

エネルギー逸散率の各種モデルに基づく海浜碎波の 酸素取り込み機能の解析

角野昇八*・Douglas B. Moog**・館川徹也***
新谷尚弘***・重松孝昌****

1. 緒 言

大気中の二酸化炭素濃度の上昇が地球温暖化の主要因となっていることはよく指摘されるところである。また、空中から水中に取り込まれた溶存酸素は、沿岸域などの生態系を含めた水環境保全に重要な役割を果たしている。気化したダイオキシンなど各種の有毒ガスの中への蓄積は、生命体や周辺環境に深刻な影響を及ぼすことが危惧されていて、二酸化炭素を含む各種気体の地球環境内での循環過程の評価が重要な課題となっている。その際、大気-海洋の気液界面での気体輸送量の定量的評価が必要となるが、そこには未解明の点が多くて信頼できるモデルはまだなく、地球レベルでの各種気体の循環過程推算の際などに大きな障壁となっている。このことから、たとえば、大気中に放出された二酸化炭素の大気圏への残留分と、植物への蓄積分、海洋への吸収分の間の収支バランスに不明の部分があるとする、いわゆるミッシングシンクの重大な問題などが生じている。

大気-海洋気液界面での気体輸送は、非碎波面-碎波面、洋上-沿岸域、有風-無風、塩水-淡水など種々の条件下で著しく変化することが予想され、地球レベルでの循環評価にあっても地球上の種々の海域の条件に応じたきめ細かい気体輸送解析が必要とされると思われるが、本研究は、このうち、種々の気体の取り込みがもっとも激しく、また大規模に行われていると思われる沿岸域の碎波面での物質輸送速度を対象とする。また本研究では、開水路流れ水面での気体輸送現象のモデルに「大渦モデル」と「小渦モデル」の2大モデルがあるのに鑑み、単に波の特性との相関の検討にとどまっていたこれまでの研究(角野ら, 1995, 1996)からさらに踏み込んで、各種モデルによるエネルギー逸散率との相関について詳細に検討を加えようとする。

2. 既往の研究の概観と本研究の姿勢

静水面や開水路流れの水面における酸素取り込み(再

曝気)現象に関する研究はかなり古くまでさかのぼることができ、またその数も膨大となる(たとえば, Higbie 1935)。ここでは、比較的最近の研究より、開水路流れ水面および海洋波面、沿岸域碎波帯での再曝気を対象とした既往の研究を概観する。

(1) 開水路流れ水面での再曝気(大渦モデルと小渦モデル)

開水路流れ水面での再曝気現象に関する研究は古くから、また数多く見られ、国内でもいくつかの研究例がある。いずれも、物質移動係数 K_L は拡散係数 D_m と表面更新率 r と

$$K_L = (D_m r)^{1/2} \dots\dots\dots (1)$$

で関連づけられるとする、Danckwerts (1951) の「表面更新モデル」より出発している。最近にも、たとえば平山ほか(1995)は、水-気体界面気体輸送は乱れ強度に大きく依存するという「乱れ強度モデル」と、エネルギー逸散率に大きく依存するという「エネルギー逸散率モデル」に基づいてデータを整理し、その結果より乱れ強度モデルの優位性を指摘している。これに対して Moog・Jirka (1998) は、平山らの前者に相当する「大渦モデル」(Fortescue & Pearson, 1967) と後者に相当する「小渦モデル」(Lamont & Scott, 1970) でデータを整理し、せん断レイノルズ数が $R_\tau (=u^* h/\nu) > 500$ の領域において「小渦モデル」を支持している。ここに u^* は摩擦速度、 h は水深、 ν は動粘性係数である。前者のモデルによる表面更新率は、

$$r \propto (u^*/h) \dots\dots\dots (2)$$

で、また後者によれば

$$r \propto (\varepsilon/\nu)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

