

# 伝熱研究

1990  
April  
Vol. 29  
No. 113

Journal of Heat Transfer Society of Japan

— 〈特集：地球スケールの熱と伝熱〉 —

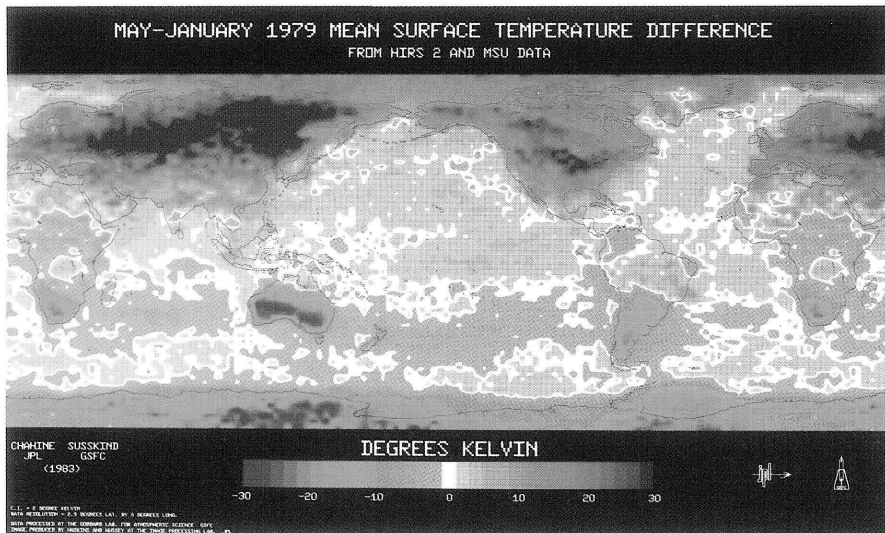
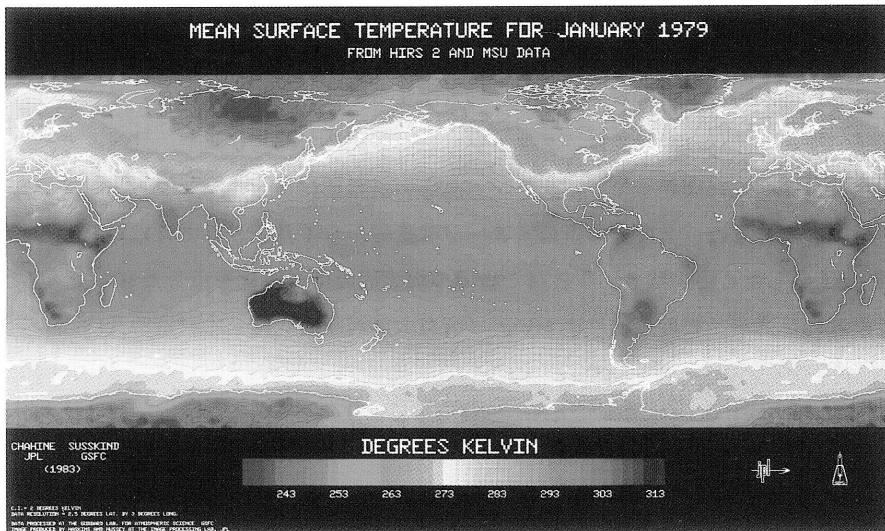
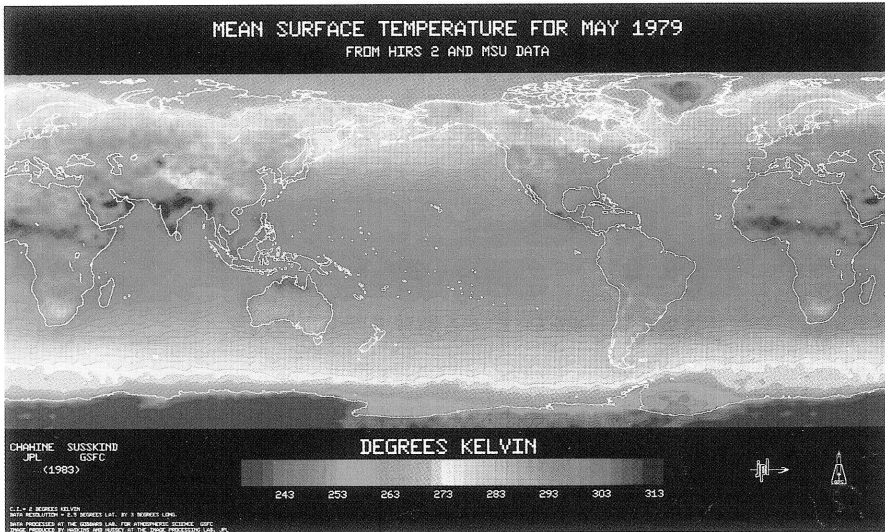
- 特集にあたって ..... 編集委員会
- 地球内部における熱と物質の輸送 ..... 井田 喜明(東 大)
- 熱流体としての大気と海洋 —基本構造のスケッチ—  
..... 木村 竜治(東 大)
- 大気大循環と熱輸送 ..... 住 明正(東 大)
- 地球温暖化問題の現状 ..... 松野 太郎(東 大)
- 海底の熱水鉱床 ..... 小林 和男(東 大)
- 彗星の加熱と表面活動 ..... 藪下 信(京 大)
- 地球の形成と熱 ..... 松井 孝典(東 大)

〈編集後記〉

- 第28期「伝熱研究」編集後記 ..... 服部 賢(長岡技科大)

## 日本伝熱研究会第28期（平成元年度）役員

会 長		藤 井 哲（九 大）
副 会 長	（無任所） （事務担当）	相 原 利 雄（東北大） 黒 崎 晏 夫（東工大）
地方連絡幹事	北 海 道 東 北 関 東 東 海 北陸信越 関 西 中国四国 九 州	金 山 公 夫（北見工大） 太 田 照 和（東北大） 笠 木 伸 英（東 大） 藤 田 秀 臣（名 大） 竹 越 栄 俊（富山大） 芹 澤 昭 示（京 大） 菊 地 義 弘（広 大） 深 野 徹（九 大）
幹 事 （23名）	岸 浪 紘 機（室工大） 相 場 眞 也（秋田高専） 島 田 了 八（石巻専修大） 植 田 洋 匡（公害研） 矢 野 歳 和（石播重工） 北 村 健 三（豊橋技大） 梅 村 晃 由（長岡技大） 鳥 越 邦 和（ダイキン） 平 井 秀 一 郎（阪 大） 栗 間 諄 二（山 口 大） 大 田 治 彦（九 大） 三 塚 正 志（日本文理大）	杉 山 憲 一 郎（北 大） 稲 村 隆 夫（東北大） 秋 山 光 庸（宇都宮大） 河 村 洋（東理大） 吉 澤 善 男（東工大） 長 野 靖 尚（名工大） 平 田 哲 夫（信州大） 浜 口 八 郎（神戸大） 矢 田 順 三（京都工織大） 水 上 紘 一（愛媛大） 茂 地 徹（長崎大）
監 査（2名）	稲 井 信 彦（東 芝）	庄 司 正 弘（東 大）
「伝熱研究」編集委員長		服 部 賢（長岡技大）
第27回日本伝熱シンポジウム準備委員長		架 谷 昌 信（名 大）



### 気象衛星 NOAA による地球表面温度の測定

ここに示すイメージは、パサディナのジェット推進研究所およびグリーンベルトのゴッダード宇宙飛行センターの研究者からなる NASA の研究チームが気象衛星 NOAA からの赤外およびマイクロウェーブデータを解析し、求めたもので、地球全体の表面温度を示す global map としては世界で最初のものである。この図は摂氏温度2度間隔の color contour として示されている。上段のイメージは5月の様子を表し、北半球、南半球が各々温暖な季節および寒冷な季節へ移り変わり始めていることを示している。南米南端のウェール海は凍結し始め、南水洋は完全凍結している。一方、北半球では、グリーンランド中央部で凍結が残り、北米、シベリア、中央アジアでは温暖化に向かっている。インド北部の高温部はモンスーンシーズンの到来の前触れを表している。また、上段と中段のイメージの比較から1月と5月では地球全体の平均温度が2.3度上昇したことになる。下段はこの間の海表面温度の変化を示したものであるが、陸表面温度の変化に比べ、その変化は小さい。(東京大学海洋研究所 木村竜治氏提供)。

# 伝 熱 研 究

## 目 次

### <特集：地球スケールの熱と伝熱>

特集にあたって .....	編集委員会 .....	1
地球内部における熱と物質の輸送 .....	井田喜明(東 大)...	2
熱流体としての大気と海洋 —基本構造のスケッチー .....	木村竜治(東 大)...	14
大気大循環と熱輸送 .....	住 明正(東 大)...	25
地球温暖化問題の現状 .....	松野太郎(東 大)...	33
海底の熱水鉱床 .....	小林和男(東 大)...	44
彗星の加熱と表面活動 .....	藪下 信(京 大)...	55
地球の形成と熱 .....	松井孝典(東 大)...	70

### <編集後記>

第28期「伝熱研究」編集後記 .....	服部 賢(長岡科大)...	80
----------------------	---------------	----

### <地方研究グループ活動報告>

北海道研究グループ講演会 .....	金山公夫(北見工大)...	81
九州研究グループ講演会 .....	深野 徹(九 大)...	82

### <お知らせ>

第28期(平成元年度)総会のお知らせ .....	85
第27回日本伝熱シンポジウム .....	86
INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOWS '91-TSUKUBA .....	99
International Symposium on TURBULENCE MODIFICATION IN MULTIPHASE FLOWS .....	100
関東地方研究グループ主催・第2回トピカルワークショップ .....	101
北陸信越伝熱セミナー(富山) .....	102
第11回日本熱物性シンポジウム論文発表申込要領 .....	103
混相流レクチャーシリーズ「基礎から最前線まで」第5回 .....	104
混相流シンポジウム'90(第9回)講演論文募集 .....	105
「伝熱研究」の原稿ワープロ化のお願い .....	107
Typing Instructions of Contributors to Journal of Heat Transfer Society of Japan .....	109

# Journal of Heat Transfer Society of Japan

Vol.29, No.113, April, 1990

## CONTENTS

### <Special Issue : Heat Transfer and Thermal Environmental Problems of Global Scales>

Preface on the Special Issue	
..... Editorial Board .....	1
Heat and Mass Transport in the Earth's Interior	
..... Toshiaki IDA (Univ. of Tokyo) .....	2
Atmosphere and Ocean as a Thermal Fluid -A Sketch of Their Structures	
..... Ryuji KIMURA (Univ. of Tokyo) .....	14
Atmospheric General Circulation and Heat Transport	
..... Akimasa SUMI (Univ. of Tokyo) .....	25
Present Status of Research on "Global Warming"	
..... Taroh MATSUNO (Univ. of Tokyo) .....	33
Hydrothermal Polymetallic Ore Deposits in the Ocean Floor	
..... Kazuo KOBAYASHI (Univ. of Tokyo) .....	44
Heating and Surface Activity of Comets	
..... Shin YABUSHITA (Kyoto Univ.) .....	55
Early Thermal State of the Earth	
..... Takafumi MATSUI (Univ. of Tokyo) .....	70
<Postscript by the Editor> .....	80
<Report on the Local Group Activities> .....	81
<Announcements> .....	85

地球環境やエネルギー、資源をはじめとし、経済、情報、生活、そして文化に至るまで、地球規模での共有化が進み、地球スケールの自然界の出来事に人々の関心が今日ほど強く向けられている時代はかつてなかったように思われる。今や、地球を取り巻く自然界における出来事が我々の日常生活に直接的、間接的に深く影響を及ぼし、また一方で我々の生活形態や諸活動が地球を取り巻く環境に大きくフィードバックするようになった。最近では、特に、フロンその他の物質によるオゾン層の破壊と共に、過度の化石燃料の燃焼による炭酸ガス放出が原因となって起こる地球環境の破壊が世界各国の注目を浴びており、何れも今後益々重大な問題となることが予想される。従って、伝熱あるいは熱工学に携わる研究者や技術者にとって、地球規模の伝熱現象や循環、あるいは地球そのものにおける様々な輸送現象に無関心ではいられなくなった。

本特集号では、以上のような観点から、地球スケールの熱と伝熱に関する解説を中心とした特集を企画することとした。特に、

- (1) 地球ないしは宇宙スケールの熱と伝熱に関する興味ある新鮮な話題の提供をお願いする、
- (2) 熱あるいは伝熱現象そのものを直接研究対象としていない他研究分野の研究者の立場での熱や伝熱との係わり、およびそれら研究分野での熱または伝熱現象が果たす役割、重要性を平易に解説して頂く、
- (3) それらの解説を通して伝熱研究の在り方や、今後の研究課題に関連し、示唆や情報を積極的に提供して頂く、

などを企画の狙いとし、地球や宇宙形成における熱の発生と伝熱の果たした役割、地球内部における熱流体、地球表面層としての海洋と大気における循環など、ショートレンジ、ロングレンジの話題を含めて、いくつかのテーマを設定し、各々の分野の第一線でご活躍中の先生方に執筆をお願いした。

今回ご執筆頂いた先生方は、どなたも大変お忙しい立場におられるにも拘わらず、本特集号のための執筆をご快諾下さいました。また、各々の解説を通して貴重な資料やデータをご提供頂きました。この場を借りて、厚く御礼申し上げる次第です。

## 地球内部における熱と物質の輸送

井田喜明（東大地震研究所）

### 1. はじめに

地球上で見られる現象の多くは、生命の活動も含めて、エネルギー源を主に太陽に仰いでいる。しかし、地球の内部も、エネルギーの尽きた屍ではない。それを如実に示す現象は、火山の噴火であろう。赤熱する溶岩の噴出は、地下に溶鉱炉のような活動が存在することを、まざまざと見せつける。また、地震の発生は、力学的な歪としてエネルギーが蓄積されている証拠である。もっと息の長い現象としては、大陸の移動やプレートの運動がある。地球の内部は、まさに生きている熱機関である。ただ、地下深部は直接のぞき見ることができないだけに、その状態には不明な部分も多い。地球内部における熱や物質の輸送について、その実態がどのように解明されているかを、概観してみよう。

