

流れの場に連続流出する油層の拡がりの解析
AN ANALYSIS OF THE SPREAD OF CONTINUOUSLY SPILLED OIL ON WATER CURRENT

中国工業技術試験所 埜口 英昭 Hideaki NOGUCHI
山口大学工学部 羽田野 袈裟義 Kesayoshi HADANO
九州大学工学部 平野 宗夫 Muneo HIRANO

In this paper, the spread of continuously spilled oil on a uniform flow are dealt with experimentally and theoretically. The laboratory experiments were performed in a circulating water channel. The oil was continuously poured onto the surface of uniform water current from the small outlet. The plane view of the spreading oil slick was observed. Mathematical model is developed on the basis of two-layer model and kinematic wave theory. Thus the governing equation of the front velocity of oil slick is derived. Calculations of the advance of the slicks show similar tendency to experimental data.

Keywords: oil spill, spreading of oil on water current, kinematic wave theory

1. はじめに

著者らは、静水面上に流出した油層の拡がりについて実験ならびに解析的な検討を行ない、その拡がりの特性を明らかにしてきた¹⁾。しかし実際の海上ではこれに潮流や風等の因子が作用して、より複雑な拡がりの形態をとる。本研究では、そのもっとも単純な場合として、一様な流れの場で水面上に流出した油の拡がりについて実験および解析的な検討を行ない、その特性を明らかにする。このような拡がりを対象とした研究は少なく、著者が知る限りでは Murray²⁾ の報告の例がある程度である。Murray は、1970年にメキシコ湾で起きた油井からの油の流出事故での観測データを解析し、流出口から連続的に流出して潮流とともに移流する油層の拡がり幅が、Taylorの連続点源型の乱流拡散理論でLagrangeの自己相関係数を指数型で近似した場合の標準偏差で近似できたと報告している。しかしその解析の中では、重力などで油自体が拡がろうとする性質が考慮されていない。またこのような拡がりを室内実験で扱った例は、著者らの報告^{3), 4)} 以外には見当たらない。本研究では、一様な流れの場での連続流出実験から得られた成果の概要について述べ、次に油が流出口から流出を始めた直後の、流出口近辺での油層先端部の非定常な運動を特性曲線法を用いて解析し、一様な流れの場で流れに沿って流出する油層の先端部の移動速度を求める。

2. 流れの中での油層の拡がりの実験的な検討

実験は大型回流水槽を用いて行ない、水槽上流側の一点から下流に向けて流れと同じ方向に連続的に油を流出させて、油の拡がりの様子を観測した。その実験の方法等については既報⁴⁾ で報告しているので、ここでは省略する。流出口から流出した油は流れに乗って下流に運ばれながら拡がっていくが、流出開始後ある程度の時間が経過すると、油層の拡がり幅は、油層先端部付近を除けばほぼ一定の形状を保つようになる。著者らは、これを流出口での油の流出速度 U と水槽水の平均流速 U_a との比 $K_s = U/U_a$ の値で、 $K_s \leq 1$ の場合と $K_s > 1$ の場合にわけて考え、以下のようなモデルを提案した⁵⁾。

(1) $K_s \leq 1$ の場合： 図1 (a) に示すように x 方向に一様な流速 U_a をもつ流れの場において、流れの速

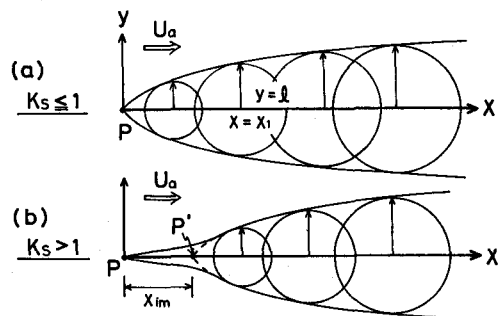


図-1 油層の拡がりのモデル

度 U_a に乗って移動する座標系で見ると、流出口 P から下流へ距離 $x = x_1$ の点での油の拡がり幅 l は、流出開始後の経過時間 $t = x_1 / U_a$ における静水面上での拡がりと同じであると考えられ、著者らの実験の範囲では、拡がり幅 l / l_{TC} と流出口からの距離 $x / (U_a \cdot t_{TC})$ の間には次式の関係が認められた。

