

波による底質の浮遊

野 田 英 明*

1. 緒 言

沿岸漂砂のように底質が主として浮遊形式で輸送される場合には、波による底質の浮遊機構を解明し、浮遊漂砂量の鉛直分布や海浜断面に沿う分布を知る必要がある。こうした分布については福島・溝口・柏村¹⁾が北海道沿岸の各地で竹竿捕砂器による観測を行ってきた。その結果によると、一般の自然海岸では鉛直分布は「く」の字形になることを示したが、実際海岸での浮遊砂の実測には多くの技術的困難を伴うのが普通であって、この観測法でも浮遊砂濃度を直接測定することはできないし、またその主原因である波の特性との関連も明確でなく、なお解決すべき問題点も多く残されている。

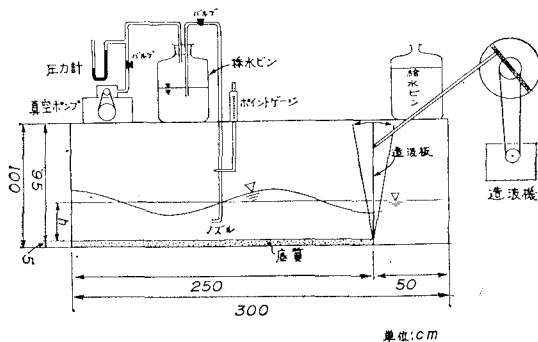
一方、波の特性と浮遊砂濃度との関係を把握しようとする試みが、ここ数年来、本間・堀川²⁾および岸³⁾によってなされてきた。これらの研究でもっとも問題となる点は、波運動に伴う濃度の時間的変化と平均濃度との関係、拡散係数および基準点濃度の三つである。従来の研究ではそのほとんどが浮遊砂濃度として波の一周期に対する平均濃度で表現されているが、本間・堀川²⁾はその時間的変化と平均濃度との関係を実験的に検討している。しかしこれに関する研究はきわめて少ない。またたとえ平均濃度を算定し、その鉛直分布を求めようとする場合でも、拡散係数を何らかの形で仮定する必要があるが、上述の諸研究においても種々の仮定がなされているが、波運動のもとでの乱れの機構が明らかでない現在、合理的な仮定がなされているとはいえない。

この研究では拡散係数を仮定して濃度分布を求めるという方法はとらないで、重複波および進行波による実験ならびに現地観測から得られた浮遊砂濃度を利用して、逆に拡散係数の値を推定し、従来の拡散係数と比較してその適合性を検討しようとするものである。さらに、現地観測では採水器と竹竿式捕砂器とを併用して同時観測を行なったので、捕砂器による捕砂量と平均濃度との関係を求めることができた。これについても若干の考察を加えたい。

2. 実 験

(1) 実験装置

図-1 実験装置



実験は図-1 に示すように、長さ 3.0 m、幅 0.3 m、深さ 1.0 m の片面ガラス張り水槽で行なった。水槽の一端にはフラッター式造波機を取りつけ、他端は鉛直壁とした。波の周期は無段変速機により 0.5~3.5 sec の範囲で変えることができ、波高は造波機のストロークを変えることによって調節できる。

底質としては中央粒径 $d_{50}=0.13$ mm、比重 $S=1.15$ のほぼ均一な塩化ビニール粒を用い、これを鉛直壁と造波機との間の区間 250 cm にわたり、5 cm の厚さに敷き並べた。

浮遊した底質の濃度は図-1 に示す Fairchild⁴⁾ が用いたとほぼ同様の採水装置で測定した。この装置の主要部は内径 6 mm の採水ノズル、10 l の採水びん、ろ過器、圧力計および真空ポンプからなり、どの深さからでも一定の流入速度で採水できるようにした。

(2) 実験方法および結果

実験は重複波による底質の浮遊に限定し、その濃度は重複波の節の位置のみで鉛直方向に測定した。重複波と進行波とでは水粒子の運動もことなり、さらに水槽の長さ方向における濃度の勾配もことなると考えられるので、この実験は厳密には進行波と同じ条件でなされたものではないが、節の位置では水平速度の鉛直分布は進行波と同じであり、さらに重複波の節では水面変動がなく静水面の近くまで浮遊砂濃度が測定できること、波高は進行波に比べて大きくできること、および実験の性質上、比重の軽い底質を使っても浮遊砂が実験区域外に散逸しないこと、などの理由から、重複波を用いても波による底質の浮遊機構を吟味できると考えられる。

* 正会員 京都大学助教授 防災研究所

実験に用いた波の特性は表-1 に示すようであって、重複波は水槽の長さ 250 cm とそれぞれ水深 10, 20 および 30 cm に対応する周期を微小振幅波理論によって算出し、これを用いた。波高、波長の測定は写真撮影によった。その方法は波の一周期以上の長い露出時間で、水面形を一枚のフィルム上に撮影し、これを読みとって測定した。図-2 は実験に用いた重複波の特性を $H/2L$ と h/L との関係 (H : 波高, L : 波長, h : 水深) によって示したもので、微小振幅波理論がほぼ適用できる範囲であるのがわかる。

図-3 (a)~(c) は実験によって得られた浮遊砂の平均濃度の鉛直分布を示すものである。実験にあたって

表-1 実験波の特性

No.	水深 (cm)	波高 (cm)	周期 (sec)	波長 (cm)	節数	記号
1	30	8.0	1.15	169	3	○
2	30	10.0	1.15	169	3	○
3	30	11.7	1.15	169	3	●
4	30	15.1	1.15	169	3	●
5	20	7.3	1.31	169	3	△
6	20	8.5	1.31	169	3	△
7	20	7.2	1.00	122	4	▲
8	10	1.9	1.70	169	3	○
9	10	4.4	1.70	169	3	●

図-2 重複波の特性

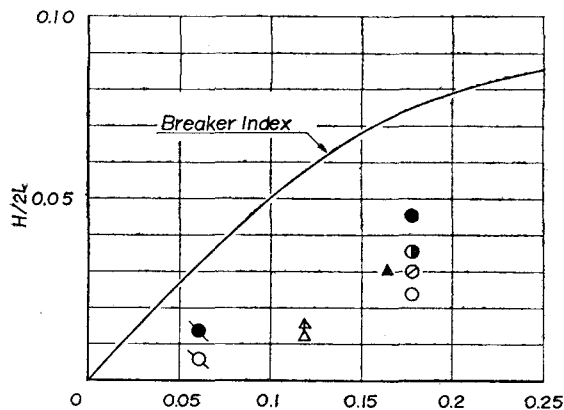


図-3 (a) 平均濃度の分布 (水深 30 cm)

