

沿岸海域の流れと物質拡散の予測手法

堀 江 毅

1. はじめに

沿岸海域における流れ・水質の実態を把握することや、大規模な土木工事による人為的な諸条件の変化に伴う流れ・水質への影響を事前に評価することが重要な課題となっている。

流れについては、船舶航行の影響や操業船舶に対する障害の可能性の検討、滞留域や渦流の発生消滅、恒流などの変化による海水循環や海水交換機構の変化などの検討である。通常、海域の流れは時間的にも空間的にも複雑に変化するためその一般的特性を述べることは容易でない。このため観測値に適当な統計処理を行って平均化したりモデルに依存することが多い。

水質については、流れの変化に伴う有機汚染、塩分、温排水などの拡散の変化予測、工事中の周辺における濁りの発生予測などである。この他、水質予測は水域の排水総量規制や水質類型指定の資料としても利用されている。このような物質拡散を支配する因子には、流れの他に、拡散物質自身の物理的・化学的・生物学的挙動が含まれる。これらの現象支配因子の取扱いについては未解明な点が多く、現地観測データの集積も十分でない。

このため、流れや物質拡散の予測に対しては、地形・気象・海象などの自然条件が類似の他地域での事例から類推するか、または現象を単純化したモデルに依らなければならない。前者の場合は過去の追跡調査をもとに変化予測をするもので、説得性は高いが適当な類似の事例を見つけることは一般に困難である。このような理由から、流れや水質に関する現地観測資料をもとにして水理模型実験や数値モデルによるシミュレーションが頻繁に利用されるようになっている。

近年の水工学に関する夏期研修会においても、岩佐(1971)、宇野木(1972, 1974)、狩谷(1979)、川崎(1979)、栗原(1979)、首藤(1970)、玉井(1977)、中西(1976)、中村(1978)、林(1971)、樋口(1972, 1974)、菱田(1977)、日野(1974)、細井(1977)、堀川(1972)、堀口(1974, 1977, 1979)、村上(1979)、湯沢(1971)、および和田(1972, 1975, 1978)らにより、流れ、物質拡散、水質に関する現象論、実態、模型実験、および数値シミュレーションの問題が取扱われている。そこでこの機会においては、後述する理由で最近特に随所で利用されるようになった海域を中心とした数値シミュレーションに的をしばって数値モデルの解説と2, 3の実施例について述べる。

2. 各種の数値モデル

対象とする流れおよび予測目的の相異から流れのモデルを便宜的に表-1のように分けることができる。

海洋循環流の計算は、海流又は気象の長期予報のために行われる。海流の主因は、地球自転に基づくコリオリ力、風、温度・塩分等の海水密度の変化、などである。計算対象領域は地球規模的になる。大抵のモデルは二次元であるが、流れの場を球面として扱うことがある。

吹送流の主因は風である。水平流速の分布だけでなく鉛直面内での流速分布もしばしば重要になる。この場合モデルは三次元的となる。

密度流は水温や塩分の変化による海水密度の不均一な分布から生ずるもので、海水の水平および鉛直循

表－１ 流れの数値モデル

流れのモデル	適用	領域	要因と必要データ	数値モデルの種類	特徴・問題点
海洋循環流	海洋の計算 気象の長期予報	外洋	コリオリカ、水温 塩分、風	二次元単層モデル レイヤーモデル レベルモデル	領域が大きくなれば球面座標となる
吹送流	吹送流、油拡散の計算・予測	外洋 内湾 沿岸部 (上昇流) (下降流)	風	同上	風向・風速、継続時間の与え方、抵抗係数の評価等が難しい。
潮流流	潮流、高潮、物質拡散の予測	外洋 内湾	潮流	同上	本文にて詳述
密度流	内湾循環流、塩水楔の計算	河口部 内湾	水温、塩分 河川水	レイヤーモデル レベルモデル	組込むべきパラメーターが多い
海浜流	沿岸流・離岸流、漂砂、海岸変形の予測	沿岸 (碎波帯近傍)	波ラジエーション 応力	二次元単層モデル	波高分布を別途計算又は与える必要がある
(高潮)	高潮の予測	台風経路 沿岸部	台風 (風、気圧降下) 境界偏差値、潮流	同上	風、気圧、境界偏差値などの精度が落ちる
(津津)	津波の予測	沿岸部	地震、境界水位	同上	海底露出、そ上、津波発生波の取扱いが難しい

環、河口付近での塩水くさび、温水拡散などと関係が深い。密度流は水深が浅くて淡水流入のある内湾で発達しやすい。鉛直流や塩水くさびを対象にする場合には鉛直方向の変化が取扱えるモデルでなければ再現できない。

漂砂や海岸変形に関係する沿岸流や離岸流は波の過剰エネルギーによる海浜流として解析される。海浜流は大低の場合二次元モデルにより計算される。

潮流（潮流流）、高潮、および津波はそれぞれ潮流、台風、および地震動による長周期の波動である。

潮流流の予測はこれまで二次元モデルによることが多かったが、近年では種々の要請から多層モデル又は三次元モデルにより計算する必要性が生じている。

高潮計算では、最大潮位の大きさと発生時刻を予測することが主目的であることから二次元単層モデルで十分である。台風の経路・規模、気圧傾度、境界偏差などの気象条件の不明確さあるいは観測値の信頼性の問題が計算結果に及ぼす影響は大きい。

津波予測では、これまで二次元単層モデルにより行われてきたが、海岸域での海底露出や波のそ上を再現するためには三次元モデルも考えなければならない。これらの取扱いができるモデルの開発も進められているが、まだ実用段階には至っていない。さらに地震発生点付近の波形や発達段階での波形の取扱い方についても未解明な点が多い。

一方、物質拡散の予測に対しては、拡散物質から便宜的に表－２のように分けることができる。

塩分拡散の計算は感潮区域の塩分分布、塩水くさび、拡散係数の選定又は確認などの目的で行われる。流れ、拡散係数、淡水流入、降雨量、外洋塩分などが塩分濃度の主な決定因子となる。保存性物質として

表－２ 物質拡散の数値モデル

拡散のモデル	適用	傾城	要因又は必要データ	数値モデルの種類	特徴・問題点
塩分	感潮区域の塩分分布 塩水楔 拡散係数の決定 } 計算	感潮域湾内	流れ, 拡散係数, 淡水流入量, 外洋塩分濃度	二次元単層モデル レイヤーモデル, レベルモデル, 定常モデル, 非定常モデル	保存性物質としての取扱いができる。
有機物 栄養塩	有機物, 栄養塩などの水質予測 富栄養化予測	外洋 内湾 湖沼	(保存性物質としての取扱い) 流れ, 拡散係数, 流入負荷 (非保存性物質としての取扱い) 上述の他, 分解量, 生産量, 溶出量, 溶存酸素量, プラクトン量など	同上 保存性物質として扱う場合と非保存性物質として扱う場合がある	パラメータが少なく計算は容易であるが適用範囲が限定される 現象的にはより論理的であるが, パラメーターや初期値が結果に及ぼす影響は大である。
土砂 (SS)	土砂の拡散範囲の予測 拡散防止対策の資料取得	埋立・浚渫工事現場	流れ, 拡散係数, 沈降速度, 土砂の粒度分布, 土砂発生量	二次元単層モデル レベルモデル MAC法やモンテカルロ法などによる解法もある	沈降速度の評価や舞い上り現象のモデル化が難しい
熱	温排水の拡散予測	発電所冷却水 工場排水排水口付近	流れ, 拡散, 放水量, 放水温度, 水温, 放熱等	二次元単層モデル レイヤーモデル レベルモデル	
油	流出油の拡散予測 拡散防止対策の資料取得	油流出事故現場	流れ, 風向風速, 油量, 油の粘性, 表面張力等	二次元単層モデル	風のデータの与え方やフロクキュレーションのモデル化などが難しい