での律則を仮定することになるが(ε は乱流のエネルギー逸散率)、この両モデルの考え方の大きな相違点は、結局のところ、[1/時間]の次元を持つ r が乱流の大きな構造の時間スケールか Kolmogorov の時間スケールで決まっているかとするところにある。

(2) 海洋波面(風波)での再曝気

海洋波面での酸素移動を含めた気体輸送に関する研究は、先に述べた地球温暖化などに関わる観点から盛んに進められている。そのほとんどは洋上での風の影響を重

* 正 会 員 工博 大阪市立大学助教授 土木工学科
** Ph.D. Case Western Reserve University
*** 学生会員 大阪市立大学大学院 工学研究科
**** 正 会 員 工修 大阪市立大学助手 土木工学科

視したもので、風による摩擦速度あるいはその影響を受けた表面乱れとの関連での研究が多い。風の影響を考慮した（あるいは考慮しない）砕波あるいはそれに含まれる気泡との関連での研究は、比較的最近見られるようになったものの、まだ端緒についたばかりの段階にあるといつてよい（たとえば、Lamarre & Melville, 1991, Woolf, 1995）。しかもその多くは、気体輸送特性を波などの外的条件の関数として関連づけるのではなく、現象そのものの解明を目指したものである。このようななかで、Woolf (1995) は、外的条件との関連での解析を目指して、エネルギー逸散率の $1/4$ 乗に比例する形の物質移動係数のモデルを展開している。すなわち、式(1)および式(3)より明らかなように、これは「小渦モデル」に相当する形を仮定していることになるが、まだ現象を十分に説明できるまでには至っていない。

(3) 砕波帯での再曝気

沿岸域海浜の砕波帯は、激しくまた恒常的に気体取り込みが行われているとみられる海域であり、取り込み機構の解析は深海域同様、あるいはそれ以上に重要と思われる。細井・村上ら (1982, 1983) は、工学的視点から先駆的にこの現象の解明に取り組んだ。ただし、求められているのは再曝気係数と波の特性との関連であり、気体取り込み機能を示す物質移動係数との関連については触れられていない。一方、著者ら (1995, 1996) も同様の研究を最近継続して、酸素の物質移動係数を波の特性との関連で解明することを目指した解析を進めている。その結果、Breaker Type Index B_t (Galvin, 1968) を導入することによって、物質移動係数は、緩斜面の勾配や砕波の形態（崩れ波砕波・巻き波砕波）、波の周期、波高の特性によらずに、波の特性と一義的に関連づけることができることを見いだせた。

(4) 本研究の姿勢

Woolf (1995) は、深海域での砕波に対して、開水路流れ水面での表面更新モデルの「小渦モデル」に相当する形を提案・展開している。しかしながら、沿岸域砕波面における再曝気現象に対しても表面更新モデル（あるいはその中の「小渦モデル」および「大渦モデル」）が適用できるかどうかは不明である。そこで本研究では「小渦モデル」にも現れるエネルギー逸散率は現象を支配する基本量であるとの認識の下に、種々のモデルによるエネルギー逸散率を算定し、それと物質移動係数との相関を調べてその妥当性を検討する。なお、本研究においては、従来通り風の影響は全く考慮していない。

3. 破砕帯におけるエネルギー逸散率の各種モデル

ここで検討対象としたエネルギー逸散率のモデルは、

段波モデルに基づく Battjes ら (1978)、および Svendsen (1984)、Stive (1984)、間瀬 (1992) のもの、また独自モデルの灘岡ら (1986)、岡安ら (1989) の計 6 モデルである。以下にその関数形を個別に示す。なお、エネルギーカスケードの考え方が教えているように、砕波によるエネルギー逸散率と大規模渦と考えた砕波の持つエネルギー（時間当たり）は等価なものであることに注意しておきたい。