地球の半径約 6400 km の内、中心から約 3500 km は、鉄の固溶体で構成される核である。核は、固体状態にある内核と、液体状態でそのまわりを囲む外核からできている。核の外側はマントルで、それを構成する岩石は、珪酸塩鉱物や酸化物の形態をとる。マントルの表面を、更に地殻が薄く（大陸下で平均約 40 km、海底下で 7 km）おおっている。地殻もマントルも、液体状態のマグマを含むことがあるが、基本的には固体である。

### 2. 熱伝導

岩石は、どちらかといえば、熱を伝えにくい物質である。その熱伝導は、常温付近ではフォノン伝導で支配され、温度とともに低下する。しかし、マントルに対応する 1000℃ 以上の温度では、フォトン伝導の寄与が加わるために、熱伝導率はほぼ一定になり、更に高温では増加する傾向をもつ。上部マントルを代表するカンラン石という鉱物についてみると、1200℃ 付近で熱伝導率はほぼ  $4 \text{ W/m} \cdot \text{K}$  になる。比熱が約  $10^3 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$ 、密度が  $3300 \text{ kg/m}^3$  なので、熱拡散率は  $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  の大きさになる。地殻やマントルを構成する他の鉱物についても、熱伝導率は、ほぼ  $1 \sim 10 \text{ W/m} \cdot \text{K}$  の範囲におさまる。

熱伝導率がこの程度の大きさであるために、地球内部における熱伝導の役割には制限がある。一般に、ある時間内に熱伝導によって熱を輸送できる範囲は、時間に熱拡散率をかけ、平方根をとって得られる程度の距離である。マントルにこれをあてはめて、熱拡散率  $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  と、地球の年齢 45.5 億年を代入してみると、この距離は約 400 km になる。従って、熱伝導だけでは、地質学的な長い時間をかけても、地球のごく一部にしか熱を伝えることが出来ない。そこで、全地球的な規模のエネルギーの輸送は、熱伝導以外の機構、すなわち何らかの物質移動を伴う。

勿論、地球の一部分をながめれば、熱伝導が主役をしめる現象も多い。その一例として、海洋プレートの冷却をとりあげよう。プレート・テクトニクス理論によれば、海底に長い尾根をつくる中央海嶺では、新しい海洋プレートが次々と誕生し、両側に広がっていく。生まれた瞬間には、プレートの温度は上から下まで高温状態にあったはずである。ところが、海底を移動



する過程では、最上部の温度は、海水の温度（約 4℃）に固定される。従って、プレートは、時間とともに上の方から冷却されていく。プレートの生産は十分に速いので、水平方向の温度差は鉛直方向に比べて小さい。そこで、深さ方向だけを考慮した 1 次元の熱伝導方程式を、プレートが出来た時の温度を初期条件とし、最上部における温度を境界条件として解けば、プレート内の温度分布を、時間の関数として決めることができる。

このようにして得られたプレートの温度変化は、2つの観測事実と比較できる (Parson and Sclater, 1977)。そのひとつは地殻熱流量で、観測の立場からは、海底直下の温度勾配から見積もられる (図 1)。理論的には、地殻熱流量は、温度分布を深さで微分することにより求まり、プレートの年齢 (中央海嶺で生まれてから経過した時間)  $t$  の平方根の逆数 (すなわち  $t^{-1/2}$ ) に比例する。もうひとつの観測事実、海底の水深 (海面と海底の距離) である (図 2)。水深は、中央海嶺から離れるにつれて深くなるが、その変化は、冷却に伴うプレートの熱収縮によるものと考えられる。そう対応づければ、水深は、温度の降下量を深さ全体にわたって積分して、それに熱膨張率をかければ得られ、その結果は  $t^{1/2}$  に比例する。図 1 と図 2 に示すように、観測事実、理論的に予測される関係を、大局的には満足する。ここで重要なことは、地殻熱流量や水深が、中央海嶺からの距離ではなく、プレートの年代に一義的に依存することである。例えば、東太平洋海嶺と大西洋中央海嶺の間には、プレートの拡大速度に数倍の違いがあるが、年齢を用いたプロットでは、データは同じ曲線にのってしまう。

詳細にみると、図 1 や図 2 には、理論と観測の間に系統的な不一致も見られる。まず、中央海嶺の比較的近傍で、地殻熱流量の観測値が理論値より小さくなる。これは、地殻浅部に熱水循環があって、熱伝導以外の方法で、熱が輸送されているためである (Anderson, 上田, 1979)。すなわち、温度勾配から見積もられる地殻熱流量の観測値は、全体の熱輸送の一部だけをとりえている。一方、年代の古い海底は、水深が理論値よりも浅くなる傾向にある。この理由として、マンツルの温度が 100km 程度の深さでどこでも一定に保たれるためとか、プレート

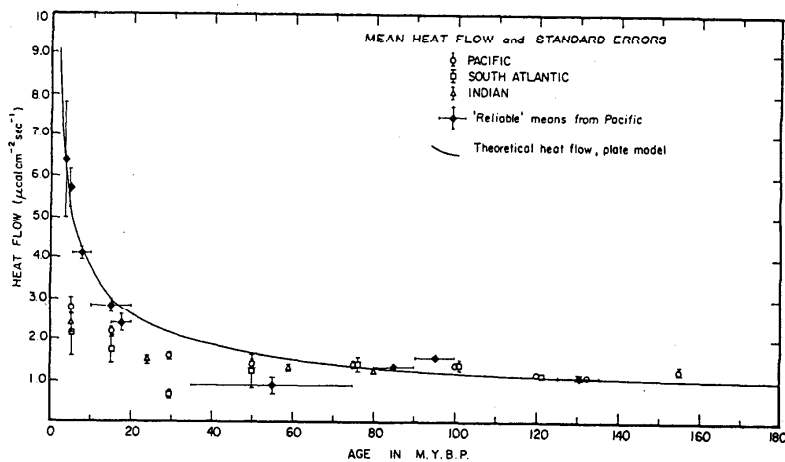


図 1. 海底の年代と地殻熱流量の関係。曲線は、海洋プレートの冷却から計算した理論値を示す。観測値は、太平洋、南大西洋、インド洋のデータと、太平洋の平均値である (Parson and Sclater, 1977)。

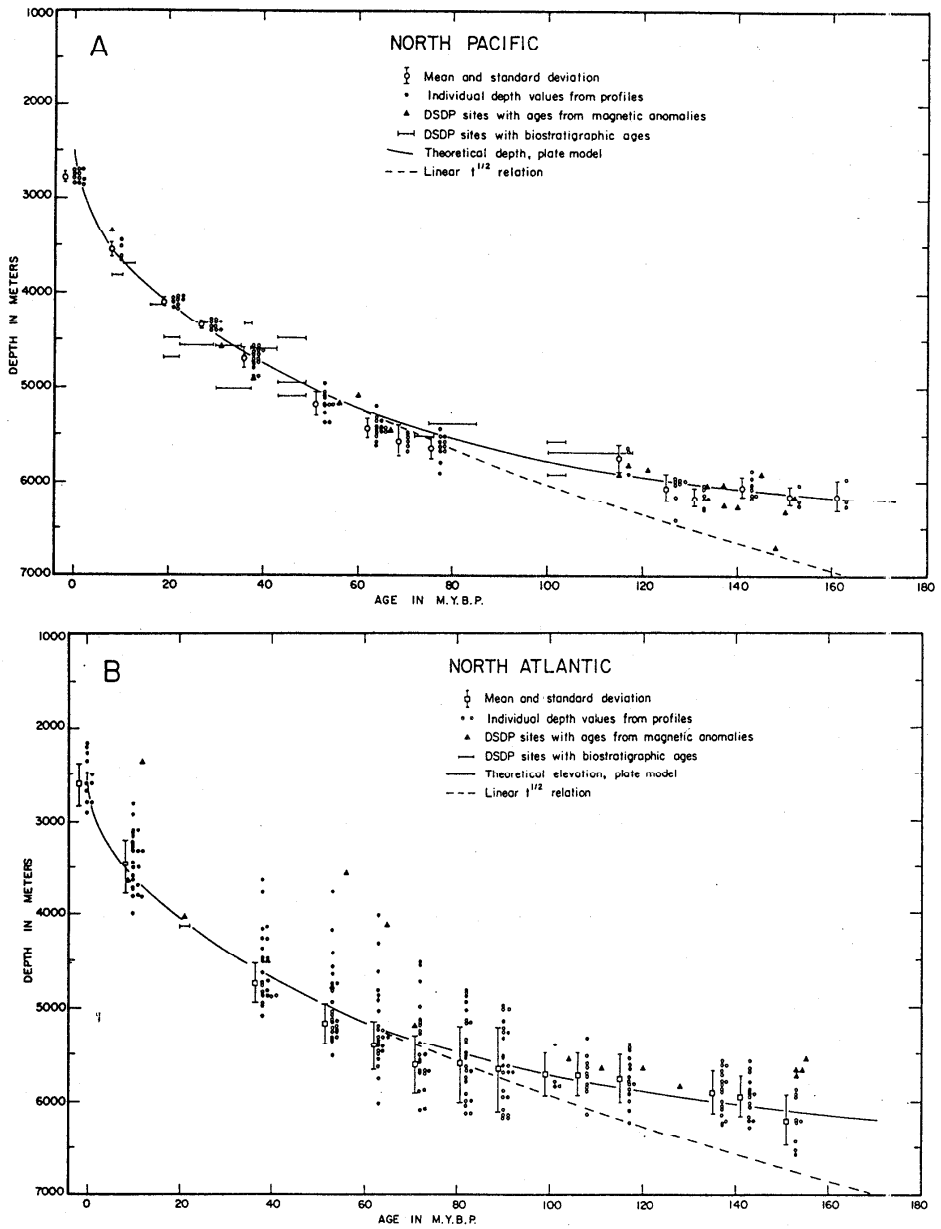


図2. 海底の年代と水深の関係。海洋プレートの冷却から計算した理論曲線を、北太平洋 (A) と北大西洋 (B) の観測値と比較して示す (Parson and Sclater, 1977)。

の下で対流による熱輸送があるためとか、様々な機構が提案された。一方で、海山など海底に後からつけ加わった地形を取り除けば、本当の水深は、理論値と一致するという主張もある。

海洋プレートは、単に冷却されるだけでなく、その底で液相から成長して、年代とともに厚くなるという考えもある。確かに、プレートが中央海嶺の下で一瞬にして形成されるという仮定は、余りにも数学的で、理想化されすぎている。実際のプレートの形成には、ある程度の時間がかかることは間違いない。しかし、成長がいつまでも続くためには、プレートとの底にどこでも液相が存在する必要があるが、それは必ずしも保証されていない。

大陸下では、プレートの熱的な構造が、海洋程よく理解されていない。大陸地殻は放射性元素などの発熱源を豊富に含むが、その定量的な見積もりが難しい。また、大陸の形成史は複雑で、地域差も大きい。地震波の伝播速度からみると、大陸プレートの下は、海洋プレートの下より低温の状態にある。

### 3. マグマの移動

何らかの意味で物質の移動を伴うような熱輸送は、熱伝導に比べると、ずっと効率よく熱を運ぶことができる。その代表的な機構は、物質全体が関与する熱対流であるが、それについては次節で述べる。部分的に含まれる流体が熱を運ぶ現象の例として、海洋地殻内部の熱水循環について、前節で触れた。熱水の活動は、陸上でも地熱地帯などでごく普通にみられる。熱水によるエネルギーの輸送は、地熱発電などの形で利用されてもいる。

地球の内部で熱を輸送する液体には、熱水の他にマグマがある。マグマは、地表まで到達すると、噴火を起こし、火山をつくる。地下で固結する場合も、地殻につけ加わって、その一部を構成する。海洋地殻は、プレートが沈みこむときに、地球の内部に戻っていくが、大陸地殻の方は、地球の表層に固定される。従って、大陸地殻の形成は、マントル物質の非可逆的な分化過程である。地球内部で発熱源となるような放射性元素の多くは、この分化過程の結果として、大陸地殻に濃集する。

マグマが発生するのは、上部マントルの 200 km よりも浅い部分であろう。マグマを生む機構としては、マントルの上昇流の役割が重要視されている。マントル対流等により、数十 km よりも大きなスケールで上昇流が起きれば、岩石の熱伝導からみて、上昇途中で周囲に逃げる熱は、ほとんど無視できる。従って、岩石の温度は、上昇流の中で断熱温度勾配に沿って、ゆっくりと下降する。それに比べると、圧力の減少に伴う融点の降下は、ずっと急速に進むので、最初の温度によっては、上昇途上のどこかで温度は融点と交差し、結晶の間に融液が発生する。

マントルの物質は、複数の鉱物から構成される多成分系なので、その融解は、共融系の相平衡図に支配される。すなわち、最初に融解が発生する温度は、どの構成鉱物の融点よりも低い。また、そのとき生ずる融液の組成は、マントルの平均的な組成と異なり、おそらく、最も豊富に噴出する玄武岩質マグマと類似なものになる。このような部分融解で生ずる融液の量は、通常数パーセントであろうと予測される。融液は、最初は鉱物間の結晶境界に孤立して分布するが、融解が進行して、融液同志がお互いに連結されると、浸透流として鉱物間を流れることが可能になる。浸透流は、融液と結晶の密度差、すなわち浮力を原動力として、上方にむかう。

融液が結晶境界からぬけ出して、マグマとして集積するためには、周囲の結晶が変形して、融液を固体からしぼり出す過程が必要になる。この過程を記述するのは、融液ばかりではなく、固体媒質の流動も許すような浸透流の理論である ( McKenzie, 1984 )。この理論では、媒質の