$$\frac{l}{l_{TC}} = 1.26 \left(\frac{X}{U_a t_{TC}} \right)^{7/12} \quad \text{----- (1)}$$

$$l_{TC} = (1 - \Delta)^{3/4} (\Delta g v_w^3)^{-1/8} Q^{5/8} \quad \text{----- (2)}$$

$$t_{TC} = (1 - \Delta) (\Delta g v_w)^{-1/2} Q^{1/2} \quad \text{----- (3)}$$

ここに、 t_{TC} 、 l_{TC} は、静水面上に連続流出する油層の拡がりにおいて、重力・貫性力領域から重力・粘性領域への遷移点を表わすパラメータとして定義された量⁴⁾である。

(2) $K_s > 1$ の場合： この場合、流出口から流出する油は流出時の相対速度 ($U_o - U_a$) を持つために、流出直後は密度噴流に近い拡がりの特性を有すると考えられる。しかし、油が流出口から離れると急速に相対速度を失って周囲の流れと同じ速度で移動するようになり、 $K_s \leq 1$ の場合と同様の水平 2 次元的な拡がりになる。したがって、図 1 (b) に示したように流出初期の噴流的な性格を強く持つ領域と、それ以後の流れに乗った水平 2 次元的な拡がりの領域に分けて考える必要がある。図 2 は、 $K_s > 1$ の場合の実験について、次元解析結果に基づいて $(l/D) \cdot Fo^{-2}$ と $(x/D) \cdot Fo^{-2}$ の 2 つのパラメータで実験値を整理した結果である。ここに、 D は流出口の口径を、 Fo は流出口での内部フルード数を表わし、 $Fo^2 = (U_o - U_a)^2 / \{ (\rho_w - \rho_o) g D \}$ である。図によれば実験ごとの若干の傾向の差はあるものの、全体的な傾向としては流出口から流出した油は、まず噴流的な性格が強い領域を表わす太い実線にそって拡がり、その後、各実験ごとに破線で示される水平 2 次元の拡がりの領域に移行していく。図中の実線から破線に移行する点までの距離は、各実験での噴流域の長さ x_{im} を表わしており、この図から求めた x_{im} と K_s の関係が図 3 に示されている。図中の破線は実験値から求めた回帰式である。図 4 は、この回帰式から求めた x_{im} の位置を仮想原点とし、図 3 の破線で示される水平 2 次元領域での拡がり l / l_{TC} を $(x - x_{im}) / (U_a \cdot t_{TC})$ に対してプロットしたものである。図中の破線は、式 (1) と類似の関係である次式で、係数 C を 1.26 とした場合を示す。

$$\frac{l}{l_{TC}} = C \left(\frac{x - x_{im}}{U_a t_{TC}} \right)^{7/12} \quad \text{----- (4)}$$

