



# HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	氷の塑性変形について I : 単結晶氷の塑性変形と転位網
Author(s)	若浜, 五郎; WAKAHAMA, Gorow
Citation	低温科学. 物理篇, 20, 57-75
Issue Date	1962-03-10
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/17983">https://hdl.handle.net/2115/17983</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	20_p57-75.pdf



## 氷の塑性変形について I\*

—— 単結晶氷の塑性変形と転位網 ——

若 浜 五 郎

(低温科学研究所 応用物理学部門)

(昭和36年11月受理)

### I. ま え が き

一般に、ある物質の機械的性質を明らかにしようとするには、2通りの方法がある。1つは、物質に一定の荷重をかけたときにおこる変形の時間的な変化、すなわちクリープを追求することであり、他の1つは、物質を一定の歪速度で変形させて得られる応力—歪曲線を解析することである。

氷の機械的な性質を研究する手段として、前者の方法(一定荷重による方法)を用いた例は古くから多数報告されているが、後者の方法で研究した例を見出すことはできない。

氷の小さな粒の集合体である積雪を、一定速度で圧縮して、その機械的な性質を解明しようとする試みとしては、木下<sup>1)</sup>の実験をはじめ、2, 3<sup>2)</sup>のものがある。しかし、氷そのものについての実験は、今のところ見当らないのである。そこで、筆者は一定速度で氷の単結晶を塑性変形させて反抗力曲線を求めるとともに、氷の単結晶におこる種々の物理的変化を顕微鏡の下で観察した。この一連の報告では、この実験、観察の結果についてのべるとともに、得られた反抗力曲線を解析し、転位理論による氷の結晶の塑性変形の解釈をこころみた。報告Iではとくに、反抗力曲線を解析するための準備として、氷における転位、転位網、転位の増殖源などについてくわしくのべることにする。

### II. 氷の試料と実験装置

#### (1) 氷の試料

変形の途中の各段階において、氷の結晶に生ずる変化を顕微鏡の下で直接観察するために試料はすべて、1~2 mm 程度の厚さの薄片にした。使用した氷は、アラスカのメンデンホール氷河で採取された大きな単結晶氷の塊から切り出した。

引張り試験には、4~5 cm×1~1.5 cm の大きさの細長い長方形の薄片試料を用いたが、圧縮試験のばあいは、細長い形の試料を一様に圧縮するのが困難なため、1.5~2 cm 角の、正方形に近い薄片を用いた。

\* 北海道大学低温科学研究所業績 第606号

まず、大きな単結晶氷の塊の一部に赤外線をあてて、チンダル像をつくる。チンダル像は氷の結晶底面にそって平面的に発達する。単結晶氷の塊から、チンダル像の面が、薄片の最大面積面に直交するようにして、薄片を切り出す。こうすれば、試料の氷の結晶主軸(c軸)は、つねに、薄片の最大面積の面内に含まれることになる。

使用した試料は、すべて薄片なので、厚さの一樣性がとくに要求される。このために、特別に作った「薄片試料作成台」を用いた。その結果、薄片各部における厚さの変動を、3~4%の範囲内にとどめることができた。氷の薄片の厚さ、大きさは、精度の高い「のぎす」で測るとともに、厚さは、顕微鏡の微動ねじによる方法<sup>3)</sup>により、また、大きさは、顕微鏡写真によって<sup>3)</sup>確認した。

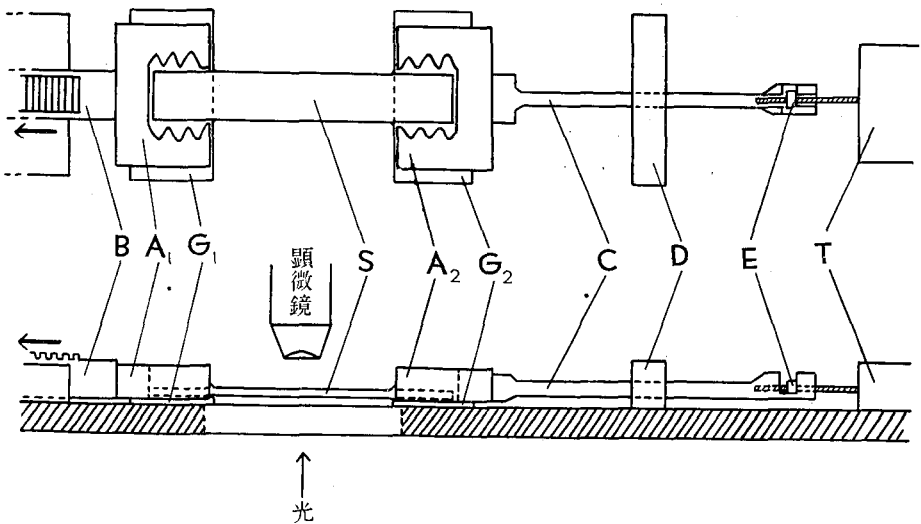
きれいな薄片に仕上げたから、偏光顕微鏡を用いて、薄片の長軸方向(圧縮または引張り軸と一致する)と、結晶主軸方向とのなす角度を正確に測定した。

変形の前後に、試料全体の偏光顕微鏡写真をとるとともに、変形の途中の各段階でも、随時写真をとって、反抗力の変化と対応させながら観察した。

実験はすべて、 $-8^{\circ}\sim-12^{\circ}\text{C}$ の低温実験室内で行なった。

## (2) 実験装置

このようにして作った氷の薄片を一定速度で圧縮する装置は、筆者が積雪の薄片を一定速度で圧縮したばあい用いたものと全く同じもので、その詳細は、すでに報告した通りである(若浜<sup>4)</sup>; 積雪薄片の圧縮, II. 1960, の第1図参照)。ただ、積雪の薄片の代わりに、氷の薄片を



第1図 引張り試験に用いた試料の固定部分の略図

A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>; 試料Sを固定する金具。 B; 金具A<sub>1</sub>を矢の方向に引張るためのラックの末端部分。 C; 金具A<sub>2</sub>と受圧器Tとを連結する金属の棒。 D; Cを支持するための金具。 E; 受圧器Tの先端のナット。 G<sub>1</sub>, G<sub>2</sub>; ガラス板。 S; 氷の薄片試料。 T; 線歪型受圧器。

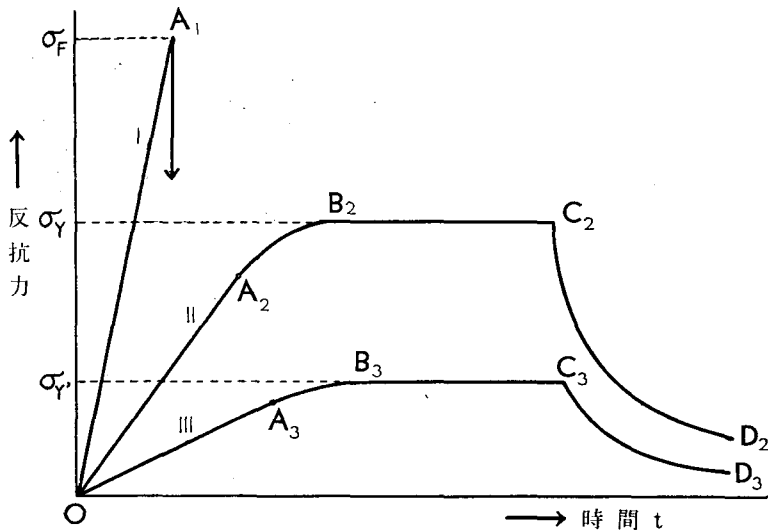
はさみ、試料の昇華変形を防ぐために、薄片全体をケロシンに浸してある。

引張り試験も、圧縮用装置を用いておこなった。ただ、薄片を固定する部分と、反抗力の伝達部分とを、引張り用のものに交換したので、その部分についてだけ、簡単にのべることにする。

