



Title	流氷野における氷魂相互作用の研究
Author(s)	滝沢, 隆俊
Citation	低温科学. 物理篇, 38, 143-152
Issue Date	1980-03-10
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/18399
Type	bulletin (article)
File Information	38_p143-152.pdf



[Instructions for use](#)

流氷野における氷塊相互作用の研究 I^{*,**}

滝沢 隆俊

(低温科学研究所)

(昭和54年10月受理)

I. ま え が き

流氷の運動方程式を考える際に、その扱いが一番難しいのが氷野の内部応力（氷塊の相互作用力）である。氷塊が他の氷塊と接触すれば、そこでは当然運動量の交換が行われて、何らかの相互作用があることは容易に想像される。しかし、実際にその相互作用を定式化することは簡単ではない。

現在のところ主として用いられているのは粘性流体模型である。これは、流氷野全体を粘性の大きい流体として考え、氷塊の衝突により交換される運動量の輸送を Navier-Stokes の方程式の粘性項と同様に扱おうとするものである。そうすると、内部応力 R は次の様に表わされる。

$$R \propto K_i \nabla^2 U_i \quad (1)$$

ここで K_i は水平方向の氷野の渦動粘性係数、 ∇^2 は2次元（水平方向）のラプラシアン、 U_i は氷の速度である。ここで問題となってくるのが K_i の値である。これまで、氷野の漂流に関する数値実験の際に K_i の値について吟味した例はいくつかあるが、観測により K_i の値を求めた例はほとんどない。

Волков *et al.*¹⁾ は、北極海の漂流基地北極10号において氷野の隣者拡散係数を測定した。それによると、代表的長さが100 km で 10^5 cm²/sec 程度の大きさを示している。また、滝沢²⁾ はオホーツク海において、レーダー観測により得られた沿岸付近の流氷の運動を対数境界層理論を用いて解析し、岸から約100 km くらいの距離で 10^6 cm²/sec の程度の K_i の値を得た。

隣者拡散係数と渦動粘性係数は同じ次元を持っているが両者の定義は異っており一概に比較はできない。また、滝沢の求めた K_i の値は境界層内のみに適用できるもので一般性を持っているものではない。しかし現実には、観測により一般性のある K_i の値を求めることは困難であり、上述の様な方法により得られた結果から推定する以外には実際的な方法はないであろう。

この報告では、レーダー観測により得られた流氷の移動を2つの方法、対数境界層理論によるものと隣者拡散係数を求めるもの、により解析し氷野の渦動粘性係数を知らんとするものである。ただし、ここでは流氷野を粘性流体として考えるので連続体として見なし得るような密氷野についてのみ扱うものとする。

* 北海道大学低温科学研究所業績 第2179号

** 北海道大学低温科学研究所 流氷研究施設 研究報告第84号

II. 対数境界層での渦動粘性係数

沿岸付近での流氷の運動は、岸を壁としたときの粘性流体の乱流境界層での流れであると仮定すると、対数境界層理論により氷の漂流速度は対数分布をする。岸からの距離を z とすると氷の速度 U_i は

$$U_i = A \ln z + B \quad (2)$$

で表わされ、係数 A , B は

$$\left. \begin{aligned} A &= U_i^*/k \\ B &= -A \ln z_0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

である。 U_i^* , k , z_0 はそれぞれ摩擦速度、カルマン定数、粗度係数である。また、境界層内において渦動粘性係数 K_i は次式で与えられる。

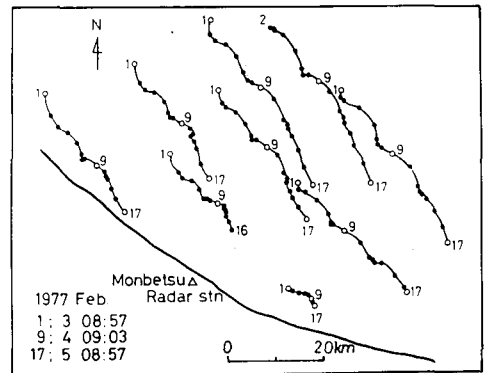
$$K_i = k U_i^* z \quad (4)$$

解析に用いたレーダー観測資料は、北海道紋別沖において1977年2月3日8時57分から5日8時57分までの3日間にわたり約3時間毎にとられたものである。レーダー画像に現われた氷野の特徴的な点を数十点選び出し、それらの点の移動を追跡することにより流氷野の運動を知ることができる。