粘性は、流体よりもずっと大きいと仮定してよい。図3は、この理論の応用例で、中央海嶺の下で、融液が固体の岩石とどのように分離していくかを、計算した結果である（Ribe, 1987）。上昇流の中で発生した融液は、地表に近づくとき、岩石とは別の経路で流れる。すなわち、岩石は両側に分かれてプレート形成するのに対し、融液は中央海嶺の直下に集積して海洋地殻をつくる。

流動する媒質中の流れで興味深いのは、非線型波動ソリトンの存在である（井田, 1987）。理論的な考察と平行して、二相流体を用いたモデル実験も試みられたので（Scott et al., 1986）、その結果を図4に示す。この実験では、あらかじめ透明な水槽にはちみつを満ちておく。そこに水にうすめて着色した更に低密度、低粘性のはちみつを、水槽の底から流しこみ、定常的に上昇する円管流をつくる。流しこむ液量をパルス状に増加させると、ソリトンに対応するふくらみができ、管に沿って上方に移動していく。移動の速度は、ふくらみが大きくなる程速くなる。時間をずらして大小のソリトンをつくり、それらを衝突（ここでは追い越し）させたのが、図4である。衝突後再び2つのふくらみに分離し、各々のふくらみがソリトンとしての独立した実体をもつことが示される。ただし、衝突で質量が厳密に保存されるのは、ふくらみが無限小の極限だけである。

パイプ状の通路をマグマが上昇する場合に、周囲の岩石が流動すれば、この実験のようにソリトンが存在する。通路が網の目状に分布する浸透流の場合も、ソリトンは発生する。ソリトンの存在は、マグマがひと塊にまとまって上昇してくる可能性を示しており、火山活動の間欠性を説明する機構としても興味深い。

#### 4. マントル対流

地質や古生物などにわたる様々な証拠に基づいて、A. Wegener が大陸移動説を提案したのは、1912年のことである。ところが、彼の提案した大陸を動かす原動力に、物理的な無理があったために、この説は長い間受け入れられなかった。その後、A. Holmesにより、大陸移動の原動力として、マントル対流が提案された。また、海底が生産され、移動することを示す新しい事実が次々と見つかり、大陸移動説は、プレート・テクトニクスに含まれる形でよみがえった。プレート・テクトニクスによれば、中央海嶺で生まれたプレートは、水平に移動した後に海溝

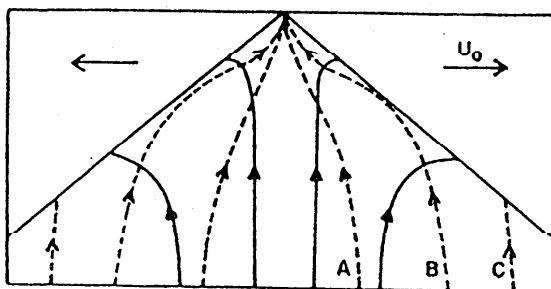


図3. 中央海嶺の直下におけるマグマの集積過程。実線は固体岩石の、また点線は融液の流れを示す（Ribe, 1987）。

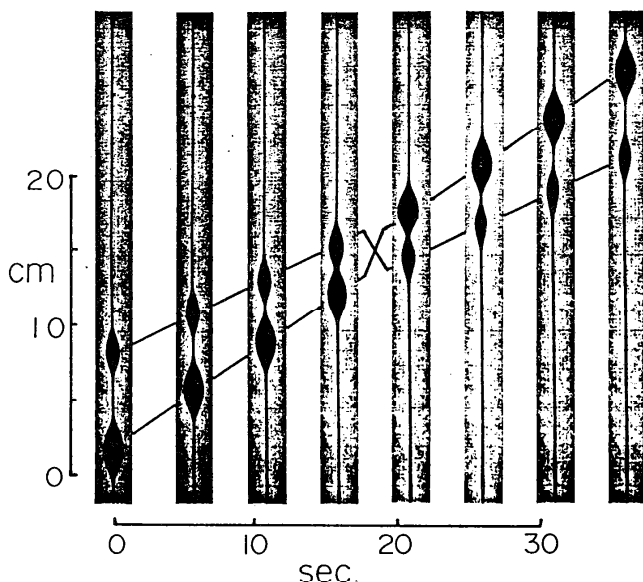


図4. 二相流体中のソリトンの衝突実験 ( Scott et al., 1986 )

で沈みこむ。マントル対流との関連では、対流の最上部を構成する層が、プレートに対応すると解釈された。しかし、この解釈にはいくつかの問題があり、長い間地球科学者を悩ましてきた。

問題のひとつは、プレートの形や大きさが多様性に富む点である。比較的単純なレイリー・ベナル型の熱対流を考えると、対流のセルは規則的で、その縦横比は1から大きくはずれない。そこで、厚さ 2,900 km のマントルで対流がおこれば、それと同程度の広がりをもつプレートが、地表をほぼ一様におおうと期待される。ところが、現実のプレートの中には、それよりずっと大きい太平洋プレートから、ずっと小さいココス・プレートまで、様々なものが分布する。

別な問題として、中央海嶺の安定性がある。海底に残された地磁気の縞模様などを頼りに、海底の形成と拡大の歴史を詳しく調べてみると、中央海嶺は、海底を連続的に移動したり、不連続にジャンプしたりすることがあった。場合によっては、中央海嶺は、海溝まで移動して沈みこんでしまうことさえある。このようなふるまいは、対流のわき出し口にふさわしくないようにみえる。

更に、ホット・スポット火山との関連も問題になる。火山の大部分は、プレートの境界に沿って分布する。ところが、中央海嶺からも海溝からも離れたプレートの中央部にも、ハワイの様に大きな火山は存在する。このようなホット・スポット火山は、プレートの運動と無関係に同じ位置に固定されており、その起源は、マントル深部から上昇してくる高温の物質、マントル・プルームにあると考えられる。プレート・テクトニクスとマントル対流に関するこれらの問題に、明解な解答は現在も得られていない。しかし、マントル対流の研究は着実に進歩しており、問題のいくつかには、解決の糸口も見えはじめた。

固体であるマンツルの流動は、結晶内に含まれる転位や空孔が移動したり、結晶境界がすべったりすることにより達成される。従って、マンツルの実効的な粘性率は、気体や液体よりもずっと大きく、 $10^{21}$  Pa.s 程度と見積もられている。厚さ 2900km のマンツル全体にこの粘性率を仮定すると、レイリー数は  $10^7$  程度になり、鉛直方向の温度差によって熱対流が開始する臨界レイリー数より、4 桁程大きい。レイリー数がこのような大きな値をとる場合には、上下の境界面付近に温度勾配が集中して、熱境界層ができる。地表面を移動するプレートは、マンツル対流上面の熱境界層と位置づけられる。熱境界層内部で進行する主要な物理過程は、既にプレートの冷却についてのべた様に、熱伝導である。

固体結晶の流動は、大きな活性化エネルギーをもち、極めて強い温度依存性を示すので、冷却されたプレートの粘性率は、マンツルの中でも異常に大きな値をとる。地球の表面が剛体的なプレートでおおわれているというプレート・テクトニクスの基本概念は、このようなレオロジーに基礎をおいている。プレートの変形様式の中では、粘性流動よりも、むしろ弾性、塑性破壊の効果が顕著である。表層部の流動しにくさは、マンツル対流の形態にも影響を及ぼし、プレートの幾何学的な多様性の原因になるという考えもある。別な可能性として、プレートの多様性は、マンツル対流の特性を反映したものであるという考えもある。

マンツル対流の実態に近づくためには、大きなレイリー数の下で、対流が示す性質を究明しなければならない。そのような計算機シミュレーションの一例を、図 5 に示す ( Hansen and Ebel, 1988 )。この計算結果をみると、初期条件によっては、対流は定常状態に到達せず、時間とともに変遷する途上で、縦横比の異なる様々なセルが出現する。この計算結果のように、マンツル対流は非定常であり、プレートの多様性も、そこに起因する可能性がある。

対流の数値計算では、長方形の内部に閉じこめた 2 次元的な流れが、通常扱われる。ところが、計算機や計算技術の進歩により、球殻状のマンツルの形状もとり入れた 3 次元的な流れが、計算できるようになった ( Bercovici et al., 1989 )。メモリの制限のために、現段階の計算で仮定されるレイリー数は、現実のマンツルより 1 桁以上小さいが、定性的には興味深い結果が得られている。そのひとつは、流れの形態である。すなわち、表面から内部に向かって下降するのは、2 次元的な広がりをもつ板状の流れであるのに対し、上昇流は、プルーム状、あるいは煙突状になる。このような差は、上面と下面で表面積が違うために生ずる。

この計算結果によれば、マンツル対流の基本的な要素は、プレートの沈みこみに対応するような下降流と、ホット・スポット火山に対応するような上昇流である。中央海嶺との対応は、計算結果のどこにも出てこない。そこで、中央海嶺は、マンツル対流に根ざすものではなく、プレートの沈みこみに伴う張力の結果として、地表付近に 2 次的に作り出された裂け目であると解釈できる。このような解釈は、中央海嶺が不安定な存在であることを、うまく説明する。なお、マンツルの底は断熱的として、内部だけに発熱源をおいた計算では、プルーム状の上昇流は顕著でなくなる。ホット・スポット火山の存在は、底からの熱の供給が、マンツル対流に重要な役割を果たしていることを示唆する。

プレート運動との対応を更に詳細につけるためには、マンツル対流の計算に、もっと現実に近いレオロジーをとり入れる必要がある。岩石のレオロジーには、強い温度・圧力依存性の他に、応力と速度勾配の関係が非線型になるという特徴もある。2 次元的な対流について、このような効果を考慮した計算例は既にあるが ( Christensen and Yuen, 1989 )、3 次元的な計算にそれをとり入れることは、今後の課題である。

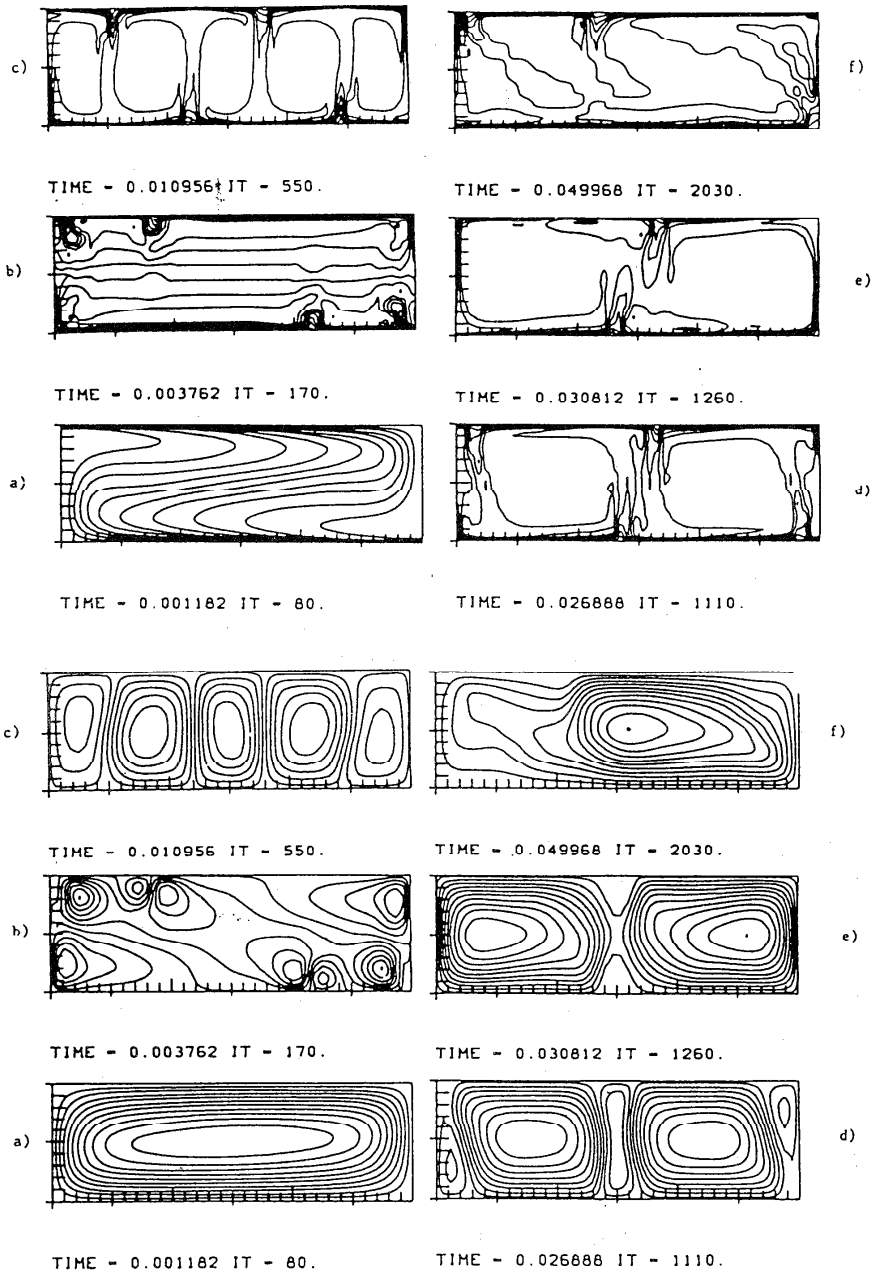


図5. レイリー数が  $10^6$  のときの非定常な対流。上の図は温度の、また下の図は流線の分布を示す。上下の面は温度が一定、左右の面は断熱的で、力学的には全て自由境界面である ( Hansen and Ebel, 1988 )。

マンツルのダイナミクスに関する進歩は、観測の側にも現われた。すなわち、地震学的なトモグラフィにより、地震波速度の3次元的な分布が求まり、マンツル内部の各点で、温度や流線の推測が可能になってきた。また、重力やジオイドの正確な分布が、人工衛星の観測から得られる様になり、質量の分布や力学的な平衡に関して、新しい情報源となった。理論と観測の進歩により、マンツル対流の研究は、新たなステージに入ろうとしている。