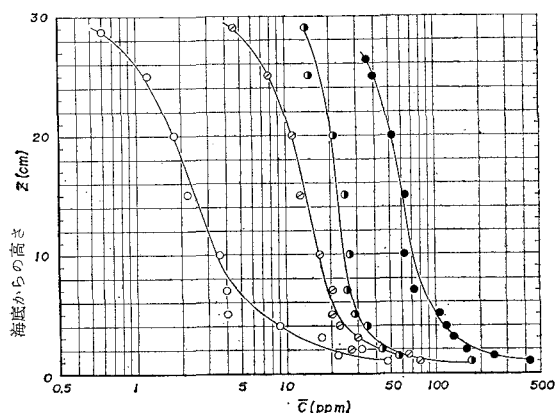


図-3 (b) 平均濃度の分布 (水深 20 cm)

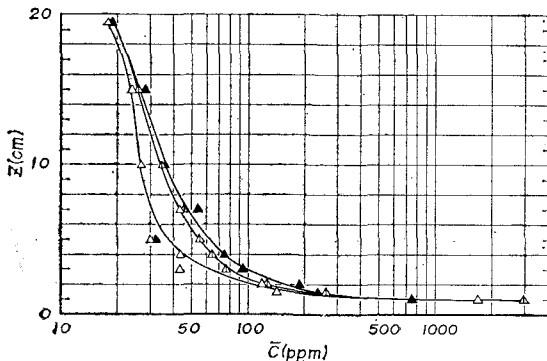
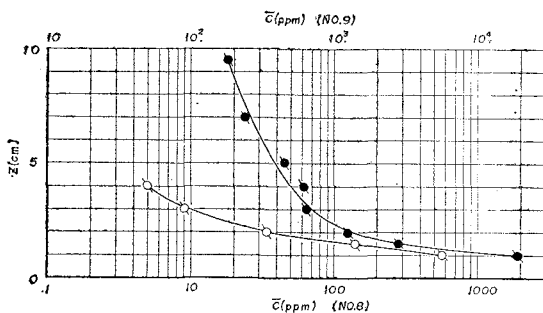


図-3 (c) 平均濃度の分布 (水深 10 cm)



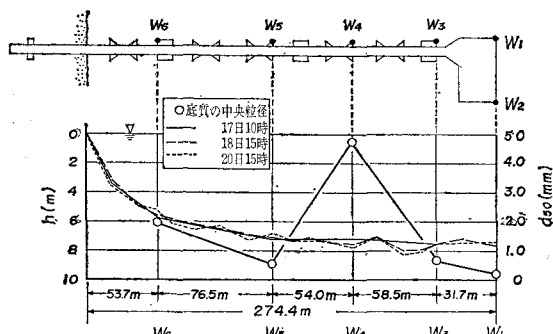
は、観察によって浮遊砂濃度が平均的にほぼ定常状態になってから採水を始めた。なおすべての実験において、砂れんは観察されなかった。図-3 から濃度分布の傾向をみると、波高が大きくなると平均濃度も増大するようである。また水底のごく近くにはきわめて濃度の大きい層がみられ、これは栗原・篠原・椿・吉原⁶⁾が石炭粉を用いて行なった実験の結果と非常によく似た分布形を示している。しかし天然砂を用いた本間・堀川ら²⁾の実験では、海底からの高さや平均濃度との関係を片対数紙上にプロットすると、ほぼ直線に近い分布を示し、上述の結果とはかなりことになっている。

3. 浮遊砂の現地観測

(1) 観測方法

現地観測は大湊海岸にある長大棧橋(長さ 314.5 m,

図-4 大湊海岸の棧橋、海底形状および底質粒径



先端の水深約 7 m) を利用して昭和 42 年 1 月 17 日から 20 日までの 4 日間にわたり、海底断面形状、底質、波浪などの調査とともに、採水器と竹竿式捕砂器とを併用して浮遊砂を採集した。図-4 は栈橋平面の概略と観測期間中の栈橋に沿う海底断面形状の変化および底質中央粒径の分布を示すものである。なお図中の $W_1 \sim W_6$ は階段抵抗式波高計の設置位置を示しているが、浮遊砂はこの近辺で採集された。図-5 は観測期間中の有義波