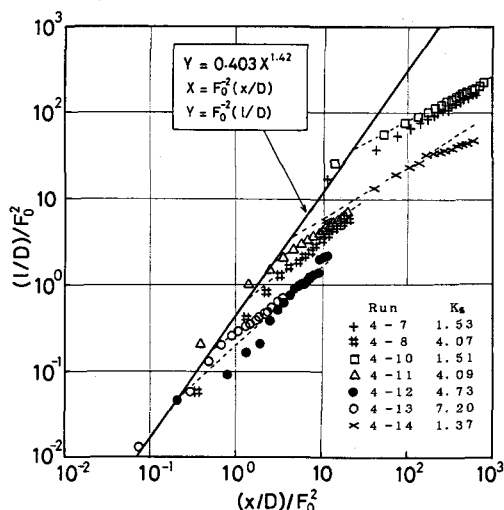


図-2 Fo を考慮した拡がり幅 l と流下距離 x の関係

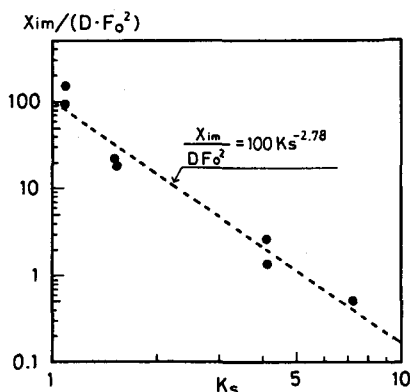


図-3 仮想原点 x_{im} と K_s の関係

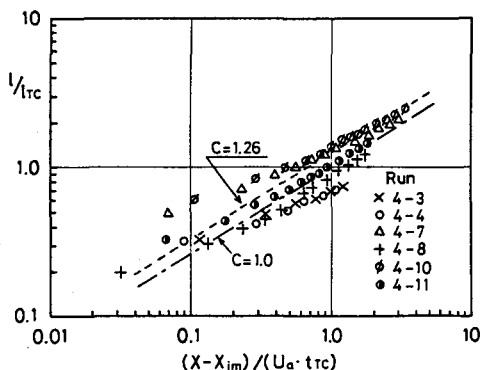


図-4 油層の拡がり幅 l と流下距離 x の関係 ($K_s > 1$)

図によれば、各実験ごとのデータのばらつきもあり、また距離 x が小さい部分で式 (4) よりゆるい勾配になる等の問題点はあるものの、距離 x がおおきくなると $Ks \leq 1$ の場合とほぼ同様の拡がりの傾きを示すようである。図中の一点鎖線は、定数 C として今回の実験の平均値 1.0 とした場合を示す。

次に、油層先端部の形状を調べるために、図 5 に模式的に示すように、ある時刻の油層の最大幅断面の位置に座標軸の原点を取り、油層先端の形状を示す座標位置 (x, y) を読み取って、それを最大幅 b_m で無次元化して表わした。図 6 にその結果を示す。図中の破線は、完全な円形の場合を示している。図から明らかなように、流出口近辺での油層先端部は、半円に近い形状を示す。実験ケースによっては、先端部がやや尖った楕円形状となる場合もあるが、そのようなケースでも流出口の近辺では半円状の形をとる場合が多い。

3 特性曲線法を用いた解析法

3.1 解析のモデル： 本節では、流出口近辺での油層先端

端の位置の変化などの非定常な運動を特性曲線法を用いて解析し、一様な流れの場に流出した油層の先端部の移動速度を求める手法について検討する。一様な流速 U_a をもつ流れの場で、その水面上の点源から下流方向へ向かって連続的に油が流出している場合を、図 7 のようにモデル化する。拡がる油層の流れに沿った中心軸を x 軸とし、 x 軸に直行する鉛直断面での油層の拡がり幅を b 、断面平均厚さを δ とする。また、油層の x 軸方向の断面平均速度を u とする。

このような油層の拡がりを表わす基礎方程式は、連続の式および流れ方向の運動量方程式で構成され、

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial (uA)}{\partial x} = 0 \quad \text{----- (5)}$$

$$\frac{\partial (Au)}{\partial t} + \frac{\partial (Au^2)}{\partial x} = - \frac{\partial (\alpha \delta^2 b)}{\partial x} + \frac{\tau}{\rho_o} b \quad \text{----- (6)}$$

のように表わせる。ここに、 A は油層の断面積、 ρ_o を油の密度、 ρ_w を水の密度として $\Delta \rho = \rho_o - \rho_w$ 、 $\alpha = (\Delta \rho g) / (2 \rho_w)$ である。また、 τ は油水界面でのせん断応力を表わし、 f_i を抵抗係数として

$$\frac{\tau}{\rho_o} = \frac{f_i}{2} |U_a - u| (U_a - u) \quad \text{----- (7)}$$

で表わす。式 (5)、(6) を、 $A = b \delta$ の関係、および式 (7) の関係を用いて整理し、若干の計算を行なうと、特性曲線 $dx/dt = u$ 上では、 δ および u に関して次のような常微分方程式が得られる。

$$\frac{d\delta}{dx} = - \frac{1}{u} \left(\frac{\delta}{b} V_b + \delta \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad \text{----- (8)}$$

$$\begin{aligned} \frac{du}{dx} = & - \frac{2\alpha}{u} \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} + \frac{\delta}{2b} \frac{\partial b}{\partial x} \right) \\ & + \frac{f_i}{2\delta u} |U_a - u| (U_a - u) \quad \text{----- (9)} \end{aligned}$$

$$\text{ここに、} V_b = \frac{\partial b}{\partial t} + u \frac{\partial b}{\partial x} = \frac{db}{dt} \quad \text{----- (10)}$$

