

## 水面上に流出した油の拡がりに関する研究

埜口, 英昭

<https://doi.org/10.11501/3059397>

---

出版情報 : 九州大学, 1991, 博士 (工学), 論文博士  
バージョン :  
権利関係 :



水面上に流出した油の拡がりに関する研究

1991年7月

荃 口 英 昭

①

# 水面上に流出した油の拡がり に関する研究

1991年7月

埜口英昭

目 次

	頁
本論文でを使用した記号の一覧	(5)
第1章 序 論	
第1節 はじめに	1
第2節 本研究の意義と目的	3
第3節 本論文の構成	5
第2章 従来の研究	
第1節 はじめに	8
第2節 従来の研究の流れと問題点	8
第3節 静水面上での瞬間流出に関する研究	11
3.1 Fayの研究の概要	11
3.2 Fannelopらの研究の概要	14
第4節 静水面上での連続流出に関する研究	19
第5節 流れの場での連続流出に関する研究	21
第6節 油の拡がりの最終段階	23
第7節 まとめ	24
第3章 静水面上に連続流出する油の拡がり	
第1節 はじめに	26
第2節 連続流出に関する実験と考察	27
2.1 実験装置と実験方法	27
2.2 実験結果と考察	29
(1) 油の拡がりの状況	29
(2) 従来の手法による実験値の整理	30

第3節	連続流出する油の拡がりの解析	-----	36
3.1	解析のモデル	-----	36
3.2	特性曲線法による解析	-----	39
3.3	計算式に含まれる係数値 $C_1$ 、 $C_2$ の 検討	-----	44
3.4	抵抗係数 $f_1$ の検討	-----	45
第4節	計算結果とその考察	-----	47
4.1	新たなパラメーター $t_0$ 、 $l_0$ を用いた 実験値の整理	-----	47
4.2	計算の初期条件	-----	48
4.3	計算値と実験値の比較	-----	51
第5節	まとめ	-----	55

#### 第4章 静水面上に瞬間流出する油の拡がり

第1節	はじめに	-----	57
第2節	瞬間流出に関する実験と考察	-----	58
2.1	実験装置と実験方法	-----	58
2.2	一次元拡がりの実験結果	-----	61
	(1) 油の先端部の速度	-----	61
	(2) 油の拡がり	-----	65
2.3	軸対称拡がりの実験結果	-----	67
	(1) 室内実験結果	-----	67
	(2) 現地実験結果	-----	74
第3節	瞬間流出する油の拡がりの解析	-----	76
3.1	解析のモデル	-----	76
3.2	特性曲線法による解析	-----	77
3.3	計算式に含まれる係数値 $C_1$ 、 $C_2$ の 検討	-----	81

第4節	一次元瞬間流出での計算値と実験値 の比較	82
4.1	新たなパラメータ $t_0$ 、 $l_0$ を用いた 実験値の整理	82
4.2	計算値と実験値の比較	86
第5節	軸対称瞬間流出での計算値と実験値 の比較	88
第6節	まとめ	97

## 第5章 流れに沿って流出する油の拡がり

第1節	はじめに	100
第2節	油の拡がりに関する実験と考察	101
2.1	実験装置と実験方法	101
2.2	油の後続部の拡がり幅の特性	104
2.3	油の先端部の形状	109
第3節	流れに沿って流出する油の拡がりの 解析	111
3.1	解析のモデル	111
3.2	特性曲線法による解析	113
3.3	油層の最大幅断面の位置の変化の 解析	114
3.4	油層先端の位置と速度、および油層の 拡がり幅	120
(1)	方程式の無次元化	120
(2)	計算の初期条件	121
(3)	計算式に含まれる係数値 $K_1$ 、 $K_2$ の 検討	125
(4)	計算値と実験値との比較	127

第4節	油の拡がりに及ぼす風の影響	-----	135
	(1) 風の抵抗則	-----	135
	(2) 吹送流の表面流速	-----	138
	(3) 風と流れの作用を考慮した油の 拡がりのモデル	-----	139
第5節	まとめ	-----	145
第6章	流れに直角方向に流出する油の拡がり		
第1節	はじめに	-----	148
第2節	実験装置と実験方法	-----	148
第3節	油の拡がりの形状のモデル	-----	150
第4節	油の拡がりの形状曲線	-----	154
第5節	まとめ	-----	159
第7章	結 論	-----	161
謝 辞		-----	164
参考文献		-----	165

本論文で使用した記号の一覧

- A : 流れに直交する方向での油層の断面積
- $A_I$  : 一次元瞬間流出の I 領域での拡がりの係数
- $A_{II}$  : 一次元瞬間流出の II 領域での拡がりの係数
- $C_0$  : 放出直後の油層先端部の拡がり速度
- $C_1$  : 係数、式 (3-21)、(4-22)
- $C_2$  : 係数、式 (3-22)、(4-23)
- $C_I$  : 軸対称瞬間流出の I 領域での拡がりの係数
- $C_{II}$  : 軸対称瞬間流出の II 領域での拡がりの係数
- $C_{III}$  : 軸対称瞬間流出の III 領域での拡がりの係数
- $C_D$  : 海面での風の抵抗係数
- D : 油の流出口の口径
- $F_0$  : 油層の初期密度フルード数、 $F_0^2 = U_0^2 / (g' \delta_0)$
- $F_1$  : 油層の密度フルード数、 $F_1^2 = U^2 / (g' \delta)$
- H : 一次元瞬間流出実験での水路の水深
- K : 係数、式 (3-32)
- $K_1$  : 係数、式 (5-38)
- $K_2$  : 係数、式 (5-39)
- $K_S$  : 流れの場合での、油の流出速度と流れの速度との比、 $U_0 / U_w$
- $K_I$  : 静水面上での連続流出の I 領域の拡がりの係数
- $K_{II}$  : 静水面上での連続流出の II 領域の拡がりの係数
- $L_0$  : 一次元瞬間流出では貯油槽の長さ、軸対称瞬間流出では初期油層半径
- P : 油層断面に作用する全圧力
- $Q_0$  : 連続流出での単位時間当たりの流出油量
- $R_e$  : 油層のレイノルズ数、第 3 章では  $R_e = U \delta / \nu_0$ 、第 4 章では  $R_e = (u_{LE} \cdot h_{LE}) / \nu_0$

- $T_a$  : 任意断面での油層表面に作用する空気の全せん断抵抗  
 $T_i$  : 任意断面での油水界面に作用する水の全せん断抵抗  
 $U$  : 3章および4章で、油層の断面平均流速  
 $U_0$  : 流出口での油の流出速度  
 $U_{10}$  : 海面上10mの高さの風速  
 $U_a$  : 海面上の高さ  $z$  における時間平均風速  
 $U_f$  : 3章および4章で、油層先端部の速度  
 $U_{f0}$  : 3章および4章で、時刻  $t = t_0$  での油層先端速度  
 $U_{f*}$  : 3章で、無次元の油層先端部移動速度、式(3-47)  
 $U_w$  : 一様な流れの流速  
 $U_{w*}$  : 無次元化された一様な流れの流速、 $U_{w*} = U_w / (\log \epsilon)^{1/2}$   
 $U_{ws}$  : 水面流速、式(5-75)  
 $V_b$  : 油層幅  $b$  の時間変化、式(5-26)  
 $V_{bm}$  :  $b = b_m$  での  $V_b$   
 $V_0$  : 放出油量(軸対称瞬間流出)
- $b$  : 第4章では水路幅、第5章では油層の拡がり幅  
 $b_m$  : 油層の拡がりの最大幅  
 $b_*$  : 無次元化された油層の拡がりの最大幅、 $b_* = b_m / l_0$   
 $f_i$  : 油水界面での抵抗係数  
 $f_{ix}$  : 油水界面での流れの方向の抵抗係数  
 $f_{iy}$  : 油水界面での流れに直角方向の抵抗係数  
 $f_{ia}$  : 油層表面に作用する空気の抵抗係数、式(5-79)  
 $f_i'$  : 定数、式(3-39)  
 $g$  : 重力の加速度  
 $g'$  :  $g' = \Delta g$   
 $h_0$  : 一次元および軸対称瞬間流出での初期油層厚さ  
 $h_{LE}$  : 一次元瞬間流出での油層先端部の厚さ、式(4-3)

- $h_{max}$  : 一次元瞬間流出での油層先端くさび部の最大厚さ  
 $k$  : 係数、式(4-3)および(4-4)  
 $l$  : 油層の拡がりの大きさ、第5章では流れに横断方向の油層の拡がりの半幅  
 $l_0$  : 時刻  $t = t_0$  での油層の拡がりの大きさ、5章では時刻  $t = t_0$  での油層の拡がり半幅  
 $l_{TC}$  : 油層の拡がり大きさのI領域からII領域への遷移パラメータ(連続流出の場合)、式(3-2)  
 $l_{T1}$  : 油層の拡がり大きさのI領域からII領域への遷移パラメータ(一次元瞬間流出の場合)、式(4-6)  
 $l_{T2}$  : 油層の拡がり大きさのI領域からII領域への遷移パラメータ(軸対称瞬間流出の場合)、式(4-8)  
 $l_{ST2}$  : 油層の拡がり大きさのII領域からIII領域への遷移パラメータ(軸対称瞬間流出の場合)、式(4-11)  
 $n$  : 係数、式(3-34)  
 $p$  : 油層内の圧力  
 $r$  : 水平方向の距離(軸対称)  
 $r_f$  : 油層先端部の位置  
 $r_*$  : 油層先端部までの無次元化距離  
 $t$  : 油の流出開始後の経過時間  
 $t_0$  : 油の拡がり時間の初期条件  
 $t_*$  : 無次元化時間、 $t_* = t/t_0$   
 $t_{TC}$  : 油層の拡がり時間のI領域からII領域への遷移パラメータ(連続流出の場合)、式(3-1)  
 $t_{T1}$  : 油層の拡がり時間のI領域からII領域への遷移パラメータ(一次元瞬間流出の場合)、式(4-5)  
 $t_{T2}$  : 油層の拡がり時間のI領域からII領域への遷移パラメータ(軸対称瞬間流出の場合)、式(4-7)

- $t_{ST2}$  : 油層の拡がり時間のⅡ領域からⅢ領域への遷移パラメータ  
 (軸対称瞬間流出の場合)、式(4-12)
- $u$  :  $r$ 軸方向の油の速度、第5章では油層の $x$ 軸方向の断面平均速度
- $u_i$  :  $i$ 方向の油の速度、式(5-46)
- $u_b$  : 流れに沿って流出する油層の拡がりの横方向の拡がり速度
- $u_{b0}$  :  $u_b$ の初期条件、式(5-59)
- $u_f$  : 流れに沿って流出する油層の先端の速度
- $u_{f*}$  : 流れに沿って流出する油層の無次元化された先端の速度、式(5-55)
- $u_{LE}$  : 一次元瞬間流出での油層先端の移動速度、式(4-2)および(4-3)
- $u_m$  : 流れに沿って流出する油層の最大幅断面での断面平均速度
- $u_{m0}$  :  $u_m$ の初期条件、式(5-62)
- $u_a$  : 風による吹送流の表面流速
- $u_{*a}$  : 海面での風の摩擦速度
- $\bar{V}$  : 一次元瞬間流出での単位幅当たりの放出油量
- $x$  : 水平方向の距離
- $x_0$  : 流れの場合での油層の流下距離 $x$ の初期条件
- $x_f$  : 流れの場合での油層先端までの距離
- $x_{f*}$  : 無次元化された油層先端までの距離、 $x_{f*} = x_f/x_0$
- $x_m$  : 流れに沿って流出する油層の最大幅断面までの距離
- $x_*$  : 無次元化された油層最大幅断面までの距離、 $x_* = x_m/x_0$
- $y$  :  $x$ 軸に直角に取った水平方向の距離
- $y_0$  : 流れに直角に流出する油の拡がりの外側境界線の $y$ 座標値
- $y_c$  : 流れに直角に流出する油の拡がりの中心線の $y$ 座標値
- $y_i$  : 流れに直角に流出する油の拡がりの内側境界線の $y$ 座標値
- $z$  : 鉛直方向の高さ

- $z_0$  : 海面の粗度  
 $z_e$  : 油層表面の高さ  
 $z_i$  : 油水界面の高さ  
 $w$  :  $z$  軸方向の油の速度  
 $\Delta$  : 油の相対密度差、 $\Delta = 1 - \rho_o / \rho_w$   
 $\Phi$  : 変数、式 (5-29)  
 $\Psi$  : 係数、 $\Psi = F_i^2 \cdot R_e$
- $\alpha$  : 4章では油層先端部の拡がり速度の初期条件に関する係数、式 (4-48)、5章では油層の拡がりの係数、式 (5-14)  
 $\beta$  : 流れに沿って流出する油層の運動量補正係数  
 $\delta$  : 油層の厚さ  
 $\delta_m$  : 流れに沿って流出する油層の最大幅断面での油層厚さ  
 $\delta_*$  : 無次元化された油層の最大幅断面での油層厚さ、  
 $\delta_* = \delta_m / \delta_0$   
 $\delta_0$  : 初期条件  $r_f = l_0$ 、または  $x = x_0$  の位置での油層の厚さ  
 $\delta_f$  : 油層先端部の厚さ  
 $\zeta$  :  $r / r_f$  についての関数、式 (3-19)  
 $\kappa$  : カルマン定数  
 $\mu_o$  : 油の粘性係数  
 $\mu_w$  : 水の粘性係数  
 $\nu_w$  : 水の動粘性係数  
 $\nu_o$  : 油の動粘性係数  
 $\xi$  : 流れに直角方向に流出する油層の中心線に沿って測った距離  
 $\rho_a$  : 空気の密度  
 $\rho_o$  : 油の密度  
 $\rho_w$  : 水の密度  
 $\sigma$  : 表面張力

- $\tau_a$  : 水面に作用する風の応力、式 (5-79)
- $\tau_i$  : 油水界面でのせん断応力
- $\tau_{ix}$  : 油水界面での流れ方向のせん断応力
- $\tau_{iy}$  : 油水界面での流れに直角方向のせん断応力
- $\phi$  : 軸対称瞬間流出での貯油槽の直径、5章では  $x/x_m$  の関数、式 (5-35)
- $\chi$  :  $x/x_m$  の関数、式 (5-34)
- $\psi$  :  $r/r_f$  についての関数、式 (3-19)

## 第 1 章 序 論

### 第 1 節 はじめに

経済の高度成長時代迎えた 1950年代の後半、世界の原油生産量は飛躍的な伸びを示すようになり、それを運ぶ海運業界には巨大タンカー時代が到来し、世界の海は原油を満載したタンカーの往来が激しくなってきた。しかし、それはまた油による海洋汚染の深刻化という新たな問題を引き起こすことになった。

油による海洋汚染の大きな原因の一つとして、航行船舶や石油貯蔵施設の事故による大量の石油の流出がある。過去にも三菱石油水島製油所事故<sup>1)</sup> (1974年12月18日,水島,約9千キロリットル流出)、アモコ・カジス号事故<sup>2)</sup> (1978年3月16日,フランス,ブルタニュー沖,約22万キロリットル流出)などの大量の石油の流出事故が発生し、そのたびに生態系や水産業は大きな打撃を受けた。最近では、1989年3月に米アラスカ州のプリンス・ウィリアム湾でエクソン社の大型タンカー「バルディス号」が座礁し、約4万キロリットルの原油が流出して広い海域を汚染し、現地の水産業、野生生物に大きなダメージを与えたことは記憶に新しい<sup>3)</sup>。また、今年1月に中東地域に勃発した湾岸戦争では、ペルシャ湾で大量の原油の流出が起こっているらしいことが報じられた。一説によれば、油の帯はクウェートの沿岸沿いにペルシャ湾を南下しつつ広がっていると言われ、もし、これが事実だとすれば、ペルシャ湾は、深刻な環境破壊を受けるかも知れない。

環境庁水質保全局の資料<sup>4)</sup>によると、海洋汚染防止関連の法律の整備、監視体制の強化等により、1975年以降の船舶等からの油による海洋汚染確認件数はかなり減少傾向にある。それでも昭和63年版の環境白書<sup>5)</sup>の報告では、1987年における我国での海洋汚染発生確認件数のうち、油に