## 5. マンツルと核の相互作用

固体のマンツルと液体の外核が接する核・マンツル境界は、物理的な性質からみても、化学組成からみても、地球の内部で最も著しい不連続面である。マンツル対流は、ここにもう一つの熱境界層をもち、核からの熱を吸収して、マンツル・プリユームを発生させる。マンツルの底には、地震波速度の深さ依存性が異常で、水平方向にも不均一な層が、200 ~ 300 kmの厚さにわたって存在することが、地球内部の構造に関する初期の研究で既に見出されており、D'層と名づけられた。ちなみに、D層とは深さ1000 km以深の下部マンツル全体を指す言葉である。一方、外核の流体運動は、地球の磁場を形成する原動力であり、磁場の原因論からみても、核とマンツルの相互作用は本質的である。

地震学的なトモグラフィは、核・マンツル境界にも新しい光をあてている。例えば、境界付近のマンツルを伝わる地震波の速度には、図6に示すような不均一があることが、定量的に求められた (Dziewonski, 1984)。この結果を見ると、南太平洋直下のマンツル深部には顕著な低速度があり、そこが周囲よりかなり高温であることが推定される。この高温領域は、ハワイのホット・スポット火山の発生源と対応するものであろう。一方、太平洋の周辺部には高速度が分布する傾向がみられ、プレートの沈みこみに端を発するマンツル下降流の影響が読みとれる。なお、外核の側には、顕著な地震波速度の異常は見られない。

図7は、境界面で反射する地震波を使って、核・マンツル境界の形を決めた結果である (Morrelli and Dziewonski, 1987)。境界面には、10kmにもおよぶ起伏が見られる。地震波速度の分布 (図6) と比較してみると、境界面がもり上がっている部分には低速度が、逆にへこんでいる部分には高速度が対応する傾向がある。

マンツルの底における地震波速度の異常や、核・マンツル境界の起伏は、境界付近の温度に場所による高低があり、力学的なつりあいも、対流の起動力や粘性抵抗を含めて、動的に保たれていることを示唆する。ところが、定量的に検討してみると、境界の速度異常と起伏は、温度分布や力学的な効果だけで説明するには、大きすぎるという (Lay, 1989)。そこで、何らかの化学組成の不均一も、境界面付近に存在することが予測されている。化学的な不均一があるとすれば、それは、マンツル対流の原因や結果である可能性があり、また、核の成長やマンツルの分化など、地球の長期的な進化と関係している可能性がある。いずれにせよ、今後の展開が楽しみな研究分野である。

地球の磁場は、外核内部の流体運動が、電磁場や地球の回転と相互作用をしながら、自己励起的に発展した結果として発生する。磁極の方向は、過去に何度も逆転したが、もっと短い数百年間でみても、磁場には永年変化とよばれる時間変化がある。地上で観測される永年変化の分布を、適当な仮定を用いて核・マンツル境界まで戻してみると、顕著な変化を示す場所は、境界付近の地震波速度 (図6) が低い部分に多く見られる (Gubbins, 1988)。このことは、温度分布などマンツルの底の状態が、外核の対流のパターンを規定し、磁場の変動や逆転を支配伝熱研究 Vol. 29, No. 113



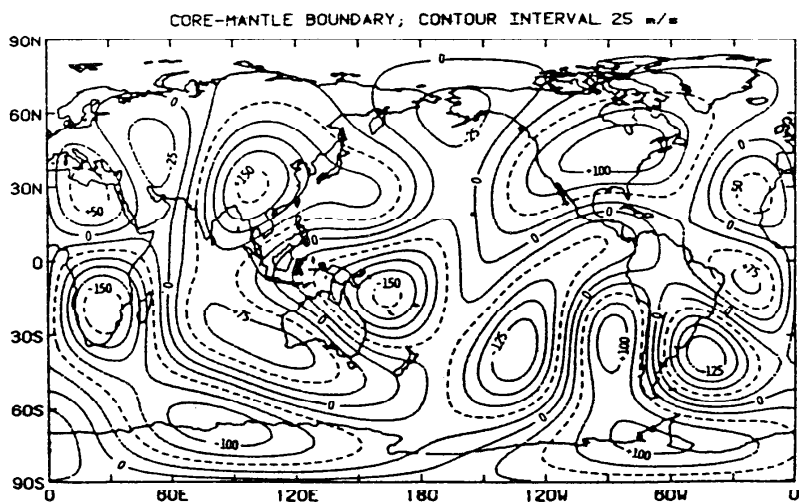


図6. 核・マントル境界付近におけるマントルの縦波速度の異常。正の値は、速度が基準値より大きいことを意味する ( Dziewonski, 1984 )。

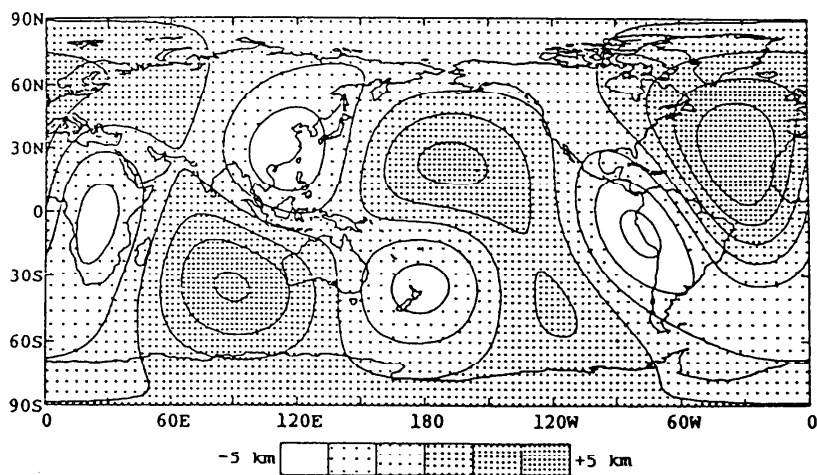


図7. 核・マントル境界の起伏。正の値は、境界面が基準よりもり上がっていることを意味する ( Morelli and Dziewonski, 1987 )。

している可能性を示唆する。

このようなマントルからの影響はあるにしても、磁場を発生させる対流の起動力は、核の内部に求めなければならない (Olson, 1989)。対流のエネルギー源としては、放射性元素による発熱、内核の成長で解放される重力エネルギーなどが提案されているが、定量的な検討は今後に待たれる。

## 6. 結び

1960年代に確立されたプレート・テクトニクスは、固体地球科学が関与してきた各種の現象を、プレートの生成、移動、消滅と関連させて、統一的に理解することを可能にした。プレート・テクトニクスの限界は、それが球面上の幾何学と運動学に留まった点である。ところが、その限界をのりこえて、地球内部の物質やエネルギーの流れを解明しようとする研究が、最近極めて活発である。この勢いでいくと、地球内部の状態や物理過程に関する教科書は、ここ数年の間に、完全に書き換えられることになるかもしれない。多少気になるのは、このような研究に対して、日本国内の科学者の寄与が、余り大きくない点である。同じことは、プレート・テクトニクスが発展をとげていた時点にも指摘された。しかし、これは単なる偏狭なナショナリズムで、要は、真理の探究が人類のどこかで進めばよいのかも知れない。

## 文献

- Anderson, R. N., 上田誠也 (1979): 海底地殻熱流量—特に地殻内の地熱水循環について, 科学, 49, 99-107.
- Bercovici, D., G. Schubert and G. A. Glatzmaier (1989): Three-dimensional spherical models of convection in the earth's mantle, Science, 244, 950-955.
- Christensen, U. R. and D. A. Yuen (1989): Time-dependent convection with non-Newtonian viscosity, J. Geophys. Res., 94, 814-820.
- Dziewonski, A. M. (1984): Mapping the lower mantle: Determination of lateral heterogeneity in P velocity up to degree and order 6, J. Geophys. Res., 89, 5929-5952.
- Gubbins, D. (1988): Thermal core-mantle interactions and time-averaged paleomagnetic field, J. Geophys. Res., 93, 3413-3420.
- Hansen, U. and A. Ebel (1988): Time-dependent thermal convection— a possible explanation for a multiscale flow in the Earth's mantle, Geophys. J., 94, 181-191.
- 井田喜明 (1987): マグマ・ソリトン, ながれ, 6, 150-159.
- Lay, T. (1989): Structure of the core-mantle transition zone, EOS, 70, 49-59.
- McKenzie (1984): The generation and compaction of partially molten rock, J. Petrol., 25, 713-765.
- Morelli, A. and A. M. Dziewonski (1987): Topography of the core-mantle boundary and lateral homogeneity of the liquid core, Nature, 325, 678-683.
- Olson, P. (1989): Toroidal flow in the outer core and the thermal regime below the core-mantle boundary, Geophys. Res. Lett., 16, 613-616.

- Parson, B. and J. G. Sclater (1977): An analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age, *J. Geophys. Res.*, 82, 803-827.
- Ribe, N. M. (1987): Theory of melt segregation — a review, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 33, 241-253.
- Scott, D. R., D. J. Stevenson and J. A. Whitehead, Jr. (1986): Observations of solitary waves in a viscously deformable pipe, *Nature*, 319, 759-761.

## 熱流体としての大気と海洋—基本構造のスケッチ

木村竜治（東大海洋研究所）

### 1. はじめに

熱流体とは、熱源・冷源を与えられた流体である。重力場があれば浮力が働き、熱対流が生じる。その結果、熱が熱源から冷源に向かって運ばれる。熱流体の内部の温度分布、対流の運動形態、熱伝達の効率がどうなるかというようなことは、伝熱工学の重要な研究対象になると思われるが、同時に、地球物理学の興味深い研究対象でもある。なぜなら、地球が熱流体だからである。地球の内部の流体（マントル、液体核）も、地球の外部の流体（大気、海洋）も熱流体である。本特集では、地球の内部について井田氏の解説があるので、本稿では、地球の表面をおおう大気と海洋の特徴について述べてみたい。といっても、大気と海洋の構造をそれぞれについて述べるのであれば、教科書的になって面白くない。私自身は、大気と海洋の力学的類似性に興味を持っているので、大気と海洋を比較しながら2つの熱流体を見るとどのように見えるのか、という点に焦点を当てて話をしてみよう。

### 2. 地球をおおう2つの流体

言うまでもなく、大気は海洋の上に重なっている。正確に言えば、大気は地球全体をおおい、海洋は地球表面の7割をおおうから、全体の7割が重なっていると言うべきであるが、ここでは、必要がなければ、大陸の存在を忘れて考察を進めることにする。まず、大気と海洋の存在量を確認しておこう。大気の上端をはっきり定義することは難しいが、海面上に積もった断面積  $1\text{cm}^2$  の気柱の重さは約1kgである。これに対して、その気柱の下にある同じ断面積の海水柱の重さは、平均水深4kmに対して、400kgである。大気より400倍も多い。空気の比熱 ( $1\text{J}\cdot\text{g}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ) に対して水の比熱は約4倍もあるから、大気と海洋が同じ温度にあれば、蓄えられる熱量は海洋のほうが、1000倍以上大きいということになる。大きな熱容量をもった液体の上に小さな熱容量をもった気体が積もっているわけである。

大気も海洋も太陽エネルギーによって暖められていることは言うに及ばないが、加熱の仕組みは意外に複雑である。ここでは、大気的全質量の8割が集中している対流圏の大気と海洋の暖まり方を比較してみよう。

地球内部から沸き出る熱量（地殻熱流量）は  $50\text{mW}/\text{m}^2$  程度、地表面の風による摩擦熱は（粘性消散率を  $10\text{m}^2\cdot\text{s}^{-3}$ 、熱が発生する範囲を地表から1mまでの高さとして）  $10\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$  程度になるので、普通は太陽放射（ $100\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ 程度）に対して無視する。

対流圏に降り注ぐ太陽放射エネルギーのほとんどは可視光線である。ところが、大気組成の99%を占める窒素と酸素分子は可視光線に対して透明である。光を素通しにするわけだから、いくら強い可視光線が降り注いでも、直接、光によって暖まることはない（空気が透明だからこそ、遠くの景色が見えるとも言える）。そればかりではなく、窒素と酸素分子は（地球から放射される）赤外線に対しても透明だから、対流圏の大気的主要成分は、放射過程によって加熱されない。

一方、海水は可視光線を吸収する。コップの中に入れた海水が透明に見えるのは、単に吸収量が少ないからである。可視光線が70mも海中に潜れば、99%の放射エネルギーが海水に吸収されてしまう。このことは、太陽放射によって水深100mより深い海水を直接加熱することができないことを意味する。太陽放射によって直接加熱できるのは海洋表層の海水だけであって、大気も海洋の主要部分も加熱されない。それでは、このような仮想的な大気・海洋系の温度分布はどの様にして決められるのであろうか。

### 3. 大気の暖められ方

大気は海面から熱を貰う。熱の一部は熱伝導で海水から大気に移り（顕熱）、一部は水の蒸発にともなう気化熱として大気に移る（潜熱）。顕熱による加熱によって大気中に対流が起こる。この現象はガス台の上に置かれたやかんの中の水の対流と似ている。しかし、違うところもある。やかんの水は全体が攪拌されるが、大気は、対流圏の下層を占める対流圏の大気だけが攪拌される点である（といっても、全空気分子の8割は対流圏の内部に存在する）。それより上空の希薄な大気は太陽放射の吸収物質（オゾン）を含んでいるために気温が高く、地表面近くで浮力を与えられた空気塊は対流圏の天井（圏界面）を突き抜けて上昇することが出来ない。それ故、対流圏と成層圏が分かれるのである。