の扱いができる。

拡散物質としてCOD(化学的酸素要求量)などの有機物指標, 窒素・リンなどの栄養塩類を取扱う場合は, 水質予測や富栄養化予測のために行われる。流れ, 拡散係数, 流入負荷の他, 有機・無機の分解・溶出, 内部生産, プラクトン活動, 光, 水温, 溶存酸素などが複雑に作用して水質が決定されている。数値モデルでは, 流れと拡散の力学的な基本量のみに注目して保存性物質として扱う場合と, 生物・化学的作用まで組込んで非保存性物質として扱う場合とがある。保存性物質としての取扱いはパラメーターが少なく計算は容易であるが適用できる範囲は限定される。これに対し非保存性物質としての取扱いは関連する諸現象がモデルに組込まれているという点ではより論理的であるが, パラメーターや初期値の設定が難しく, またこれらの値が結果に及ぼす影響は大きい。

土砂(濁り)の拡散予測は, 海域での浚渫や埋立工事中の濁り発生範囲の把握, あるいは濁り拡散防止対策の資料を得るために行われる。土砂の拡散は, 流れと拡散係数の他, 濁りに寄与する土砂の発生量と発生形態, 土砂の沈降特性などが重要な因子となる。海水の流水中での土砂の沈降速度を的確に把握すること, およびフロクキュレーション(粒子結合)や海底からの舞い上りなどの現象をどのように定式化するか, などが今後の研究課題である。数値モデルではフィック型の拡散方程式に基づいて解く方法の他, 土砂(濁り)を粒子としてとらえ乱数発生を利用して解くモンテカルロ法, あるいは適当な標識子(マーカー)を用いて解くMAC法(Marker and Cell法)なども開発されている。

熱を対象としたものに発電所冷却水のような温排水の拡散予測モデルがある。温排水の拡散には、流れと拡散係数というまでもなく、放出熱量、海面での放熱、日照などが重要な因子となる。二層モデルもしばしば適用されている。

油を対象としたものに流出油の拡散予測モデルがある。流出油事故などにより大量の油が一時的に、又は継続して漏出した場合の拡散予測を行うものである。油の拡散は油自身のもつ物理特性（粘性、表面張力、密度など）や、流れ・風などによる移送に支配される。油の拡散は他の物質と異なり海面表層付近で起るため特に風による影響は大きく、流れに逆って移送される事実もしばしば観測されている。油拡散の予測モデルにおいては、油の変質特性（フロクキュレーション、付着、沈降、低沸点物質の揮発などによる変質）の把握や、風の条件の与え方についての問題などが今後の研究課題である。

3. 二次元単層モデルによる流れと物質拡散

沿岸海域の流れは一般には三次元的であり流れの水成分の鉛直分布や鉛直方向の流れが重要になるが、平面的な二次元流れによっても海域の流れや物質拡散の大局を知ることが可能である。二次元単層モデルは他の多層モデル、三次元モデルに較べモデルが簡単であることやパラメーターが少いことから、取扱いが容易で実用的なモデルとしてこれまで沿岸海域の流れ・物質拡散の予測に広く利用されている。

いま、図-1 に示すように平均海面上の一点0に原点をとり、水平面上に x, y 両軸を、鉛直上方に z 軸をとれば、粘性非圧縮流体の流れは、 x, y, z 方向の運動方程式：

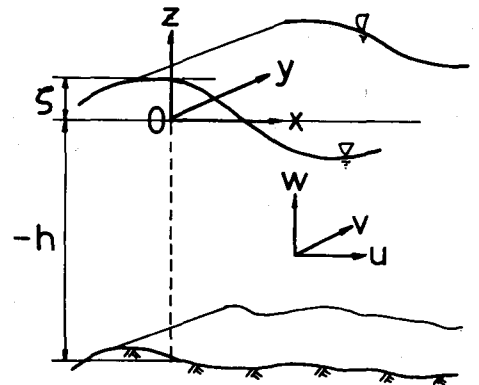


図-1 座標系

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = f_v - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \nu_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -f_u - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \nu_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (2)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (3)$$

および連続の式：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4)$$

によって表わされる。ここに、 u, v, w ： x, y, z 方向の流速、 f ：コリオリ係数、 ρ ：海水密度、 p ：圧力、 ν_h, ν_v ：水平および鉛直方向の渦動粘性係数、 g ：重力加速度、 t ：時間である。

式(1)～(4)は、海面($z=\zeta$)および海底($z=-h$)の条件：

$$-\frac{\partial \zeta}{\partial t} - u \frac{\partial \zeta}{\partial x} - v \frac{\partial \zeta}{\partial y} + w = 0 \quad (5)$$

$$u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} + w = 0 \quad (6)$$

および積分記号下での微分に関する公式：

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial [f(x, y, z, t)]}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} f(x, y, z, t) dz - f(x, y, \zeta, t) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + f(x, y, -h, t) \frac{\partial (-h)}{\partial x} \quad (7)$$

を用いて $-h \leq z \leq \zeta$ の範囲で z に関して積分することにより、つぎのような水深方向に平均化された二次元流れの方程式に変換される。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\zeta + h)u] + \frac{\partial}{\partial y} [(\zeta + h)v] = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - f v + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - A_h \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) + \frac{g u \sqrt{u^2 + v^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + f u + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - A_h \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + \frac{g v \sqrt{u^2 + v^2}}{(\zeta + h) C^2} = 0 \quad (10)$$

ここに、 u, v, A_h ： $-h \leq z \leq \zeta$ の間で平均化された水平流速成分と水平渦動粘性係数、 C ：シェジエの粗度係数である。

上式(8)～(10)の微分方程式で表わされる連続量は、差分法又は有限要素法により適当な離散量に変換され、数値解が求められる。これまで差分法による解法では陽解法によるものが大半を占め、その中でもリープ・フログ法が主体をなしてきた。これに対し最近陰解法による流れの計算法が開発され、解の収束性、演算時間の経済性などで優れた点が見出されている。このうちADI法(Alternating Direction Implicit Method)による解法はLeendertse, J.J.¹⁾により潮流・拡散計算に応用されたもので最近頻繁に用いられるようになっている。

まず、対象海域を平面的に図-2に示すような格子分割と、水位、流速、水深等を定義し、点 (i, j) 、 $(i + (1/2), j)$ および $(i, j + (1/2))$ においてそれぞれ(8)、(9)、および(10)を差分表示する。ADI法では、時間ステップを2分し、まず前半の時間ステップ $(n + (1/2))\Delta t$ において、式(8)の左辺第1項の ζ 、第2項の u 、および式(9)の左辺第2項の u (微分商は除く)、第5項の ζ を陰形式に表わして

$$\zeta_{i,j}^{(n+(1/2))} = -P_{i,j} u_{i+(1/2),j}^{(n+(1/2))} + Q_{i,j} \quad (11)$$

$$u_{i-(1/2),j}^{(n+(1/2))} = -R_{i-1,j} \zeta_{i,j}^{(n+(1/2))} + S_{i,j} \quad (12)$$