(1) Battjes らによる段波モデル

Battjes ら (1978) は、砕波現象を段波と置き換えてモデル化を図った。単位面積当たりエネルギー逸散速度 (ϵ') として、彼らは最終的に

$$\epsilon' = Q_b(\rho g/4)(H^2/T) \dots \dots \dots (4)$$

を得た。ここに ρ は流体密度、 g は重力加速度、 H は波高、 T は周期であり、 Q_b は砕波率を表す。この量は単位面積当たりであるので、単位質量当たりではこれを ρh で割り、

$$\epsilon = Q_b(g/4)(H^2/Th) \dots \dots \dots (5)$$

として求めることができる。

(2) Svendsen のモデル

Svendsen (1984) は、上記の Battjes のモデルを修正して、 ϵ' を次のように与えた。

$$\epsilon' = \rho g D H_b^3 / 4 h_b T \dots \dots \dots (6)$$

ここに、 H_b および h_b はそれぞれ砕波波高と砕波水深を表す。また D は H_b および h_b 、 η_c (砕波峯高と砕波水深の差) と関係づけられる係数である。前の場合と同様に、単位質量当たりでは、

$$\epsilon = g D H_b^3 / 4 h_b^2 T \dots \dots \dots (7)$$

となる。

(3) Stive のモデル

Stive (1984) は、Svendsen のモデルにおける D は surf similarity parameter ξ_0 の関数であると仮定し、実験的に D の形を

$$D \cong 2 \tanh 5 \xi_0 \dots \dots \dots (8)$$

のように決定した。

(4) 間瀬のモデル

間瀬 (1992) も段波モデルを修正したが、砕波点での単位面積当たりエネルギー逸散速度の算定に対しては、結局、Svendsen のモデルにおける D を β^3 の形でおいた。ここに砕波点における β は

$$\beta = H_b / (0.7 + 5 \tanh \theta) h_b \dots \dots \dots (9)$$

で表されたとした。

(5) 灘岡らのモデル

灘岡ら (1986) は、砕波による水平渦をランキン渦とし、その渦の運動エネルギーの算定より出発して、一波内、単位時間当たりのエネルギー逸散量を以下のように独自に求めている。

$$\varepsilon'' = \frac{n_v \pi \rho}{16} \omega^2 R_0^4 \left(1 + 4 \ln \frac{a}{R_0} \right) \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 n_v は一波長内での単位時間当たりの渦の発生個数であり、 $n_v = \omega/2\pi$ で算定される。 ω は渦度で、 $\omega = 2q_0/R_0$ で求めることができる。ここに q_0 は渦による流速(=C)であり、 R_0 は強制渦部分の半径(=H_b/2)である。ここで、彼らと同じく、 $(1+4 \ln(a/R_0)) \cong 2$ とすれば、

$$\varepsilon'' = \rho H_b C^3/4 \dots\dots\dots (11)$$

を得ることができる。この量は、一波当たりの量であるので、単位質量当たりでは、それを $\rho L h_b$ で割り、

$$\varepsilon = (g/4)(H_b/T) \dots\dots\dots (12)$$

のように求めることができる。この形は、結局、Battjesモデルにおける碎波率を $Q_b=1$ とし、 $H/h=1$ としたもの、あるいはSvendsenおよびStive、間瀬モデルにおける $D=\beta^2=1$ とし、 $H_b/h_b=1$ とした形になっている。

(6) 岡安らのモデル

岡安ら(1989)も、独自に、碎波の大規模渦のエネルギーは平行運動と回転運動から寄与されるものとして、その単位幅当たり運動エネルギーを

$$\varepsilon'' = (3/16)\pi \rho H_b^3 C^2 \dots\dots\dots (13)$$

のように求めた。ここで、一波長内、単位時間当たりの渦の発生個数を灘岡のときと同様に、 $n_v = \omega/2\pi = C/\pi R_0 = 2C/\pi H_b$ とおき、得られた式をさらに単位質量当たりにするために $\rho L h_b$ で割れば、

