

一方向波列の波高分布に及ぼす非線形干渉と砕波の影響について

安田孝志*・森 信人**・川口浩二***・多田彰秀****

1. 緒 言

これまで、一般に現地波浪のゼロクロス波高は Rayleigh 分布にほぼ従うとして設計波の算定が行われて来た。従来の観測結果もこれを概ね支持して来たが、高波浪への Rayleigh 分布の適用性には不明な点が多い。高波浪時の波高分布の問題は、水深が波高の上限とはならない大水深海域において特に重要となるが、波高の定義自体の任意性もあって根本的検討には至らず、線形狭帯仮定に基づく Rayleigh 分布が依然として広く用いられている。

安田ら (1992, 1993) は、一方向波列の伝播シミュレーションを行い、3 次以上の高次干渉によって高波高の出現頻度が Rayleigh 分布によるものを上回るようになることを示し、波高分布や最大波高に及ぼす高次干渉の影響の重要性を指摘した。しかしながら、高次干渉の影響についてはなお多くの解明すべき課題が残されており、例えば、高次干渉が高波高の出現頻度や波高自体を増大させるメカニズムについては依然として未解明のままである。また、波高の増大に伴って砕波が生じ、その影響が波高分布に当然及んでくると予想されるが、砕波に関連する問題については何ら解明されていない。

そこで、本研究では、風波からうねりまでのスペクトルを持つ一方向波列の伝播シミュレーションを行い、高次干渉による波高増大のメカニズムを明らかにするとともに、高次干渉下の波高の母集団分布の定式化を試みる。同時に、砕波を伴う場合の不規則波列の波高減衰を調べるために水槽実験を行い、波高分布に及ぼす砕波の影響を明らかにする。

2. 手法の概要

2.1 数値計算

ここで用いる計算法は、これまで安田ら (1992) によって用いられて来たものと同じであり、非回転運動に対

する基礎式を 4 次の非線形干渉まで厳密に評価し ($M=4$ と略記)、周期境界条件の下に波数空間上で疑似スペクトル法によって解くものである。波形勾配 $ka=0.2$ の Stokes 波を厳密解によって与え、100 周期伝播させた場合のエネルギー誤差は 10^{-5} 以下であり、この手法によって基礎式はほぼ厳密に解かれていると考えて良い。

初期波としては、無限水深の下で Wallops 型スペクトルを持つ不規則波を考え、波形勾配 $k_p a$ を 0.08 から 0.14 まで、スペクトル幅形状パラメータ m を 4 から 60 までそれぞれ変化させ、最大で $300 T_p$ まで伝播させた。ここで、 k_p は波数スペクトルのピーク波数、 a は $H_{1/3}$ の 1/2 に等しい振幅、 T_p は k_p に対応した周期である。計算は、波高に対する統計的変動性の影響を極力抑えるため、 $256 L_p$ の長さの空間波形に対し、2048 個のフーリエモードを与えて行った。なお、比較のために、同一条件の下で 2 次の非線形項のみを評価した伝播計算 (2nd と略記) も併せて行った。

2.2 水理実験

砕波の波高分布に及ぼす影響を調べるには、縮尺効果の影響などもあるが、現在のところ水理実験に依らざるを得ない。そこで、西松建設(株)技術研究所の片面ガラス張りの 2 次元波浪水槽 (1m×2m×65m) を用い、数値計算と同様に Wallops 型スペクトルを持つ不規則波を一定水深 0.98 m の下で造波させて実験を行った。波形の計測には 7 台の容量式波高計を用い、目視による砕波の判定を行い、同時にビデオでも記録した。

3. 高次干渉のフーリエモードへの影響

3.1 スペクトル

まず、波形勾配 $k_p a=0.14$ の不規則波についてスペクトル形状に及ぼす非線形干渉の影響を調べる。図-1 はこのときの $m=4\sim 60$ のバンド幅に応じた初期スペクトル、さらに、これらのスペクトルが高次干渉 ($M=4$) および 2 次干渉 (2nd) 下ではほぼ一定となる伝播過程での時間平均形状を示す。これらより、初期スペクトルからのエネルギーの拡がり非線形干渉の次数に関係なく認められるが、 $m=60$ の場合に明瞭に見られるように 2 次干渉ではスペクトルの拡がり初期スペクトルの高調波成