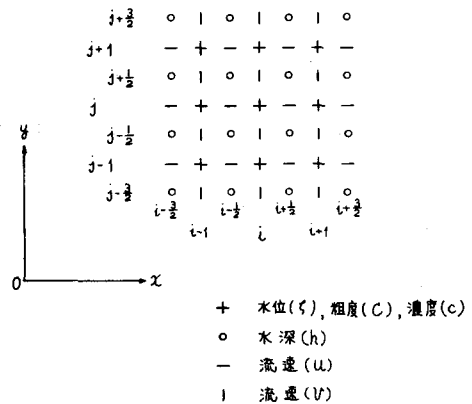


図-2 変数の定義位置(二次元単層モデル)

なる漸化式を導き、 ζ, u を x 方向に順次求め、これらの値を用いて、式(3)より陽形式に v を求める。次に後半の時間ステップ $(n+1)\Delta t$ においては式(1)の左辺第1項の ζ 、第3項の v 、および式(3)の第3項の v (微分商は除く)および第5項の ζ を陰形式に表わして

$$\zeta_{i,j}^{(n+1)} = -p_{i,j} v_{i,j+(1/2)}^{(n+1)} + q_{i,j} \quad (13)$$

$$v_{i,j-(1/2)}^{(n+1)} = -r_{i,j-1} \zeta_{i,j}^{(n+1)} + s_{i,j-1} \quad (14)$$

なる漸化式を導き、 ζ, v を y 方向に順次求め、これらの値を用いて u を陽形式に求める。ここに、 $P_{i,j}$, $Q_{i,j}$, $R_{i-1,j}$, $S_{i,j}$, $p_{i,j}$, $q_{i,j}$, $r_{i,j-1}$, $s_{i,j-1}$ は $(n+(1/2))\Delta t$, または $(n+1)\Delta t$ 時刻より低レベルの時刻において決定される既知量である。

以下、この手順を計算が安定するまで繰返し継続する。

対象海域の中央領域については式(11)～(14)によって計算できるが、境界においては特別の取扱いを要する。すなわち、陸境界(以後開境界という)では境界を横切る流れを零とすることで処理できるが、外海と接している境界(以後開境界という)に対しては水位又は流速(流量)による制御が必要となる。前半の時間ステップのみに着目すれば式(11), (12)に対して表-3に示すような処置が必要である。後半の時

表-3 境界の取扱い

境界制御 境界条件	水 位 制 御	流 速 制 御
左 端 開 境 界	$R_{IS-1,j} = \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} g$ $S_{IS-1,j} = \varphi_1^{(n)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} g \cdot \underbrace{\zeta_{IS-1,j}^{(n+(1/2))}}_{\text{強制水位}}$	$R_{IS-1,j} = 0$ $S_{IS-1,j} = \underbrace{u_a}_{\text{強制流速}}$
右 端 開 境 界	$u_{IE+(1/2),j} = \frac{1}{\varphi_2^{(n)}} \left\{ \varphi_3^{(n)} + \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} \cdot \underbrace{\zeta_{IE+(1/2),j}^{(n+(1/2))}}_{\text{強制水位}} \right\}$	$u_{IE+(1/2),j}^{(n+(1/2))} = \underbrace{u_b}_{\text{強制流速}}$

(注) IS, IE : 第 j 行の水位点の始点、終点の x 座標, ΔS : 格子間隔, $\varphi_1^{(n)}, \varphi_2^{(n)}, \varphi_3^{(n)}$: 時間レベル (n) において決定される既知量。

間ステップに対しても全く同様である。

この他境界に関連して、長さはあっても幅をもたない線境界や1格子間隔に満たない開口部等の取扱いも適宜取入れられる²⁾

一方、物質拡散の予測において、拡散物質は塩分のように保存性の物質もあれば、ほとんどの有機物・無機物にみられるように移流・拡散の過程でそれ自体が分解・合成して増減する非保存性のものがある。拡散物質の保存体としての取扱いは、海水ではほとんどが非保存性物質を対象としていることから実態に足していないように思われる。しかし視点を変えれば、分解・合成等の複雑な機構を取除いた保存性物質としての移流・拡散は物質拡散の基本量であるといえる。このような理由から海域の水質予測として保存性物質の拡散が頻繁に利用されている。

拡散物質の単位体積当りの質量を c とすれば、平均流速場 (u, v, w) における拡散は次式により表わされる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial (uc)}{\partial x} + \frac{\partial (vc)}{\partial y} + \frac{\partial (wc)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(D_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad (15)$$

ここに、 D_x, D_y, D_z : x, y, z 方向の乱流拡散係数である。

式(15)に対して、海面・海底を通じて物質(流れ)が移流しない条件式(5), (6)および拡散しない条件式：

$$\left[D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right]_{z=\zeta} = \left[D_z \frac{\partial c}{\partial x} \right]_{z=\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \left[D_z \frac{\partial c}{\partial y} \right]_{z=\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (16)$$

$$\left[D_z \frac{\partial c}{\partial z} \right]_{z=-h} = \left[D_z \frac{\partial c}{\partial x} \right]_{z=-h} \frac{\partial(-h)}{\partial x} + \left[D_z \frac{\partial c}{\partial y} \right]_{z=-h} \frac{\partial(-h)}{\partial y} \quad (17)$$

を用いて $-h \leq z \leq \zeta$ の間で z に関して積分するとつぎのような二次元化された拡散方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial [(\zeta+h)c]}{\partial t} + \frac{\partial [(\zeta+h)uc]}{\partial x} + \frac{\partial [(\zeta+h)vc]}{\partial y} \\ &= \frac{\partial [(\zeta+h)K_x \frac{\partial c}{\partial x}]}{\partial x} + \frac{\partial [(\zeta+h)K_y \frac{\partial c}{\partial y}]}{\partial y} \end{aligned} \quad (18)$$

ここに、 u, v, c : $-h \leq z \leq \zeta$ の間で平均化された水平流速成分と物質濃度、 K_x, K_y : 水平流の鉛直分布による移流分散を含んだ見掛け上の拡散係数である。

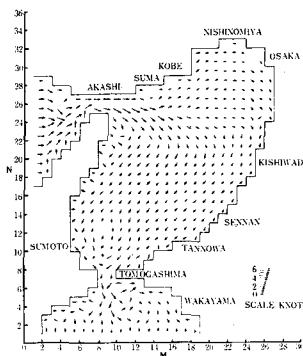
図-2において濃度 c を水位点と同一位置に、拡散係数 K_x, K_y を流速 u, v の位置に定義すれば、流れの計算式と同様に式(18)に対しても ADI 法により次のような循環式が前半の時間ステップ $(n+(1/2))\Delta t$ において導かれる。

$$c_{i,j}^{(n+(1/2))} = -E_{i+1,j} c_{i+1,j}^{(n+(1/2))} + F_{i+1,j} \quad (19)$$