であり、 V_b は、平均流速 u で移動する座標系での b の時間変化

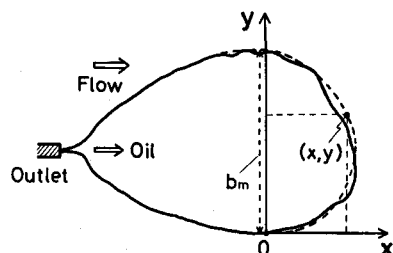


図-5 油層先端部形状のモデル

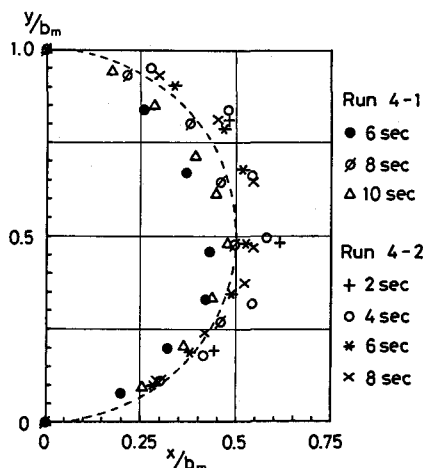


図-6 油層先端部の形状

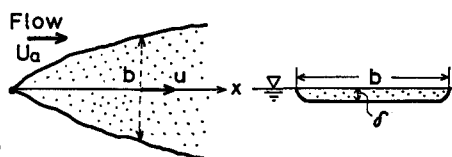


図-7 解析のモデル

を表わす。さて、常微分方程式 (8)、(9) を連立して解き解を求めるためには、未知数が u 、 δ 、 b の 3 個であるのに対して方程式は 2 個で、式が一つ不足している、 b についての条件式を加えることを考える。また、式中には $\partial \delta / \partial x$ 等の偏微分項が含まれるので、このままでは解くことが困難であり、ここではこれらの偏微分項に対しても、以下に示すような仮定を導入して解を求めることを考える。

3. 2 油層の最大幅断面の移動速度の決定法： まず、図 5 に示したように、流出した油層のある時刻での拡がり幅が最大となっている断面の幅を b_m とすると、 $b = b_m$ の断面では $[\partial b / \partial x]_{x=x_m} = 0$ の条件が常に成り立つ。したがって式 (10) から、

$$V_{bm} = \frac{d b_m}{d t} = \frac{\partial b}{\partial t} \Big|_{x=x_m} \quad \text{----- (11)}$$

と表わされる。ここに、 V_{bm} は $b = b_m$ での V_b を表わす。次に、偏微分項 $\partial u / \partial x$ および $\partial \delta / \partial x$ については、静水面上に連続流出する油層の拡がりの解析¹⁾ で用いたのと同様の、相似性の仮定を用いることとし、油層の最大幅断面の付近で油層の流速 u および厚さ δ を次式のように置く。

$$\frac{u}{u_m} = \xi \left(\frac{x}{x_m} \right), \quad \frac{\delta}{\delta_m} = \phi \left(\frac{x}{x_m} \right) \quad \text{----- (12)}$$

ここに $\xi(x/x_m)$ および $\phi(x/x_m)$ は、 x/x_m の関数を表わす。式 (12) を x で微分すると、 $x = x_m$ のところでは

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=x_m} = K_1 \frac{u_m}{x_m} \quad \text{----- (13)},$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} \Big|_{x=x_m} = K_2 \frac{\delta_m}{x_m} \quad \text{----- (14)}$$