図-5 観測期間中の有義波の特性

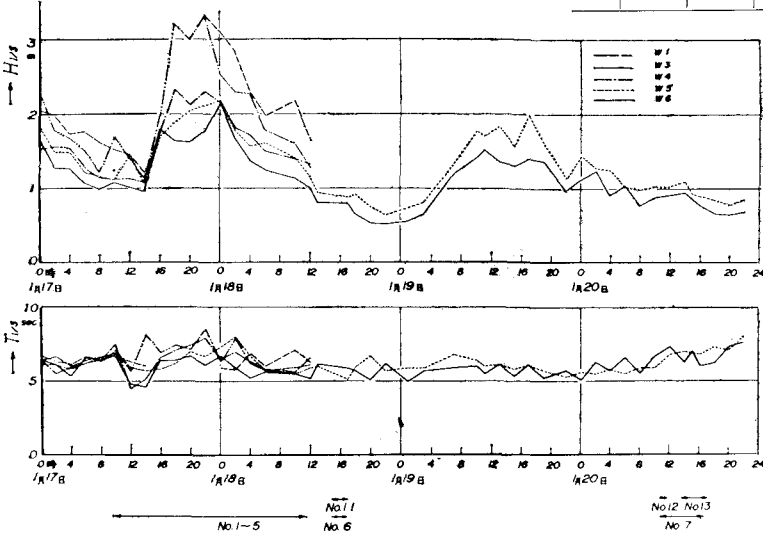


図-6 捕砂量および浮遊砂粒径の鉛直分布

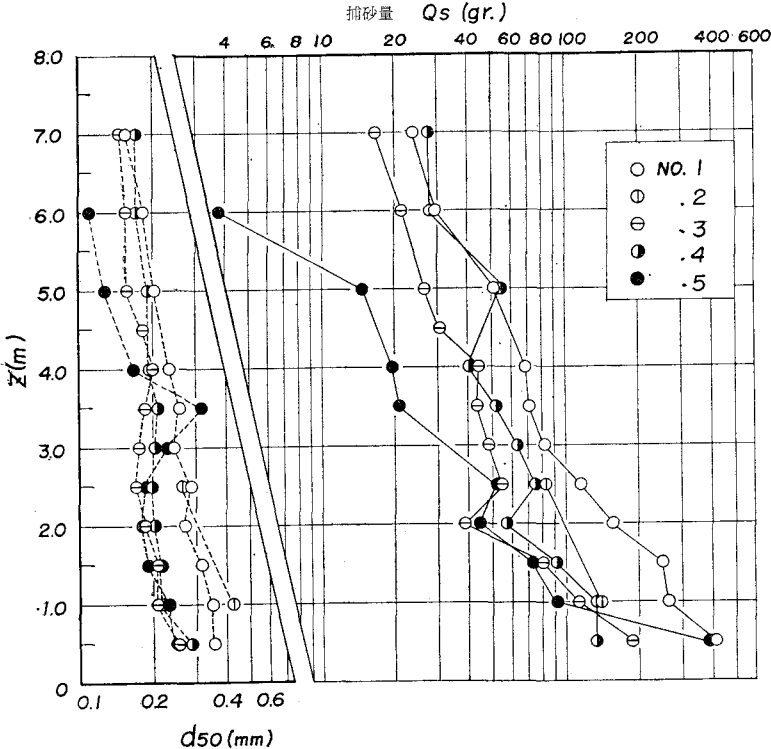


表-2 浮遊砂の現地採集

No.	投入 日時	引上 日時	採集 時間	採集 地点	水深 (m)	観測 法
1	17. 10	18. 10	24	W_1	7.5	竹竿式捕砂器
2	"	"	"	W_3	"	"
3	"	"	"	W_4	"	"
4	"	"	"	W_5	7.3	"
5	"	"	"	W_6	6.0	"
6	18. 14	18. 17	3	W_5	7.0	"
7	20. 11	20. 17	6	W_6	5.2	"
11	18. 15	—	—	W_5	7.0	採水器, No. 6 と同時観測
12	20. 11	—	—	W_5	5.2	" No. 7 "
13	20. 15	—	—	W_6	5.2	" No. 7 "

高および周期を観測位置ごとに示したもので、最大波高は 3.20 m、その周期はほぼ 8.5 sec であって、 W_5 地点において 17 日 22 時に観測された。

表-2 は竹竿式捕砂器および採水器による採集期間および採集地点を示すものである。なお図-5 に示されている数字は、竹竿式捕砂器 (No. 1~7) および採水器 (No. 11~13) による観測期間を示している。

(2) 観測結果

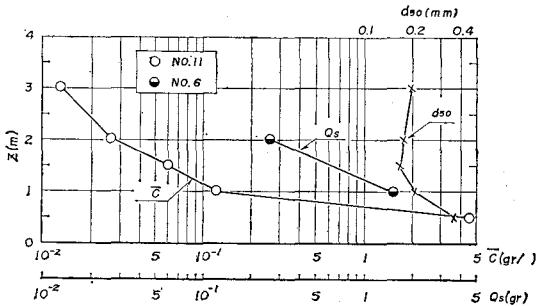
北大¹⁾で開発された竹竿式捕砂器は、漂砂の実態を定性的に把握しようとする場合、きわめて簡便かつ有効な方法であるが、この方法も現象の定量的関係を究明するには十分でない。漂砂現象の定量的把握が困難な原因の一つは、実際海岸における漂砂の実測がきわめてむずかしいことであって、こうした困難さを打破するためには、任意の時間に種々の観測が行なえることが必要である。その一つの方法は海中に突出した栈橋を利用することである。今回の観測の目的は大潟海岸の栈橋において、海岸近くの浮遊漂砂の特性を調べることであり、竹竿式捕砂器による捕砂量と海中の浮遊砂濃度の関係を明らかにすることにあつた。図-6 は 17 日 10 時~18 日 10 時の 24 時間における捕砂量の鉛直分布とその中央粒径を採集位置ごとに示したもので、 W_6 地点も最終碎波線

より沖側であるが、その分布形はいわゆる「く」の字形ではない。一方、海岸断面に沿う鉛直分布の変化はほとんどみられないが、岸に近づくと、海面近くの濃度が若干小さくなる傾向がみえる。採集された浮遊砂の粒径はほぼ均一で、海底から海面までそれほど著しい相違はなく、その中央粒径はほぼ $0.2 \sim 0.3 \text{ mm}$ であるが、図—4 に示す底質の中央粒径よりは、かなり小さいようである。

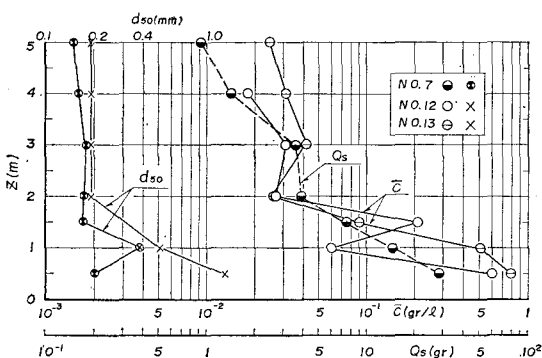
竹竿式捕砂器による捕砂量と浮遊砂濃度の定量的関係を明らかにするためには、採水器と捕砂器を併用し、同一地点で同時観測を行なわねばならない。さらに捕砂器を海中に投入している間に波の条件が変われば、当然浮遊砂濃度も捕砂量も変化すると考えられるが、捕砂器では、投入時間中の各時刻における捕砂量を測定することができないから、同時観測を行なうさいには、波の条件がほぼ一定の期間を選ぶ必要がある。図—5 から明らかなように、18 日および 20 日の実測はこの条件を満たしているといえよう。図—7 (a) および (b) はそれぞれ 18 日と 20 日に W_0 および W_0 地点で行なわれた同時観測の結果を示すものである。この図には捕砂量、浮遊砂濃度の鉛直分布とともに浮遊砂の中央粒径も示してあるが、採水器による採集量はきわめて少量であるため、その粒径は沈降分析を行なって求めた。これらの図から、浮遊砂濃度と捕砂量の間にかなり密接な関係が存在するようで、その分布形もよく似ている。

竹竿式捕砂器の捕集機構については、すでに福島・柏

図—7 (a) 浮遊砂濃度と捕砂量の鉛直分布 (1)



図—7 (b) 浮遊砂濃度と捕砂量の鉛直分布 (2)



村⁷⁾によって実験的に考察されている。これによると、捕砂量と濃度とは比例的関係にあり、その比例定数は竹筒孔を通過する流速に関係することが示されている。しかし実測において竹筒孔の流速を知ることは困難であって、ここでは次元解析によって濃度と捕砂量の関係を検討する。