上下方向によく攪拌されたやかんの中の水は平均的に中立成層（密度一様）になってしまうが、対流圏の大気は安定な成層（非圧縮流体ならば、密度が上方ほど小さい状態）をなしている。一見パラドクシカルに思えるが、これは2つのことが原因である。第1は水蒸気の凝結による潜熱の解放が対流圏の中層で起こること、第2は地表面の加熱が一様でなく、暖かい空気が冷たい空気の上に乗るような現象が生じることである。その結果、大気は常に安定な成層を維持しているが、雲が発生しない地表面付近の大気層には、地表面が加熱される昼間だけ中立成層に近い対流混合層が発達する。夜間には、放射冷却によって地表面の温度が下がるため、大気が下層から冷却されて安定な成層になることがある（接地逆転層）。一方、積雲が発達して積乱雲になれば、雲の内部で空気が強く加熱され、地表面近くの空気が短時間の内に圏界面まで運ばれる。積乱雲は、地表近くの空気と水蒸気と熱を短時間の内に大気上層に運ぶパイプのような仕掛である（水蒸気の相変化によって熱を運ぶ点はヒートパイプに似ている）。

#### 4. 海洋の暖められ方

大気は下から加熱されるので対流が生じる。海洋は上から加熱されるから対流が起こらないように見える。初期に全体が結氷温度の海水で満たされた海洋の表面が太陽放射で加熱されたことを考えてみよう。海面が一様に加熱されるのであれば、対流は起こりそうもないが、赤道付近だけが強く加熱される場合は話は別である。もしも海水が全く動かなければ、加熱の影響は熱伝導によって下方に伝わり、暖められた部分は下向きに成長するはずであるが、重い水の中に軽い水が柱のように潜り込めば、浮力が働いて浮き上がるだろう。その結果、軽い水は海水の表面を中緯度に向けて広がり、その後を追うように重い水が海洋の深いところから浮き上がって来る。一方、軽い水が侵入した場所では、重い水が下側に押し退けられるから下降流が生じ、その結果、子午面内で海水の循環が生じることになる（海洋物理学では、鉛直面内の海水循環を「熱塩循環」という）。このような循環が生じると、加熱域の下側は上昇流になるので、熱伝導の影響が下層に及ぶのが妨げられる。即ち、加熱の影響はある程度の深さ以上には及ばないのである。すると、熱塩循環もその深さ以上には及ばない。海が十分深ければ、水面付近に熱塩循環が形成されるのみで、深海の水は静止していることになる。

実際の海水は、水面付近だけではなく、深海の水も流動している。深層水の循環が出来る原因は、赤道付近の加熱よりも高緯度における物理過程が重要であると考えられている。結氷温度付近の海水の物性はかなり微妙である。純粋な淡水であれば、 $4^{\circ}\text{C}$ で密度が最大になり、 $0^{\circ}\text{C}$ で凍る。しかし、塩水の場合は、塩分濃度によって密度が最大になる温度も結氷温度も変化する。図1はその関係を示したものである。塩分濃度の増加とともに、密度が最大になる温度も結氷温度も低下する。塩分濃度が2.5%で、2つの温度は一致し、それより塩分濃度が濃くなると、密度は温度の単調減少関数になる。海水の塩分濃度は3.5%程度であるから、密度は温度の単調減少関数である。しかし、体積膨張率は小さい（2.5%であれば、結氷温度における体積膨張率はゼロである）。その結果、温度よりも塩分濃度の変化が海水の密度変化を支配することになる。

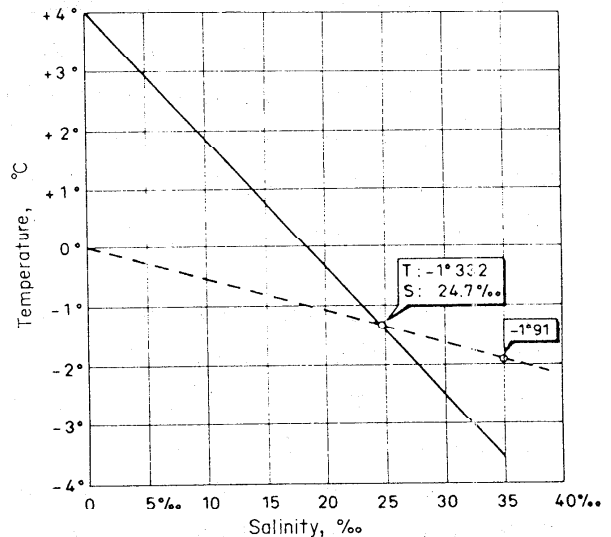


図1 海水の塩分濃度（横軸）と密度最大となる温度（実線）、氷点（破線）との関係。塩分濃度はパーミル（1/1000）で表してある。（Neil Wells, 1986: The atmosphere and ocean. Taylor & Francis の図2.3）

何が海水の塩分濃度を変化させるのであろうか。先ず、思いつくのは、蒸発と降水である。蒸発によって海面付近の塩分濃度は高くなり、海上に降水があれば塩分濃度は低くなる。河川から供給される淡水も塩分濃度を低下させる。さらに、極域で重要なのは海水の形成である。海水の中で氷が成長するとき、塩は排除される。その結果、海水のまわりの塩分濃度は高くなる。一方、海水が融ければ、そこに淡水が供給されたのと同じ効果を生む。

観測結果によれば、海水が海面から深海底まで潜り込めるのは、南極大陸の周辺とグリーンランドの沖に

限られている。南極海と北極海は地理的環境が似ているように見えるが、熱塩循環に対する役割はかなり異なっている。北極海は、まわりを大陸で囲まれ、大陸からの淡水の供給があるので海面付近の塩分が低く、そのために表層水の密度が小さいので、海面付近の水が深海底まで沈降することがない。これに対して、南極海のまわりは大西洋・太平洋に囲まれ、外洋との海水交換が盛んなために高塩分が維持され、表層水が深海底まで沈降できるのである。

### 5. 気温の分布と海水温の分布の比較

前節では定性的な原理の説明をしたので、ここでは、自然の実態を見ることにする。その際に問題になるのが季節変化である。地球の自転軸が黄道面に対して垂直でないために、1年周期で太陽放射量の緯度分布が変化する。図2は、大気が太陽放射に対して全く透明であると仮定したときに地表面に降り注ぐ太陽放射量を緯度（縦軸）と時間（横軸）の関数として示したものである。斜線部は冬の極地方で、日射が全く無いために放射量はゼロである。逆に、夏の極地方は、太陽高度が低いにも関わらず、1日中日射があるために1日で積算された放射量は最大になる。それでは、極地

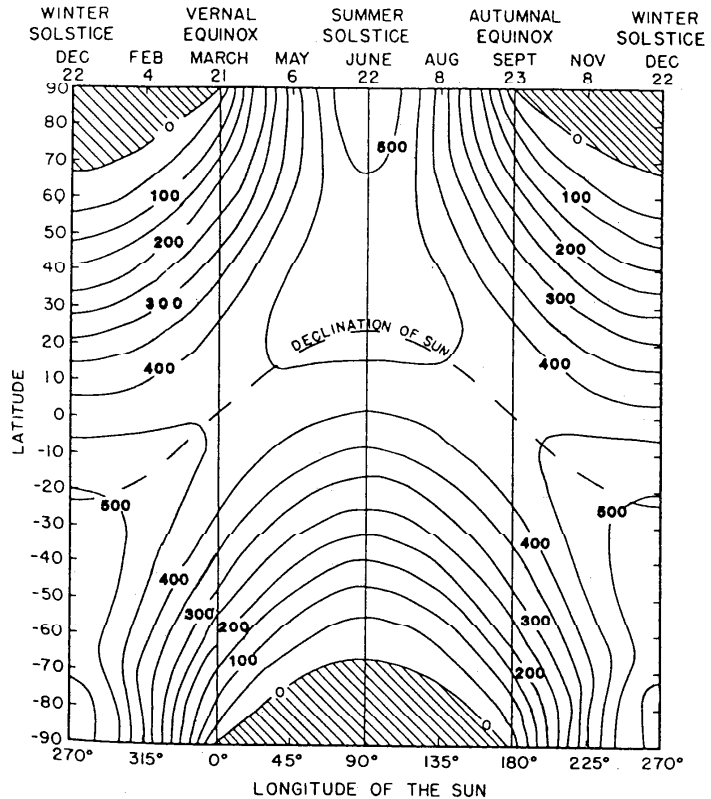
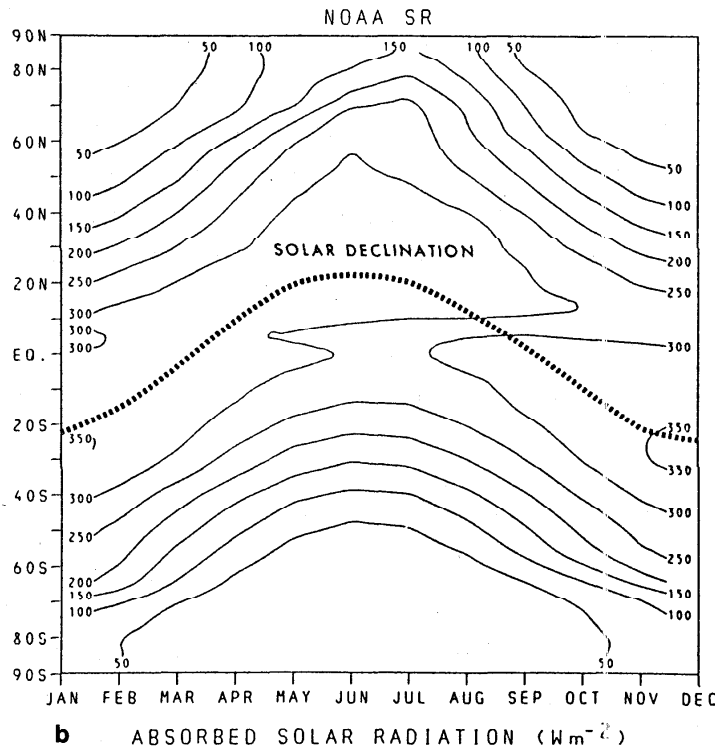
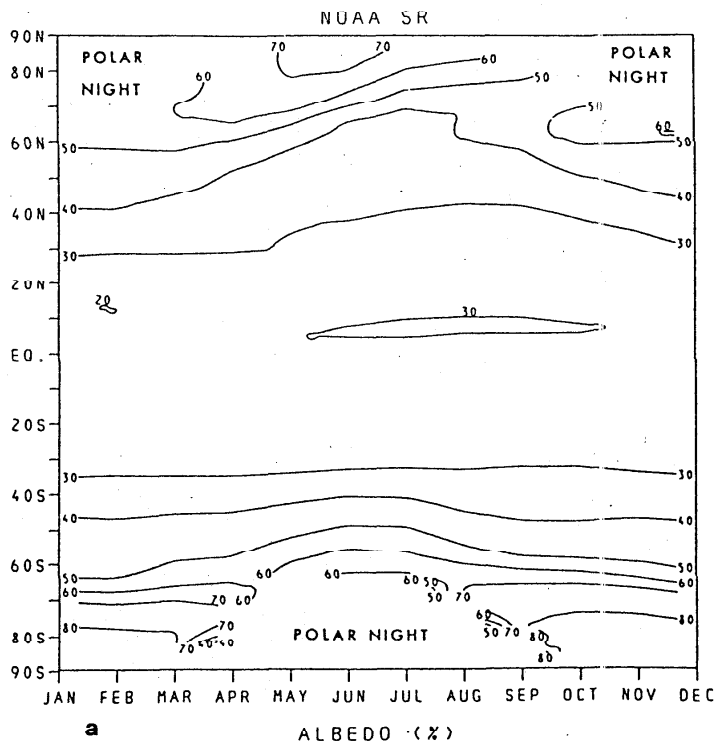


図2 大気が太陽放射に対して透明であると仮定したときに、地表面に到達する太陽放射量 ( $W \cdot m^{-2}$ ) の緯度分布の季節変化 (出典は図1と同じ。図1.3)

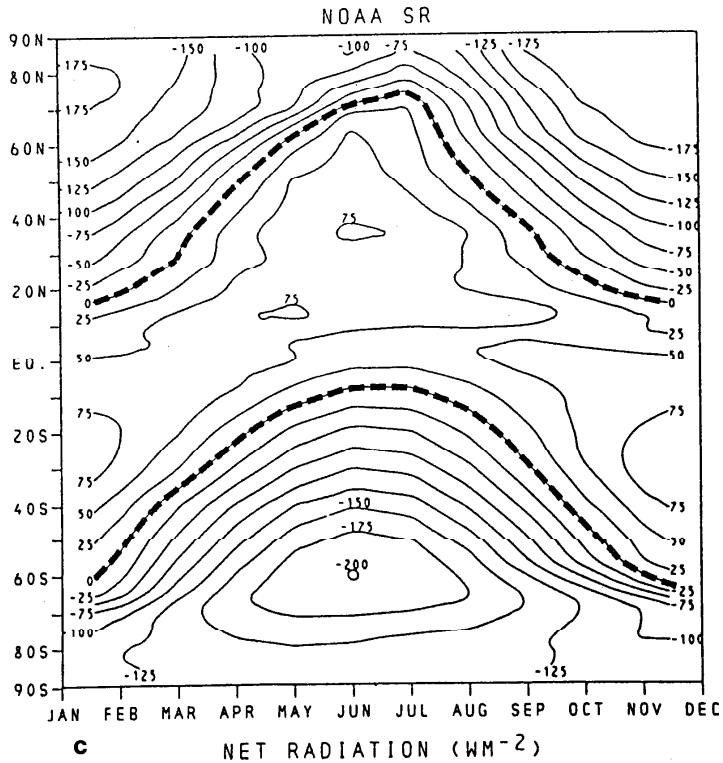
方の大気が最も加熱されるかという必ずしもそうではない。それは、極地方が氷でおおわれ、日射をよく反射するために地表面が吸収する日射エネルギーが最大であるとは限らないからである。

