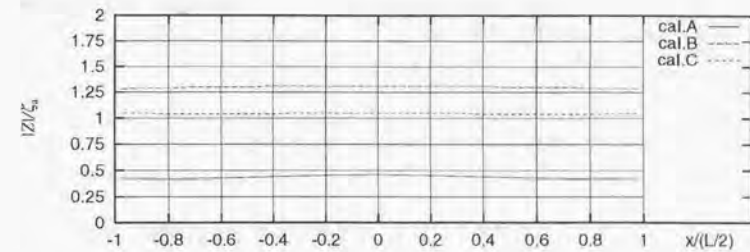


Fig. 209 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.3$

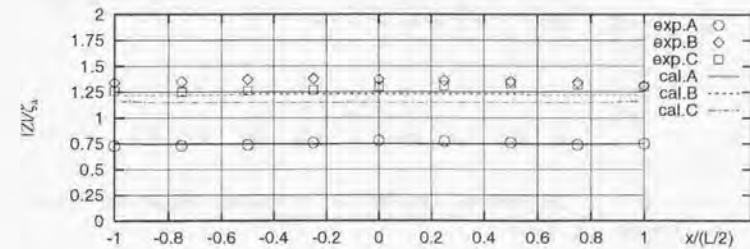


Fig. 210 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 90[deg]$, $\lambda/L = 0.5$

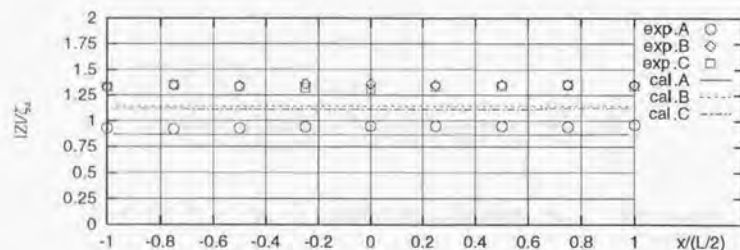


Fig. 211 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 90[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.7$

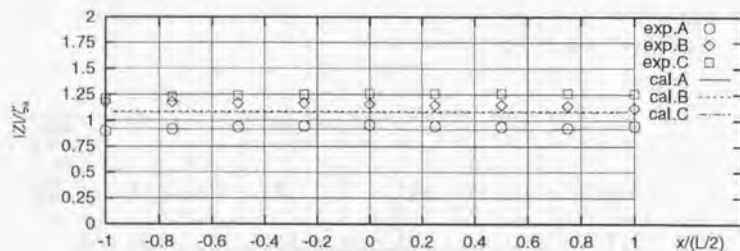


Fig. 212 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes
 $\beta = 90[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.9$

これらの結果から、構造物の長さや波長との比の大小や波向きに関わらず、定性的にも定量的にも実験結果と本定式化に基づく計算結果とは精度の良い一致を示していることが伺える。特に、斜め波の場合 (Fig.198～Fig.207) を見ると、波下側、波上側、中心線上の応答の大小関係や、それら応答振幅分布曲線が互いにクロスする位置などについても、実験結果と計算結果とは定量的に良い一致を見ていることが分かる。一方、横波中の問題では縦波中あるいは斜め波中の問題に比べて、必ずしも良い一致をしていると言えない面がある。原理的には横波中と縦波中との計算精度の違いは生じることがない。しかし、このような精度の低下が生じた理由としては、横波中では低次の弾性変形とくに pitch (幅方向の剛体回転運動) が卓越するような大きな運動が生じ、幅方向に関してほとんどの部分に強い端部影響により大きな傾きが生じたことによるものと考えられる。このように大きな傾きが生じる場合、弾性変形の表現として、微小部分浮体の回転運動も考えるべきであると思われるが、本計算に於いては浮体全体の変形は微小部分浮体は上下運動の連として表現している。また、浮体の中間部に比べて端部での精度が低下することの原因の一つとして、平板の境界条件が辺上の任意の点で厳密に満たされているのではなく、積分量で満たすように与えていることもその一因と考えられる。しかし、縦波中あるいは斜め波中における両者のデータの比較からもこうした精度の低下が顕われるのは、大きな傾きを生じた場合あるいは箇所に限られるものと考えられ、一般的に想定しているような超大型浮体の問題に関しては大きな問題にならないものと考えられる。このことから、本論文で提案する定式化に基づく離散的な手法による流力弾性挙動の推定手法が有効であることが分かる。

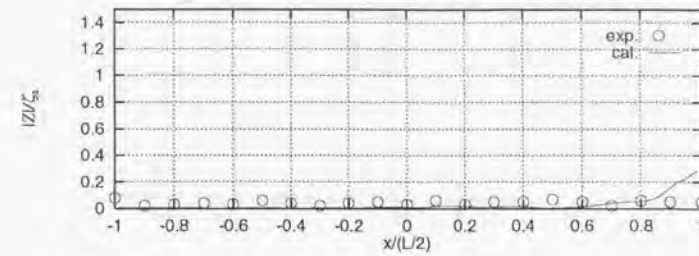
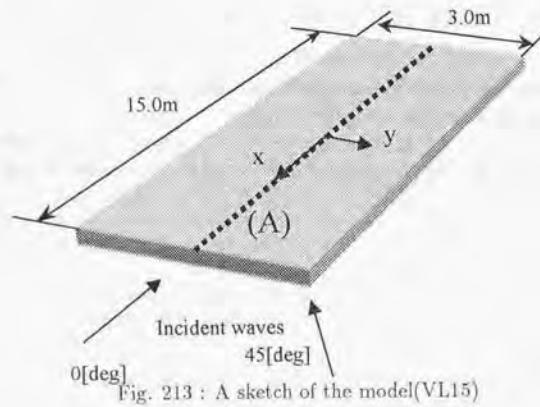
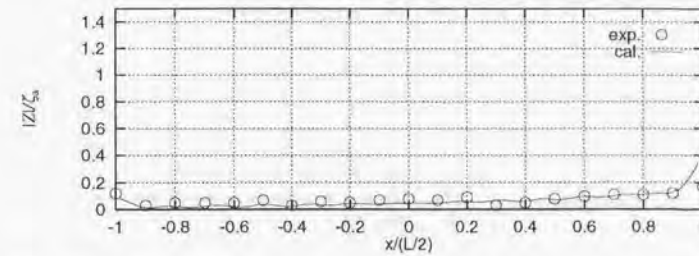
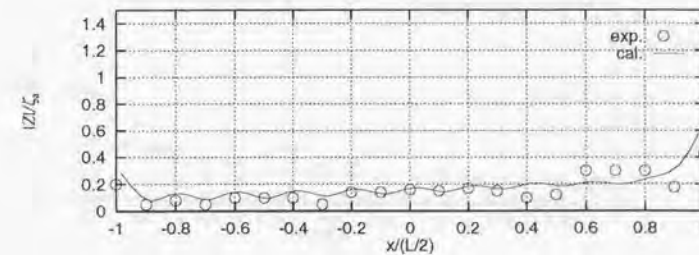
(2) 1200m 規模超大型浮体式構造物を想定した実験値との比較

λ/L がさらに小さい場合の計算例として、三菱重工業長崎研究所で行われた実験⁴¹⁾に対応した計算を行った。計算条件を Table.6 に、モデルの外観を Fig.213 に示す。計算結果は Fig.214～Fig.225 に示す。

図に示すものは、構造物のセンターライン上の上下方向変位振幅の分布であり、実線が計算結果を示し、丸印が文献⁴¹⁾から読みとった実験値を表す。

Table 6 : The principal particulars of the model (VL15) used at MHI

Scale ratio	1/80(exp.)	1/1(cal.)
Length (L)	15.0m	1200m
Breadth (B)	3.0m	240m
Depth	56.0mm	4.48m
Draft	12.5mm	2.0m
Stiffness $EI_{Longl.}$	$3.27 \times 10^3 N \cdot m^2$	$1.07 \times 10^{13} N \cdot m^2$
Water depth	0.25m	20.0m
λ/L	0.04, 0.06, 0.1, 0.12, 0.16, 0.18	0.04, 0.06, 0.1, 0.12, 0.16, 0.18
Angle of the incident waves	0[deg], 45[deg]	0[deg], 45[deg]

Fig. 214 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.04$ Fig. 215 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.06$ Fig. 216 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.10$

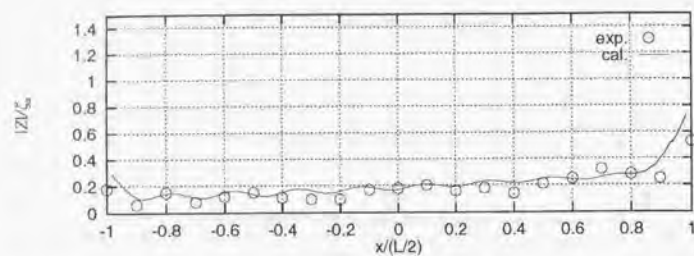


Fig. 217 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.12$

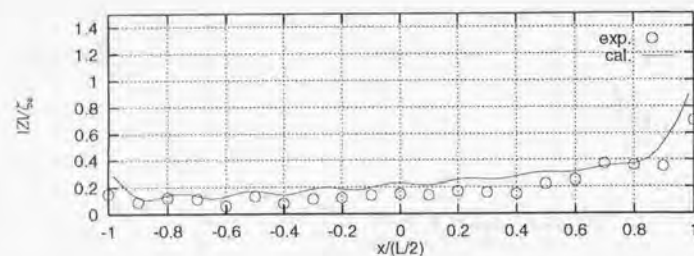


Fig. 218 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.16$

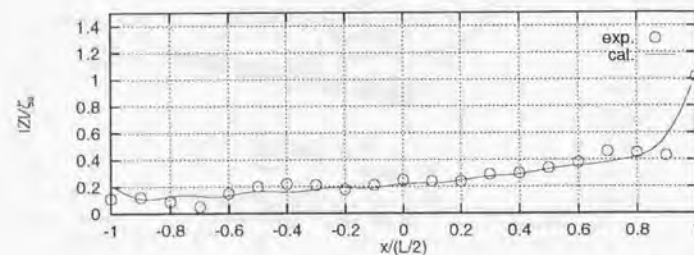


Fig. 219 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.18$

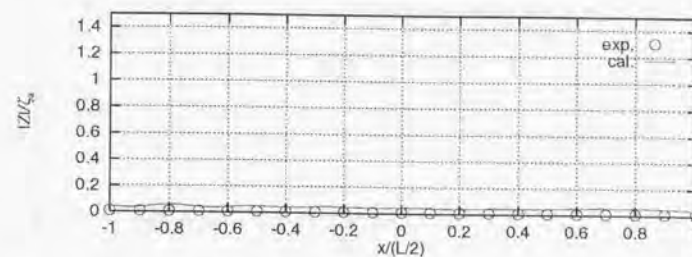


Fig. 220 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[deg]$, $\lambda/L = 0.04$

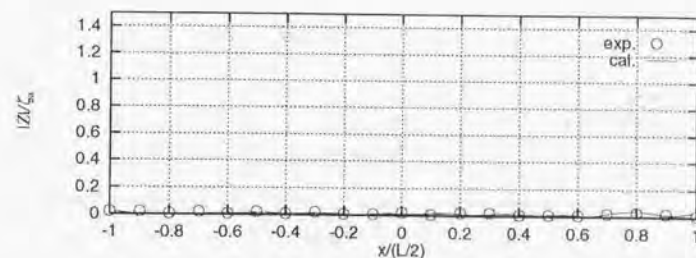


Fig. 221 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[deg]$, $\lambda/L = 0.06$

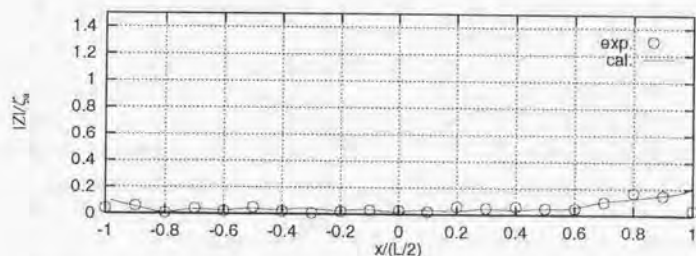


Fig. 222 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[deg]$, $\lambda/L = 0.10$

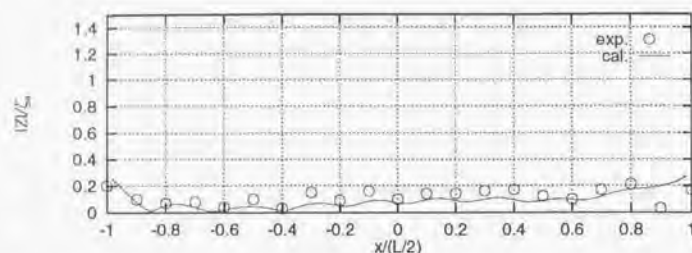


Fig. 223 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.12$

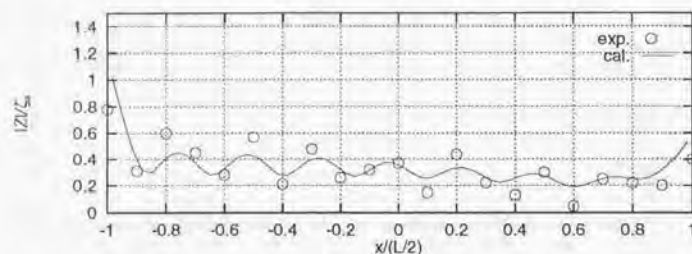


Fig. 224 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.16$

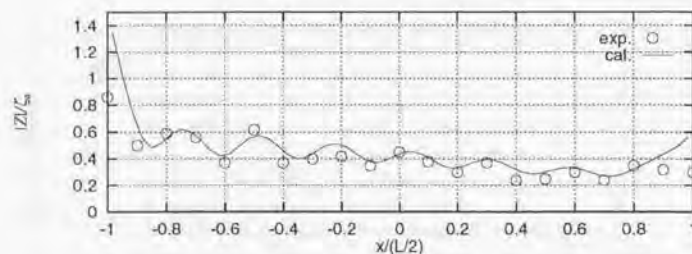


Fig. 225 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 45[\text{deg}]$, $\lambda/L = 0.18$

kk

これらの図を見ると、全体的に波上の端部において実験値に比べてやや応答が大きく計算されているが、その他の点に関しては、変位の振幅が長手方向に関して波打つ様子などが計算結果により精度良く再現されている。また、ほとんど変位が無いようなケースに関しても、実験結果に見られる応答分布の細かい変動が計算結果からも観察することが出来る。こうした実験値との比較から、本定式化で示した手法が十分に実用的で、かつ精度の高い計算結果を行えることが確認された。

2.1.4 計算速度の向上に関する検討

これまで本論文で示した定式化の有効性の検討として、解の精度に関する検討を行って来たが、本論文で示した定式化の特長の一つは、精度を保ちつつ計算量すなわち計算時間を減少させることが出来るとしている点である。そこで、 $8 \times 8 = 64$ 本の円柱に縦波が入射した場合に関してその計算時間を比較したものが Table.7 である。また、表中において

- (a) : 64本の円柱間の流体力学的相互干渉問題を直接解いて得られるもの
- (b) : 定式化に基づき、1本の円柱の Diffraction/Radiation 特性から4本の円柱群の Diffraction/Radiation 特性を求め、その4本の円柱群を一つの浮体とみなした浮体16個の相互干渉を解いたもの
- (c) : 座標変換を2回、即ち (b) における4本の円柱群を単体とみなした浮体4つを成分とする浮体群を単体とみなして Diffraction/Radiation 特性を求め、その浮体群を一つの部分浮体とみなし、4つの部分浮体に関して相互干渉を解いたもの

を表している。また、得られた解に関しても各部の上下変位に関して数値的に比較している。計算時間に関する比較を見ると、(a) による手法に比べて (b) による手法は単体問題に要した時間を除けば、およそ18分の1程度に減少しており、連立方程式を解く時間がおおよそ元数の比の二乗に比例していることが確かめられる。また、(c) の計算手法での流体力学問題に要した時間が (b) に比べておよそ4割程度と低減の効果が小さく、二乗に比例していないと思われるかも知れないが、これは、計算時間の中にファイルへの読み書きの時間も含まれている為である。一方、計算結果の比較を見ると、(c) の手法が (a) の手法に比べて計算量の大幅な減少を達しているにも関わらず、得られた結果が (a) の手法によるものとほぼ等しいものであり、非常に高い精度を保っていることが確認される。

これらによって、本論文で示した定式化に基づく計算手法による解析が、全ての浮体間の相互干渉問題を直接的な解法に比べて、実質的に解の精度を落すことなく計算時間(計算量)の低減が図られる手法であることが確認された。また、こうした計算量低減の効果は、円柱の数あるいは微小部分浮体の数が多くなるほど発揮される。

Table 7: The comparisons of the calculation time and the calculation results between 3 methods

Comparisons of calculation time				
Method	D/R problem of an unit cylinder	D/R problem of a substructure	Hydroelastic and hydrodynamic interaction	Total time
(a)	6.5sec	0.3sec	451.7sec	458.5sec
(b)	6.5sec	5.1sec	20.2sec	31.8sec
(c)	6.5sec	14.4sec	8.4sec	29.3sec

Sun Spark station 20





Comparisons of calculation results (local displacements z/ζ_a in head waves)				
Method				
(a)	0.4470	0.4470	0.2081	0.5113
(b)	0.4468	0.4468	0.2083	0.5117
(c)	0.4451	0.4451	0.2078	0.5104

Table 8: The condition of the calculation (5)

Length (L)	400m, 480m, 560m, 640m
Width (B)	80m
Draft (d)	1m
EI	$3.57 \times 10^{12} N \cdot m^2$
Water depth	10.0m
Wave Length	24.0m, 30.0m, 36.0m ..., 132m, 138m
Incident angle	0[deg], 60[deg]

2.2 定式化に基づいた計算によるパラメトリックスタディ

2.1 で示して来た、数値計算結果同士の比較、ならびに実験結果との比較から、本論文で示した定式化が、超大型浮体式構造物の流力弾性挙動の推定手法として有効であることが確認されたものと考ええる。

この節では、本論文で示した定式化に基づいて、弾性応答に影響を及ぼすと考えられる幾つかのパラメータを系統的に変化させた数値計算を行い、超大型浮体式構造物の流力弾性挙動に関して考察する。

2.2.1 構造物の大きさの弾性応答への影響

(1) 浮体の長さの影響

この項では、幅が一定で長さの異なるボンツーン型浮体式構造物に、全く同一の入射波が進入した場合の流力弾性応答を計算し、浮体の長さが弾性応答に及ぼす影響について考察する。計算は Table 8 に示すような条件で行った。また、計算で用いた計算モデルの外観は Fig.226 に示すものである。

想定した波長は $\lambda = 24m, \sim 138m$ の間で 6m 間隔に変化させた 20 種類で、対象とした構造物の長さは $L = 400m, 480m, 560m, 640m$ の 4 種類、したがって $\lambda/L = 0.0375 \sim 0.345$ ということになる。

また、この試計算を行うにあたっては、Fig.226 に示すように、部分浮体の大きさは構造物の長さに関わらず常に $80m \times 80m$ とし、それは 16 個の $20m \times 20m$ 微小部分浮体によって構成されているものとして計算を行っている。Fig.227~Fig.246 に各波長毎の浮体中心線上での鉛直方向変位の長さ方向分布の計算結果を示す。縦軸は $|z|/\zeta_a$ (変位振幅 $|z|$ 、波振幅 ζ_a) とする振幅の無次元値で、横軸には波上端部からの距離を表している。

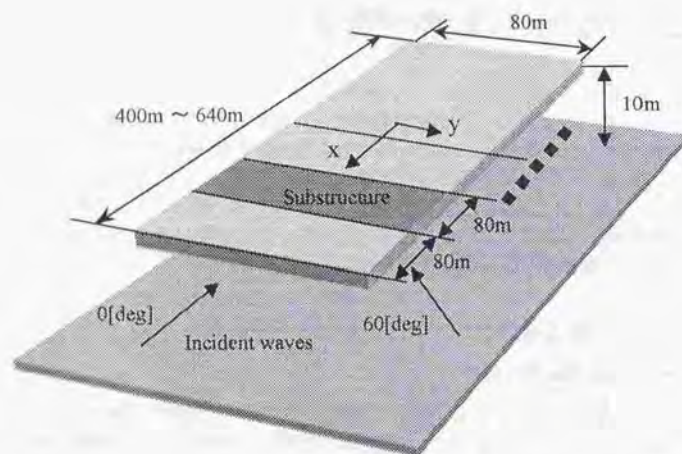
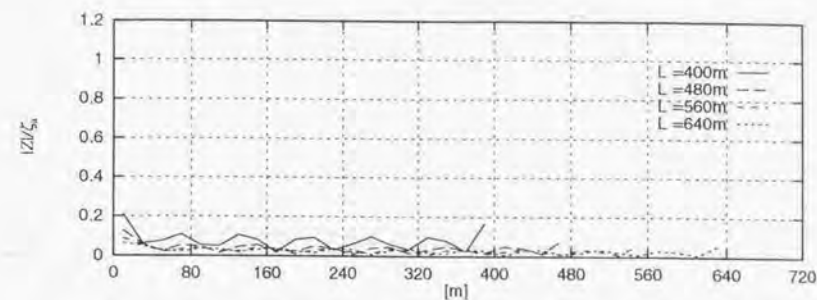
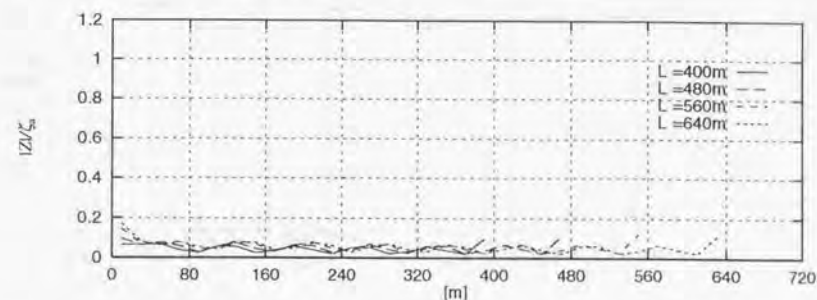
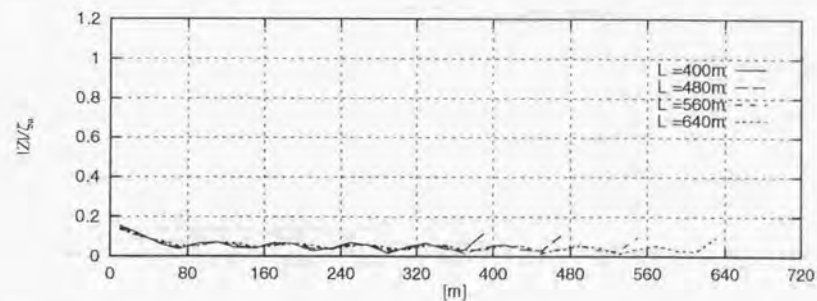


Fig. 226 : A sketch of a calculation model (5)

Fig. 227 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 24m$)Fig. 228 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 30m$)Fig. 229 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 36m$)

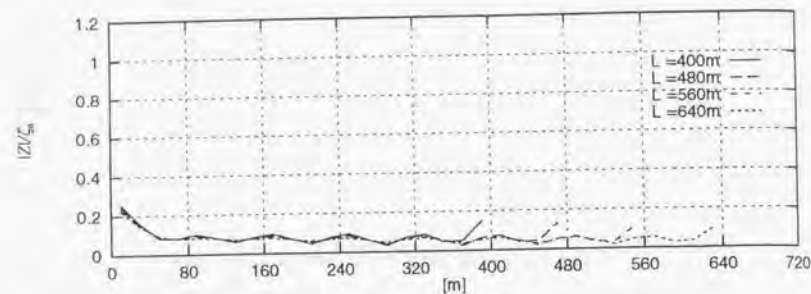


Fig. 230 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 42m$)

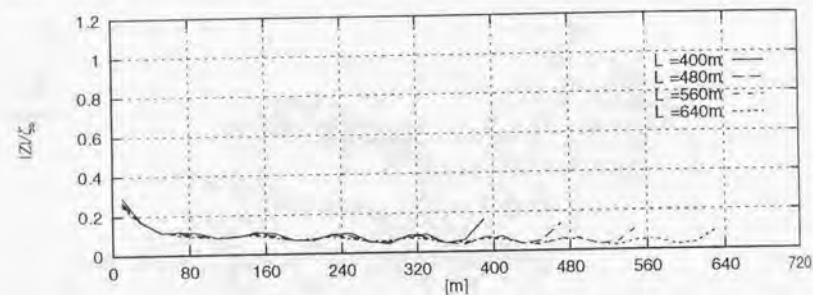


Fig. 231 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 48m$)

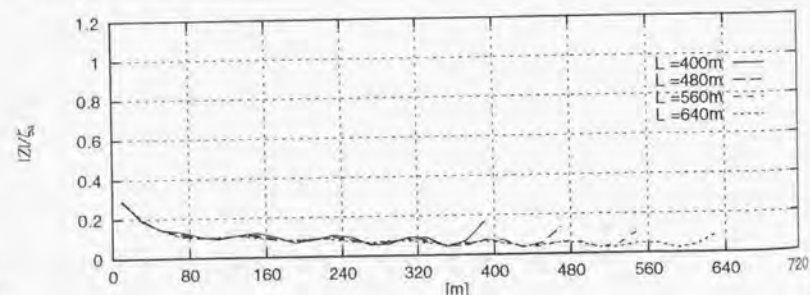


Fig. 232 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 54m$)

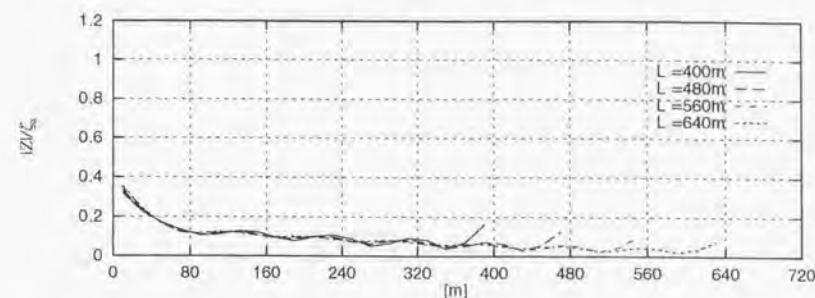


Fig. 233 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 60m$)

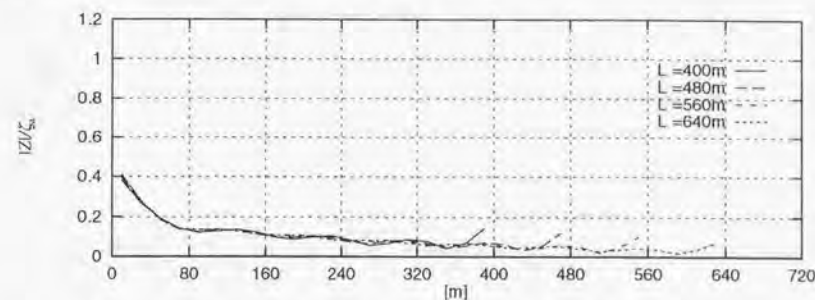


Fig. 234 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 66m$)

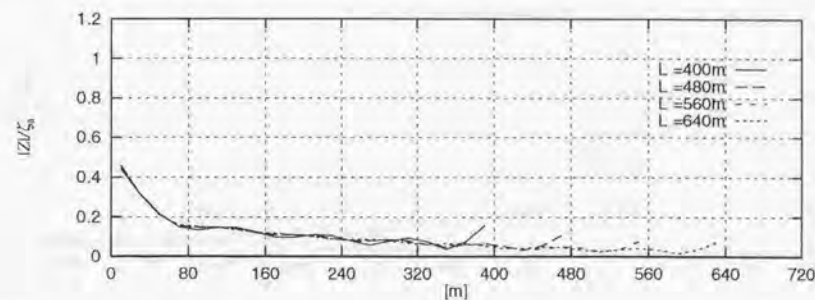


Fig. 235 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 72m$)

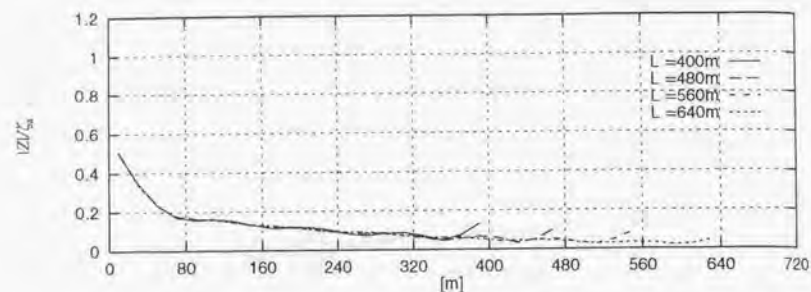


Fig. 236 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 78m$)

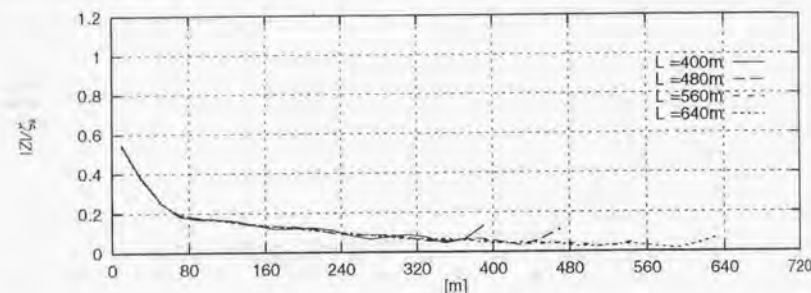


Fig. 237 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 84m$)

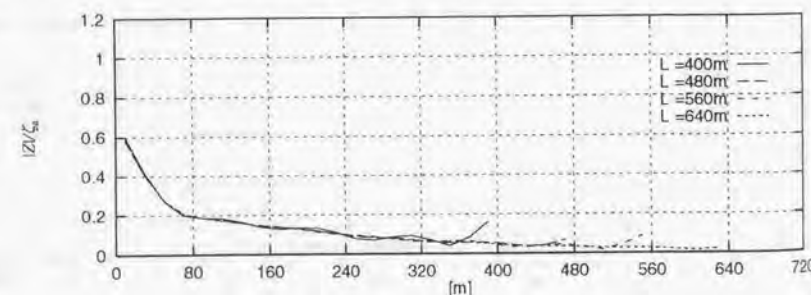


Fig. 238 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 90m$)

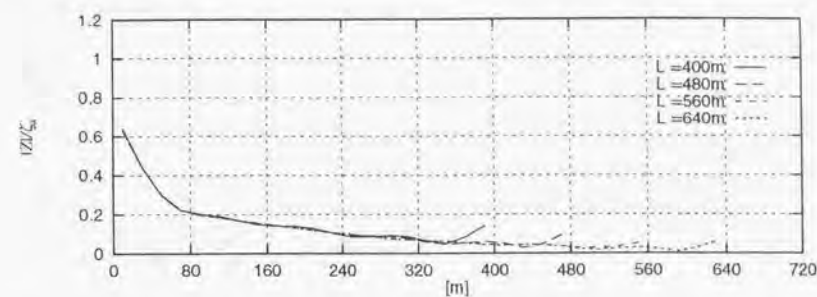


Fig. 239 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 96m$)

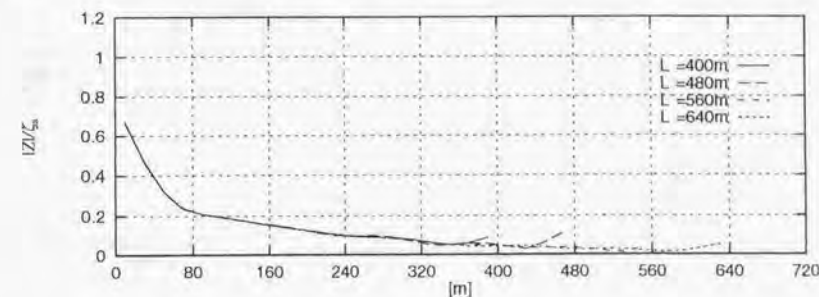


Fig. 240 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 102m$)

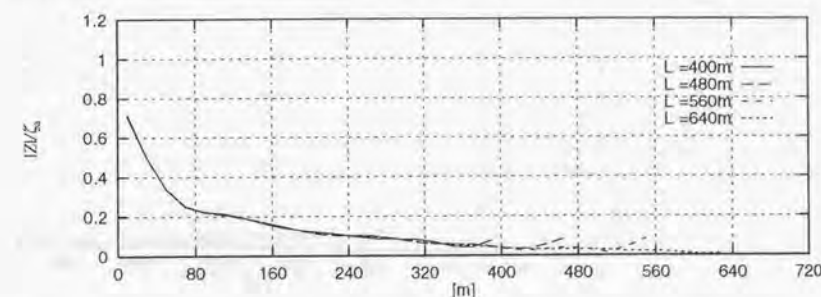


Fig. 241 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 108m$)