* 正 会 員 工 博 岐阜大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 工 修 岐阜大学大学院 工学研究科 (日本学術振興会特別研究員)

*** 学生会員 岐阜大学大学院 工学研究科

**** 正 会 員 工 修 西松建設(株)技術研究所 技術部海洋技術課

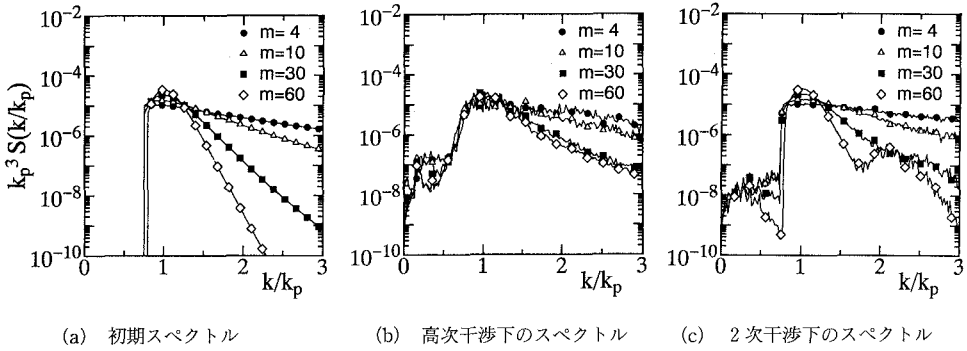


図-1 バンド幅パラメータ m とスペクトル形状の関係

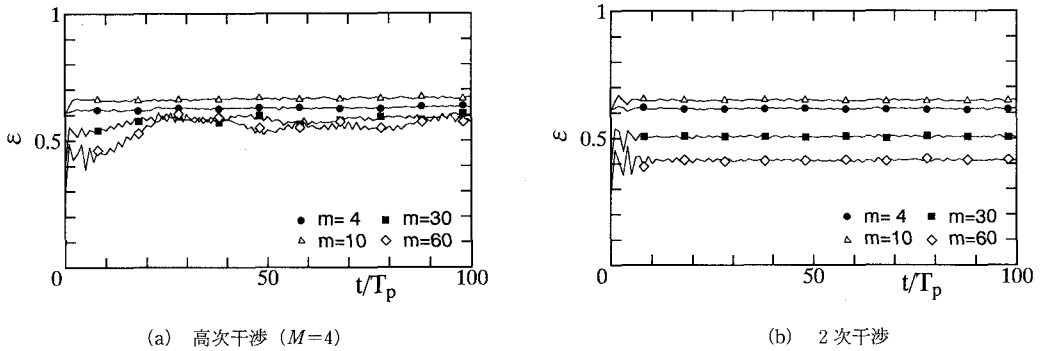


図-2 非線形干渉による伝播過程でのスペクトル幅パラメータ ϵ の時間変化

分によっているに過ぎず、 m の値に応じた初期スペクトルの差異がほぼそのまま残っている。これに対し、高次干渉下では全モードにエネルギーが輸送され、 $m=30$ と60の間でスペクトル形状にほとんど差異は認められず、 $m \geq 30$ の狭帯スペクトルの下では初期スペクトルに関係なく一定の形状に収束することがわかる。ただし、 $k_p a$ の値が小さくなるに従ってこのような一定形状への収束は見られなくなることから、一定形状への収束度は非線形性の強さに依存することがわかる。したがって、初期に十分な非線形性(エネルギー)を持つ波列であれば、周期境界条件下では初期スペクトルに関係なく $k_p a$ の値に応じた一定のスペクトル形状に収束すると言える。これは、風波の平衡スペクトルに対し、非線形干渉下での熱平衡型の‘平衡スペクトル’の存在を示唆するものとして興味深い。ただし、このような高次干渉によるスペクトルの拡がりは、初期スペクトルの広帯化が進み、 $m=4$ の場合のように初期のスペクトルが‘平衡スペクトル’を上回るバンド幅を持つようになると、ほとんど見られなくなる。