よる汚染は 627件と、全体の 64%を占めており、このうち船舶からのものが 471件と大半を占める状況にある。

資源エネルギー年鑑が示す世界の原油生産量の推移図<sup>6)</sup>を見ると、第2次世界大戦の後、経済の復興とともに世界の原油生産量も高い伸び率を示してきたが、1973年以降の二度にわたる石油危機を経てその伸びは低下し、1980年代前半、自由世界全体の石油需要が減少する中でその生産量は減少傾向を示してきた。しかし、1986年以降は再び増加傾向に転じている。図1-1は、資源エネルギー年鑑のデータ<sup>7)</sup>を基に、我が国の原油輸入量の推移を示した図である。戦後の石炭から石油へのエネルギー転換の進行とともに、我が国においても石油に対する需要が急速に高まり、これを反映して原油輸入量も急増を続けた。しかし、1973年秋の「石油危機」を境に石油をめぐる情勢は急変し、輸入量は一旦減少した。その後、1979年までは石油の輸入量はやや増加する傾向を示していたが、1980年以降1988年までは減少傾向が続き、ここ数年はやや横這い



図1-1 わが国における原油輸入量の推移

状態が続いている。これは、第2次石油危機による原油価格の高騰に伴って、省エネルギー、代替エネルギーの導入が進展し、産業構造が変化したことによるものとされている。しかし、1990年代以降も当分の間は、必要とするエネルギーの大部分は石油にたよらざるを得ず、我国のエネルギー政策の一環としての、大型タンカーによる石油洋上備蓄や、むつ小河原、上五島などの国家石油備蓄基地建設計画の実施<sup>8)</sup>も、そのような長期展望に基づくものと考えられる。このような現状を考慮すると、今後とも石油の大量流出事故等による海洋汚染の潜在的な危険性は常に存在しているのであり、十分な防災体制を整備するとともに、流出事故を未然に防止する日常的な努力を怠ってはならない。

## 第2節 本研究の意義と目的

不幸にして事故が発生し大量の油が流出した時、海上へ流出した油はどのような経路をたどって変化し、どこへ落ちて着くのであろうか。「瀬戸内海の油汚染<sup>9)</sup> (津田覚 編)」によれば、その変化の過程はだいたい次のようになる。

- (1) 油は、まず、一様な薄い油層 (スリック) となって急速に海面上に拡がる。
- (2) 同時に、揮発成分の蒸発が起こり、次第に油は粘稠になる。(原油の場合には、2～3日中に25～30パーセントが蒸発する)
- (3) 油の一部は海水と混合して白濁し、いわゆる乳化状態となる。乳化には“油中の水型”と“水中の油型”の2種の型があり、前者は油中に70～80%の水分が微粒子となって分散したもので、時間がたつとチョコレート色のゲル状 (チョコレートムース) になる。油の粘度が大きく、水滴が1ミクロン程度の微粒子である時は、チョコレートムースの大きな固まりができ、この固まりは数ヶ月間も安定で海水中を浮遊し、次第にタール状の固まり (廃油ポー

ル)となる。後者は、水中に油が微粒子となって分散し牛乳のような白濁状態となるもので、油滴が比較的大きな場合には油滴は合体して再び油膜をつくることになる。後者の場合は前者に比べて化学的、生物学的な変化を受けやすい。

(4) 海面上に拡散し、または“水中の油型”となって海水中に分散した油は、化学的、生物化学的および光化学的变化を受けて次第に分解し、変質していく一方、プランクトンによる油の固定、プランクトンその他海水中の動植物体への付着等により、より深く、より広く分散していき、ついに海底へ堆積してしまう。

これらの過程を図示すると、図1-2のようになる。このように流出した油のたどる経路を追っていくと、海洋での石油汚染に包含される問題

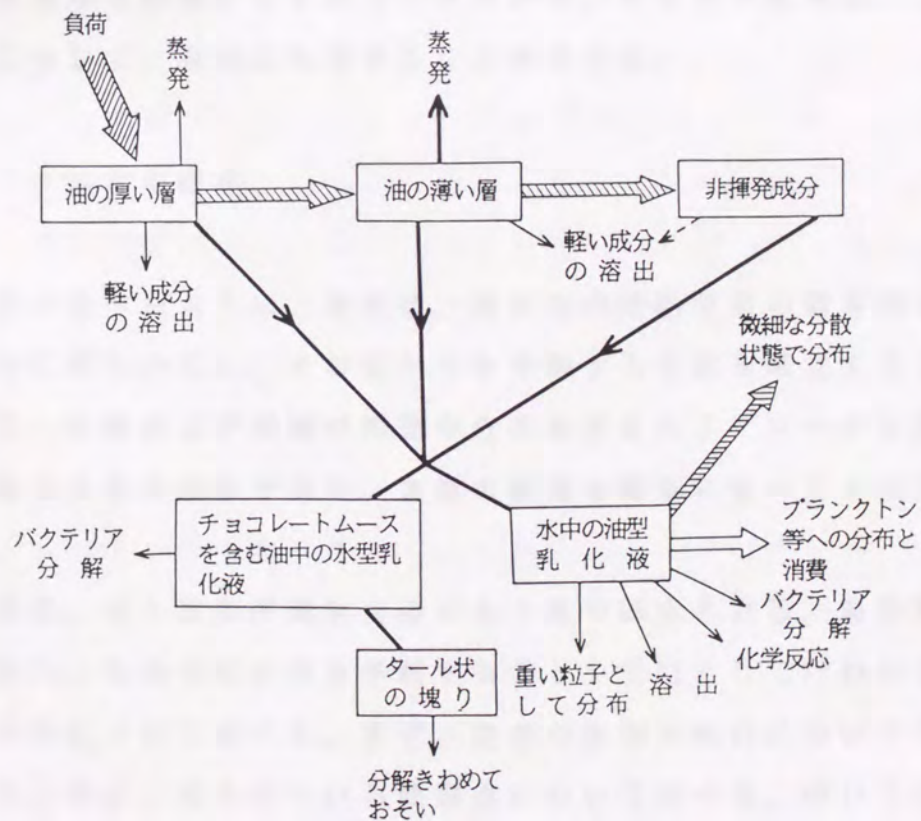


図1-2 海中での油の変化過程

(津田覚編：「瀬戸内海の油汚染」より)

は実に多岐にわたっており、石油汚染発生源の問題から、流出後の石油の拡散の仕方、さらに生態系への影響と、その研究課題、研究分野は広範である。1970年代以降、世界各地で多発した石油流出事故を背景に、海洋汚染の防止という社会的要請から、油汚染に関連する多くの研究が行われてきた。しかし、水面上での油の拡がりに関する物理的な諸問題だけを見ても、いまだに未説明の部分が多く残されている。

本研究は、水面上に流出した油の流動現象の基本的な特性を水理学的に明らかにし、その拡がりを予測する手法を確立することを目的として行ったものである。これは、不幸にして事故が発生し大量の油が海上に流出した時、汚染地域を予測し、その処理作業を効果的に進め、流出事故発生時の被害を最小限にとどめるためにも必要不可欠なテーマである。先に述べたペルシャ湾の原油流出でも、大量の流出油の拡がりを予測することが重要な問題として取り上げられた。本研究の成果は、このような要請に対して、有効に利用することができる。

### 第3節 本論文の構成

第2節で述べたように、著者は、流出油の流動現象の基本的な特性を水理学的に明らかにし、その拡がりを予測する手法を確立することを目的として、実験および理論の両面からさまざまなアプローチを試みてきた。本論文はその成果であり、各章の概要を簡単に述べると以下のようである。

本論文は、第1章の序論を含めて全7章で構成される。第2章では、海上に流出した油の拡がりを予測することを目的として行われた、従来の研究成果について述べる。まず、従来の研究の流れについての概略を把握すると共に、残されている問題点について述べる。続いて静水面上での瞬間流出での拡がりの研究概要を述べる。これは広い水面上に一時に大量の油が流出した場合の拡がりについて取り扱ったもので、その代

表的な研究例として、Fay<sup>10)</sup>、および Fannelop & Waldman<sup>11)、12)</sup>の研究概要を紹介する。静水面上で連続的に油が流出する場合の拡がりについては、首藤<sup>13)、14)</sup>の報告を元にその考え方を述べる。また、流れの場に油が連続的に流出する場合の拡がりの研究例として、メキシコ湾で起きた油井からの流出事故での観測データに基づいて、Murray<sup>15)</sup>が行った研究について述べる。さらに、油の拡がりの最終段階はどのような状況になると考えられるのか、Hoult<sup>16)</sup>の報告等を引用して紹介する。以上の、従来の研究の検討結果に基づいて、本研究の具体的研究課題と目的について述べる。

第3章は、静水面上に連続流出した油の拡がりに関する研究結果である。海上で実際に油の流出事故が発生した場合には、連続流出の形態を取ることが多いので、その単純なモデルとして、静水面上での軸対称連続流出の拡がりを扱った。まず、半無限水域への油の連続流出を想定した実験を行い、その拡がりの特性を調べた。次に、静水面上で軸対称的に流出した油の拡がりを、運動方程式および連続の式で表し、特性曲線法を用いてそれを解き、油層先端の拡がりを規定する式を導く。さらに、モデルに含まれるパラメーター、および初期条件について検討するとともに、拡がりの大きさと流出時間の関係を計算して、実験結果との比較検討を行う。

第4章は、静水面上に瞬間流出した油の拡がりに関する研究結果である。まず、一次元および軸対称の瞬間流出実験を行ない、その結果を過去の研究結果と比較検討して、それぞれの拡がりの特性を調べる。また、一次元の実験では、油の先端速度についての実験的な検討を行なうとともに、拡がりの大きさと流出時間の関係を、新たに定義したパラメーターを用いて整理する。次に、連続流出の解析と同様の特性曲線法を、一次元瞬間流出および軸対称瞬間流出の油の拡がりに適用し、油の拡がりを規定する式を導くとともに、式に含まれるパラメーターや初期条件について検討する。その結果を用いて、一次元瞬間流出および軸対称瞬間

流出、それぞれの場合の拡がりを計算し、実験結果との比較検討を行う。

第5章は、一様な流れの場に流出する油の拡がりに関する研究結果である。まず、一様な流れの場で、下流方向へ油を流出させる実験を行い、油の拡がり幅の変化と流下距離の関係や油の先端部の形状などの、拡がりの特性を調べた。次に、油の非定常な運動に連続の式および一次元運動量方程式を適用し、それを特性曲線法で解いて、油層の最大幅断面の位置の変化と流出時間の関係を導く。また、油層の最大幅断面から油層先端位置までの形状を相似形で仮定して、油層先端部の位置および移動速度を規定する式を導く。さらに、計算に必要なパラメータ、および初期条件について検討するとともに、その結果を用いて油の拡がり幅や先端の位置および移動速度を計算し、実験結果との比較検討を行う。さらに、油の拡がりに及ぼす風の影響を検討するため、風と同じ方向に流れがある、すなわち吹送流の場での油の拡がりを扱い、先に導いた運動量方程式に風の効果を加えて、風と流れが共存する場での油の拡がりの解析法についても検討する。

第6章は、一様な流れの場で、流れに対して直角方向に油を流出させた場合の拡がりについての研究結果である。一様流速で流れる水面で、流れに直角方向に油を連続的に流出させる実験を行い、実験から得られた油層の外側境界、内側境界、および中心の位置と流下距離の関係を実験的に調べ、油層の拡がり形状の特性を明らかにする。

第7章では、以上の結果を取りまとめて結論とする。

## 第2章 従来の研究

### 第1節 はじめに

海上に流出した油の挙動を水理学的に解析し、その拡がりの状態を予測するために、これまでに数多くの研究が行われてきた。本章では、これらの研究の代表例を紹介し、その概要を把握する。まず第2節では、研究の具体例を挙げて従来の研究の流れを把握するとともに、それぞれの研究で残されている問題点を指摘する。第3節以降では、本研究に関連の深い、静水面上での拡がりに関する研究、および流れの場での拡がりに関する研究についての要点を述べて、その概要を把握するとともに、油の拡がりの最終段階についての研究成果を紹介する。第7節のまとめでは、以上の検討結果に基づいて、本研究で解明する具体的な研究課題と目的について述べる。

### 第2節 従来の研究の流れと問題点

広い海上に大量の油が流出した場合、油の拡がり特性を決めるのに重要な役割を果す力は、油と周囲水の間で作用する重力、慣性力、粘性力等である。実際の海上では、これらの作用に、潮流、風、波等の作用が重なって、その拡がりが決定される<sup>1)</sup>。例えば、トレー・キャニオン号事故<sup>2)</sup>の報告書によると、座礁したタンカーからは数日間にわたって連続的に油が流出し、流出した油は巨大なパッチ状となって海上を漂流しており、その重心の移動は当時の風および潮流による表層水の動きによく一致していたようである。

このような影響因子のうち、重力、慣性力等の基本的な力の作用が支配的な静水面上の拡がりについては、Fay<sup>3)</sup>の提案したモデルが代表的な

ものである。Fay は、静水面上に流出した油について、時間の経過とともにどのような物理的力が拡がりの支配因子として卓越するかを分析し、その拡がりが (I) 重力・慣性力領域、(II) 重力・粘性力領域、(III) 表面張力・粘性力領域の三つの領域に分類できることを示すとともに、各領域での拡がりの大きさと流出時間の関係式を与えた。しかし拡がりの大きさを定量的に求めるためには、各領域での拡がりに関する係数を実験により決定しなければならないという問題が残されていた。

Hoult<sup>4)</sup> は、Fay の研究を一步進めて Navier-Stokes の運動方程式を相似解の仮定を用いて解き、理論的に拡がりの大きさを求めることを試みた。しかし相似解の形を決定するためには実験に基づくパラメーターを与えなければならなかった。

Fannelop & Waldman<sup>5)</sup> も、Hoult と同様に相似解を仮定して運動方程式を解き、理論的に拡がりの大きさを求めることを試みた。彼等は、重力・慣性力領域においては、油層先端の速度がいわゆる重力波の波速で表わされるとして解を求め、一次元および軸対称の油の拡がりについての拡がりの係数を与えた。また、重力・粘性力領域においては、いわゆる平板に沿って発達する境界層についての Blasius の解<sup>6)</sup> を参考にして油水界面でのせん断応力を与えて、拡がりの係数を求めた。さらに表面張力・粘性力領域においても、表面張力とバランスするせん断応力を重力・粘性力領域と同様の形で与え、拡がりの係数を決定した。しかし、これらの解析結果の妥当性についての、実験等による検証はなされていない。ほかにも Buckmaster<sup>7)</sup>、Abbott<sup>8)</sup>、<sup>9)</sup>、Suchion<sup>10)</sup>、Lianing<sup>11)</sup>、Lee<sup>12)</sup> らが、理論または実験により各領域での油の拡がりの大きさと流出時間の関係を求めることを試みている。

ここに挙げた研究例は、いずれも Fay の研究の流れを汲むものであり、水面上に拘束されて静止していた一定量の油が、ある瞬間に解き放たれて拡がる、いわゆる瞬間流出の形態について取扱っている。しかし、実験はいずれも一次元水路で行なわれたものであり、水平二次元的な拡が

りに関する実験は行なわれた例が見当たらない。また、静水面上に油が連続的に流出して拡がる、いわゆる連続流出についての研究も、その例を見ない。

さらに、実際の海上では潮流や海流および風による流れがあるため、流れの場での油の拡がりも重要な問題である。このような問題を扱った研究としては、柿沼・柳<sup>13)</sup>、Schen & Yapa<sup>14)</sup>、および Murray<sup>15)</sup>の例などが挙げられる。

柿沼らは、三菱石油水島製油所事故での流出重油の拡がりを二次元数値シミュレーションによって再現することを試みている。彼等は、潮流の卓越する海域での油の拡がりが拡散方程式を解くことによって再現できるとし、海域の流速は恒流、潮流、吹送流の線形の重ね合わせで与え、恒流成分は実測値を、吹送流の風力係数は3.5%で与えるとともに、実際の海域を格子に分割して差分化した拡散方程式を解き、油の拡がりを求めた。しかしこのような油の拡がりが、単にFickの拡散方程式で表わせるかどうかは疑問である。

Schenらは、河川を利用した内陸部輸送が発達している五大湖周辺河川での油流出事故を想定し、Lagrangian discrete-parcel algorithmによる数値シミュレーションの手法で、油の拡散を予測しようとした。流出した油を多数の小さな油粒子に分割し、個々の粒子には河川流速と風速に応じた平均移動速度およびランダムウォークモデルによる乱れ速度を与え、その移動を追跡した。このような多数の粒子の移動をアンサンブル平均することで油の拡散状況をシュミレートし、これを実際の河川の流れの場に適用して、油の移動拡散を予測した。しかし、得られた結果を実際の油の拡がりについてのデータと、比較検討することは行っていない。