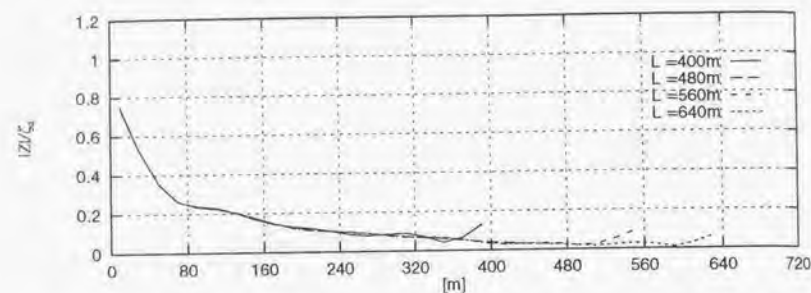


Fig. 242 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 114m$)

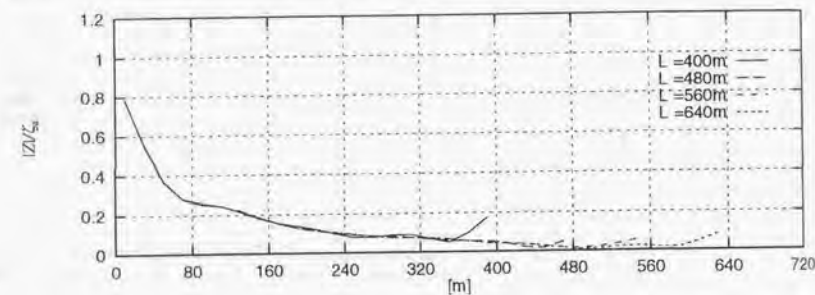


Fig. 243 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 120m$)

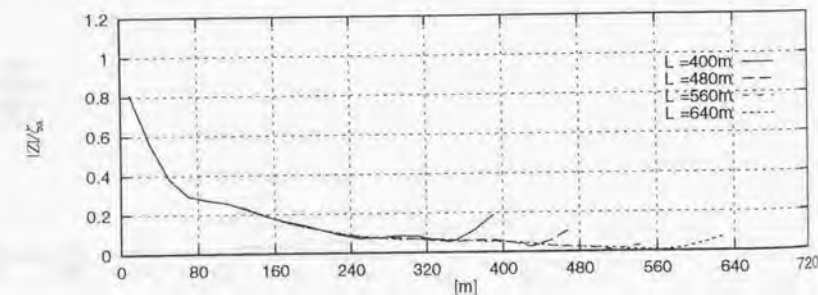


Fig. 244 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 126m$)

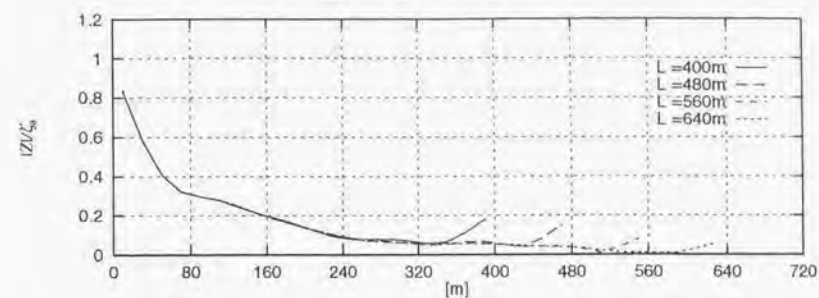


Fig. 245 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 132m$)

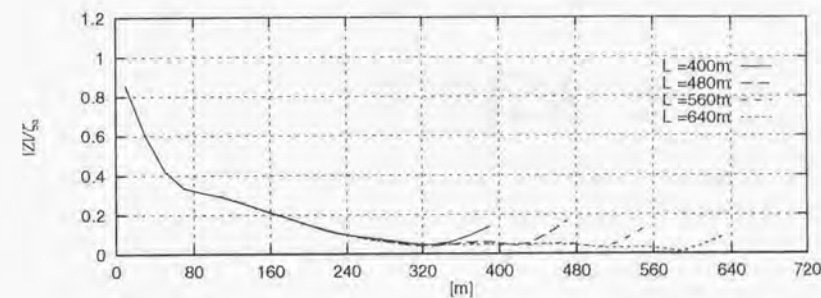


Fig. 246 : Longitudinal distributions of the vertical displacement amplitude of structures of various length in head waves ($\lambda = 138m$)

これらの結果をみると、いずれの計算結果についても $\lambda = 24m, 30m$ の場合を除いて、変位の振幅分布曲線が波下端部を除いて、構造物の長さに関係無く、ほぼ同一の曲線を描くことが分かる。こうした傾向は、波長が長くなるほど顕著になって来るが、ある程度以上構造物が長くなると、変位分布はほとんど波下端部の影響がないことを示している。こうした変形の様子のうち典型的と思われるものを Fig.247、Fig.248に示すが、いずれの場合も、構造物の長さ $L = 640m$ で、それぞれ長手方向の振幅分布と、瞬時の変位分布を示している。Fig.247は、波長が $78m$ の場合の例で、構造物内の変形が、波上側から波下側へと減衰しながら進行する様子が伺え、Fig.248は、波長が $30m$ の場合の例で、構造物内の変形が山と谷を形成している様子が伺える。

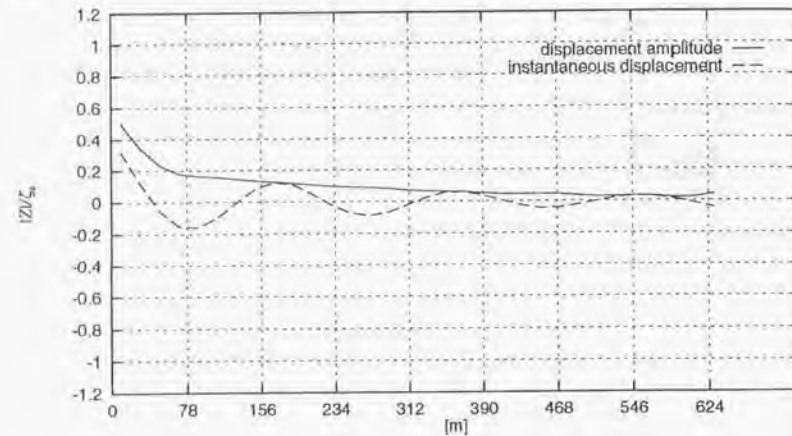


Fig. 247 : Longitudinal distributions of the displacement amplitude and the instantaneous displacement in $\lambda = 78m$

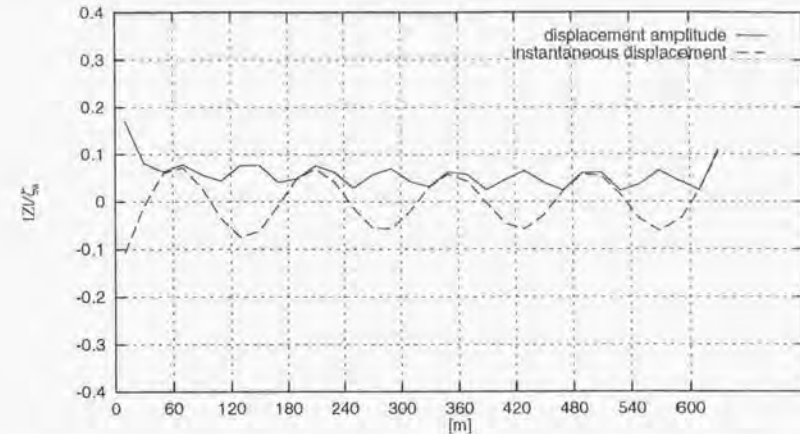


Fig. 248 : Longitudinal distributions of the displacement amplitude and the instantaneous displacement in $\lambda = 30m$

Fig.247 のような場合、あるいは Fig.236~Fig.246 の様な場合には、波上側からの構造物の変位分布の様子に、構造物の長さによる影響はほとんど観察されない。これは、入射波の進入により波上端部で生じた浮体の変形は、減衰を伴いながら波下側へと伝わるが、自由端である波下端部において浮体内を進行して来た変形はほとんど反射されない為と考えられる。したがって、浮体内の変形は波上側から波下側へと一方的に流れることにより、ある地点での応答はもっぱら波上側の影響を受けることになり、その応答が構造物の長さに依存しないと思われる。また、こうした波上側から波下側へ一方的に波が伝搬するような弾性応答に関して、「入射波に乗るように変形が伝わっていくのでは」と思われるかもしれないが、構造物内の変形は入射波とは全く別の波長で進行していることが伺える。

Fig.249に、Fig.247の縦軸を対数目盛で表した結果を示す。

これを見ると、波上側、波下側の端部を除いた部分では、計算点はほぼ直線になることから、上下変位振幅は長さ方向に対して指数関数的に、ほぼ一定の減衰率で減衰している様子が伺える。

一方、Fig.248のように振幅分布が山谷を形成する場合には、波上端部より進行して来た浮体内の変形が、波下端部において反射され、反射された変形は今度は波下側から波上側へと進行し、これら2つの進行波が重なりあうことによって、定在波を生じるものと考えられる。仮に、変形はそのほとんどが波上側端部より発生し、発生し進行して来た変形が、波下側端部で反射されることによって定在波が生じるのであれば、浮体上の変形が定在波のような状態になった場合、波下側の端部での変形の様子は、構造物の長さによらないことになる。そこで、入射波の波長 $\lambda = 30m$ の場合について、「波下側」からの距離を横軸にとって計算結果を示したものが、Fig.250

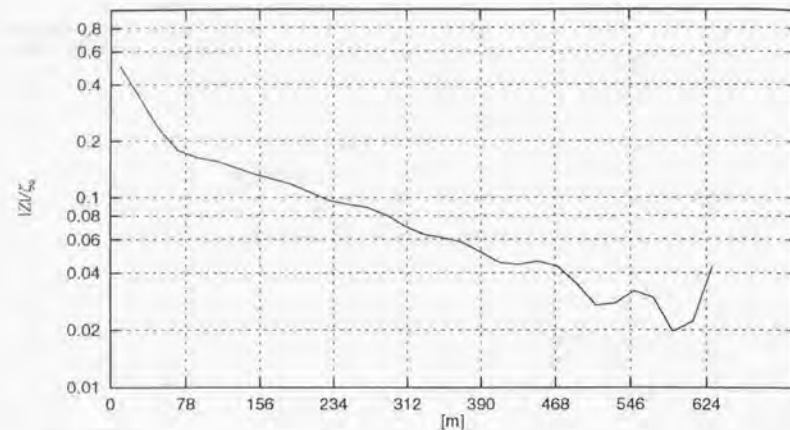


Fig. 249: Lengthwise distributions of vertical displacement amplitude in head waves ($\lambda = 78[m]$)

である。Fig.250をみると、波下側からの振幅分布曲線が構造物の長さによらない様

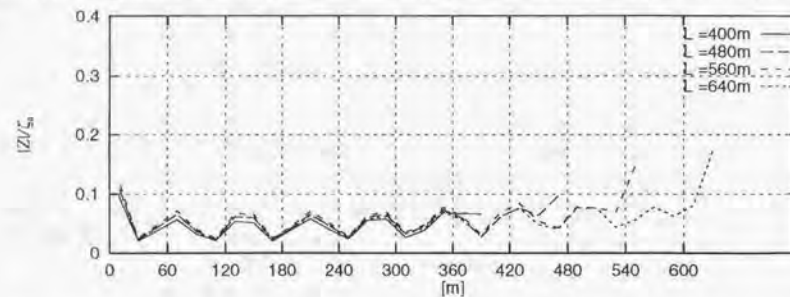


Fig. 250: Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in head waves ($\lambda = 30m$) (The horizontal axis indicates the length measured from the lee-side end of the structure)

子が観察される。このことから浮体内を進行する変形の波長が浮体の長さによらないことも伺える。これらの計算はいずれも縦波中であるので、側面には入射波が直接進入せず、波上端部からの変形の波が進行する様子が、より顕著に現れてくるものと考えられる。

次に、同様の計算を斜め波中 $\beta = 60[deg]$ に関しても計算を行った。斜め波の場合に縦波の場合と最も異なるのは、入射波が浮体の二つの端辺から入射して来ることである。したがって、斜め波中では浮体内を進行する変形の波は入射波に晒されている端辺のどの部分からでも発生することになり、これら端辺各部での変形の起振力の位相差は、各部での入射波の位相差に依存することが予想される。Fig.251～270に鉛直方向変位振幅の長手方向分布を示す。縦軸、横軸の定義は縦波中の場合と同様である。

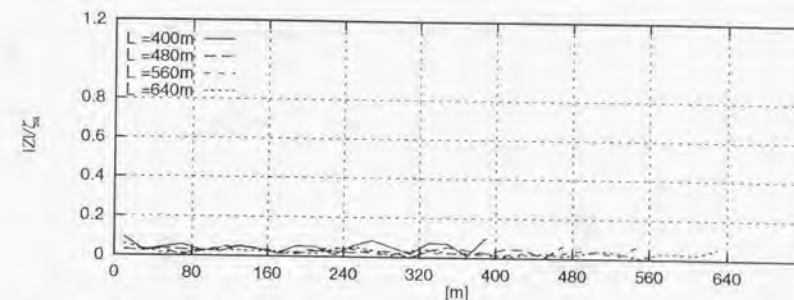


Fig. 251: Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 24m$)

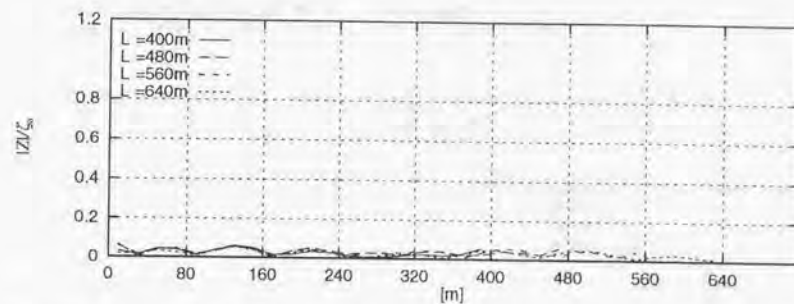


Fig. 252: Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 30m$)

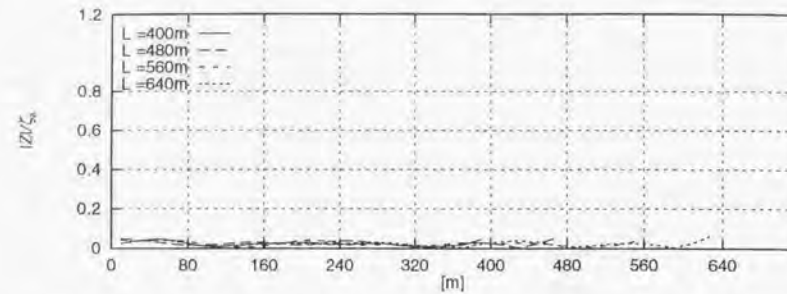


Fig. 253 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 36m$)

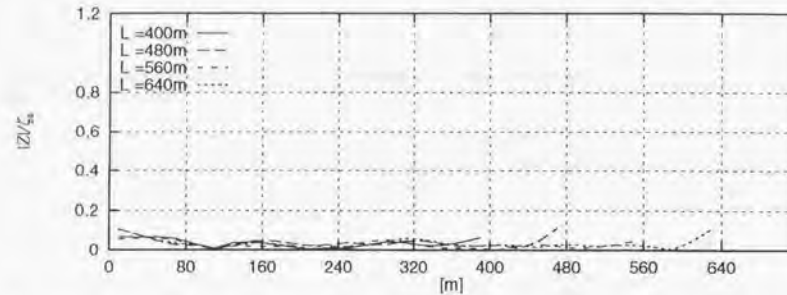


Fig. 254 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 42m$)

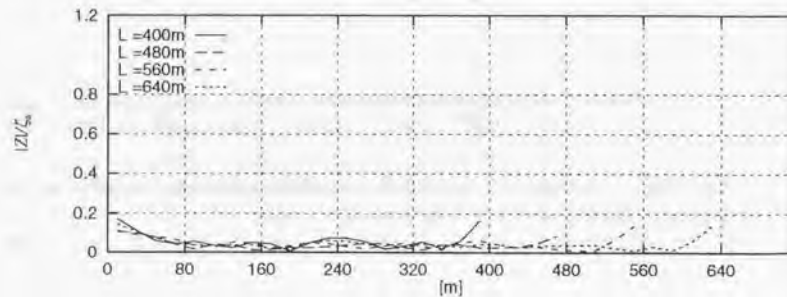


Fig. 255 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 48m$)

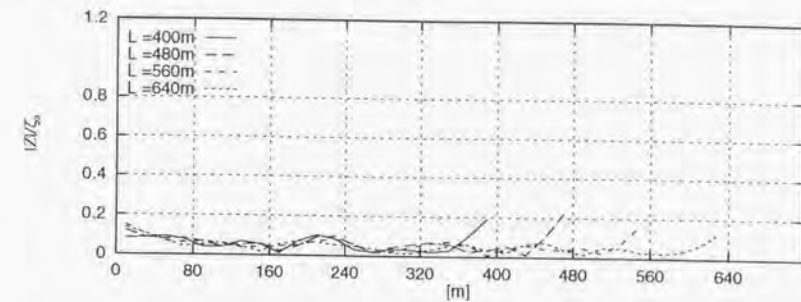


Fig. 256 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 54m$)

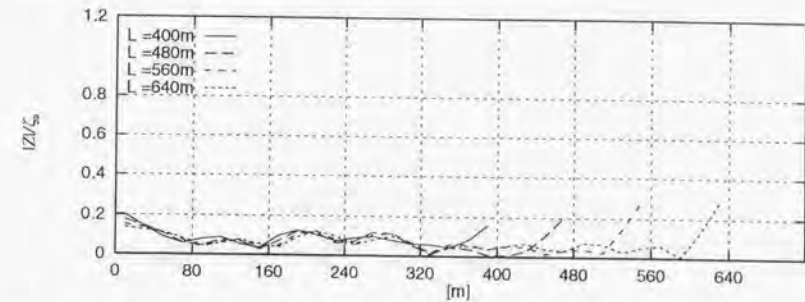


Fig. 257 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 60m$)

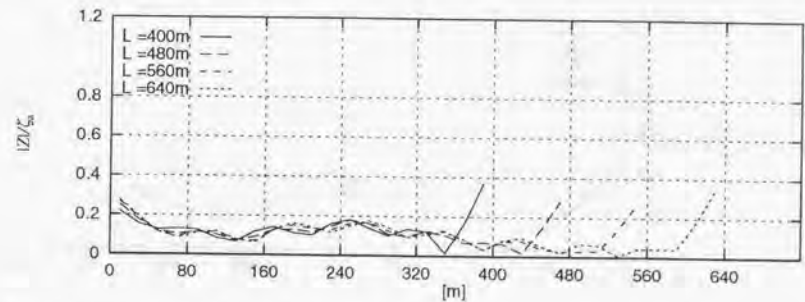


Fig. 258 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 66m$)

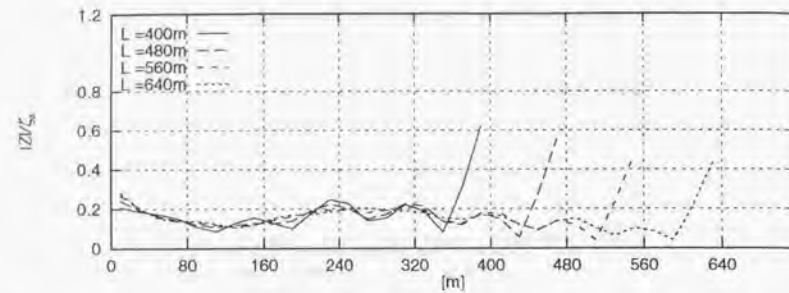


Fig. 259 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 72m$)

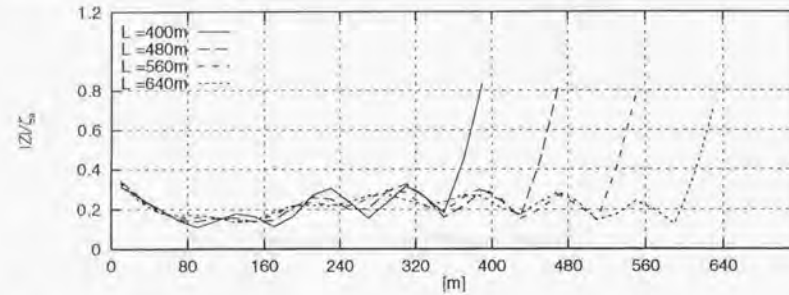


Fig. 260 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 78m$)

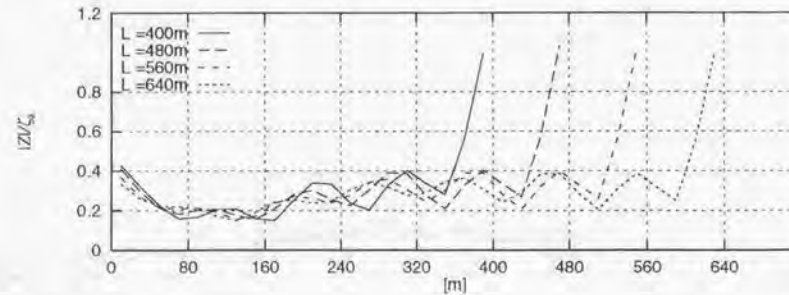


Fig. 261 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 84m$)

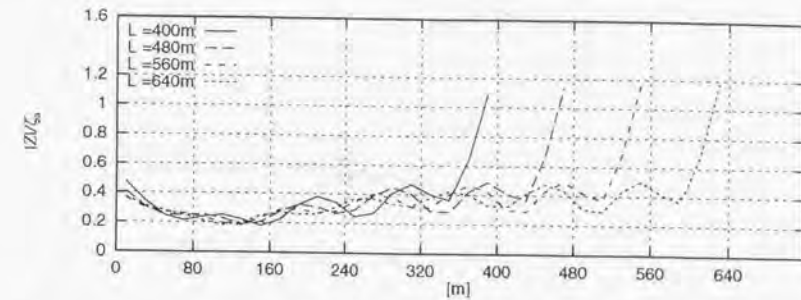


Fig. 262 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 90m$)

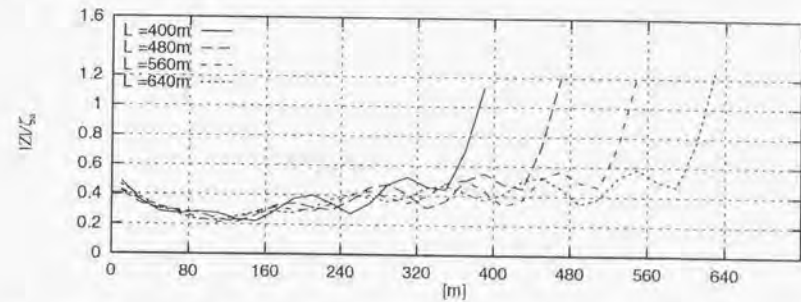


Fig. 263 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 96m$)

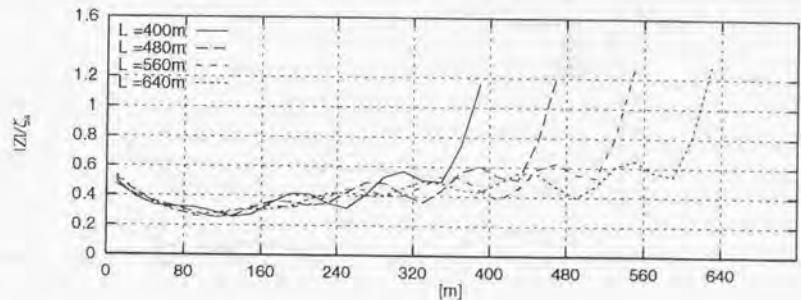


Fig. 264 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 102m$)

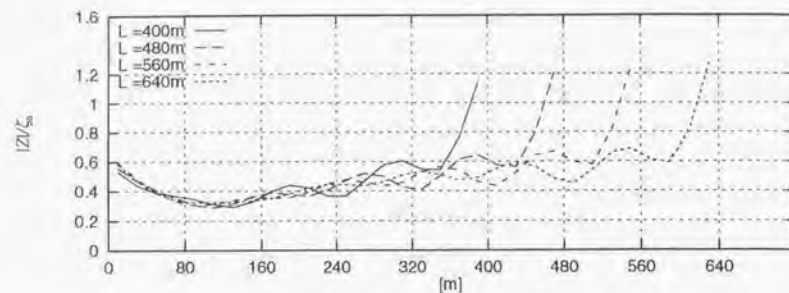


Fig. 265 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 108m$)

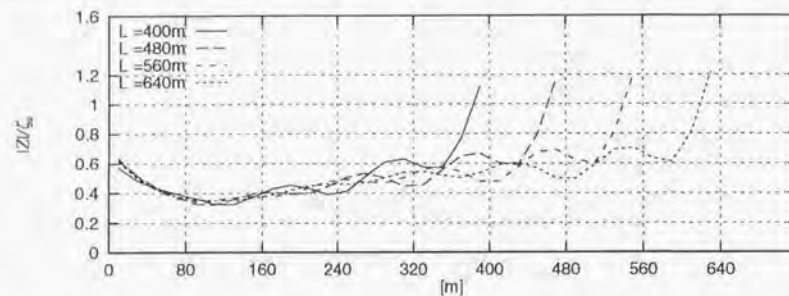


Fig. 266 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 114m$)

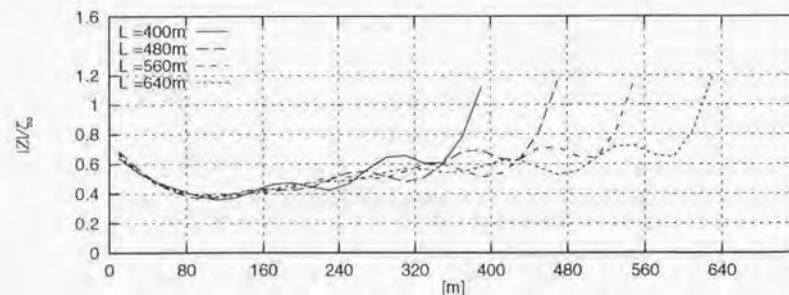


Fig. 267 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 120m$)

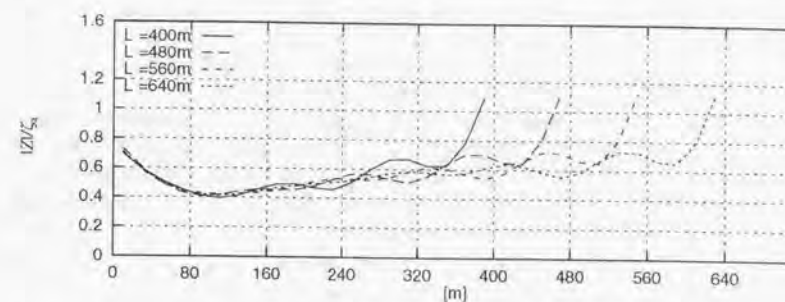


Fig. 268 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 126m$)

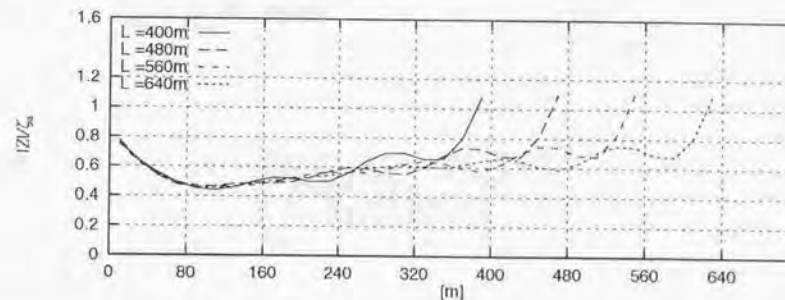


Fig. 269 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 132m$)

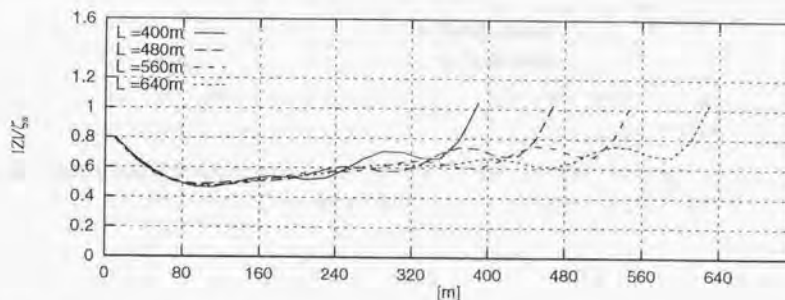


Fig. 270 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitude of structures of different length in oblique waves ($\lambda = 138m$)

Fig.251～Fig.270を見ると、斜め波中の振幅分布は長手方向に対して「一様な減衰をしない」あるいは「一様な値を持たない」など、縦波中の場合に比べて複雑であることが伺える。さらに、 $\lambda > 80m$ の図からは、振幅が長手方向に対して徐々に大きくなり、波下側の端部の応答振幅が最大となっていることが分かる。こうした複雑な応答や、振幅の長手方向に対する増大、あるいは最大値が波下側端部で観察されることなどは、浮体の幅方向の大きさの影響が出ているものと考えられる。縦波中では、構造物の長さが比較的短い場合、波上と波下の端部影響が相対的に大きくなり、ある程度構造物が長くなった場合に観察されるような規則的な振幅分布曲線とは異なる変形分布となることが確認されている。ここで扱っている浮体の幅は $80m$ と比較的短く、縦波中の長さの短い構造物と同様に、幅方向の端部影響が互いに干渉することが予想され、その為に複雑な応答分布を示しているものと考えられる。

波上側の端部から生じた変形が、浮体内を進行し、両端端部で反射を繰り返すメカニズムを模式的に表すと、Fig.271 のようになるものと考えられる。Fig.271によれば、幅が一定の浮体の場合では、浮体長さがある程度より長くなると、両端部における反射の影響は一定のものになることが予想される。

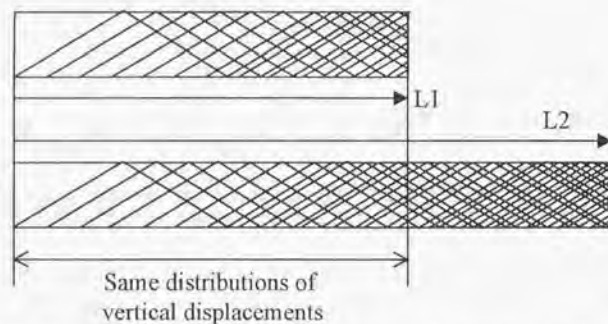


Fig. 271 : The edges of the structure reflect waves which progress on the surface of the structure

実際に図を見ると、端部からの変位振幅の分布は、縦波中の場合と同様に構造物の長さにはあまり依存していない様子が観察される。

(2) 浮体の幅の影響

次に浮体の幅の弾性応答への影響を調べるため、 $L \times B = 640m \times 80m$ の浮体と $L \times B = 640m \times 160m$ の2種類の幅の異なる浮体の斜め波中 ($60[\text{deg}]$) における上下方向変位振幅分布を計算した結果を Fig.272～Fig.291に示す。両ケースとも浮体のヤング率は等しいものとしているので、それぞれのモデルの長手方向に関するEIは幅により異なり $3.57 \times 10^{12} N \cdot m^2$, $7.13 \times 10^{12} N \cdot m^2$ である。図中において原点は各浮体の中心とし、左が幅が $80m$ のケースで、右が幅 $160m$ の場合を表している。