1974年から78年にかけて、米国の気象衛星NOAAを利用して地球全体の放射収支の観測が行われた。図3にその結果を紹介しよう。図3(a)は、緯度平均した反射率の季節平均を示したものである。地球の表面積の半分を占める南北30度より低緯度の反射率はほぼ30%であるが、それより高緯度では、緯度とともに反射率が増加している。図3(b)は、反射した部分を差し引いた日射エネルギーの緯度分布の季節変化を示したものである。図2と異なり、太陽直下点に置ける日射エネルギーが最大になっていることが分かる。あたかも、日照時間が緯度によって変化しないかのように見える結果であるが、実は反射率の緯度変化による効果なのである。図3(c)は正味放射量(地表面が吸収する





日射エネルギーから地表面が宇宙に放出する熱放射エネルギーを引いたもの)の緯度分布の季節変化を示したものである。もしも、各々の緯度帯で放射平衡が成り立てば、全ての値がゼロになるべきものであるが、極地方では、夏でもマイナスになっている。極地方の地表面は、1年を通して放射冷却で冷やされているのである。一方、赤道直下では、1年を通して日射エネルギーの超過になっている。中緯度帯では、夏に超過、冬に不足で、1年を通せば、わりあいよくバランスして



いる。いずれの場所にしろ、図3 気象衛星NOAAによって観測された (a) 反射率、(b) 地球に吸収された放射量、(c) 正味放射量(太陽放射-地球放射)の、それぞれ緯度分布の季節変化(G. Ohring, 1983: Satellite radiation observations and climate theory. Advances in Geophysics, 25の図4、6、7)を意味しているのだろうか。ごく大ざっぱに言えば、太陽放射エネルギーの緯度分布や季節変化におかまいなしに、地表面温度は地球上どこでも一定である、ということである。緯度によって温度が変化しないということは、地表面の熱伝導率が無限大であることを意味する。季節によって温度が変化しないということは、熱容量が無限大であることを意味する。実際、そのようなことはないのに、結果がそうなっているように見えるのは、大気と海洋の対流(大循環)と海のもつ熱容量のためである。

図4に大気と海洋の鉛直面内の温度の分布を比較して示す。気温の分布は、(a)北半球の冬と(b)北半球の夏を比較してある。高度30kmの付近では、気温の緯度分布の傾向が逆になっていることに注意してほしい。この高度では、放射エネルギーの大きさに応じて気温が決まるので、夏の極で最高気温、冬の極で最低気温が出現する。ところが、対流圏では夏でも冬でも、低緯度に最高気温、極に最低気温が出現する。これは、まさに、気温が熱容量の大きな海洋に支配されていることを示している。即ち、海面水温が1年平均した放射エネルギーの緯度分布に回答して決まっており、気温がその分布に回答して決まっているように見えるのである。面白いことに、海水温の緯度

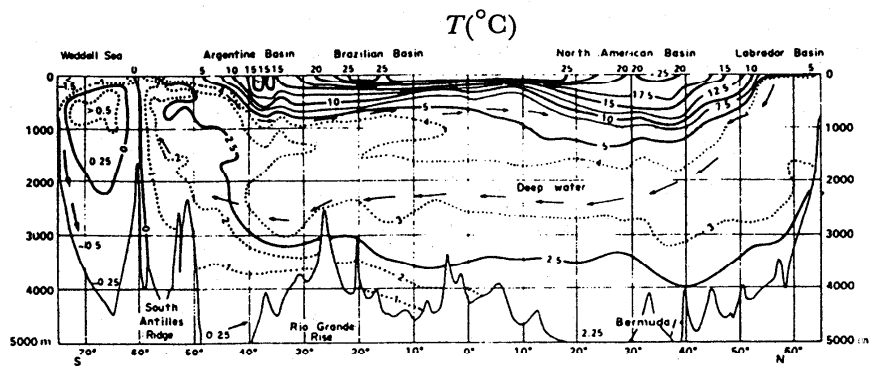
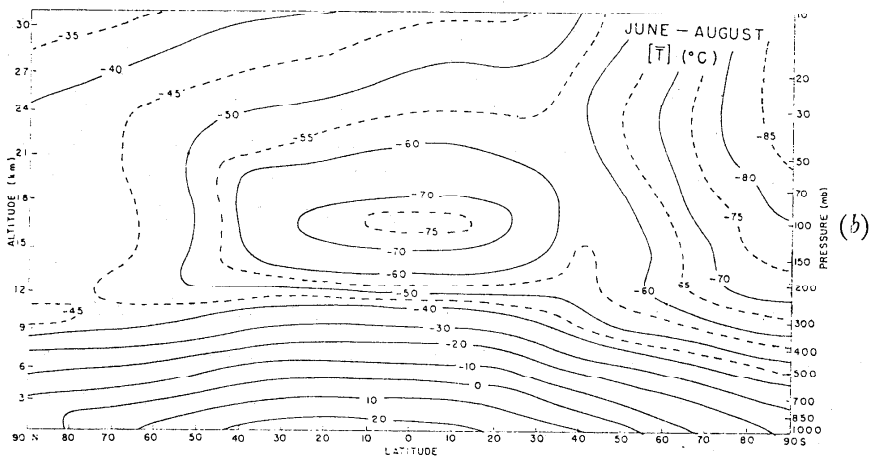
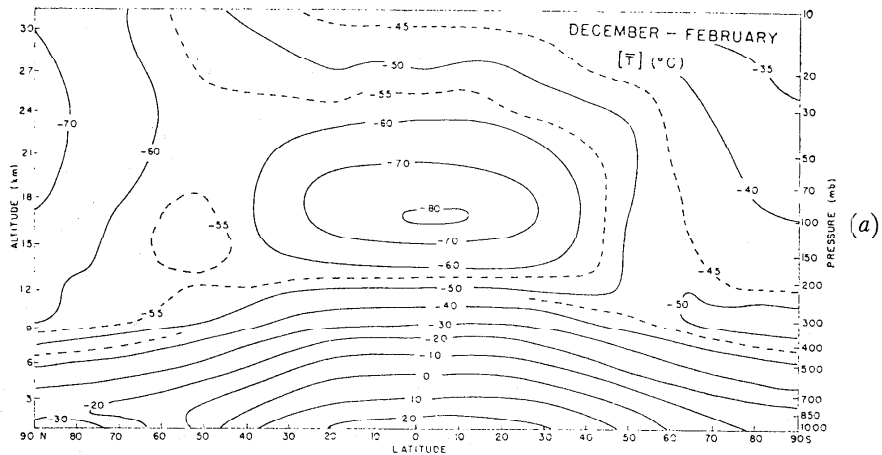


図4 大気(上の2つの図)と海洋(下の図)の南北方向の鉛直断面の温度構造 大気の(a)は北半球の寒候季、(b)は北半球の暖候季の気温分布を示している。(出典は図1と同じ。図6.6と2.2)

変化は、海洋の表層だけに限られる。深さが1kmより深い深海の水温は緯度による変化が非常に小さい。深海に潜り込むことのできる極地方の海水の温度が、海洋全体の水温を支配しているのである。そして表層数百メートルの厚さの層のみの水温が顕著な緯度変化を示すのである。

## 6. 温室効果と「冷室」効果

もしも、大気が放射に対して全く透明であるとする、と、地表面から放射された熱放射はすべて宇宙に逃げるはずである。地表面が場所によらず等温であるとする、と、太陽から地球に降り注ぐ全エネルギーと熱平衡になる地表面温度は255K(約-20°C)になる。この時、海水は全部凍ってしまうはずだ。実際の地球平均の地上気温は+15°C程度である。従って、海水は液体の状態でいられるわけだが、海水を全部凍らせるか、全部融かすかという大問題を支配しているのが、いままで無視してきた大気中の微量物質である。

大気の中には、3原子からなる気体分子がわずかに含まれており、赤外線を吸収する性質をもっている。特に、 $H_2O$ 、 $CO_2$ 、 $O_3$ が気温の決定に重要である。 $H_2O$ は0.3%、 $CO_2$ はその1/10(340ppm)、 $O_3$ は0.1ppmほどしか含まれていないにもかかわらず、それらのもたらす温室効果によって気温が35°Cも上昇し、凍るべき海が液体の状態でいられるというのは驚異的なことである。それで、これらの気体を「温室効果ガス」という。温室効果ガスは、一方では、夜間に赤外線を放出して空気を冷却する働きがある。図5は、熱帯地方を想定して、各々のガスの冷却率を見積ったものである。15kmより下層の大気層(対流圏)では、水蒸気の効果が圧倒的に重要であることが分かる。最近、 $CO_2$ による温室効果が社会問題になっているが、この図を見れば、 $CO_2$ の寄与は微々たるものであることも分かる。しかし、高度15km以上の大気層(成層圏)では水蒸気の量が少なくなるので $O_3$ と $CO_2$ の寄与が大きくなる。なお、成層圏下部の $O_3$ が冷却ではなく加熱になっているのは、対流圏からやって来る赤外線を吸収して大気を暖めるためである(対流圏からくる赤外線の強度は10 $\mu m$ の波長帯にピークをもつが、この波長帯の赤外線はおもに $O_3$ に吸収され、C

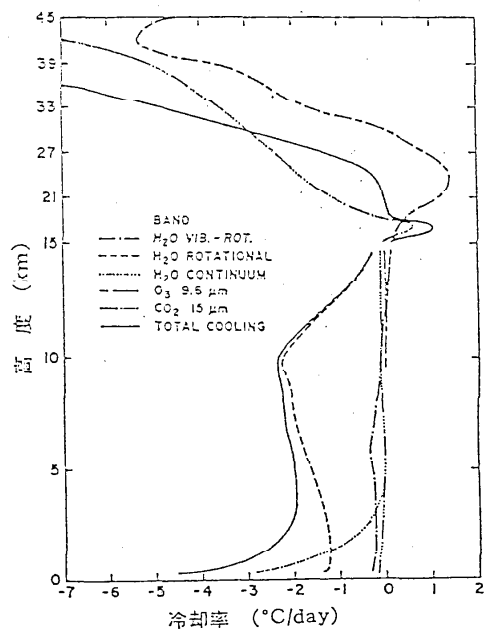


図5 温室効果ガスによる放射冷却率の高度分布。水蒸気に関しては、分子の回転、振動、及び、連続吸収帯を区別して示してある(会田 勝著「大気と放射過程」(東京堂出版、1982)の図6.15の一部)。

O<sub>2</sub>に吸収されない)。

次に温室効果の原理について考えてみよう。地球から宇宙に放射される熱放射エネルギーの全量は、入射する太陽エネルギーに見合って決まる。そのエネルギーに相当する温度は(温室効果ガスがあろうがなかろうが) -20℃である。問題は、その-20℃が地表面の温度を代表するか地表面よりも上空の気温を代表するかということなのである。赤外線で見れば、温室効果ガスがあると地球が濁って見える。その結果、(濁った池の底が見えないのと同じで)上からみた地表面(実質的な地表面)が本当の地表面よりも上空に見える。対流圏の気温は、上空ほど低くなるから、実質的な地表面の高度に応じて本当の地表面の気温は高くなるのである。対流圏の気温減率を $6.5^{\circ}\text{C}\cdot\text{km}^{-2}$ とすれば、地上気温が+15℃になるときの実質的な地表面は約5km上空ということになる(もしも気温が上空ほど高くなるのであれば、温室効果ガスの存在によって地上気温は下がることになる)。

温室効果という場合は媒質が可視光線に対して透明であることが前提である。海洋の内部のように可視光線が全く透過できない媒質の温度はいかにして決まるのだろうか。既に述べた熱伝導と対流以外に温度を変化させる物理過程がない。結果的に、最も低温の水が海洋全体に行きわたることになる。換言すれば、極域の海面における放射環境が海洋全体の水温を決定する。低緯度の海面水温は確かに高いが、それは海洋の表層だけに限られる現象なのである。この性質を、温室効果になぞらえて、「冷室効果」と呼びたい。地球の大気と海洋は、「冷室効果」によって、本来の放射環境から期待されるよりも低い温度に保たれている海洋の上に、温室効果によって、本来の放射環境よりも高い温度に保たれている大気が重なっているシステムといえる。

## 7. 大気の循環と海洋の循環

地球規模の大気の循環は熱対流であるが、海水の循環は熱対流とはいえない。海洋表層の数百メートルの厚さの海水は、水面を吹く風によって動かされていると思えるからである。風によって動かされた水は熱を運ぶから、それも対流といえるかも知れないが、少なくとも、自然対流ではない。風によって動かされた海水循環は、当然、海面水温の分布に影響を与える。一方、大気循環は海面水温によって決まるわけだから、大気と海洋は力学的に結合したシステムである。結合が非常に強ければ、別々のシステムというより、1つのシステムとみなすべきであろうが、そう思うには抵抗を感じる。循環のサイクル・タイムがあまりに違うからだ。北半球のある場所から大気中に放出したガスは、1年も経てば、北半球全体に拡散する。海水の場合は、海面から深海に沈みこんだ水が再び海面に戻るのに1000年のオーダーの時間が必要である。

北大西洋の海水の沈みこむ様子を10年かけて調べた観測結果を紹介しよう。1960年代に大気中で核実験が行なわれ、自然には存在しない放射性物質が大気に与えられた。その一部は海洋に取り込まれて、深海に拡散していく。米国の地球化学者は、その濃度の観測を行なったのである。図6は、北大西洋の海水に含まれるトリチウム(<sup>3</sup>H)の分布を1972年と1981年で比較したものである。トリチウムがゆっくりと深海に及ぶ様子がよく分かる。

大気と海洋の地球規模の循環（気象学でも海洋物理学でも、それぞれ、大循環：general circulationという）の様子を、気温や水温の構造と同じように示すことは、ほとんど、不可能である。なぜなら、温度構造は、緯度と高度による変化が支配的であるので、図4のような緯度・高度断面で本質的な構造を示すことが出来るのに対して、循環の構造には経度による変化も無視できないからである。大気中では、地球を取り巻く流れが可能なので、経度による変化は緯度・高度による変化よりも小さいが、海洋は大陸によって地球を取り巻く流れが妨げられるから、海洋大循環は本質的に3次元的な構造をもっている。ここでは、その細部について触れることをやめ、大気大循環と海洋大循環の共通点について述べてみたい。