Murrayは、1970年3月メキシコ湾で起きた油井からの流出事故での観測データに、Taylorの連続点源型の乱流拡散理論<sup>16)</sup>を準用して解析し、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、

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、油自身の持つ拡がり力を考慮していない。またこのような拡がりを室内実験的に取り扱おうとする場合、油の回収装置を備えた特殊な水槽が必要であり、そのような実験の報告例もない。

### 第3節 静水面上での瞬間流出に関する研究

#### 3.1 Fay の研究<sup>17)</sup>の概要

Fayの研究結果に基づいて、静水面上での油の拡がりについて考えてみる。この場合、①油の拡がりは等方的で、油層厚さの水平的な分布は考慮せず平均厚さだけを考える、②油の粘性は水に比べて十分に大きい、③油は均質で、蒸発、溶解による体積減および性状の変化はない、等の仮定が置かれている。静水面上に流出した油は、二つの物理的な力の作用で拡がっていく。その一つは、重力である。すなわち、油が水より軽いいため油層の重心が浮力の中心より高くなり、その結果生じる圧力勾配によって油は外側へ拡がろうとする。他の一つは表面張力で、一般に水と空気の表面張力は、油と空気の表面張力より大きいため、その差により油膜を外側へ引っ張る。このような油を拡げようとする力に対し、抵抗として作用するのは、油の運動によって生じる周囲水の慣性抵抗と、下層水との境界面(油水界面)での粘性による摩擦抵抗である。

今、時刻  $t = 0$  において体積  $V_0$  の油が一時に水面に放出されたとする(ある量の油が水面上に一時に流出して拡がる場合の流出形態を、ここでは瞬間流出と呼ぶ)。  $t$  時間経過時における油の拡がりの半径が  $l$ 、平均厚さが  $h$  になったとすると、油層の体積は常に  $l^2 h$  に比例するので、

$$V_0 \sim l^2 h \quad \text{-----} \quad (2-1)$$

と表わされる。油および水の密度を  $\rho_o$ 、 $\rho_w$  として、 $\Delta = 1 - \rho_o / \rho_w$  とする。このとき、油を拡大させようとする力、すなわち重力によって生じる圧力勾配は、油の重心と浮力の中心の高さの差が  $\Delta h$ 、拡がりの大きさが  $l$  であるから、 $\rho_w g \Delta h / l$  で与えられる。  $g$  は重力の加速度である。したがって、重力により外側へ拡がろうとする力は、

$$\rho_w \Delta g h l^{-1} = \rho_w \Delta g V_0 l^{-3} \quad \text{-----} \quad (2-2)$$

で表わされる。

次に、油を拡大させるもう一つの力、表面張力について考えると、単位長さあたりの水と油の表面張力の差を  $\sigma$  とすれば、拡がりの大きさが  $l$  の時の全張力は  $\sigma l$  に比例するので、表面張力による単位体積あたりの拡がりの力は次式で与えられる。

$$\sigma l / V_0 \quad \text{-----} \quad (2-3)$$

一方、油の拡がりを減速させる周囲水の慣性抵抗は、加速度が  $l t^{-2}$  に比例すると仮定して、単位体積あたりでは、次式で表される。

$$\rho_w l t^{-2} \quad \text{-----} \quad (2-4)$$

油の拡がりを減速させるもう一つの力は、粘性力である。油が外側へ拡がるにつれて、油の下の水の層は油に引きずられて動いていく。この油層直下に発達する水の境界層の厚さ  $\delta_w$  は、 $(\nu_w t)^{1/2}$  に比例するものとする。また、油層の移動速度が  $l t^{-1}$ 、境界層の厚さが  $\delta_w$ 、油層の厚さを  $h$  として、油層の単位体積あたりの粘性力は、

$$\mu_w (l t^{-1}) (\delta_w h)^{-1} = \rho_w \nu_w^{1/2} l^3 V_0^{-1} t^{2/3} \quad \text{-----} \quad (2-5)$$

で与えられる。

Fayによれば、ある量の油が静水面上に一時に流出した場合、その拡がりは、時間的に三つの領域に分けて考えられる。油層が厚い拡がりの初期では、油層を拡げようとする重力の作用と、それを妨げようとする周囲水の慣性抵抗とが卓越するため、重力と慣性力でその拡がりが決定される。その後、時間の経過とともに拡がりを妨げる力として粘性抵抗が卓越してくるため、重力と粘性力でその拡がりが決定されるようになる。さらに油層が薄くなると、重力に代って表面張力が拡げる力として卓越してくるため、表面張力と粘性力でその拡がりが決定されるようになる。この三つの領域は、(I)重力・慣性領域、(II)重力・粘性領域、(III)表面張力・粘性領域(以後、それぞれI、II、III領域と定義する)と呼ばれる。したがって、I領域では、重力の大きさを表わす式(2-2)と慣性力の大きさを表わす式(2-4)のオーダーが等しいとおいて、拡がりの大きさ $l$ と流出後の経過時間 $t$ との間の関係を求めることができる。同様に、II領域では、重力の大きさを表わす式(2-2)と粘性力の大きさを表わす式(2-5)のオーダーが等しいとおいて、また、III領域では表面張力の大きさを表わす式(2-3)と粘性力の大きさを表わす式(2-5)のオーダーが等しいとおいて、拡がりの大きさ $l$ と流出後の経過時間 $t$ との間の関係を求めることができる。このようにして求めた各領域での $l$ と $t$ の関係は、それぞれ次のように与えられる。

$$\text{I 領域: } l = C_I (\Delta \cdot g V_0)^{1/4} t^{1/2} \quad \text{-----} \quad (2-6)$$

$$\text{II 領域: } l = C_{II} (\Delta \cdot g)^{1/6} \nu_w^{-1/12} V_0^{1/3} t^{1/4} \quad \text{-----} \quad (2-7)$$

$$\text{III 領域: } l = C_{III} \sigma^{1/2} (\rho_w^2 \nu_w)^{-1/4} t^{3/4} \quad \text{-----} \quad (2-8)$$

ここに、 $C_I$ 、 $C_{II}$ 、および $C_{III}$ は、各領域での拡がり係数で、実験定数である。なお、式(2-6)から(2-8)までの関係は、水面上に

放出された一定量の油が四方へ同心円状に拡がっていく、いわゆる軸対称（水平二次元）的な拡がりの場合に成り立つ関係である。

一方、流出した油が一定幅の水路内を拡がるような、いわゆる水平一次元的な拡がりの場合には、放出された油の量を単位幅当たり体積  $\bar{V} = l h$  として、上に述べたのと同様のオーダー・エスティメーションを行なうことによって、各領域の拡がりが求められ、それぞれ、次式のように表わされる。

$$\text{I 領域： } l = A_I (\Delta \cdot g)^{1/3} \bar{V}^{1/3} t^{2/3} \quad \text{-----} \quad (2-9)$$

$$\text{II 領域： } l = A_{II} (\Delta \cdot g)^{1/4} \nu_w^{-1/8} \bar{V}^{1/2} t^{3/8} \quad \text{-----} \quad (2-10)$$

$$\text{III 領域： } l = A_{III} \sigma^{1/2} (\rho_w^2 \nu_w)^{-1/4} t^{3/4} \quad \text{-----} \quad (2-11)$$

ここに、 $A_I$ 、 $A_{II}$ 、 $A_{III}$  は拡がり係数で、実験定数である。

### 3. 2 Fannelopらの研究<sup>18)</sup>の概要

Hoult<sup>19)</sup>は、Fayの研究を一步進めて Navier-Stokes の運動方程式を相似解の仮定を用いて解き、拡がりの大きさ  $l$  を理論的に求めることを試みた。しかし相似解の形を決定するためには、実験に基づくパラメータを与えなければならなかった。また、Fannelopらも、Houltと同様に相似解を仮定して運動方程式を解き、理論的に拡がり大きさ  $l$  を求めることを試みており、式(2-6)～(2-11)と同じ形の解を導いた。ここでは、Fannelopらの研究結果の概要について述べる。

Fannelopらを用いた解析の基礎式は、油層の断面平均の連続の式、および断面平均の水平方向運動方程式であり、それぞれ次式で表わされる。

・連続の式：

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + u \frac{\partial \delta}{\partial x} + \delta \left( \frac{\partial u}{\partial x} + j \frac{u}{x} \right) = 0 \quad \text{-----} \quad (2-12)$$

・ 水平方向の運動方程式：

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \Delta \frac{\partial \delta}{\partial x} - \frac{\tau_i}{\delta \rho_o} \quad \text{----- (2-13)}$$

ここに、 $\delta$  は油層の厚さ、 $u$  は油層の断面平均速度、 $x$  は水平方向の距離、 $\Delta = 1 - \rho_o / \rho_w$  であり、式 (2-12) において、 $j = 1$  の場合は軸対称の拡がりを、 $j = 0$  の場合は水平一次元の拡がりを表わす。また、 $\tau_i$  は油水界面でのせん断応力を表わす。

まず、I 領域での拡がりの解析においては、運動方程式のせん断応力項を省略するとともに、無次元変数  $X$  を導入して、 $\delta$  および  $u$  に対して、次のような相似解を仮定した。

$$X = \frac{x}{x_{LE}(t)} \quad \text{----- (2-14)}$$

$$\delta = \frac{D(X)}{x_{LE}^{1+j}} \quad \text{----- (2-15)}$$

$$u = \frac{U(X) x_{LE}}{t} \quad \text{----- (2-16)}$$

ここに、 $x_{LE}$  は時刻  $t$  での油層先端までの距離を表わし、 $A$  を定数として  $x_{LE} = A t^n$  で表わされる。なお、この  $x_{LE}$  は式 (2-6) などの  $l$  と同じ意味を持つ変数である。これらの変数を用いて基礎方程式を常微分方程式に変換するとともに、それらを連立して解き、次のような解を得た。

$$U = n X \quad , \quad n = 2 / (3 + j) \quad \text{----- (2-17)}$$

$$D = (1 + j) L^{2+j} \left[ \frac{K^{3+j}}{(3 + j)^2} X^2 + \frac{1}{(2\pi)^j} \right]$$

$$= \frac{1+j}{(3+j)^3} K^{3+j} ] \quad \text{-----} \quad (2-18)$$

ただし、

$$K = A (\Delta g)^{-1/(3+j)} L^{-(2+j)/(3+j)} \quad \text{-----} \quad (2-19)$$

と置く。ここに、Lは放出油量V<sub>0</sub>に関するパラメーターで、L<sup>2+j</sup>=V<sub>0</sub>の関係がある。次に、I領域では油層先端の速度u<sub>LE</sub>は、δ<sub>LE</sub>を油層先端部の厚さとして

$$u_{LE} = k (\Delta g \delta_{LE})^{1/2} \quad \text{-----} \quad (2-20)$$

で表わされるとする。したがって、油層先端部、X=1では、

$$D(1) = (n^2/k^2) K^{3+j} L^{2+j} \quad \text{-----} \quad (2-21)$$

が得られ、式(2-18)と(2-21)から、

$$K = \left[ \frac{(3+j)^3 (1+j) k^2}{2 (2\pi)^j \{2(3+j) - (1-j)k^2\}} \right]^{1/(3+j)} \quad \text{-----} \quad (2-22)$$

が得られる。ここで、式(2-20)の係数をk=1とすれば、式(2-22)のKの値は、二次元の場合は1.39が、一次元の場合には1.14が得られる。これらの値は、それぞれ、式(2-6)および式(2-9)の拡がり係数C<sub>I</sub> およびA<sub>I</sub> に対応している。

次に、II領域の解析法について見ると、この領域では運動方程式の中の慣性力の項が省略できて、次式のように置ける。

$$g' \delta \frac{\partial \delta}{\partial x} = - \frac{\tau_i}{\rho_0} \quad \text{-----} \quad (2-23)$$

ここに、 $g' = \Delta g$ である。また、せん断応力 $\tau_i$ については、いわゆる平板境界層での Blasius の解とのアナロジーから、次式のように与えている。

$$\tau_i = \left( \frac{\rho_w \mu_w}{\pi} \right)^{1/2} u_{LE}^{1/2} (X_{LE} - X)^{-1/2} \quad \text{----- (2-24)}$$

II 領域においても、式 (2-15) および (2-16) の相似解が成り立つものとして方程式の解を求めると、 $U$ 、 $n$ 、 $D$  および  $A$  に関して次のような解が得られる。

$$U = n X, \quad n = 3 / \{4(2+j)\} \quad \text{----- (2-25)}$$

$$D = \left( \frac{4}{3} \right)^{1/2} \left[ \frac{3}{4(2+j)} \right]^{3/4} \left( \frac{\rho_w \mu_w}{\pi} \right)^{1/4} \\ \times \left( \frac{1}{\alpha \rho_o} \right)^{1/2} A^{2+j} (X+2)^{1/2} (1-X)^{1/4} \quad \text{----- (2-26)}$$

ここに、 $\alpha = g \Delta / \rho_w$ である。重力・粘性力領域においては、油層先端部の厚さ $\delta_{LE}$ は0であるとして、 $D(1) = 0$ と置けば、

$$A = \left[ \frac{(\pi/3)^{1/4} 2^{1/2} (2+j)^{3/4} 1/(2+j)}{(2\pi)^j I} \right] \\ \times (\Delta g \rho_o)^{1/2(2+j)} (\rho_w \mu_w)^{-1/4(2+j)} L \quad \text{----- (2-27)}$$

が得られる。ここに、

$$I = \int_0^1 X^j (2+X)^{1/2} (1-X)^{1/4} dX \quad \text{-----} \quad (2-28)$$

である。したがって、一次元の拡がりにおいて、 $\rho_o \doteq \rho_w$  とおける場合には、

$$\begin{aligned} X_{LE}/L &= 1.39 (\alpha \rho_o)^{1/4} (\rho_w \mu_w)^{-1/8} t^{3/8} \\ &\doteq 1.39 [g^2 \Delta^2 / \nu_w]^{1/8} t^{3/8} \end{aligned} \quad \text{-----} \quad (2-29)$$

同様に、二次元の拡がりにおいては、

$$\begin{aligned} X_{LE}/L &= 0.98 (\alpha \rho_o)^{1/6} (\rho_w \mu_w)^{-1/12} t^{1/4} \\ &\doteq 0.98 [g^2 \Delta^2 / \nu_w]^{1/12} t^{1/4} \end{aligned} \quad \text{-----} \quad (2-30)$$

が得られる。これらの解は、式(2-7)および(2-10)と同じであり、拡がり係数は、一次元では1.39、二次元では0.98となる。

最後に、Ⅲ領域においては、油の拡がりや表面張力 $\sigma$ と粘性抵抗 $\tau_i$ のみで決定され、流出油量 $V_0$ には関係なくなるものとして、次式が与えられる。

$$(2\pi X_{LE})^j \sigma = \int_0^{X_{LE}} (2\pi X_{LE})^j \tau_i dX \quad \text{-----} \quad (2-31)$$

$X_{LE} = A t^n$  で表わし、 $\tau_i$  に式(2-24)と同じ仮定を用いて、これらを上式に代入して積分を実行する。得られた式の各変数の次元を比較することにより、 $n$ の値が、 $n = 3/4$ と与えられ、その結果、式(2-8)および(2-11)と同じ形の拡がりの式が求まる。拡がり係数は、一次元では1.43、二次元では1.6と与えられる。