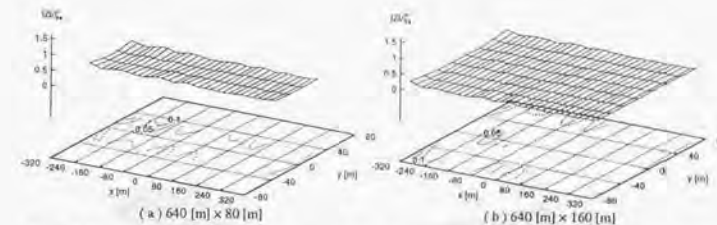


Fig. 272 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 24m$

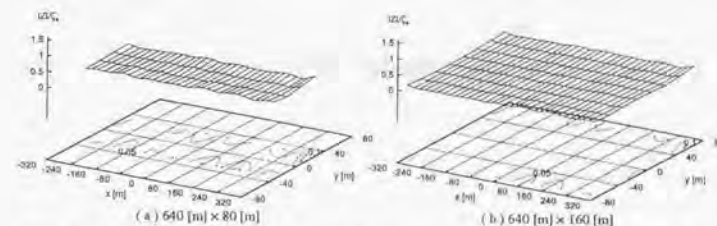
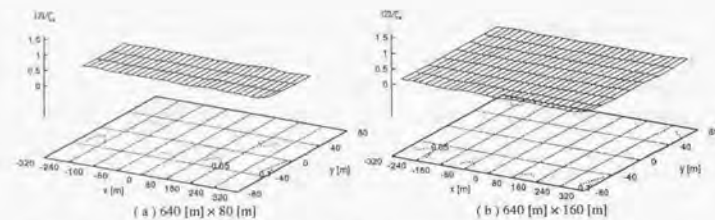
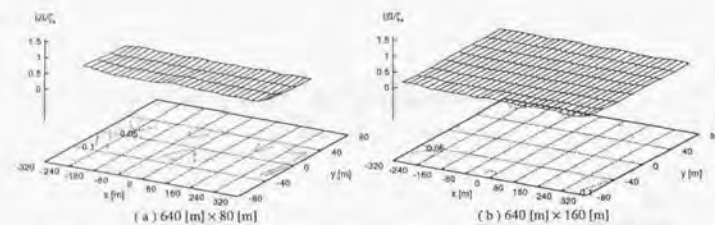
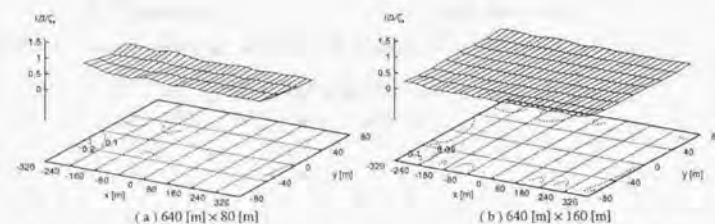
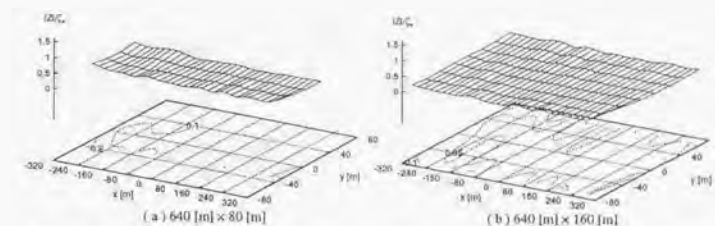
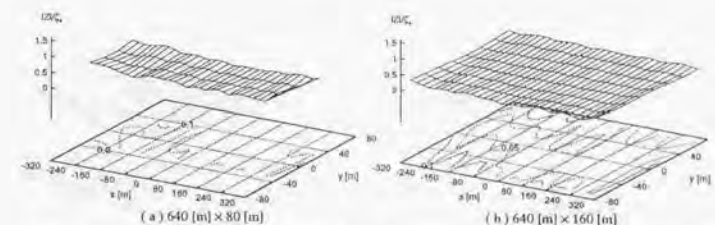
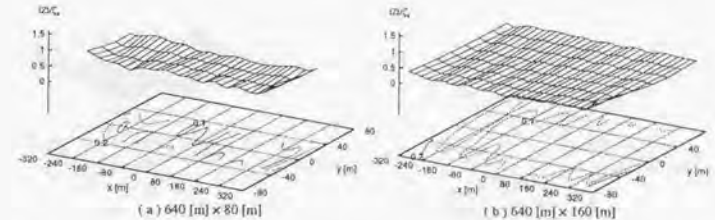
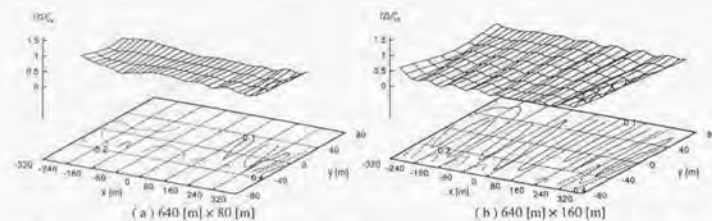
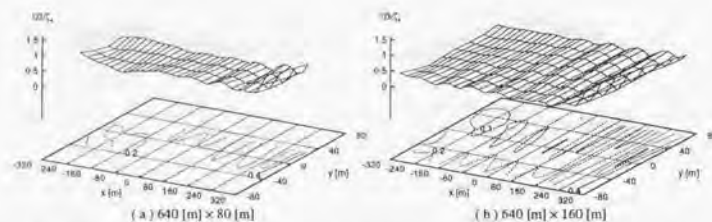
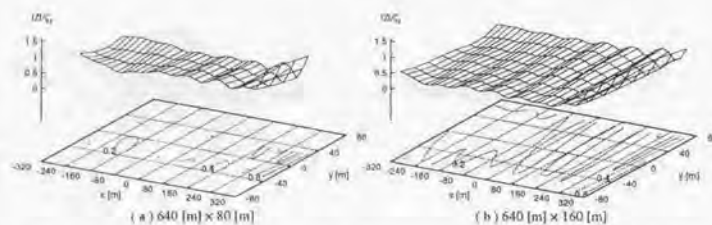
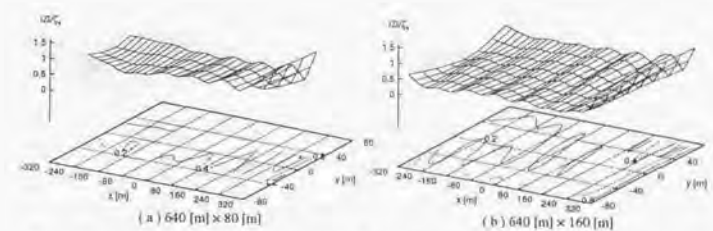
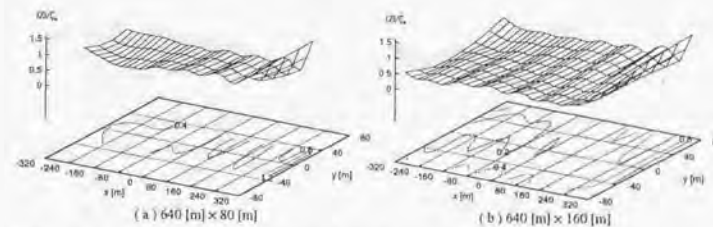
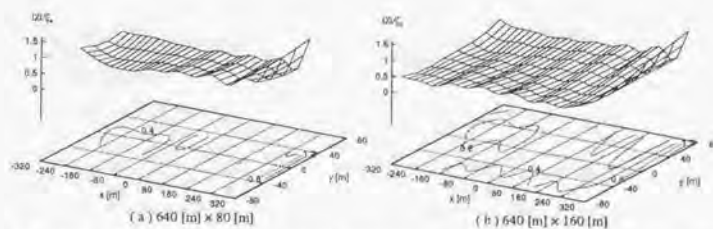
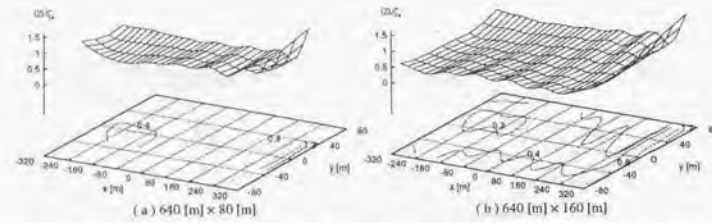
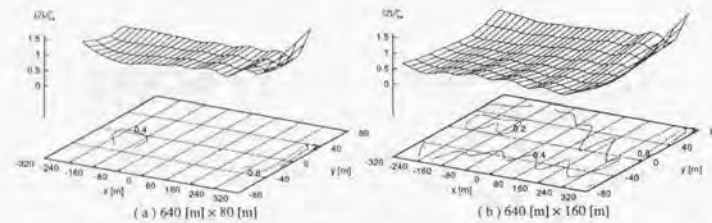
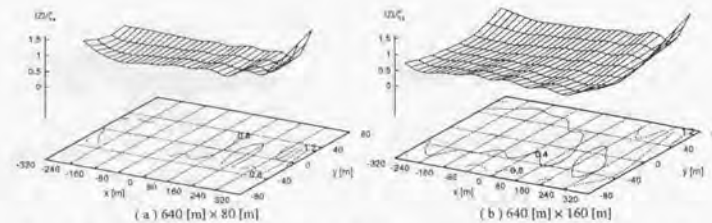
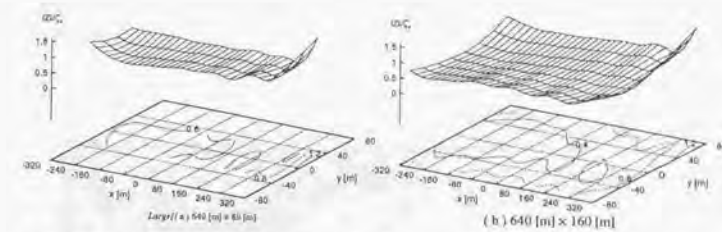
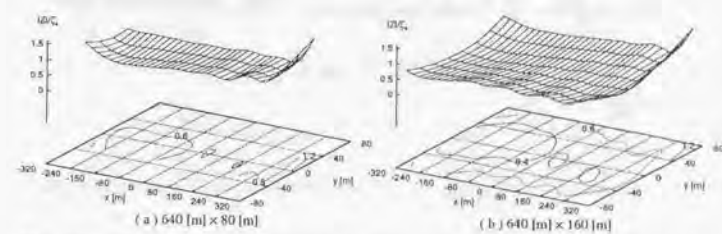
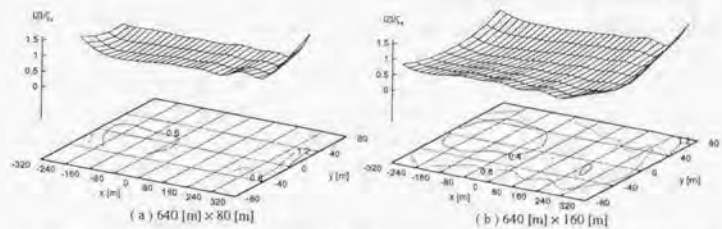


Fig. 273 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 30m$

Fig. 274 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 36m$ Fig. 275 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 42m$ Fig. 276 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 48m$ Fig. 277 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 54m$ Fig. 278 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 60m$ Fig. 279 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 66m$

Fig. 280 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 72m$ Fig. 281 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 78m$ Fig. 282 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 84m$ Fig. 283 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 90m$ Fig. 284 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 96m$ Fig. 285 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 102m$

Fig. 286 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 108m$ Fig. 287 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 114m$ Fig. 288 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 120m$ Fig. 289 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 126m$ Fig. 290 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 132m$ Fig. 291 : Distributions of vertical displacement in oblique waves $\lambda = 138m$

これらの図を見ると、予想されたように、幅が変わることによって、応答の振幅が定量的に異なることが分かる。しかし、定性的な観点から見れば、振幅の山谷が形成されている場合などは、その山と山の間隔は、幅によらずほぼ一定の値をとることが観察される。こうした振幅の山谷は同波長の波が他の方向から進行しあい、重ね合わさることによって形成されたと考えられる。再び、その様子を模式的に表すと、Fig.292 のようになる。

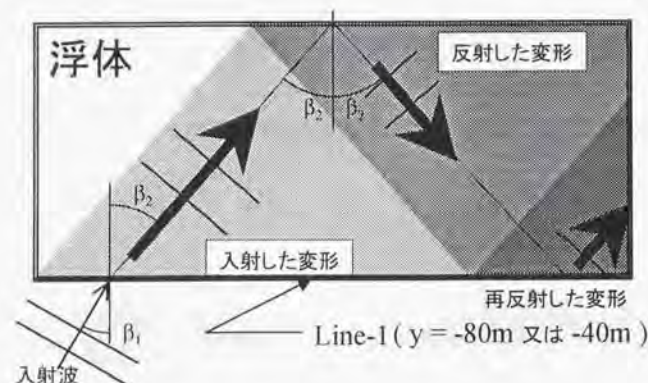


Fig. 292 : Mechanism of refraction at the edges of the structure

こうした斜め波中の変形を、光学的な屈折現象とみなす最近の大楠らの研究^{59),60)}によれば、浮体内の変形は入射波の進入角度に対応する屈折角を保ちながら、浮体内を進行すると指摘されている。それによれば、Fig.292 の Line-1 上を起点とする変形の屈折角は、入射波の進入角度と浮体剛性 (この場合は $EI = EL^3/12$, L : 浮体の長さ) によって決定され、幅の影響は受けにくいことになるので、Fig.272~Fig.291 に応答を示した幅の異なる浮体に同じ角度で入射波が進入した場合、 $y = -80m$ の端辺上を起点とする変形と、 $y = -40m$ の端辺上を起点とする変形は、同一角度で進行すると考えられる。

同一方向に進行する変形は、Fig.292に示すように、反対側の端辺において反射するものと考えられ、入射してきた変形波と反射された変形波の2つが重なり合って振幅の山谷を形成する。したがって、2つの異なる幅の浮体上での上下方向変位の振幅分布は「振幅の山谷が形成されている場合、その山と山の間隔は、幅によらずほぼ一定の値をとる」ということになり、実際計算結果からもそうした様子が観察される。また、幅の広い浮体 (幅 160m) の計算結果から、 $x = -320m$, $y = 80m$ の端部付近 (Fig.292の白地の部分) では、振幅分布が山谷を形成していない様子が観察される。これは、Fig.292からも分かるように、その部分では入射する変形波と反射する変形波が重なり合わないためである。

一方、斜め波中の弾性応答について考えた場合、物理的な直観から、斜め波が入射すれば端部では「規則波と同じ周期、かつ入射波の波長と同じ空間分布で波力を受ける」ことが予想される (Fig.293 参照)。入射波が規則波であることを考慮する

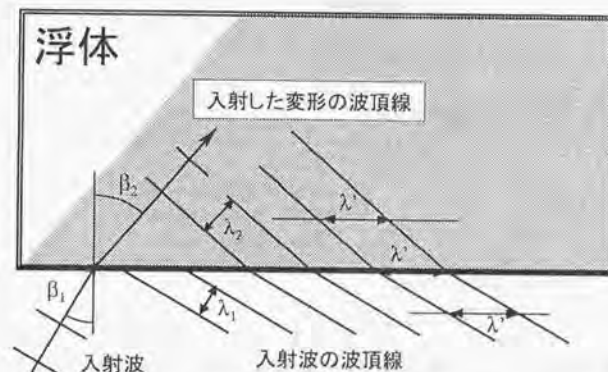


Fig. 293 : Waves are refracted when it passes through at the edges of the structure while keeping a value of λ'

と、浮体内を進行する変位の振幅は、ほぼ一定の値をとることが予想されるが、計算結果 (Fig.272~Fig.291) を見ると、振幅が一定の部分はいくつもなく、振幅の山谷が形成され、あたかも定在波が生じているような振幅分布をしている。しかし、注意深く観察すると比較的波長の長い場合では、振幅が0になるような節は存在せず、振幅の分布は空間的にある高さを保ちつつ、そのある高さの周りで規則的に振動しているように思われる。このことは、先程から触れているような端辺に於ける反射は、進行している変形の波の全反射として起きるのではなく、一部が反射波となる為と考えられる。即ち、Fig.294に模式的に示すように、進行して来た変形の波とそれよりも振幅の小さい反射波としての変形の波が重なる場合、振幅の山谷は形成されるが山と谷の差は振幅に比べて相対的に小さくなる。このように、反射する割合が比較的小さい場合、振幅分布からその山谷ははっきりと観察される (全く反射が行わ

れない場合には振幅分布は一定の値をとることから)が、実は山と谷との高低の差に比べて、振幅は相対的に大きく、波下側から波上側への進行波としての挙動が卓越することから、瞬間的な変形を描くと Fig.294に示すように、変形の様子は入射波 (反射を伴わない変形の波) の成分が支配的になることが予想される。

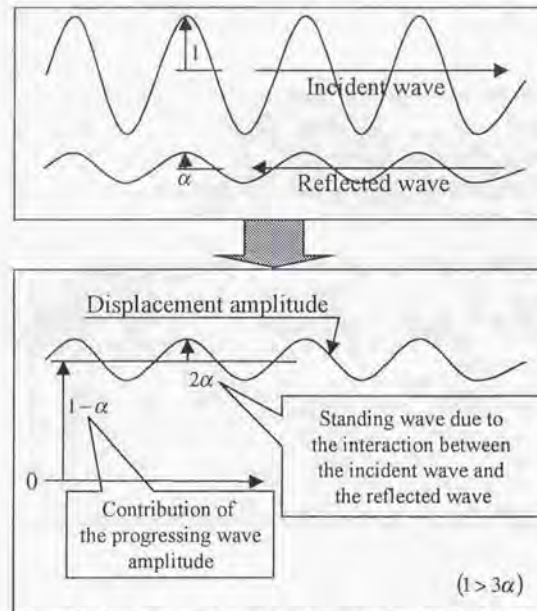


Fig. 294 : Qualitative explanation of the longitudinal distribution of the vertical displacement amplitude

そこで、こうした斜め波中での応答に関して、波浪中応答のある瞬間に於ける変形の様子を示したものが、Fig.296～Fig.315である。図中のx軸に関するグリッド線は、斜め波の角度を考慮したx方向に関する波長 λ' (Fig.293参照)(この場合入射角は60[deg.]なので、x方向に関する波長 λ' は、入射波の波長 λ の2倍になる)を基準にして描画している。これは、斜め波中で予想されるような端辺で λ' の値に依存するような浮体の変形波が生じ波下側へと進行し、かつ、端辺で変形の波を反射する割合が比較的少ない場合、浮体全体を通しての瞬間的な変形は、 λ' の値の1/2倍毎に上下変位が0となる点が現われることが予想される為である。ただし、計算する波長によっては λ' の値の1/2倍毎にグリッド線を描いた場合、線が密になりすぎるので、Fig.296～Fig.299では λ' の2倍の値毎に、Fig.300～Fig.304では λ' の値毎にグリッド線を描いている。Fig.305～Fig.315では λ' の値の1/2倍の値毎にグリッド線を描いている。また、図中に於ける等高線は「0のみ」を描いてい

るので、浮体内の変形を波とみなすことが出来、その変形が規則的である場合、1波長分の変形に付き2本の等高線が規則的に描かれることになる。したがって、 λ' の値の1/2倍毎のグリッド線が描かれている Fig.305～Fig.315では、グリッド線と等高線の描かれる間隔が等しくなることが予想される (Fig.295参照)。また、以下に示す図で、幅の違う浮体の瞬間的な変形を重ねて描くにあたっては、それぞれの浮体の中心での入射波の位相を合わせている。

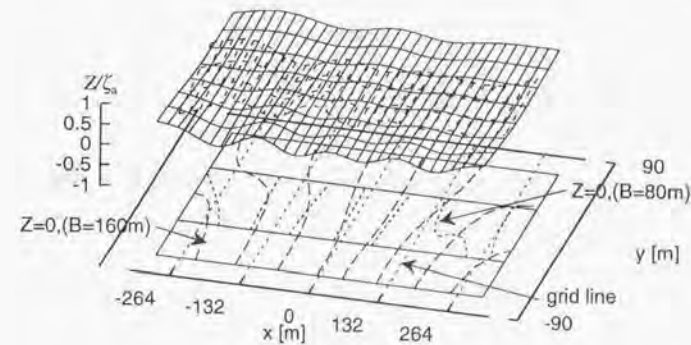


Fig. 295 : An example of the bird's-eye view of instantaneous distributions of vertical displacements in oblique waves $\lambda = 66m$

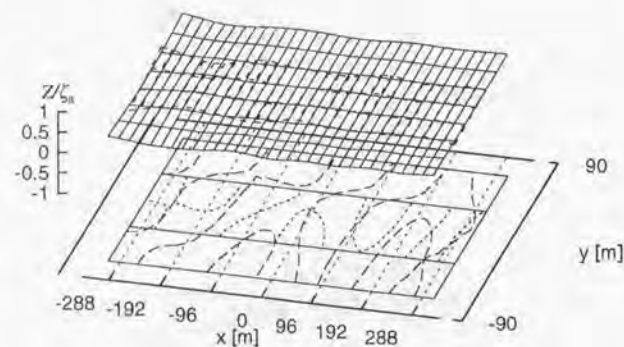


Fig. 296 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 24m$

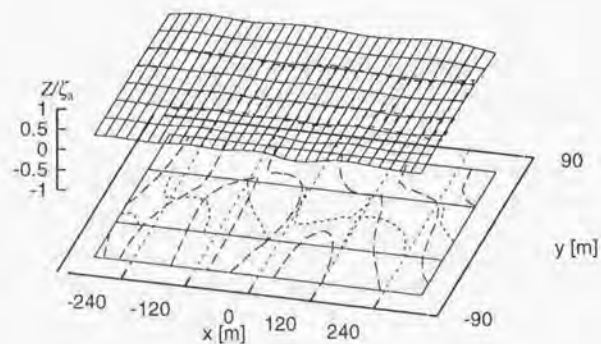


Fig. 297 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 30m$

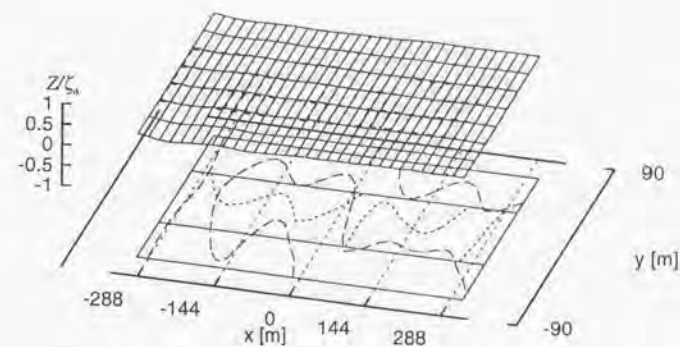


Fig. 298 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 36m$

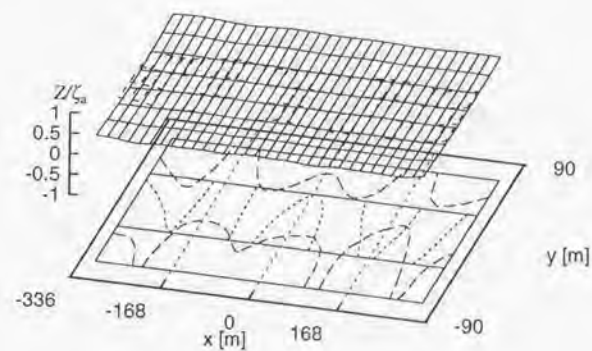


Fig. 299 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 42m$

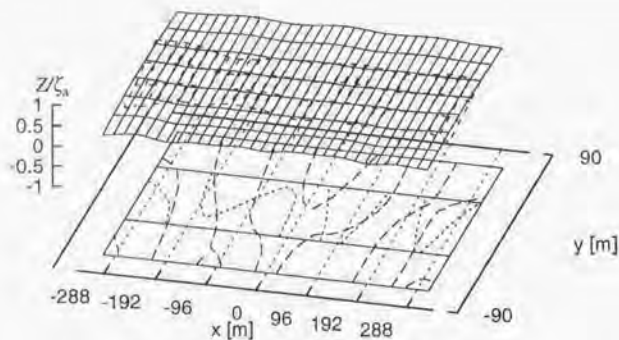


Fig. 300 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 48m$

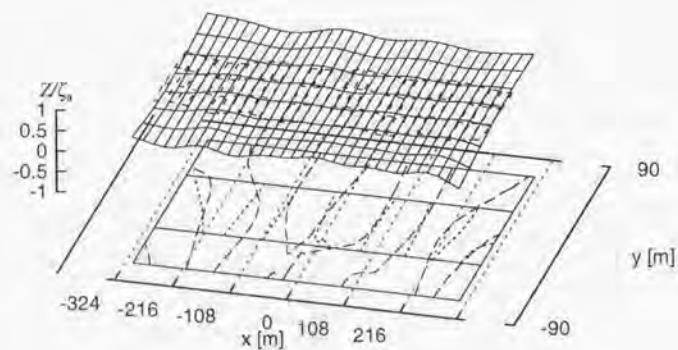


Fig. 301 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 54m$

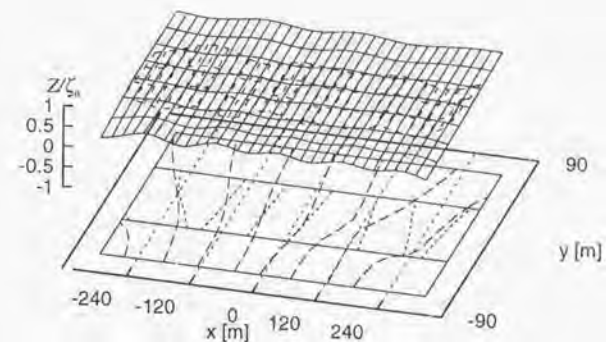


Fig. 302 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 60m$

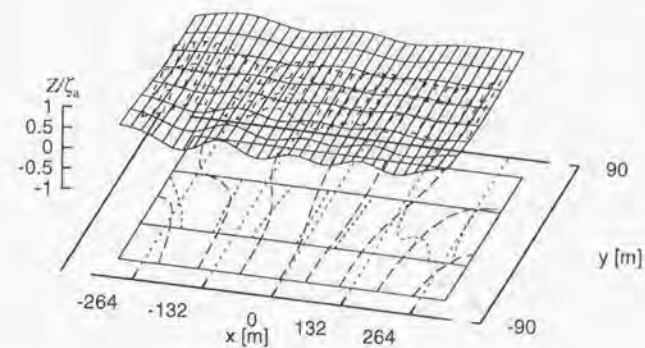


Fig. 303 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 66m$

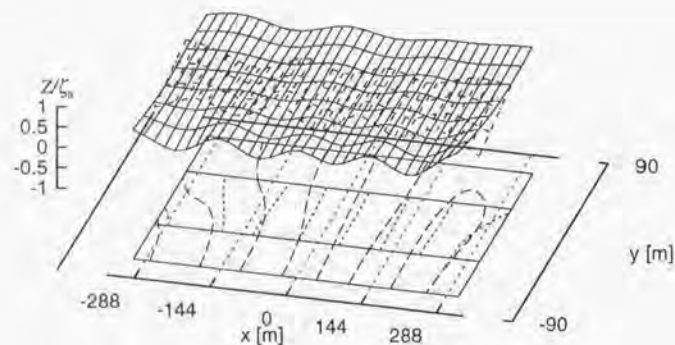


Fig. 304 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 72m$

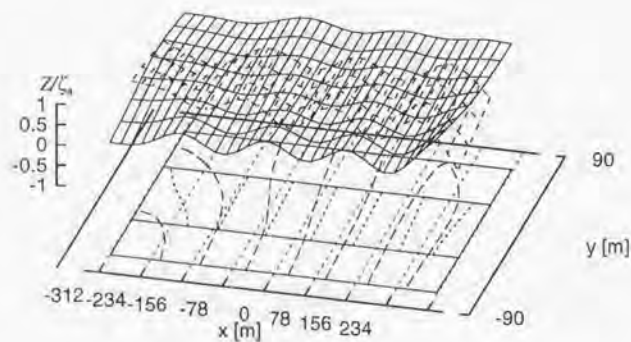


Fig. 305 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 78m$

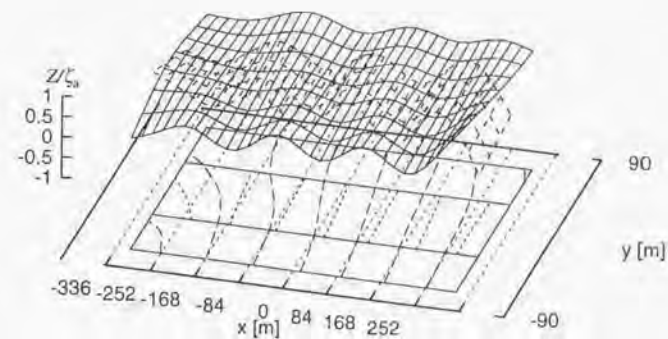


Fig. 306 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 84m$

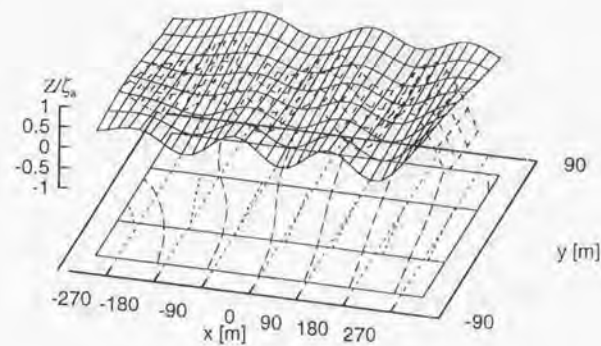


Fig. 307 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 90m$

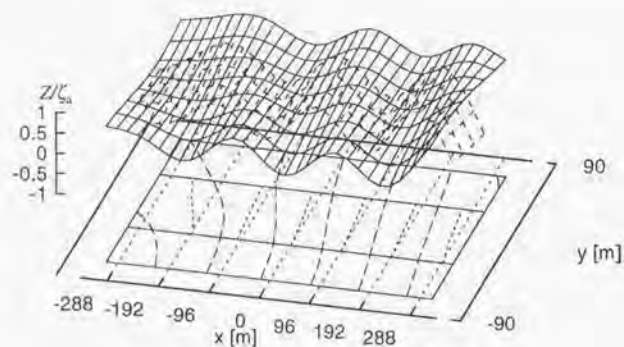


Fig. 308 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 96m$

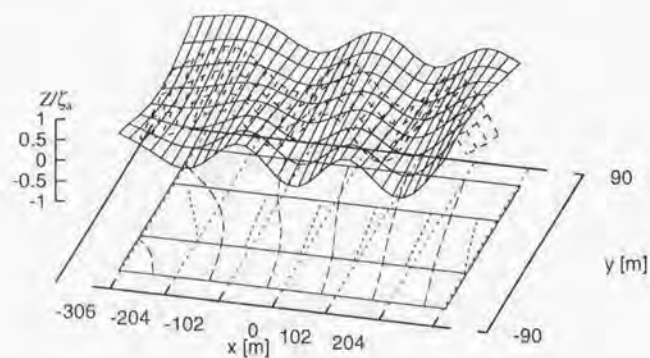


Fig. 309 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 102m$

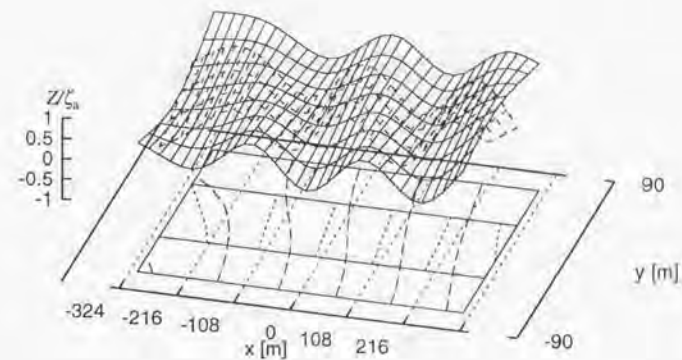


Fig. 310 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 108m$

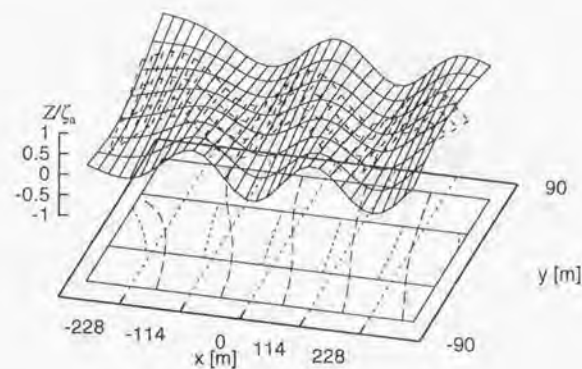


Fig. 311 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 114m$

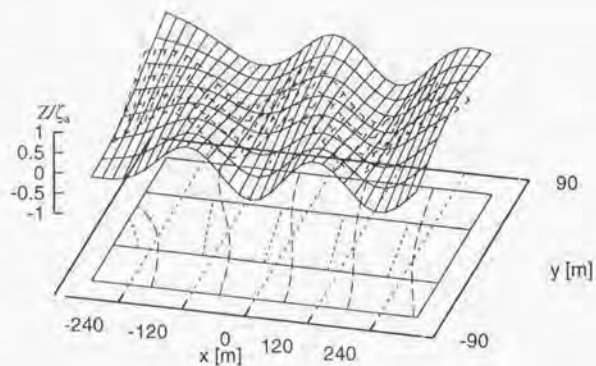


Fig. 312 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 120m$

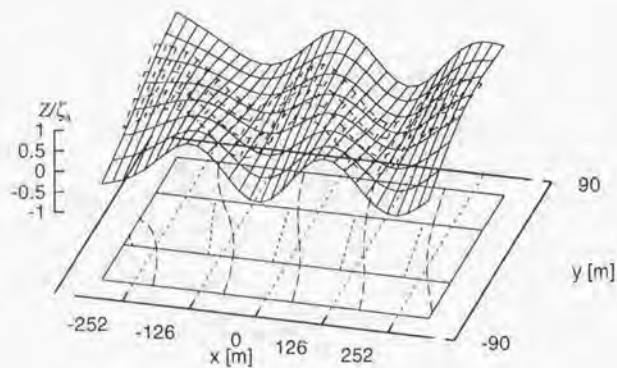


Fig. 313 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 126m$

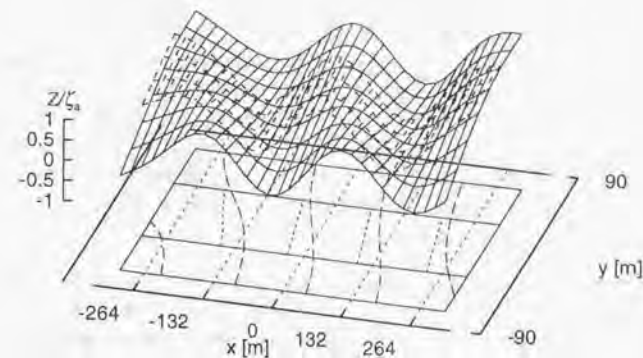


Fig. 314 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 132m$

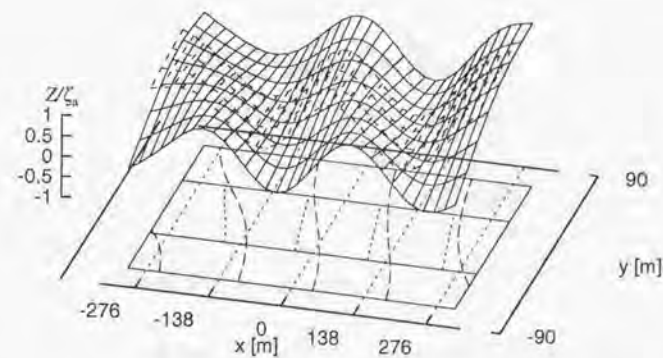


Fig. 315 : Bird's-eye view of distributions of instantaneous vertical displacements in oblique waves $\lambda = 138m$