$$\varepsilon = (3/8)g H_b/T \dots\dots\dots (14)$$

を得る。式(14)による値を式(12)の灘岡によるものと比べると、結局、 $g/4=2.45$ が $3g/8=3.675$ と変わっただけであることになる。

4. エネルギー逸散率に基づく物質移動係数

(1) 物質移動係数の実験値

用いた物質移動係数(K_L)の実験値は、長さ20mの造波水槽内の1/10および1/20、1/30の斜面勾配を用いて、著者らによってすでに得られているデータ(角野ら1996)に加えて、新たに50mの造波水槽を用いて行った実験(斜面勾配は1/30)より得られたデータを用いた。実験では、周期および波高を種々に変化させて巻き波および崩れ波の碎波を発生させた。実験より得られた水中溶存酸素濃度の時間変化曲線より再曝気係数(k_2)を決定し、それより関係式

$$K_{Lp} = (V/A_p)k_2 \dots\dots\dots (15)$$

を用いて物質移動係数を求めた。ここに V は曝気容積であり、水槽内の移流を防止するために碎波線沖に設置したビニール膜より岸側領域の容積とした。 A_p は曝気面積であり、碎波線と汀線の間の静水面面積とした。なお、

緩斜面上での碎波現象では、真の曝気面積 A は静水面での面積ではなく、碎波面の乱れや水中に連行された気泡の存在の影響などによって大幅に大きくなっていることが考えられるので、実際の曝気面積は静水面での面積の n 倍となっているものと考えて($A=nA_p$)、式(15)を

$$K_L^* = (V/A)k_2 = (V/nA_p)k_2 = K_{Lp}/n \dots\dots\dots (16)$$

のように変形して考えることもできる。20m水槽での実験値を示す角野ら(1996)にはこれらの両式による値が示されている。なお、 n (実水面係数と称する)の形は、これまでの著者らの研究より、Galvin(1968)によるBreaker Type Index(B_t)を用いて

$$n = \alpha(1/B_t) = \alpha(gT^2 \tan \theta/H_b) \dots\dots\dots (17)$$

としたものが最も現象をよく表すことが明らかになっている(ここに $\tan \theta$ は水底勾配)。ただし、その比例係数は仮に $\alpha=1$ とおいている。したがって、式(16)の K_L^* もまた真の値を表しているものではないことに注意しておきたい。細井(1996)との議論より、同文献中での nK_L は式(15)の K_{Lp} を指し、同じく K_L は式(16)の K_L^* を指すように今回改めた。なお表-1には、新たに行った実験による値を式(15)および式(16)の表記に従って示した。

(2) 結果

図-1~図-6には、得られた上記各モデルによるエネルギー逸散率と物質移動係数の関係を両対数グラフにとって表した。ただし、Battjesらのモデルにおける碎波率は $Q_b=1$ とおいた。また、エネルギー逸散率の算定に海底勾配の影響が考慮されていないモデル(Battjesら、Svendsen、灘岡ら、岡安ら)の適用にあたっては、その影響を従来どおり $n=1/B_t$ として式(16)に導入して K_L^* として物質移動係数を表した。一方、その影響が考慮されている他モデル(Stive、間瀬)の適用にあたっては、式(15)をそのまま適用した(このようにしないときの相関は悪い)。さらに図中には、各ケースにおいてもっとも相関が高いときの関数形とその相関係数値を示した。

これらの図によれば、波のスケールの違い、海底勾配、

表-1 実験条件および実験結果(50m水槽)