表 2 - 1 静水面上での瞬間流出時の拡がり と 係数值

	重力・慣性領域	重力・粘性領域	表面張力・粘性領域
一	$l \sim (\Delta \cdot g)^{1/3} \bar{v}^{1/3} t^{2/3}$	$l \sim (\Delta \cdot g)^{1/4} \nu_w^{-1/8} \bar{v}^{1/2} t^{3/8}$	$l \sim \sigma^{1/2} (\rho_w^2 \nu_w)^{-1/4} t^{3/4}$
次	$A_I = 1.39^{(1)}$ (理論) $A_I = 1.60^{(2)}$ (実験)	$A_{II} = 1.39^{(1)}$ (理論) $A_{II} = 1.76^{(3)}$ (理論) $A_{II} = 1.50^{(4)}$ (実験)	$A_{III} = 1.43^{(1)}$ (理論) $A_{III} = 0.665^{(4)}$ (理論) $A_{III} = 1.33^{(5)}$ (実験)
軸	$l \sim (\Delta \cdot g V_0)^{1/4} t^{1/2}$	$l \sim (\Delta \cdot g)^{1/6} \nu_w^{-1/12} V_0^{1/3} t^{1/4}$	$l \sim \sigma^{1/2} (\rho_w^2 \nu_w)^{-1/4} t^{3/4}$
対	$C_I = 1.14^{(1)}$ (理論)	$C_{II} = 0.978^{(1)}$ (理論) $C_{II} = 1.12^{(4)}$ (理論)	$C_{III} = 1.60^{(1)}$ (理論) $C_{III} = 0.128^{(4)}$ (理論)
称			
(1)Fannelop & Waldman, (2)Suchion & Lianing, (3)Buckmaster, (4)Hoult, (5)Lee			

以上が、Fannelop らによって得られた解析結果の概要である。そのほかにも、第 2 節で述べたように、Buckmaster、Abbott、Suchion らが、理論または実験により各領域での拡がりの係数を求めることを試みている。表 2 - 1 に、Fay の拡がりの法則と、これらの研究者によって得られた拡がりの係数值を示す。

#### 第 4 節 静水面上での連続流出に関する研究

水面上に油が連続的に流出する場合の拡がりを予測する手法については、その研究例はほとんどなく、わずかに首藤の報告<sup>20)</sup>がある程度である。首藤は、海上での石油の拡がりに関するレビューの中で、静水面上の点源から連続流出して軸対称的に拡がる油について、瞬間流出の拡がりで Fay が用いた手法をそのまま適用している。それによると、単位時

間あたり  $Q_0$  の油が静水面上に連続流出した場合、流出開始後  $t$  時間経過時の拡がりの大きさを  $l$ 、その時の油層の厚さを  $h$  とすると、 $h$  の大きさは次式で与えられる。

$$h \sim Q_0 t l^{-2} \quad \text{-----} \quad (2-32)$$

連続流出の場合にも、瞬間流出の場合と同様の拡がりの三つの領域が存在するとすれば、I 領域では重力の大きさを表わす式 (2-2) と慣性力の大きさを表わす式 (2-4) のオーダーが等しいとおいて、

$$\rho_w \Delta g h l^{-1} \sim \rho_w l t^{-2} \quad \text{-----} \quad (2-33)$$

の関係が得られる。同様に、II 領域では重力の大きさを表わす式 (2-2) と粘性力の大きさを表わす式 (2-5) のオーダーが等しいとおいて、

$$\rho_w \Delta g h l^{-1} \sim \mu_w (l t^{-1}) (\delta_w h)^{-1} \quad \text{-----} \quad (2-34)$$

の関係が得られる。また、III 領域では表面張力の大きさを表わす式 (2-3) と粘性力の大きさを表わす式 (2-5) のオーダーが等しいとおいて、

$$\sigma l / (h l^2) \sim \mu_w (l t^{-1}) (\delta_w h)^{-1} \quad \text{-----} \quad (2-35)$$

の関係が得られる。式 (2-33) から式 (2-35) に式 (2-32) の関係を代入して整理すると、各領域での拡がりの大きさ  $l$  と流出後の経過時間  $t$  との間関係を求めることができ、それぞれ次のように与えられる。

$$\text{I 領域: } l = K_I (\Delta \cdot g)^{1/4} Q_0^{1/4} t^{3/4} \quad \text{-----} \quad (2-36)$$

$$\text{II 領域: } l = K_{II} \{(1-\Delta) \Delta \cdot g\}^{1/6} \nu_w^{-1/12} Q_0^{1/3} t^{7/12} \quad \text{-----} \quad (2-37)$$

$$\text{III 領域: } l = K_{\text{III}} \sigma^{1/2} \rho_w^{-1/2} \nu_w^{-1/4} t^{3/4} \quad \text{----- (2-38)}$$

ここに、 $K_I$ 、 $K_{II}$ 、 $K_{III}$  は各領域での拡がり係数である。しかし、首藤が与えた式(2-36)から(2-38)の3式については、実験および理論のいずれの面でも詳細な検討はなされておらず、Fayの手法を拡張して三つの領域を仮定することの妥当性や、各領域での拡がりの係数をどのように与えるとよいかなどの問題点は未解決のまま残されている。

### 第5節 流れの場での連続流出に関する研究

ここでは、流れの場での流出油の拡がりに関する研究の一例として、Murray<sup>21)</sup>の研究の概要を述べる。

第2節で述べたように、Murrayは、メキシコ湾のシェブロン油井で起きた原油の流出事故の現地観測データをもとに、流れの場での油の拡がりを、Taylorの乱流拡散理論およびFickの拡散モデルで説明することを試みている。シェブロン油井のある海域はミシシッピ川の河口に近く、河川水の影響で、常に30~50cm/s程度の一方向への流れが観測される海域であり、油井の事故で流出した原油は、2週間程度にわたって連続的に流出し続けていた。

よく知られているように、次式は、Taylorの乱流拡散理論でトレーサーの拡がりの分散を表す。

$$\sigma_y^2 = 2 \langle v'^2 \rangle \int_0^T \int_0^t R_y(\xi) d\xi dt \quad \text{----- (2-39)}$$

ここに、 $\sigma_y^2$ は、流れの方向をx軸とし、それに直角方向をy軸としたときのy軸方向のトレーサーの拡がりの分散を表し、 $\langle v'^2 \rangle$ は乱れ強度の2乗平均、 $R_y(\xi)$ はラグランジュ相関係数である。

ここで、ラグランジュ相関の一般的性質を満たす式として、

$$\int_0^{\infty} R_y(\xi) dt = t_* \quad \text{-----} \quad (2-40)$$

$$R_y(\xi) = \exp(-t/t_*) \quad \text{-----} \quad (2-41)$$

を用いて、式(2-41)を式(2-39)に代入して積分を実行すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 = & 2 \langle v'^2 \rangle l_* (x/U) - 2 l_*^2 \\ & + 2 \exp [(-\langle v'^2 \rangle^{1/2} x) / (U l_*)] \end{aligned} \quad \text{-----} \quad (2-42)$$

ここに、 $l_*$  はラグランジュの渦スケールであり、 $l_* = \langle v'^2 \rangle^{1/2} t_*$ 、 $U$  は  $x$  軸方向の流れの速度である。

Murray は、航空写真やリモートセンシングによる観測から得られた油層の拡がりの形が、式(2-42)の  $\sigma_y$  に等しいと仮定した。また、式(2-42)の与える重要な結果の一つである「連続放出源よりのトレーサーの拡散幅は、トラベルタイム  $t$  が短い範囲では距離  $x$  に比例して直線的に拡がっていく」ということを利用して、ある一回の観測で得られた油層の拡がり形状から式(2-42)で  $l_*$  の値を求めた。さらに、その  $l_*$  の値を用いて、式(2-42)から他の2つの観測ケースについての拡がりの形状を計算し、それが観測結果によく一致することを示した。

また、油の流出口からの距離が大きくなると、油層は非常に薄くなるため、航空写真に写る油層の拡がりの大きさは有限のスケールを持つ。Murray は、写真から読みとられる油層の最大拡がりの面積のオーダーを、Fick の拡散方程式の定常解を利用して評価することも試みているが、これについては省略する。

以上に述べたように、Murray は、流れの場での油層の拡がりを、一般の流体粒子あるいはトレーサーの拡がりと同様の乱流拡散モデルで扱っ

ているが、このような手法が一般に有効であるという保証はなく、さらに一步踏み込んだ厳密な議論がなされるべきであると考えられる。また、流出口付近では、流出した油と周囲水との間に作用する重力、慣性力、粘性力等の作用も考慮した、流体力学的なモデルによる油層の拡がりの解析も必要である。

#### 第6節 油の拡がりの最終段階

静水面上に流出した油は、重力、慣性力、粘性力、表面張力などの作用で拡がって行くが、油層が非常に薄くなって、表面張力が卓越する領域になると、ある時点でその拡がりは止まると考えられている。油の拡がりが停止するのはどのような状況で起こり、その時の拡がりのスケールはどの程度に見積もられるのかは、Hoult<sup>22)</sup>、および津田ら<sup>23)</sup>がそのレビューの中で述べており、その概要は以下の通りである。

油膜の拡がりが停止するのは、油膜に作用する表面張力の値が正の値から負の値へ変化したときである。表面張力の値は、油に含まれる界面活性物質の濃度によって変化するが、一般に油（石油）には揮発性、水に対する溶解性の異なる様々な成分が含有され、それぞれの成分によって表面張力の値が異なるため、表面張力の値を正しく評価することが困難である。また、海水の温度、塩分濃度やバイオロジカルな特性によっても表面張力の値は変化する。したがって、油膜の最終的な拡がりのスケールを一般的に決定するのは非常に困難であると考えられる。しかし、実用的な観点から油膜の最終的な拡がりを決定するために、二つの考え方が提出されている。一つはBlokker<sup>24)</sup>およびAllen & Estes<sup>25)</sup>の考え方で、油膜の拡がりは、その厚さがある値以下になると停止するものとする。その値は、経験的に  $10^{-3}$  インチ ( $2.54 \times 10^{-2}$  mm) 程度とされている。他の一つはFay<sup>26)</sup>によって提出された考え方で、油膜の変質の厚さが油膜全体の厚さ  $h$  に達したとき表面張力が変わると考え、変質までの

時間  $t$  と油膜の厚さ  $h$  との間に次式のような関係を仮定する。

$$h = S \sqrt{D t} \quad \text{-----} \quad (2-43)$$

ここに、 $D$  および  $S$  は、界面活性物質の水中での拡散係数、および界面活性物質の水に対する溶解度である。式 (2-1)、(2-11)、および (2-43) から、流出油量  $V_0$  の油の最終的な拡がりのスケール  $l_E$  は次式のように表される。ただし、式 (2-11) で拡がりの係数  $A_{III}$  は 1 としている。

$$l_E = (\sigma^2 V_0^6 / \rho_w \nu_w D^3 S^6)^{1/16} \quad \text{-----} \quad (2-44)$$

式 (2-44) において、 $D$  の値を  $10^{-5} \text{cm}^2/\text{s}$ 、 $S$  の値を  $10^{-3}$  程度にとると、 $l_E$  の値は実際の流出事故から推定された油の最終的な拡がりの大きさとオーダー的に一致するとされているが、式 (2-43) のモデルが物理的に明確であるとは言い難く、また  $D$  および  $S$  の値についても推論の域を出ていないのが現状である。

## 第7節 まとめ

本章では、従来の研究成果について述べた。まず、従来の研究の流れについての概略と、残されている問題点を把握するとともに、静水面上での瞬間流出の研究概要を述べた。これは、水面上に一時に大量の油が流出した場合の拡がりについて取り扱ったもので、その代表的な研究例として、Fay の研究の概要、および Fannelop らの研究概要を述べた。また、静水面上での連続流出については、首藤のレビューに基づいて、その考え方の概要を述べた。流れの場に油が連続的に流出する場合の拡がりについては、Murray が油井からの流出事故の現地観測データに基づいて行った研究結果を紹介した。さらに、油の拡がりの最終段階はどのような状況になると考えられるのか、Hoult らの報告を引用して紹介し

た。

以上に述べた、従来の研究成果についての検討結果から、海上での油の拡がりについて残された研究課題を整理すると、以下のような点を指摘することが出来る。

これまでに行われた研究の多くは、Fayの研究に沿ったもので、静水面上で一時に大量の油が流出する、いわゆる瞬間流出の拡がりについて取り扱ったものである。しかし、過去の多くの事故の例から、流出事故が発生した場合には、むしろ連続流出の形態を取るのことが多いと考えられる。したがって、流出の基本的形態として、連続流出の場合の拡がりを解析するのに有効な、新たな手法を提示することが重要な課題となる。また、いずれの流出形態をとっても、油の拡がりには、本来同一の基礎方程式で記述できるはずであり、いずれの流出形態にも適用できる統一的な解析法を見いだすことも重要な課題と考えられる。さらに、実際の海上では、潮流や海流および風の影響も考慮する必要がある。これに関する従来の研究は、乱流拡散モデルを準用したりランダムウォークモデルを用いるなど、理論的に問題があるものが多いので、重力、慣性力、粘性力等の物理量を考慮した、流れの場での流体力学的モデルに基づいて、油の拡がりを解析する手法を見いだすことも重要な課題である。

本研究は、これらの課題を解明することを目的とした研究であり、このような問題を解決することは、海上での油の拡がりを予測するのに有効な手段を提供することになるものと確信する。

### 第3章 静水面上に連続流出する油の拡がり

#### 第1節 はじめに

第2章の従来の研究の概要でみたように、静水面上での油の拡がりに関する研究の多くはFayの研究の流れを汲むもので、水面上に拘束されて静止していた一定量の油が、ある瞬間に解き放たれて拡がる、いわゆる瞬間流出の形態について取り扱った例が大半であった。しかし、過去の石油の流出事故の例、例えば三菱石油水島製油所事故やアラスカ州プリンス・ウィリアム湾でのタンカーの座礁事故などでの油の流出状況を見ると、破損したタンクの流出口から、数時間あるいは数日にわたって、油が流出しており、いわゆる連続流出の形態を取るのが一般的で、瞬間流出的な状況で油が流出した事例は、希であると考えられる。したがって、まず、本章では、連続流出における油の拡がりの単純なモデルとして、静水面上での軸対称連続流出の拡がりを扱った。まず、半無限水域への油の連続流出を想定した実験を行い、従来の概算的解析手法と比較しながら、油の拡がりの特性を詳細に把握する。次に、このような油の拡がりを理論的に扱うための新たな手法として、特性曲線法の理論を用いた解析法について述べる。

貯水池における turbidity current のように、周囲流体より重い流体が重力の作用で底面にそって流動する、いわゆる傾斜密度流の先端部の流動は、周囲水の連行という点を除けば、水面上を拡がる油層先端部の流動に類似した非定常性の強い現象と考えられる。このような密度流先端部の流動機構の解明を目的とした研究は多いが、最近では平野・羽田野<sup>1), 2)</sup>の研究がある。平野らは、まず水路実験によって密度流先端部の形状を調べて従来の研究結果との比較を行ない、さらに先端部の発達や先端移動速度、周囲流体の運動などを明らかにした。また、理論解析に

においては、密度流先端部の運動を非定常な二層密度流として扱い、下層流体に関する連続の式、質量保存の式、および主流方向の運動方程式を特性曲線法によって解くことにより、密度流先端部の移動速度および密度の変化を規定する方程式を導いた。また、これらの流動特性について実験値と計算値の比較を行ない、良好な結果を得た。

本章では、平野らと同様の解析法を油の拡がりに適用して、静水面上に流出した油の拡がりを運動方程式および連続の式を用いて表わすとともに、特性曲線法を用いてこれを解き、油の拡がりを表わす式を求める。さらに、初期条件の決定方法について検討するとともに、実験結果に基づいて理論式中に含まれるパラメータを決定し、油の拡がりの大きさと流出時間の関係についての計算値と実験値の比較を行なう。なお、この解析の中では表面張力の作用は考慮していないので、油層が薄層になり表面張力が油を拡げる力として卓越する領域では、この手法は適用できない。また、流出する油層は均質で、ニュートン流体として扱うことができ、蒸発、溶解による体積減および物性の変化はないとしている。

## 第2節 連続流出に関する実験と考察

### 2. 1 実験装置と実験方法

連続流出の実験は、図3-1に示す幅12m×12m、水深30cmの平面水槽を用いて行なった。図に示すように、水槽一辺の中央に幅30cm、奥行き50cmの小湾を作り、オーバーフロータンクにより湾奥から一定量の油を連続的に流出させた。湾外での油の拡がりは、水槽上方の高さ約8mの位置にセットした35mmモータドライブカメラおよび16mmシネカメラにより撮影した。

また、油膜厚さ測定器<sup>3)</sup>を、湾内(湾口から25cm)、湾口および湾口から2mの3点に配置し、流出する油の厚さを連続的に測定した。この油膜厚さ測定器は、図3-2に示すように油水界面の位置を検出するサ