第1図の  $A_1, A_2$  が、氷の薄片を固定する金具である。一方の金具  $A_1$  は、ラック B の末端に、また、他の  $A_2$  は金属棒 C の一端に、それぞれねじで固定してある。D は棒 C の支持用金具である。 $A_1, A_2$  の下に、あらかじめガラス板  $G_1, G_2$  をおき、その上に細長い氷の薄片 S の両端をのせる。薄片 S の両端の、 $G_1, G_2$  上にのった部分に  $+5^{\circ}\sim 6^{\circ}\text{C}$  の水を筆でぬりつける。金具  $A_1, A_2$  の内側につけた溝の中にも、水が充分入るように注意して行なう。ぬった水が金具および試料に凍着したら、さらに、その上に何回も水をぬって、試料 S を金具  $A_1, A_2$  に完全に固定させる。つぎに、試料の昇華変形を防ぐために、氷の部分にケロシンをぬりつける(実験が長時間にわたるときは、時々ケロシンを補給する)。1分間に1回転する同期電動機は、2段の減速装置を介して、ラック B を図の矢の方向に前進させ、薄片 S は単純引張りをうける。試料の引張りに対する反抗力は、 $A_2, C$  および線歪型受圧器 T の先端のナット E を介して歪計に伝達され、電子管式自動平衡記録器または電磁オツシログラフに記録される。

### III. 氷の反抗力—時間曲線

前節でのべた装置を用いて、単結晶氷の薄片を一定速度で圧縮または伸張すると、氷の変形に対する反抗力の時間的変化を示す曲線(反抗力—時間曲線)がえられる。反抗力の変化のようすは、温度、試料の圧縮方向、伸張方向に対する結晶方位、薄片に与える歪速度の大小



第2図 氷の反抗力—時間曲線

I; 歪速度  $\dot{\epsilon} > +$  数パーセント/時のばあい。II;  $\dot{\epsilon} \sim$  数パーセント/時のばあい。III;  $\dot{\epsilon} < 1$  パーセント/時のばあい。

などによってことなる。結晶主軸が力の方向に平行、あるいは垂直な特別のばあいをのぞけば一般に、力は第2図に模型的に示したように、歪速度の大小に従って、曲線 I, II, III のごとく変化する。直線 I は、1 時間に十数パーセント以上の、比較的早い歪速度で変形させればあいの反抗力の変化である。力は O 点から直線的に急激に増大し、 $A_1$  点での値  $\sigma_F$  に達すると氷は破壊をおこす。変形が引張りでなされるばあいは、完全に破断して力は O に戻ってしまうが圧縮のばあいは、破壊の程度によって異なるある値まで急激に減少する。力の変化の型式は、完全弾性体の示す型と類似している。

1 時間に数パーセントのややゆっくりした歪速度で変形させると、力は曲線 II の  $OA_2B_2C_2$  のように変化する。最初の部分  $\overline{OA_2}$  では、力は時間の経過とともに直線的に増大するが、 $A_2$  点をこえると、力の増加率は次第に減少しながら増大をつづけ、やがて  $B_2$  点で一定値  $\sigma_Y$  に達する。それ以後、反抗力は横ばい状態となり、 $B_2C_2$  にそって、ほぼ一定の値  $\sigma_Y$  に保たれる。このばあい、力の変化の形式は、完全塑性体の示す型と類似している。

氷や積雪を変形させるばあい、力が  $\sigma_Y$  に達すると、やがて試料には主として結晶底面でのりによる変形のおこることが、顕微鏡の下でははっきりと識別できる。この意味で  $B_2$  点を降伏点、 $\sigma_Y$  を降伏応力ということもできるが、のちにのべるように、実は、 $\sigma_Y$  は真の降伏応力ではない。

反抗力が横ばい状態になって、塑性変形が進行しつつある段階のある瞬間、図の  $C_2$  点で、圧縮(引張り)を急に止めると、力は  $C_2D_2$  にそって急激に減少し、応力緩和の現象を示す。

曲線 III は歪速度が 1 パーセント/時以下の非常にゆっくりした変形を与えたばあいの反抗力—時間曲線である。力は曲線 II と同じ形で変化するが、横ばい状態になる応力  $\sigma_Y$  は、さきの  $\sigma_Y$  より小さい。

このように、反抗力の変化のようすは、試料に与える歪速度の大小によって、いろいろに変わる。

試料の結晶主軸(c 軸)方向が、圧縮(伸張)方向と一致するか、あるいは直交するばあいには、同じ歪速度を与えても、反抗力の変化が第2図の曲線 II, III のような経過をたどることはない。これらのばあい、結晶底面には剪断応力がはたらかず、底面でのりがおこらないからである。c 軸と直角な方向から圧縮して変形させればあいは、屈折面を形成しながら挫屈をおこすが、このときの反抗力曲線は実験例が少なく、はっきりしたことはいえない。引張りのばあいは、次の第 IV 節第 1 項にのべるように、劈開破断をおこし、反抗力の変化は、図の直線 I と全く同じ型でおこる。

第2図の曲線 II の  $OA_2B_2C_2$  の部分、曲線 III の  $OA_3B_3C_3$  の部分は、氷に一定荷重をかけて変形させればあいのクリープ曲線に対応し、また、曲線 II の  $C_2D_2$ 、III の  $C_3D_3$  は、クリープの進行中、荷重を急に除去したときに得られる回復曲線に対応するものである。Jellinek-Brill<sup>5)</sup> は、単結晶氷のクリープが、時間の二乗に比例しておこることを見出し、金属物理学における転位の概念を導入して、定性的にはあるが、クリープ曲線の形を説明した。

筆者は、一定速度で氷を変形してえられた反抗力——時間曲線を解析した結果、金属、イオン結晶などにおけると同様、氷にも転位の概念を導入すると、反抗力曲線の形、あるいは、氷にみられるいくつかの現象を説明するのに都合のよいことがわかった。そこで、次に、氷の結晶においても、転位による迂りがおこるとして、上にえた反抗力——時間曲線の定量的説明をこころみる。

#### IV. 氷の迂り面

単結晶氷に力を加えると、氷は結晶底面(0001)を迂り面として、容易に迂り変形をおこすことは、古くから知られている。底面以外の面にそつても迂りをおこす可能性が考えられたが氷には底面以外の面での迂り変形も、また、機械的雙晶の形成による変形も、従来観察されたという報告がない。筆者もこのことを確かめるために、次のような実験を行なつてみた。

単純引張り試験では、引張り方向に垂直な面と、引張り方向を含む面には剪断応力が働かない。しかし、それ以外の面には、必ず剪断応力が働く。それゆゑ、氷の単結晶の薄片が、その結晶主軸(c軸)が引張り方向と平行あるいは直角な方向をもつようにして、単純引張り試験を行なうと、迂りがおこるとしても、底面以外の面でおこるよりほかはない。底面には迂りの原因となる剪断応力が働かないからである。

アラスカの氷河から採取された良質の単結晶氷の塊から、上にのべたような結晶方位をもつ試料を切り出して、2~3%/hrていどの一定の歪速度で単純引張りを行なつた。その結果は、引張り方向とc軸が平行なばあいは、底面(0001)における劈開破断、直角なばあいは、柱面 $\{10\bar{1}0\}$ における劈開破断で、底面以外の面でのすべりは全く認められなかつた。引張り試験をおこなっているあいだ、偏光顕微鏡の下で試料をくわしく観察していたが、破断以前には、いかなる形の塑性変形の形跡も見出されなかつた。

このことから、氷では、結晶底面が事実上唯一の迂り面で、それ以外の面での迂りは、不可能であるか、あるいは非常に困難であるといえる。

ただし、この実験は、柱面 $\{10\bar{1}0\}$ で迂りえないことの証拠にはならない。底面と柱面とは直交しているので、単純引張り試験では、底面および柱面に働く剪断応力の大きさが、つねに相ひとしいからである。もし、柱面で迂るに要するエネルギーの方が、底面で迂るために必要なエネルギーより、わずかでも大きければ、迂りは柱面でおこりえず、つねに底面でおこつてしまうであらう。