この期間は、密流氷野が接岸しており氷野は全体として密接度をやや増すように南東方向に動いていた。第1図には主な点の移動経路を示した。各点の動きは、紋別より南東の沿岸近くで鈍く、沖合いに行くに従って動きは活発になっており、最も速いものは平均0.5ノットで移動していた。この同じ期間の流氷の運動については、すでに河村³⁾や小野⁴⁾によっても解析されている。それによると、この期間の流氷の動きの中で最も特徴的なのは流氷の流跡に約17時間周期の慣性周期運動が顕著に見られたことである⁴⁾。

冬期この海域での潮汐は日周潮が卓越していることと⁵⁾約17時間周期の慣性周期運動があることを考慮して、氷の速度としては約24時間の平均速度を採用した。さらに、各点の速度の岸に平行な成分をとり U_i とした。

U_i と岸からの距離 z の間の関係は (2) 式で与



第1図 氷野の主な点の移動経路図
(1977年2月)

第1表 最小二乗法により求めた結果
(1977年2月)

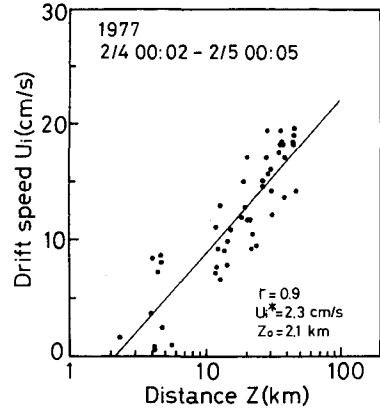
期 間	U_i^* (cm/sec)	z_0 (km)	相関係数
3日08:57~4日09:03	1.4	0.2	0.6
12:04~ 12:03	2.1	0.7	0.8
15:12~ 15:38	2.9	1.6	0.9
18:02~ 18:03	3.2	2.2	0.9
21:02~ 21:03	2.7	2.5	0.9
4日00:02~5日00:05	2.3	2.1	0.9
03:03~ 03:06	2.4	1.7	0.9
06:02~ 06:07	2.6	1.4	0.8
09:03~ 08:57	2.7	1.3	0.8

えられるとし、最小二乗法により係数 A, B を決定し、 $k=0.4$ として U_i^* と z_0 を求めた。第 1 表にその結果を示し、第 2 図には速度分布の一例を示した。表から明らかな様に、一例を除き相関係数 0.8 以上で $U_i^*=2\sim 3$ cm/sec であった。したがって (4) 式より

$$K_i \sim z \quad (5)$$

となり K_i の大きさは岸からの距離と同じ程度である。これより、今ここで取り扱っているレーダーの観測範囲程度の規模、即ち岸から数十 km 程度、では $K_i \sim 10^6$ cm²/sec であることがわかる。また、境界層の厚さはたかだか 100 km とすると境界層の外側、即ち主流での K_i の値は境界層内での値と連続であると考えられるので (5) 式より 10^7 cm²/sec という値であることが推定できる。

1976 年の滝沢の結果は²⁾、氷の漂流速度が小さく U_i^* が約 1 cm/sec であったので控え目に見て距離 100 km で 10^6 であった。(4) 式から明らかな様に K_i は U_i^* に比例して大きくなるが、実際に紋別沖などで観測される漂流速度は大きくても 1 ノット (約 50 cm/sec) 程度で、ここで得られた速度のたかだか 2 倍であるので U_i^* の値も桁数が変わるほど大きくはならないであろう。したがって、合わせて考えてみると、考える距離が 100 km として漂流速度の小さい時で $K_i \sim 10^6$ 、大きい時で 10^7 cm²/sec としてよいであろう。