3.2 分散関係

初期スペクトルのバンド幅がその $k_p a$ の値に応じた‘平衡スペクトル’よりも狭い場合、高次干渉によって高

波数側へのエネルギー輸送が進み、最終的に平衡スペクトルに収束する。この結果、見掛け上スペクトルの広帯化が進み、図-2に示すように、

$$\epsilon = [1 - jz^2/j_0^4]^2, j_n = \int_0^\infty k^n S(k) dk \dots\dots\dots (1)$$

で定義されるスペクトル幅パラメータ ϵ の値も2次干渉下ではほとんど増えないが、最初0.3程度の値が風波の ϵ に近い0.6程度まで増大する。ただし、このスペクトルの広帯化は高次干渉に伴うものであるため、 ϵ の値では同一であっても自由波から成る不規則波のスペクトル成分の振舞いとは大きく異なると予想される。

この点を明らかにするため、伝播過程における各ステップ毎のフーリエ振幅の位相角 $\Omega = \omega(k_n)t + \delta_n$ を時間差分し、角周波数 $\omega(k_n)$ を

$$\omega(k_n) \approx \Delta\Omega/\Delta t, \Delta t = T_p/10000 \dots\dots\dots (2)$$

によって求め、非線形分散関係の計算を行い、各モードへの非線形干渉の影響について検討する。

図-3は、上述の図-1(b)のスペクトルに対応した分散関係を示す。初期スペクトルの狭帯化とともに線形分散関係からのずれが顕著になるが、それは無秩序に生じるのではなく、ずれ始めの波数(ここでは、これを臨界波数 k_c と定義する。)成分にこれよりも高波数の全成分

が拘束され、一律に線形分散関係からずれることを示している。この結果は、水槽実験によって風波のスペクトル成分の非分散性を示した Lake・Yuen (1978) の結果に一致し、風波が高次干渉の影響下にあることを証明するものとなっている。このような高波数 ($k > k_c$) モードの非分散性は、これらのモードはすべて高次干渉によって励起される拘束モードと考えれば容易に理解できる。また、上述の図-1 に示したように、高次干渉による高波数モードへのエネルギー輸送は初期スペクトルの狭帯化とともに顕著となるが、臨界波数のピーク波数への接近はこれに対応したものとと言える。

このように、臨界波数は初期スペクトル形状と非線形干渉に依存しているため、その推定にはピーク波数に対する臨界波数の比 k_c/k_p と初期統計量 m および $k_p a$ との関係性を調べる必要がある。図-4 はその結果であり、臨界波数は初期バンド幅 m に大きく依存するが、ここで示した範囲内 ($k_p a = 0.08 \sim 0.14$) では波形勾配にはほとんど無関係と言える。

このような臨界波数がどのようにして決まるかを明らかにするため、初期統計量 $k_p a = 0.14$ および $m = 30$ の場合について、初期スペクトルからの「平衡スペクトル」のずれと分散関係のずれとを比較した。図-5 はその結果であり、横軸を k/k_p に共通させて分散関係および波数スペクトルを重ねて比較したものである。これより、臨界波数付近で初期スペクトルと平衡スペクトルが交差しており、臨界波数とこのスペクトルの交差点が密接に関わっていることがわかる。ここでは、 $k_p a = 0.14$ 、 $m = 30$ の場合のみしか示していないが、こうした臨界波数とスペクトルの交差との関係は初期統計量に関係なく共通して認められる。このようなスペクトルの交差は、交差波数よりも高波数側に低波数側のエネルギーが輸送されることによって生じるものであり、両スペクトルの差から高次干渉によって励起された高波数モードのエネルギーを知ることができる。こうした交差波数と臨界波数の一致は、高次干渉による高波数モードが臨界波数モードの拘束モードとなることを裏付けるものと言える。