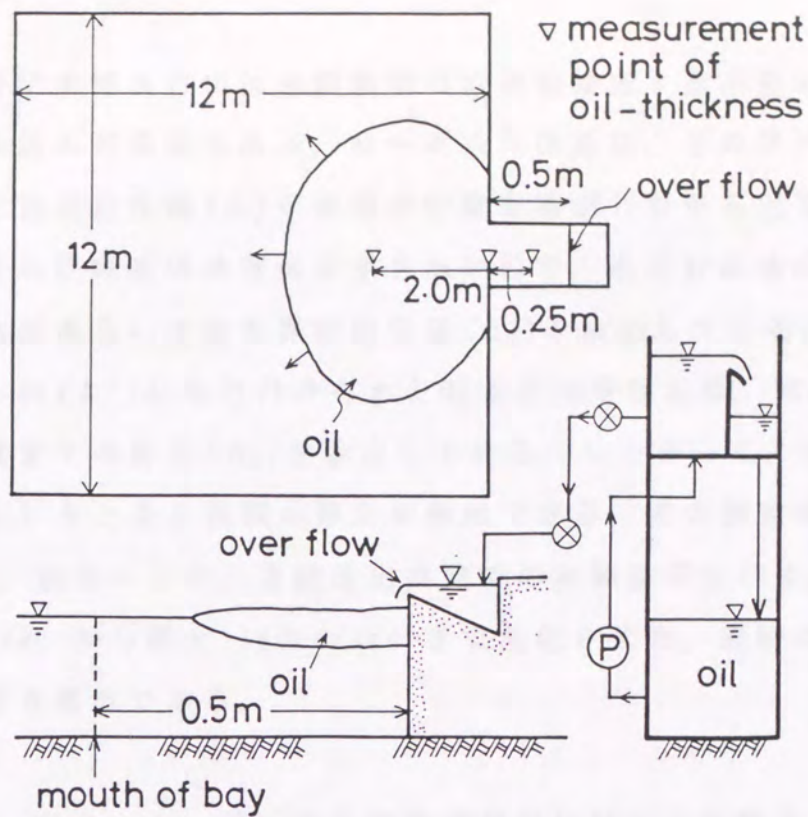


図 3 - 1 湾口からの連続流出実験の実験装置

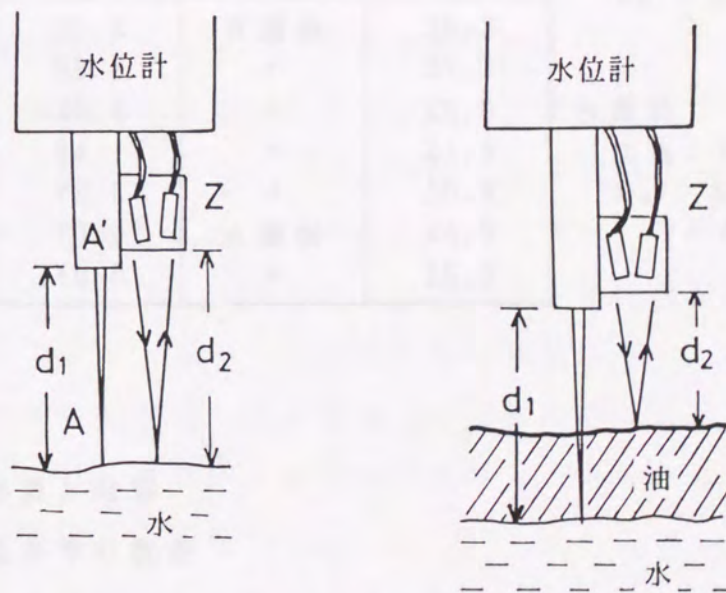


図 3 - 2 油膜厚さ測定装置の模式図

一ボ式水位計に水面あるいは油膜表面の位置を検出する小型の超音波送受信器を組み込んだ装置である。サーボ式水位計は、そのサーボ機構の動作によって追従針先端(A)が水面の位置を検出しながら上下に移動する。油のような絶縁流体は電気を通さないので、追従針は油の有無に関係なく常に水面あるいは油水界面の位置( $d_1$ )を検出している。一方、水位計の追従針軸(A')に取り付けられた超音波送受信器は、常に水面あるいは油膜表面までの高さ( $d_2$ )を検出している。したがって、その検出値の差( $d_1 - d_2$ )をとると油膜の厚さが検出できる。その測定精度は、 $\pm 0.1\text{mm}$ である。表3-1に、連続流出実験での実験条件を示す。流出油量は、 $15.3\text{cc/sec}$ から最大 $140\text{cc/sec}$ まで変化させた。実験に用いた油はB重油及びA重油である。

表3-1 湾口からの連続流出に関する実験条件

実験番号	流出油量 (cc/sec)	油の種類	水槽水温 ( $^{\circ}\text{C}$ )	B重油 比重: $0.91(15/4^{\circ}\text{C})$ $\nu_0$ : $239\text{cSt}(15^{\circ}\text{C})$ : $48\text{cSt}(30^{\circ}\text{C})$
3-1	15.3	B重油	26.3	
3-2	59.9	"	27.2	
3-3	129.8	"	20.9	A重油
3-4	94.1	"	21.5	比重: $0.84(15/4^{\circ}\text{C})$
3-5	72.6	"	20.8	$\nu_0$ : $5.9\text{cSt}(15^{\circ}\text{C})$
3-6	70.0	A重油	24.9	: $4.1\text{cSt}(30^{\circ}\text{C})$
3-7	140.0	"	25.0	

## 2. 2 実験結果と考察

### (1) 油の拡がりの状況

図3-3は、湾内に連続的に一定量の油を流出させた場合の湾口からの拡がりを、 $16\text{mm}$ フィルムから写し取った例である。流出油が、湾口を

中心として半円状に拡がっていく様子がよくわかる。図中の数字は、油が湾口から流出し始めた時を  $t = 0 \text{ sec}$  とした拡がりの経過時間を示している。また図 3-4 は、ある時刻での油層の様子を模式的に示したものであり、油層の中心部 A は黒色の油層が厚い部分で、その周囲に褐色から明黄色へと変化して油層厚さの変化が識別できる薄層部 B が、B のさらに外側には、目視でようやく判別可能な薄膜部 C が存在する。この B、C の部分は、流出開始直後は目立たないが、時間の経過とともに急速に拡大していく。図 3-5 は、湾口部から油が流出し始めると同時に、直径 2 cm、厚さ 1 mm の発泡スチロールのフロートを数個、油の表面に浮かべ、その移動の軌跡を描いたものである。最初、図 3-4 に示す A の部分の先端付近にあったフロートは、B から C の部分へ入ると、まだ A の部分にあるフロートに比べてかなり大きい速度で移動していく。これは、C の部分では表面張力が卓越するため、薄い油膜が外側へ急速に引っ張られて拡がるためと考えられる。実際の油と水の境界は C の先端であるが、C の部分は非常に薄層で、A、B に比べて油量的にはきわめて少ない。ここでは拡がりの平均的な大きさを表わす量として、図 3-4 に示すように湾口から沖に向かって B の先端までの距離  $l$  を用いた。図 3-3 および 3-5 は、この B の部分の拡がりを表わしている。図 3-6 は、A 重油と B 重油について、3 台の油膜厚さ測定装置による油の厚さの測定結果の一例を示している。例えば、Run 3-3 の例では、湾内および湾口部の油の厚さは時間とともに増加し、流出開始後約 50 秒でほぼ一定となる。また、図 3-6 の結果から判断すると、このような連続流出時の油の先端部では、油水界面での内部波の現象は観察されず、最初から平滑なスリック状にゆるやかに拡がっている。これらの現象は、他の実験例でもほぼ同じであった。

## (2) 従来の手法による実験値の整理

第 2 章 4 節で述べたように、首藤は、静水面上の点源から単位時間当

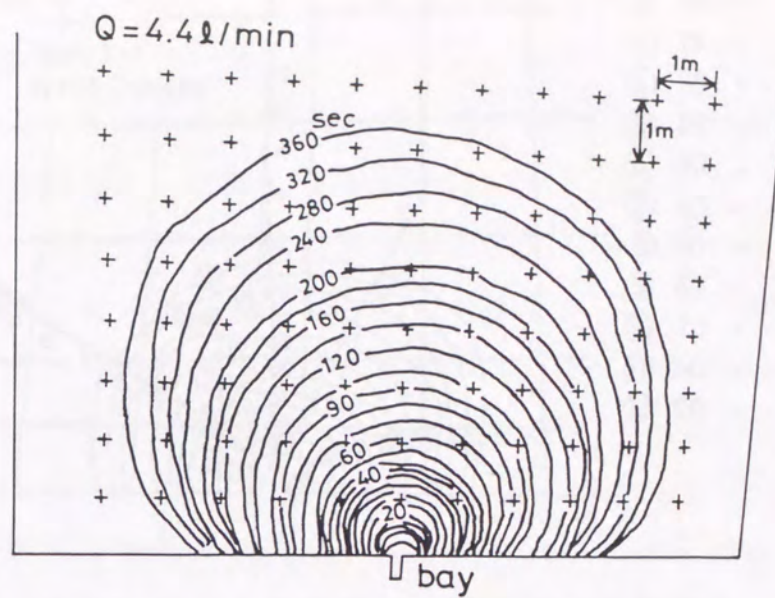


図 3 - 3 湾口からの連続流出の実験例 (Run 3-5)

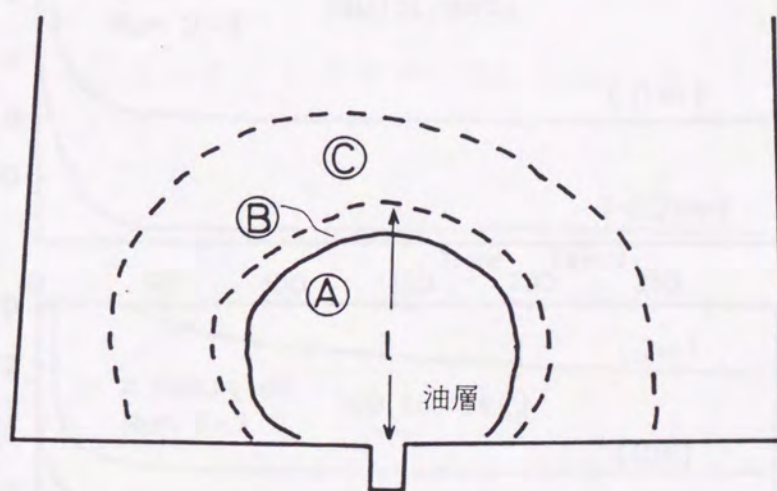


図 3 - 4 連続流出での油層の拡がりのパターンの模式図

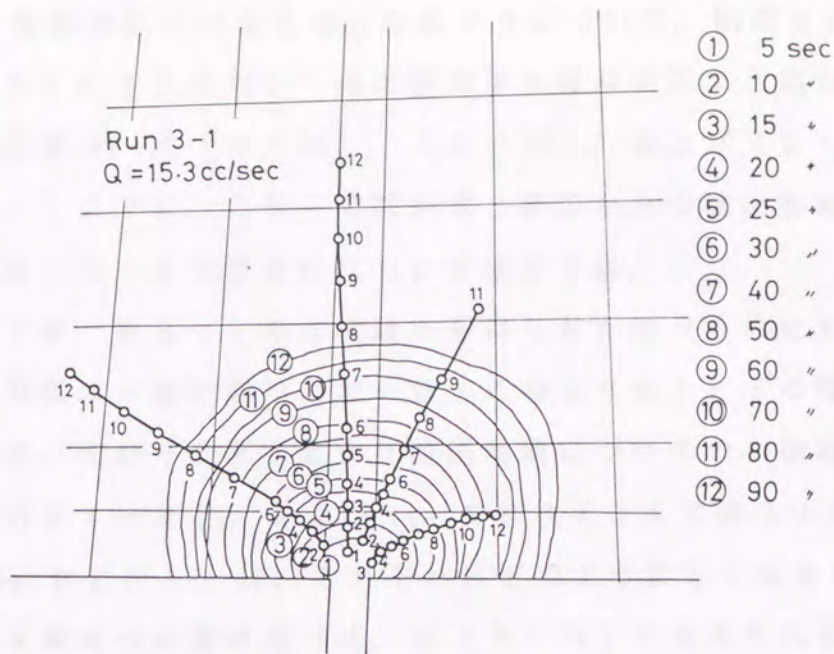


図 3 - 5 フロートの軌跡と油層形状の時間変化

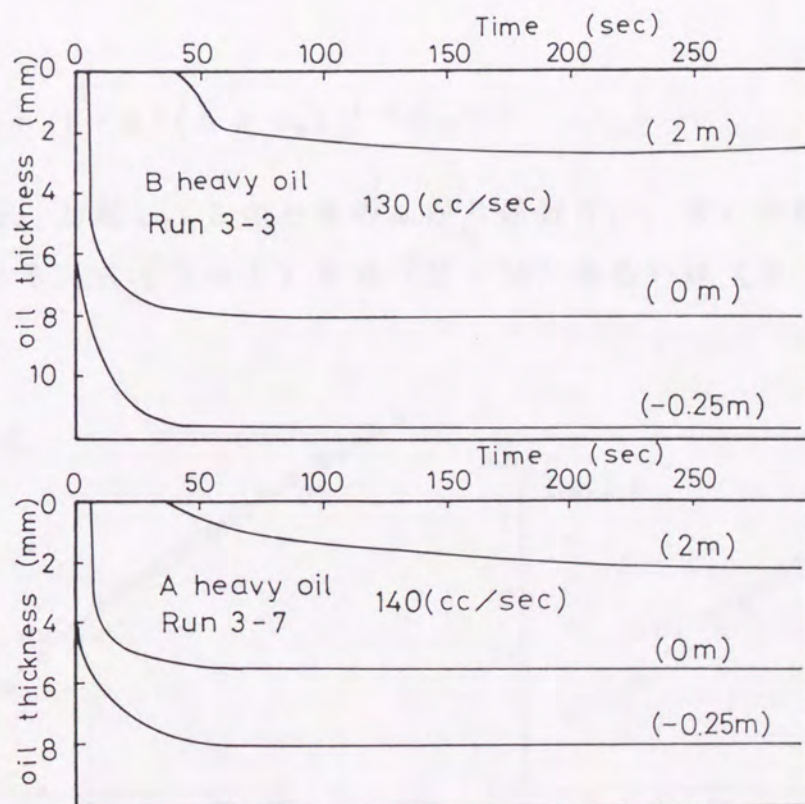


図 3 - 6 湾口付近での油層厚さの時間変化

たり  $Q_0$  の油が連続流出する場合の拡がりについて、瞬間流出で Fay が用いた手法をそのまま適用して流出開始後の経過時間  $t$  と拡がりの大きさ  $l$  の関係を導き、式 (2-36)、(2-37)、および (2-38) の関係を与えた。ここでは、これらの関係式と湾口からの流出実験で得られた結果を比較して、その妥当性について検討する。

図 3-7 は、表 3-1 の各実験から得られた拡がりの大きさ  $l$  と流出時間  $t$  の関係の一例を図示している。このような  $l$  と  $t$  の関係についての実験値を、拡がり大きさおよび流出時間についての I 領域から II 領域への遷移パラメータ  $l_{TC}$  および  $t_{TC}$  で無次元化して表示することを考える。 $l_{TC}$  および  $t_{TC}$  は、それぞれ以下のようにして与えられる。I 領域から II 領域への遷移点では、式 (2-36) で与えられる  $l$  と式 (2-37) で与えられる  $l$  は等しくなるので、その  $l$  の値を  $l_{TC}$  とし、式 (2-36) と式 (2-37) を等しいと置いて、そのときの時間  $t_{TC}$  を求めると、

$$t_{TC} = (1 - \Delta)(\Delta g \nu_w)^{-1/2} Q_0^{1/2} \quad \text{-----} \quad (3-1)$$

が得られる。ただし、このときの拡がり係数  $K_I$ 、 $K_{II}$  の値はいずれも 1 としている。式 (3-1) を式 (2-36) あるいは (2-37) に代入