第 2 図 岸からの距離と漂流速度の関係

r : 相関係数, U_i^* : 摩擦速度, z_0 : 粗度係数

III. 隣者拡散係数

隣者拡散係数は Richardson⁶⁾ により導入された考えで、時刻 $t=0$ で 2 つの粒子の間隔 (隣者間隔) を L_0 、 T 時間後 $t=T$ における間隔を L_1 とすると隣者拡散係数 $F(L_0)$ は

$$F(L_0) = \overline{(L_1 - L_0)^2} / 2T \quad (6)$$

で定義される。ここで L_0 は代表的長さであり、バーは同じ L_0 を持ったすべての粒子の組についての平均を意味する。また、大気や海洋において隣者拡散係数は有名な Richardson の $4/3$ 乗則により次の様に表わされる。

$$F(L) = \varepsilon L^{4/3} \quad (7)$$

ここで ε は定数でその大きさは $0.001 \sim 0.1$ cm^{2/3}/sec の範囲であるとされている。

実際の計算に際しては、同じ L_0 を持った組を多く取ることは不可能であったので、5.5 km ~ 135.8 km までの 17 階級の代表長さ L を設定した。各階級は L を中心値として $L \pm 0.1L$ の範囲を持っている。レーダー画像上に選定した氷野の各点のすべての組合せを取り、その隣者間隔 L_0 により各組を設定された階級に分類した。したがって代表長さとしては L_0 ではなく L をもって表わすこととし、各階級の $F(L)$ は

$$F(L) = \overline{(L_1 - L_0)^2} / 2T \quad (8)$$

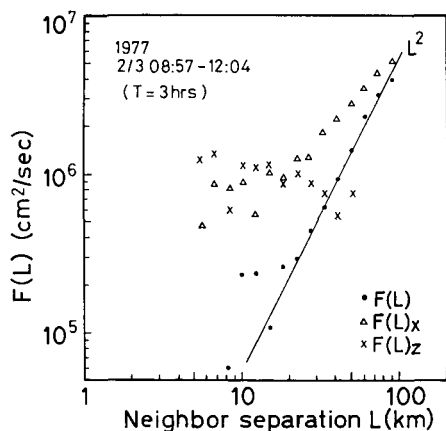
により表わされる。さらに、前章で扱っている様に流氷野には速度勾配が存在し異方性の場になっているので、 L_0, L_1 の岸に平行な成分を L_{0x}, L_{1x} , 岸に垂直な成分を L_{0z}, L_{1z} とし $F(L)_x, F(L)_z$ を次の様に定義する。

$$\left. \begin{aligned} F(L)_x &= \overline{(L_{1x} - L_{0x})^2 / 2T} \\ F(L)_z &= \overline{(L_{1z} - L_{0z})^2 / 2T} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

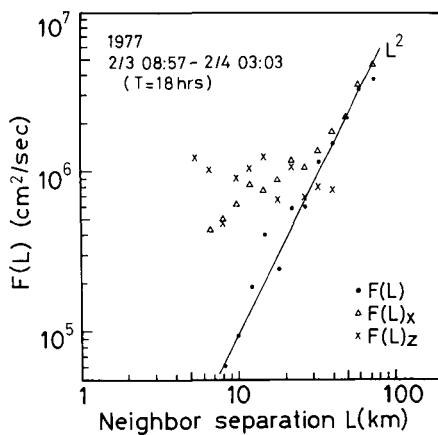
解析に用いたのは前章と同じ1977年2月3日～5日の観測資料である。 $F(L)$ 等の計算は粒子の組が20個以上ある階級について行った。また、拡散時間 T を3時間から48時間まで8段階に変化させて計算した。結果の代表的な例として T が3時間、18時間と36時間の時の

第2表 隣者拡散係数 ($\text{cm}^2/\text{sec}) \times 10^5$ (1977年2月)

期 間	3日 08:57~12:04 (3時間)		3日08:57~4日03:03(18時間)		3日08:57~4日21:03(36時間)	
$L(\text{km})$	データ-個数	$F(L)$	データ-個数	$F(L)$	データ-個数	$F(L)$
5.5	3	/	2	/	1	/
6.7	7	/	8	/	6	/
8.2	36	0.6	31	0.6	29	1.0
10.0	39	2.3	36	0.9	34	1.4
12.2	54	2.4	45	1.9	38	3.4
14.9	49	1.1	42	4.0	36	5.6
18.3	89	2.6	81	2.5	75	3.6
22.3	122	2.9	101	5.9	87	8.2
27.3	153	4.3	134	6.0	118	10.1
33.3	188	6.1	157	11.4	137	16.5
40.7	198	9.2	163	15.0	134	24.1
49.8	184	14.1	155	22.0	120	34.0
60.9	166	22.9	129	32.6	90	58.0
74.4	103	31.2	73	38.1	33	79.3
90.9	38	39.1	19	/	7	/
111.1	1	/	0	/	0	/
135.8	0	/	0	/	0	/