柱面が迂り面となりうるかどうかを調べるには、柱面には剪断応力が働くが、底面には働かないような方法で氷に力を加えればよい。そこで、筆者<sup>6)</sup>は、単結晶氷の塊から、幅が $2h$ 、厚さが $2c$ で、結晶底面が試料の長軸を含む鉛直面内にあるような矩形板を切り出し、それについて曲げ試験を行なつた。今、この矩形板の中心点に座標の原点をとり、長軸方向に $x$ 軸、鉛直下方に $y$ 軸、 $x$ 、 $y$ 軸に垂直に $z$ 軸をとる。矩形板の氷の結晶底面は $xy$ 面内に、結晶主軸は $z$ 方向にあることになる。 $yz$ 平面は、一般に必ずしも結晶の柱面とは一致しないが、矩形板の表面につくつた腐蝕像によつて、 $yz$ 平面と柱面とが、ほぼ一致することをたしかめた。

この矩形板氷の両端を鋭い刃で支持し、中央に重量が  $W$  のおもりをかけると、 $xy$  面、すなわち結晶底面にそう剪断応力  $\tau_{yz}$ 、 $\tau_{zx}$  は 0 である。一方、 $zx$  面にそう剪断応力のうち、 $\tau_{yz}$  は 0 であるが、 $\tau_{xy}$  は

$$\tau_{xy} = \frac{3}{8hc^3} \left( \frac{W}{2} \right) (c^2 - y^2) \quad (4.1)$$

で与えられる。すなわち、柱面には (4.1) 式で与えられる剪断応力が働くことになる。

$h \sim 1.1$  cm,  $c \sim 0.32$  cm の矩形板氷の中央に 3.3 kg のおもりをかけたところ、矩形板はかなりの弯曲をおこした。しかし、柱面その他、いかなる結晶面でも迂りはおこらず、弯曲は、底面が挫屈することによってのみ進行した (文献 6 の第 9, 11, 12 図参照)。このばあい、柱面にそう剪断応力  $\tau_{xy}$  の最大値は、(4.1) 式により、約 1.65 kg/cm<sup>2</sup> である。氷が底面迂りをおこすための臨界剪断応力は、報告 II でのべるように、約 200 gr/cm<sup>2</sup> のていどである。このことから、底面迂りに対する臨界剪断応力の 8 倍以上の力が柱面に働いても、柱面では迂りえないことがわかる。

以上の実験により、氷は柱面で迂ることは困難で、氷の唯一の迂り面は、結晶底面 (0001) であるといえる。そこで、単に迂り面といえば、結晶底面をさすものとしてよい。

氷に転位があるとしても、以上のことから、底面内に含まれる転位は動きやすいが、底面以外の面に含まれるものは、非常に動きにくいといえるであろう。吉田・若浜<sup>7)</sup> は、氷の結晶の転位模型をつくり、柱面内にある転位線が動きにくいことに対する説明を与えた。

## V. 氷の結晶における転位

氷に転位が存在するという直接の確実な証拠は、今のところまだないが、次にのべる事実から、氷にも転位があると考えることができる。

一般に、金属などの結晶体が力をうけて迂りをおこすために、迂り面内の迂り方向に働くべき必要最小限の剪断応力、すなわち、臨界剪断応力の理論値は、 $G/2\pi$  のていどである ( $G$  はその物質の剛性率)。金属結晶と氷の結晶とでは、その原子間力の性質が全くちがうので、上の理論値をそのまま氷にあてはめるのは、あまり妥当なことではないが、桁ちがいにちがうことはないであろう。そこで、上の理論値が、そのまま氷にも適用できると考える。氷の底面迂りに関する剛性率  $G$  は、 $G=1/S_{44} \sim 3 \times 10^{10}$  dyne/cm<sup>2</sup> だから<sup>8)</sup>、臨界剪断応力としては、 $5 \times 10^9$  dyne/cm<sup>2</sup>、すなわち、約 500 kg/cm<sup>2</sup> のていどの値が期待される。一方、実験的にえられた氷の臨界剪断応力は、報告 II でのべるように、約 200 gr/cm<sup>2</sup> のていどである。実験値は、理論値にくらべて、1 万倍以上も小さい。このくいちがいは、金属その他の結晶における臨界剪断応力の、理論値と実験値とのくいちがいと同程度のものである。この大きな矛盾を合理的に説明するために考えられたのが、金属における転位の概念であって、それは、多数の実験事実によって裏付けられた。氷においても、上にのべたように、理論値と実験値との間に、金属におけると同程度の矛盾があるので、これを説明するには、やはり転位という考えを導入するのが、自

然な考えかたであると想われる。

また、よく知られているように、氷の $\gamma$ は決して一様におこるのではなくて、つねに、ある底面に選択的に $\gamma$ おこり、 $\gamma$ の強さも一様ではない。これは、実在の氷の結晶底面が、元米等価ではなくて、 $\gamma$ り易い底面と $\gamma$ り難い底面があることを示している。 $\gamma$ り易い底面には何らかの形の格子欠陥、たとえば転位が存在すると考えれば、その底面が機械的に弱くなるのは当然であろう。

また、筆者<sup>9)</sup>が積雪の薄片を圧縮した際に、積雪粒子に屈折面とよばれる結晶方位の不連続面を観察した。一般に、氷を結晶主軸に直角な方向から圧縮すると、氷は挫屈をおこし、底面に垂直な面を境として、底面がわづかに折れまがる(文献7の第9図参照)。これが積雪粒子にも見られた屈折面であって、六方晶系に属する結晶体に特有な現象である。転位理論によると、屈折面は、同符号の刃状転位が多角形化して一線上に集ってできた刃状転位の壁であると考えられている。氷の屈折面も、六方晶系の金属におけると同様に、底面内に存在する刃状転位が多角形化してできたものと考えれば、うまく説明できる。

以上のことから、氷にも転位という格子欠陥があると考えてもよいであろう。

氷に転位が存在することを仮定するに際しては、まず、その幾何学的形態や物理的性質などを明らかにしなければならないが、それに関しては、吉田・若浜<sup>9)</sup>の詳しい研究があるので参照されたい。ここでは、一般に金属、イオン結晶その他の結晶体において考えられている転位、転位網あるいは転位の増殖源などの概念が、そのまま氷にもあてはまるものと仮定し、いわば抽象的な転位を用いて氷の塑性変形の説明をすることにする。

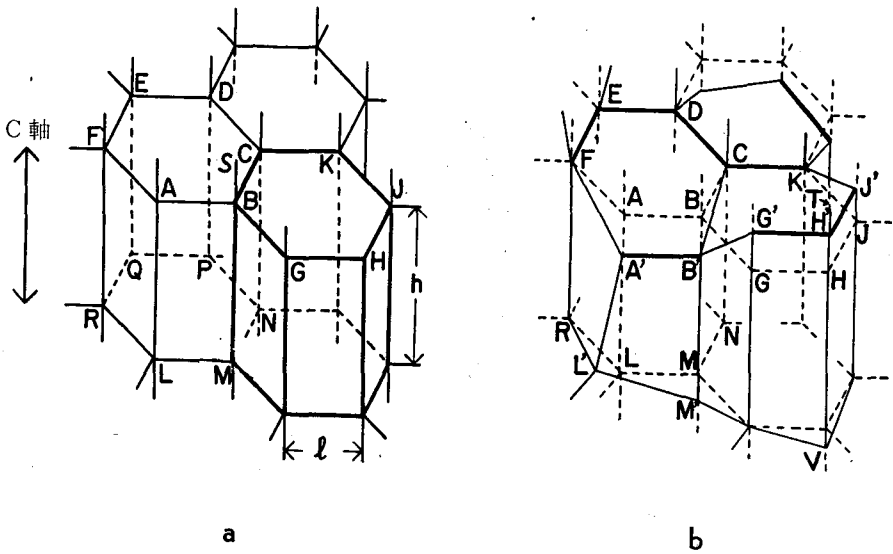
## VI. 氷の結晶における転位網

中谷<sup>9)</sup>は、アラスカの氷河から採取した良質の単結晶氷について、曲げ試験を行なった結果、氷は、平均 $60\mu$ の厚さの単元層とよばれる薄い層が次々に重なった層構造のものであることを見出した。一方、若浜<sup>9)</sup>が、氷の薄片あるいは積雪の薄片を圧縮変形したばあい、氷の表面に生じた微細な $\gamma$ り線の間隔は $10\mu$ のていどであった。