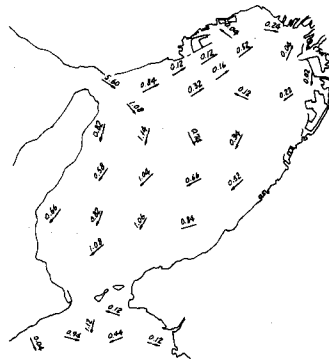
ここに、 $E_{i+1,j}, F_{i+1,j}$ は時間レベル $n\Delta t$ 以下において決定される既知量である。後半の時間ステップ $(n+1)\Delta t$ においても同様の一般式が導かれる。

また閉境界に対しては陸地の濃度を零に、開境界に対しては所定の濃度を与えることにより計算される。

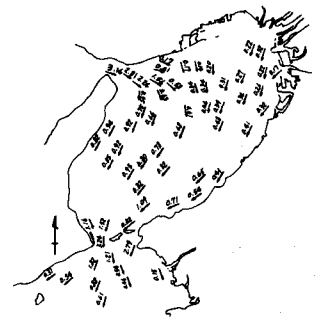
以上の流れおよび物質拡散の数値モデルを大阪湾に適用し、開境界で平均大潮相当の潮位振幅を与えて得られた下げ最強流近傍の潮流ベクトルを図-3(1)に、また、この流れを用いて現地 COD 負荷相当量の



(1) 計算値(単位: ノット)



(2) 観測値(単位: ノット)



(3) 水理模型実験値(単位: ノット)

図-3 潮流ベクトル図(平均大潮, 下げ潮最強流時)

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_u}{\partial t} + u_u \frac{\partial v_u}{\partial x} + v_u \frac{\partial v_u}{\partial y} = & -f u_u - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{r_i^2}{D_u} (v_u - v_e) \sqrt{(u_u - u_e)^2 + (v_u - v_e)^2} \\ & + A_u \left(\frac{\partial^2 v_u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_u}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial u_e}{\partial x} + v_e \frac{\partial u_e}{\partial y} = & f v_e - g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{4\rho}{\rho} g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{r_b^2}{D_e} u_e \sqrt{u_e^2 + v_e^2} \\ & - \frac{r_i^2}{D_e} (u_e - u_u) \sqrt{(u_e - u_u)^2 + (v_e - v_u)^2} + A_e \left(\frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_e}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial v_e}{\partial x} + v_e \frac{\partial v_e}{\partial y} = & -f u_e - g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{4\rho}{\rho} g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{r_b^2}{D_e} v_e \sqrt{u_e^2 + v_e^2} \\ & - \frac{r_i^2}{D_e} (v_e - v_u) \sqrt{(u_e - u_u)^2 + (v_e - v_u)^2} + A_e \left(\frac{\partial^2 v_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_e}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (23)$$

および全層と下層の連続式：

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [u_u D_u + u_e D_e] + \frac{\partial}{\partial y} [v_u D_u + v_e D_e] = 0 \quad (24)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_e D_e) + \frac{\partial}{\partial y} (v_e D_e) - E(\sqrt{u_u^2 + v_u^2} - \sqrt{u_e^2 + v_e^2}) = 0 \quad (25)$$

の計6式が組立てられ上・下層の水平流速成分 (u_u, v_u) , (u_e, v_e) , 海面および内部境界面の高さ ζ , η が計算される。ここに, 4ρ : 上下層間の密度差, f : コリオリ係数, r_i^2 : 内部境界面抵抗係数, D_u : 上層厚 $(=D+\zeta-\eta)$, D_e : 下層厚 $(=H-D+\eta)$, D : 上層平均厚, H : 平均全水深, E : 連行係数, A_u, A_e : 上層および下層の水平渦動粘性係数, をそれぞれ示す。

上述のモデルにおいては海水密度 ρ は変化しないものとして取扱われているが, これを流れと共に変化する量として扱えば計算量は著しく増大する。

一方, 図-6に示されるような2レベルモデルでは, 上・下層の水平流速成分 (u_u, v_u) , (u_e, v_e) に関する運動方程式：

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_u}{\partial t} + \frac{\partial u_u^2}{\partial x} + \frac{\partial u_u v_u}{\partial y} + \frac{1}{h_u} [u w]_i^s \\ = f v_u - \frac{1}{\rho_u} \frac{\partial p_u}{\partial x} + A_u \left(\frac{\partial^2 u_u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_u}{\partial y^2} \right) \\ + \frac{1}{h_u} (\tau_s^x - \tau_i^x) \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_u}{\partial t} + \frac{\partial u_u v_u}{\partial x} + \frac{\partial v_u^2}{\partial y} + \frac{1}{h_u} [v w]_i^s \\ = -f u_u - \frac{1}{\rho_u} \frac{\partial p_u}{\partial y} + A_u \left(\frac{\partial^2 v_u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_u}{\partial y^2} \right) \\ + \frac{1}{h_u} (\tau_s^y - \tau_i^y) \end{aligned} \quad (27)$$

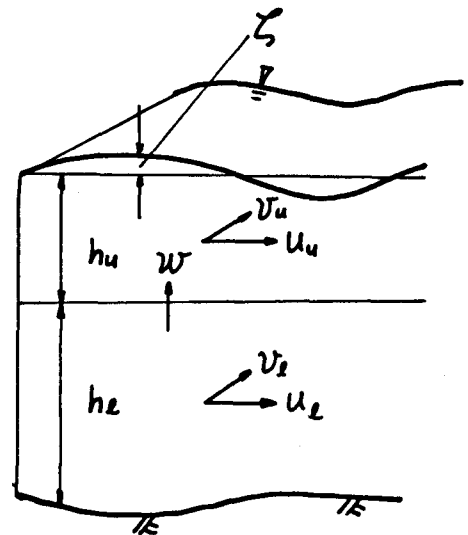


図-6 座標系(2レベルモデル)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial u_e}{\partial t} + \frac{\partial u_e^2}{\partial x} + \frac{\partial u_e v_e}{\partial y} + \frac{1}{h_e} [uw]_b^i \\ & = f v_e - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial x} + A_e \left(\frac{\partial^2 u_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_e}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{h_e} (\tau_i^x - \tau_b^x) \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial v_e}{\partial t} + \frac{\partial u_e v_e}{\partial x} + \frac{\partial v_e^2}{\partial y} + \frac{1}{h_e} [vw]_b^i \\ & = -f u_e - \frac{1}{\rho_e} \frac{\partial p_e}{\partial y} + A_e \left(\frac{\partial^2 v_e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_e}{\partial y^2} \right) + \frac{1}{h_e} (\tau_i^y - \tau_b^y) \end{aligned} \quad (29)$$

下層から上層に向う鉛直流速 w および海面の高さに関して連続式：

$$w = w_b - h_e \frac{\partial u_e}{\partial x} - h_e \frac{\partial v_e}{\partial y} \quad (30)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h_u u_u + h_e u_e) + \frac{\partial}{\partial y} (h_u v_u + h_e v_e) = 0 \quad (31)$$

が組立てられ、各層の水平流速成分、鉛直流速、水位が計算される。ここに、 s, i, b の添字はそれぞれ海面、第1層と第2層との境界面、および海底での値であることを示し、圧力 p は、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p_u}{\partial x} &= \rho_g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{2} g h_u \frac{\partial \rho_u}{\partial x} \\ \frac{\partial p_e}{\partial x} &= \frac{\partial p_u}{\partial x} + \frac{1}{4} g (h_u + h_e) \frac{\partial (\rho_u + \rho_e)}{\partial x}, \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