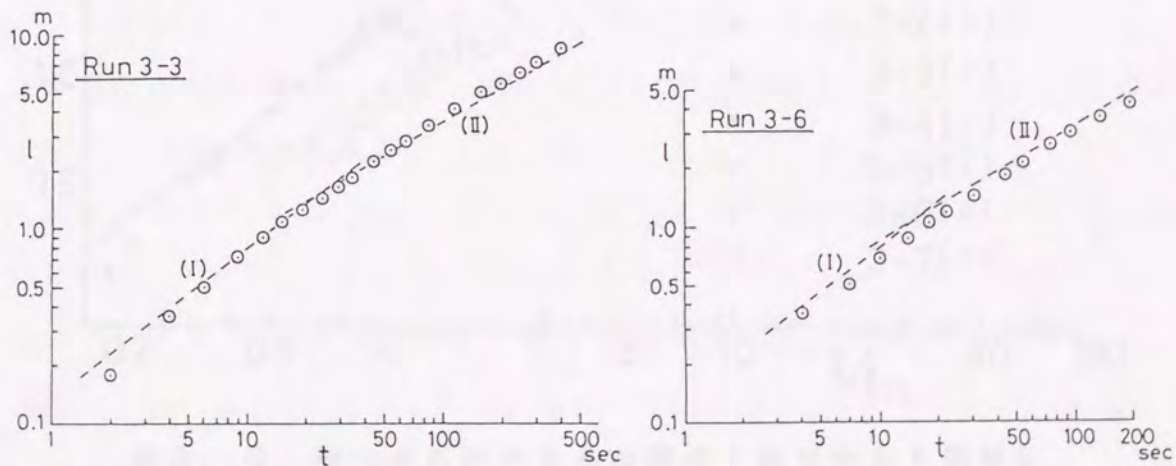


図 3-7 拡がりの大きさ  $l$  と流出時間  $t$  の関係

して  $l_{TC}$  を求めると

$$l_{TC} = (1 - \Delta)^{3/4} (\Delta g \nu_w^3)^{-1/8} Q_0^{5/8} \quad \text{-----} \quad (3-2)$$

が得られる。このようにして得られた  $l_{TC}$  と  $t_{TC}$  を用いて、全実験値を無次元化して表示したのが、図 3-8 である。図において、図中の実験番号の横に記入されている文字 (A)、(B) は、実験に使用した油の種類で、それぞれ A 重油および B 重油を表しており、図中の記号は、A 重油は黒塗りの記号で、B 重油は白抜きの記号で示されている。

また、首藤によって与えられた、I 領域および II 領域の拡がりを表す式 (2-36)、および (2-37) を、 $l_{TC}$  と  $t_{TC}$  を用いてそれぞれ無次

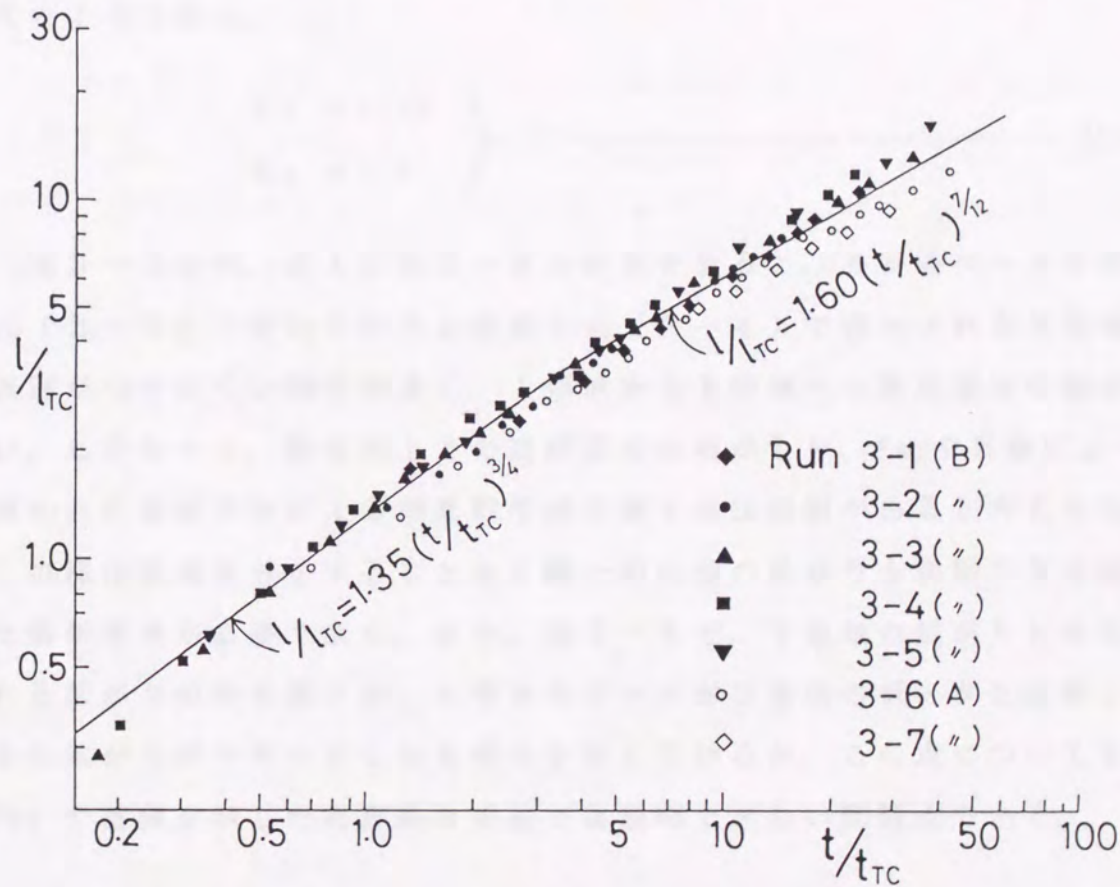


図 3-8 湾口から流出する油層の I 領域から II 領域にかけての拡がり

元化して表わすと、次式のように表わされる。

$$\text{I 領域} : \frac{l}{l_{TC}} = K_I \left( \frac{t}{t_{TC}} \right)^{3/4} \quad \text{-----} \quad (3-3)$$

$$\text{II 領域} : \frac{l}{l_{TC}} = K_{II} \left( \frac{t}{t_{TC}} \right)^{7/12} \quad \text{-----} \quad (3-4)$$

図3-8の中に記入された二本の実線は、式(3-3)および式(3-4)が最もよく実験値の傾向に一致するように、係数 $K_I$ および $K_{II}$ の値を決定した場合の結果である。ここに、 $K_I$ および $K_{II}$ の値は、次式のようなのである。

$$\left. \begin{array}{l} K_I = 1.35 \\ K_{II} = 1.6 \end{array} \right\} \quad \text{-----} \quad (3-5)$$

図3-7の例、および図3-8の結果を見ると、各実験ケースでは、式(3-3)で表わされるI領域と式(3-4)で表わされるII領域の区別がつきにくい場合が多く、I領域からII領域への遷移領域の幅が広い。したがって、静水面上での連続流出の拡がりを、Fayや首藤によって導かれた領域区分による概算的手法で表すのは問題があると考えられ、このような領域区分をすることなく統一的に油の拡がりを説明できる新たな解析手法が必要である。また、図3-8で、II領域の拡がりともみなされる拡がりの後半部では、A重油のデータがB重油のデータと比較して、その拡がりがやや小さくなる傾向を示しているが、この点についても、Fayや首藤が示した概算的な手法では説明できない問題点である。

### 第3節 連続流出する油の拡がりの解析

前節では、連続流出の単純なモデルとして、半無限水域への油の連続流出を想定した実験を行い、Fay や首藤が示した概算的な手法と比較しながら、その拡がりの特性を調べた。その結果、慣性領域、粘性領域などの領域区分による概算的手法で連続流出の拡がりを表すのは問題があり、その様な領域区分をすることなく統一的に油の拡がりを説明できる解析手法が必要なことを述べた。本節では、従来の概算的手法に代わる新たな手法として、油層の連続の式および運動方程式を用いた特性曲線法による解析法について述べる。

#### 3.1 解析のモデル

広い静水面上に大量の油が流出して、軸対称に拡がっている状態について考える。このとき流出した油層を拡げる力として作用するのは重力である。すなわち油が水より軽いため、油層の重心が浮力の中心より高くなり、その結果生じる圧力勾配によって、油は外側へ拡がろうとする。油層が薄くなると、表面張力が油層を拡げる力として卓越してくると考えられるが、ここでは、油層が比較的厚い状態での運動を想定している

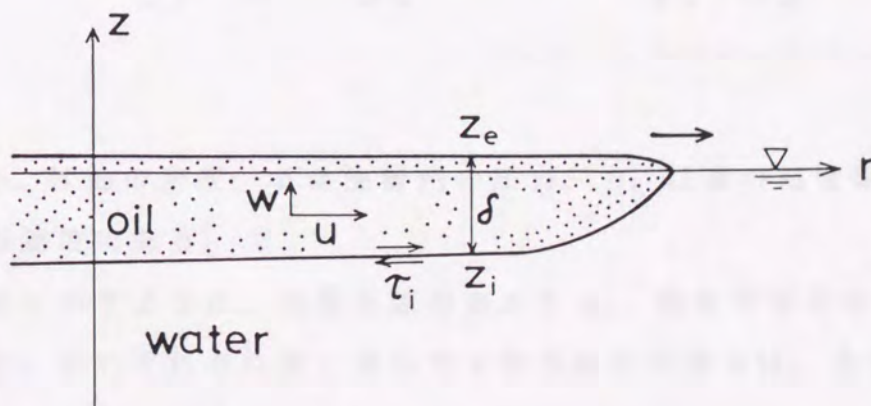


図3-9 軸対称拡がりの油層形状のモデル

ため、表面張力の作用は考慮しないものとする。このような油層を拡げようとする力に対し、抵抗として作用するのは、油層の運動によって生じる周囲水の慣性抵抗と、油水界面での界面抵抗である。流出した油は同心円状に四方に拡がるものと考え、図3-9に示すように、水平方向に  $r$  軸、鉛直方向に  $z$  軸を持つ軸対称の拡がりとしてモデル化する。

$r$  軸方向の油の流速を  $u$ 、 $z$  軸方向の油の流速を  $w$  とすると、油の拡がりを表わす連続の式、 $r$  軸方向の運動方程式、および  $z$  軸方向の運動方程式は、それぞれ次のように表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{u}{r} = 0 \quad \text{-----} \quad (3-6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} \\ = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\mu_0}{\rho_0} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \end{aligned} \quad \text{-----} \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} \quad \text{-----} \quad (3-8)$$

ここに、 $\rho_0$  は油の密度、 $p$  は油層内の圧力、 $\mu_0$  は油の粘性係数、 $g$  は重力の加速度である。

図3-9に示すように、油層表面の高さを  $z_0$ 、油水界面の高さを  $z_i$  で表わすと、それぞれの位置において  $z$  軸方向の流速  $w$  は、次のように表わされる。

$$w(z_e) = \frac{\partial z_e}{\partial t} + u(z_e) \frac{\partial z_e}{\partial r} \quad \text{-----} \quad (3-9)$$

$$w(z_i) = \frac{\partial z_i}{\partial t} + u(z_i) \frac{\partial z_i}{\partial r} \quad \text{-----} \quad (3-10)$$

式(3-8)において、油層の鉛直方向の慣性項は小さいと仮定して無視すると、油層内の圧力に関して、静水圧分布式、

$$p(z) = \rho_o g (z_e - z) \quad \text{-----} \quad (3-11)$$

が導かれる。また、任意断面での油層の厚さを $\delta$ とすると、 $z_e$ と $\delta$ の間には次式の関係が成立つ。

$$z_e = \Delta \delta \quad \text{-----} \quad (3-12)$$

ここに、 $\Delta = 1 - \rho_o / \rho_w$  である。

油層内での $r$ 軸方向の断面平均流速を $U$ で表し、式(3-6)、(3-7)を $z_i$ から $z_e$ まで積分して、式(3-9)、(3-10)、(3-11)および(3-12)の関係を用いて若干の計算を行うと、油層の運動を表わす基礎方程式として、

・連続の式：

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + U \frac{\partial \delta}{\partial r} + \delta \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right) = 0 \quad \text{-----} \quad (3-13)$$

・ $r$ 軸方向の運動方程式：

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial r} = -g' \frac{\partial \delta}{\partial r} - \frac{\tau_i}{\delta \rho_o} \quad \text{-----} \quad (3-14)$$

が得られる。ここに、 $g' = \Delta g$ であり、 $\tau_i$ は油水界面でのせん断応力

で、 $\tau_i \equiv \mu_0 (\partial u / \partial z)_{z=z_i}$  である。

なお、ここでは前述のように表面張力は考慮されていないので、油層が薄層になり、表面張力が油を拡げる力として卓越する領域では、以下に述べる解析法は適用できない。また、流出する油層は均質で、ニュートン流体として扱うことができ、蒸発、溶解による体積減および物性の変化はないものとする。

### 3. 2 特性曲線法による解析

一階偏微分方程式の特性帯の理論<sup>4)</sup>によると、式(3-13)、および(3-14)に対する特性微分方程式は、それぞれ次式の形に表わされる。

$$\frac{d t}{1} = \frac{d r}{U} = - \frac{d \delta}{\delta \left( \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{U}{r} \right)} \quad \text{----- (3-15)}$$

$$\frac{d t}{1} = \frac{d r}{U} = - \frac{d U}{g' \frac{\partial \delta}{\partial r} + \frac{\tau_i}{\delta \rho_0}} \quad \text{----- (3-16)}$$

式(3-15) および(3-16) から、油層の任意断面での厚さ $\delta$  および平均流速 $U$ は、特性曲線 $d r / d t = U$ に沿って、それぞれ

$$\frac{d \delta}{d r} = - \delta \left( \frac{1}{U} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r} \right) \quad \text{----- (3-17)}$$

$$\frac{d U}{d t} = - g' \frac{\partial \delta}{\partial r} - \frac{\tau_i}{\delta \rho_0} \quad \text{----- (3-18)}$$

の形に表される。式(3-17)および(3-18)を連立して解くと、特性曲線に沿った $\delta$ および $U$ の変化を求めることができるが、両式には偏微分項 $\partial U / \partial r$ および $\partial \delta / \partial r$ が含まれるため、一般に解くことが困難である。そこで、ここでは油層先端部付近の流速及び油層厚さに、次のような相似性の仮定、

$$\frac{U}{U_f} = \zeta\left(\frac{r}{r_f}\right), \quad \frac{\delta}{\delta_f} = \phi\left(\frac{r}{r_f}\right) \quad \text{----- (3-19)}$$

を導入して解析を進める。ここに、添字 $f$ は、油層先端部( $r = r_f$ )での量を示す。また、 $\zeta(r/r_f)$ および $\phi(r/r_f)$ は、 $r/r_f$ についての関数を表わす。式(3-19)を $r$ で微分すると、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial r} &= \frac{U_f}{r_f} \zeta' \left( \frac{r}{r_f} \right) \\ \frac{\partial \delta}{\partial r} &= \frac{\delta_f}{r_f} \phi' \left( \frac{r}{r_f} \right) \end{aligned} \right\} \text{----- (3-20)}$$

となり、 $r = r_f$ のところでは、

$$\left[ \frac{\partial U}{\partial r} \right]_f = C_1 \frac{U_f}{r_f} \quad \text{----- (3-21)}$$

$$\left[ \frac{\partial \delta}{\partial r} \right]_f = C_2 \frac{\delta_f}{r_f} \quad \text{----- (3-22)}$$

と表わされる。ここに、 $C_1 = \zeta'(1)$ 、 $C_2 = \phi'(1)$ である。

式(3-17)を油層先端部に適用し、式(3-21)を考慮すると、

$$\frac{d \delta_f}{d r_f} = - (C_1 + 1) \frac{\delta_f}{r_f} \quad \text{----- (3-23)}$$

が得られる。式 (3-23) は容易に積分できて、次式の解が得られる。

$$\frac{\delta_f}{\delta_0} = \left( \frac{r_f}{l_0} \right)^{-(C_1+1)} \quad \text{----- (3-24)}$$

ここに、 $\delta_0$  は、初期条件  $r_f = l_0$  の位置での油層の厚さを表わす。

つぎに式 (3-18) を油層先端部に適用して、式に含まれる油水界面のせん断力  $\tau_i$  を、

$$\frac{\tau_i}{\rho_0} = \frac{1}{2} f_i U_f^2 \quad \text{----- (3-25)}$$

と置く。 $f_i$  は抵抗係数である。式 (3-22)、(3-24)、および式 (3-25) を用いて、式 (3-18) を変形すると、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d U_f}{d t} + \frac{f_i}{2 \delta_0} \left( \frac{r_f}{l_0} \right)^{C_1+1} U_f^2 \\ + C_2 g \cdot \left( \frac{\delta_0}{l_0} \right) \left( \frac{r_f}{l_0} \right)^{-(C_1+2)} = 0 \end{aligned} \quad \text{----- (3-26)}$$