アメリカの Truby<sup>10)</sup>は、電子顕微鏡を用いて氷の結晶の表面をくわしく観察した。Trubyは、氷の表面に、幅が $0.5\sim 20\mu$ (平均 $3\mu$ )、長さが $1\sim 10\mu$ (平均 $6\mu$ )の、結晶主軸方向に細長い、微細な模様を見出した。また、結晶主軸方向に成長しつつある氷の表面に、底面のさしわたしが $1/2\sim 20\mu$ 、まれには $40\mu$ のていどの大きさの六角形の微細構造をも見出した。

これらの実験事実は、氷の結晶には、統計的に $10\mu$ のていどの間隔で、結晶格子に不完全な部分が存在していることを暗示している。不完全な格子の部分、多数の転位が存在している部分であると考えることができる。したがって、氷には、この不完全部分にそって、平均 $10\mu$ のていどの長さの転位が、三次元に連結した転位の網(転位網)があると考えることができる。

金属やイオン結晶においても、転位が六角形状の網目をくんで、結晶内部に分布していることが理論的に予想され、多数の実験事実によって確かめられている。



第3図 氷の結晶における転位網の模型

- a 六角柱型の転位網模型。六角柱の稜 AB, BC, AL, BM などによって転位線が存在している転位網である。太い実線で示したのが、1つの単位転位六角柱。
- b 実際に氷の結晶に存在していると思われる転位網を実線で示した。そのうち、底面内に含まれている転位線を、とくに太く示してある。これらは、転位の増殖源 (F-R 源) になりうる転位線である。図 a に示した六角柱型転位網模型を比較のため破線で示してある。

安定状態の氷に、具体的にどのような型の転位網が存在しうるかは、今のところまだいえない。しかし、氷は結晶学的に三方晶系の  $C_{3v}$ 、または、六方晶系の  $D_{6h}$  に属していると考えられているので、転位網もこのような対称性をもつ可能性が大きい。そこで、今、第3図 a に示すような転位線でできた六角柱を考えてみよう。六角柱の底辺は、氷の結晶主軸 (c 軸) に垂直で、結晶底面内に含まれている。この模型は、六方対称性  $D_{6h}$  をもち、六角形状の転位線 ABCDEFA, LMNPQRL などは底面 (たがり面) 内に含まれる転位線、これらに垂直な AL, BM, CN などは柱面に含まれる転位線である。結晶空間を、このような単位転位六角柱で隙間なくうずめると、そこに、規則正しい転位線の網ができる。ただし、転位網を構成するばあい、各転位線は勝手なバーガース・ベクトルをもつことができないことに注意を要する。第3図 a の六角柱の各頂点 A, B, C, …… には、それぞれ5本の転位線が会している。このように、1点に3本以上の転位線が会している点は、節 (node) といわれる。1つの節に会するすべての転位線のバーガース・ベクトルの和は0でなければならない。それゆえ、第3図 a の転位網も、この条件を満足するようなバーガース・ベクトルをもった転位線で作らなければならない。底面内に含まれるバーガース・ベクトルをもつ転位線を5本連結して、この図に示した六角柱状の転位網を作るとは可能である。たとえば、B 点に連結する5本の転位線に着目して考えよう。結晶底面に含まれる3本の転位線 AB, BC, BG のバーガース・ベクトルとして

大きさが同じで、それぞれの転位線に直交するベクトルを考える。また、柱面に含まれる2本の転位線 SB, BM のバーガース・ベクトルとして、大きさは同じだが、方向が逆のバーガース・ベクトルをえらぶ。こうすれば、B点で会合する5本の転位線のバーガース・ベクトルの和は0となる。このように、第3図 a の六角柱転位網は、バーガース・ベクトルの保存の条件もみたすことがわかった。

今、単位六角柱の、底辺の一辺の長さを  $l$ 、高さを  $h$  とすると、 $l$ 、 $h$  はそれぞれ、底面、柱面に含まれる転位の長さであって、一般に、 $l$ 、 $h$  の長さがひどくちがうとは考えられない。後の報告 IV でべるように、氷における  $l$  の平均値は  $10\mu$  のていどと考えられるから、 $h$  も  $10\mu$  のていどの長さと考えてもよいであろう。第3図 a の六角柱転位網模型では、 $h$  の間隔をおいた底面ごとに、多数の転位を含んでいる。従って、 $10\mu$  のていどの間隔をおいた底面ごとに結晶格子が不完全なものとなり、機械的に弱くなると考えられる。これは、さきにのべたように、罫り線の間隔が  $10\mu$  のていどであることを説明するのに都合がよい。また、単位網を構成する転位線にそった結晶格子の不完全部分によってとりかこまれる領域は、Truby の見出した六角状の氷の微細構造に類似したものである。

## VII. 氷の結晶における転位密度

第3図 a の転位網模型を用いて、氷の結晶の単位体積中に含まれる転位の全長、すなわち、氷の転位密度を概算で求めてみよう。

今、単位転位六角柱の底辺の一辺の長さを  $l$ 、高さを  $h$  とすると、体積は  $3\sqrt{3}l^2h/2$  となる。前節でのべたように、底面および柱面に含まれる転位の長さ  $l$ 、 $h$  は、 $l \sim h$  と考えることができるので、1つの単位転位六角柱当りの転位の全長は  $5l$  となる。後の報告 IV でべるように、氷における  $l$  の平均値は  $10\mu$  のていどと考えられるので、単位体積中に含まれる転位の全長、すなわち、転位密度  $\rho$  は

$$\rho = 5l(2/3\sqrt{3}l^2h) \sim 2 \times 10^6 \text{ cm/cm}^3$$

となる。

このように、氷の転位密度は、ごく大ざっぱではあるが、 $10^6 \text{ cm/cm}^3$  のていどであることがわかった。これは、充分よく焼鈍された金属結晶の転位密度と一致した値である。

第3図 a の六角柱模型を用いたばあい、どの位の数の転位が表面と交わっているかが計算できる。底面に平行な切断面では、 $9 \times 10^5$  本/cm<sup>2</sup>、柱面にそった切断面では  $8 \times 10^5$  本/cm<sup>2</sup> のていどの値となる。前節にものべたように、Truby<sup>10)</sup> は、c 軸方向に成長しつつある氷の表面には、さしわたしが  $10\mu$  のていどの六角形状の微細構造を見出し、1つの六角形が1本のらせん転位に対応していると説明している。もしこの解釈が正しいとすると、c 軸に垂直な切断面、すなわち、底面と交わる転位の数(通常用いられている転位密度)は、 $1.6 \times 10^6$  本/cm<sup>2</sup> となり、筆者の仮定した転位網模型から得た  $9 \times 10^5$  本/cm<sup>2</sup> とほとんど一致する。

樋口<sup>11)</sup>、六車<sup>12)</sup> は、二段腐蝕法によって、氷や雪の結晶の表面に作った腐蝕像の表面密度

を求め、 $10^6$  個/cm<sup>2</sup>を得た。また、Bryant-Mason<sup>13)</sup>は、樋口一六車の方法を用いて、氷の底面および柱面に蝕像を作ったところ、その表面密度は、それぞれ、 $10^5$  個/cm<sup>2</sup>、 $10^6$  個/cm<sup>2</sup>のいでであった。蝕像が氷の転位と直接関係があるかどうかは、まだ明らかにされていないがその可能性は強い。氷の表面のある部分が選択的に、しかも深く逆角錐型に腐蝕されるということは、結晶のその部分に何らかの線状欠陥があると考えられるからである。また、樋口、六車、Bryant-Mason らが、底面内に作った蝕像中に見出したらせん模様は、らせん転位に対応するものであると考えられるからである。もし、これらの蝕像が転位と1対1に対応しているとすると、樋口らがえた蝕像の密度の  $10^5$ /cm<sup>2</sup>~ $10^6$ /cm<sup>2</sup> は、そのまま転位密度にひとしくなる。これは、筆者の仮定した転位網から計算してえた値とよく一致する値である。