勾配	RUN	碎波形式	T (s)	H ₀ (cm)	H ₀ /L ₀	H _b (cm)	h _b (cm)	A (cm ² /cm)	V (cm ³ /cm)	t (°C)	k ₂ ×10 ⁻³ (1/s)	K _{2p} ×10 ⁻³ (cm/s)	K _L [*] ×10 ⁻³ (cm/s)
1/30	351	PL	1.7	12.3	0.027	15.2	19	560	6531	9.9	2.5	2.9	4.6
	352	PL	2.0	11.1	0.018	14.9	18	538	6531	9.6	2.2	2.7	3.1
	353	PL	2.0	20.3	0.033	23.4	30	914	19947	7.9	1.1	2.4	4.5
	354	SP	2.0	23.5	0.038	27.0	35	1056	19947	8.2	2.0	3.8	8.0
	355	PL	2.2	11.3	0.015	16.8	20	585	6531	9.5	2.0	2.2	2.2
	356	PL	2.2	17.9	0.024	22.7	28	844	19947	8.0	2.1	5.0	7.0
	357	PL	2.2	20.4	0.027	25.6	32	949	19947	8.3	2.5	5.3	8.1
	358	PL	2.2	25.3	0.033	29.6	38	1151	32667	7.4	2.6	7.4	14.3
	359	PL	2.4	25.3	0.028	31.2	39	1174	32667	7.0	1.6	4.5	7.2
	360	PL	2.8	26.2	0.021	35.3	43	1275	32667	7.7	2.2	5.6	7.6
	361	PL	2.0	24.6	0.039	31.2	41	1230	32248	7.6	1.6	4.1	10.4
	362	PL	2.4	26.7	0.030	29.2	36	1080	32248	7.7	2.2	6.7	11.3
	363	PL	2.6	24.8	0.024	28.7	35	1050	32248	7.7	1.2	3.7	5.0
	364	PL	2.0	16.0	0.026	19.7	24	720	10533	8.1	2.0	2.9	4.7

*SP: spilling breaker, PL: plunging breaker

砕波形態、周期などにかかわらず、 K_L^* あるいは K_{LP} は ε のどのモデルとも良好な相関を示している（相関係数 $r_c=0.59\sim0.92$ ）が、なかでも H_b/T に単純に比例する形を持つ岡安らあるいは灘岡らによるモデルとの対応が最もよい（ $r_c=0.92$ ）。（ただし、両モデルとの関数形のべき乗の数値が若干異なっている。）物質移動係数が（波高/周期）のパラメータと強い相関関係を持つことはすでに明らかにしているが（角野ら1996）、本研究により、それはエネルギー逸散率によるものであることが初めて明らかにされたことになる。最も相関が高いこれら両モデルでは、 K_L^* は ε のほぼ2乗に比例するものとなっているが、これは、深海域に対して Woolf が仮定した「小渦モデル」相当の1/4乗の約8倍の値となっている。このことより、沿岸域砕波帯での再曝気現象に対しては「小渦モデル」はもはや適用できないこと、そしてその理由として、深海域砕波に比べて多量で恒常的、かつ均一に発生していると思われる緩斜面上砕波での気泡の存在による積極的な酸素の取り込みが考えられる。その詳細な検討を今後さらに進める必要がある。