の関係が成り立つ。ここに係数 K_1 および K_2 は、それぞれ $K_1 = \xi'(1)$ 、 $K_2 = \phi'(1)$ である。式 (11)、(13) および (14) を式 (8)、(9) に代入して整理すると、次の 2 つの式が得られる。

$$\frac{d \delta_m}{d x_m} = - \frac{\delta_m}{u_m} \left(\frac{1}{b_m} \frac{d b_m}{d t} + K_1 \frac{u_m}{x_m} \right) \quad \text{----- (15)}$$

$$\frac{d u_m}{d x_m} = - \frac{2 \alpha}{u_m} K_2 \frac{\delta_m}{x_m} + \frac{f_1}{2 \delta_m u_m} |U_a - u_m| (U_a - u_m) \quad \text{----- (16)}$$

次に、 b に対する条件式として、式 (4) で示された実験結果を参考にして油層の最大幅 b_m と距離 x_m の間に式 (17) の関係を仮定してもちいる。式 (17) を t に関して微分すると、式 (18) の関係が得られる。

$$\frac{b_m}{l_{TC}} = C_1 \left(\frac{x_m}{U_a t_{TC}} \right)^n \quad \text{----- (17)}, \quad \frac{d b_m}{d t} = \frac{n C_1 l_{TC}}{(U_a t_{TC})^n} x_m^{n-1} u_m \quad \text{----- (18)}$$

ここに、係数 C_1 および指数 n は定数である。

また実験で明らかになったように、流出した油は流出口の極近傍を除いては水平 2 次元な薄層の拡がりとなり、油層先端部の形状は b_m を直径とする半円で近似できた。これらの実験的事実を考慮して、油層の最大幅断面での油層厚さの変化率 $[\partial \delta / \partial x]_{x=x_m}$ は 0 と仮定する。したがって、式 (14) から $K_2 = 0$ の条件が得られる。

式 (17)、(18) を式 (15) に代入して積分を実行すると δ_m が求められ、その δ_m を式 (16) に代入してさらに $K_2 = 0$ と置いて整理すると、 u_m に関する常微分方程式が得られる。

$$\frac{d u_m}{d x_m} = \frac{f_1}{2 \delta_{m0}} \left(\frac{x_m}{x_{m0}} \right)^{n+K_1} \frac{|U_a - u_m| (U_a - u_m)}{u_m} \quad \text{----- (19)}$$

ここに、 x_{m0} および δ_{m0} は時刻 $t = t_0$ における油層の最大幅 b_m の断面の位置、およびその断面での油層の厚さを表わす。式 (19) を無次元化すると、式 (20) が得られる。

$$\frac{d u_{m*}}{d x_{m*}} = \frac{f_1}{2} E_0 \cdot x_{m*}^{n+K_1} \frac{|U_{a*} - u_{m*}| (U_{a*} - u_{m*})}{u_{m*}} \quad \text{----- (20)}$$

ここに、 $u_{m*} = u_m / u_{m0}$ 、 $U_{a*} = U_a / u_{m0}$ 、 $x_{m*} = x_m / x_{m0}$ 、 $t_* = t / t_0$ 、 $E_0 = x_{m0} / \delta_{m0}$ である。式 (20) は、抵抗係数 f_1 が定数である場合には積分できて、次のような解を求めることができる。

$$\log \left(\frac{u_{m*} - U_{a*}}{1 - U_{a*}} \right) + \frac{U_{a*} (u_{m*} - 1)}{(1 - U_{a*}) (u_{m*} - U_{a*})} = \Phi \quad \text{----- (21)}$$

ただし、式 (21) において、① $(U_{a*} - u_{m*}) < 0$ の場合： $\Phi = \frac{f_1 E_0}{2e} (1 - x_{m*}^e)$ ----- (22)

② $(U_{a*} - u_{m*}) > 0$ の場合： $\Phi = - \frac{f_1 E_0}{2e} (1 - x_{m*}^e)$ ----- (23)