第3図 a に示した転位網は、模型的に単純化したもので、転位は底面と柱面とにしか含まれてない。前にものべたように、転位はどんな結晶面内にも存在しうから、実在の氷の結晶には、ピラミッド面などにも、多数の転位が存在していると考えられる。

たとえば、図 a に示した転位線のうち、AF, BC, BG, KJ などをピラミッド面内にうつしてできる新しい転位網が、同図 b の実線である。このうち、底面内に含まれる転位線を、とくに太く書いてある。これら、底面内にある転位線 A'B', G'H'J', FEDCK などは、同一底面上にあるのではなくて、それぞれ、ちがう底面内に存在しているのである。この新しくつくった転位網においても、上にのべたように、1つの節に会合する転位線のバーザース・ベクトルの和は0でなければならない。なお、図 b の破線は、図 a に示した六角柱転位網を比較のために示したものである。

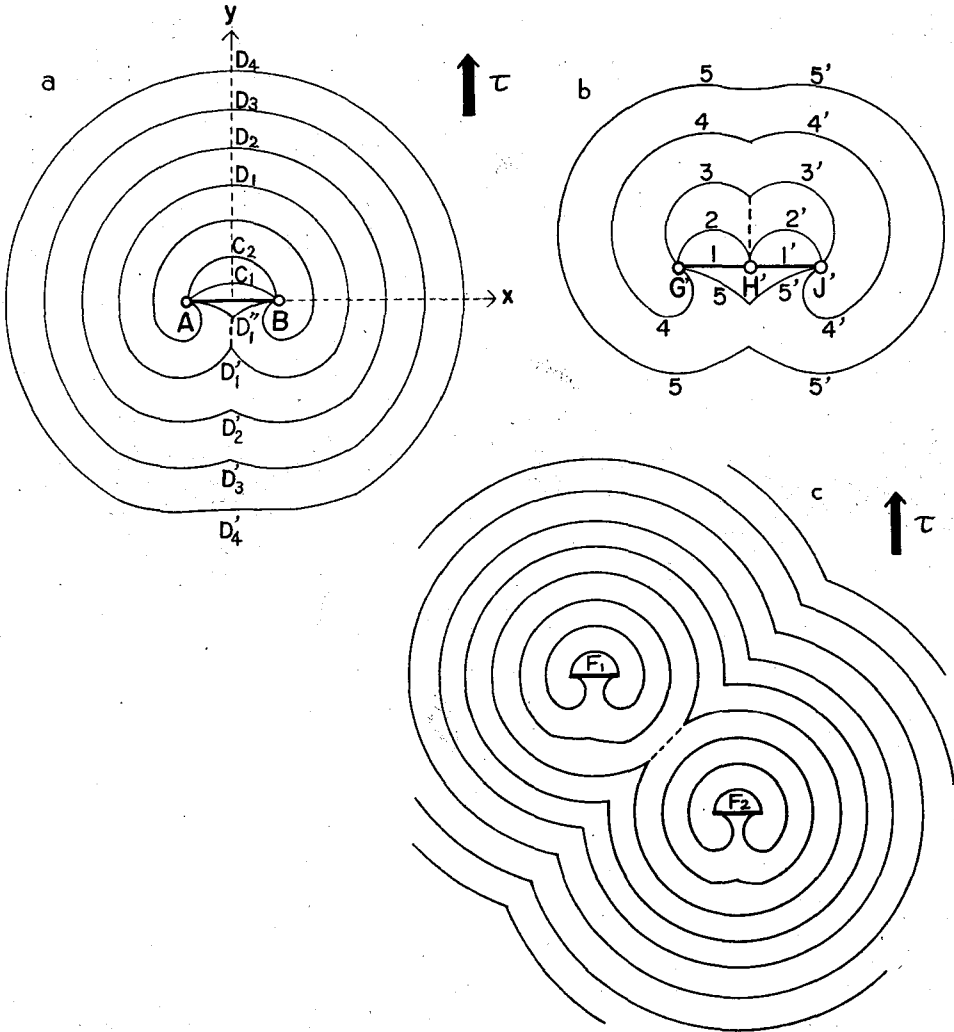
図 b の転位網模型を用いたときにえられる転位密度は、図 a の模型を用いたばあいと大差ないことは明らかであろう。

## VIII. 氷における転位の増殖源(フランク・リード源)

### (1) フランク・リード源

第3図 b の転位網のうち、底面に含まれる転位線 A'B' と、その両端 A', B' に連結している転位線だけに着目してみよう。転位線 A'B' (長さ  $l$ , バーザース・ベクトル  $\vec{b}$ ) は、迂り面内にはない転位線 AF, A'L', B'C, B'M' によって連結されているので、両端 A', B' を不動点とするフランク・リード源 (Frank-Read source) とよばれる転位の増殖源となりうる (以後簡単のために、これを F-R 源と書くことにする)。迂り面に含まれる転位線 A'B' は、F-R 源における「掃く転位」(sweeping dislocation) であり、迂り面以外の面に含まれている転位線 AF, B'C などは「支柱転位」(pole dislocation) である。F-R 源から転位が増殖される機構は、よく知られているので、詳しいことは省略し、ここでは本節以下の議論に関係の深いことだけについて簡単にのべることにする。

転位線 A'B' を、結晶主軸 (c 軸) 方向から見たところを、第4図 a に AB で示した。紙面が結晶底面になるので、AB に連結する転位線は紙面外にとび出している。便利のために、AB



第4図 フランク・リード源(F-R源)から転位が増殖される機構の略図

a, b いづれのばあいも、紙面が結晶底面である

- a ABはF-R源における掃く転位で正の刃状転位とする。紙面にそって、(8.1)式で表われされる応力 $\tau_0$ より大きな応力 $\tau$ が矢の方向に働くと、転位線ABは、 $AC_1B$ 、 $AC_2B$ 、……をへて、環状の転位 $D_1D_1'$ と転位 $AD_1'B$ の2つに分れる。 $AD_1'B$ は、AB、 $AC_1B$ をへて同じ結過をくり返して、さらに2本の転位線に分れる。このようにして、応力 $\tau$ が働くかぎり、同心円状に転位を増殖する。 $D_1D_1'$ 、 $D_2D_2'$ 、 $D_3D_3'$ 、……は、発生した環状の転位群である。これらの転位線のうち、 $+y$ の方向に向う部分( $D_1$ 、 $D_2$ 、 $D_3$ 、……と印した部分)は正の刃状転位、 $-y$ に向う部分( $D_1'$ 、 $D_2'$ 、 $D_3'$ 、……と印した部分)は、負の刃状転位、また、 $+x$ の方向に向った部分は右巻きのらせん転位、 $-x$ に向った部分は左巻きのらせん転位、刃状転位とらせん転位との間は、混合転位である。
- b 2個のF-R源が連結したばあいの転位の増殖機構。転位線 $G'H'$ 、 $H'J'$ は、応力 $\tau$ によって2、2'のようにふくらみ、やがて33'のごとく、1本の転位線に融合してしまう。このため、転位線 $G'H'$ 、 $H'J'$ は、1個のF-R源として働くことになる。
- c 同一底面内のはなれた場所に2個のF-R源 $F_1$ 、 $F_2$ が存在するばあいもbと同様に、全体としては、1個のF-R源が存在しているときと同じ結果になることを示す。