これらの図を見ると、相対的に波長の短い幾つかのケースを除くと、幅の小さい浮体の方が等高線がy軸に平行に近いことから、変形が長手方向に沿って伝搬して行く様子が伺える。これは、幅が小さくなることで、構造物の応答が、一次元的な梁としての応答に近づく為と考えられる。また、浮体内の変形は規則的であり、特に、波長の短い幾つかのケースを除くと浮体の幅に関係なく、その変形は構造物の長手方向に対する入射波の波長 λ とはほぼ同じ間隔で繰り返されていることが伺え、物理的な直観が定性的には成り立つことを意味しているものと考えられる。ただし、変形の進行する向きが、波上側から徐々に変化している為に、大楠らの提唱する屈折角の特定には至らなかった。こうした波向きの変化は端部影響によるものと思われ、十分に長い構造物であれば、端部影響の現われない純粋に規則的な応答をする部分が相当な範囲を占めると思われる。

これまで見て来たように、浮体の長さ幅を変えることによっても、応答の振幅分布や瞬間的な変位分布が、浮体の大きさに依存しないことがあることが、確かめられた。たとえば縦波中の場合、波下端部からの変形の反射の影響が少ない場合は、応答の振幅分布が浮体の長さに因らないことが観察された。したがって、長大な浮体に関する計算を行う場合、想定される浮体と同じ幅をもつ長さの異なる浮体の弾性応答と比較することは、計算結果の評価の一つとして考えられるものと思われる。

また、本論文における斜め波の計算では浮体の幅が小さく、その両端で変形が反射しあい、それらが重なり合うことで変形の山谷が形成され、複雑な振幅分布が観察されたが、長さ幅ともに十分な大きさを持つ浮体を想定した場合、どちらが長手方向でどちらが幅方向かという見分けは出来なくなることから、縦波中の場合と同様の理由で、浮体の大きさに因らない定量的に一定な応答が観察されることが予想される。

2.2.2 ポンツーン型浮体とコラム支持型浮体との応答の比較

本論文で示した定式化の一つの特徴は、コラム支持型浮体に関してもほとんどポンツーン型浮体に関する計算と同様に扱うことが出来る点にある。フーティングが付いたようなセミサブ型浮体に関しても、同様にして扱うことが出来る。現状において、ポンツーン型浮体のモデルとコラム支持型浮体のモデルを、ほぼ同一の計算アルゴリズムで計算した例は、ほとんど無いと言って良い。そこで、この節では本論文で示した定式化に基づき作成したプログラムの特徴を生かし、ポンツーン型浮体とコラム支持型浮体の波浪中弾性挙動に関する比較計算を行う。

(1) 1200m 超大型浮体式構造物モデルを用いた比較計算

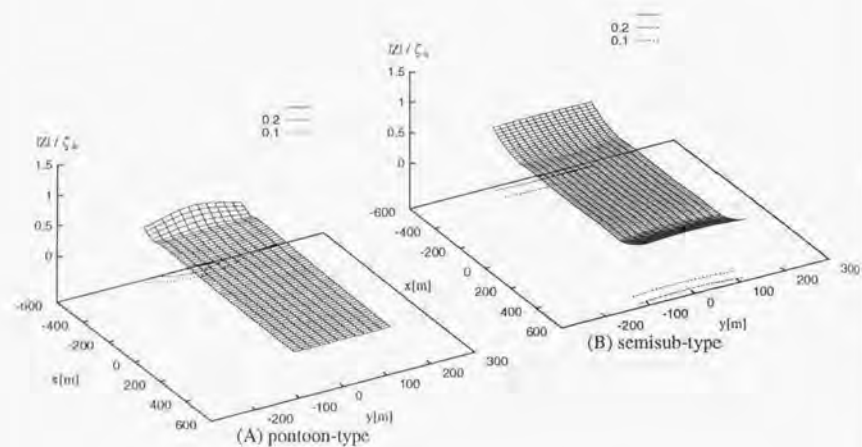
ここでは同じ剛性と平面サイズをもつポンツーン型浮体とコラム支持型浮体との応答を比較して見る。コラム支持型浮体の計算対象として、Table 9に示す条件を用いた。Table 9は、Table 6で示したポンツーン型の VL15 の浮体を基本とし、剛性と平面サイズを維持しつつ、 $80 \times 16 = 1280$ 本の円柱型のコラムにより支持されてい

Table 9 : The principal particulars of the pontoon model (VL15) and column-supported model (modified from VL15) used for the calculation

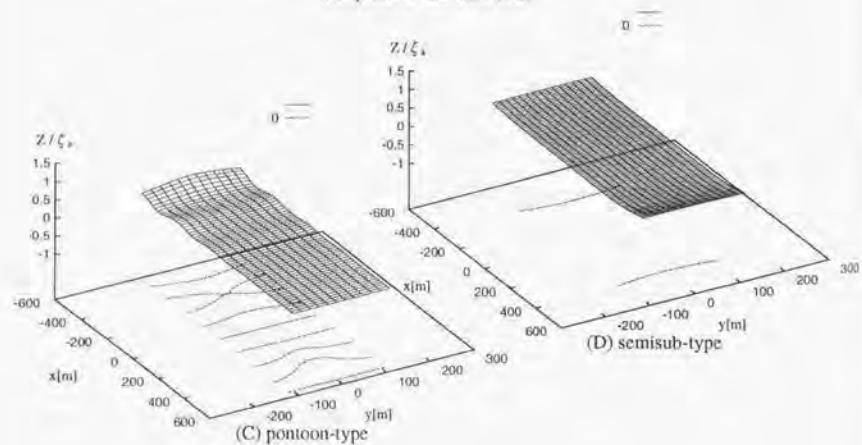
	Pontoon-type	Semisub-type
Length (L)	1200m	1200m
Breadth (B)	240m	240m
Stiffness $EI_{Longl.}$	$1.07 \times 10^{13} N \cdot m^2$	$1.07 \times 10^{13} N \cdot m^2$
Total displacement weight (W)	288kton	282.6kton
Water depth	20m	20m
λ / L	0.04, 0.06, ..., 0.16, 0.18	0.04, 0.06, ..., 0.16, 0.18
Angle of the incident waves	0[deg], 45[deg]	0[deg], 45[deg]
Diameter of the cylinder (D)		7.5m
Depth of the cylinder		5.0m
Distance between adjacent cylinders		15.0m (2D)
The total number of the cylinders		$80 \times 16 = 1,280$

ると仮定したコラム支持型の浮体である。Fig.316~Fig.331に計算結果を示す。各図において

- (A): ポンツーン型浮体の振幅分布
- (B): コラム支持型浮体の振幅分布
- (C): ポンツーン型浮体の瞬間的な上下方向変位分布
- (D): コラム支持型浮体の瞬間的な上下方向変位分布を表している。

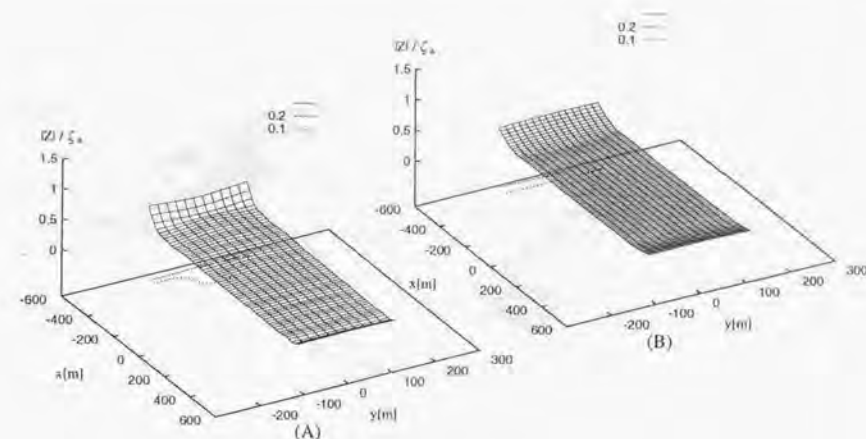


Amplitude distribution

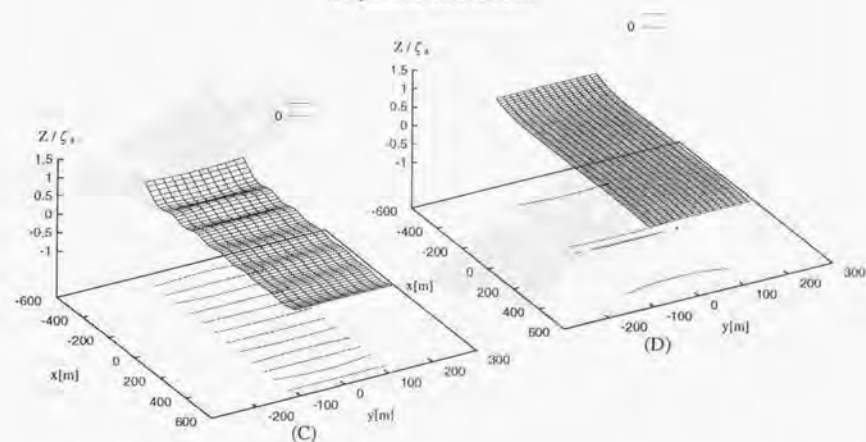


Instantaneous displacement distribution

Fig. 316 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.04$)

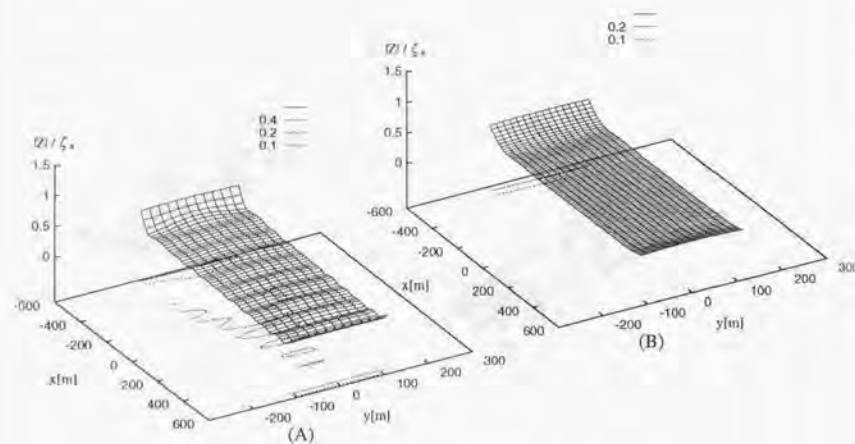


Amplitude distribution

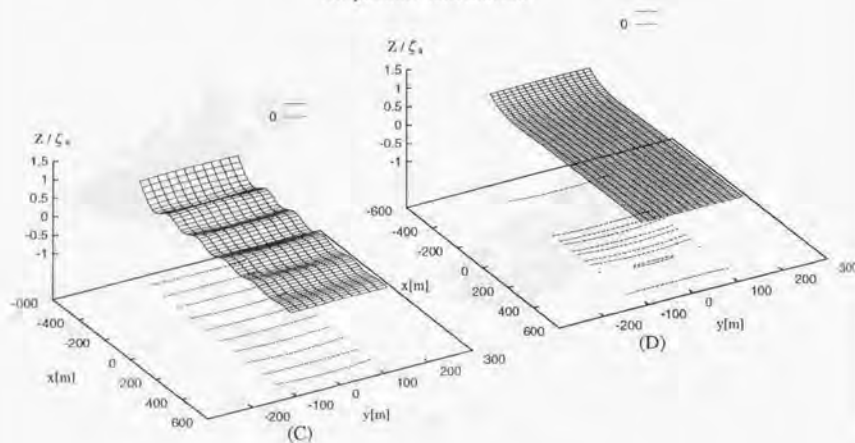


Instantaneous displacement distribution

Fig. 317 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.06$)

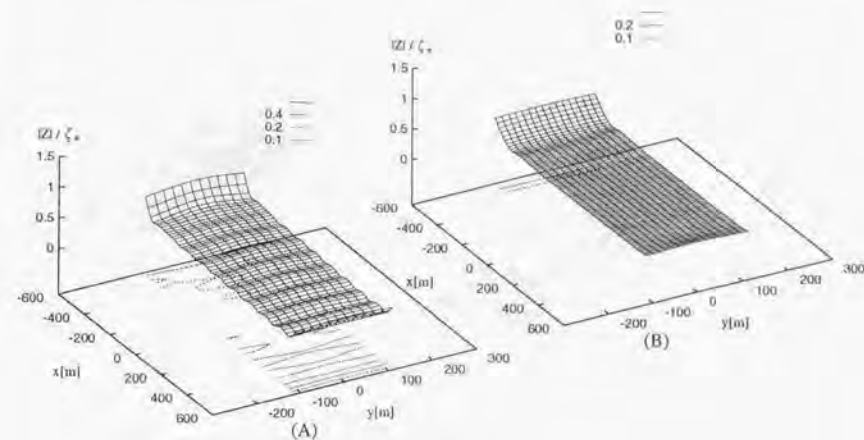


Amplitude distribution

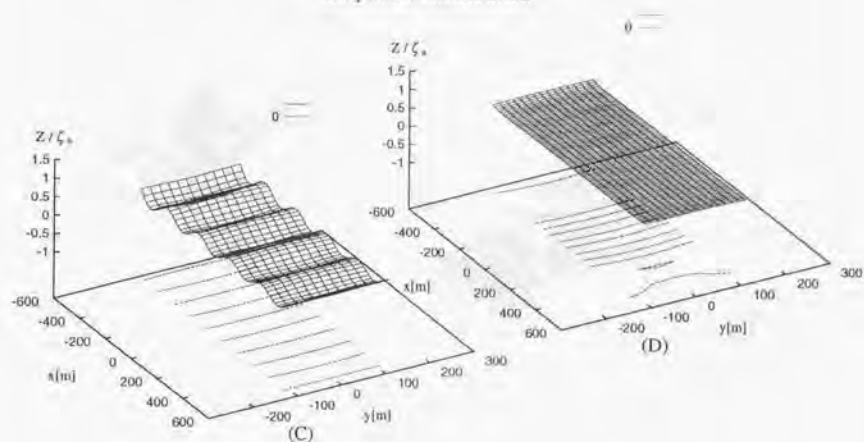


Instantaneous displacement distribution

Fig. 318 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.08$)

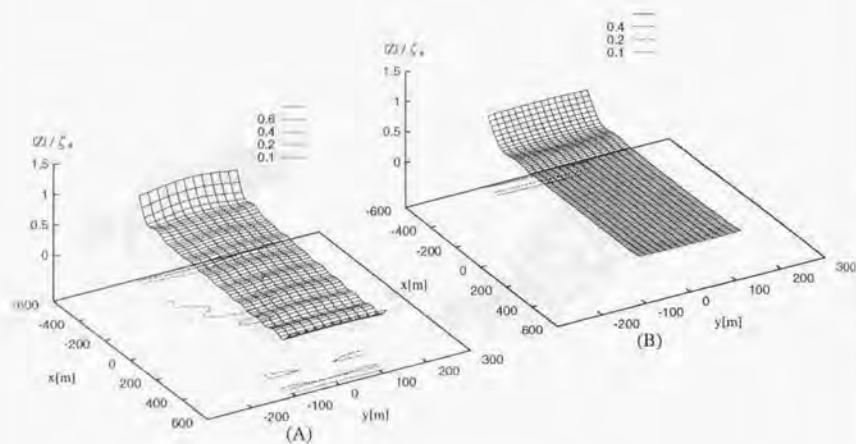


Amplitude distribution

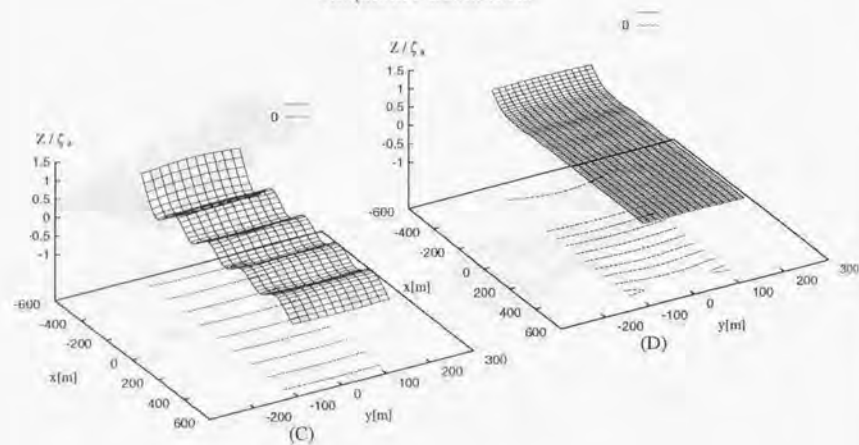


Instantaneous displacement distribution

Fig. 319 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.10$)

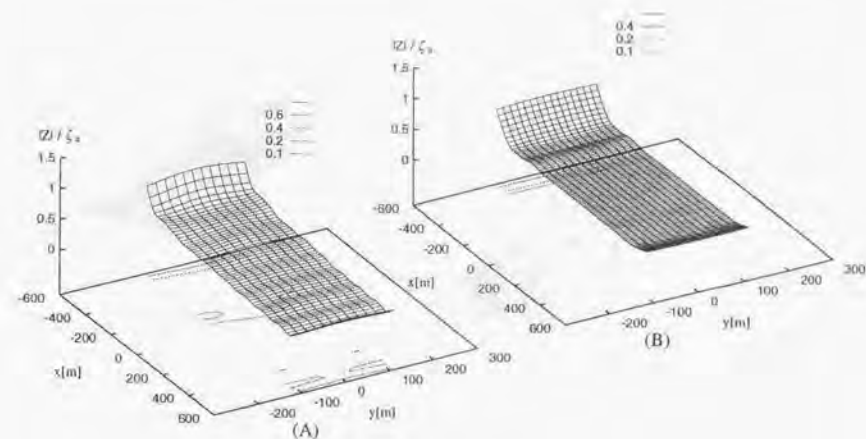


Amplitude distribution

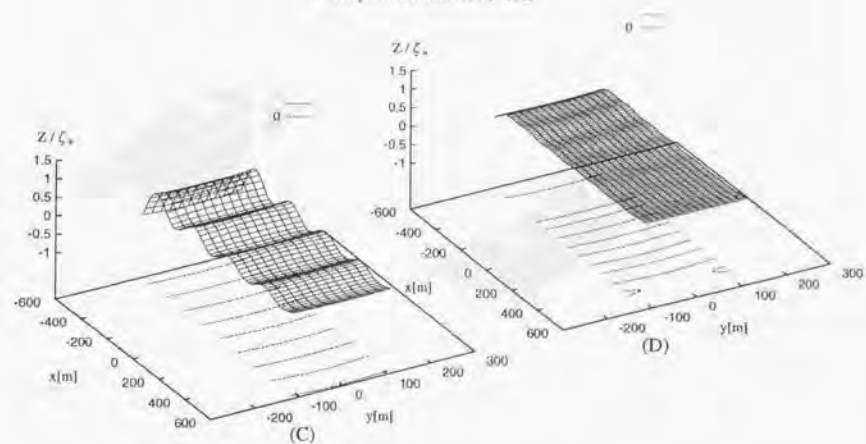


Instantaneous displacement distribution

Fig. 320 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.12$)

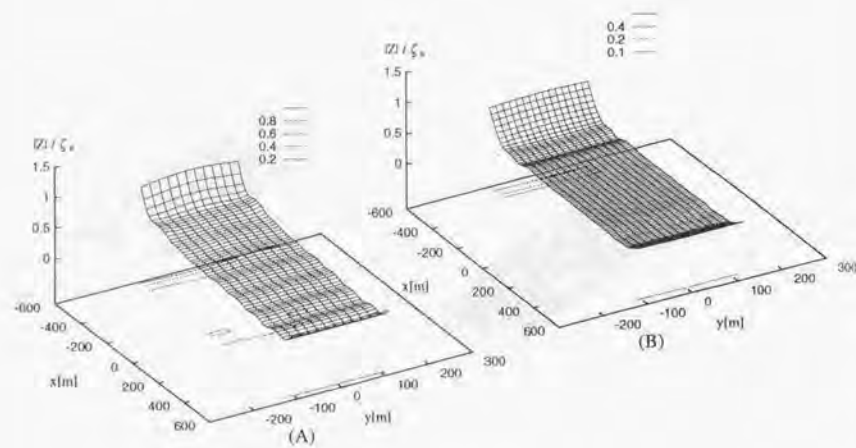


Amplitude distribution

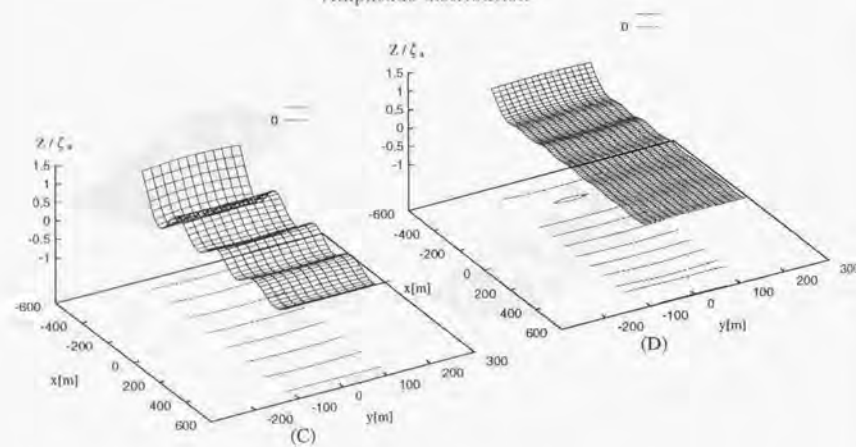


Instantaneous displacement distribution

Fig. 321 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.14$)

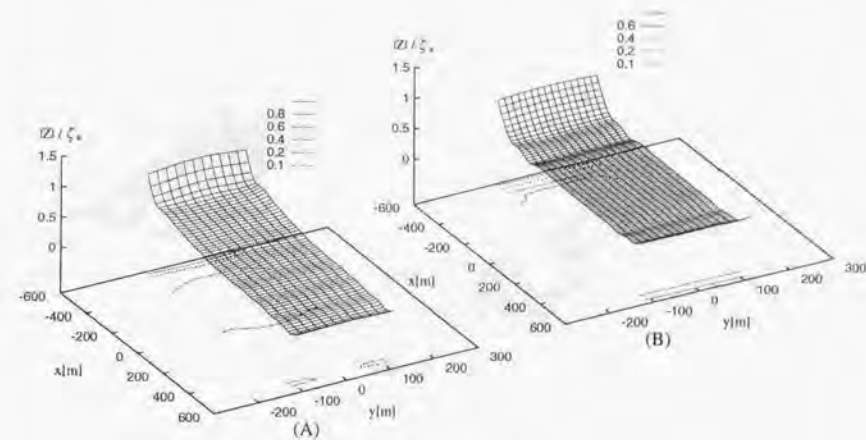


Amplitude distribution

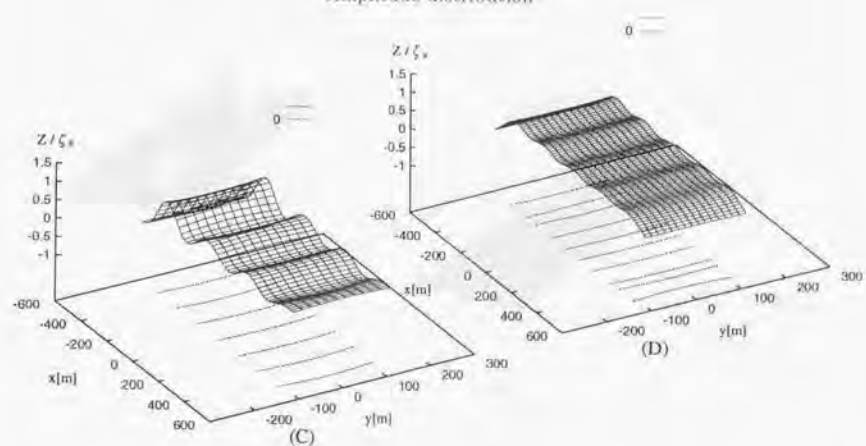


Instantaneous displacement distribution

Fig. 322 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.16$)

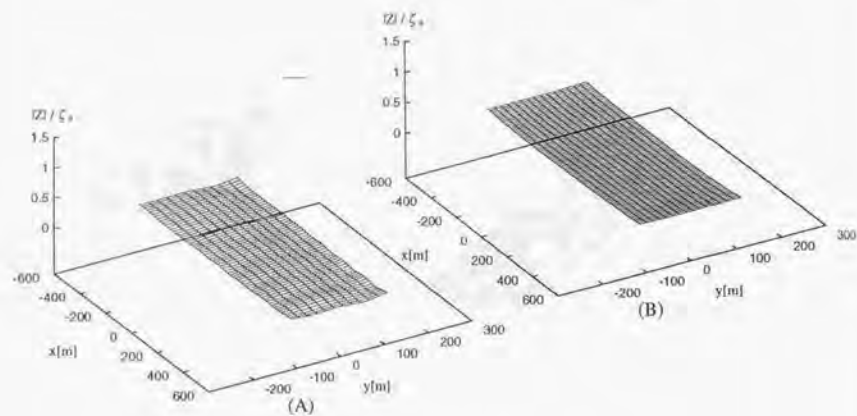


Amplitude distribution

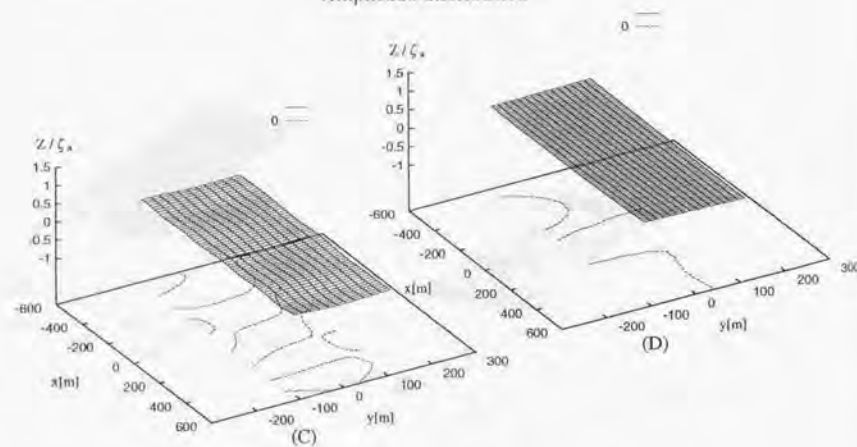


Instantaneous displacement distribution

Fig. 323 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.18$)

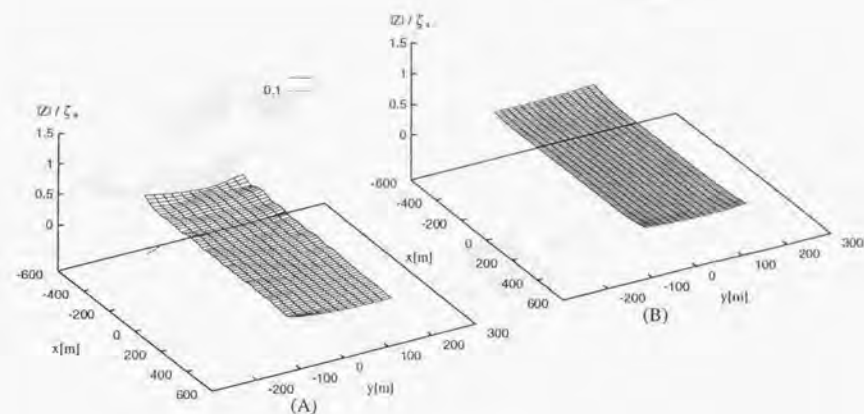


Amplitude distribution

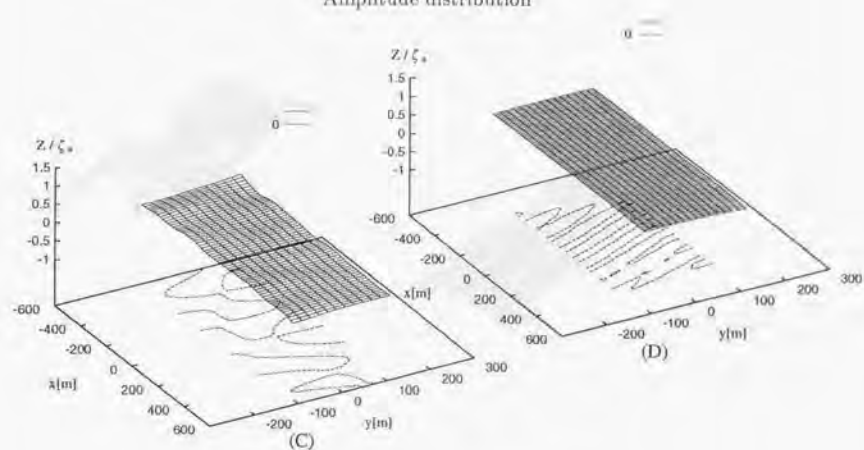


Instantaneous displacement distribution

Fig. 324 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.04, \beta = 45[deg]$)