いま、竹筒入口の濃度を C_i 、その出口のそれを C_0 とすると竹筒内における浮遊砂の捕砂率 E は

$$E = (C_i - C_0) / C_i$$

で与えられる。この E は竹筒内の平均流速 u 、砂粒の沈降速度 w_0 、竹筒内の拡散係数 ϵ 、竹筒内の有効水深 h および竹筒の直径 D などの関数と考えられるが、一般にその関係は

$$E = f(D/h, w_0 h / \epsilon, u_0 h / \epsilon)$$

のように表わせよう。ただし、 h 、 ϵ および u についてはよくわからないため、実用上は E と波の特性との関係が明らかになればよい。一方、単位時間に竹筒内に流入する浮遊砂量 q_i は竹筒孔の面積を A とすると $q_i = C_i A u$ であるから、単位時間あたりの捕砂量 q_s は

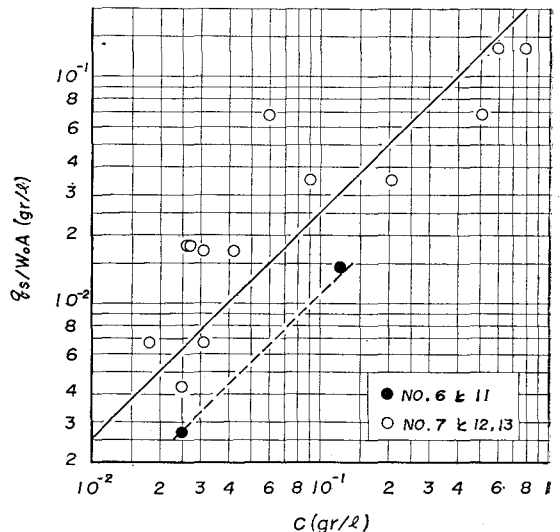
$$q_s = E q_i = E w_0 A (u / w_0) C_i$$

と表わせる。そこで $u / w_0 = (u h / \epsilon) \cdot (\epsilon / w_0 h)$ とすると、 E に含ませることができるから、結局

$$q_s / A w_0 = E C_i$$

なる関係がえられる。波の条件がほぼ一定でかつ同じ大きさの竹筒を用いる場合には、 E も一定値となるであろう。図—8 は 18 日および 20 日の観測結果から、 $w_0 = 2.0 \text{ cm/s}$ および $A = 1.0 \times 5.0 \text{ cm}^2$ として求めた $q_s / w_0 A$ と C_i との関係を示すもので、かなりのばらつきはあるが、 $q_s / w_0 A$ と C_i はほぼ比例することがわかる。なお 18 日の関係と 20 日のそれとは若干こととなるが、 E の値は 1 以下であることもわかる。この図では波の条件が

図—8 捕砂量と濃度の関係



それほどどちがわない期間の観測であるため捕砂率 E と波や底質の特性との関係は明らかでないが、今後こうした観測を繰返しその関係を究明していきたい。

4. 拡散係数について

(1) 浮遊砂濃度分布式の検討

波による浮遊砂の濃度分布に対する基礎方程式は、2次元の場合、波の進行方向に x 軸、底面から鉛直上向きに z 軸をとり、それぞれの方向の速度成分を u および w 、拡散係数を ε_x および ε_z とし、浮遊砂濃度を c とすれば、一般に次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial(uc)}{\partial x} + \frac{\partial(wc)}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) + w_0 \frac{\partial c}{\partial z} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(1)$$

ここに t は時間であり、 w_0 は浮遊砂の沈降速度である。本間・堀川・鹿島⁸⁾の光電管式濃度計による測定の結果では、波をおこし10波程度以後になると、浮遊砂濃度は平均的に定常となり、それ以後は周期的変化を繰返すようである。この結果を参照すると、浮遊砂濃度 c を時間的平均濃度 $\bar{c}(x, z)$ と平均濃度よりの変動 $c'(x, z, t)$ に分けて取り扱うことができると考えられる。すなわち、

$$c(x, z) = \bar{c}(x, z) + c'(x, z, t) \quad \dots\dots\dots(2)$$

である。さらに濃度変動の波の一周期 T に対する平均は、

$$\overline{c'(x, z, t)} = \frac{1}{T} \int_0^T c'(x, z, t) dt = 0 \quad \dots\dots\dots(3)$$

と仮定することも妥当であろう。以上のように仮定すると、 c' は平均濃度からの差であるので、負の値もとるが、つねに $\bar{c} > -c'$ でなければならない。拡散係数についてもそれぞれの時間的平均を

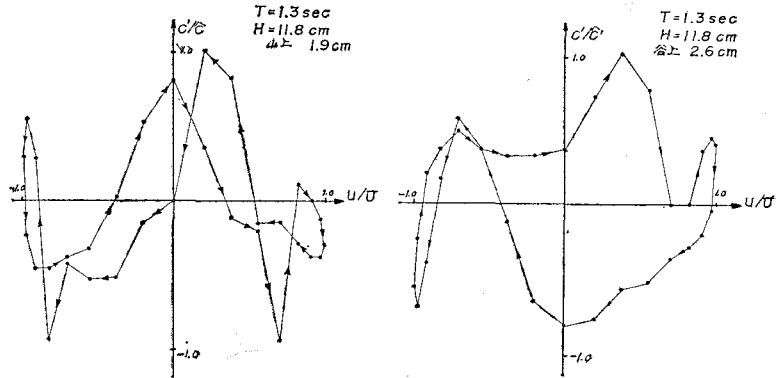
$$\bar{\varepsilon}_x = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon_x dt, \quad \bar{\varepsilon}_z = \frac{1}{T} \int_0^T \varepsilon_z dt \quad \dots\dots\dots(4)$$

とする。いま式(2)の関係を式(1)に代入して、その時間的平均をとると、平均濃度 $\bar{c}$ に対する基礎式がえられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\varepsilon}_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\varepsilon}_z \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right) + w_0 \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \\ = \frac{\partial(\bar{c}'u)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{c}'w)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x} \right) \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots(5) \end{aligned}$$

さらに式(1)から式(5)を引き去れば、濃度変動 c'

図-9 u と c' の相関



に対する基礎方程式がえられる。すなわち、

$$\begin{aligned} \frac{\partial c'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (uc' - \overline{uc'}) + \frac{\partial}{\partial z} (wc' - \overline{wc'}) \\ - w_0 \frac{\partial c'}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x} - \overline{\varepsilon_x \frac{\partial c'}{\partial x}} \right) \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left(\varepsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z} - \overline{\varepsilon_z \frac{\partial c'}{\partial z}} \right) \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left[(\varepsilon_x - \bar{\varepsilon}_x) \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\varepsilon_z - \bar{\varepsilon}_z) \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \right] \\ - u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} - w \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} \quad \dots\dots\dots(6) \end{aligned}$$