第3図 隣者拡散係数 (拡散時間3時間)



第4図 隣者拡散係数 (拡散時間18時間)

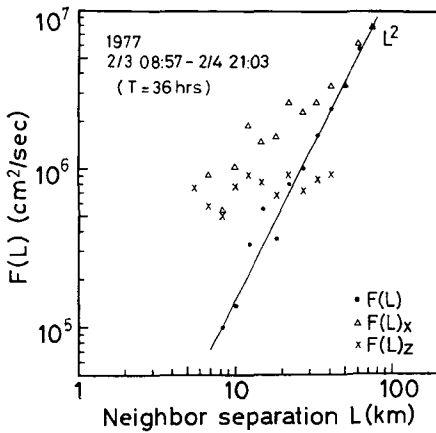
結果を第2表と第3~5図に示した。図から明らかな様に、 $F(L)$ は $10^5 \sim 10^6$ の値を示し良い直線関係が見られる。 $F(L)_x$ は $F(L)$ より大きく、 L の大きいところではほぼ $F(L)$ と同じ値を示し $F(L)$ よりは傾きの小さい直線関係が認められるようである。 L が小さいところでは直線からのずれが大きくなり値の変動も大きい。 $F(L)_z$ は値の変動が大きく、傾向としても L に依存しないようである。なお当然のことであるが、レーダー画像の制約で岸に垂直な距離は岸に平行な距離の約半分くらいしか取れないので、 $F(L)_z$ は L が比較的小さいところの値しかない。

次に4/3乗則について考えてみよう。第3~5図の中の参考のために引いた L^2 に比例する直線からわかるように、4/3乗とと言うより2乗とと言える関係が見られる。ただし、36時間の例ではすべてが第5図の様に2乗に近い傾きを示したが、3時間の際は第3図の例では2乗であるが傾きの変動が大きく一定の法則を見出すことはできなかった。一方、分散 σ^2 を

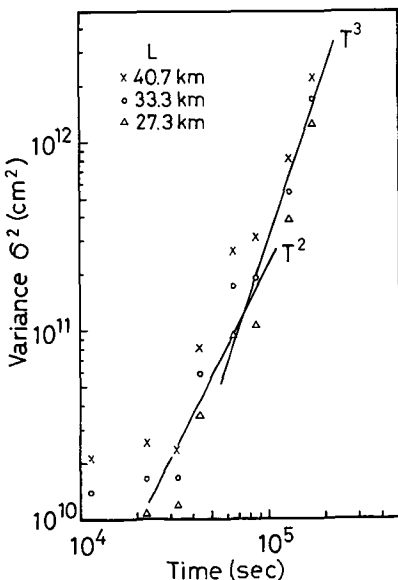
$$\sigma^2 = \overline{(L_1 - L_0)^2}$$

とすると、4/3乗則が成立するのは σ^2 が拡散時間 T の3乗に比例する領域にある時である。第6図に σ^2 と T の関係を示した。図より、ほぼ24時間以上で T^3 に比例する領域と言えるようである。したがって、流氷野においても4/3乗則が適用できるとすれば拡散時間が約1日以上の時である。しかし、この結果では4/3乗則ではなく2乗則が成立するように見える。そこで違った期間についても $F(L)$ を調べてみた。

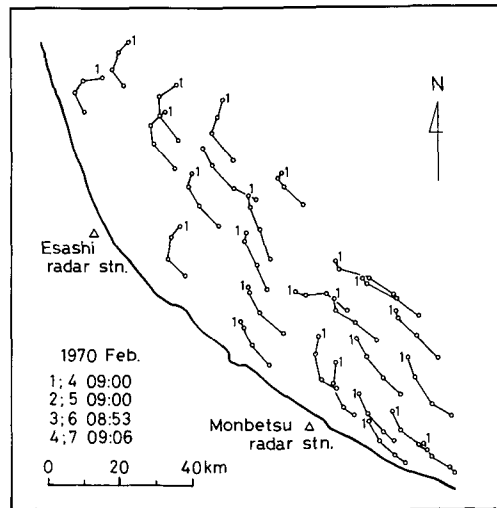
過去に解析されたものの中から密氷野が接岸しており、その流跡が2日以上にわたり得られて