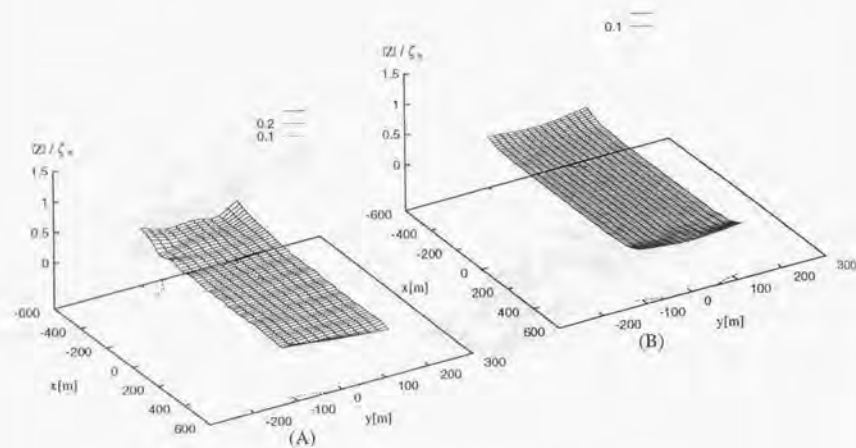


Amplitude distribution

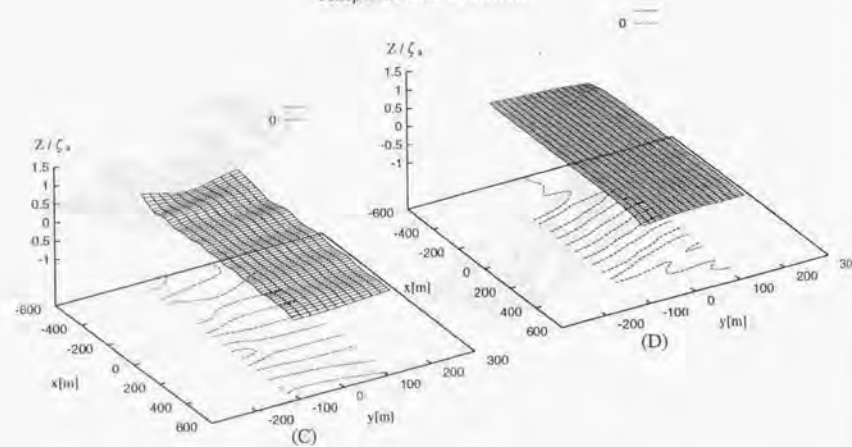


Instantaneous displacement distribution

Fig. 325 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.06, \beta = 45[deg]$)

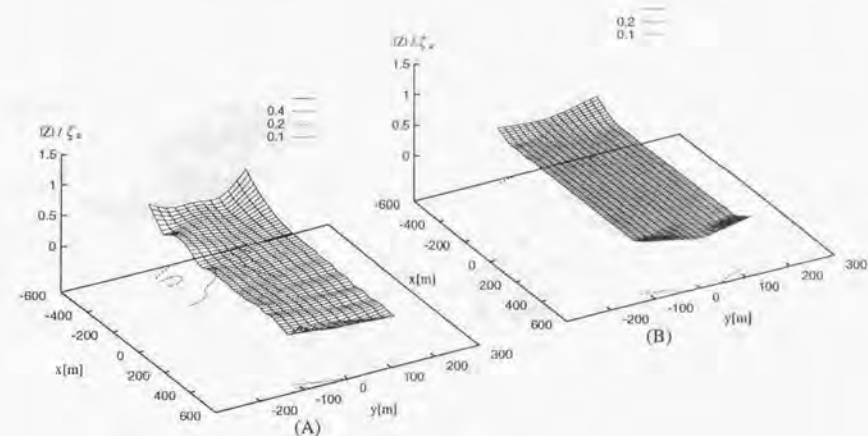


Amplitude distribution

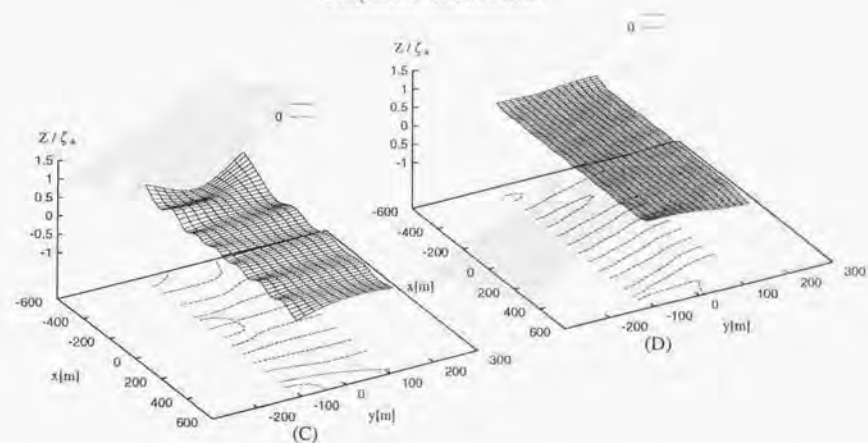


Instantaneous displacement distribution

Fig. 326 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.08, \beta = 45[deg]$)

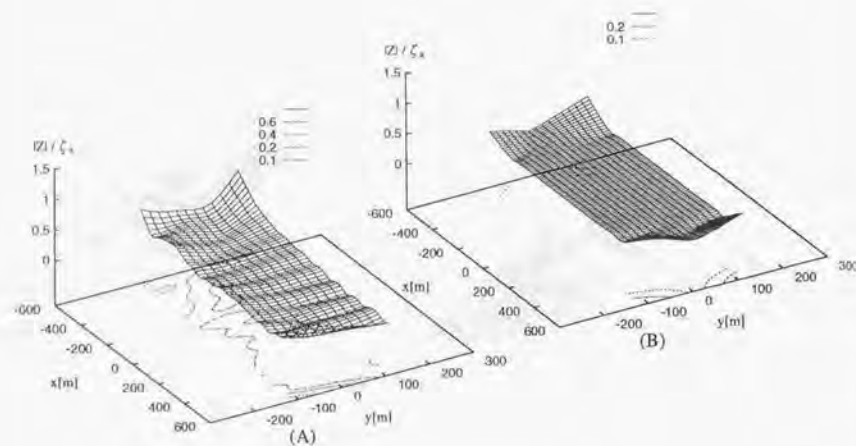


Amplitude distribution

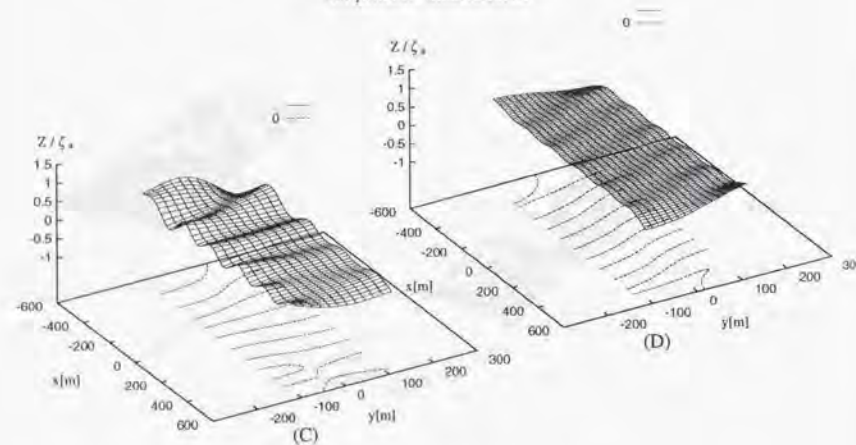


Instantaneous displacement distribution

Fig. 327 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.10, \beta = 45[deg]$)

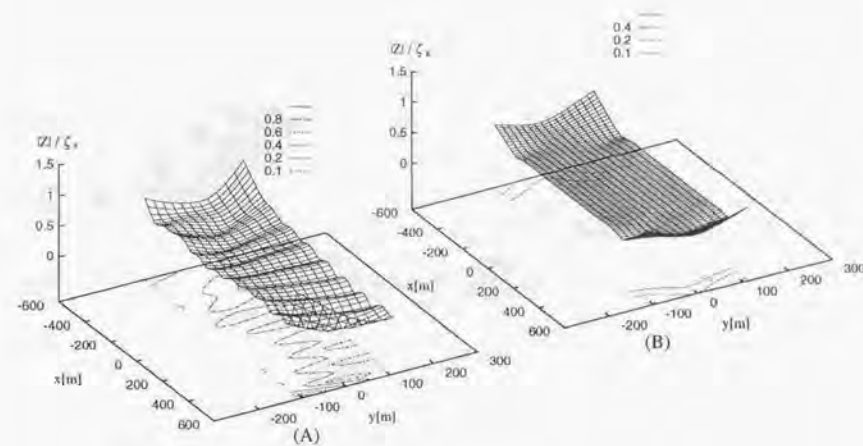


Amplitude distribution

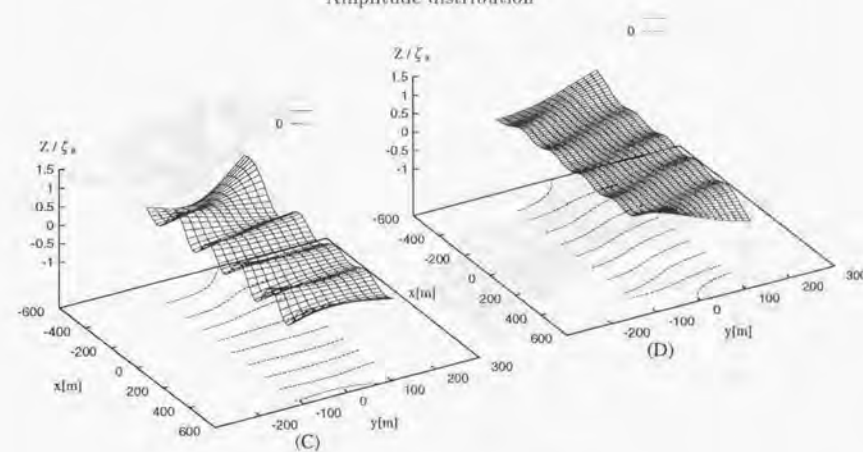


Instantaneous displacement distribution

Fig. 328 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.12, \beta = 45[\text{deg}]$)

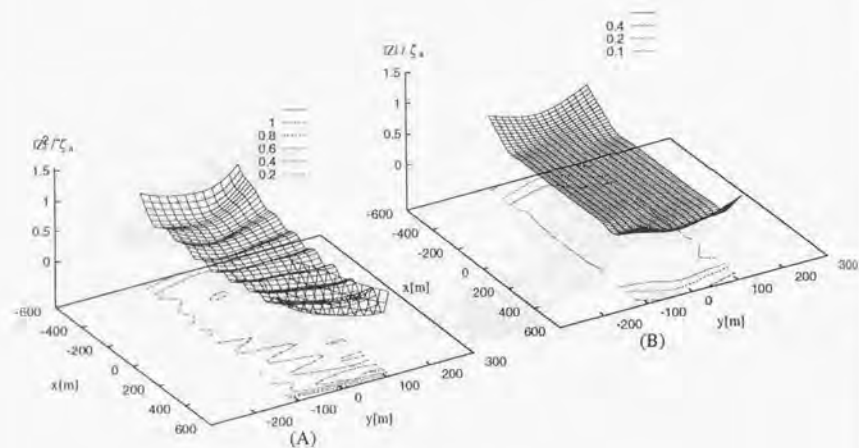


Amplitude distribution

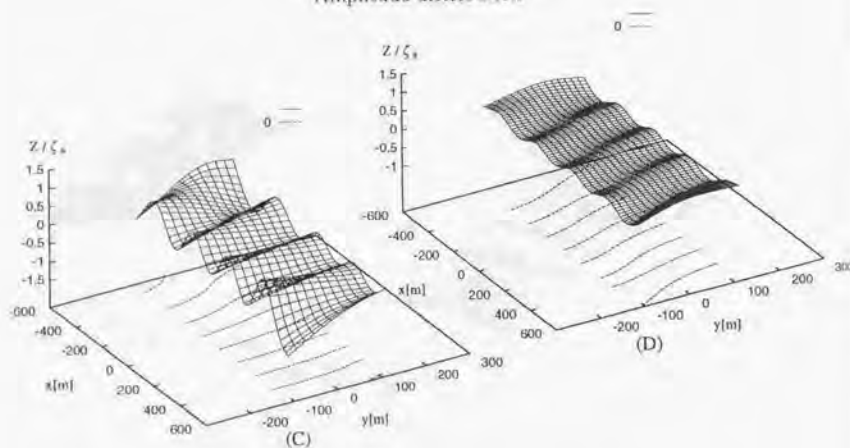


Instantaneous displacement distribution

Fig. 329 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.14, \beta = 45[\text{deg}]$)

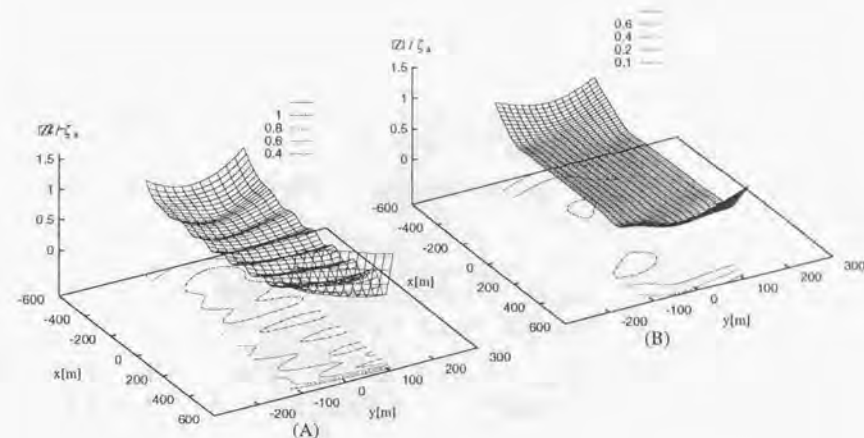


Amplitude distribution

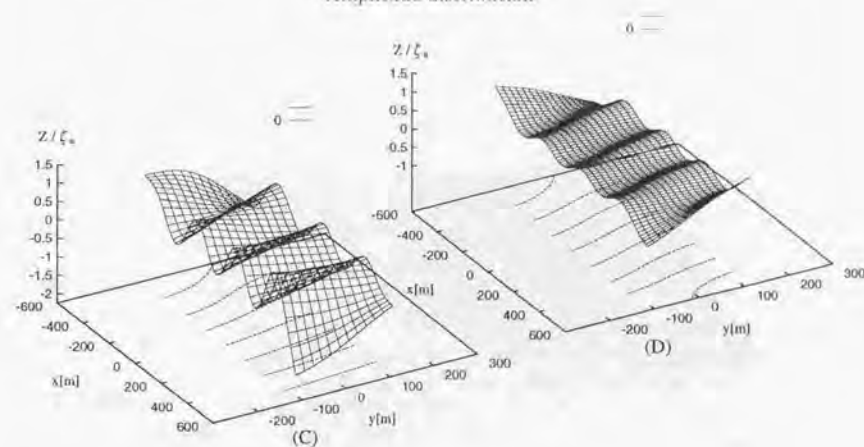


Instantaneous displacement distribution

Fig. 330 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.16, \beta = 45[deg]$)



Amplitude distribution



Instantaneous displacement distribution

Fig. 331 : The comparisons of the longitudinal distributions of local vertical amplitudes of the pontoon-type VLFS and those of the column-supported-type VLFS ($\lambda/L = 0.18, \beta = 45[deg]$)

これらの図から、ポンツーン型浮体とコラム支持型浮体との振幅分布を比較すると

- 縦波中でも斜め波中でも、一般的にコラム支持型浮体の方がポンツーン型浮体に比べて変位量が少ない。
- ポンツーン型浮体の場合、振幅分布が山谷を形成しているのに対し、コラム支持型浮体の場合、振幅分布が山谷を形成していない。
- 斜め波中の場合、ポンツーン型浮体の方が、浮体内を進行する波の波頂線がy軸に対して平行に近い。

という点が、ポンツーン型浮体とコラム支持型浮体の応答の顕著な差として観察される。ポンツーン型浮体に関する計算で、こうした振幅分布が山谷を形成する理由として、前節では浮体の長さによる影響に関する計算結果から、

- ポンツーン型浮体の場合、このような浮体内の変形は、入射波による流体力を起振力として波上端部で発生し、進行方向を保ちつつ浮体に関し上流側から変形の波が浮体のより下流側へと伝達していく。こうして進行した変形の波が、下端部で反射されると、それら進行方向の異なる変形が重なり合い振幅の山谷が形成される

と考察した。この考察に基づけば、そうした振幅分布の山谷がコラム支持型浮体に関する計算では形成されないことから、

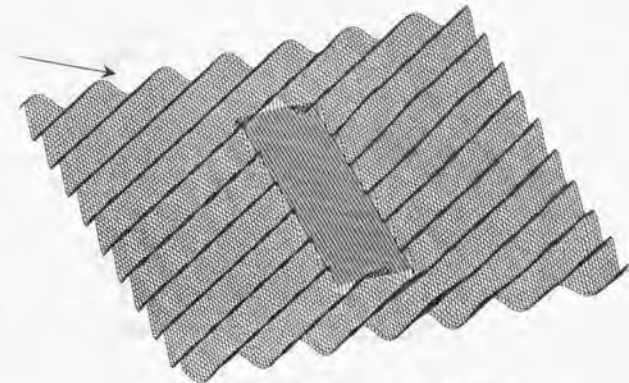
- 波上端部より発生した浮体内を進行する変形が波下端部で反射されていない

ということになる。波下端部からの反射の影響が少ないということは、浮体内の変形が進行波のように浮体上を進行することを意味するが、こうした場合、浮体の内部の流体領域でも進行波の成分が強くなることが予想され、コラム支持型浮体の場合、ポンツーン型浮体に比べて、入射波が浮体の内部まで進行していると考えられる。

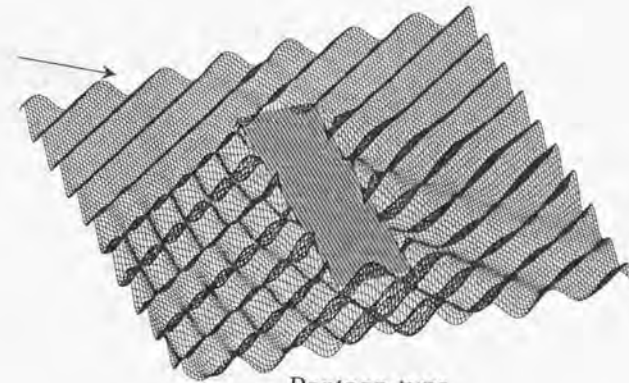
そこで、 $\lambda = 144\text{m}$ 入射角 45° の場合の浮体周辺の水面変位の分布を計算した。Fig.332 に鳥瞰図を Fig.333 に等高線のみを示した図を示す。いずれの図も瞬間的な水面変位の分布を表しており、上図がコラム支持型浮体の計算結果で、下図がポンツーン型浮体の計算結果である。

これらの図を見ると、コラム支持型浮体では流場に対して浮体の影響がほとんど無く、あたかも初期入射波がそのまま透過しているように観察されるのに対し、ポンツーン型浮体の場合、浮体の波上側の流場には入射波と浮体端部における反射波の干渉による定在波が生じ、浮体の波下側では浮体による遮蔽や回折の効果が顕著に観察される。

こうした結果は、コラム支持型浮体を入射波がほぼ全面にわたり透過していることを示しているものと思われ、この透過していく入射波によって、コラム支持型浮体の内部での変形が誘起されるとすれば、流体力成分として入射波による Diffraction



Column-supported-type



Pontoon-type

Fig. 332 : The distribution of the instantaneous water surface elevation around the column-supported-type VLFS and the pontoon-type VLFS ($\lambda/L = 0.12, \beta = 45[\text{deg}]$)

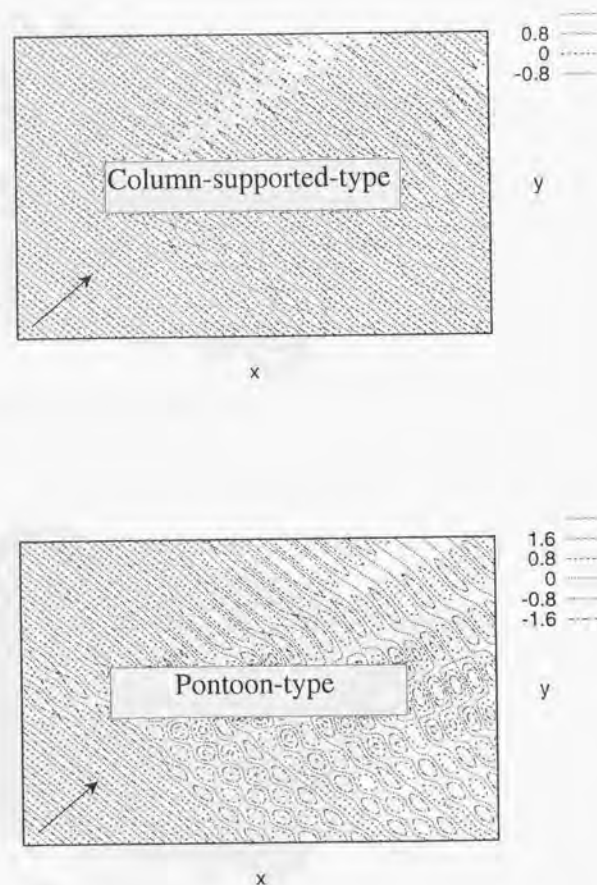


Fig. 333 : The contour graph of the distribution of the instantaneous water surface elevation around the column-supported-type VLFS and the pontoon-type VLFS ($\lambda/L = 0.12, \beta = 45[deg]$)

流体力の成分が大きく、過渡的な状態を経過した定常状態においては入射波の波長に近い波長の変形成分の運動が残ることが予想される。

このことは、縦波中の場合の瞬時的な形状分布を見ても、コラム支持型浮体の変形は、入射波の波長に近い変形波を形成していることが観察され、入射波の波長よりもかなり長い変形波を形成しているボンツーン型浮体の応答とは大きく異なる。

(2) コラム支持型浮体の同調運動

これまでの計算結果からは、ボンツーン型浮体とコラム支持型浮体の波浪中弾性応答に関しては、変位量の少なさなど、コラム支持型浮体の方が優れていると思われる。しかし、今回想定しているようなコラム支持型浮体の場合、定式化の検討のところで指摘したように、単体の同調周期に近いところに、同調運動が観察されるはずである。そこで、2.2(1)で対象としたコラム支持型浮体の一部を取り出した、長さ幅の異なるコラム支持型浮体の、周波数応答特性を調べた。

Fig.334 ~ Fig.338に示しているのは、縦波中のセンターライン上の上下方向変位振幅分布(左図)、瞬時的な上下方向変位分布(右図)であり、横軸に ka 、縦軸に長手方向位置、鉛直軸に Z/ζ_a (Z :上下方向変位)をとっている。ここで、 k は波数、 a は円柱の半径を意味している。

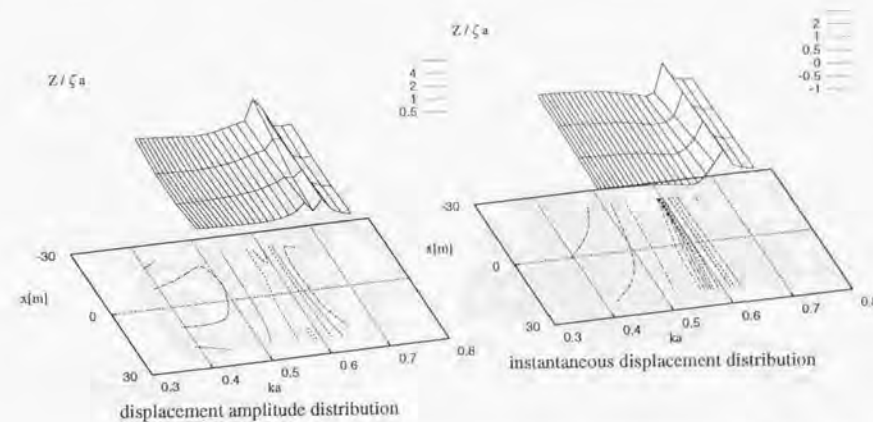


Fig. 334 : The longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes of column-supported-type VLFS ($L \times B = 60m \times 60m$)

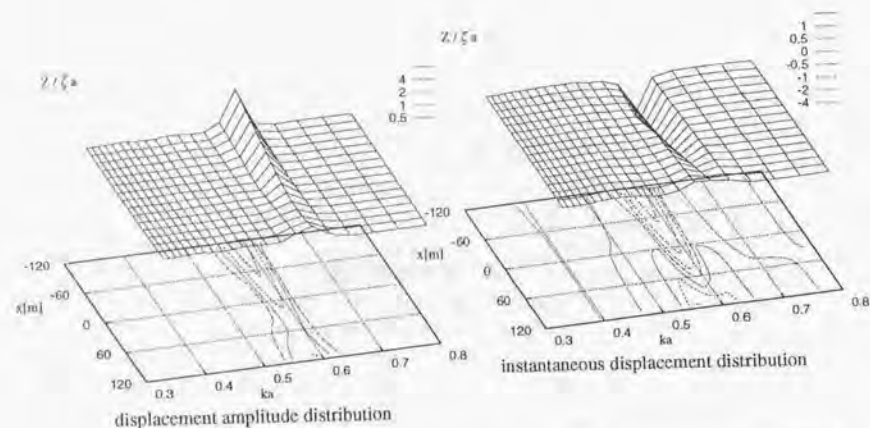


Fig. 335 : The longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes of column-supported-type VLFS ($L \times B = 240\text{m} \times 240\text{m}$)

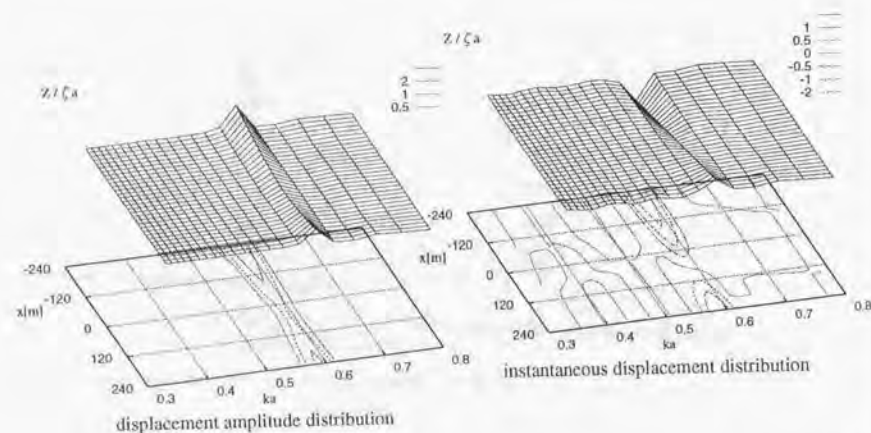


Fig. 336 : The longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes of column-supported-type VLFS ($L \times B = 480\text{m} \times 240\text{m}$)

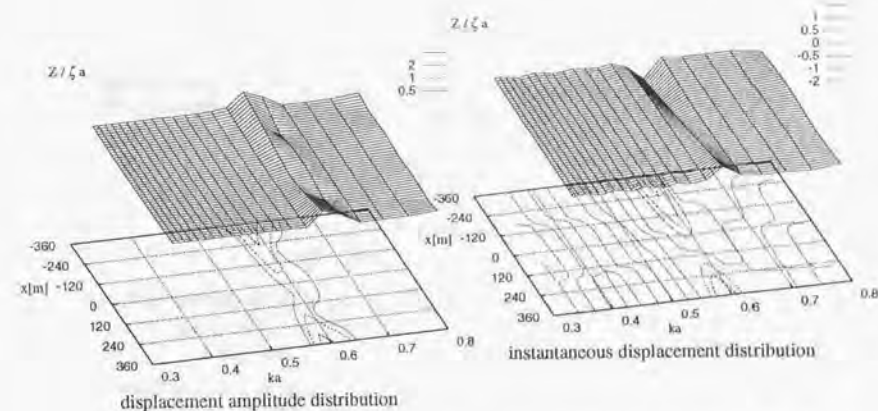


Fig. 337 : The longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes of column-supported-type VLFS ($L \times B = 720\text{m} \times 240\text{m}$)

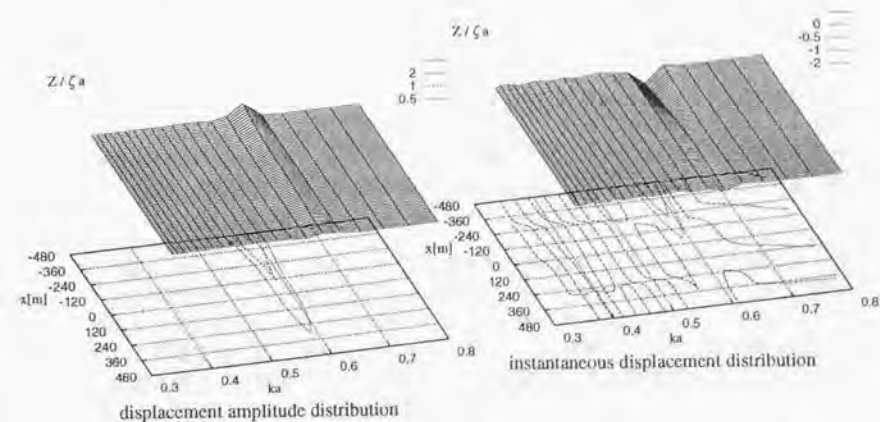


Fig. 338 : The longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes of column-supported-type VLFS ($L \times B = 960\text{m} \times 240\text{m}$)

Fig.334をみると、 $L \times B = 60m \times 60m$ (支持コラムは4本 \times 4本=16本)のコラム支持型浮体では $ka = 0.6$ 付近で、弾性応答のピークが観察される。 $ka = 0.6$ 付近での弾性応答のピークは、長さの異なるコラム支持型浮体に関する計算 Fig.335 ~ Fig.338 においても観察される。ちなみに、この $ka = 0.6$ は波長にして約40mに相当するものである。

コラム支持型浮体の弾性応答の周波数応答特性が鋭く大きくなる周波数が存在するという点は、実用的な波周波数範囲では同様の大きな応答が観察されないボンツーン型の場合とは大きく異なる点である。また、コラム支持型浮体の場合、浮体の大きさに関わらず、ピークとなる周波数が支持コラム単体のピークの周波数とほとんど変わらないことに関しては、定式化の確認のところで考察され、予想されたことであるが、実海域にコラム支持型浮体やセミサブ型浮体を設置する際には、こうしたピークを生じないようなコラムの径や配置を選択をする必要がある。

今回の計算結果からボンツーン型浮体と、コラム支持型浮体の流力弾性挙動について比較すると Table 10 のようになる。

Table 10 : Comparisons of characteristics of the hydroelastic behaviour of VLFS between pontoon-type and column-supported-type

	Pontoon-type	Column-supported-type
Amplitudes of displacements	Large	Small
The effect on the waves around a VLFS	Large	Small
Length of elastic waves	Longer than the wavelength	Close to the wavelength
Resonance peak	Not observed	Observed

第3章

近似解析手法の導入

本論文では1章において、浮体の弾性変形を微小部分浮体の剛体運動の連で表し、連結部材の剛性による復原力を微小部分浮体の変位の差分で評価する手法を提案したが、この手法のメリットは、単に複雑な変形や端部での境界条件を容易に扱えるだけでなく、本章で述べるように、対象浮体が超大型であることを逆に利用した近似解析手法を容易に採り入れることが出来る点にある。この近似解析法の概念の導入により、扱うことの出来る微小部分浮体の総数をさらに1桁増やすことが可能になる。したがって、第1章で示した手法と組み合わせることで、「扱える微小部分浮体の総数を2桁」増やすことが可能となり、提案されているような1万本を超える脚に支持された、5000m規模のセミサブ型浮体の流力弾性挙動の推定が可能となる。

3.1 近似の概念

この章で用いるような、対象とする浮体式構造物が超大型であることを逆に利用した近似の概念は、影本ら⁴³⁾によって提案され、影本、朱ら⁴⁴⁾によって超大型浮体式構造物の Diffraction/Radiation 特性の解析に導入され、非常に高い精度でしかも、高速に計算できることが示されている。以下に、その近似解析手法の概念を述べる。

長さ・幅が数kmに及ぶような超大型浮体式構造物の波力や流体力の解析に、既存の数値解析手法を直接適用しようとすると、構造物が巨大になるため、計算量が膨大になる。このような問題の解決法として、構造物の規模が大きいことを逆に利用し、端部を除く構造物周りの流場が、水平方向に無限の広がりを持つ構造物周りの流場に等しいと仮定することによって、計算量の大幅な軽減を図ることができる (Fig.339)。その際、いわゆる端部影響は構造物の内部と端部の相互干渉影響を、第1章で示した手法と同様に考慮することにより評価できる。朱、影本ら⁴⁴⁾はモード解析法による弾性応答の計算に必要となる、波力と各モード毎の流体反力の計算に対して、こうした近似解析手法を取り入れたが、本研究では流場と弾性応答を同時に扱っているので、流場だけでなく浮体内の各部における変位についても同様の近