エネルギー逸散率を考えると、海岸工学では単位面積当たりの量がしばしば対象とされる。図-7には、もっとも相関が高かった灘岡らのモデルにおいて、単位面積

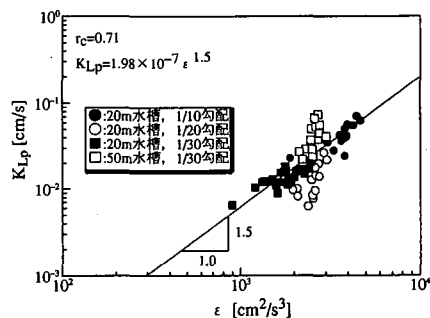


図-3 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（Stive）

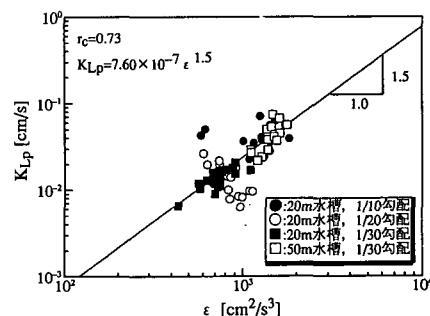


図-4 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（間瀬）

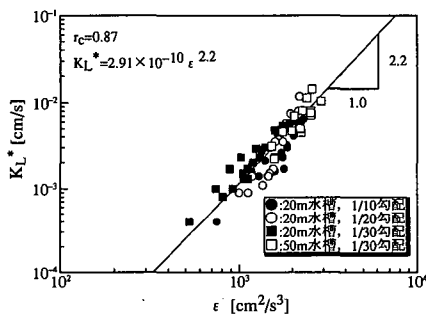


図-1 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（Battjes ら）

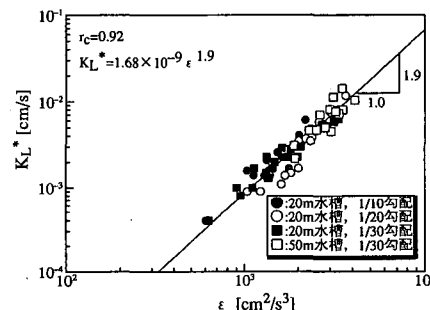


図-5 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（灘岡ら）

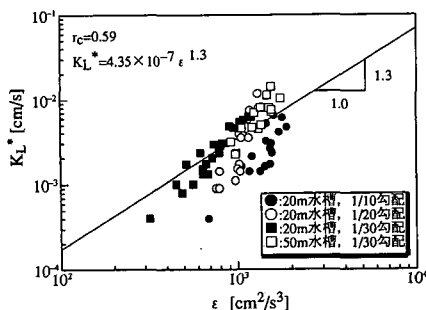


図-2 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（Svendsen）

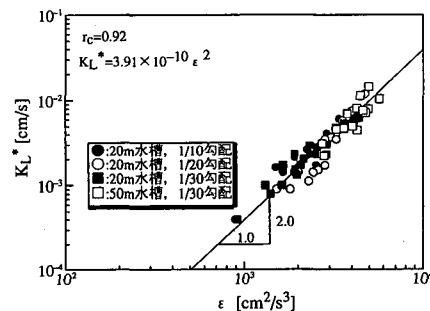


図-6 物質移動係数と砕波におけるエネルギー逸散率の関係（岡安ら）

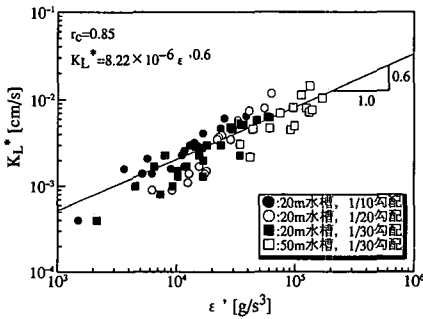


図-7 物質移動係数と単位面積当たりエネルギー逸散率の関係(灘岡ら)

当たりのエネルギー逸散率 (ϵ') との相関の程度を表した。本研究において、 ϵ と ϵ' とは $\epsilon' = \epsilon \rho h_0$ の関係にある。この図に示されるように、データは単位質量当たりの場合よりもばらつき、相関も若干悪くなるか(灘岡らおよび岡安らのモデル)、あるいは波のスケールの違いにより異なる傾向を示し、相関もかなり悪くなるかであった(その他のモデル)。したがって、この種の解析においては、単位質量当たり量を用いる方が適当であることが示されている。

なお、算定されたエネルギー逸散率そのものの値を眺めるとき、その値はモデルによってかなり変動し、図-1～図-6にも示すように、本実験データの範囲では最大数倍の開きがみられた。

5. 結 言

本研究により、沿岸域砕波帯での再曝気現象においては、「小渦モデル」同様に基本的に単位質量当たりエネルギー逸散率 (ϵ) によって物質移動係数は律則されていることが明らかになった。しかしながらそれは ϵ^2 にほぼ比例し、 $\epsilon^{1/4}$ に比例する形の「小渦モデル」あるいは気泡の存在を重視せずに構築された Woolf (1995) のモデルでは現象を説明できないことが明らかになった。表面更新モデルの中では、「大渦モデル」で説明できる可能性が残されているが、気泡の効果を考えれば、おそらくそれによる説明も困難であろうと考えられる。多量の気泡を混合した砕波帯に独自のモデルの構築が必要と考えられ、併せて、砕波被覆率や縮尺効果などの現地での砕波形態を考慮に入れば、現地スケールでの気体取り込み機能の精度よい予測が可能となるものと考えられる。