である。この二つの方程式が波による浮遊砂濃度の基礎方程式を構成する。しかし現在のところ、濃度変動に対する知識はきわめて少なく、現象の実態でさえ十分に把握されているとはいえないので、これを解くことは不可能に近い。一方、式(5)で示される平均濃度については、すでに多くの研究が発表されている。しかしその多くは式(5)の右辺にある c' の項を無視するか、あるいは本間・堀川⁹⁾のようにその右辺が0となるように c' 、 ε_z を仮定するかであった。濃度変動に関する知識が十分でない現在、これらを厳密に検討することは困難であるが、 c' と u あるいは w 、 ε_x と $\partial c'/\partial x$ および ε_z と $\partial c'/\partial z$ それぞれの相関関係を調べることによって、その効果を検討することができる。著者の実験では、濃度変動の測定を行っていないので、ここでは本間・堀川・鹿島⁸⁾の実験結果を参照して u と c' の相関関係を調べる。図-9は砂れんの山上1.9 cm および谷上2.6 cm において測定された c' から、 $c'/\bar{c}$ ($\bar{c}$: c' の最大振幅) と u/U (U : u の振幅) の関係を示すものであるが、 u/U の値は実測値ではなくて、測定された波高および周期から微小振幅波理論によって換算したものである。したがって底面付近での速度成分 u が理論と一致するならば、底面付近では u と c' の間に相関はなく、一応 $\overline{uc'} = 0$ とみなすことができよう。これは $\overline{wc'}$ についてもいえる。

つぎに ε_z と $\partial c'/\partial z$ の相関関係については、つぎの

ように考えることができる。すなわち、本間・堀川・鹿島⁹⁾の実験によると、波の一周期に対する c' のピーク数は 3~4 である。このことは、波の一周期について $c' > 0$ である頻度と $c' < 0$ であるそれとはほぼ同程度であり、その振幅もほぼ同じ大きさと考えられる。一方、 $\bar{\epsilon}_z$ も時間的に変化はするが、つねに正の値をとるから、 $\bar{\epsilon}_z \partial c' / \partial z = 0$ と考えてよい。これは $\bar{\epsilon}_z (\partial c' / \partial x)$ についてもいえる。

以上の考察から、式(5)の右辺は 0 と考えてよい。なお、普通 $\partial \bar{c} / \partial x$ は $\partial \bar{c} / \partial z$ に比べて微小であるから、これも無視すると、結局、平均濃度 $\bar{c}$ に対して

$$\frac{d}{dz} \left(\bar{\epsilon}_z \frac{d\bar{c}}{dz} \right) + w_0 \frac{d\bar{c}}{dz} = 0 \dots\dots\dots (7)$$

がえられる。この式は従来から取り扱われてきたものとまったく同じであって、 $\bar{\epsilon}_z$ を合理的に決定することができれば、境界条件

$$\left. \begin{aligned} z=a \quad & \bar{c} = \bar{c}_a \\ z=h \quad & \bar{\epsilon}_z \frac{d\bar{c}}{dz} + w_0 \bar{c} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

を用いて解くことができる。

(2) 拡散係数 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布

式(7)を z に関して一度積分し、式(8)の第二式の条件を入れると、拡散係数 $\bar{\epsilon}_z$ について、

$$\bar{\epsilon}_z = - \frac{w_0 \bar{c}}{d\bar{c}/dz} \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。ここでは重複波および本間・堀川⁹⁾による進行波の実験、現地観測から得られた浮遊砂濃度分布のなかで、比較的ばらつきの少ない結果に、なめらかな分布曲線を引き、式(9)の関係にもとづいて $\bar{\epsilon}_z$ の値を算出し、 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布について検討する。図-10 は重複波の実験で水深 30 cm の場合の $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布を示すもので、図-11 および図-12 はそれぞれ水深 20 cm および

図-10 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布 (重複波 $h=30$ cm)

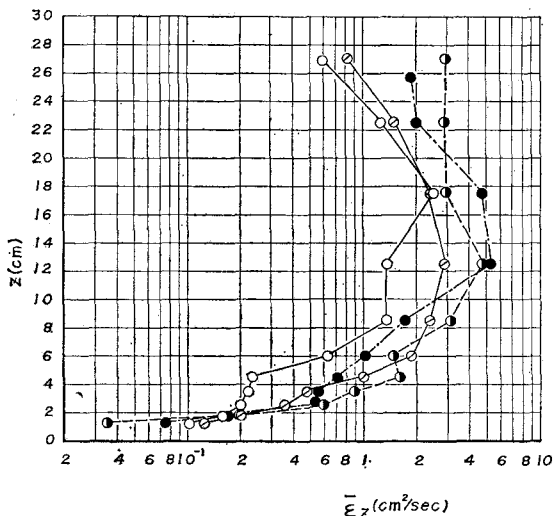


図-11 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布 (重複波 $h=20$ cm)

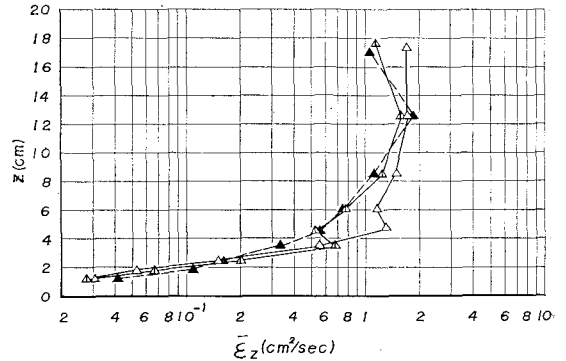


図-12 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布 (重複波 $h=10$ cm)