似解析の概念を導入する必要がある。

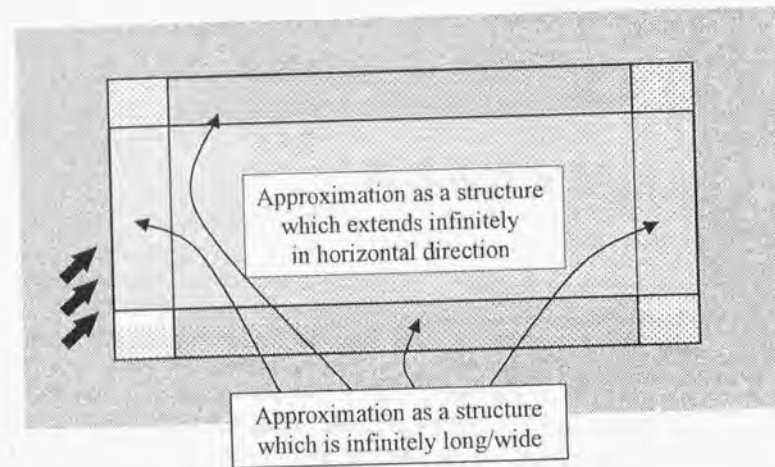


Fig. 339 : The concept of the approximation that exploits the fact that a VLFS is very large

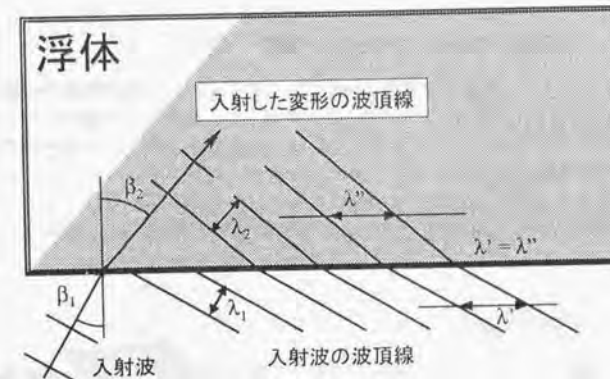


Fig. 340 : A sketch of the elastic displacement of a VLFS in waves

これまでの計算例からも浮体式構造物の弾性応答に関して、内部の領域に関してはある程度規則的な応答が確認されており、たとえば斜め波の場合にはポンツーン型浮体でもコラム支持型浮体でも、長手方向に対して変形の波頂線の間隔 λ'' が波向きを考慮した入射波の波頂線の間隔 λ' に近いことが観察されている (Fig. 340 参照)。

こうした応答の規則性を何らかの関数で表現することが出来れば、規則的な応答をしている部分に近似解析手法を導入することが出来る。こうした近似解析手法の導入は、構造物の端部領域においては純然たる離散化手法、内部領域においては定量的特性を満足するモード関数を適用するという、本論文の第1章で提案した弾性変形に関する表現に関する2つの手法の、ハイブリッド型であると言える。内部領域の変形並びに流場を一つの関数ではなく、いくつかの関数の重ね合わせとして表現することも可能である。

仮に内部領域の応答変位を M 個の関数の重ね合わせで表現できたとすれば、内部領域に関する N 個の未知数のうち独立なものは M 個となるから、未知数の数は M/N となり、構造物の大きさが大きくなり、内部領域と言える部分が大きくなればなるほど、近似解析手法の導入による計算量の軽減の効果は大きくなる。

3.2 近似解法を用いた計算

3.2.1 近似解法を用いた計算の比較・検討

現在のところ、任意の波向きに対して、3.1 で示唆した近似解析を具体化するに至っていないが、横波中については以下のような近似解析が可能である。Fig. 341 に示すように、横波中における超大型浮体（ポンツーン型・コラム支持型に係わらず）の流力弾性応答を考えると、波の進行方向に対して垂直である $y = \text{const}$ 上では、浮体の長さが波長に比べて非常に長ければ、端部影響を受けない部分では、微小部分浮体の上下方向変位、並びに各部分浮体周りの流場は位相・振幅共に等しく、

$$\begin{aligned} \dots &= Z_{i-1,j} = Z_{i,j} = Z_{i+1,j} = \dots \\ \dots &= \phi_{i-1}^0 + \phi_{i-1}^1 = \phi_i^0 + \phi_i^1 = \phi_{i+1}^0 + \phi_{i+1}^1 = \dots \end{aligned} \quad (3.2.1)$$

が良い近似で成り立つものと考えられる。このような近似を用いて具体的に計算を行い、近似を用いない計算結果と比較して、その有効性を検討する。計算は、セミサブ型浮体に関する定式化の適用例として前章の計算で対象とした 1280 本の円柱型コラムを有するコラム支持型浮体 (Table 9 参照) に関して行ったが、近似解析手法を用いた際の近似領域を Fig. 341 に示す。

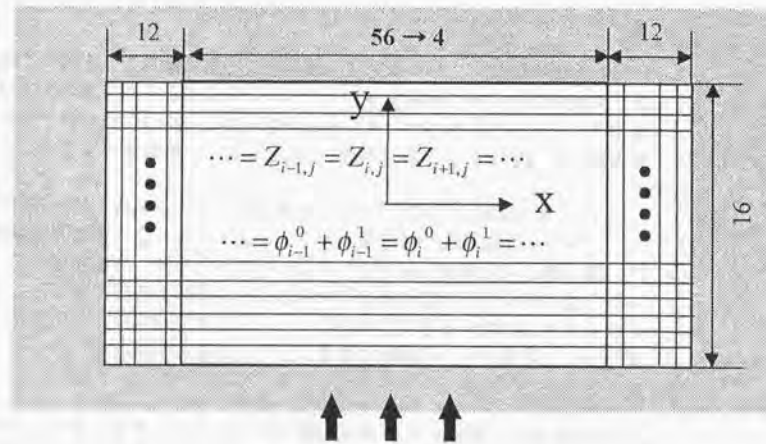


Fig. 341 : The calculation of modified VL15 with the approximation

Fig.341をみると、端部領域として両端の 12 本の円柱を考慮しているので、近似解析手法の導入により、未知数が約 1/3 (448/1280) に減少している。また、近似領域において未知数の数が 1 ではなく 4 となっているのは、微小部分浮体各部の変位は、部分浮体への入射波の解から微小部分浮体毎に求められる為で、この場合、各部分浮体が $4 \times 4 = 16$ 個の微小部分浮体からなり、長手方向に関して 4 つの微小部分浮体が含まれている為である。Fig.342~Fig.350に、この近似に基づいた計算結果と近似を用いない計算結果の比較を示す。

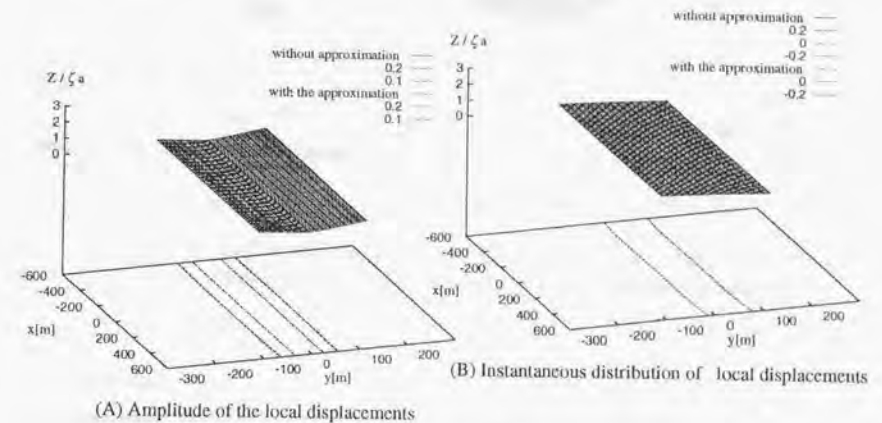


Fig. 342 : The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 48\text{m}$)

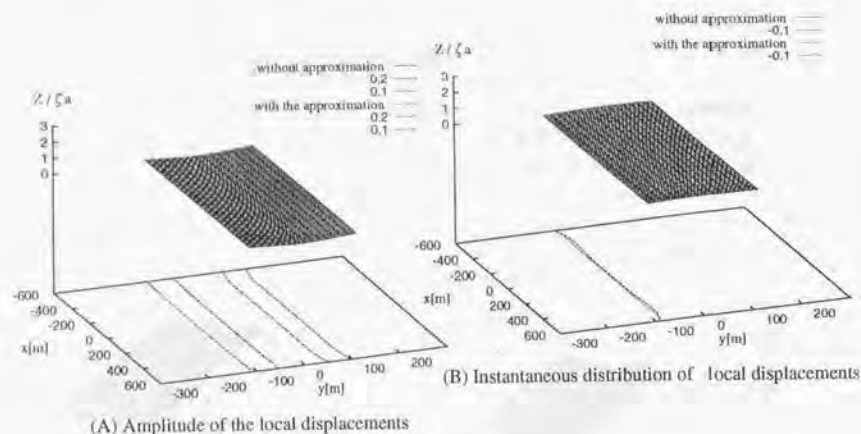


Fig. 343 : The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 72m$)

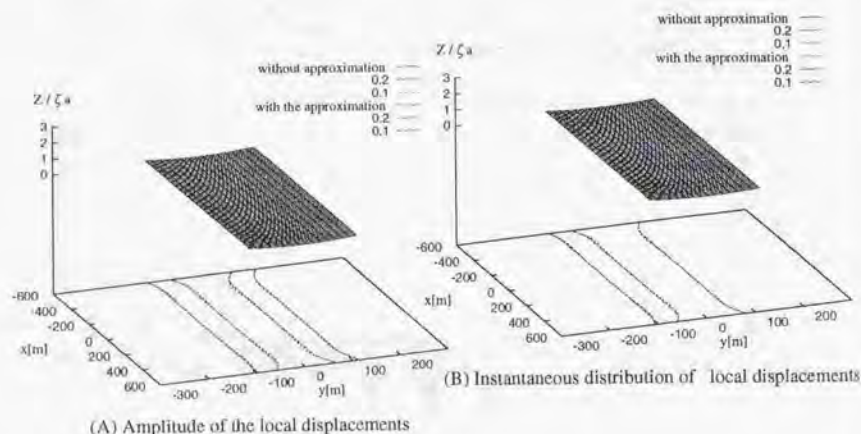


Fig. 344 : The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 96m$)

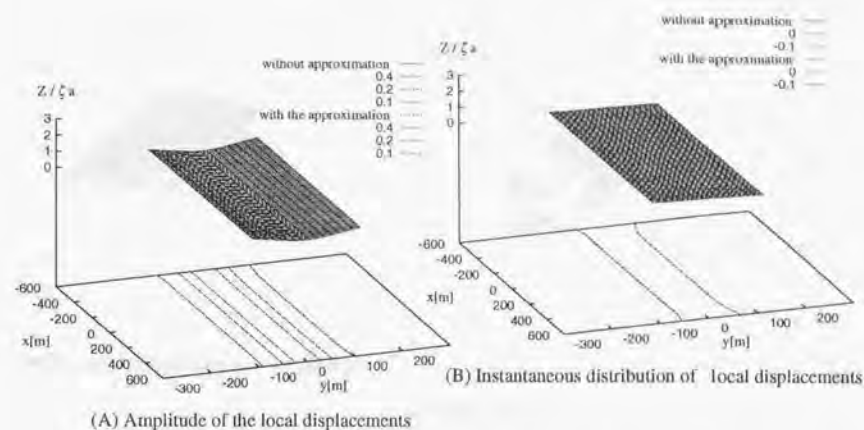


Fig. 345 : The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 120m$)

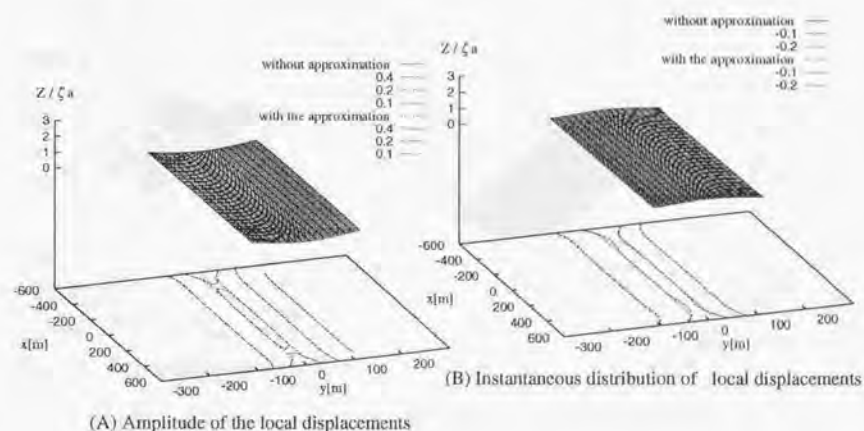


Fig. 346 : The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 144m$)

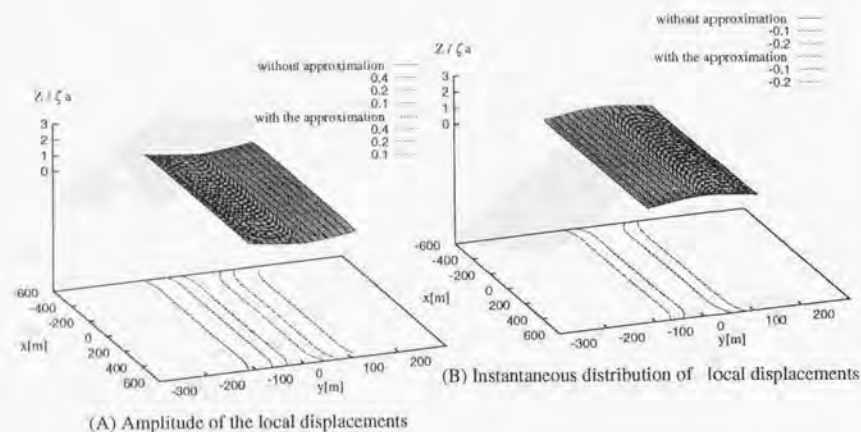


Fig. 347: The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 168m$)

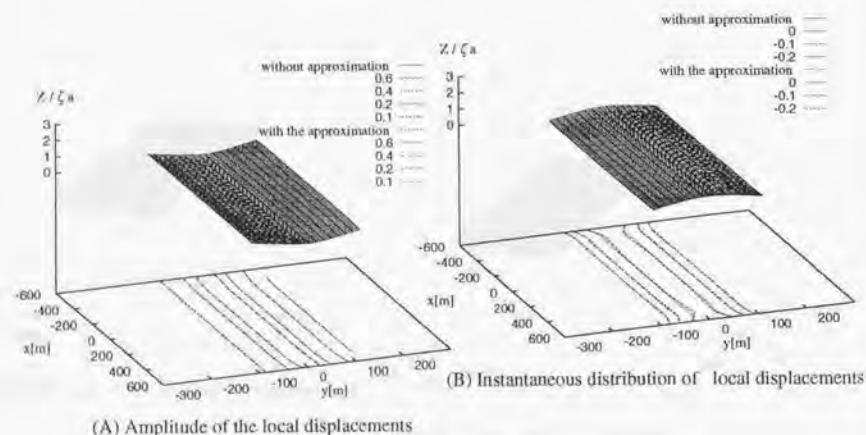


Fig. 348: The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 192m$)

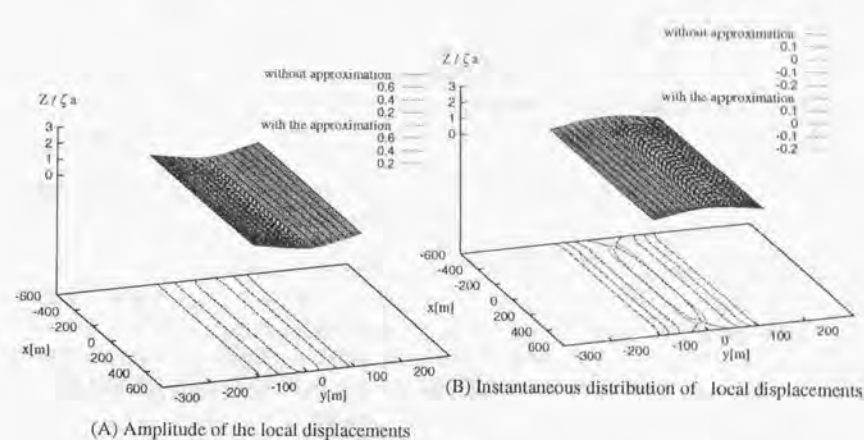


Fig. 349: The comparisons of the distribution of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 216m$)

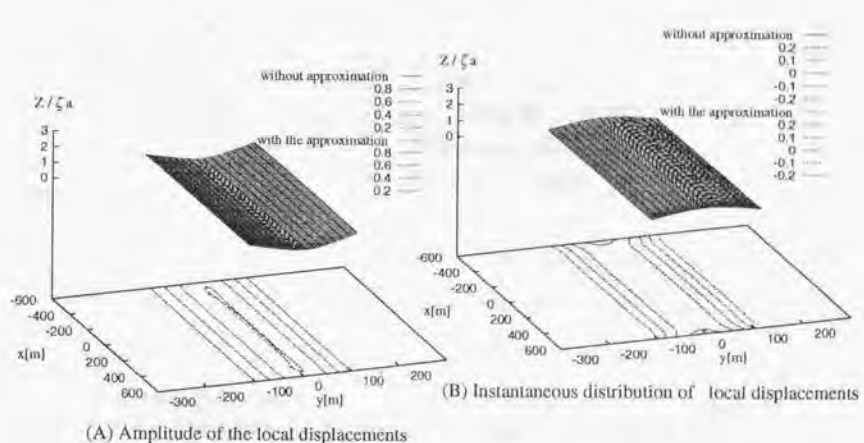


Fig. 350: The comparisons of the distributions of the vertical displacements between those obtained without the approximation and those obtained with the approximation ($\lambda = 240m$)

これらの図をみると、近似解析手法を用いた計算と近似を施さない計算が、端部も含めて、精度の良い一致を示していることがわかる。また、等高線図をみてもほとんど重なっており、有意な差は観察されない。

このことから、こうした近似解析手法が原理的にも実際的にも、本論文で示した手法に適用できることが確認されたものと考ええる。

3.2.2 1万本を超えるカラムによって支持されたカラム支持型 VLFS の波浪中流力弾性挙動の計算

前節において、近似解析手法による計算が十分に機能することが確認された。そこで、この手法を用いて、1万本を超える脚を有するカラム支持型 VLFS の流力弾性問題の1例として Table 11 に示す条件で計算を行った。近似領域については、Fig.351 に示すが、先程の場合と同様に端部領域として両端のそれぞれ12本の円柱を考慮しており、近似解析手法の導入により、未知数が約1/7に減少している。

Table 11 : The principal particulars of the model used for the example calculation

Length (L)	4770 m
Breadth (B)	1710 m
Stiffness $EI_{longl.}$	$1.43 \times 10^{14} \text{ N} \cdot \text{m}^2$
Water depth	20m
Wave period	6.1 sec
Diameter of the cylinder (D)	10.0m
Depth of the cylinder	5.0m
Distance between adjacent cylinders	23.8m (2D)
The total number of the cylinders	$200 \times 72 = 14,400$
Angle of the incident waves	90[deg]

Fig.352 は浮体各部における

- (A) 上下方向変位の振幅の分布
- (B) 瞬間的な上下方向変位分布

を表している。このような多数の脚で支持された浮体の波浪中弾性応答に関しては比較すべき計算結果、実験結果が存在しないため、計算結果のみを示すが、結果の妥当性の検証は今後の課題である。

本計算で対象とした浮体は、14,400本の円柱によって支持されているカラム支持型浮体であり、前章で示した1,280本の円柱によって支持されているカラム支持型浮体に比べて、その本数は1桁増加している。このようにして、近似解法を導入

することにより、扱える離散化数を1桁増やすという目的が達成され、現実的な1万本以上のカラムに支持されたにカラム支持型浮体式構造物の流力弾性問題を扱えることが示された。

本論文では、横波中の問題を取り扱ったが、斜め波あるいは縦波中でもそれぞれに端部影響を受けない内部における変位の規則性を定量的に特定できれば、第1章で示した定式化と本章で示した近似手法と組み合わせることで、通常の方法では不可能な超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定を行えるのではないかと考えられる。

ただ、現状に於いては、これまでの計算結果からも、縦波中でも斜め波中においても内部の領域ではある程度規則的な応答が観察されるものの、横波中の問題のように、その規則性を無限に広がる構造物の一部としてとらえ、物理的直観や合理的な推察から、ある一つの関数によってその解を仮定することには至っていない。とくに、ボンツーン型浮体の場合には、想定している浮体の長さ・幅が有限であることの影響として、浮体内を進行する波が各端部で反射され、振幅分布に山谷が生じると、無限に広がるような構造物とは異なる現象が支配的である。

しかし一方で、こうした構造物の内部の変形および流場を、必ずしも一つの関数で表す必要はなく、いくつかの関数の重ね合わせとして表現するものとすれば、本論文題1章で示した「差分による定式化」と「モード関数を用いた定式化」とを組み合わせることで、近似解析手法の導入は可能であると考えられる。したがって、浮体内部を進行する変形の成分を、「下流側に進行する成分」、「上流側に進行する成分」、「幅方向に進行する成分」、…などと、分離して扱うことが出来れば、本章で示したような近似解析手法を導入することが可能であると考えている。

こうした変形成分の特定は、単に物理的な直感に頼っては難しい面があるが、第2章で触れたように、浮体内を進行するような波の成分は、必ずしも構造物の大きさによらない面があり、最終目的とする構造物に比べて平面サイズのみ小さくしたモデルの流力弾性応答を解析することで、数値実験的に浮体内に生じる変形の成分や、その波の波長や減衰率を推定し、最終的に超大型浮体式構造物の近似部分に適用することが出来る可能性もある。

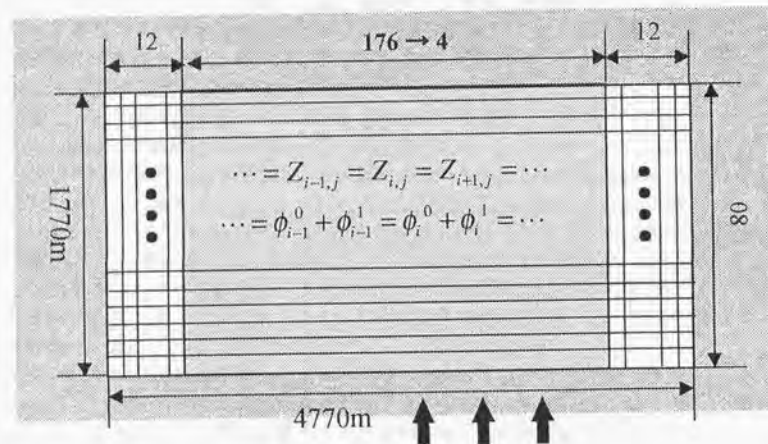
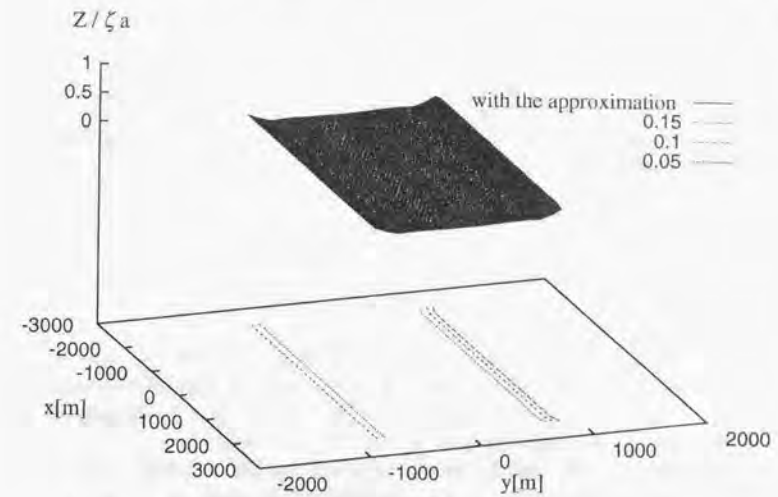
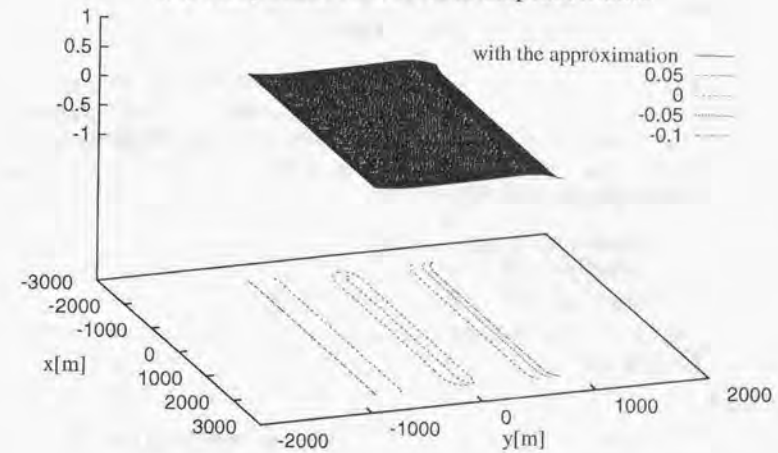


Fig. 351 : The 5000m class model for calculation with the approximation



(A) Amplitude of the local displacements



(B) Instantaneous distribution of local displacements

Fig. 352 : The bird's-eye view of the calculated vertical displacement of the semisub-type VLFS supported on 14,400 legs

第4章

結論

現在考えられているような超大型浮体式構造物は、長さ・幅共に km のオーダーになることが予想され、尚かつ平面的なスケールに比べて鉛直方向のスケールが2～3桁小さいために、相対的に剛性が大きく低下することにより、波浪中において、無視の出来ない弾性挙動が誘起されるであろうことが指摘されている。こうした弾性挙動の推定は、超大型浮体式構造物を実用的な構造物として評価検討するためには必要不可欠なものであり、そうした解析手法の整備は急務であると言える。

しかし、波浪中における超大型浮体式構造物の流体力学弾性挙動の推定において、既存の離散化手法あるいはモード解析法などを適用することには、構造物の巨大さ故に克服すべき難点がある。その克服すべき難点とは

- 離散化手法を用いる場合には、汎用性は高いが、構造物の長さの $1/20 \sim 1/50$ の波長の入射波に対する問題に対して精度の良い解を与えるには、構造物をより細かく離散化する必要があり、離散化された非常に多数の構造物間の流体力学の相互干渉問題を考慮しつつ弾性応答を計算するには既存の計算手法では計算量が膨大なものとなる。
- モード解析法を用いる場合には、離散化手法に比べて計算量が比較的少なくなることが期待されるが、それでも相当高次の変形モードまで考慮する必要があり、相当数の変形モードに対する流体反力の計算量は非常に大きい。また単純ではない形状の構造物の場合、変形モードは大規模な数値計算によって特定せざるを得ない。

である。

こうした問題に対して、本論文ではより汎用性の高い離散化手法を用いて超大型浮体式構造物の流体力学弾性挙動を解析しようと試みた。

離散化法の単純な適用を考えた場合、たとえばボンツーン型の場合は弾性浮体に現れる弾性変形を幾何学的に表現できる程度に離散化すれば良いであろうことは、想像に難くないが、それでも5000m規模のモード法に基づく研究などでは1000近いモード数を仮定しているものもあるので、分割数もそれに準ずるとすれば、1000に近い小浮体に離散化する必要がある。コラムで支持される形式のコラム

支持型浮体の場合には各コラム毎に離散化するのが一般的であると考えられるが、1000m規模の浮体でもその本数は1,500本近く、また5000m規模となると15,000本近くになると考えられる。

こうして離散化された小浮体間の流体力学的相互干渉を考えた場合、既存の理論を用いたとしても、現有の計算機的能力では考慮できる浮体数は100個程度である。すなわち、1000個程度の小浮体の相互干渉問題を扱うには、「少なくとも1桁は扱える本数を増やす」必要があり、まして15,000本の小浮体からなるコラム支持型浮体の波浪中弾性挙動を扱うならば、「2桁の本数の違いを克服する」必要がある。1桁あるいは2桁の浮体数の増加によって、未知数も1桁あるいは2桁と増加するから、連立方程式を解く為の計算時間が未知数の数（連立する式の数）の2乗に比例するとすれば、2桁から4桁、さらに浮体の波向きによらない応答特性を得るために逆行列を解くことなど考えると計算時間は未知数の数（連立する式の数）の3乗に比例すると言われているから、3桁から6桁の計算量およびメモリーの増加となり、既存の手法の単なる適用では月あるいは年単位の計算時間を要することになる。

こうした問題の解決のために、本論文では、いくつかの新しい提案をし、それに基づいて実際にいくつかの計算を行った。以下にそれらをまとめる。

- 第1章において、離散化された領域毎に独立した座標系で与えられている複数の浮体に関する流体問題を、ある代表座標系に関してまとめて扱うことで、使用する固有関数を共有し、未知数を演算の過程で減らすことによって計算量を抑える手法を提案し、定式化を示した。この手法を用いることで、何の近似的な措置を用いることなく実計算上において計算量を増やすことなく扱える総浮体数を数十倍に増やすことが出来る。すなわち、一つの目標である「扱える総浮体数を1桁増やす」という点を解決することが出来た。また、この定式化を用いることで、直接的な手法ならば総計算量が数百倍に膨張するところを、ただか2倍程度に抑えることを可能とした。
- 第2章では第1章で示した定式化に基づく種々の計算を行い、計算値相互の比較や実験値との比較を行うことで、その有効性を検証した。
- さらにこうして検証された計算手法を用いて、浮体の大きさによる応答の変化、ボンツーン型浮体とコラム支持型浮体の波浪中弾性挙動の特性について比較検討を行った。こうした計算結果を通して、浮体の波浪中流体力学弾性応答について

1. 変位の空間的分布は規則的で、変位の波頂線の間隔などの弾性応答の特性は浮体の大きさに依存しない
2. コラム支持型浮体はボンツーン型浮体に比べて一般的に波浪中の応答は小さく、周辺の流場に与える影響が少ないという計算結果が得られたが、一方ではボンツーン型浮体の場合には観察されない同調運動と思われる特定の波周期での応答の鋭いピークが存在する

等の点が示された。

- 第3章では、対象とする構造物の平面寸法が非常に大きいことを利用した近似解法を、第1章で示した定式化に導入することで、未知数の共有化を図り、計算量をさらに軽減する手法を提案した。この近似解法概念の導入により、「扱うことの出来る総浮体数をさらに1桁増やす」ことが可能になった。
- 第3章では、そうした近似解析手法を用いた計算を行い、近似を施さずに得られる結果と定量的に一致した解を示すことを検証した。さらに、14,400本の脚によって支持される5000m規模のコラム支持型浮体の流力弾性挙動を合理的な計算量で解析出来ることを示した。

本論文では、超大型浮体式構造物の波浪中弾性挙動に関する研究を行ってきた。論文中の第1章で提案した定式化や第3章で示した近似解析手法の概念は、汎用性の高いものであると考えられるが、本研究中に開発したプログラムにおいて、具現化されたことは、その一部に過ぎない。本研究では解析例を示すことは出来なかったが、本論文で示した定式化が原理的に適用されると思われる課題としては以下のようなものが挙げられる。

- 任意形状の3次元構造物によって支持されている浮体式構造物の流力弾性挙動の推定（セミサブ型を含む）
- 流力弾性応答の係留による影響の推定
- 防波堤や他の構造物との相互干渉影響を考慮した流力弾性応答の推定

一方、定式化並びに概念の拡張が必要と思われる課題としては以下のようなものが挙げられる。

- 弾性変形の表現に関して、モード関数を用いる手法と離散的に表現する手法を混在させたハイブリッドな定式化
- 第3章で示した近似解析手法の任意の波向きへの拡張

また、本論文で示した手法は波浪中の弾性応答の推定といういわゆる順問題だけでなく、非線形計画法などと組み合わせることで、弾性応答の軽減のための構造物の最適化などの逆問題、即ち、

- 応答軽減のための脚の配置、構造物の形状、剛性分布、質量分布などの最適化に関する検討
- 構造物周りの流場に、構造物が与える影響の軽減に関する検討

にも適用が可能と思われる。

謝辞

本論文を締めくくるにあたり、このような研究の場を与えて下さった、藤野正隆教授と影本浩助教授には、心から感謝いたします。とくに、影本助教授にはあらゆる問題に対して、懇切丁寧な相談にのっていただき、その都度に貴重で有益な助言をくださり、感謝の言葉もございません。