図7は、海洋の南北鉛直面内の流れの様子を示したものである。斜線部は安定度が大きい部分（水温躍層：thermocline）で、その上下で循環のパターンが分離している。高緯度には水温躍層はなく、海面付近の水が海洋の深部と直結している。

さて、大気はこのような海洋の上に乗っているわけだが、低緯度の大気は、地表面から圏界面まで1つの構造になっている（ハドレー循環）。一方、高緯度の大気は、下面を放射冷却で冷やされるために、地表面が厚さ1kmほどの重い空気でおおわれ、上下と緯度を逆にすると、熱帯の表層海域の様子に似ているのである。中緯度は、熱帯気団と寒帯気団の空気が混合する場所で、高気圧や低気圧の渦で満たされているが、海洋内部にも、黒潮や湾流が中緯度帯で沖に向かう海域では時計まわりや反時計まわりの渦がよく発生することが知られている。

このようにして大気と海洋の大循環を比較してみると、大気の下から強く冷却される場所（大気の高緯度帯）と海洋が上から強く加熱される場所（海洋の低緯度帯）の様子が似ている。同様に、大気の下から強く加熱される場所（大気の高緯度帯）と海洋が上から強く冷却される場所（海洋の

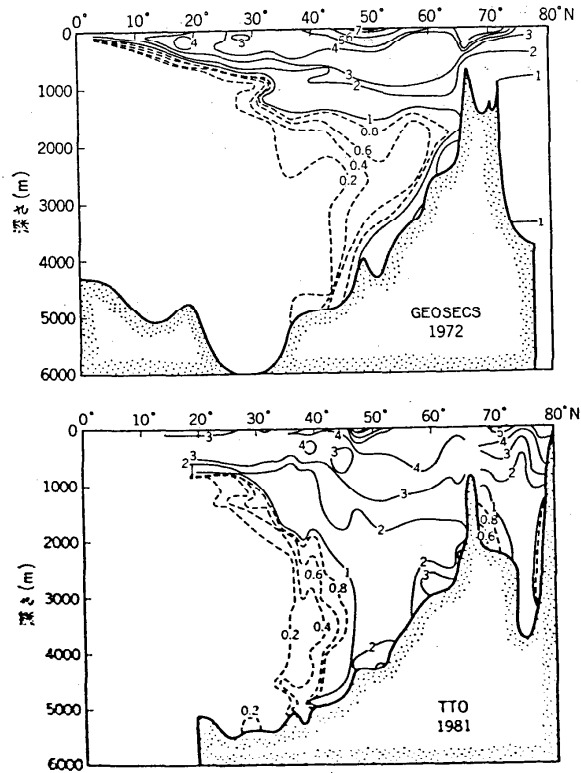


図6 北大西洋西部の海水の鉛直断面ないのトリチウムの分布を1972年の観測と1981年の観測で比較したもの。単位はTU。（木村竜治、1984：気候予測への遠い苦しい道。「科学」1月号）

低緯度帯) に対応している。中緯度帯は、大気でも海洋でも、低緯度の暖かい流体と高緯度の冷たい流体の混合する場所として捕らえることが出来るであろう。このような大気大循環と海洋大循環の類似性は、大気も海洋も共に熱流体であることから生まれるのである。

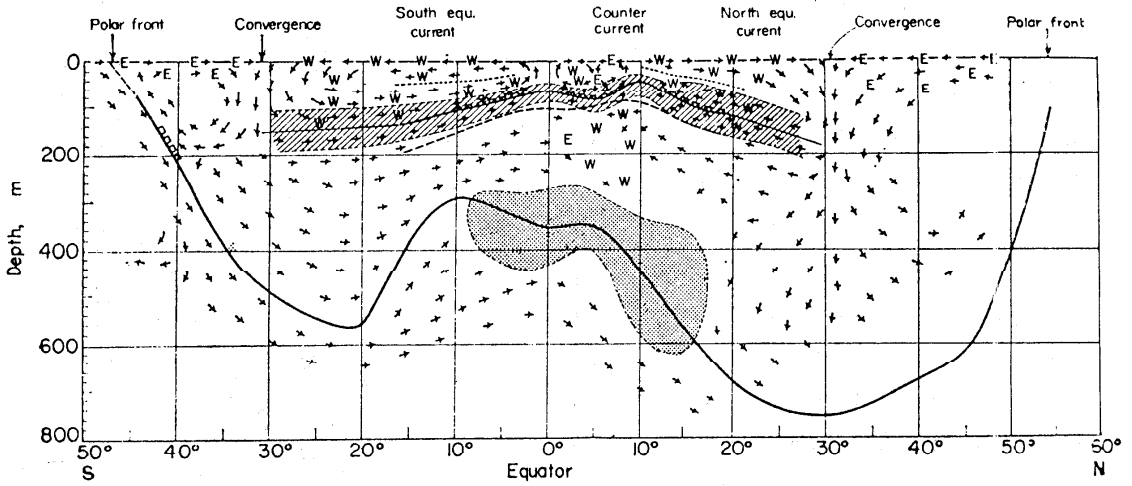


図7 海洋の鉛直断面内の構造の模式図 (図1と同じ。図6.11)

1. はじめに

地球大気のエネルギー源は、太陽放射であり、地球大気の運動は、このエネルギーによって引き起こされているとよくいわれている。しかしながら、地球大気の運動を決定している要因は、このほかにも、多くある。その第一は、地球大気の組成である。組成が決れば、太陽放射に対する地球大気の吸収特性が決ることになる。図1は、よく知られている地球大気の放射収支であるが、特徴的なことは、地球大気の主要な成分である、窒素や酸素には、太陽放射に対する吸収線がないために、太陽からの日射のほとんどが大気自体に吸収されず地表によって吸収されることである。次に、重要なことは、地表の熱収支において、太陽放射よりも、地球大気による長波放射（地球が出す放射は、温度が低いため、太陽放射に比べ波長が長くなるので、長波放射と呼ぶことが多い）の寄与のほうが大きいことである。これが、いわゆる温室効果である。

例えば、太陽放射を 100 単位とすると、30 単位が反射され、20 単位が大気によって吸収され、残りの 50 単位が地表に届くことになる。一方、103 単位が大気の長波放射によって地表面に与えられていることがみてとれる。地球大気の放射が二酸化炭素などの微量成分によって維持されていることを考えると、二酸化炭素の増大による地表気温の増加の問題が世界的な大問題となっている理由が、この放射収支の図をみれば、容易に納得出来ることであろう。

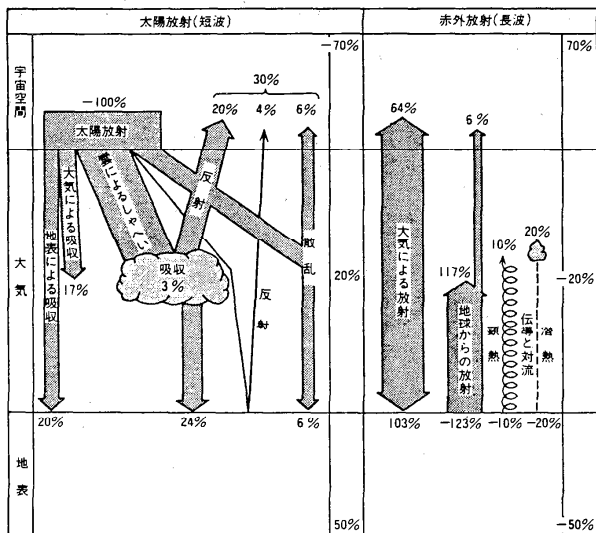


図1 大気と固体の放射エネルギー収支

さて、地表面の熱収支を考えてみよう。定常的な収支を考えるので、年平均の熱収支を考えて見れば、よいことになる。年平均してみれば、球形の地球に、平行光線の大陽光が当たるのだから、低緯度の太陽入射が、高緯度の太陽入射より多くなる。一方、地球から外に向かう長波の放射は、一定に近いので、低緯度と高緯度とで正味の放射量が異なってくる。だから、地球大気の運動が起きる、と説明することが多い。そこで、よく教科書では、図2の様な図を見ることが多い。ここで、点線(2)は、吸収される太陽放射量であり、実線(3)が、外にでて行く赤外の放射量である。再度繰り返すと、低緯度では、受ける放射よりもでて行く放射がすくないので正味の加熱になり、一方、高緯度では逆になるので、低緯度と高緯度との間に熱の非平衡が起り、それによって大気や海洋が動かされているとするのである。しかし、この議論は、結果と原因とを混同していると言ってもよい。つまり、現在の地球表面からでて行く長波放射が、それほど緯度によって異なるのは、地球大気などの運動に伴う熱輸送によって地球大気の温度が相対的に一様に保たれているからである。

この事情を解りやすくするために簡単な計算をしてみよう。問題を簡単にするために、大気や海洋の運動の効果は拡散であるとして、地球の経度平均された表面温度の南北分布を考えて見る。方程式は、以下の通りである。

$$\frac{\partial}{\partial T} \bar{T} = -(A + BT) + \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (K(\theta) \cos \theta \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta}) + Q$$

ここで、 $\theta$ は、緯度をあらわす。 $K(\theta)$ は、大気などの熱輸送の効果をあらわす交換係数である。この式を、具体的な太陽放射量と交換係数を与えて、数値的に解けば、平衡状態の南北の温度分布が得られることになる。具体的な例として、図3に、 $K=0$ の場合(熱輸送がまったくない場合に対応する)と、 $K=\infty$ (瞬間的に熱輸送が行われる場合に対応する)の場合の地表面温度が示してある。地球流体の熱輸送の効率程度によって南北の温度分布が決る様子がよく理解される事であろう。

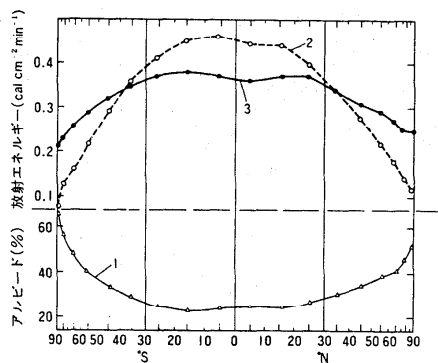


図2 大気・地球系の放射収支の緯度分布。1はアルビード、2は吸収される太陽放射、3は外向きの地球放射を表す。



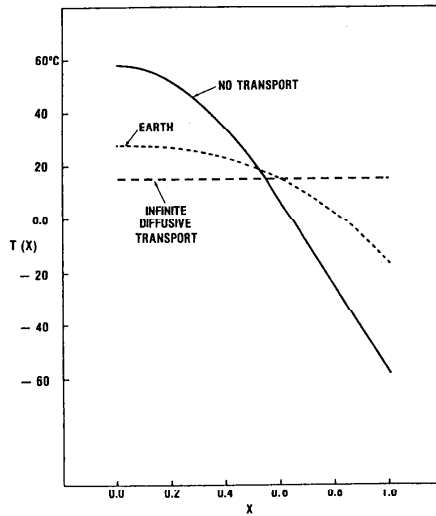


図3 熱輸送が全く無い時と、瞬間的に調節されるとき（破線）の地球大気南北温度分布。

## 2. 大気による熱輸送

### 2.1 エネルギー収支の式

この節では、熱輸送を定量的に考えてみよう。言うまでもなく、熱輸送とは、エネルギー輸送のことなので、大気エネルギーの形態について考えてみる必要がある。

大気エネルギーには、位置エネルギー ( $P$ ) と運動エネルギー ( $K$ ) と内部エネルギー ( $I$ ) とがある。ここで、位置エネルギー、運動エネルギー、内部エネルギーは以下の様を書くことが、出来る。

$$I = C_v T$$

$$P = gz$$

$$K = \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$$

$K$  の時間変化は水平方向の運動方程式と静力学平衡の式にそれぞれ、 $\mathbf{u}, w$  をかけることにより、

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho K + \nabla \cdot \{(\rho K + p)\mathbf{u}\} + \frac{\partial}{\partial z} \{(\phi K + p)w\} = p(\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z}) - \rho g w + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{F}$$

となる。内部エネルギーの式は、熱力学第一法則により、以下のごとく書くことになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho I + \nabla \cdot (pI\mathbf{u}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho I w) = -p(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial w}{\partial z}) + \rho Q$$

結局、エネルギーの保存の式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \{\rho(I + \phi + K)\} + \nabla \cdot \{\rho(I + \phi + K) + p\}\mathbf{u} + \frac{\partial}{\partial z} \{\rho(I + \phi + K) + p\}w = \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{F} + \rho Q$$

のようになる(ここでの式の導出の詳細については、“大気科学講座 4 大気の大循環(岸俣、出中、時岡)”を、参照してください)。ここで、第2項のなかに表れる  $\{\rho(I + \phi + K) + p\}v$  の様な量を、エネルギーフラックスと呼んでいる。 $F$ は摩擦力、 $Q$ は外部加熱である。

更に、地球には、水があるので、二種類の加熱の形態がある。即ち、顕熱輸送と潜熱放出である。顕熱輸送とは、文字通り直接、熱の形でエネルギーが輸送されるものである。つまり、大気を直接暖める形での熱輸送である。潜熱放出とは、水蒸気の凝結熱という形でエネルギーを加熱することである。これは、水の蒸発と言う形で与えられたエネルギーを、水蒸気の形で輸送し、雨となるときに、凝結熱として別の場所で大気を加熱するという熱輸送の一形態考えてもよい。そこで、水蒸気量に水の潜熱をかけて、潜熱フラックスと呼ぶことにしている。結局のところ、全地球的なエネルギー平衡は、次の様を書くことが出来る。

$$\frac{\partial S_A}{\partial t} + \nabla F_A = -(F_K)_s + (F_s)_s + (F_R)_t - (F_R)_s + Q_E - D$$

$$S_A = \int_{Z_s}^{\infty} \rho(I + \phi + K + L_q) dz$$

$$F_A = \int_{Z_s}^{\infty} \rho(C_p T + \phi + K + L_q) v dz$$

ここで、 $(F_R)_t - (F_R)_s$ は、放射過程に伴うエネルギー収束、 $D$ は摩擦熱、 $(F_K)_s$ は地表面で動く応力により大気から地表面に与えられる運動エネルギーである。 $(F_s)_s$ は地表面からの潜