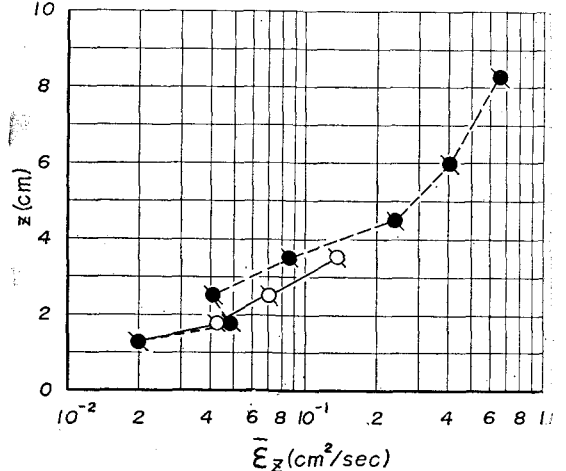
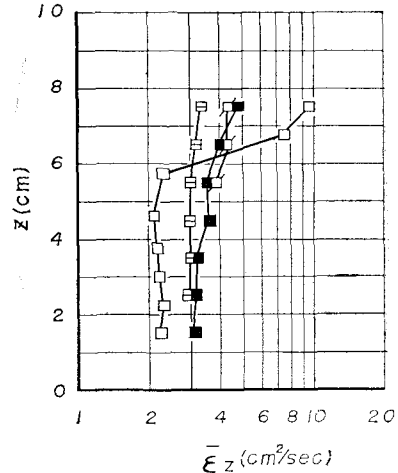


図-13 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布 (進行波 $h=20$ cm)



10 cm の場合の $\bar{\epsilon}_z$ 分布を示している。一方、図-13 は本間・堀川⁹⁾の進行波の実験から求めた $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布を、また図-14 は本間・堀川・小坂・渡辺¹⁰⁾および著者の現地での $\bar{\epsilon}_z$ の分布を示すものである。なお、本間・堀川らの実験条件、現地での波の特性などは表-3 に示すようである。

図-14 $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布 (現地)

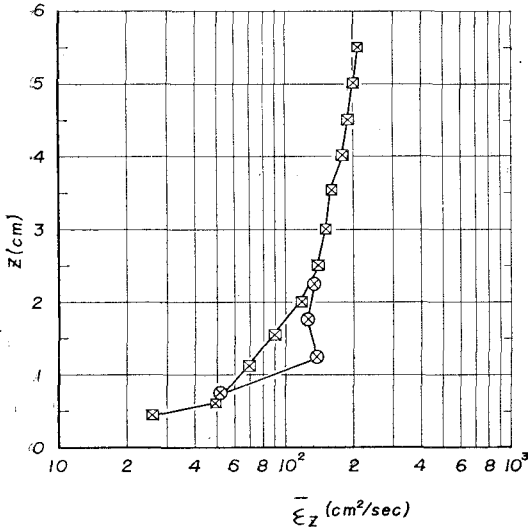


表-3 実験および現地条件

No.	水深 (cm)	波高 (cm)	周期 (sec)	波長 (cm)	実験・ 現地の別	記号
1	30	11.8	1.3	196	実験	□
2	30	8.6	1.6	253	〃	■
3	30	14.9	1.6	253	〃	□
4	30	13.7	1.72	273	〃	□
5	620	67.0	9.9	7440	現地	⊗
11	700	90.0	5.5	3850	現地	⊗

(注) No. 1~5 は本間・堀川の実験, No. 11 は表-2 に同じ

これらの図から、 $\bar{\epsilon}_z$ の値は海底からの高さ z によって変わることが明らかで、その傾向を列挙すると、1) 重複波の実験の場合、 $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近では急激に大きくなり、それに続く中間層ではほぼ一定になる。さらに水面付近ではまた小さくなる。2) 著者の実験による $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近では本間・堀川の実験によるそれより非常に小さく、著しい相違を示している。これは、進行波と重複波の違いというよりも、砂れんの存在が重要な要素であるように思う。著者は実験で底質として塩化ビニール粒を用いたが、底面に砂れんはみられなかった。一方、本間・堀川は底質として自然砂を用い、砂れんが発達したこと、およびその砂れんが大きく影響することを指摘している。したがって、砂れんが発達した底面付近の乱れに大きな影響を与えるために、 $\bar{\epsilon}_z$ の値が大きくなったものと考えられる。3) 現地の $\bar{\epsilon}_z$ の分布は重複波のそれに近く、砂れんの影響はほとんどみられないようである。4) 現地の $\bar{\epsilon}_z$ の値は底面付近を除いてほぼ $10^2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ の大きさであるが、実験のそれはほぼ $1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ である。

以上の結果を要約すると、重複波および進行波の実験ならびに現地観測のそれぞれに対する $\bar{\epsilon}_z$ の分布形はかなりことなり、とくに底面付近では砂れんの効果が $\bar{\epsilon}_z$ の鉛直分布に入るようである。

つぎに、従来から提案されている $\bar{\epsilon}_z$ の分布式の二・三について、実験から求めた分布と比較し、これらの各式の適合性を検討するとともに、波のもつ交換作用について若干の考察を加えよう。

本間・堀川⁸⁾は最初、拡散係数 ϵ_z を混合距離との類推から

$$\epsilon_z = \beta b^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \dots \dots \dots (10)$$

のように仮定した。ここに、 β は比例定数、 b は水粒子軌道の鉛直軸長、および u は水平方向の速度成分である。いま波高を H 、周期を $T(\omega = 2\pi/T)$ 、波長を $L(k = 2\pi/L)$ 、水深を h とすると、 b および u はそれぞれ

$$\left. \begin{aligned} b &= (H/2) \sinh kz / \sinh kh \\ u &= (\pi H / T \sinh kh) \cosh kz \cdot \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (11)$$

で表わされる。ところが、水粒子は重複波の節の位置では鉛直方向に移動しないので、この場合には式 (10) を適用することができない。その後、本間・堀川は混合距離 l に別の仮定をもうけ

$$l = \kappa \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \quad (\kappa: \text{Kármán 定数})$$

のように表わし、 ϵ_z に対して

$$\epsilon_z = \kappa^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|^3 \left/ \left(\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)^2 \right.$$

をえた。これに式 (11) で示される速度成分 u を用いて

$$\bar{\epsilon}_z = \frac{1}{K} \frac{HL}{T \sinh kh} \cdot \frac{\sinh^3 kz}{\cosh^2 kz} \dots \dots \dots (12)$$

を導いた。ここに K は比例定数である。いま式 (12) の $\bar{\epsilon}_z$ に対する無次元量を ϵ_H^* と表わすと、

$$\epsilon_H^* = \frac{\bar{\epsilon}_z}{HL/T \sinh kh} = \frac{1}{K} \frac{\sinh^3 kz}{\cosh^2 kz} \dots \dots (13)$$

がえられる。図-15 および図-16 は重複波、進行波および現地観測から求めた ϵ_H^* と kz の関係を示すもので、図中の実線は K の種々の値に対する式 (13) の関係を示している。実験および現地の ϵ_H^* の値はかなりばらついているが、重複波の場合、 kz の値がほぼ 0.3