本研究の遂行にあたって、平山秀夫大阪府立高専教授および岡安章夫横浜国大助教授、間瀬肇京大助教授、真野明東北大教授には種々ご教示・ご議論いただいた。ここに謝意を表する。

本研究に関わる研究費の一部は平成8年度、9年度文部省科研費補助金(基盤研究(C)(2))によった。ここ

に記して深甚の謝意を表する。また、D. B. Moog は平成9年度日本学術振興会外国人特別研究員として本研究に参加した。この機会がもて、また日本の研究者と交流できたことに対して、日本学術振興会に深甚の謝意を表する。

参 考 文 献

- 岡安章夫・磯部雅彦・渡辺 晃 (1989): 砕波帯におけるエネルギー収支と戻り流れのモデリング, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 31-35.
- 角野昇八・斉藤 満・山西和也 (1995): 海浜の砕波による酸索取り込み機能に関する実験的考察, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 1181-1185.
- 角野昇八・杉田智行・合田 巧 (1996): 海底勾配の影響を考慮した海浜砕波の酸索取り込み機能に関する総括的考察, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 1211-1215.
- 灘岡和夫・広瀬文人 (1986): 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 平山公明・松尾友矩・今岡正美・平山けい子 (1995): 乱れ強度モデルに基づく河川の再ばつき係数の推定式, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp. 181-191.
- 細井由彦・村上仁士・大東正男 (1982): 巻き波砕波による再曝気に関する研究, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 565-569.
- 細井由彦・村上仁士・大東正男 (1983): 崩れ波砕波による再曝気に関する研究, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 551-555.
- 細井由彦 (1996): 角野昇八への私的通信.
- 間瀬 肇 (1992): 不規則波の浅水・砕波変形, 第28回水工学に関する夏期研修会講義集, B. 4. 1-B. 4. 19.
- Battjes, J. A. and J. P. F. M. Janssen (1978): Energy loss and set-up due to breaking of random waves, 16th ICCE, pp. 569-587.
- Danckwerts, P. V. (1951): Significance of liquid-film coefficients in gas absorption, Industrial and Engrg. Chemistry, Vol. 43, pp. 1460-1467.
- Fortescue, G. E. and J. R. A. Pearson (1967): On gas absorption into a turbulent liquid, Chem. Engrg., Sci. 22, pp. 1163-1173.
- Galvin, C. J. Jr., (1968): Breaker Type Classification on Three Laboratory Beaches, J. Geoph. Res., 73, 12, pp. 3651-3659.
- Higbie, R. (1935): The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure, Trans. American Institute of Chemical Engineers, Vol. 31, pp. 365-389.
- Lamarre, E. and W. K. Melville (1991): Air entrainment and dissipation in breaking waves, Nature, 351, pp. 469-472.
- Lamont, J. C. and D. S. Scott (1970): An eddy cell model of mass transfer into the surface of turbulent liquid, A. I. Ch. E. J., 16, pp. 513-519.
- Moog, D. B. and G. H. Jirka (1998): Air-water gas transfer in uniform channel flow, J. Hydraulic Engrg., ASCE, in press.
- Stive, M. J. F. (1984): Energy dissipation in waves breaking on gentle slope, Coastal Engrg., Vol. 8, pp. 99-127.
- Svendsen, I. A. (1984): Wave heights and set-up in a surfzone, Coastal Engrg. Vol. 8, pp. 99-127.
- Woolf, D. K. (1995): Energy dissipation through wave breaking and the air-sea exchange of gases, Air-Water gas Transfer, Jahne, B. and Monahan, E. C. Edts., AEON Verlag, pp. 577-587.