ところで、油層先端部の速度  $U_f$  は、 $U_f = d r_f / d t$  と置けるので、式 (3-26) は、次式のように表わすことができる。

$$\frac{d^2 r_f}{d t^2} + \frac{f_i}{2 \delta_0} \left( \frac{r_f}{l_0} \right)^{c_1+1} \left( \frac{d r_f}{d t} \right)^2 + C_2 g' \left( \frac{\delta_0}{l_0} \right) \left( \frac{r_f}{l_0} \right)^{-(c_1+2)} = 0 \quad (3-27)$$

ここで、式(3-27)を無次元化するために、次のような変数を定義する。

$$r_f / l_0 = r_* \quad (3-28)$$

$$t \sqrt{g' / l_0} = t_* \quad (3-29)$$

$r_*$ 、 $t_*$ を用いて式(3-27)を無次元化すると、次式が得られる。

$$\frac{d^2 r_*}{d t_*^2} + \frac{f_i}{2} \left( \frac{l_0}{\delta_0} \right) r_*^{c_1+1} \cdot \left( \frac{d r_*}{d t_*} \right)^2 + C_2 \frac{\delta_0}{l_0} r_*^{-(c_1+2)} = 0 \quad (3-30)$$

式(3-30)が、流出した油層の拡がりを表わす式であり、これを数値積分することによって、油層先端部の位置と流出時間との関係が求められる。パラメーターは、抵抗係数  $f_i$ 、係数  $C_1$ 、 $C_2$ 、および初期値  $l_0 / \delta_0$  である。

油の運動を表わす基礎方程式(3-13)、および(3-14)を特性曲

線法で解いて得られた、油層先端部の拡がりを規定する式(3-30)は、Fayのモデルのように時間的な領域区分をすることなく、重力・慣性力領域から重力・粘性力領域までの油の流動に対して適用できる。また、式(3-30)の中には流出油量がパラメータとして入っていないので、ここで述べた理論は、原理的には連続流出および瞬間流出のいずれの場合にも適用できると考えられるが、そのためには連続流出、瞬間流出のそれぞれの場合について、抵抗係数  $f_i$ 、および係数  $C_1$ 、 $C_2$  の値が確定されなければならない。

ところで、式(3-30)において、式中のパラメータに適当な値を与えて、実際に数値計算を実行した結果によると、 $t_*$  が大きくなると、左辺第一項の  $(d^2 r_* / dt_*^2)$  は、他の二項に比べてオーダー的に小さくなる。したがって、 $t_*$  が大きな領域では、式(3-30)は次式のように近似できる。

$$\frac{f_i}{2} \left( \frac{l_0}{\delta_0} \right) r_*^{c_1+1} \left( \frac{d r_*}{d t_*} \right)^2 + C_2 \frac{\delta_0}{l_0} r_*^{-(c_1+2)} = 0 \quad \text{----- (3-31)}$$

式(3-31)から、次式の関係が得られる。

$$\frac{d r_*}{d t_*} = K r_*^{-n} \quad \text{----- (3-32)}$$

ここに、

$$K = \left[ - \frac{2 C_2}{f_i} \left( \frac{\delta_0}{l_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{----- (3-33)}$$

$$n = (C_1 + 3/2) \quad \text{-----} \quad (3-34)$$

である。式(3-32)を積分すると、次のような解が得られる。

$$r_* = \{(n+1)K t_* + c\}^{1/(n+1)} \quad \text{-----} \quad (3-35)$$

ここに、 $c$ は積分定数である。式(3-35)は、 $t_*$ が十分大きい領域で成り立つ関係であり、首藤が与えた式(3-3)、(3-4)と同一の関数関係を表わす式となっている。

### 3. 3 計算式に含まれる係数値 $C_1$ 、 $C_2$ の検討

平野・羽田野<sup>5)</sup>は、傾斜密度流先端部の流動機構の実験において、流下する密度流先端部に向けて後方から常に塩水が流れ込んでいる、いわゆるプリュームの場合には、先端部付近の速度勾配  $\partial U / \partial r$  は負となり、後方からの塩水の流れ込みがないサーマルの場合には  $\partial U / \partial r$  は正または0の値を取ることを示した。ここで扱っている油の拡がりについても類似の現象が生じていると考えられ、流出源から常に油が供給されている連続流出の場合は、先端部付近の速度勾配  $\partial U / \partial r$  は負の値を取ると考えられる。したがって式(3-21)より、

$$\text{連続流出の場合：} \quad C_1 < 0 \quad \text{-----} \quad (3-36)$$

の条件が得られる。

次に、式(3-21)および(3-22)を用いて、連続の式(3-13)を変形すると、

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = - (C_1 + C_2 + 1) \frac{U_f \delta_f}{r_f} \quad \text{-----} \quad (3-37)$$

が得られる。油層先端部がある点に達し、そこを通過した直後においては、その点で観察すると式(3-37)左辺の $\partial \delta / \partial t$ は正または0の値を取るので

$$C_1 + C_2 \leq -1 \quad \text{-----} \quad (3-38)$$

の条件が得られる。したがって、 $C_1$ と $C_2$ の取り得る値の範囲は、連続流出の場合には式(3-36)と(3-38)の関係を満足するものでなければならない。

### 3. 4 抵抗係数 $f_i$ の検討

式(3-30)を数値積分で解いて、油層先端部の移動距離と流出時間との関係を求めるためには、抵抗係数  $f_i$  の値が確定されなければならない。密度の異なる二種類の流体が、内部に明確な密度界面を作って共存しながら運動する場合、その界面での抵抗は実用的な立場から式(3-25)の形で表現されることが多い<sup>6)</sup>。しかし、油水界面の現象は、界面を通して上下層流体間の混合が生じないのが、他の密度流現象とは大きく異なる点であり、その抵抗係数についての研究例は少なく、不明な部分が多い。ここではいくつかの研究結果を参考にして、油水界面での抵抗係数を決定する。

首藤・大野<sup>7)</sup>は、幅20cm、深さ30cm、長さ7mの亚克力水槽の一端から石油を流出させて、その油層断面形状の測定結果から油水界面の抵抗係数  $f_i$  を求めて、 $\Psi = F_i^2 \cdot R_e$  をパラメータとして整理した。ここに、 $F_i$  は油層の密度フルード数で、 $F_i^2 = U^2 / (g' \delta)$  であり、 $R_e$  は油層のレイノルズ数で、 $\nu_0$  を油層の動粘性係数として  $R_e = U \delta / \nu_0$  で定義される。首藤らの実験は $\Psi$ の値が0.08から1の範囲で行なわれ、 $f_i$ の値は約0.1から0.02の間に分布している。

後藤<sup>8)</sup>は、津波による油の拡がりに関する数値計算において、首藤らの実験をもとに、

$$f_i = f_i' / Re \quad \text{-----} \quad (3-39)$$

と仮定した。ここに  $f_i'$  は定数で、その値は、一次元瞬間流出の実験データと、 $f_i'$  を変化させた数値解との比較結果から、 $f_i' = 0.2$  が与えられた。しかし、後藤が示した数値解と実験値との比較結果を見ると、両者が一致しているとは言えず、 $f_i' = 0.2$  の値が確定された数値であるとは言いがたい。したがって、抵抗係数を決定するために式(3-39)を用いることは、問題がある。なお、後藤が用いた瞬間流出の実験データは、本論文の第2章第3節で述べた実験結果の一部であり、著者の既発表論文からの引用である。

Wilkinson<sup>9), 10)</sup>、Lau & Moir<sup>11)</sup>、および Berry & Rajaratnam<sup>12)</sup>は、流れに対して横断方向に設置されたオイルフェンスに補足されてその上流側に集積する油層と、その下を流れる水との間の相互作用についての研究を行った。彼らは、そのなかで油層の集積厚さを決定するのに必要な抵抗係数  $f_i$  を実験的に求めている。Wilkinsonは、ピーナッツオイル(比重0.91、動粘性係数60cSt)およびケロシン(比重0.76、動粘性係数2cSt)を使用した実験を行い、オイルフェンスに捕捉された油層の油水界面勾配を実験から与え、油層の形状を与える式から油水界面での抵抗係数を逆算した。その結果、油層下部の水流のレイノルズ数が  $4 \times 10^3$  から  $1.8 \times 10^4$  の範囲で、抵抗係数の値は0.0025 から0.00125 程度の値を取り、レイノルズ数の増加と共に抵抗係数の値が小さくなる傾向にあることを示している。Lauらは、油と水の粘性係数の比 ( $\mu_o / \mu_w$ ) の異なる3種類の synthetic oil を用いた研究で、油層断面形状の計算値が実験値と一致するように抵抗係数を求め、OIL No.1 ( $\mu_o / \mu_w = 7.14$ ) では  $f_i$  が0.006、No.3 ( $\mu_o / \mu_w = 66.04$ ) では0.01、No.4 ( $\mu_o / \mu_w = 348.09$ ) では0.012の値を得た。なお、Lauらは、Wilkinsonの実験について、水流のレイノルズ数がLauらのとほぼ同じオーダーであるにもかかわらず、

得られた抵抗係数の値が小さいのは、油水界面勾配の測定精度に問題があったのではないかと指摘している。また、Berryらは、粘性係数 $\mu_0 = 22.8\text{cP}$ のCW0 base oilを用いて油水界面付近の流速分布の測定結果から抵抗係数を計算し、 $f_i \approx 0.008 \sim 0.013$ を得た。これは、Lauらの得た値とほぼ同じオーダーとなっている。

以上に述べた従来の研究結果から考えて、式(3-25)の中の抵抗係数は油層のレイノルズ数の関数と考えるのが妥当であろう。しかし、現状ではその普遍的な関数形を確定するにはデータが不十分である。したがって、本研究で扱っている油の拡がりの実験の範囲内では、抵抗係数は一定であると仮定する。また、第2節で実験に使用した重油の粘性は、LauらやBerryらの実験で使用された油の粘性とほぼ同程度の値である。これらの点を考慮して、以下の計算で使用する抵抗係数の値は、LauらやBerryらの実験から得られた平均的な値として、 $f_i = 0.01$ を用いることとする。

#### 第4節 計算結果とその考察

##### 4.1 新たなパラメーター $t_0$ 、 $l_0$ を用いた実験値の整理

ここでは、第2節で述べた実験結果と式(3-30)による計算結果とを比較して、理論の妥当性について検証する。そのために、まず新たなパラメーターを用いた実験データの整理の方法について検討するとともに、計算の初期条件を決定し、理論と実験値の比較検討を行なう。

時刻 $t = t_0$ での油層の拡がりの大きさを $l_0$ とし、その時の油層の厚さを $\delta_0$ 、油層先端部の速度を $U_{f0}$ とする。ここに、 $t_0$ の定義は、

$$t_0 = \sqrt{l_0 / g'} \quad \text{----- (3-40)}$$

である。ところで、流出する油の単位時間あたりの流量を $Q_0$ とすると、

$t = t_0$  ではオーダー的に次のような関係が成り立つ。

$$Q_0 \sim 2 \pi \delta_0 l_0 U_{f0} \quad \text{-----} \quad (3-41)$$

$$Q_0 t_0 \sim \pi \delta_0 l_0^2 \quad \text{-----} \quad (3-42)$$

$l_0$  と  $Q_0$  のオーダー的な関係を見積るため、式 (3-42) の  $\pi$  を省略して式 (3-40) の関係を用いると、次式の関係が得られる。

$$(\delta_0 / l_0) l_0^3 \sim Q_0 \sqrt{l_0 / g'} \quad \text{-----} \quad (3-43)$$

ここで、 $\delta_0 / l_0$  のオーダーを 1 とすると、 $l_0$  と  $t_0$  は  $Q_0$  を用いて次のように定義できる。

$$l_0 = Q_0^{0.4} g'^{-0.2} \quad \text{-----} \quad (3-44)$$

$$t_0 = \sqrt{l_0 / g'} = Q_0^{0.2} g'^{-0.6} \quad \text{-----} \quad (3-45)$$

このように定義された  $l_0$  と  $t_0$  を用いて表 3-1 の実験から得られたデータを無次元化し、 $l / l_0$  と  $t / t_0$  の関係をプロットしたのが、図 3-10 である。図中の横軸は  $t_* = t / t_0$  を、縦軸は  $r_* = l / l_0$  を表す。図によれば、実験値は比較的よく一本の線上にまとまっており、この図は、首藤の手法と比較した図 3-8 の結果とほぼ相似の関係となっている。また、図によれば、拡がりの後半ではその勾配が  $2/3$  乗程度で拡がっているが、この値は、図 3-8 に示された II 領域での拡がりの勾配  $7/12$  乗にほぼ一致する値である。

#### 4. 2 計算の初期条件

つぎに、式 (3-30) を用いて油の拡がりを計算するための、初期条

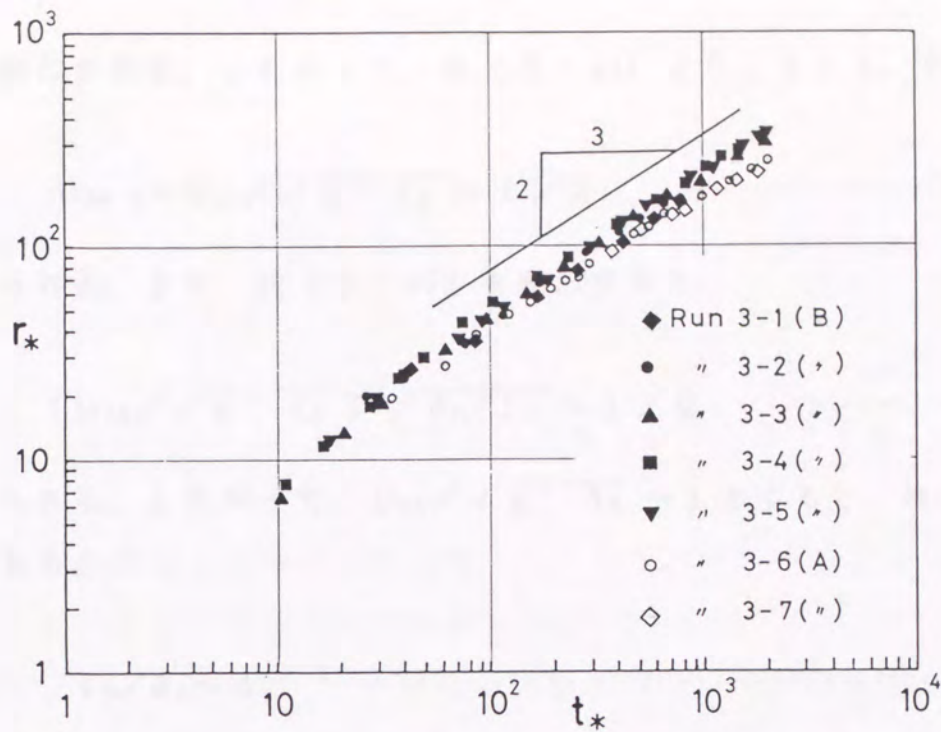


図 3-10 湾口からの連続流出実験での  $r_*$  と  $t_*$  の関係

件の決定法について述べる。流出する油の単位時間あたりの流量を  $Q_0$  とすると、時刻  $t = t_0$  では式 (3-41)、(3-42) の関係が成り立つので、式 (3-42) に、式 (3-40) および (3-41) を代入して整理すると、次の関係が得られる。

$$U_{f0} / \sqrt{g' l_0} \sim 1 / 2 \quad \text{----- (3-46)}$$

ところで、式 (3-30) において、 $d r_* / d t_*$  は油層先端部の移動速度  $U_{f*}$  を表わし、

$$U_{f*} = \frac{d r_*}{d t_*} = \frac{d (r_f / l_0)}{d (t / t_0)} = \frac{U_f}{(g' l_0)^{1/2}} \quad \text{----- (3-47)}$$