第5図 隣者拡散係数 (拡散時間 36時間)



第6図 分散と拡散時間の関係



第7図 氷野の各点の移動経路図 (1970年2月)

いるものとして田畑 (1971) の報告⁷⁾の中から 1970 年 2 月 4 日～7 日の期間を選び出した。第 7 図にその流跡を示した。代表長さは先の例と同じく取り、拡散時間は 24 時間で計算した。第 8 図にその結果の一例を示した。それによると、 $F(L)$ 等の傾向は 1977 年の例とほとんど同じであるが、傾きは小さく図中の直線よりわかる様に部分的には $4/3$ 乗が成立するようであるが全体的には傾きはもっと小さく 1 乗とも言える様である。

したがって、両者の結果を合わせて考えてみると、 $4/3$ 乗則が成立するか否かは明らかではないが、代表長さ L が比較的大きいところ (数十 km 以上) では良い直線関係が見られ、その直線の傾きは L の 1 乗から 2 乗の間にあると結論できるであろう。

代表長さがほぼ 20 km 以下のところでは一般に $F(L)$ の値の直線関係からのずれが大きくなっている。これは、この程度の規模では L の値が個々の氷盤の大きさに比べて十分に大きいとは言えず、氷野を流体と見なすには無理があることを示していると思われる。

IV. 氷野の水平発散と隣者拡散係数の関係

水平発散は隣者拡散係数に大きな影響を与えるので両者の関係について考えてみよう。水平発散 Q は、 u, v をそれぞれ x, y 方向の速度成分とすると次式で定義される。

$$Q = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \tag{10}$$

また、水平発散は単位時間当りの面積変化率としても定義される。

$$\bar{Q} = \frac{1}{S} \frac{DS}{Dt} \tag{11}$$

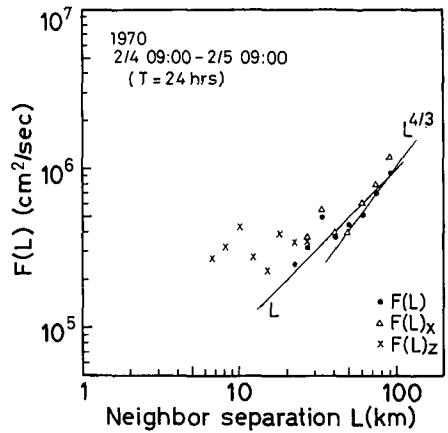
ここで \bar{Q} は Q の面積 S における平均値であり D/Dt は物質微分を表わす。

実際に流氷野の水平発散を求める方法は、氷野の特徴的な点をいくつか選び出し、それらの点 (x_i, y_i) を結んだ n 角形を考える。その n 角形の面積 S は

$$S = -\oint y dx = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n (x_i y_{i+1} - y_i x_{i+1}) \tag{12}$$

により計算される。したがって、 t 時間だけ離れた同じ n 角形の面積が求めれば (11) 式により \bar{Q} が計算される。

第 9 図は 1977 年 2 月 3 日～5 日の期間の拡散時間が 3 時間の隣者拡散係数 $F(L)$ と氷野の水平発散 \bar{Q} の時間変化である。明らかに \bar{Q} の変化に対応した $F(L)$ の変化が見られる。なお、 \bar{Q} は周期的な変化をしているがこれは流氷の慣性周期運動によるものであることが示されている⁸⁾。



第 8 図 隣者拡散係数 (拡散時間 24 時間)