等で表わされる。

海水密度 ρ_u, ρ_e を時間、空間で一定とする場合と時間・空間の関数とする場合がある⁴⁾。後者の取扱いに対しては、密度 ρ はさらに塩分 S や水温 T などの関数：

$$\rho = \rho(S, T) \quad (33)$$

として表わされ、塩分 S および水温 T は流れによる移流拡散から求められる。たとえば上層の塩分に対しては次式で表わされる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (h_u S_u)}{\partial t} + \frac{\partial (h_u u_u S_u)}{\partial x} + \frac{\partial (h_u v_u S_u)}{\partial y} - (w S)_i \\ & = \frac{\partial}{\partial x} (h_u D_{xu} \frac{\partial S_u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (h_u D_{yu} \frac{\partial S_u}{\partial y}) \end{aligned} \quad (34)$$

下層の塩分、および水温についても同様に表わされる。

このように、層(レイヤー)モデルでは各層での水平流速成分と層間境界面の高さ(内部波)が計算できるが、鉛直流は求めることができない。また水深や地形が複雑に変化するところでは計算が不安定になりやすい。一方、層位(レベル)モデルでは各層での水平流速成分と鉛直流を求めることができるが、鉛直格子が固定のため内部境界面の高さは求めることができない。海洋循環流など比較的長周期の流れに対して適合性がよいといわれている。

5. 三次元モデルによる流れと土砂（濁り）拡散

沿岸海域で浚渫や埋立等の土木工事を行う場合、土砂や底質による濁りが付近の海象条件に応じて拡散・沈降・堆積する状況や、濁り防止工法の効果について予測検討する必要がある。このため、鉛直流や濁りの鉛直濃度分布を計算できるモデルが要求される。沈降を伴う土粒子の拡散においては、沈降速度が大きな役割を果す。粒径が1ミクロン（ 10^{-4} cm）オーダーでは沈降速度も $10^{-3} \sim 10^{-4}$ cm/s となり実質上ほとんど沈降することはない。したがって3.で述べた二次元モデルによる保存性物質の移流拡散として扱うことができる。一方、粒径が100ミクロンのオーダーに対しては沈降速度は1cm/sのオーダーとなり水深20mに対しても30分前後で沈降し再浮遊がなければ以後は濁り濃度に寄与しなくなる。濁りの拡散に対して鉛直流や鉛直濃度分布などの三次元的な扱いを必要とするのは、これらの中間領域の粒径（すなわち沈降速度 10^{-4} cm/s $\sim$ 1cm/s）の土砂である。一方、最大流速20～30cm/sの半日周潮流場で沈降を伴いながら拡散する土砂の移送範囲は数kmのオーダーとなる。この範囲における土砂の水平および鉛直濃度分布を追跡するためには平面的には50m程度、鉛直的には5～10層の空間刻みとしなければならない。このような対象範囲の広さと空間分割を考えれば、三次元モデルは二次元モデルに比して計算量が極端に増大することは容易に推測できる。

土砂粒子の濃度が高くなれば海水密度が増加しひいては流れに影響を及ぼす。簡単な計算から海水密度を0.1%上昇させるに要する土粒子濃度は3000ppm

以上であることがわかる。この濃度は濁り発生点の極く近傍を除けば十分高い値である。4.の2レベルモデルで述べたような水温や塩分の変化による海水密度の増減の影響については土砂拡散の流れ場を求める上では空間的・時間的スケールが異なるため問題にならない。

このことは、土砂拡散予測のための流れ場の計算において土砂濃度や水温・塩分等の変化による海水密度への影響を無視してよいことを意味する。

いま図-7に示すような三次元モデル⁵⁾に対し、点 $(i-(1/2), j, k)$ 、 $(i, j-(1/2), k)$ において $M_{i-(1/2),j}^{(n+1)}$ 、 $N_{i,j-(1/2)}^{(n+1)}$ すなわち、

$$\left. \begin{aligned} M_{i-(1/2),j}^{(n+1)} &= \sum_{k=1}^K h_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} \\ N_{i,j-(1/2)}^{(n+1)} &= \sum_{k=1}^K h_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} u_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

に関する運動方程式を組立てる。たとえば $M_{i-(1/2),j}^{(n+1)}$ に対しては

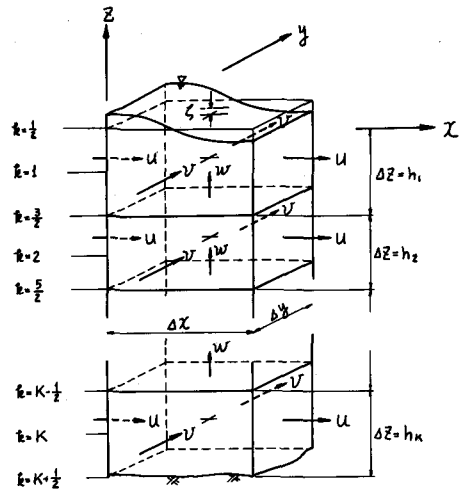


図-7 座標系(3次元モデル)

$$\begin{aligned}
& \frac{M_{i-(1/2),j}^{(n+1)} - M_{i-(1/2),j}^{(n)}}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} \sum_{k=1}^K h_{i-(1/2),j,k}^{(n)} u_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \left(u_{i-(1/2)+a,j,k}^{(n)} - u_{i-(3/2)+a,j,k}^{(n)} \right) \\
& + \frac{1}{\Delta y} \sum_{k=1}^K h_{i-(1/2),j,k}^{(n)} v_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \left(u_{i-(1/2),j+b,k}^{(n)} - u_{i-(1/2),j-1+b,k}^{(n)} \right) \\
& - f \sum_{k=1}^K \left(h_{i-(1/2),j,k}^{(n)} v_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \right) + H_{i-(1/2),j} \frac{g \Delta t}{\Delta x} \left(\frac{M_{i-(1/2),j}^{(n+1)} - M_{i+(1/2),j}^{(n+1)}}{\Delta x} \right. \\
& + \frac{N_{i,j-(1/2)}^{(n+1)} - N_{i,j+(1/2)}^{(n+1)}}{\Delta y} + \frac{\zeta_{i,j}^{(n)}}{\Delta t} - \frac{M_{i-(3/2),j}^{(n+1)} - M_{i-(1/2),j}^{(n+1)}}{\Delta x} - \frac{N_{i-1,j-(1/2)}^{(n+1)} - N_{i-1,j+(1/2)}^{(n+1)}}{\Delta y} \\
& - \frac{\zeta_{i-1,j}^{(n)}}{\Delta t} \left. + \frac{1}{\rho} \left(\tau_{i-(1/2),j,(1/2)}^{(n)} - \tau_{i-(1/2),j,K+(1/2)}^{(n)} \right) \right) \\
& - \frac{1}{(\Delta x)^2} \sum_{k=1}^K h_{i-(1/2),j,k}^{(n)} A_{xk} \left(u_{i-(1/2),j,k}^{(n)} + u_{i-(3/2),j,k}^{(n)} - 2u_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \right) \\
& - \frac{1}{(\Delta y)^2} \sum_{k=1}^K h_{i-(1/2),j,k}^{(n)} A_{yk} \left(u_{i-(1/2),j+1,k}^{(n)} + u_{i-(1/2),j-1,k}^{(n)} - 2u_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \right) \\
& = 0
\end{aligned} \tag{36}$$