にそつて  $x$  軸をとり、図に示したような座標系を考える ( $z$  軸は  $c$  軸に一致する)。転位 AB を正の刃状転位とすると、余分な挿入分子面は、 $zx$  面内にあることになる。今、大きな矢で印したような剪断応力  $\tau$  が、底面内の  $y$  軸方向にそつて働いたとすると転位 AB は図の  $AC_1B$  に示したように  $y$  の正の側に向つてふくらみ、 $AC_1B$  の線張力と応力  $\tau$  とがつりあう。  $\tau$  が大きくなるとともに AB のふくらみも大きくなり、曲率半径は次第に小さくなる。曲率半径が最小、すなわち、AB が半円形 (図の  $AC_2B$ ) に達したときの応力  $\tau$  の大きさは

$$\tau = \tau_0 = Gb/l \quad (8.1)$$

である ( $G$  は氷の剛性率)。

$\tau$  が  $\tau_0$  より小さいばあいには、 $\tau$  を 0 にすると転位も元の直線 AB に戻すが、 $\tau$  が  $\tau_0$  を少しでもこえると、転位は半円形よりもつとふくらみ、力学的な不安定状態になって、それから先はいくらでもひろがってしまう。  $\tau_0$  は、この F-R 源の臨界剪断応力とよばれる。このようにして、転位はさらにふくらみつづけ、あとはよく知られたように、環状の転位を同心円状に次々と増殖することになる。このようにして発生した新しい一連の転位線を、図の  $D_1, D_2, \dots$  に示した。これらの転位線は、応力  $\tau$  によってきまる移動速度で、外に向つてひろがって行く。今、F-R 源となった転位 AB が正の刃状転位としたばあいに発生した転位の符号を考えてみよう。1 つの環状転位線のうち、 $+y$  の方向に向つてひろがる部分 (図の  $D_1, D_2, \dots, D_4$  と印した部分) は正の刃状転位、 $-y$  の方向に向つた部分 (図の  $D'_1, D'_2, \dots, D'_4$ ) は負の刃状転位、また、 $+x$  の方向に進む部分は右巻きのらせん転位、 $-x$  に向つた部分は左巻きのらせん転位である。各々の環状転位線のうち、刃状転位とらせん転位とを結ぶ中間の部分は混合転位である。このように、F-R 源から転位が発生すると、逆符号の転位が、つねに反対方向に向つて前進することになる。氷が力をうけて塑性変形するのは、このようにして増殖された一連の転位が表面を通過して外部に散逸することによって迂りをおこす結果であると考えるのである。

## (2) 集合 (複合) フランク・リード源

第 3 図 **b** の転位網のうち、底面に含まれる転位線  $G'H'J'$  は、単一の転位線ではなく、2 本の転位線  $G'H'$ ,  $H'J'$  が  $H'$  点で連結したものである。転位線  $G'H'J'$  の点、 $G'$ ,  $H'$ ,  $J'$  は、底面内にはない転位線  $B'G'$ ,  $TH'$ ,  $H'V$ ,  $J'J$ ,  $J'K$  などによって連結されているので、上と同様の考えにより、それぞれ不動点である。紙面を底面としたばあいの転位線  $G'H'J'$  を第 4 図 **b** に示した。第 3 図 **b** では、点  $H'$  で転位線が折れ曲つているが、ここでは、 $\overline{G'H'}$ ,  $\overline{H'J'}$  が一直線上にのつている単純化したばあいについて考えてみよう。ただし、これら 2 本の転位線のパーガース・ベクトル  $\mathbf{b}$  は同一とする。  $H'$  点を通り、紙面に垂直な上下の方向に、それぞれ、転位線  $TH'$ ,  $H'V$  が連結している。  $H'$  点におけるこのような転位線の連結のしかたは、パーガース・ベクトルが  $\mathbf{b}$  の転位線  $G'J'$  と、 $-\mathbf{b}$  の転位線  $TV$  が  $H'$  点で交叉したばあいの連結と同一である。

簡単のため、 $\overline{G'H'} = \overline{H'J'} = l$  とする。底面内に応力  $\tau = Gb/l$  が働くと、転位  $G'H'$ ,  $H'J'$  はともに第 4 図 **a** におけると同様に、力の方向にふくらんで半円状となる (図の曲線 2, 2')。  $\tau$  が

$\tau > Gb/l$  になると、転位線はさらに外にふくらんで、曲線  $33'$  となる。2つの転位線の会合した部分(図の点線の部分)は、転位の符号が逆なために、転位が融合して消滅し、1本の転位線  $33'$  となるのである。これからのちは、転位線はあたかも、長さが  $\overline{G'Y'} = 2l$  の F-R 源  $G'Y'$  から発生したように外方に向かってふくらみつけ、図の曲線を  $44'$ ,  $55'$  へて再び  $11'$  にもどる。転位線  $11'$  は、上と全く同じ経過をたどって次々に環状の転位を増殖する。このように、2本の転位線  $G'H'$ ,  $H'Y'$  からなる転位  $G'H'Y'$  は、1個の F-R 源  $G'Y'$  と全く同じ働きをする。ただ、不動点  $H'$  のない F-R 源  $G'Y'$  は、応力  $\tau$  が  $Gb/2l$  をこえると増殖活動をはじめますが、F-R 源  $G'H'Y'$  が活動するには、その2倍の  $\tau = Gb/l$  の応力を要する点でちがっている。

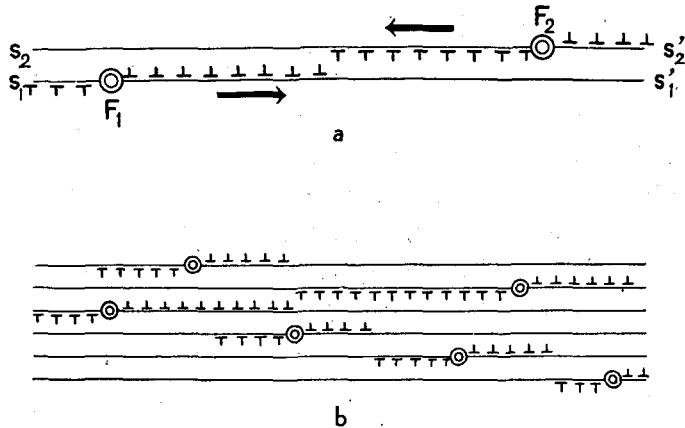
第3図 **b** の転位線 FEDCK も全く同様にして、あたかも1個の F-R 源 FK から転位が増殖されるように振舞う。このように、いくつかの転位が、集合してできた大きな F-R 源は、Granato-Lücke<sup>19)</sup> の考えた「ピン止めされたフランク・リード源」に相当し、氷の内部摩擦に大きな関係をもつと思われる。

### (3) 同一底面内に2個以上の F-R 源があるばあい

同一底面上に2個以上の F-R 源を含み、それらが同時に増殖活動を行なっているばあい、発生した2組以上の転位群は、底面内を移動するうちに、どこかで会合するはずである。簡単なばあいとして、2個の F-R 源が同一底面内に存在するときを考えると、それは丁度、第4図 **b** の転位  $G'H'Y'$  において、転位  $G'H'$  と転位  $H'Y'$  が遠く離れて存在するばあいに相当する。従って、これら2個の F-R 源の相対位置がどうであろうとも、2つの F-R 源から出た転位群が会合するときは、逆符号同士の転位がぶつかるために、転位は次々に消滅してしまう。このような転位の消滅(annihilation)がおこるため、第4図 **b** の転位線 EFG におけると全く同様に、これら2個の F-R 源は、1個の F-R 源しか存在しなかったときと全く同等の効果しか与えない。第4図 **c** にこのときの過程を模型的に示した。同一底面内に3個以上の F-R 源が含まれているばあいも、同様にして、1個の F-R 源と等価であることがわかる。