発達過程にある海の波においては高波数側から低波数側へのエネルギー輸送が卓越するが、十分に発達した段階やうねりの段階では低波数側から高波数側へのエネルギー輸送の余地が生じ、臨界波数が意味を持つようになる可能性がある。これがどの程度の可能性を持つかは不明であるが、いずれにしろ、発達過程や十分に発達した海の波では、定常フーリエモードの重ね合わせによる線形的描像とは異なるダイナミックな世界が展開されているものと考えられる。

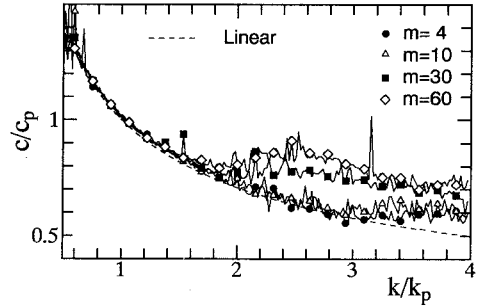


図-3 初期バンド幅パラメータ m との関係

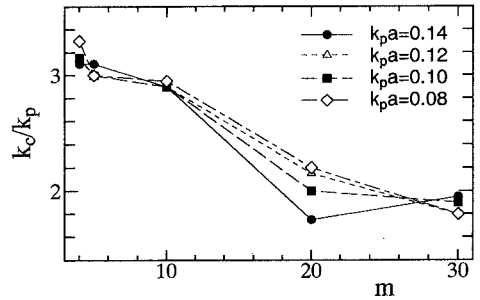


図-4 臨界波数と初期波形勾配 $k_p a$ およびバンド幅パラメータ m との関係

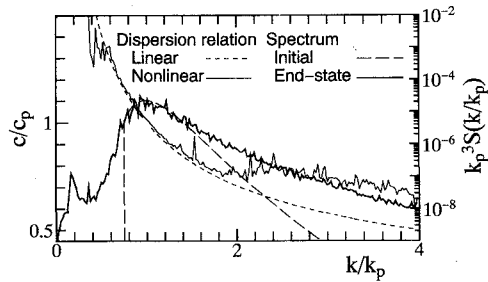
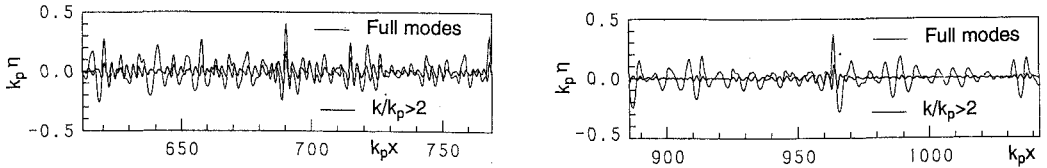


図-5 高次干渉によるスペクトルと分散関係の変化 ($k_p a = 0.14$, $m = 30$)

4. 高次干渉の空間波形および波高分布への影響

4.1 空間波形

高次干渉によって励起された高波数拘束モードの実波形への影響を調べるため、図-6 に高次干渉下の $k_p a = 0.14$ 、 $m = 10$ および 30 のシミュレーション波形とこれらの $k/k_p > 2$ の高波数成分のみから合成された波形との比較を示す。図-6(b) の場合で見ると、 $k/k_p > 2$ の高波数成分は全体の 2.62% を占めるに過ぎないが、その影響は選択的に元の実波形の突出部分に強く現れ、突出波形の



(a) $k_p a = 0.14, m = 10$ (b) $k_p a = 0.14, m = 30$
 図-6 高次干渉下のシミュレーション波形と高波数成分 ($k/k_p > 2$) による波形との比較