次に水平発散の値がどの程度の割合で隣者拡散係数の値に影響しているかを見積ってみよう。(11)式より

$$S = S_0 e^{\bar{Q}t} \quad (13)$$

と書ける。ここでは \bar{Q} は一定とし面積 S は時間に対して指数関数的に変化すると仮定する。そして、隣者間隔の2乗は面積に比例するとすれば、 S と S_0 を L^2 と L_0^2 で置き換え、さらに

$$F = \epsilon L^\alpha \quad (14)$$

の関係が成立するとすれば

$$F = \epsilon L^\alpha \approx \epsilon L^\alpha (e^{\bar{Q}t})^{\alpha/2} \quad (15)$$

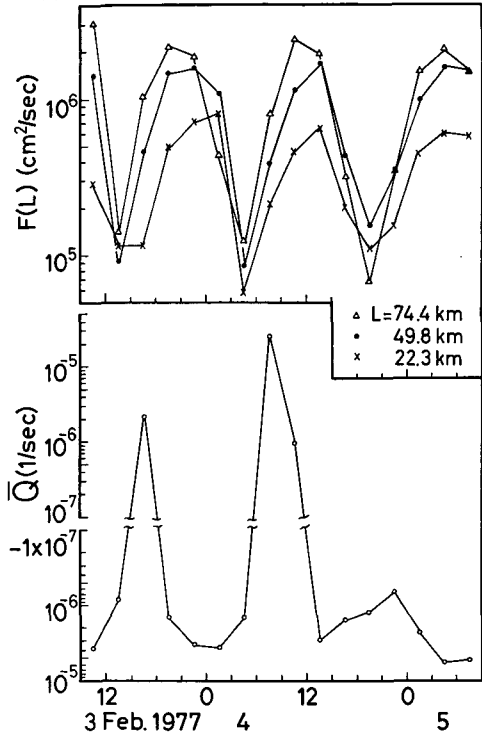
と書くことができる⁹⁾。そこで第5図と第8図の $F(L)$ を例にとって計算をしてみよう。第5図では明らかに $\alpha=2$ とおける。 ϵ を図から求めると $\epsilon=1.4 \times 10^{-7}$ である。さらに、この時の \bar{Q} は $-1.6 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$ であったので $L_0=49.8 \text{ km}$, $t=129960 \text{ sec}$ とすると(15)式より $F=2.8 \times 10^6$ となる。第2表にある様に、(8)式により計算された値は 3.4×10^6 である。

次に第8図の中で部分的に $4/3$ 乗が成り立っているところの ϵ を求めると $\epsilon=4.8 \times 10^{-4}$ である。 $\bar{Q}=6.8 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$, $L_0=49.8 \text{ km}$, $t=86400 \text{ sec}$ とすると $F=4.2 \times 10^5$ となる。この時の(8)式による値は 4.5×10^5 である。したがって、ここに示した例の場合には隣者拡散係数の値に対する水平発散の寄与は非常に大きかったことになる。

V. 考 察

隣者拡散係数 $F(L)$ と渦動粘性係数 K_i は同じ次元を持っているが両者は異った変数の関数であり異った式で定義されているので一概に比較することはできない。しかし、Richardson⁶⁾によると特殊な場合には可能である。それは $F(L)$ が L に依存しない場合は $F(L)=2K_i$ であり、また $4/3$ 乗則が成立する様な場合には $F(L) \approx 3.03K_i$ である。したがってこれより一般の場合にも $F(L)$ と K_i はほぼ同じ程度の大きさであると考えてよいであろう。そうすると、対数境界層理論により求めた K_i の値と隣者拡散係数の値より推定される K_i の値はともに数十kmの規模で 10^6 , 100 km で $10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度の大きさを示している。したがって、以上のことから考えて流水野の渦動粘性係数として、取り扱う現象の規模が数十km程度の時には $10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}$, 100 km を越える様な時には $10^7 \text{ cm}^2/\text{sec}$ と言った値を採用すればよいことになる。

これまで北極海を対象とした数値実験の際に使われた K_i の値としては、Campbell and



第9図 3時間毎に計算した氷野の水平発散 \bar{Q} と隣者拡散係数(拡散時間3時間)の時間変化

Rasmussen¹⁰⁾で $10^9 \sim 11$, Appel' и Гудкович¹¹⁾で $10^8 \sim 9$ と言った値が使われている。北極海を代表する長さとして北極海を円と見なしてその直径をとると数千 km の大きさである。したがって、ここでの結果を外挿してみると代表長さが数千 km では 10^8 ないし 10^9 と言った値は妥当なものであるし、もし $4/3$ 乗則ではなく 2 乗則が適用されるとすれば 10^{10} 以上の値も十分に考えられる。