### (4) ごく近接する2つの底面内にフランク・リード源が存在するばあい

第5図 **a** に示したように、互にごく近接する2つの底面  $S_1S_1'$ ,  $S_2S_2'$  内のそれぞれに、F-R 源  $F_1$ ,  $F_2$  があり、ともに転位を増殖しているばあいを考えよう。 $F_1$  から発生した正の双状転位群と  $F_2$  から発生した負の双状転位群とは、図に示す位置までは互に近づきうる。それ以上近づくと、転位間に斥力が働くために、一般にこれらの転位群は、互にすれちがって進行することはできない。このため、F-R 源  $F_1$ ,  $F_2$  間には次第に転位が蓄積され、その量がある程度以上に達すると、蓄積された転位からの逆応力が働くために、F-R 源  $F_1$ ,  $F_2$  はともに活動を停止し、増殖機能を失ってしまうことが知られている。このような効果は、 $F_1$ ,  $F_2$  を含む底面間の距離が小さいほど大きく現われる。第5図 **b** に示したように、F-R 源が近接する多数の底面内に1つつつ含まれているばあいには、これらの F-R 源は事実上増殖作用が不可能となり、迂り変形にほとんど寄与しえないと考えられる。



第5図 ごく近接する底面内にF-R源が存在するばあいの、  
転位群同士の相互作用

- a ごく近接する2つの底面 $S_1S_1'$ 、 $S_2S_2'$ 上にそれぞれ、F-R源 $F_1$ 、 $F_2$ が存在し、転位を増殖するとき、 $F_1$ から出た正の刃状転位と、 $F_2$ から発生した負の刃状転位との間に斥力が働くため、図に示した位置以上に互いに近づきえない。
- b ごく近接する多数の底面(実線)上にそれぞれ、F-R源(二重丸印)が含まれているばあい、各F-R源から発生した異符号の転位同士の間に斥力が働くため図に示したような状態に達すると、各転位群は動けなくなり、F-R源は活動を停止する。

以上、いろいろなばあいのF-R源の活動について考えてきたが、本節のはじめにのべたように、氷の迂りが $10\mu$ ていどの間隔をおいて顕著におこるのは何故であろうか。

第1に考えられることは、氷に存在する転位網が、第3図aに示した模型に近いことである。 $10\mu$ ていどの厚さの単元層と単元層との境界附近にF-R源が集中的に分布し、単元層内部には全然含まれていないために、迂りは単元層間の境界でしかおこりえない。

第2には、F-R源はすべての底面内に比較的均一に分布しているが、前項(4)でのべたような転位群同士の相互作用がいたるところでおこるために、大部分のF-R源は事実上不活性となってしまう。たまたま、何の妨害もなく、円滑に転位を増殖しうるF-R源が、平均 $10\mu$ ていどの間隔でしか存在しないとすると、迂り線も $10\mu$ ていどの間隔で強く現われる。

このほか、不純物の影響なども考えられるが、より詳細なことに関しては、迂り線の微細構造を電子顕微鏡で調べないとわからないであろう。

## IX. ま と め

アラスカの氷河で採取され、当研究所に運ばれた、良質の単結晶氷の大きな塊から、厚さ $1\sim 2\text{mm}$ の長方形の薄片を切り出し、それを用いて、単結晶氷の塑性変形に関する基礎実験を行なった。この薄片を一定の歪速度で塑性変形させて反抗力曲線を求めるとともに、氷の単結晶におこる種々の物理的変化を顕微鏡の下で観察した。実験はすべて、 $-10^\circ\text{C}$ の低温実験室内で行なった。

この報告 I では、実験方法、得られた反抗力曲線の概略をのべるとともに、反抗力曲線を解析するための準備として、氷における転位、転位網、転位の増殖源などについて、とくに詳しくのべた。これらのことをまとめると次のようなことがいえる。

### (1) 氷の反抗力曲線

単結晶氷の薄片を塑性変形させてえられた反抗力曲線を、第 2 図に示した。反抗力曲線の形は、薄片に与える歪速度  $\dot{\epsilon}$  の大小によって変化する。 $\dot{\epsilon}$  が + 数%/hr 以上のとき、力は、第 2 図の直線 I に示したように、急激に増大し、ついには、脆性破断をおこして、急に 0 に戻る。これは、完全弾性体が示す反抗力の変化と同じである。

$\dot{\epsilon}$  が数%/hr 以下のとき、反抗力は、はじめ 0 から直線的に増大するが、力の増加率は次第に増少し、やがて、ある値  $\sigma_Y$  に達すると、力は横ばい状態となる。これは、完全塑性体が示す反抗力の変化に類似している。 $\sigma_Y$  の値は  $\dot{\epsilon}$  の大小に従って変化し、 $\dot{\epsilon}$  の増大とともに  $\sigma_Y$  も増加する。

### (2) 氷の沁り面

氷は、結晶底面 (0001) で沁ることは、古くからよく知られた事実である。逆に、氷の沁り面は底面だけであろうか。そこで、筆者は底面に沁りの原因となる剪断応力が働かないような方法で、引張りおよび曲げ試験を行なって、このことをたしかめてみた。その結果、氷の底面は、唯一の沁り面であることがわかった。

### (3) 氷における転位

氷の塑性変形に関するいろいろな実験事実を説明するために、金属その他の結晶におけると同様、氷にも転位という格子欠陥が存在すると考えた。ただし、ここでは、通常の転位理論における転位の概念が、そのまま氷にも適用できると仮定し、氷の転位の具体的な形態や物理的性質については、別の機会にゆづった。

### (4) 氷の転位網模型

氷に転位があるとすれば、安定状態において、転位は、転位網をくんでいる可能性が大きい。その簡単な模型として、第 3 図 a に示したような、六角柱転位網を考えた。これは、転位線がすべて、底面か柱面内に含まれているとした極端に単純な模型である (六角柱の一辺の長さは、報告 III でのべるように  $10 \mu$  のていどである)。实在の結晶では、ピラミッド面その他の面内にも転位線が存在しうることを考慮して作ったのが、第 3 図 b の模型である。

### (5) 氷の転位密度

第 3 図 a の六角柱転位網を用いて、氷の転位密度を求めたところ、 $10^6/\text{cm}^2$  の値をえた。これは、樋口らが氷の表面につくった蝕像の表面密度の  $10^6/\text{cm}^2$  に一致する値である。蝕像が転位の露頭に 1 対 1 に対応する可能性はかなり大きい。筆者の求めた転位密度と、蝕像の表面密度とが一致するということは、六角柱転位網が、かなり実際のものに近いことを示す 1 つの支持になると思われる。

### (6) 転位の増殖源(フランク・リード源)

底面内に含まれ、その両端が底面以外の面に含まれる転位線で連結されている転位は、転位の増殖源として著名なフランク・リード源(F-R源)となりうる。たとえば、第3図bの転位線A'B'がこれである。F-R源は、報告II以下でのべるように、氷の塑性変形に対して、大きな役割を演ずる。しかし、2個以上のF-R源の相対的な位置によっては、これらF-R源が、本来の機能を果たさないこともありうる。その簡単なばあいについて考えてみた。

i 同一底面内に2個以上のF-R源が存在するばあいには、転位の消滅作用のため、1個のF-R源しか含まれていないときと等価であることを示した(第4図c)。特別なばあいとして、2個以上のF-R源が連結したばあいも考え、これを「集合フランク・リード源」と名づけた(第4図b)。集合F-R源は、同じ長さの通常のF-R源と同じ働きをするが、それを活動させるに要する臨界剪断応力がちがう。

ii ごく近接する2つの底面内にF-R源が存在するばあい、F-R源から発生した転位群同士の相互作用によって、転位が移動できなくなる(第5図a)。その結果、それらのF-R源は、ある程度以上転位を増殖することが不可能となり、増殖源としての機能を失ってしまう。

おわりに、終始御指導をいただいた吉田順五教授に厚く御礼致します。また、討論、批判していただいた原子力研究所の鈴木秀次博士に感謝致します。実験の試料に用いた単結晶氷は北大理学部の東晃助教授からいただいたものである。御好意に感謝します。