また、本論文は私の博士課程のテーマとして研究されてきましたが、幸か不幸か博士課程在学中に博士論文としてまとめ上げることはありませんでした。しかし、研究生生活の基盤は研究室にあり、個人的には研究室の職員としてではなく、一人の構成員として論文をまとめて来たつもりです。技官の石井祐司様、加藤孝義様には本来ならば私が請け負うべき仕事も随分と請け負っていただいたものと思います。特に加藤さんには、同室に机を持つものとしてこちらも甘えがあり、随分とわがままを押しつけてきたものと思います。

研究生生活に於いては、今は研究室のOBとなられた、多田田さん、濱田さん、朱さん、また研究室は異なりますが、隣室の高杉さんには、何事するにも取り組み易い、快適な雰囲気を作ってくださいました。とくに、濱田さんには研究室のOBとなられてからも、メールなどのやりとりを通して、最も身近にいる先輩として精神的に支えられました。また、D3の木下君には精神的にも物理的にも（ときには一見して無用な雑談が時間をむしばむこともありましたが）随分と助けられました。

また、現在研究室に所属する全ての学生、留学生、秘書さん、また私と研究室のメンバーとして同じ時を過ごした面々には、こちらからは随分と迷惑を掛けたものと思いますが、誠に勝手ながら、様々な刺激を受け、自分の成長に計り知れない何かを得つけて下さっていただきました。

また、研究室以外でも同様の研究をされている方々からは、研究そのものに対する活力として大いなる刺激を受けました。特に、修士論文以来、三菱重工業の方々には池上国広様、瀬戸秀幸様、太田真様をはじめ大変にお世話になりました。特に、太田真様には修士1年での勉強会をはじめ、お忙しいなか様々な形でお心遣い頂き感謝しております。

また、名前は書き尽くせませんが、多くの先生方、先輩方、友人にはこの場を借りて、御礼申し上げます。

最後に、妻の東子には在学中の不規則な生活を初め、随分と自分勝手な振る舞いを押しつけてきたものと思います。いかなる感謝の言葉をもってしても、その心遣いに足るものではありませんが、とりあえず、一つの区切りとして感謝の言葉を記したいと思います。「ありがとうございます。」

参考文献

1. 宝田直之助：超大型海洋構造物のテクノロジー・アセスメントの一例（浮体工法による海上空港建設に対する技術検討）：日本造船学会誌特集，第638～652号，（1982～1983）
2. 安藤定雄、大川豊、上野勲：浮体工法による海上空港建設に係わる評価のための技術調査研究：船舶技術研究所報告別冊第4号，（1983）
3. マリンフロート推進機構：関西国際空港 II 期工事浮体式海上空港の提案，（1994）
4. マリンフロート推進機構：浮体式空港（パンフレット），（1994）
5. 大楠 丹：複数本の鉛直円柱に働く波力について：日本造船学会論文集 第131号，（1972），pp.53-64
6. H.Kagemoto, Yue.D.K.P.: Hydrodynamic Interaction among Multiple Three Dimensional Floating Bodies; An Exact Algebraic Method, *J.Fluid Mech.*, Vol.166, (1986), pp.189-209
7. 影本 浩：複数円柱の流体力学的相互干渉に関する研究：博士論文，（1986）
8. M.J.Simon: Multiple scattering in arrays of axisymmetric wave energy devices, Part I. A matrix method using a plane wave approximation, *J.Fluid Mech.*, Vol.120, (1982), pp.1-25
9. 具茂三、吉田宏一郎：多数の三次元任意形状物体間の相互干渉，日本造船学会論文集 第165号，（1988），pp.193-203
10. 井島武士、他：有限水深域の波による楕円および矩形物体の運動と波の変形，日本土木学会論文報告集 第244号，（1975），pp.91-105
11. 新井 信一、高木又男、他：箱型船の流体力について，日本造船学会論文集 第137号，（1975），pp.111-119
12. 山下誠也：浅喫水箱形浮体の波浪中動揺と変動圧力 - 圧力分布を用いる計算と実験との比較 - ，日本造船学会論文集 第146号，（1979），pp.165-172

13. Bishop, R.E.D. and Price, W.G.: Hydroelasticity of Ships, Cambridge Univ. Press, (1979)
14. 増田光一、前田久明、加藤渉、白井幹人：波浪中の大型バージ型浮遊構造物の弾性応答に関する研究，日本造船学会論文集 第158号，（1985），pp.505-515
15. 増田光一、岡本強一、加藤渉、前田久明：大型浮遊海洋構造物の波浪応答解析，第7回海洋工学シンポジウム，日本造船学会，（1984），pp.131-140
16. 居駒知樹、増田光一、前田久明、超大型浅喫水浮遊式構造物の弾性応答に関する研究，第13回海洋工学シンポジウム，日本造船学会，（1995），pp.185-192
17. 前田久明、増田光一、宮島省吾、居駒知樹：ボンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究：日本造船学会論文集 第178号（1995），pp.203-212
18. Naoji Toki: A Study on the Behavior of Huge Floating Structure in Regular Waves: 日本造船学会論文集 第146号（1979）pp.185-194
19. 遠藤久芳：浮遊式可撓性プラットフォームの波浪中弾性振動：日本造船学会論文集 第155号（1984），pp.284-292
20. Takaki, M and Tango, Y.: Proc. Int. Conf. on Hydroelasticity in Marine Technology, (1994), pp.403-415
21. Endo H. and Hoshino K.: Parametric Study on the Dynamic Responses of floating Compliant Structures in Regular Waves, Proc. OMAE, Tokyo, Vol.3, (1986), pp.194-199
22. Manidipudi, P. and Webster, W.C.: The motions performance of a matlike floating airport, Proc. Int. Conf. Hydroelasticity in Marine Technology, (1994) pp.363-375
23. 宮島省吾、前田久明：大型弾性浮体の2方向波中挙動計測法について，第13回海洋工学シンポジウム，（1995），pp.305-312
24. 影本 浩、藤野正隆、村井基彦、加藤孝義：ボンツーン型弾性模型を用いた波浪中応答実験：第13回海洋工学シンポジウム，（1995），pp. 217-222
25. 村井基彦、影本 浩、藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について：日本造船学会論文集 第178号，（1995），pp.213-224
26. 吉田宏一郎、有馬俊郎、岡徳昭：中水深域空間利用構造物の開発，日本造船学会論文集 第165号，（1989），pp.203-213
27. 濱本卓司、徳測正毅他：リング状補剛を有する浮遊式円形人工島の弾性モードの最適配置，第13回海洋工学シンポジウム，（1995），pp.193-200

28. 吉田宏一郎、石川邦照、飯田國廣：浮遊骨組構造の周期応答解析，日本造船学会論文集 第136号，(1974) pp.355-363
29. 吉田宏一郎、石川邦照：浮遊骨組構造の周期応答解析（続報），日本造船学会論文集 第138号，(1975) pp.285-294
30. 吉田宏一郎、石川邦照：3次元浮遊骨組構造の周期応答，日本造船学会論文集，第143号，(1978) pp.286-300
31. Che, X.L. et. al. : Proc. of the 2nd ISOPE, Vol.1, (1992), pp.187-194
32. Wu, Y.S. et. al. : Composite singularity distribution method with application to hydroelasticity, Marine Structures, 6, (1993), pp.143-163
33. Ertekin, R.C. et. al. : Efficient methods for hydroelastic analysis of very large floating structures, Jour. of Ship Research, Vol. 37, No.1, (1993), pp.58-76
34. 竹沢誠二、平山次清、他：方向スペクトル波中の超大型海洋構造物応答実験，日本造船学会論文集 第171号，(1992)，pp.51-63
35. 竹沢誠二、平山次清、他：方向スペクトル波中の超大型海洋構造物応答実験（その2），日本造船学会論文集 第172号，(1992)，pp.57-68
36. 平山次清、馬寧、上野誠也：係留された長大弾性浮体の波浪中運動及び構造応答特性，日本造船学会論文集 第175号，(1994)，pp.139-150
37. 平山次清、馬寧：長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性-第1報，日本造船学会論文集 第177号，(1995)，pp.219-230
38. 平山次清、馬寧、西尾フラビオ：長寿命型浮体式海上空港の波浪中応答特性-第2報，日本造船学会論文集 第178号，(1995)，pp.225-236
39. 中井幸治、関田欣治、太田英美他：大規模弾性浮体の波浪中挙動の実験と解析：第13回海洋工学シンポジウム，(1995)，pp.209-216
40. 矢後清和、遠藤久芳：浅喫水箱型浮体の波浪中弾性応答について：日本造船学会論文集 第180号，(1996)，pp.341-352
41. 太田 真、池上国広、山口洋一：超大型浮体式海洋構造物の波浪中応答に関する実験的研究：西部造船会会報，(1997)，pp.157-162
42. Nagata, S., Yoshida, H., Fujita, T. and Isshiki, H. : The Analysis of the Wave-Induced Responses of an Elastic Floating Plate, Proc. OMAE'97, Vol.6, (1997), pp.163-169
43. 影本浩、藤野正隆、朱庭耀：超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究，日本造船学会論文集 第179号 (1996)，pp.173-182

44. 朱庭耀、影本浩、藤野正隆：超大型浮体に働く波力・流体力の推定法に関する研究（第2報），日本造船学会論文集 第182号 (1997)，pp.273-284
45. M. Kashiwagi and Chie Fukukawa : A Mood-Expansion Method for Predicting Hydroelastic Behavior of Shallow-Draft VLFS, Proc. OMAE'97, Vol.6, (1997), pp.179-186
46. 柏木正：超大型浮体構造物の波浪中弾性応答：九州大学応用力学研究所報第82号 (1997)
47. 大松重雄：超大型ボンツーン型浮体の波浪中弾性応答計算：日本造船学会論文集 第182号 (1997)，pp.329-340
48. M. Takaki, Xiechong Gu : Motion of a Floating Elastic Plate in Waves (2nd Report) : 日本造船学会論文集 第181号 (1997)，pp.103-110
49. 前田久明、増田光一、居駒知樹：ボンツーン型超大型浮体式海洋構造物の波浪中弾性応答に関する研究-第3報-，日本造船学会論文集 第182号 (1997)，pp.319-328
50. 矢後清和、大松重雄：VLFSの弾性応答について，第70回船舶技術研究所研究発表会講演集，(1997)，pp.238-248
51. Jae D. Yoon, In H. Sim and Hang S. Choi : An Analysis of the Hydroelastic Behaviour of Large Floating Structures, Proc. OMAE'97, Vol.6, (1997)，pp.115-122
52. K. Iijima, K. Yoshida and H. Suzuki : Hydrodynamic and Hydroelastic Analyses of a Very Large Floating Structures in Waves, Proc. OMAE'97, Vol.6, (1997)，pp.139-146
53. 飯島一博、吉田宏一郎、鈴木英之：超大型半潜式浮体の波浪中構造応答解析：日本造船学会論文集 第181号 (1997)，pp.281-288
54. M. Murai, T. Zhu, H. Kagemoto and M. Fujino : Hydrodynamic and Hydroelastic Analyses of a Very Large Floating Structure in Waves, Proc. OMAE'97, Vol.6, (1997)，pp.171-178
55. 村井基彦、影本浩、藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について（第2報）：日本造船学会論文集 第181号 (1997)，pp.123-134
56. 村井基彦、影本浩、藤野正隆：超大型浮体の波浪中弾性挙動の推定法について（第3報）：日本造船学会論文集 第183号 (1997)，pp.199-210
57. Stoker, J.J. : Water Waves, Wiley Classical Library Edition (1992)

58. Meylan, M. and Squire, V. A. : The Responses of Ice Floe to Ocean Waves, *J. Geophysical Research*, **Vol. 99**, (1994)
59. Ohkusu, M. and Namba, Y. : Hydrodynamic Behavior of a Very Large Floating Platform of Thin Plate Configuration in Waves, in 11th. International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Hamburg, (1997)
60. 大楠丹、難波康広：浮体式人工島の流力弾性挙動の研究：日本造船学会論文集第183号(1998)
61. 坪郷尚、岡田博雄：超大型浮体構造の撓み波動伝搬挙動と強度に関する基礎的考察：日本造船学会論文集第181号(1997), pp.299-308
62. 坪郷尚：超大型浮体構造の撓み波動伝搬挙動と強度に関する基礎的考察(第2報)：日本造船学会論文集第182号(1997), pp.381-390
63. D.K.P.Yue, H.Chen and C.C.Mei : A Hybrid Element Method for Diffraction of water wave by Three-Dimensional bodies, *International Journal for Numerical method in Engineering*, **Vol.12**, (1978) pp.245-266
64. S.Nagata and T.Fujita : Motion of Floating Bodies in Waves Moored by Elastic Lines in a Sea with a Break water, *The International Society of Offshore and Polar Engineers* (1993)
65. H.Kagemoto and D.K.P.Yue : Wave Forces on a Platform Supported on a Large Number of Floating Legs, *Proc. 5th Intl. Conf. on Offshore Mechanics and Arctic Engineering*, **Vol.1** (1986)
66. H.Kagemoto and D.K.P.Yue : Wave-Induced Motion of Multiple Floating Bodies, *Journal of The Society of Naval Architects of Japan*, **Vol.161** (1987)
67. J.Miles and F.Gilbert : Scattering of gravity wave by circular dock, *J.Fluid Mech.*, **Vol.43**, (1968)
68. C.J.R.Garret : Wave forces on a circular dock, *J.Fluid Mech.*, **Vol.46**, (1971)
69. S. Nagata, H. Yoshida, T. Fujita and H. Isshiki : The Analysis of the Wave-Induced Responses of an Elastic Floating Structure in Waves, *Proc. OMAE'97*, **Vol.6**, (1997), pp.163-170
70. 永田修一、吉田尚史、一色浩、大川豊：超大型浮体式構造物の波浪中挙動解析，日本造船学会論文集第182号(1997), pp.285-294
71. (社)日本造船学会 海洋工学委員会性能部会編：超大型浮体式構造物，成山堂(1995)

72. 高木又男、新井信一：船舶・海洋構造物の耐波理論，成山堂(1996)
73. Yue, D.K.P., Chen, H.S. and Mei, C.C. : A Hybrid method for calculating Three-Dimensional Water Wave Scattering, MIT Report, No.215, (1976)

Appendix

A. 最小自乗法

本論文では、未知数である係数間の関係を表す行列を求める際に、しばしば最小自乗法を用いている。最小自乗法は未知数 x_1, x_2, \dots, x_N の間に

$$\begin{aligned} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \dots + a_{1N}x_N &= f_1 \\ a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \dots + a_{2N}x_N &= f_2 \\ &\vdots \\ a_{M1}x_1 + a_{M2}x_2 + a_{M3}x_3 + \dots + a_{MN}x_N &= f_M \end{aligned}$$

の関係がある場合に、 $M \leq N$ の時には解が一意に定められないが、

$$\begin{aligned} F &= (a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \dots + a_{1N}x_N - f_1)^2 \\ &\quad + (a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \dots + a_{2N}x_N - f_2)^2 \\ &\quad \vdots \\ &\quad + (a_{M1}x_1 + a_{M2}x_2 + a_{M3}x_3 + \dots + a_{MN}x_N - f_M)^2 \end{aligned}$$

と定義することで、

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{\partial}{\partial x_1} (a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \dots + a_{1N}x_N - f_1)^2 \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_1} (a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \dots + a_{2N}x_N - f_2)^2 \dots = \frac{\partial F}{\partial x_1} \\ 0 &= \frac{\partial}{\partial x_2} (a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \dots + a_{1N}x_N - f_1)^2 \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_2} (a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \dots + a_{2N}x_N - f_2)^2 \dots = \frac{\partial F}{\partial x_2} \\ &\quad \vdots \\ 0 &= \frac{\partial}{\partial x_N} (a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \dots + a_{1N}x_N - f_1)^2 \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial x_N} (a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \dots + a_{2N}x_N - f_2)^2 \dots = \frac{\partial F}{\partial x_N} \end{aligned}$$

と、正解に対する誤差の絶対値の自乗和を最小にするという条件のもと、式の数と未知数の数を合わせ、唯一解を決定するものである。

例えば、ボンツーン型部分浮体 (i) の Diffraction 問題を扱う場合、未知数は $A_{i,mn}$ 、 $B_{i,mn}$ 、 $C_{i,mn}$ であるから、境界面上において満たすべき条件式を並べると

$$[\psi_i^1] B_{i,mn} + [\psi_i^2] C_{i,mn} = [\psi_i^0] A_{i,mn}$$

あるいは、

$$\begin{bmatrix} \psi_i^1 & \psi_i^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{i,mn} \\ C_{i,mn} \end{bmatrix} = [\psi_i^0] A_{i,mn}$$

となる。これに最小自乗法を適用すると

$$\begin{bmatrix} [\overline{\psi_i^1} & \overline{\psi_i^2}]^T [\psi_i^1 & \psi_i^2] \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} B_{i,mn} \\ C_{i,mn} \end{bmatrix} = [\overline{\psi_i^1} & \overline{\psi_i^2}]^T [\psi_i^0] A_{i,mn}$$

となる。これを解けば、

$$\begin{bmatrix} B_{i,mn} \\ C_{i,mn} \end{bmatrix} = \left\{ \begin{bmatrix} [\overline{\psi_i^1} & \overline{\psi_i^2}]^T [\psi_i^1 & \psi_i^2] \end{bmatrix}^T \right\}^{-1} [\overline{\psi_i^1} & \overline{\psi_i^2}]^T [\psi_i^0] A_{i,mn}$$

さらに、右辺の非係数部分をまとめると

$$\begin{bmatrix} B_{i,mn} \\ C_{i,mn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [r_{i,1}(\psi_i^0, \psi_i^1)] \\ [r_{i,2}(\psi_i^0, \psi_i^2)] \end{bmatrix} A_{i,mn}$$

となり、Diffraction 特性を示す行列 $[r_{i,1}]$ 、 $[r_{i,2}]$ を得ることができる。ただし、 $\overline{\psi_i^1}$ は ψ_i^1 の複素共役を表している。また、この式変形の過程では両辺に含まれている未知数は計算に無関係なので、得られた行列は未知数を含まないの行列となる。その他 Radiation 問題に関する行列や、モード関数と微小部分浮体の変位とを関連付ける行列を求める場合でも、同様の手順で式の展開を行う。

B. Graf の加法定理について

Graf の加法定理とは

Graf の加法定理は Fig.353で示すような位置関係において、

$$Z_\nu(w)e^{i\nu\chi} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} Z_{\nu+\kappa}(u)J_\kappa(v)e^{i\kappa\alpha}$$

$$|ve^{\pm i\alpha}| < |u|$$

と定義される。ここで、 Z は J 、 H 、 K (ベッセル関数、ハンケル関数、第2種変

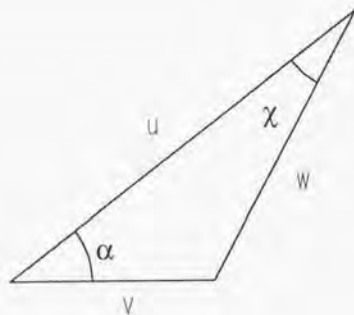


Fig. 353 : The definition of Graf's addition theorem

形ベッセル関数) の総称として定義される。ただし、 $Z \equiv J$ かつ ν : 整数 とする場合 $|ve^{\pm i\alpha}| < |u|$ の条件は課されない。

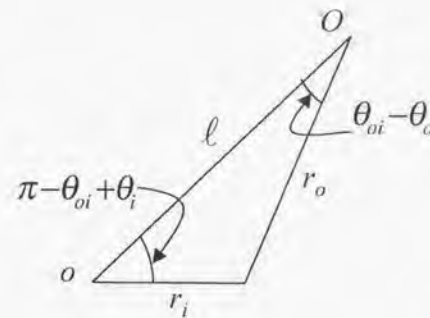


Fig. 354 : The relationship between $O - r_o - z$ and $o - r_i - z$

Graf の加法定理により $J_n(kr_o)$ を $J_m(kr_i)$ へ

ここでは、 O 座標系で表記されている $J_n(kr_o)$ を o 座標系での $J_m(kr_i)$ と表記することが目的として式変形を行う。Fig.354に示すような位置関係として、Graf の加法定理を用いれば、

$$J_\nu(kr_o)e^{i\nu(\theta_o - \theta_o)} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_{\nu+\kappa}(k\ell)J_\kappa(kr_i)e^{i\kappa(\pi - \theta_{oi} + \theta_i)}$$

と書ける。したがって

$$J_\nu(kr_o)e^{-i\nu\theta_o} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_{\nu+\kappa}(k\ell)e^{-i(\nu+\kappa)\theta_o}J_\kappa(kr_i)e^{i\kappa\theta_i}(-1)^\kappa$$

ここで、 $\nu = -n$ として

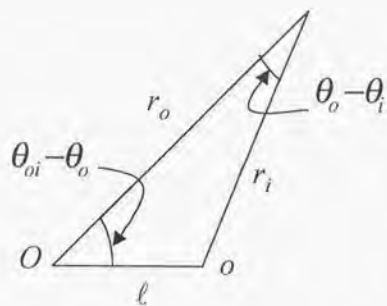
$$(-1)^n J_n(kr_o)e^{in\theta_o} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_{\kappa-n}(k\ell)e^{-i(\kappa-n)\theta_o}J_\kappa(kr_i)e^{i\kappa\theta_i}(-1)^\kappa$$

$$J_n(kr_o)e^{in\theta_o} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} (-1)^{\kappa-n} J_{\kappa-n}(k\ell)e^{-i(\kappa-n)\theta_o}J_\kappa(kr_i)e^{i\kappa\theta_i}$$

$$= \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_{n-\kappa}(k\ell)e^{i(n-\kappa)\theta_o}J_\kappa(kr_i)e^{i\kappa\theta_i}$$

ここで、 $\kappa = m$ において

$$J_n(kr_o)e^{in\theta_o} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{n-m}(k\ell)e^{i(n-m)\theta_o}J_m(kr_i)e^{im\theta_i}$$

Fig. 355: The relationship between $o - r_i - z$ and $O - r_o - z$

となり、 O 座標系で表記されている $J_n(kr_o)$ を o 座標系での $J_m(kr_i)$ で表記することが出来る。

Graf の加法定理により $H_n(kr_i)$ を $H_m(kr_o)$ へ

ここでは、 o 座標系で表記されている $H_n(kr_i)$ を O 座標系での $H_m(kr_o)$ で表記することを目的として式変形を行う。Fig. 355 に示すような位置関係を用いて、Graf の加法定理を用いると

$$H_\nu(kr_i)e^{i\nu(\theta_o - \theta_i)} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} H_{\nu+\kappa}(kr_o)J_\kappa(k\ell)e^{i\kappa(\theta_o - \theta_i)}$$

と書ける。したがって

$$H_\nu(kr_i)e^{-i\nu\theta_i} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_\kappa(k\ell)e^{i\kappa\theta_o} H_{\nu+\kappa}(kr_o)e^{-i(\nu+\kappa)\theta_o}$$

ここで、 $\nu = -n$ として

$$\begin{aligned} (-1)^n H_n(kr_i)e^{in\theta_i} &= \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_\kappa(k\ell)e^{i\kappa\theta_o} H_{\kappa-n}(kr_o)e^{-i(\kappa-n)\theta_o} \\ H_n(kr_i)e^{in\theta_i} &= \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} J_\kappa(k\ell)e^{i\kappa\theta_o} (-1)^{\kappa-n} H_{n-\kappa}(kr_o)e^{i(n-\kappa)\theta_o} (-1)^n \\ &= \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} (-1)^\kappa J_\kappa(k\ell)e^{i\kappa\theta_o} H_{n-\kappa}(kr_o)e^{i(n-\kappa)\theta_o} \end{aligned}$$

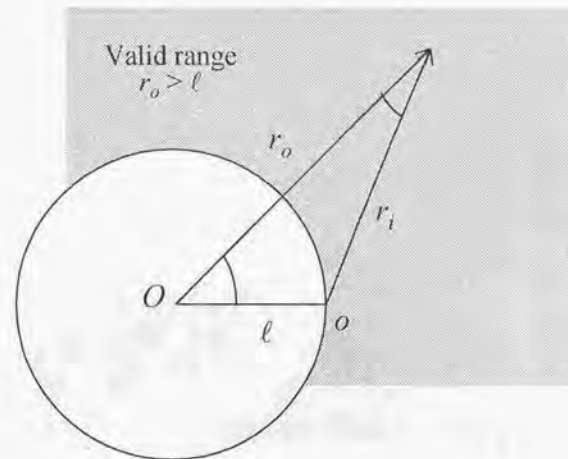


Fig. 356: The definition of the valid area for Graf's addition theorem

ここで、 $n - \kappa = m$ において

$$H_n(kr_i)e^{in\theta_i} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^{n-m} J_m(k\ell)e^{i(n-m)\theta_o} H_m(kr_o)e^{im\theta_o}$$

となり、 o 座標系で表記されている $H_n(kr_i)$ を O 座標系での $H_m(kr_o)$ で表記することが出来る。

この $H_n(kr_i) \rightarrow H_m(kr_o)$ の変換においては、Graf の加法定理の制約条件から r_o に関して

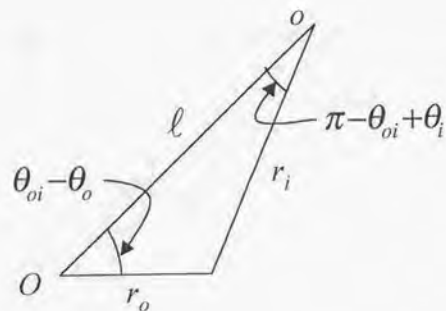
$$|ve^{\pm i\alpha}| < |u| \rightarrow |\ell e^{\pm i(\theta_o - \theta_i)}| < |r_o|$$

が成立する範囲、すなわち Fig. 356 の斜線部についてのみ、定理が成り立つ。

Graf の加法定理により $H_n(kr_i)$ を $J_m(kr_o)$ へ

ここでは、 o 座標系で表記されている $H_n(kr_i)$ を O 座標系での $J_m(kr_o)$ で表記することを目的として式変形を行う。Fig. 357 に示すような位置関係を用いて、Graf の加法定理を用いると

$$H_\nu(kr_i)e^{i\nu(\pi - \theta_o + \theta_i)} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} H_{\nu+\kappa}(k\ell)J_\kappa(kr_o)e^{i\kappa(\theta_o - \theta_i)}$$

Fig. 357 : The relationship between $O - r_o - z$ and $o - r_i - z$

と書ける。したがって

$$H_\nu(kr_i)e^{i\nu\theta_i} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} H_{\nu+\kappa}(k\ell)e^{i(\nu+\kappa)\theta_{oi}}J_\kappa(kr_o)e^{-i\kappa\theta_o}$$

ここで、 $\nu = n$ 、 $\kappa = -m$ として

$$H_n(kr_i)e^{in\theta_i} = \sum_{\kappa=-\infty}^{\infty} H_{n-m}(k\ell)e^{i(n-m)\theta_{oi}}J_m(kr_o)e^{im\theta_o}$$

となり、 o 座標系で表記されている $H_n(kr_i)$ を O 座標系での $J_m(kr_o)$ で表記することが出来る。

この $H_n(kr_i) \rightarrow J_m(kr_o)$ の変換においては、Graf の加法定理の制約条件から r_o に関して

$$|ve^{\pm i\alpha}| < |u| \rightarrow |\ell e^{\pm i(\theta_{oi}-\theta_i)}| > |r_o|$$

が成立する範囲、すなわち Fig.358の斜線部についてのみ、定理が成り立つ。

この範囲は Fig.356 で示された適用範囲と全く逆の関係にあたるものである。

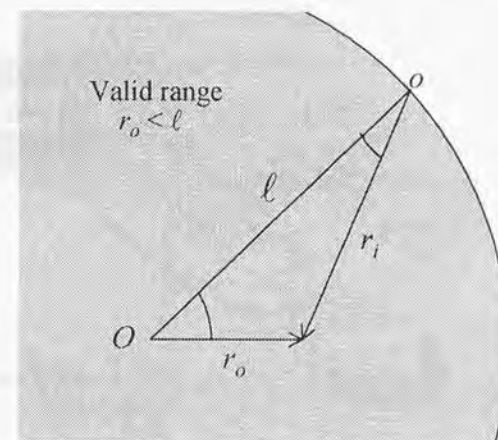


Fig. 358 : The definition of the valid range for Graf's addition theorem

C. 流体力学的相互干渉問題について

本論文では、浮体間の流体力学的相互干渉影響が十分に成熟した定常状態における流場の推定を流体力学的相互干渉理論を用いて行っている。本論文中ではその手法の要点のみを記したため、ここで補足説明をする。

流体力学的相互干渉問題とは

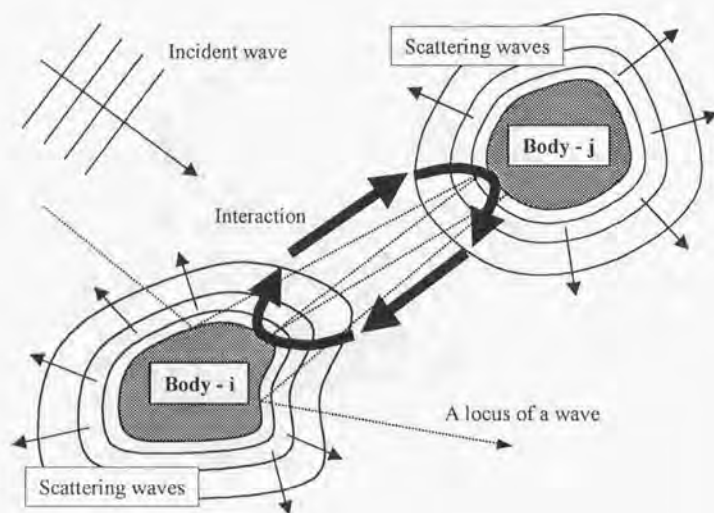


Fig. 359 : An illustration of a hydrodynamic interaction via waves

流体力学的相互干渉問題とは、ある浮体から生じた散乱波が、他の浮体に対して2次的な入射波として作用する問題を扱うものである。仮に、この散乱波影響を考慮せず、単に入射波の各浮体位置による位相差のみを考慮したとすれば、波浪中に2つの浮体が存在する場合、2つの浮体を波に対して縦に配置しても、横に配置しても、位相差を除けば2つの浮体に作用する波力の大きさは同じものになってしまう。しかし、実際には一方の浮体は他方の浮体による散乱波の影響を受けるが、その相互の影響に関する最も単純な例として Fig.359に示すように、物体iと物体jに

波が入射する場合を考える。このとき、物体iに入射した波により生じた散乱波の一部は、物体jに入射する。物体jには最初の入射波と物体iからの散乱波が入射し、それにより生じた散乱波の一部は再び物体iに入射する。当然、この物体jからの散乱波により物体iは新たな散乱波を生じ、再び、物体jに入射する。こうした、入射波が散乱波を生み、そしてそれが新たな入射波として作用することが繰り返され、ある定常状態に収束することとなるが、このような定常状態における流場を表す速度ポテンシャルを求めることを考える。

このような物体i, jに対して、速度ポテンシャル ϕ^0 で表される波が入射する場合、流場を表す速度ポテンシャル Φ は、入射波ポテンシャル ϕ^0 、物体iからの散乱波ポテンシャル ϕ_i^1 と物体jからの散乱波ポテンシャル ϕ_j^1 の和で表される。

$$\Phi = \phi^0 + \phi_i^1 + \phi_j^1 \quad (4.0.1)$$

ここで、各速度ポテンシャルは一般に次のように書ける。

$$\begin{aligned} \phi_i^0 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ A_{i,m0} J_m(kr_i) e^{im\theta_i} \cosh(k(z+h)) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} A_{i,mn} I_n(\alpha_n r_i) e^{im\theta_i} \cos(\alpha_n(z+h)) \right\} \\ &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_i^0 A_{i,mn} \end{aligned} \quad (4.0.2)$$

$$\begin{aligned} \phi_i^1 &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left\{ B_{i,m0} H_m(kr_i) e^{im\theta_i} \cosh(k(z+h)) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=1}^{\infty} B_{i,mn} K_n(\alpha_n r_i) e^{im\theta_i} \cos(\alpha_n(z+h)) \right\} \\ &\equiv \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_i^1 B_{i,mn} \end{aligned} \quad (4.0.3)$$