と表わされる。ここに、 u, v : 各層平均の水平流速成分、 $\tau_{i-(1/2),j,(1/2)}^{(n)}, \tau_{i-(1/2),j,K+(1/2)}^{(n)}$: 海面および海底の摩擦応力、 A_{xk}, A_{yk} : x, y 方向の水平渦動粘性係数、 f : コリオリ係数をそれぞれ示す。また、添字 a, b, c , および d は上流差分をとるためのパラメータで流れの正負に応じて 0 又は 1 の値をとる。

$N_{i,j-(1/2)}^{(n+1)}$ に対しても式 (36) と同様に表わされる。

このようにして組立てられた運動方程式からまず $M_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}$ および $N_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}$ を陰形式に解く。

次に連続式：

$$\zeta_{i,j}^{(n+1)} = \zeta_{i,j}^{(n)} + \Delta t \left(\frac{M_{i-(1/2),j}^{(n+1)} - M_{i+(1/2),j}^{(n+1)}}{\Delta x} + \frac{N_{i,j-(1/2)}^{(n+1)} - N_{i,j+(1/2)}^{(n+1)}}{\Delta y} \right) \tag{37}$$

を用いて水位 $\zeta_{i,j}^{(n+1)}$ を求め最上層 $h_{i-(1/2),j,(1/2)}^{(n+1)}, h_{i,j-(1/2),(1/2)}^{(n+1)}$ 等を計算する。

さらに、 $M_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}, N_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}$ を各層の水平流速に配分するため、 $u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}$ および $v_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}$ に対する運動方程式を組立てる。たとえば $u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}$ に対しては式 (38) のように表わされる。

$$\begin{aligned}
& \frac{u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} - u_{i-(1/2),j,k}^{(n)}}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} u_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \left(u_{i-(1/2)+a,j,k}^{(n+1-a)} - u_{i-(3/2)+a,j,k}^{(n)} \right) \\
& + \frac{1}{\Delta y} v_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \left(u_{i-(1/2),j+b,k}^{(n+1-b)} - u_{i-(1/2),j-1+b,k}^{(n)} \right) \\
& + \frac{1}{h_{i-(1/2),j,k}^{(n)}} w_{i-(1/2),j,k}^{(n)} \left(u_{i-(1/2),j,k-c}^{(n+1)} - u_{i-(1/2),j,k+1-c}^{(n+1)} \right) - f u_{i-(1/2),j,k}^{(n)}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{g}{\Delta x} (\zeta_{i,j}^{(n+1)} - \zeta_{i-1,j}^{(n+1)}) + \frac{1}{\rho h_{i-(1/2),j,k}^{(n)}} (\tau_{i-(1/2),j,k-(1/2)}^{(n)} - \tau_{i-(1/2),j,k+(1/2)}^{(n)}) \\
& - \frac{A_{xk}}{(\Delta x)^2} (u_{i+(1/2),j,k}^{(n)} + u_{i-(3/2),j,k}^{(n)} - 2u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}) \\
& - \frac{A_{yk}}{(\Delta y)^2} (u_{i-(1/2),j+1,k}^{(n)} + u_{i-(1/2),j-1,k}^{(n)} - 2u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}) \\
& = 0
\end{aligned} \tag{38}$$

式(38)の $1 \leq k \leq K$ の各層に対する運動方程式において $\partial \zeta / \partial x$ の項が共通に含まれる。そこでこれを消去するため、 $k=1$ から $k=K$ の層に対する式で順次差をとって $(K-1)$ 個の方程式を立てる。

$v_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}$ についても同様である。これらの式に式(35)を加えて連立化すれば逐次解法により各層の u, v を求めることができる。

鉛直流 w は、以上によって得られた各メッシュ各層の u, v を次式に代入することにより底層から上層方向に順次求められる。

$$\begin{aligned}
w_{i,j,k-(1/2)}^{(n+1)} &= w_{i,j,k+(1/2)}^{(n+1)} - \frac{1}{\Delta x} (h_{i+(1/2),j,k}^{(n+1)} u_{i+(1/2),j,k}^{(n+1)} - h_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)}) \\
&\quad - \frac{1}{\Delta y} (h_{i,j+(1/2),k}^{(n+1)} v_{i,j+(1/2),k}^{(n+1)} - h_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} v_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}) \tag{39}
\end{aligned}$$

土砂の拡散に対しては次式より計算できる。

$$\begin{aligned}
& \frac{h_{i,j,k}^{(n+1)} c_{i,j,k}^{(n+1)} - h_{i,j,k}^{(n)} c_{i,j,k}^{(n)}}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta x} (h_{i+(1/2),j,k}^{(n+1)} u_{i+(1/2),j,k}^{(n+1)} c_{i+a,j,k}^{(n+1)} - h_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} u_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} c_{i-1+h,j,k}^{(n+1)}) \\
& + \frac{1}{\Delta y} (h_{i,j+(1/2),k}^{(n+1)} v_{i,j+(1/2),k}^{(n+1)} c_{i,j+c,k}^{(n+1)} - h_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} v_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} c_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)}) \\
& + \{ (w_{i,j,k-(1/2)}^{(n+1)} + w_0) c_{i,j,k-e}^{(n+1)} - (w_{i,j,k+(1/2)}^{(n+1)} + w_0) c_{i,j,k+1-f}^{(n+1)} \} \\
& - \frac{D_{xk}}{(\Delta x)^2} \{ h_{i+(1/2),j,k}^{(n+1)} (c_{i+1,j,k}^{(n+1)} - c_{i,j,k}^{(n+1)}) - h_{i-(1/2),j,k}^{(n+1)} (c_{i,j,k}^{(n+1)} - c_{i-1,j,k}^{(n+1)}) \} \\
& - \frac{D_{yk}}{(\Delta y)^2} \{ h_{i,j+(1/2),k}^{(n+1)} (c_{i,j+1,k}^{(n+1)} - c_{i,j,k}^{(n+1)}) - h_{i,j-(1/2),k}^{(n+1)} (c_{i,j,k}^{(n+1)} - c_{i,j-1,k}^{(n+1)}) \} \\
& - (F_{i,j,k-(1/2)}^{(n)} - F_{i,j,k+(1/2)}^{(n)}) - Q_{i,j,k} \\
& = 0
\end{aligned} \tag{40}$$

ここに、 w_0 ：土砂の沈降速度、 $F_{i,j,k-(1/2)}$ 、 $F_{i,j,k+(1/2)}$ ：第 $(k-1)$ 層より第 k 層、および第 k 層より第 $(k+1)$ 層に輸送される単位時間当りの土砂量、 $Q_{i,j,k}$ ：単位時間当りの土砂供給量を表わす。

供給土砂の粒径が均一でない場合には、あらかじめいくつかの粒径群に分け、それらの代表沈降速度を

与えた土砂の拡散計算を行い、それらの結果に含有率に応じた重みをつけて重ね合せば任意の粒径分布、土砂供給量に対する濃度分布を求めることができる。

一例として、図-8に示すような平面4km×1.5km、平均水深20m（主流（ x 軸）に対して垂直の方向（ y 軸）に1/1000の海底勾配（ y 軸正方向に深くなる）の領域を平面80×30（ $\Delta x = \Delta y = 50$ m）、深さ6層（上層より4, 4, 4, 3, 3, 3 m）に分割し、中間に一辺200m、深さ12m（第1層より3層まで）のコの字型障壁を設け、 x 軸方向の左端および右端において