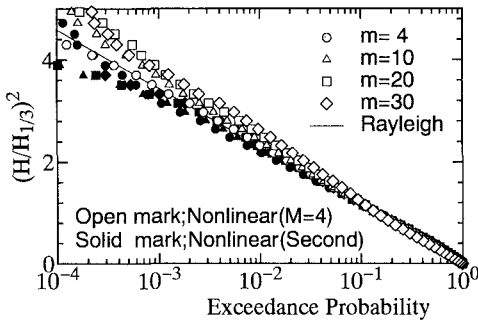


図-7 波高の超過確率に及ぼす高次および2次干渉の影響と初期バンド幅の関係

急峻化やその形成に深く関わっていることがわかる。他のケースでも同様であり、これらより、高次干渉は高波数拘束モードの励起を通して、突出波の形成に関わるなどの影響を及ぼすことがわかる。

4.2 波高分布

高次干渉の突出波形への影響を波列全体で捉えればそれは波高分布への影響として現れて来る。そこで、 $k_p a = 0.08$ のケースについて、上述の図-1の時間平均したスペクトルと同一の伝播時間内のすべての波高を対象として波高の超過確率分布を求め、Rayleigh分布との比較を図-7に示す。なお、比較のために2次干渉による結果も併せて示してある。2次干渉の下では初期の波形勾配やバンド幅に関係なくRayleigh分布をほぼ下回るのに対し、高次干渉下では $m=4$ を除いたいずれの場合 ($m \geq 10$) もRayleigh分布を上回るようになる。このように、狭帯化が進むにしたがって高次干渉の影響が卓越し、Rayleigh分布は高波高に対して過小評価になるため、高波高部分に対しても適用できる波高分布式が必要になる。

Weibull分布は古くから広範な海象下の波高分布に用いられており、母数 m_w を適切に選べば、高次干渉下の波高分布にも適用できるため、ここでは、これを高次干渉下での波高分布式として提案する。不規則波は初期統計量 $k_p a$ および m のみに支配されているため、Weibull母数 m_w は $k_p a$ および m の関数として与えられるはずである。そこで、初期統計量 $k_p a$ および m を持つ不規則波列に

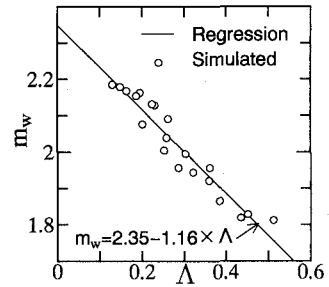


図-8 非線形指標 Λ と Weibull 母数 m_w の関係

対する非線形指標として

$$\Lambda = k_p a \times \ln(m) \dots\dots\dots (3)$$

を定義し、これと m_w の関係について検討した。図-8はその結果でありここで行った20ケースの結果をプロットしてある。図中の実線は回帰式 $m_w = 2.35 - 1.16\Lambda$ による結果であり、ここで示した範囲内ではシミュレーション結果との対応も良好である。これより、高次干渉の波高分布に及ぼす影響はWeibull母数 m_w を通じて回帰式によって評価できることがわかる。また、この回帰式を用いれば、高次干渉下の波高分布が初期統計量 $k_p a$ および m を与えることによって一義的に決定できる。

5. 砕波の波高分布に及ぼす影響

高次干渉によって高波高の出現確率が增大し、非砕波条件下ではRayleigh分布は高波高に対して過小評価となるが、同時に砕波の可能性も高くなるため、上述の物理実験結果を基に砕波の波高分布への影響について検討をする。

図-9は、共に $f_p = 1.0$ Hz, $m = 10$ のWallopsスペクトルを持ち、造波板から2.4m地点での $k_p a$ の値が0.102 (Run 1; 非砕波) および0.163 (Run 2; 砕波を伴いつつ伝播) となる波の η_{rms} および $H_{max}/H_{1/3}$ の空間変化を示す。 η_{rms} の値自体はRun 2の方がRun 1を上回っているが、砕波による減衰のためにRun 2の方が η_{rms} の低下も大きい。さらに、 $H_{max}/H_{1/3}$ について見ると、 $k_p a$ や η_{rms} の値ではRun 2の方がRun 1を上回るにもかかわらず、Run 1の方が全般にRun 2を上回り、砕波によって最大波高比が却って減少することがわかる。