ただし、 $A_{i,mn}$ 、 $B_{i,mn}$ は未知数で、 ϕ_i^1 は ϕ_i^0 の物体iによる散乱波であるから、この未知数を成分とするベクトル $\mathbf{A}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{B}_{i,mn}$ 間には物体iのDiffraction特性 $[r_{i,1}]$ として

$$\mathbf{B}_{i,mn} = [r_{i,1}] \mathbf{A}_{i,mn}$$

の関係式がある。物体jについても同様の関係式が成り立つ。

ここで、物体iに外部から速度ポテンシャルを $\psi_i^0 \mathbf{A}_{i,mn}^0$ とする入射波が入射したとして、その後の物体i,j間の相互干渉作用を追いかけてみる。まず、外部からの入射波の入射に伴い、物体iによって散乱波が生じる。その散乱波の速度ポテンシャルを式(4.0.3)のように表したとき、未知数ベクトル $\mathbf{B}_{i,mn}$ は、物体iのDiffraction特性 $[r_{i,1}]$ を用いて

$$\mathbf{B}_{i,mn} = [r_{i,1}] \mathbf{A}_{i,mn}^0 \quad (4.0.4)$$

と表わされる。ここで、 ϕ_j^0 と ϕ_j^1 、 ϕ_i^0 と ϕ_i^1 を表すそれぞれの未知数ベクトル $\mathbf{B}_{j,mn}$ 、 $\mathbf{A}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{B}_{i,mn}$ 、 $\mathbf{A}_{j,mn}$ の間には、物体jに関する局所座標系から物体iに関する局

所座標系への座標変換を施す行列 $[T_{ji}]$ 、 i 座標系から j 座標系への座標変換を施す行列 $[T_{ij}]$ によって

$$\mathbf{A}_{i,mn} = [T_{ji}]\mathbf{B}_{j,mn} \quad (4.0.5)$$

$$\mathbf{A}_{j,mn} = [T_{ij}]\mathbf{B}_{i,mn} \quad (4.0.6)$$

の関係式が得られているものとする ($[T_{ji}]$, $[T_{ij}]$ の成分に関する具体形は Appendix.B を参照)。物体 j には物体 i からの散乱波の一部と物体 j への外部からの入射波が入射するから、物体 j へ入射する波の速度ポテンシャルを式 (4.0.2) のように書いたとき、未知数ベクトル $\mathbf{A}_{j,mn}$ は

$$\mathbf{A}_{j,mn} = [T_{ij}][r_{i,1}]\mathbf{A}_{i,mn}^0 + \mathbf{A}_{j,mn}^0 \quad (4.0.7)$$

と書ける。さらに、そのときの物体 j からの散乱波の速度ポテンシャルを式 (4.0.3) のように表したとき、未知数ベクトル $\mathbf{B}_{j,mn}$ は、

$$\mathbf{B}_{j,mn} = [r_{j,1}]\{[T_{ij}][r_{i,1}]\mathbf{A}_{i,mn}^0 + \mathbf{A}_{j,mn}^0\} \quad (4.0.8)$$

と書ける。この散乱波の一部が、物体 i への入射波として作用するから、物体 i への入射波を式 (4.0.2) のように表すときの $\mathbf{A}_{i,mn}$ は

$$\mathbf{A}_{i,mn} = [T_{ji}]\{[r_{j,1}]\{[T_{ij}][r_{i,1}]\mathbf{A}_{i,mn}^0 + \mathbf{A}_{j,mn}^0\}\} + \mathbf{A}_{i,mn}^0 \quad (4.0.9)$$

と書ける。この過程を無限に追いかけていくと、物体 i への入射波を式 (4.0.2) のように表すときの未知数ベクトル $\mathbf{A}_{i,mn}$ は

$$\mathbf{A}_{i,mn} = \sum_{\kappa=0}^{\infty} \{[T_{ji}][r_{j,1}][T_{ij}][r_{i,1}]\}^{\kappa} \{\mathbf{A}_{i,mn}^0 + [T_{ji}][r_{j,1}]\mathbf{A}_{j,mn}^0\} \quad (4.0.10)$$

同様にして、物体 j への入射波を式 (4.0.2) のように表すときの未知数ベクトル $\mathbf{A}_{j,mn}$ は

$$\mathbf{A}_{j,mn} = \sum_{\kappa=0}^{\infty} \{[T_{ij}][r_{i,1}][T_{ji}][r_{j,1}]\}^{\kappa} \{\mathbf{A}_{j,mn}^0 + [T_{ij}][r_{i,1}]\mathbf{A}_{i,mn}^0\} \quad (4.0.11)$$

と書ける。この手法が大楠によって示された相互干渉理論である。2 物体の相互干渉問題では、物体 i からの反射波が再び、自身への入射波として寄与するには、物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 i というループしか考える必要が無く、それを前提に定式化がなされ、解を得ることが可能であったが、3 物体間あるいはそれ以上数の物体間の問題になると、定式化そのものが困難になる。すなわち、3 つの物体 i, j, k が存在するとき、物体 i からの反射波が、再び物体 i への入射波として作用するような経路は下に示すように

- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 i
- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 i

- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 i
- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 i
- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 i
- 物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 $k \rightarrow$ 物体 i
- 物体 $i \rightarrow \dots \rightarrow$ 物体 i

など、その経路のとりかたは無限にあることになる。その経路の個数を数式として表現すると、 κ を反射回数として $\sum_{\kappa=1}^{\infty} 2^{\kappa}$ となり、仮に 4 回の以上の反射は無視するとしても、物体 i に関して 14 通り、各物体のそれぞれで同様に扱うと、42 通りの経路が考えられる。

考慮すべき波の経路の数は一般に、 N 個の物体間で、 M 回の反射を考慮すると、

$$\sum_{\kappa=1}^M N \times (N-1)^{\kappa} \quad (4.0.12)$$

と書くことが出来、物体数の増加と共に飛躍的に増大することがわかる。

Kagemoto & Yue の相互干渉理論

流体力学的相互干渉影響を逐次追いかけていくことの難しさは、前述したが、Kagemoto & Yue は無限に反射を繰り返した定常状態における相互干渉影響を推定する手法について、少ない計算量で大楠法と同じ解を得ることの出来る相互干渉理論を示した。以下に、その相互干渉理論について述べる。

相互干渉理論における最も基本となる概念は、「入射・反射を無限に繰り返した後の状態は、波周期による周期的な変動を繰り返すのみで、時間的にその状態は変化しない、すなわち定常状態になる」というものである。

ここで、再び 2 物体間の問題を考える。定常状態を仮定すると、物体 i への入射波の速度ポテンシャルを式 (4.0.2) のように表すときの未知数ベクトル $\mathbf{A}_{i,mn}$ は、外部からの入射波の速度ポテンシャルを式 (4.0.2) と表すときの未知数ベクトル (既知) $\mathbf{A}_{i,mn}^0$ と物体 j からの散乱波の速度ポテンシャルを式 (4.0.3) のように表すときの未知数ベクトル $\mathbf{B}_{j,mn}$ の和として表されるから、

$$\mathbf{A}_{i,mn} = \mathbf{A}_{i,mn}^0 + [T_{ij}]\mathbf{B}_{j,mn} \quad (4.0.13)$$

同様にして、物体 j への入射波の未知数ベクトルについても

$$\mathbf{A}_{j,mn} = \mathbf{A}_{j,mn}^0 + [T_{ji}]\mathbf{B}_{i,mn} \quad (4.0.14)$$

と表すことが出来る。ここで、式 (4.0.4) の関係を用いると、

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_{i,mn} &= \mathbf{A}_{i,mn}^0 + [T_{ij}][r_{j,1}]\mathbf{A}_{j,mn} \\ \mathbf{A}_{j,mn} &= \mathbf{A}_{j,mn}^0 + [T_{ji}][r_{i,1}]\mathbf{A}_{i,mn} \end{aligned} \quad (4.0.15)$$

を得ることが出来る。

$$\tilde{\mathbf{A}} \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{i,mn} \\ \mathbf{A}_{j,mn} \end{bmatrix}, \tilde{\mathbf{A}}^0 \equiv \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{i,mn}^0 \\ \mathbf{A}_{j,mn}^0 \end{bmatrix}$$

$$[\mathcal{R}_1] \equiv \begin{bmatrix} [\mathbf{r}_{i,1}] & 0 \\ 0 & [\mathbf{r}_{j,1}] \end{bmatrix}, [\mathcal{T}] \equiv \begin{bmatrix} 0 & T_{ji} \\ T_{ij} & 0 \end{bmatrix}$$

を用いて、式(4.0.15)を書き直すと

$$\tilde{\mathbf{A}} = [\mathcal{T}][\mathcal{R}_1]\tilde{\mathbf{A}} + \tilde{\mathbf{A}}^0 \quad (4.0.16)$$

となり、未知数ベクトル $\tilde{\mathbf{A}}$ は

$$\tilde{\mathbf{A}} = \{[\mathbf{E} - [\mathcal{T}][\mathcal{R}_1]]^{-1} \tilde{\mathbf{A}}^0 \quad (4.0.17)$$

のように求めることが出来る。ただし、 $[\mathbf{E}]$ は単位行列である。この手法では物体 $i \rightarrow$ 物体 $j \rightarrow$ 物体 i というループ状の経路を意識せずに、単に物体 $i \rightarrow$ 物体 j 、物体 $j \rightarrow$ 物体 i という物体同士をつなぐ直線的な経路のみを考慮すれば良いことになる。したがって、物体数が有限な個数であれば、その考慮すべき経路も又有限な数になる。

物体数が増えても同じように定式化を行うことが可能であり、本論文にあるような N_1 個の物体間の問題では、

$$[\mathcal{T}] = \begin{bmatrix} 0 & T_{21} & T_{31} & \cdots & T_{N_1 1} \\ T_{12} & 0 & T_{32} & \cdots & T_{N_1 2} \\ T_{13} & T_{23} & 0 & \cdots & T_{N_1 3} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{1 N_1} & T_{2 N_1} & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix}$$

$$[\mathcal{R}_1] = \begin{bmatrix} [\mathbf{r}_{1,1}] & 0 \\ & \ddots \\ 0 & [\mathbf{r}_{N_1,1}] \end{bmatrix}$$

$$\tilde{\mathbf{A}} = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{1,mn} \\ \mathbf{A}_{2,mn} \\ \vdots \\ \mathbf{A}_{N_1,mn} \end{bmatrix}, \tilde{\mathbf{A}}^0 = \begin{bmatrix} \mathbf{A}_{1,mn}^0 \\ \mathbf{A}_{2,mn}^0 \\ \vdots \\ \mathbf{A}_{N_1,mn}^0 \end{bmatrix}$$

として、

$$\tilde{\mathbf{A}} = \{[\mathbf{E} - [\mathcal{T}][\mathcal{R}_1]]^{-1} \tilde{\mathbf{A}}^0 \quad (4.0.18)$$

を得ることが出来る。本論文においては各物体の運動に伴う Radiation 問題も考慮した定式化を行っているが、Radiation 問題の場合には、Diffraction 問題における「外部からの入射波」を、「物体の運動による散乱波」として置き換えればよく、基本的な概念は全く同様のものである。

このように、定常状態を仮定することにより、時間領域に対する無限和をとる必要がなくなり、一度の演算でそれらの流場の解を得ることから、その計算量は著しく減少する。

D. 諸関数の normalization について

本論文で用いた、Bessel 関数、Hankel 関数などの、関数はそれぞれの次数の大きさによって、次のような性質を持つ。

$$\begin{aligned}\lim_{m \rightarrow \infty} H_m(z) &= 0 + i\infty \\ \lim_{m \rightarrow \infty} K_m(z) &= \infty \\ \lim_{m \rightarrow \infty} J_m(z) &= 0 \\ \lim_{m \rightarrow \infty} I_m(z) &= 0\end{aligned}$$

これらの性質により、今回の定式化に用いている限り、数学的には解が発散することはないが、数値計算上では適切な normalization を施しておく必要がある。したがって、本論文中で示した計算を行った計算コード中では次に挙げる normalization を行っている⁷³⁾。即ち、すべての z 、 m にたいして、

$$\begin{aligned}J_m(z)/f(m) &= O(1) \\ H_m(z)/g(m) &= O(0+i) \\ I_m(\alpha_n z)/i_n(m) &= O(1) \\ K_m(\alpha_n z)/h_n(m) &= O(1)\end{aligned}$$

となる関数を仮定する。この具体的な形としては、

$f(m)$ 、 $g(m)$ は x_0 をある代表長さとして、

$$\begin{aligned}|x_0^2 - m^2| \leq \sqrt{x_0} \text{ のとき、} \\ f(m), g(m) &= x_0^{-1/3} \\ |x_0^2 - m^2| > \sqrt{x_0} \text{ and } x_0^2 - m_0^2 \geq 0 \text{ のとき} \\ f(m), g(m) &= (x_0^2 - m^2)^{-1/4} \\ |x_0^2 - m^2| > \sqrt{x_0} \text{ and } x_0^2 - m_0^2 < 0 \text{ のとき} \\ f(m) &= (m^2 - x_0^2)^{-1/4} \exp \left\{ (m^2 - x_0^2)^{1/2} - m \sinh^{-1}(m/x_0) \right\} \\ g(m) &= (m^2 - x_0^2)^{-1/4} \exp \left\{ -(m^2 - x_0^2)^{1/2} + m \cosh^{-1}(m/x_0) \right\}\end{aligned}$$

また、 $i_n(m)$ 、 $h_n(m)$ は y_0 をある代表長さとして、

$$\begin{aligned}i_n(m) &= (m^2 + y_0^2)^{-1/4} \exp \left\{ (m^2 + y_0^2)^{1/2} - m \sinh^{-1}(m/y_0) \right\} \\ h_n(m) &= (m^2 + y_0^2)^{-1/4} \exp \left\{ -(m^2 + y_0^2)^{1/2} + m \sinh^{-1}(m/y_0) \right\}\end{aligned}$$

を用いた。 x_0 、 y_0 としては扱う物体中での最大半径（矩形では対角線の半分の長さ）を a_0 、下部領域の最大半径を b_0 、物体中の最小半径（矩形では短辺の半分の長さ）を c_0 、としたとき

$$x_0 = 2ka_0$$

$$y_0 = \alpha_n b_0$$

あるいは、

$$y_0 = \frac{n\pi c_0}{h-d}$$

を用いている。ただし、これらの仮定した関数の大きさは、 x_0 、 y_0 の大きさにあまりよらないので、場合により適宜使い分けた。

E. ポンツーン型浮体周辺の流場の表現について

本論文中では、ポンツーン型部分浮体の流弾性挙動について、実際の剛性を持つ浮体を対象として計算を行い、実験値等との比較検討から本論文で提唱する手法が十分に現実的な手法であることを示してきた。しかし、矩形断面を持つような浮体に関する Diffraction/Radiation 特性や流場をベッセル関数の和として円筒座標系で表す場合、浮体の角部でのポテンシャルは物体表面の法線方向が不連続に変化するため、物体表面での法線方向速度を 0 を満足するようなポテンシャルの表現には原理的に無限項の円筒関数を考慮する必要がある。しかも、複数の微小部分浮体に関する Radiation 問題をその微小部分浮体によって構成される部分浮体に関する座標系で記述するには、単独の矩形型浮体を扱う場合に比べて多くの項数を考慮する必要がある。しかし、実計算上では考慮する項数を以下のように有限の項数 M 、 N で打ち切る必要があり、流体表現に関する計算精度の低下が予想される。即ち、部分浮体 (i) に関しては

入射波ポテンシャルとして

$$\phi_i^0 = \sum_{m=-M}^M \left\{ A_{i,m0} J_m(kr_i) e^{im\theta_i} \cosh(k(z+h)) + \sum_{n=1}^N A_{i,mn} J_m(\alpha_n r_i) e^{im\theta_i} \cos(\alpha_n(z+h)) \right\} \quad (4.0.19)$$

散乱波ポテンシャルとして

$$\phi_i^1 = \sum_{m=-M}^M \left\{ B_{i,m0} H_m(kr_i) e^{im\theta_i} \cosh(k(z+h)) + \sum_{n=1}^N B_{i,mn} K_m(\alpha_n r_i) e^{im\theta_i} \cos(\alpha_n(z+h)) \right\} \quad (4.0.20)$$

下部領域の速度ポテンシャルとして

$$\phi_i^2 = \sum_{m=-M}^M \left\{ C_{m0} r_i^{|m|} e^{im\theta_i} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) + \sum_{n=1}^N C_{mn} I_m\left(\frac{n\pi r_i}{h-d}\right) e^{im\theta_i} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) \right\} \quad (4.0.21)$$

となり、微小部分浮体 (i, j) の下部領域の速度ポテンシャルは

$$\phi_{i,j}^2 = \sum_{m=-M}^M \left\{ C_{m0} r_i^{|m|} e^{im\theta_{i,j}} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) + \sum_{n=1}^N C_{mn} I_m\left(\frac{n\pi r_{i,j}}{h-d}\right) e^{im\theta_{i,j}} \cos\left(\frac{n\pi(z+h)}{h-d}\right) \right\} \quad (4.0.22)$$

として速度ポテンシャルは表される。そこで、微小部分浮体相互を連結する構造部材の剛性が 0 の場合（すなわち、各微小部分浮体に対する剛性による拘束力が働かない場合）について、この問題に対する検討を行った。

計算は Table 12 及び Fig.360 に示すような浮体を対象として行った。

Fig.361～Fig.368 に、横軸に波長、縦軸に上下変位振幅をとった浮体各部での応答を示す。各部の番号は、Fig.360 を参照されたい。図中、

- (a) の実線は浮体単体の Diffraction/Radiation 特性を求め、16 個の浮体間の流体力学的相互干渉問題を直接解いて得られる結果、
- (b) の破線は 4 個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を求め、さらに、その部分浮体間（4 個）の流体力学的相互干渉を解いて得られる結果
- (c) の○印は 16 個の微小部分浮体からなる部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を求め、その Diffraction/Radiation 特性から直接得られる結果

である。従って、(a)、(b)、(c) はそれぞれ手法は異なるものの、同じ問題を解いていることになるものであるから、原理的にはその解は一致すべきものである。これらの計算において流場をベッセル関数の和で表すときの打ち切り数 M 、 N は、 $M=8$ 、 $N=2$ としている。

Table 12 : The condition of the calculation

Length (L)	80.0m
Width (B)	80.0m
Draft (d)	1.0m
EI	0
Water depth	10.0m
Wave Length	24.0m, 30.0m, 36.0m ..., 132m, 138m
Incident angle	0[deg]

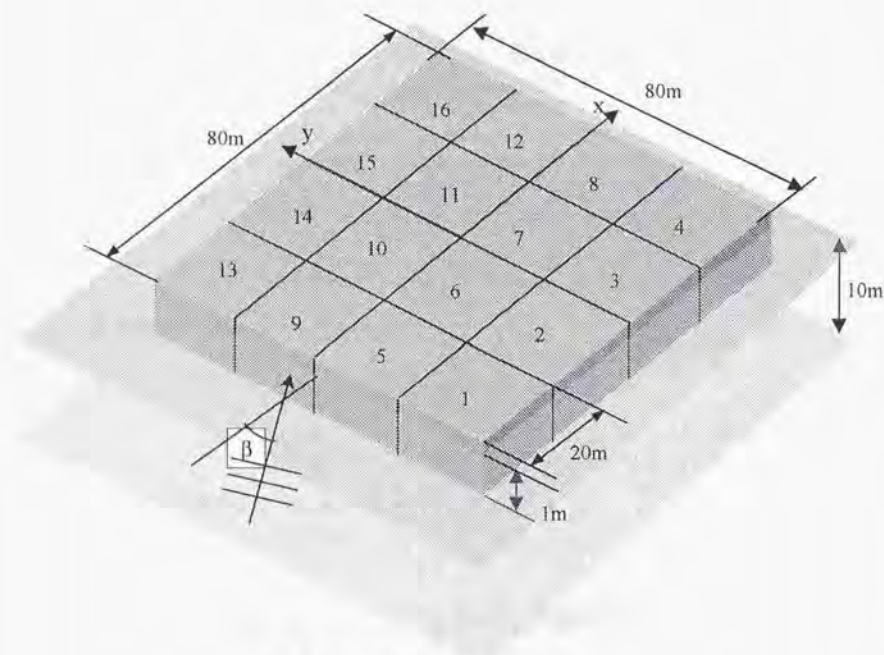


Fig. 360 : The model of a calculation

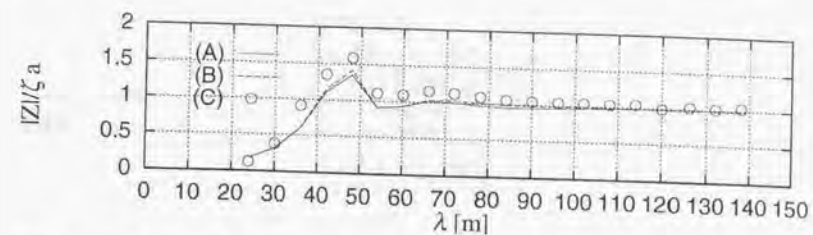


Fig. 361 : The vertical displacement amplitude at location-1 & 13 in head waves

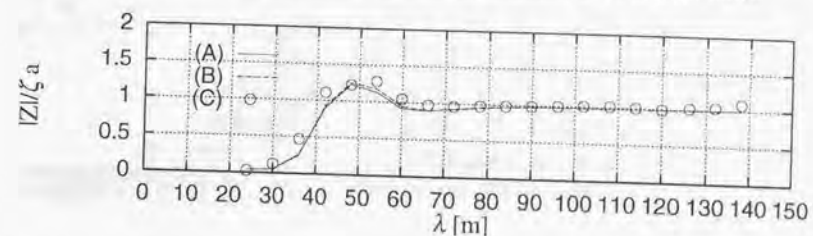


Fig. 362 : The vertical displacement amplitude at location-2 & 14 in head waves

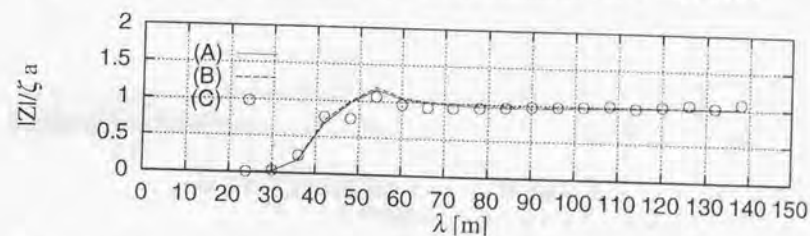


Fig. 363 : The vertical displacement amplitude at location-3 & 15 in head waves

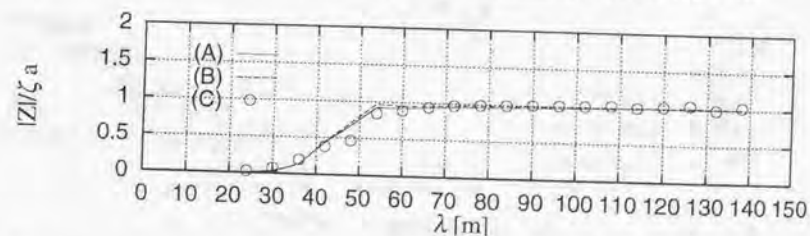


Fig. 364 : The vertical displacement amplitude at location-4 & 16 in head waves

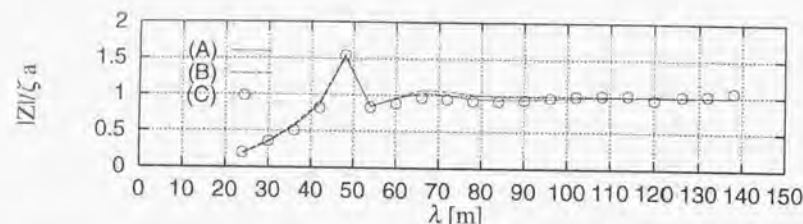


Fig. 365: The vertical displacement amplitude at location-5 & 9 in head waves

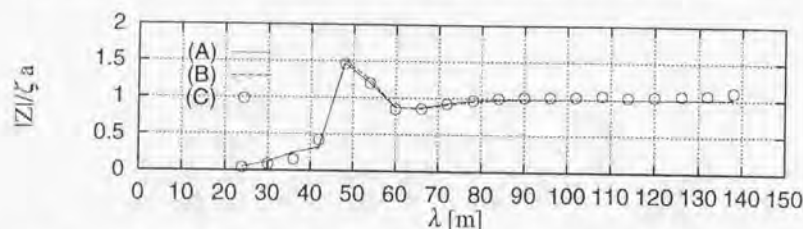


Fig. 366: The vertical displacement amplitude at location-6 & 10 in head waves

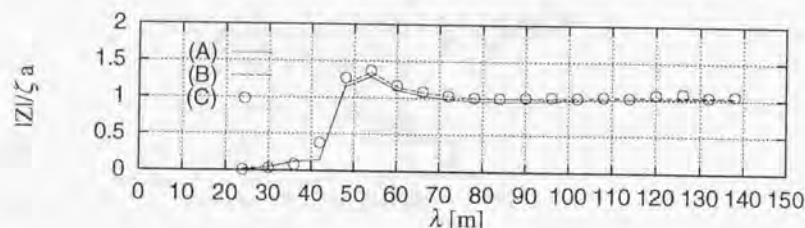


Fig. 367: The vertical displacement amplitude at location-7 & 11 in head waves

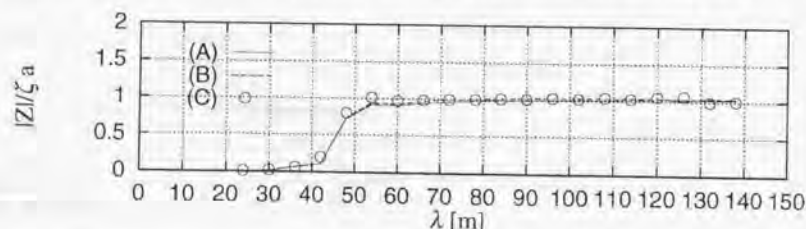


Fig. 368: The vertical displacement amplitude at location-8 & 12 in head waves

ここで示した3通りの計算手法は、原理的には全く同一の解を与えるべきものであり、計算したほとんどの波長領域に対して、定量的に良い一致をしていることが分かる。しかし、応答がピークとなる波長付近では、定性的な傾向は一致しているものの、定量的にはわずかに差が見られる場合がある。特に Location-1 & 13 (C) の値は他の (A), (B) に比べて応答量がかなり異なっていることが分かる。また、その他の箇所に関しても、(C) の手法による解はやや精度が落ちているように思われる。

このような計算精度の低下の原因は次のように考えられる。即ち、この計算で用いたような矩形断面を持つような浮体に関する Diffraction/Radiation 特性をベッセル関数の和として円筒座標系で表す場合、その角部でのポテンシャルの連続性を完全に満足するには無限項の関数を組み合わせる必要があることはすでに述べた。数値計算上ではある有限の項数で打ち切りざるを得ないが、角部を有するような浮体周りの流れを円筒関数の有限和で表現するには、相当な数の項数を取る必要があるものと思われる。しかし、今回はメモリーなどのハード的な要因から充分な項数を取ることが出来なかったのが、計算精度の低下の一因であったと考えられる。

また、ボンツーン型部分浮体の Radiation 特性を求める際に、微小部分浮体に関する局所座標系で表された速度ポテンシャルと、部分浮体に関する局所座標系によって記述された速度ポテンシャルを領域境界面で滑らかに接続させるような条件を立て、最小自乗法でその解を得ている。部分浮体に含まれる微小部分浮体が1個の場合(単体の矩形浮体がある場合)は、比較的少ない項数を考慮するだけで、収束した解を得ることが出来る。これは、微小部分浮体 (i, j) の座標系と、部分浮体 (i) の座標系が同一であることによって領域境界面での周方向の変動成分

$$e^{im\theta_{i,j}} = e^{im\theta_i} \text{ (式 (4.0.19) ~ (4.0.22) 参照)}$$

が、もともと互いに一致しているために、下部領域のポテンシャルと外部領域のポテンシャルを、最小自乗法によって各領域境界面で無理なく接続することが可能なものと思われる。

一方、部分浮体に複数の微小部分浮体が含まれるような場合、部分浮体に関する局所座標系と微小部分浮体に関する局所座標系によって表された速度ポテンシャルは、境界面の座標原点からの距離の違いから、境界面上での表現の精度(特に円筒関数に関する周方向の変動成分)に関して差が生じるものと考えられ、それぞれの Diffraction/Radiation 特性の決定に大きな影響を与えるものと思われる (Fig. 369 参照)。こうした当該原点から領域境界面までの距離の差は、部分浮体に含まれる微小部分浮体の数が多くなればなるほど大きくなり、境界面上での周方向の変動成分の違いは大きくなる。計算に於いて、(A) と (B) による計算結果が定量的に良い一致を示しているのは、(B) の場合部分浮体に含まれている微小部分浮体の数が4つと少ない為に、(C) の場合に比べて、上記のような問題点が顕在化しにくいとみられる。

本論文ででのボンツーン型浮体の流力弾性計算には、多くの場合 (C) のようにして求めた部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を用いて浮体全体の流力弾性問題を取り扱って来た。本論文ででの計算で対象とした波長の領域に関して (C) による

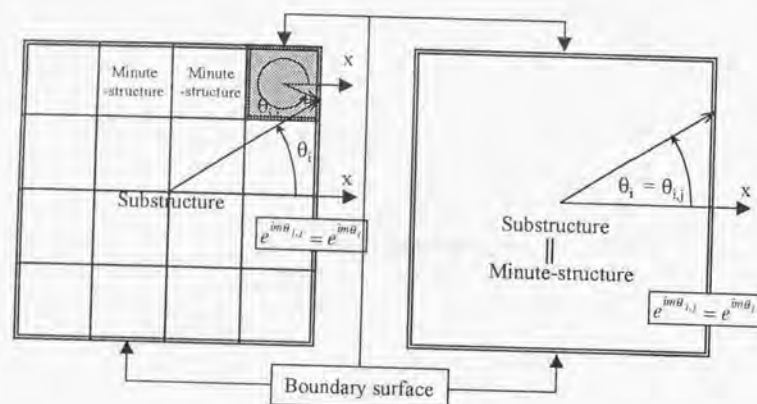


Fig. 369 : Relationship between a substructure's coordinate system and a minute-structure's coordinate system on a boundary surface

手法で、実験値や (A)、(B) による計算値と定量的に一致した解が得られたのは、運動方程式中に剛性による復原力の項が加わることによって、各微小部分浮体に働く力に占める流体力の割合が相対的に低下し、流体力の評価に関する誤差が相対的に小さくなった為、流弾性問題としての解の一致の度合いが良くなったものと思われる。

一方、コラム支持型部分浮体の Diffraction/Radiation 特性を求めた場合に用いた、解析的な座標変換を用いた手法は、形状を規定するものではなく、該当する浮体の相対的な位置関係にのみ依存するので、ポンツーン型浮体に関しても同様の手法を適用することが出来るものと考えられる。この定式化を適用する場合には、考察したような部分浮体と微小部分浮体の領域境界面でのポテンシャルの接続時に生じる問題は無くなり、計算精度の低下はかなり抑えられるものと考えられる。

そこで、コラム支持型浮体の場合に示した定式化を用いて 1200m ポンツーン型浮体 (VL15) の短波長時の計算を行い、実験値と比較をした例を Fig.370、Fig.371 に示す。

これを見ると、計算値と実験値との一致は極めて良好であり、ポンツーン型浮体の場合に示した定式化に基づく計算に比べて、計算の精度が上がっていることが伺える。また、ポンツーン型に適用する場合には微小部分浮体相互が接しているた

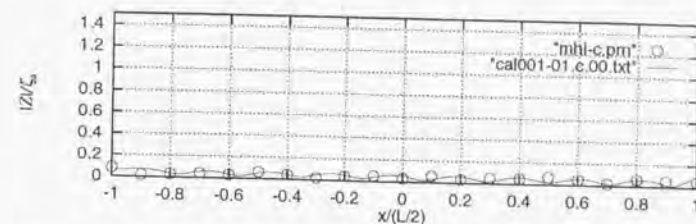


Fig. 370 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.04$

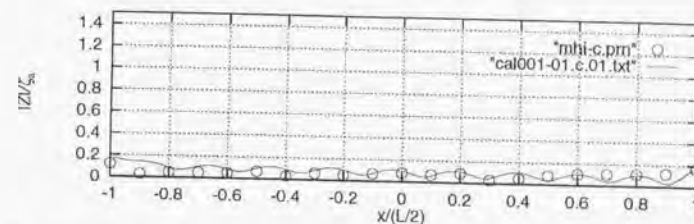


Fig. 371 : Longitudinal distributions of vertical displacement amplitudes along the centerline $\beta = 0[deg]$, $\lambda/L = 0.06$

め、Local wave による流体力学的相互干渉影響を考慮する必要があると思われるが、Local wave による相互干渉影響が大きくなるのは、微小部分浮体に関して相対的に更に短波長の範囲であり、上で示した波長の範囲では無視しても構わないほどその影響は小さかった。