であり、 $e = K_1 + n + 1$ である。式 (21) が、油層の最大幅断面の移動速度を表わす式である。

3.3 油層先端部の移動速度の決定法： 実験から得られた各時刻での油層の拡がり形状をもとに、油層の最大幅 b_m 断面の位置およびその移動速度を求めようとした場合、油層の拡がりが大きくなるにつれて b_m 付近での拡がり幅の変化率が小さくなり、 b_m 断面の位置および移動速度を精度良く求めることが難しくなってくる。したがってここでは最大幅断面に替えて、移動速度および位置の変化の追跡が容易な油層先端の移動速度を求め、それと実験結果とを比較することを考える。実用的な面から考えても、むしろこの方が有用である。図6で示された実験的事実を踏まえて、最大幅 b_m の断面から油層先端までの形状を半径 $b_m/2$ の半円で近似する。その場合、油層先端の位置 x_f は式 (24) で表わされ、式 (17) を式 (24) に代入し、無次元化すると、式 (25) が得られる。

$$x_f = x_m + \frac{1}{2} b_m(t) \text{ ----- (24), } x_{f*} = x_{m*} \left(1 + \frac{\epsilon}{n} x_{m*}^{n-1}\right) \text{ ----- (25)}$$

ここに $x_{f*} = x_f / x_{m0}$ であり、 $\epsilon = (nC_1 / \tau_C x_{m0}^{n-1}) / \{2 (U_{atC})^n\}$ である。式 (25) を t で微分して整理すると、油層先端の無次元移動速度 u_{f*} は、 $u_{f*} = (1 + \epsilon x_{m*}^{n-1}) u_{m*}$ ----- (26) で表わされる。ここに $u_{f*} = u_f / u_{m0}$ である。式 (21)、(25)、(26) によって、油層先端の位置 x_f および先端速度 u_f を求めることができる。

3.4 計算結果と実験値との比較： ここで述べた理論を検証するため、計算値と実験データとの比較検討を行なう。なお、以下の計算で用いた無次元時間 t_* は、計算の出発点を基準とした経過時間を表わしており、次式により計算される。

$$t_* = t_{*0} + \sum \Delta t_*(k), \quad (k=0, 1, 2, 3, \dots), \quad \Delta t_*(k) = \frac{x_{m*}(k+1) - x_{m*}(k)}{(1/2) \{u_{m*}(k+1) + u_{m*}(k)\}} \text{ ----- (27)}$$

ここに、 $t_* = t \cdot (u_{m0} / s_{m0})$ 、 $\Delta t_* = \Delta t \cdot (u_{m0} / s_{m0})$ で定義される。

計算では、油の流出開始後2秒経過時をその初期条件とし、その時の油の拡がり形状から拡がりの最大幅 b_{m0} 、その位置 x_{m0} 、油層厚さ δ_{m0} 、および油層先端速度 U_{f0} を与えるとともに、式 (26) から U_{m0} を決定した。 U_{m0} が周囲水の流速 U_a よりも大きい場合には式 (22) を用いて、逆の場合には式 (23) を用いて計算することにより x_{m*} と U_{m*} の関係を求め、式 (25)、(26) から油層先端部の位置 x_{f*} および先端速度 U_{f*} を求めることができる。

計算に用いる油水界面での抵抗係数は、静水面上での油層の拡がりの解析¹⁾において用いた $f_1 = 0.006$ をそのまま用いた。係数 n および C_1 は、式 (17) の仮定に由来するもので、 b_m と定常状態での拡がり幅 l を表わす実験式 (4) のとの間に $(b_m/2) = l$ の関係が成り立つとすれば、 n の値は $7/12$ を C_1 は 2.0 程度の値を取るようになる。式 (13) の仮定に由来する係数 K_1 の値は、理論あるいは実験等で決定することができないので、ここでは K_1 をパラメータとして変化させていくつかの計算を行ない、実験データの傾向に最もよく一致するようにその値を決定した。ところで連続の式 (5) に $A = b\delta$ 、および式 (13)、(14)

$$(18) \text{ の関係を代入して整理すると、 } \frac{\partial \delta_m}{\partial t} = - (n + K_1 + K_2) \frac{u_m \delta_m}{x_m} \text{ ----- (28)}$$

の関係が得られる。式 (28) の左辺は常に負であり、 $K_2 = 0$ とおくので、結局 $K_1 \geq -n$ の条件が得られる。

図8は、油層先端の移動速度 u_{f*} およびその位置 x_{f*} の計算値と実験値を比較した結果である。これらの図で、パラメータ K_1 の値は -0.5 から 4 まで変化させている。 C_1 の値は、図4からその平均として 2.0 の値を用いた。図8で見ると、 K_1 を大きくとるほど先端速度の低下率が大きくなって急速に周囲水の流れの速