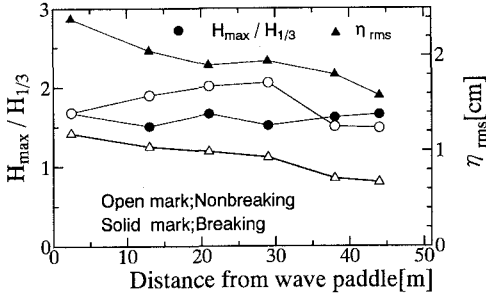


図-9 砕波および非砕波不規則波の波形統計量の空間変化の比較

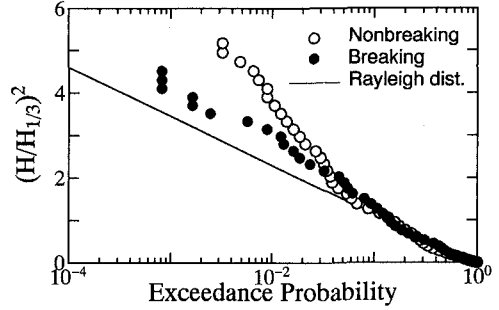


図-10 波高の超過確率に及ぼす砕波の影響

図-10は、造波板から29mの測点でのRun1およびRun2の波高の超過確率をRayleigh分布と併せて比較したものである。いずれも $(H/H_{1/3})^2 \geq 2$ 付近からRayleigh分布を上回っているが、砕波を伴うRun2ではその割合が非砕波のRun1に比べて小さい。 $H_{max}/H_{1/3}$ の場合と同様、 $k_p a$ の値ではRun2の方が大きく、高次干渉の影響がより強く現れているはずであるが、砕波によって波高の減衰が却って進むために高次干渉の影響が消滅され、結果的に非砕波のRun1の超過確率の方が卓越する結果となっている。

6. 結 語

広範囲のスペクトル幅を持つ一方向波列の伝播シミュレーションを、 $256L_p$ (L_p はスペクトルのピークモードの波長の長さの空間波形に対して2048個のフーリエモードを与えて実施し、干渉のスペクトルや波高分布に及ぼす影響について検討した。

その結果、高次干渉によってスペクトルの広帯化が進み、初期のスペクトル幅に関係なく波形勾配に応じた‘平衡スペクトル’に収束する傾向があることを見出すことができた。このとき励起される高波数成分は、いずれも線形分散関係からのずれ始めの波数を表す臨界波数モードに拘束されており、これによって風波の非分散性が説明できることを明らかにした。また、これらの高次干渉によって励起される高波数拘束モードは高波高を選択的に増大させ、突出波の出現に関わる一方、Rayleigh分

布を上回る高波高の出現を促すことを見出した。こうした高次干渉の影響を表す不規則波の非線形指標を定義することによって、高次干渉下の波高分布を与えるWeibull母数が一義的に与えられることが明らかになった。さらに、水理実験によって、砕波の波高分布に及ぼす影響について検討し、高次干渉によって高波高の発達や出現確率の増大が生じるが、同時に砕波頻度も増し、このため、波形勾配の大きい不規則波において却って最大波高や、高波高の出現確率の低下が進み、砕波によって波高分布がRayleigh分布に近づくことを明らかにした。

最後に本研究が文部省科学研究費一般C(06650559)および特別研究員奨励費、さらに造船学術研究推進機構からの交付金による成果であることを付記し、深謝する。

参 考 文 献

安田孝志・伊藤一教・森 信人 (1992): 一方向不規則波の波高分布に及ぼす非線形干渉の影響について, 土木学会論文集, No. 443/II-18, pp. 83-92.
 安田孝志・森 信人・伊藤一教 (1993): 風波のスペクトルを持つ一方向波の共鳴干渉とその影響, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 101-105.
 Lake, B. M. and H. C. Yuen (1978): A new model for non-linear wind waves. Part I. Physical model and experimental evidence, J. Fluid Mech., Vol. 88, pp. 33-62.
 Yasuda, T., N. Mori and K. Ito (1992): Freak waves in unidirectional wave trains and their properties, Proc. 23 ICCE, Venice, pp. 751-764.