なお、この研究に費した費用の一部は、文部省の科学研究費から支出された。

### 文 献

- 1) 木下誠一 1958 積雪における変形速度と変形式との関係 II. 低温科学, 物理篇, **17**, 11-30.
- 2) たとえば, Landauer, J. K. 1955 Stress-strain relations in snow under uniaxial compression. *Jour. Appl. Phys.* **26**, 1493-1497.
- 3) 若浜五郎 1960 積雪の薄片を応用した積雪の組織と内部歪の研究 I. 低温科学, 物理篇, **19**, 37-71.
- 4) 若浜五郎 1960 積雪の薄片を応用した積雪の組織と内部歪の研究 II. 低温科学, 物理篇, **19**, 73-95.
- 5) Jellinek, H. H. G. and Brill, R. 1956 Visco-elastic properties of ice. *Jour. Appl. Phys.*, **27**, 1198-1209.
- 6) 若浜五郎 1958 氷の曲げ試験. 低温科学, 物理篇, **17**, 87-97.
- 7) 吉田順五・若浜五郎 1961 氷の転位の模型. 低温科学, 物理篇, **20**, 29-56.
- 8) Stephens, R. W. B. 1958 The mechanical properties of ice II. The elastic constants and mechanical relaxation of single crystal ice. *Advances in Physics*, **7**, 266-275.
- 9) Nakaya, U. 1958 Mechanical properties of single crystals of ice, I. SIPRE Research Report, **28**, 1-44.
- 10) Truby, F. K. 1955 Hexagonal microstructure of ice crystals grown from the melt. *Jour. Appl. Phys.*, **26**, 1416-1420.
- 11) Higuchi, K. 1958 The etching of ice crystals. *Acta Metallurgica*, **6**, 636-642.
- 12) Muguruma, J. 1961 Electronmicroscope study of etched ice surface. *Jour. Electronmicroscope*, **10**, No. 4 (In press).
- 13) Bryant, G. W. and Mason, B. J. 1960 Etch pits and dislocations in ice crystals. *Phil. Mag.* **5**,

1221-1227.

- 14) Granato, A. and Lücke, K. 1956 Theory of mechanical damping due to dislocations. *Jour. Appl. Phys.*, **27**, 583-593.

(註) 一般的な参考書としては

橋口隆吉 1955 結晶転位論. 岩波講座, 現代物理学, 岩波書店, 東京.

Cottrell, A. H. 1953 *Dislocations and plastic flow in crystals*. Oxford.

Read, W. T. Jr. 1953 *Dislocations in crystals*. McGraw-Hill Book Company, New York.

### Résumé

Experiments on lateral extension and compression were made with thin rectangular plates (1-2 mm thick and 2-5 cm × 1 cm in area) cut out of single crystals of ice brought from Mendenhall glacier in Alaska to the author's Institute. The cut was so made that the crystallographic principal axis (c-axis) of the ice crystal always lays in the plane of the plate, the angle  $\theta$  between the c-axis and the direction of stress (=the direction of the lateral extension or compression) being different from one plate to the other. The experiments were of the type of constant strain rate, that is, the ice plates were extended or compressed in such a way that their strain  $\epsilon$  was increased at constant rates. The apparatus for the compression experiments was the same as that used previously by the author in compression tests of thin sections of snow (Fig. 1 of Reference 4), while the extension experiments were conducted by means of the apparatus schematically shown in Fig. 1 of the present text. In that figure S is the plate of ice placed just below the objective lens of a polarising microscope. The right and left ends of the plates were frozen to the specimen holders  $A_1$ ,  $A_2$  and the holder  $A_1$  was moved towards the left by a synchronous motor through two reduction gears. Simultaneously with the observations through the microscope of the changes occurring in the ice crystal, the stress induced by the extension was electrically recorded through transducer T of strain gauge type. All the experiments were made in a cold room kept at the temperature of  $-10^\circ\text{C}$ .

In Fig. 2 of the text are schematically shown the stress-time curves which the ice plate of  $\theta$  between  $20^\circ$  and  $45^\circ$  gives when extended or compressed at constant strain rates  $\dot{\epsilon}$  of different magnitudes. When  $\dot{\epsilon}$  is relatively large, that is, when  $\dot{\epsilon} > 12-13\%/hr$ , the stress  $\sigma$  in the ice plate rises rapidly as indicated by curve I and drops instantly to zero at the moment it reaches point  $A_1$ , with cleavage fractures appearing on the basal planes or on the prism planes of the ice crystal. If  $\dot{\epsilon}$  is lessened to 3-4%/hr the stress  $\sigma$  comes to change with time as shown by curve II. After attaining  $\sigma_Y$ , the value of yield stress, at point  $B_2$ , the stress  $\sigma$  remains at that value even though the strain  $\epsilon$  keeps increasing, and begins to relax at point  $C_2$  when the strain  $\epsilon$  is made to stop increasing. Curve II shows that the single crystal of ice behaves like a perfect plastic body provided it is strained at a rate below some certain critical value. But this perfect plasticity should not be understood in the sense of the mathematical theory of plasticity, because the value of yield stress  $\sigma_Y$  is here dependent upon the values of the strain rate  $\dot{\epsilon}$ . As seen from curve II and

curve III which are given at so small a strain rate as less than 1%/hr, the yield stress becomes smaller and smaller as the strain rate  $\dot{\epsilon}$  is lessened.

It is the general belief that with ice crystals the basal planes make the only slip planes. The results of the following experiments made by the author in such a way that no shear stress comes out on the basal planes of the ice crystals also confirm that belief. In one series of experiments the plates of ice crystal were extended in the direction of ( $\theta=0^\circ$ ) or perpendicular to ( $\theta=90^\circ$ ) the c-axis, but through the microscope no sign of any slip could be seen in the body of the ice crystals during the extensions until cleavage fractures finally appeared on the basal planes or on the prismatic planes. The pyramidal planes and both the pyramidal and prismatic planes were subjected to shear stresses respectively in the cases of  $\theta=0^\circ$  and  $\theta=90^\circ$ . Therefore, if slips were to occur on those planes, they should have been seen under the microscope. In another experiment a thick slab of single crystal of ice (17 cm  $\times$  2.3 cm  $\times$  0.65 cm) supported at its two ends was loaded 3.3 kg at its centre. The c-axis lay horizontally and perpendicular to the long edges of the plate so that the prismatic planes were subjected to a shear stress as large as 1.65 kg/cm<sup>2</sup>. But no slip was seen anywhere within the slab.

As is well known, slips within crystals generally occur on account of the movement of dislocations in the slip planes. Therefore it will be natural to think that also with ice crystals the slips on their basal planes are due to dislocations. But the dislocations are not to be confined to the basal planes; there can be dislocations on other planes such as prismatic and pyramidal planes although they are unmovable and consequently ineffective in causing slips. On the basis of such a point of view the author tries to develop a theory on the plasticity of ice crystals in the following sequence of papers.

It is assumed that the dislocation lines within ice crystals make three dimensional networks as shown in Fig. 3 of the text. Network **a** is composed of dislocation lines running in the basal and prismatic planes, their lengths being  $l$  and  $h$  respectively. The density of dislocations is given by  $(10 l)/(3\sqrt{2} l^2 h)$ . Network **b** is the network **a** so modified that some dislocation lines come to lie in the pyramidal planes. In either model of the dislocation network the movable dislocations lying in the basal planes are fixed at their both ends by being linked with the unmovable dislocations located in the other planes. Then the movable dislocations have the character of a multiplying source of dislocations (Frank-Read source) and, if the basal planes are subjected to shear stresses, they produce by multiplying themselves new loops of dislocation one after another to cause large slips on the basal planes as shown in Fig. 4 **a**.

The loops of dislocation generated from different Frank-Read sources located in the same basal plane interfere with one another. The segments  $G'H'$ ,  $H'J'$  in Fig. 4 **b** and the segments  $F_1$ ,  $F_2$  in Fig. 4 **c** represent respectively pairs of Frank-Read sources located in the same basal planes. At first the dislocations start from the different sources separated from each other but soon they unite themselves to form single loops, which means that the pairs of sources act together in effect as single sources. Dislocations in different basal planes also interfere if the basal planes are positioned close to one another. In Fig. 5 parallel straight lines represent basal planes looked at sideways and double circles Frank-

Read sources. T-marks and inverted T-marks are dislocations generated from the Frank-Read sources. The sequences of dislocations in the neighbouring basal planes cease advancing when the heads of the sequences come to be above and below as shown in the figure.