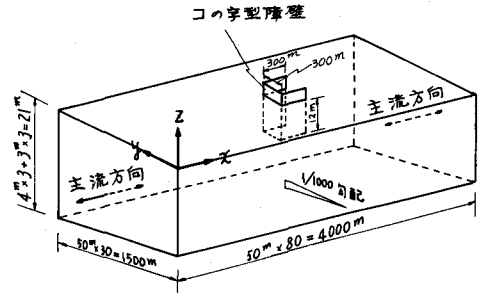


図-8 計算領域

$$u_k = a_k \sin \omega(t + \alpha) + b_k \quad (41)$$

を与えた流れの計算結果を示す⁵⁾式(41)中の u_k 、 a_k 、 b_k は第 k 層における両端の流速、最大流速、恒流を、 ω は流れの周期（12時間）を、 t は時間を、 α は位相（左端0，右端285秒）をそれぞれ示す。流速 u_k は鉛直的には対数分布をあてはめ、 a_k は水深方向に平均して20cm/s、 b_k は水深方向に平均して-5cm/sになるようにしている。図-9はこのようにして求めた流れの正方向最強流時障壁付近のベクトルを示すものである。

さらに図-10はこのようにして求められた流れの場において、コの字型障壁内の第1層の2メッシュから、沈降速度0.2cm/sの土砂を1ton/時×2で連続投入して3時間後に生ずる土砂濃度の平面分布（第1層）および鉛直分布を示したものである。

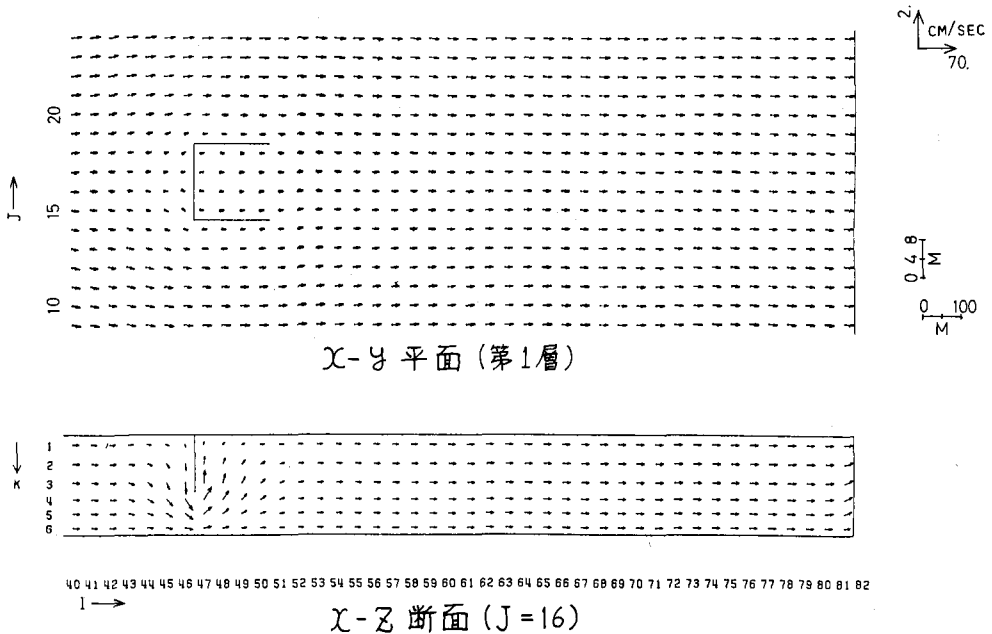


図-9 流れベクトル

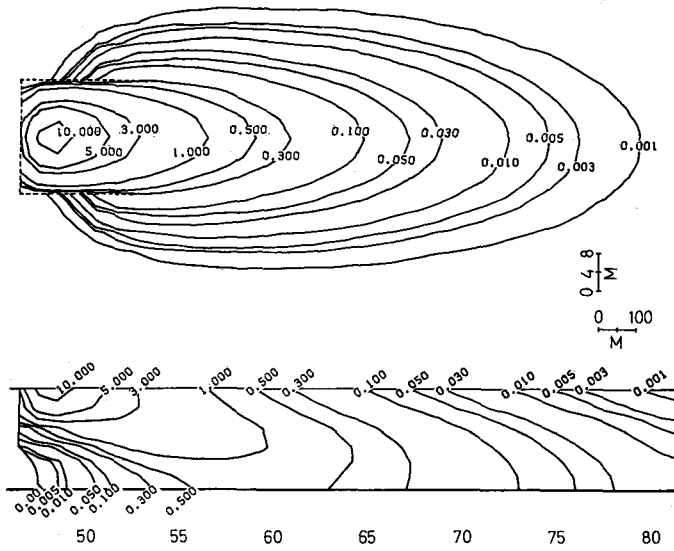


図-10 濃度分布(単位: ppm)

6. その他の手法による解析

以上のように拡散の問題はフィック型の拡散方程式を離散量に変換して数値的に求める方法が一般的であるが、差分化に伴う誤差や安定性の問題が伴う。これに対し、拡散現象のランダム性を利用することにより微分方程式を介することなく解析することのできるモンテカルロ法と呼ばれる手法がある。これは乱れの強さ、タイムスケール、粒子数等を与え、乱数を発生させながら分散粒子の拡がりを求めるものである。

いま x 方向に平均流 U 、 $y \cdot z$ 方向にそれぞれ β, γ の線型分布をもつ $u = U + \beta y + \gamma z$ なる一方向流場において、時刻 $t = n \Delta t$ に $(x^{(n)}, y^{(n)}, z^{(n)})$ にあった粒子が Δt 時間後に $(x^{(n+1)}, y^{(n+1)}, z^{(n+1)})$ に移動したとする。乱数発生による渦動拡散項相当の x, y, z 方向の移動距離 l_x, l_y, l_z は、

$$\left. \begin{aligned} x^{(n+1)} &= x^{(n)} + l_x + (U + \beta y^{(n+1/2)} + \gamma z^{(n+1/2)}) \Delta t \\ y^{(n+1)} &= y^{(n)} + l_y \\ z^{(n+1)} &= z^{(n)} + l_z \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

と表わすことができる。この移動距離 l_x, l_y, l_z は、平均値 0、分散 1.0 の正規分布型乱数 a, b, c および移動距離の分散 σ^2 と拡散係数 K との関係

$$K = \frac{\sigma^2}{2 \Delta t} \quad (43)$$

より

$$\left. \begin{aligned} l_x &= \sqrt{2 \Delta t K_x} \cdot a \\ l_y &= \sqrt{2 \Delta t K_y} \cdot b \\ l_z &= \sqrt{2 \Delta t K_z} \cdot c \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