ここでは初めから K_i は定数であるとして取り扱ってきたが、本来は当然 K_i は場所の関数でなければならない。 K_i は氷塊の相互作用(衝突)に起因するわけであるから、その場所の密接度に強く依存するはずである。特に、疎流水の場合などには氷塊同志が接触する機会は非常に少いので K_i の値は事実上 0 であろう。さらに、 K_i は氷厚、氷の強度などにも依存すると考えられる。将来は関数としての K_i について調べて行くとともに、 $4/3$ 乗則に相当する法則が存在するかについても調べる必要があるであろう。

VI. ま と め

流水野を粘性流体とみなした際の渦動粘性係数を知るために、北海道オホーツク海沿岸の接岸している密流水野の移動をレーダーにより観測し2つの方法で解析した。

第1に、沿岸付近の流水野の速度分布に対数境界層理論を適用し、境界層内の渦動粘性係数 K_i の値を求めた。結果は、 K_i の値は岸からの距離 z とほぼ同じ程度の大きさ、 $K_i \sim z$ 、であることがわかった。したがって、 z が数十 km とすると $K_i \sim 10^6$ cm/sec, 100 km とすると $K_i \sim 10^7$ cm²/sec の大きさである。

第2の方法として隣者拡散係数 $F(L)$ を求めた。 $F(L)$ の値は代表長さ L が数十 km で $10^{5 \sim 6}$ cm²/sec の程度であり、100 km を越えると 10^7 の程度になることが予想される。

したがって両者の結果を合わせて考えてみると、氷野の渦動粘性係数として数十 km の規模の現象の際には 10^6 cm²/sec, 100 km を越える際には 10^7 cm²/sec と言った値を採用すればよいであろう。

おわりにのぞみ、有益な御助言をいただきました田畑忠司教授に深く感謝いたします。また、レーダー観測の資料は田畑忠司教授及び河村俊行助手から提供いただきました事をここに記し心からお礼を申し上げます。

さらに、種々の計算にあたっては快く計算機の使用を御許可いただきました藤岡敏夫教授に厚く感謝いたします。

なお、この研究に要した費用の一部は文部省科学研究費(自然災害特別研究(1)沿岸海域における流水の運動予測の研究)によった。

文 献

- 1) Волков, Н. А., Гудкович, З. М. и Углев, В. Д. 1971 Результаты изучения неравномерности дрейфа льда в Арктическом бассейне. Тр. Аркт. и Антаркт. ин-та, **303**, Л., 76-88.
- 2) 滝沢隆俊 1976 流水野の粘性流体モデルにおける渦動粘性係数について. 低温科学, 物理篇, **34**, 181-186.
- 3) 河村俊行 1977 流水野の発散と回転について II. 低温科学, 物理篇, **35**, 259-266.

- 4) 小野延雄 1978 流水の慣性周期運動. 低温科学, 物理篇, **37**, 107-113.
- 5) 青田昌秋・河村俊行 1978 北海道オホーツク海沿岸の冬季の海況について. 低温科学, 物理篇, **37**, 93-105.
- 6) Richardson, L. F. 1926 Atmospheric diffusion shown on a distance-neighbour graph. *Proc. Roy. Soc.*, **A**, **110**, 709-737.
- 7) 田畑忠司 1971 北海道沿岸の流氷野の歪の測定. 低温科学, 物理篇, **29**, 199-211.
- 8) 滝沢隆俊・納口恭明 1979 流氷野における氷塊相互作用の研究 II. 慣性周期運動にともなう氷野の水平発散の周期的変動. 低温科学, 物理篇, **38**, 153-159.
- 9) Chew, F. and Berberian, G. A. 1971 A determination of horizontal divergence in the Gulf Stream off Cape Lookout. *J. phys. Oceanogr.*, **1**, 39-44.
- 10) Campbell, W. J. and Rasmussen, L. A. 1972 A numerical model for sea ice dynamics incorporating three alternative ice constitutive laws. *In Sea Ice* (T. Karlsson ed.), National Research Council, Reykjavik, Iceland, 176-187.
- 11) Аппель, И. Л. и Гудкович, З. М. 1974 Учет взаимодействия ледяных полей в гидродинамической модели дрейфа льда. в сб: «Проблемы Арктики и Антарктики», **43-44**, Л., 92-98.