図-15 ϵ_H^* と kz の関係 (1)

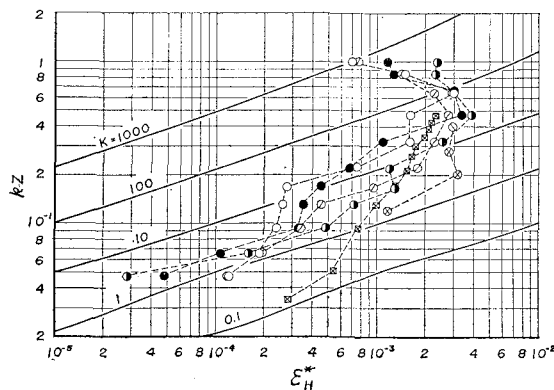
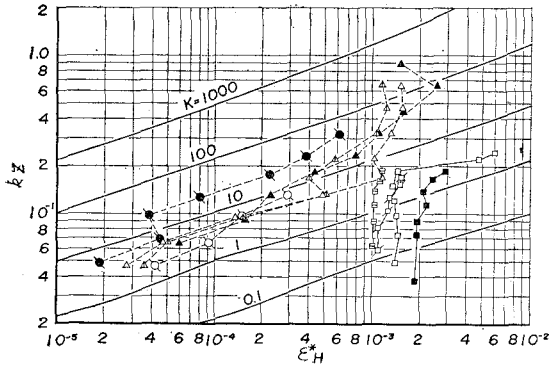


図-16 ϵ_H^* と kz の関係 (2)



より小さい範囲では、 ϵ_H^* の分布は式 (13) の傾向とかなりよく一致している。しかし kz の値がそれより大きくなると、式 (13) とはまったく一致せず、 K の値が大きくなる。このため、本間・堀川は定数 K も kz に関係するとして取り扱っているが、濃度分布を求めるさいには、一定の定数として計算している。さらに kz の値が大きくなると ϵ_H^* の値は極大値より小さくなる。これは水面の影響であると考えられるが、水深 20 cm およびとくに 10 cm の場合には、それほど顕著でない。この理由については明らかでない。

一方、現地の ϵ_H^* は重複波のそれと若干ことなり、 kz の値がかなり小さい領域でも、 ϵ_H^* の分布は式 (13) の傾向とは一致しない。また進行波のそれも式 (13) とはまったく一致せず、測定の範囲内で ϵ_H^* の値はほぼ一定である。これは砂れんの影響が大きいためと考えられ、式 (13) は底面粗度が大きい場合には適用できないと考えられる。

つぎに岸¹¹⁾は梶浦¹²⁾と同様に拡散係数の分布を

$$\bar{\epsilon}_z = \alpha \kappa \bar{u}_B^* (z + z_0) \dots \dots \dots (14)$$

と仮定した。ここに α は比例定数、 κ は Kármán 定数、 z_0 は roughness length であり、 $\bar{u}_B^*$ は最大摩擦速度に比例する摩擦速度である。いまこの $\bar{\epsilon}_z$ を無次元化して、これを ϵ_K^* とおくと、

$$\epsilon_K^* = \frac{k \bar{\epsilon}_z}{\kappa \bar{u}_B^*} = \alpha k (z + z_0) \dots \dots \dots (15)$$

と表わせる。図-17 は上の関係を $\alpha=1.0$ の場合について、 kz_0 をパラメータとして示したもので、もし $\alpha \neq 1.0$ の場合には ϵ_K^* の軸にそって $\log \alpha$ だけ平行移動すればよい。また $kz_0=0$ の場合すなわち底面が滑面の場合には ϵ_K^* は kz に比例する。図-18 は重複波および進行波の実験から求めた ϵ_K^* と kz の関係を、図-19 は現地における同様の関係を示すものである。この場合、 $\bar{u}_B^*$ の値は層流境界層理論および梶浦の理論の両方から計算によって求めたが、その結果にはそれほど大きな差異は認められなかったが、厳密ではないが、ほぼ確からしい値と考え、計算値をそのまま用いて ϵ_K^*

図-17 ϵ_K^* と kz の関係 (理論)

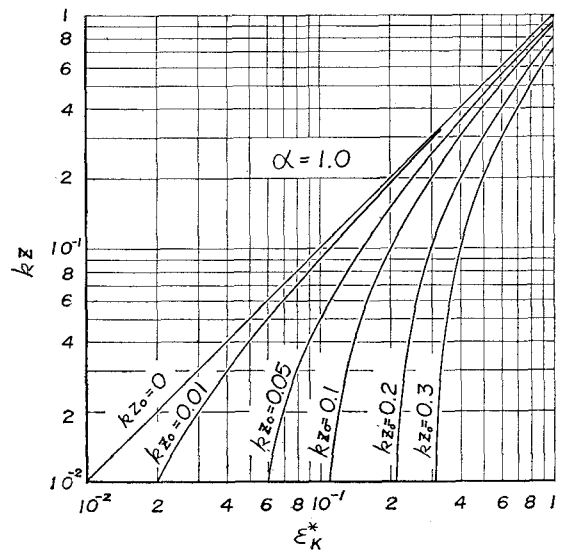


図-18 ϵ_K^* と kz の関係 (実験)

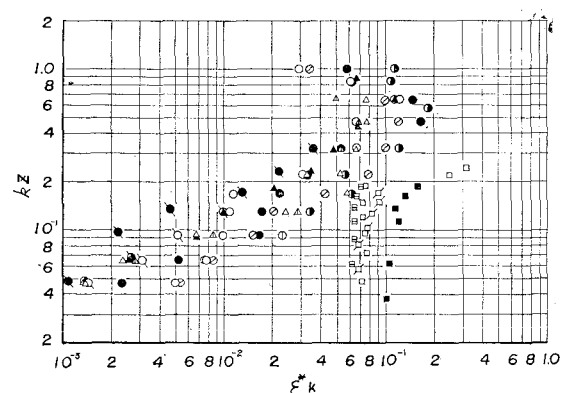
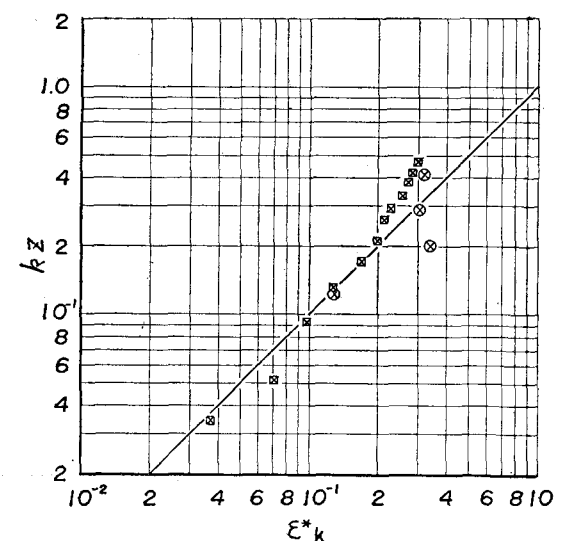