として与えることができる。

$U = 20 \text{ cm/s}$, $\beta = 0.001 \text{ cm/s/cm}$, $r = 0.005 \text{ cm/s/cm}$,
 $K_x = K_y = 2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$, $K_z = 5 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{s}$, $\Delta x = \Delta y = 50 \text{ m}$, $\Delta z = 5 \text{ m}$ (10層), $\Delta t = 60 \text{ 秒}$ で 1.25 トンの
 拡散物質を 1 点に瞬間投入し, 80000 個の正規分布型
 乱子を用いて得られた 20 分後の分布を図-11 に実線
 にて示す。また大久保⁶⁾により与えられている解析解：

$$c(x, y, z, t) = \frac{M}{(4\pi t)^{(3/2)} (D_x K_y K_z)^{(1/2)}} \exp \left[-\frac{\left\{ \xi - (1/2)(\beta y + r z) t \right\}^2}{4 D_x t} - \frac{y^2}{4 K_y t} - \frac{z^2}{4 K_z t} \right] \quad (45)$$

ここに, $\xi = x - Ut$, $D_x = K_x + S_x$, $S_x = (1/12)(K_y \beta^2 + K_z r^2) t^2$, M : 投入量

に対して上と同一条件を与えて得られた結果を同図に破線にて示す。

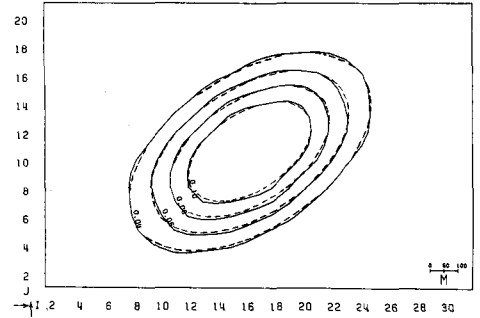


図-11 モンテカルロ法による濃度分布
 (実線: 計算値, 破線: 理論値, 単位:
 ppm)

流れや拡散の微分方程式に依存するがマーカーと呼ばれる標識子を移動させて解析する MAC (Marker and Cell) 法も特殊な解法の一つで, 密度成層の混合破壊や風波などの現象が数値的に解析されている。これは簡単にいえば質量をもたせたマーカーを計算領域内に配置し, 流れにより移動して新たに形成される密度変化・圧力差からつぎの時間ステップの流れを計算するものである。さらに質量をもたないマーカーを配置すれば流れや濃度変化とは無関係のトレーサーとしての意味をもたせることもでき流れや粒子の軌跡が求められる。

5. で述べた土砂拡散の数値モデルは三次元的とはいえ, 1 格子内の流れや濃度は一様として扱われている。ところが, 海面付近から土運船より投下される土砂の沈降拡散を小時間スケールで局所的に再現するためには格子単位の流れや濃度の取扱いでは不都合である。このような問題に対しては上述 MAC 法による解析が有効である。MAC 法を適用した最も簡単な解析例として, つぎのような静水中に海面付近から土砂の投入により発生する流れと濁りの拡散を考えることができる。発生する流れと土砂の濃度分布が軸対称であるとする, この軸を中心とする円筒座標 (r, z) (r : 半径方向の距離 z : 平均海面を 0 とし鉛直上方に測った距離) において r 方向の運動方程式, 連続式, および質量マーカーに基づく圧力変化から水平流速, 鉛直流速, 土砂濃度が求められる。

図-12 は, 水深 20 m の水域で鉛直方向には 10 分割 ($\Delta z = 2 \text{ m}$), 半径方向には 30 分割 ($\Delta r = 5 \text{ m}$) にした円筒座標系内の土砂投入による流れと土砂拡散を考え, 中心軸の第 1, 2 層に 100 個の質量マーカーと 50 個の境界マーカーを配置し, 時間ステップ 0.2 秒にて計算した 2, 20, 30, 60, 120 秒後の拡散状況を示すものである。⁷⁾ これらの結果によれば, 海面付近から投下された土砂が水中を落下し海底に着底後海底付近を沿って周囲に拡がる現象が再現されているのがみとめられる。

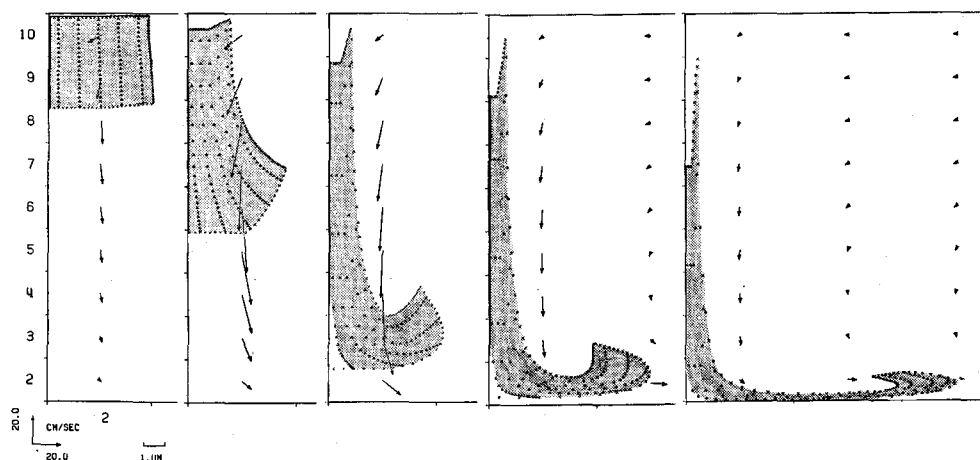


図-12 MAC法による流れと土砂濃度の拡散

7. おわりに

以上、沿岸海域の流れと物質拡散に関し、差分法による数値モデルを中心としてどこまで予測できるかを筆者の身近な例から示すことを試みた。ここに示した数例から、かなりの現象が数値的には取扱い可能であることが類推できよう。しかし本文において説明を省略したパラメーターの定式化やそれらの値については未解明のことが多い。不必要に複雑なモデルを用いても不明確なパラメーターの個数のみが増加して満足な結果が得られない。観測等により明らかにされている事実に対応したモデルを選択すべきである。またモデルの水準を高めるためには、時間や経費の面からは不経済であるかも知れないが、現地観測やそれらの解析に基づいて実際の現象を観るというのがモデル化への出発点であることを十分認識しておく必要がある。

参考文献

- 1) Leendertse, J. J.: Aspects of a computational model for long-period water wave propagation, RM-5295-PR, The Rand Corporation, May 1967.
- 2) 堀江 毅・金子安雄・村上和男・細川恭史・亀山 豊：潮流計算における境界等の取扱い——特にADI法による検討——，港湾技術研究所報告，第15巻第2号，1976. 6.
- 3) 金子安雄・堀江 毅・村上和男：ADI法による潮流と拡散の数値計算，港湾技術研究所報告，第14巻第1号，1975. 1.
- 4) 大西行雄：大阪湾の恒流に関する数値実験，第26回海岸工学講演会論文集(1979)，土木学会，昭和54年11月。
- 5) 堀口孝男・富田 勇・堀江 毅：三次元モデルによる流れと拡散の数値解法について，第24回海岸工学講演会論文集(1977)，土木学会，昭和52年11月。
- 6) 寺本俊彦編：海洋学講座2，海洋物理学Ⅱ，東京大学出版会，1976，pp 56—57.
- 7) 堀口孝男・曾我部隆久・堀江 毅：三次元モデルによる流れと拡散の数値解法について(その4)，第27回海岸工学講演会論文集(1980)，土木学会，昭和55年11月(予定)。