Summary

If the ice field is considered as a highly viscous fluid, the internal ice stress \mathbf{R} , by analogy with the viscous term in the Navier-Stokes' equation, is given by

$$\mathbf{R} \propto K_1 \nabla^2 \mathbf{U}_1, \quad (1)$$

where K_1 is the horizontal kinematic eddy viscosity coefficient for ice, \mathbf{U}_1 is the ice velocity and ∇^2 is the two-dimensional Laplacian operator. Therefore, the value of K_1 becomes as an important question.

To determine the value of K_1 , radar images and their analyses by two different manners were used.

First, by assuming that the movement of a pack ice near the coast is similar to a flow in a logarithmic boundary layer, the drift speed is expressed by

$$U_i = A \ln z + B \quad (2)$$

$$\left. \begin{aligned} A &= U_i^*/k \\ B &= -A \ln z_0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

where z , U_i^* , k and z_0 are the distance from the coast, the friction velocity, the Karman constant and the roughness parameter, respectively. The coefficients A and B are determined by the least squares method. Finally, K_1 in the boundary layer is given by

$$K_1 = k U_i^* z. \quad (4)$$

Second, the neighbor diffusivity was calculated for the estimation of K_1 . The neighbor diffusivity $F(L)$ is defined by

$$F(L_0) = \overline{(L_1 - L_0)^2} / 2T, \quad (5)$$

where L_0 is the initial separation at time $t=0$ and L_1 is the separation at $t=T$, and the bar denotes mean of all pairs which have the same L_0 .

Although both K_1 and $F(L)$ have the same dimension, it is clear that in general they are not comparable with each other because both are functions of different variables and are defined by different equations. However, only in certain special cases it is possible to argue

from the magnitude of one to that of the other. After Richardson (1926), when $F(L)$ is independent of L , then $F(L) = 2K_1$; when the 4/3 law holds, $F(L) \cong 3.03K_1$. Therefore, it can be expected that $F(L)$ and K_1 have the same order of magnitude.

Radar observations were carried out every three hours. Figure 1 shows the tracks of movement of representative targets in radar images. The typical result of the distribution of drift velocity is shown in Fig. 2. Table 1 shows values of U_1^* and z_0 obtained from eqs. (2) and (3) by putting $k=0.4$.

Because U_1^* was 2~3 cm/sec, we can take K_1 and z to be approximately of the same order:

$$K_1 \sim z.$$

Then, if we take several tens of kilometers as the representative scale of z ,

$$K_1 \sim 10^6 \text{ cm}^2/\text{sec}.$$

Figures 3, 4 and 5 show the typical results of $F(L)$ when the diffusion time T is 3, 18 and 36 hours respectively. The magnitude of $F(L)$ is 10^{6-8} cm²/sec when L is of the order of several tens of kilometers. Figure 6 shows a relation between the variance σ^2 and diffusion time T ,

$$\sigma^2 = \overline{(L_1 - L_0)^2}.$$

The value of σ^2 increases with time at a power 3 in the region over 24 hours. This is equivalent to say that the power 4/3 law holds at T of more than 24 hours. However, from the straight line in Fig. 5 it is clear that the data points fit the power 2 slope line.

Figure 8 presents another example of $F(L)$ with the diffusion time of 24 hours. The power 4/3 law is seen locally in the figure, but generally the slope is apparently smaller than 4/3. Therefore, it is not obvious whether the power 4/3 law holds or not in the ice field. But the power relation between one and two is expected to exist.

According to these results, the kinematic eddy viscosity coefficient K_1 obtained from the use of the logarithmic boundary layer theory and the neighbor diffusivity $F(L)$ show almost the same order of magnitude. Then, it can be concluded that in case of the scale of several tens of kilometers K_1 has the order of 10^6 cm²/sec, and in case of the scale of several hundreds of kilometers K_1 has the order of 10^7 cm²/sec.