図-19 ϵ_K^* と kz の関係 (現地)



の値を算出した。これらの図から、重複波の場合、 $kz \leq 0.3$ では、 ϵ_K^* の分布は式(15)と一致しないので、むしろ $(kz)^{0.5}$ に比例するようである。 $kz \geq 0.3$ の場合にはその分布はきわめて複雑である。進行波の場合には kz_0 に適当な値を与えると ϵ_K^* の分布と式(15)はほぼ一致するようであるが、 $kz \geq 0.3$ の実験値がないので、この領域でもなりたつかどうかかわからない。現地の場合には $kz \leq 0.2$ の範囲において、 ϵ_K^* は kz に比例するようであって、 kz_0 は0である。しかし、 $kz \geq 0.2$ では重複波と同様に ϵ_K^* の値はほぼ一定になる。また、どの場合でも、 α の値は一般に 1.0 より小さいことがわかる。

以上、 $\bar{\epsilon}_z$ の分布について従来の $\bar{\epsilon}_z$ 分布式と比較検討してきたが、その結果を要約するとつぎのようである。

本間・堀川の ϵ_H^* 分布式および岸の ϵ_K^* 分布式のいずれも $kz \geq 0.3$ ではよくないことがわかる。いま境界層の厚さを $\delta \approx 3\sqrt{\nu T}$ (境界層内の流速が層外のそれのほぼ 99% になる高さ) とし、著者の実験における最大周期 1.7 sec を代入すると、 $\delta \approx 0.4$ cm すなわち $k\delta \approx 0.015$ となる。一方、実験における浮遊砂濃度の測定は $kz \geq 0.05$ の領域で行なわれた。したがってこの場合の ϵ_H^* は境界層外における値と考えてよい。底質の浮遊は乱れに起因するものであるが、式(13)はポテンシャル流れにもとづく速度成分 u を用いて導かれ、乱れの効果は導入されていないにもかかわらず、 ϵ_H^* の分布と式(13)の傾向は $kz \leq 0.3$ でかなりよく一致している。これには実験では非常に小さくかつ軽い底質を用いたことおよび底面が滑面であったことも関係すると思われるが、その理由は明らかでない。一方、図-19の現地観測結果をみると、現地では底面が滑面であっても、波による乱れは十分に発達していると考えられ、この場合には $kz \leq 0.3$ の領域に対して式(13)よりむしろ式(15)を適用する方が妥当であることを示している。同様に天然砂を用いた実験では底面によく砂れんが発達する。したがって、この場合には底面が粗面であって、これによる乱れが発達するので、現地の現象とはかなりこととなり、roughness length を考慮した式(15)が適用されることを示している。以上、従来用いられてきた ϵ_z と α の関係はその適用範囲が流れや底面の粗滑の状態によってきわめて限定されるようであって、いずれにしてもその根本は流速分布を測定することであり、今後の流速測定法の開発が強く望まれる。

5. 結 論

実験および現地の浮遊砂濃度分布を実測して、それよ

り各深度の拡散係数を算出し、 ϵ_z の分布を求め、波による交換作用について検討してきた。この拡散係数は場所によりまた波の特性により変化することを確かめたが、従来からの研究によると、この拡散係数は輸送される量の種類にはほぼ無関係な値がえられるといわれている。したがってここで実験的に求めた ϵ も運動量が輸送される場合に用いられる渦動粘性係数にほぼ等しいと考えてよいであろう。この拡散係数は底面付近では底面の粗さに関係するが、 $kz \geq 0.3$ では従来の仮定とはかなりことになっていることが明らかとなった。

現地観測でよく用いられる竹竿式捕砂器は海中の濃度に比例する量の浮遊砂を捕集するが、その比例定数は竹筒の諸元を一定にしたとき、波の特性および浮遊砂のそれによって決定されるようである。

最後に、本研究に際し、終始御指導を賜った京大防災研究所岩垣雄一教授に深謝の意を表するとともに、実験に協力していただいた京大大学院学生川嶋康弘君に謝意を表する。またこの研究は文部省各個研究費による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) たとえば、福島久雄：漂砂測定法，水工学シリーズ，65-15，土木学会水理委員会，昭 40.8，pp. 1~10.
- 2) 本間 仁・堀川清司ほか：第 15 回，18 回，19 回，21 回土木学会年次学術講演会講演概要。
- 3) 岸 力ほか：第 19 回，20 回，21 回土木学会年次学術講演会講演概要。
- 4) Hom-ma, M. and K. Horikawa: A Laboratory Study on Suspended Sediment due to Wave Action, 10th Congress of I.A.H.R., Vol. 1, 1963, pp. 213-220.
- 5) Fairchild, J.C.: Development of a Suspended Sediment Sampler for Laboratory Use under Wave Action, Bulletin of B.E.B., Vol. 10, No. 1, 1956, pp. 41~60.
- 6) 栗原道徳・篠原謹爾・椿東一郎・吉岡益男：波による海浜の砂移動，第 3 回海岸工学講演会講演集，昭 31，pp. 151-158.
- 7) 福島久雄・柏村正和：漂砂とその測定（第 5 報），第 7 回海岸工学講演会講演集，昭 35.11，pp. 41~45.
- 8) 本間仁・堀川清司・鹿島遼一：波による浮遊砂に関する研究，第 11 回海岸工学講演会講演集，昭 39.11，pp. 159~168.
- 9) Hom-ma, M. and K. Horikawa: Suspended Sediment due to Wave Action, Proc. of 8th Conf. on Coastal Engineering, 1963, pp. 168-193.
- 10) 本間 仁・堀川清司・小坂英治・渡辺 晃：砂れんによる流速変動に関する実験的研究，第 21 回年次学術講演会講演概要，昭 41.5，pp. 86-1~3.
- 11) 岸 力：波動による底質の浮遊に関する研究ノート，海岸災害研究ニュース，第 2 号，昭 39.
- 12) Kajiwara, K.: On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 42, 1964, pp. 147~174.