と、表わされる。したがって、式(3-46)より、 $t = t_0$ では、

$$U_{f*0} = U_{f0} / \sqrt{g' l_0} \sim 1/2 \quad \text{----- (3-48)}$$

が得られる。また、式(3-46)を変形すると、

$$\{ U_{f0} / \sqrt{g' \delta_0} \} \sqrt{\delta_0 / l_0} \sim 1/2 \quad \text{----- (3-49)}$$

が得られる。したがって、 $U_{f0} / \sqrt{g' \delta_0} \sim 1$ とすると、次の関係が得られる。

$$l_0 / \delta_0 \sim 4 \quad \text{----- (3-50)}$$

また、係数 $C_1$ の値は、次のようにして決定できる。式(3-30)に適当な係数値を与えて数値積分を行うと、 $t_*$ が十分大きな領域では、拡がりの勾配は両対数上で一定の勾配を取るようになり、これは式(3-35)の関係が成り立つ領域に相当する。また、この領域は、図3-10で、拡がりの後半の、その勾配が2/3乗程度になっている部分に相当すると考えられる。したがってここでは、式(3-35)の右辺の指数の値を、 $1/(n+1) = 2/3$ と置く。さらに、式(3-34)の関係を考慮すると、

$$C_1 = -1 \quad \text{----- (3-51)}$$

の関係が得られる。また、式(3-38)で $C_1 = -1$ と置くと、 $C_2$ に関して次の条件式が得られる。

$$C_2 \leq 0 \quad \text{----- (3-52)}$$

以上より、二次元軸対称で連続流出する油の拡がりにおいては、計算

の初期条件は、

$$\left. \begin{array}{l} t_{*0} = 1, \quad r_{*0} = 1 \\ U_{f*0} = 1/2 \\ \delta_0/l_0 = 4 \end{array} \right\} \text{----- (3-53)}$$

で与えるものとし、 $C_1 = -1$ の条件を用いることができる。

#### 4. 3 計算値と実験値との比較

計算は、前項で得られた初期条件の式(3-53)、および $C_1 = -1$ を与えて行い、抵抗係数 $f_i$ の値は、3節4項での検討結果をもとに0.01とした。 $C_2$ の値については、式(5-35)により、0または負の値をとるという条件があるのみで、その値を確定することはできない。したがって、計算は $C_2$ をパラメータとして行い、計算結果と実験結果を比較して最適な $C_2$ の値を決定した。図3-11に、実験値と計算値の比較結果を示す。図中の計算値は、 $C_2$ の値を-0.01から-0.5までの範囲で変化させている。なお、図中の実験値は、表3-1に示した全実験ケースについてのデータを示しており、A重油の場合は黒塗りの記号で、B重油の場合は白抜きの記号で、それぞれ区別して表示している。図によれば、 $C_2$ の値を-0.2程度にとると、計算値は実験値の傾向によく一致するようであり、この結果から $C_2$ の値は-0.2とする。

次に、図3-12は、 $C_2 = -0.2$ として、抵抗係数 $f_i$ をパラメータとして計算した結果である。図中の実験データは、図3-11と同様に、A重油とB重油をそれぞれ区別して表示している。図において、 $t_*$ が大きくなると、両者の間には若干の拡がりの傾向の差が出て、A重油の拡がりはB重油に比べて幾分小さくなる傾向を示す。この点については、同じデータを首藤の概算的手法で整理した図3-8でも指摘したことがあるが、同図ではその差の原因を説明することは出来なかった。しかし、

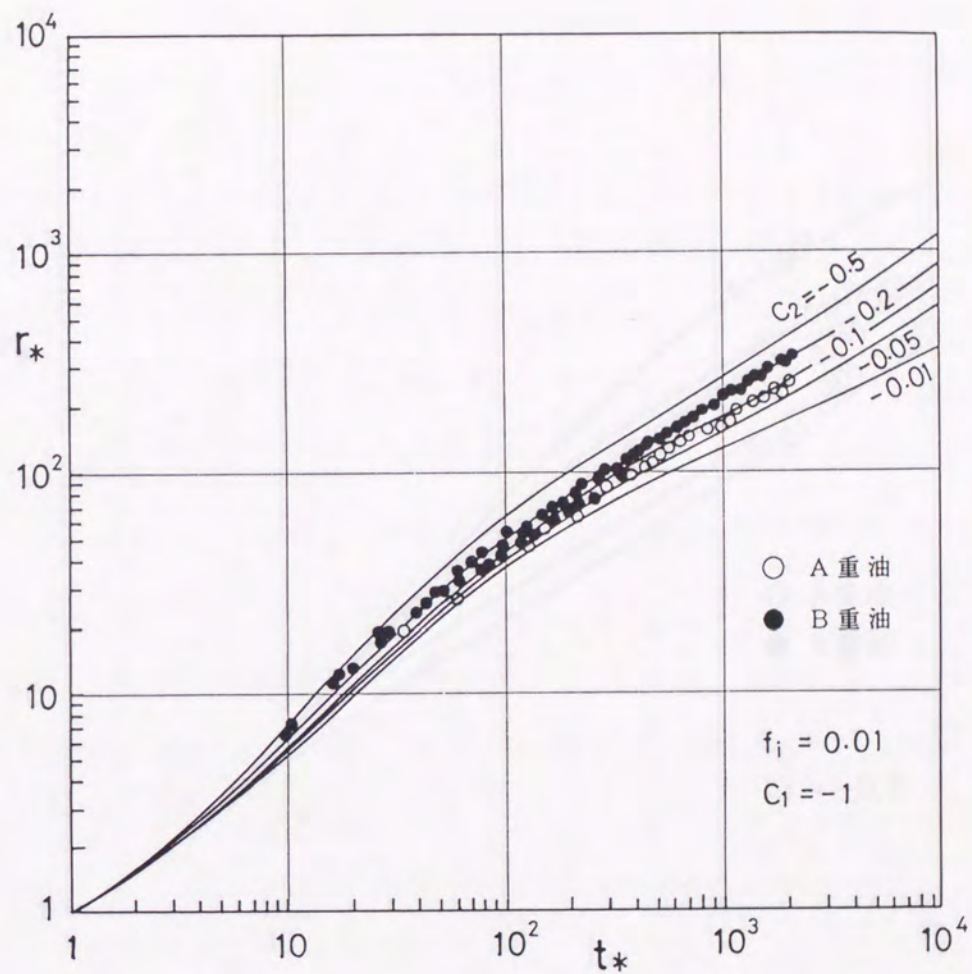


図 3 - 11 軸対称連続流出拡がりの計算結果と実験値との比較  
 (計算値は  $C_2$  をパラメータとした場合、● : 実験値)

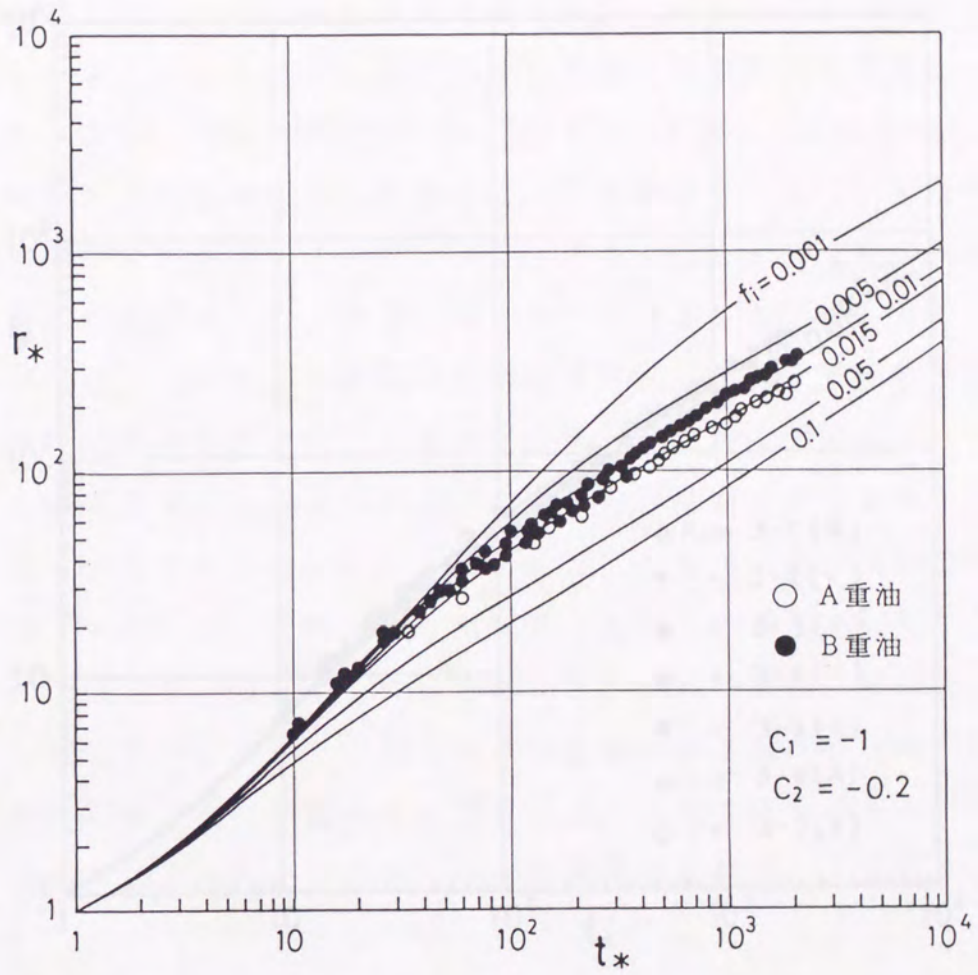


図3-12 軸対称連続流出拡がりの計算結果と実験値との比較  
 (計算値は  $f_i$  をパラメータとした場合)

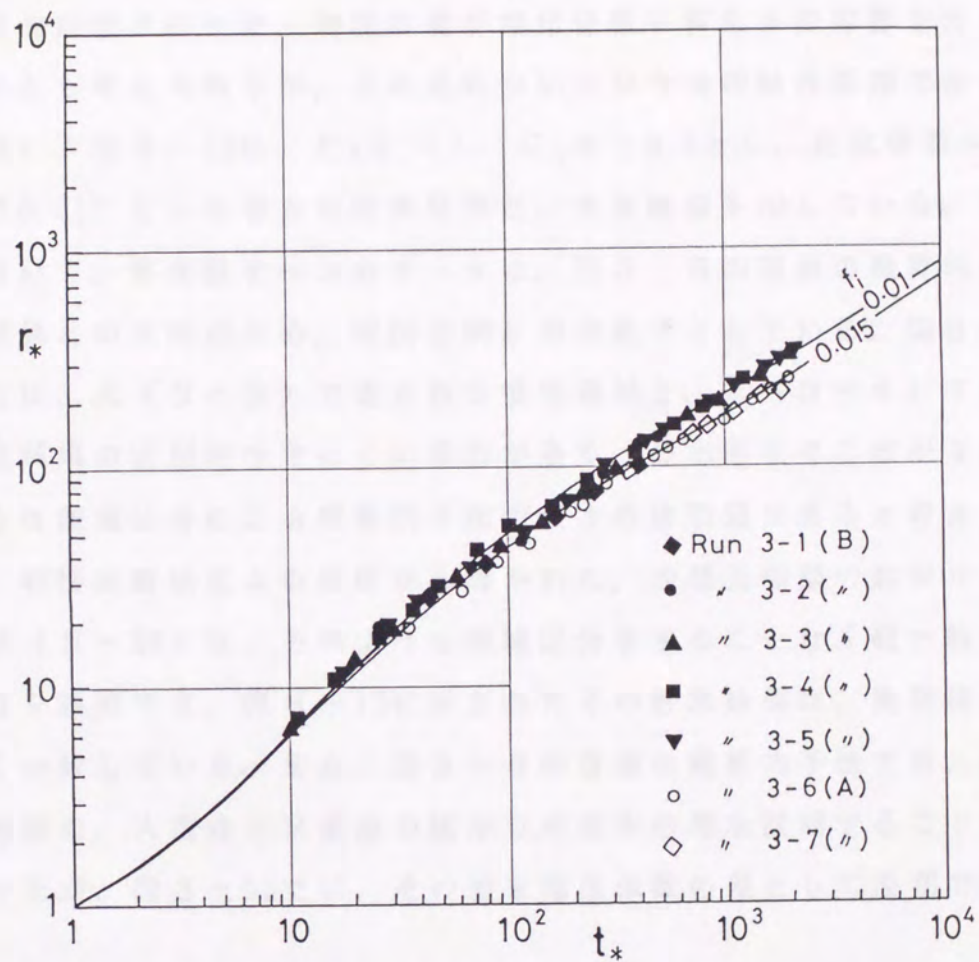


図 3-13 軸対称連続流出拡がりの計算結果と実験値との比較

図3-12では、この傾向の違いを抵抗係数の差として説明することができる。図によれば、B重油の場合には抵抗係数の値を0.01とすると計算値は実験値の傾向によく一致し、A重油の場合には0.015とすると、計算値は実験値の傾向によく一致している。物性からみると、密度、粘性ともにB重油が大きいので、物性の差が抵抗係数に何らかの影響を及ぼしていることも考えられるが、この点については今後の検討課題である。

最後に、図3-13は、 $C_1$ を-1、 $C_2$ を-0.2とし、抵抗係数を0.01、および0.015とした場合の計算結果と、全実験値を示している。なお、図において、各実験ケースのデータは、図3-8の首藤の概算的手法による結果との比較のため、同図と同じ表示記号としている。図3-8の結果では、式(3-3)で表される慣性領域と、式(3-4)で表される粘性領域の区別がつきにくい場合が多く、静水面上での拡がりを、そのような領域区分による概算的手法で表すのは問題があると考えられた。一方、特性曲線法による解析から導かれた、油層先端部の拡がりを規定する式(3-30)は、そのような領域区分をすることなく統一的に油の拡がりを説明でき、図3-13に示されたその計算結果は、実験値の傾向によく一致している。また、図3-8の首藤の概算的手法では、拡がりの後半部の、A重油とB重油の拡がりの若干の差を説明することができなかったが、図3-13では、その差を抵抗係数の差として説明できる。

## 第5節 まとめ

本章では、静水面上に連続流出する油の拡がりに関する研究結果について述べた。連続流出の単純なモデルとして、静水面上での軸対称流出の拡がりを扱い、まず、半無限水域への連続流出を想定した実験を行い、その拡がりの特性を調べた。次に、静水面上で軸対称的に流出した油の拡がりを連続の式と運動方程式によって表し、特性曲線法を用いてそれを解き、油層先端部の拡がりを規定する式を導いた。さらに、モデルに

含まれるパラメータおよび初期条件について検討するとともに、計算値と実験値を比較して理論の妥当性についての検証を行った。得られた結果を要約すると、以下の通りである。

(1) 静水面上での油の連続流出の実験を行い、首藤が示した概算的な手法との比較検討を行った。その結果、実験では慣性領域と粘性領域との区別がつきにくい場合が多く、慣性領域から粘性領域への遷移領域であろうと推定される部分の幅が広いことなどを明らかにし、静水面上での連続流出の拡がりを、そのような領域区分による概算的な手法で表すのは問題があることを指摘した。

(2) 静水面上に流出した油の拡がりを運動方程式および連続の式を用いて表わし、それを特性曲線法で解いて、油層先端の拡がりを規定する式を導いた。この式は、慣性領域から粘性領域にかけての油の拡がりを統一的に説明できる。また、この式は流出油量をパラメータとして含まないため、式中に含まれる係数  $C_1$ 、 $C_2$  の値を変えることによって、連続流出および瞬間流出のいずれの形態の油の拡がりにも適用することができる。

(3) 油層先端の拡がりを規定する式に含まれる抵抗係数の値は、定数と仮定し、計算に際しては LauらやBerryらの実験を参考にして、その値を与えた。A重油では  $f_i = 0.015$ 、B重油では  $f_i = 0.01$  で、計算値は実験値の傾向に良く一致した。

(4) 油層先端の拡がりを規定する式(3-30)は、 $t_*$ が大きくなると式(3-35)の形の解を持つ。式に含まれる係数  $C_1$  の値は、式(3-35)の勾配を表す右辺のべき乗の指数が  $2/3$  で与えられることから、連続流出では、 $C_1 = -1$  が得られた。

(5) 係数  $C_2$  の値は理論的に決定できないので、式(3-30)の計算は  $C_2$  をパラメータとして行った。連続流出の場合には、 $C_2 = -0.2$  程度にとると、計算値は実験値の傾向によく一致することが明らかになった。