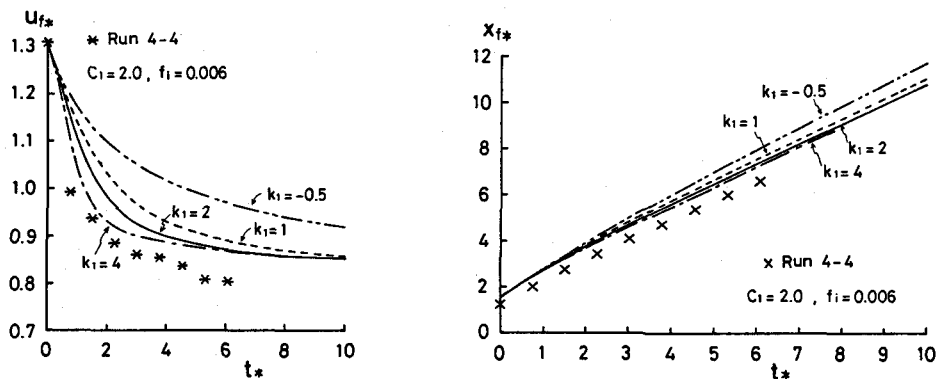


図-8 K_1 をパラメータとした U_{f*} および x_{f*} の計算値と実験値の比較 ($C_1=2.0$ の場合)

度に近づいていき、 K_1 が2から4程度になると計算結果は実験値の傾向によく一致するようになる。 K_1 を4より大きくしても計算結果に大きな変化は見られなかった。図9は、2つの実験ケースについて $C_1=2.0$ 、 $f_1=0.006$ 、 $K_1=4$ とした場合の x_{f*} の計算結果と実験値を比較した結果である。計算値は実験値の傾向と比較的よく一致しているといえよう。

4. まとめ

一様な流れの場で、その水面上の点源から連続流出する油層の拡がりについて、実験および解析的な検討を行ないその拡がりの特性を明らかにした。その主な内容を要約すると次の通りである。

①油の流出開始後十分時間が経過し油層の拡がり幅の形状がほぼ一定に達した時点では、流れの速度に乗って移動する座標系で見ると、流出口から下流へ距離 x での拡がり幅 l は、流出開始後の経過時間 $t = x/U_a$ での静水面上での軸対称の拡がりと同様の考え方で表わせ、式(1)または式(4)の関係が成り立つ。②油層の断面平均の運動方程式および連続の式を特性曲線法を用いて解き、油層の最大幅の断面の移動速度を規定する式を導くとともに、油層先端の形状を半円で近似して先端部の位置の変化および移動速度を求めた。その計算値は、実験値の傾向によく一致することが確認された。

<参考文献>

- 1) 埜口・平野：土木学会論文集 第393号/II-9, pp. 113, 1988.5
- 2) Murray: LIMNOLOGY AND OCEANOGRAPHY, Vol. 17, No. 5, pp. 651, 1972.
- 3) 埜口・山崎：土木学会第41回年次学術講演会, pp. 245, 1983.
- 4) 埜口・山崎：第26回水理講演会論文集, pp. 569, 1982.
- 5) Noguchi, Hadano, Hirano: Proceedings of IAHR 23th congress, pp D-205, Ottawa, 1989.

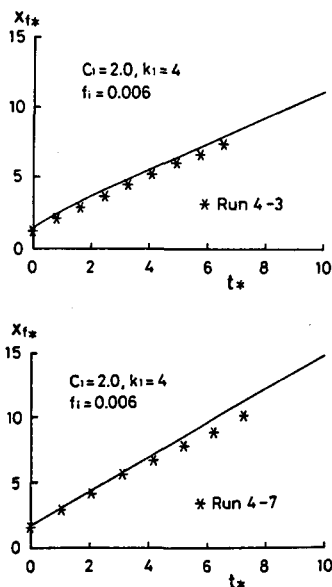


図-9 x_{f*} の計算値と実験値の比較 (Run 4-3, Run 4-7)