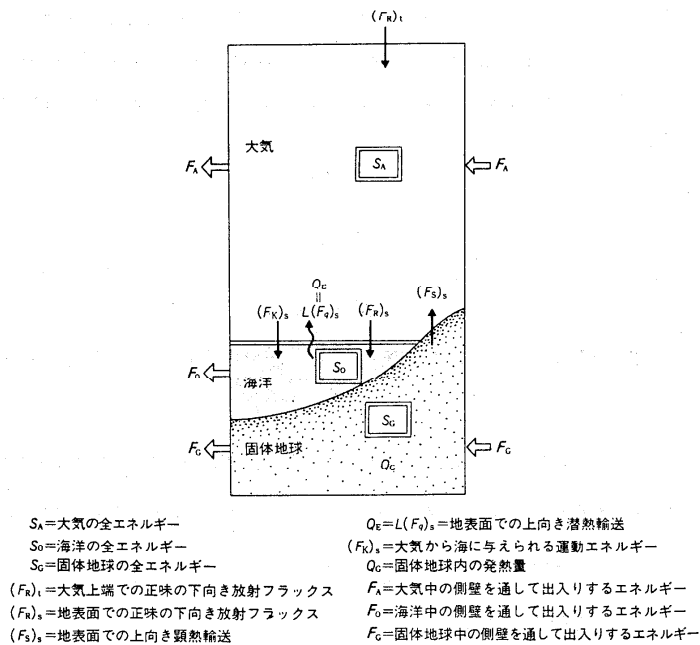


図4 大気・海洋・固体地球系のエネルギー変化と相互のやり取り。

熱輸送、 $Q_B$ は蒸発熱である。

以上のところでは、地球大気のみエネルギー収支を考えたが、実際には、海洋、固体地球等による熱輸送をも考えにいれなければならない。そこで、大気、海洋、固体地球系のエネルギーの相互のやり取りを示す概念図を図4に示すことにする。もちろん、固体地球内部の発熱量は、太陽放射量に比べて遙かに小さく、また固体地球内部を通しての熱輸送も無視できる。

大気の運動エネルギーを評果してみると、平均の風速を約20m/sとして $200m^2/s^2$ 程度である。一方、 $C_p T$ は $3 \times 10^5 m^2 s^{-2}$ 程度の量であり、圧倒的に大きくなる。しかしながら、地球大気的位置エネルギーには、決して利用できない部分がある。例えば、上層の大気は、確かに、ぼう大な位置エネルギーを持っている。しかし、空気が流体で連続体である以上この部分を真空にしてしたに持ってくるわけにはいかなくなる。つまり、大気的位置エネルギーのなかで大気の運動に使い得る量は、その全体のなかの一部という事になる。そこで、このような量を、有効位置エネルギーと呼んでいる。

## 2.2. Hadley 循環と渦輸送

前節で述べた熱輸送を具体的に担っている気象現象について、述べてみよう。基本的に、熱の南北輸送なのであるから、南北方向の風が重要になるはずである。このような風のなかで、低緯度のなかで重要になるのは、Hadley 循環と呼ばれる南北循環である。

Hadley 循環を簡単に言うと、熱帯の対流雲によりつくられた上昇気流は圏界面に当り上昇を止め、そして南北方向に流れ始める。南北に動いているうちに、やがて放射により冷やされて、次第に下層に向かって下降を始める。この下降流のあるところが、亜熱帯高気圧帯である。下層では、亜熱帯高気圧帯から北東貿易風となり、赤道域に吹き込むことになる。

この循環は、東西方向に平均した量でもみられるので、平均子午面循環とも呼ばれる。熱収支の中では、

$$\frac{\partial}{\partial y}(\bar{T} \cdot \bar{v})$$

という項で、表現される。そのほかに、熱帯域での熱輸送を担っている物として思い付くのは、台風であるが、確かに台風は、熱輸送に貢献しているが、現在の地球大気大循環を基本的に維持している物はなにかという視点からみると、それほど重要な役割を果たしていないとされている。その根拠はなにかというと、データから具体的に熱輸送量を評価してみると、それほど多くないということ、更に、台風を直接表現していない粗い水平分解能の大気大循環モデルでも基本的な地球大気大循環の様相が表現出来るというような点である。もっとも、このことは、実際の地球大気の変動、例えば、年々変動などに効いていない事を意味しない。大気大循環の大ざっぱな構造は、地球が球であること、回転していること、熱帯地方で熱がでていることなどの条件で大体説明できるのである。

中緯度では、この熱輸送は、高気圧、低気圧で代表される渦運動に伴い行われる。具体

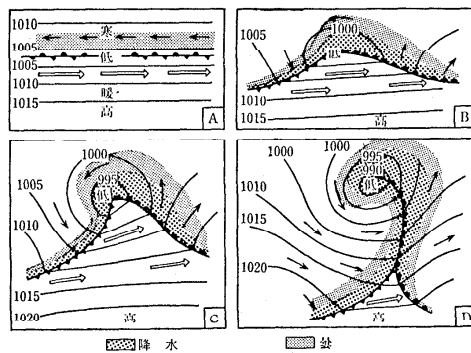


図5 低気圧の一生

的なイメージをつかんで貰うために、図5に典型的な低気圧の一生が示してある。低気圧は、南の暖気、北の寒気との間に存在する温度傾度の大きい所に発生する一種の波動と考えることもできる。理論的には、中緯度の高気圧、低気圧は、南北の温度傾度を持つ基本場の摂動と考える事が出来る。このようなときには、この問題を、線型不安定問題と呼び、得られた波動を線型不安定波と呼ぶことがおおい。

具体的には、低気圧にともない南からの暖気が北へ運ばれ、その後続く高気圧に伴う寒気の吹きだしにより、北の寒気が南に運ばれる、ということである。

### 3. 熱輸送の実態

この節では、前の節で述べた全地球的な熱収支、水収支を、観測データの面から検討してみることにしよう。

実際にデータからこれらの収支を当ることは、考えているよりは困難で、データが多いと思われている気象の場合でさえ精度よく求めることは困難である。ましてや、データのすくない海洋の収支の見積り等は、ほとんど絶望的である。そこで、現在では、衛星等により地球大気の上端での放射収支を見積り、大気の手元データにより熱輸送を評価し、残りとして、海洋の熱輸送を求めるという事がよく行われる。その一例を図6に示す。

大雑把に言って、現在の地球の温度を維持するのに必要な熱輸送量の半分が大気によって、半分が海洋によって担われていることになる。もっとも、大気の手元データの精度にも限界があり、特に、潜熱エネルギーの輸送に関する見積りは、まだまだ今後の問題であろう。ここで、この量は、水収支とも密接に関連している事に注目する必要がある。

そこで、地球上の水収支について、図7に示す事にする。一般的に、熱帯地域と中緯度の傾圧帯の低気圧活動にともない降水量が多く、亜熱帯高圧帯で降水量がすくないという特徴がみとれる。正味の水輸送という事になると、亜熱帯高圧帯の下では、降水量より蒸発量が多く水蒸気に関しての源になっており、ここから、赤道地帯と中緯度傾圧帯に水が補給さ

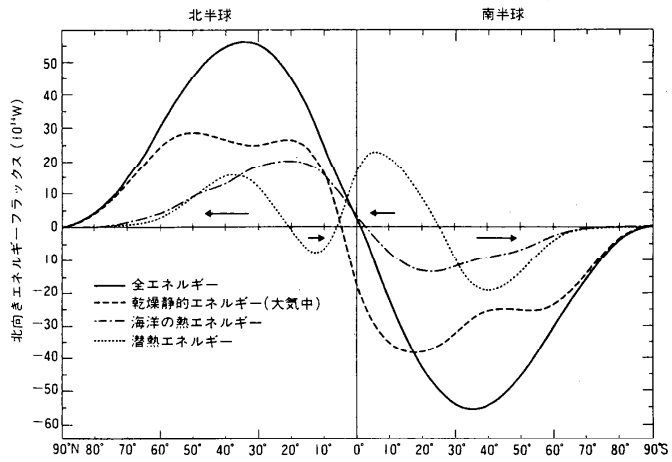


図6 年平均でみた北向き輸送量の南北分布。

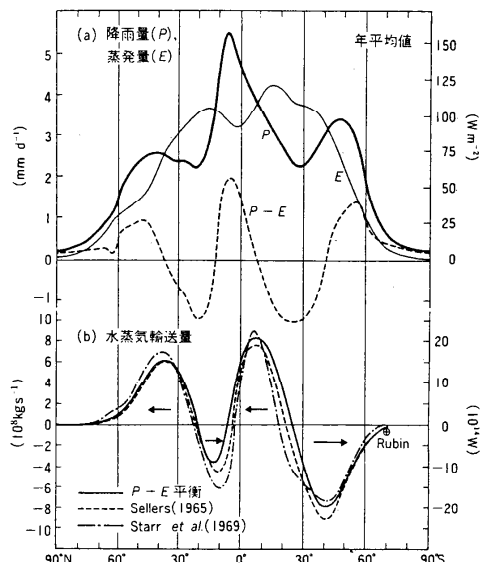


図7 年平均でみた降水量(P)と蒸発量(E)の南北分布と、水蒸気輸送量。

れていることが解る。もっとも、蒸発量、降水量の両方とも全地球上の値を求めるのは、なかなかたいへんである。降水量などは、容為にもとまるとされるかも知れないが、それは、人のすんでいる陸上のことで、とりわけ、海洋上の降水量の観測に関しては、問題が多い。そこで、現在では、日本と米国とが共同して衛星にレーダーを積み込んで、地球上の雨量を観測しようという、TRMM (Tropical Rainfall Measurement Mission) が考えられている。

#### 4. 熱輸送の時間的変動

今までは定常的な大気場においての熱輸送を考えてきた。しかし、この定常的という意味は十分長い時間をとれば、という意味で、短い時間スケールの間では、熱輸送も大きく変化をしている。その中でも、興味深い事は次の3つであろう。一つは地球の公転軌道が楕円のために、北半球の夏と南半球の夏とで、受け取る太陽入射量が異なり、それを補うために、南北両半球の間に空気が流れることになる。つまり、南半球と北半球の間の熱輸送がどの様に起こるか、という問題である。

二つ目は、最近では、ポピュラーになったが、エル・ニーニョの問題である。これは、熱帯太平洋域の海面水温が、ラ・ニーニャの時は西太平洋で暖かく、東太平洋で冷たいものが、エル・ニーニョの時には、太平洋全域に暖かい海水が広がる現象と考えてもよい。このことは、2、3年かけて貯えられた西太平洋域の暖水域の熱エネルギーが、太平洋全域に広がり、やがて冷やされてゆく過程（大気中に放出され、最終的には宇宙空間へ放出される過程）とも見ることが出来る。つまり、大気と海とを媒介とした2年から4年の時間スケールでの熱輸送の変動というわけである。

三番目は、温室効果気体による地球の温暖化の仕方の問題である。大気の下向きの長波放射は増加するとしても、それがどのようにして海を暖めるのか、興味のある問題である。良く知られている様に、海の中には、膨大な冷たい深層の水が存在しており、この全ての海の水を暖めるとすれば、約2000年かかるといわれている。つまり、温室効果により、放射が増加しても、その熱エネルギーが次から次へと海の底に運ばれてしまえば、地球大気はなかなか暖まらなくなる。つまり、温室効果にともない海洋全体がどのように暖まってゆくかというのは、この時間スケールでの熱輸送がどのようになってゆくかという問題と考えることが出来る。以上、3つの問題は、今気候の問題として、地球環境の問題として、精力的に取り組まれている問題である。今後の発展を期待したいものである。

#### 5. まとめ

地球の気候形成の中で、大気の役割を熱輸送の視点から簡単に紹介してみた。基本的な気温分布に関しては、定性的な大気の役割の見積りは出来ていると思われる。その意味で、今後の問題は4で述べた変動の問題であろう。この問題は不幸にも地球環境問題として我々が考えるよりも早く世界的な問題になってしまった。そのために、現在の気象学者・海洋学者だけでは手が足りないといってもよい。伝熱関係の諸氏の参加を要請する次第である。

## 地球温暖化問題の現状

松野太郎（東京大学理学部）

### 1. はじめに

人間活動によって排出される二酸化炭素（CO<sub>2</sub>）のため、大気の温室効果が増し、地球全体の気温が上昇する可能性があることは前世紀から知られていたが、近年、この問題が近い将来実際に起こり得るものとされ、活発な研究が行われるようになった。しかしながら、「気候」を決定する自然のメカニズムは大変複雑であり、CO<sub>2</sub>が大幅に増加した場合に、どのような気候変化が起こるかの推定には多くの不確実性が含まれている。

地球温暖化問題の特質の一つは、科学的根拠が不確実であるにもかかわらず、手遅れにならないよう行動を起こさねばならないことであると言われる。実際、昨年9月、日本政府と国連環境計画（UNEP）と共催で開かれた地球環境保全の国際会議においても、政策決定者の側から科学者に対して、「CO<sub>2</sub>倍増時の気温上昇が何度かによって、とるべき対策が異なるのであるから、それを示してほしい」と要求されたのに対して、「現状では、2度かもしれないし5度かもしれない、という答えしかできない」というやりとりがあった。

この問題ばかりでなく、将来、CO<sub>2</sub>がどの程度海水中に溶け込むのか、海洋の熱容量によって温暖化はどのくらい遅れるのか、といった根本的な問題に大きな不確実性が残されている。以下では地球温暖化をめぐる研究の現状と問題点を紹介しよう。

### 2. CO<sub>2</sub>循環をめぐる謎

大気中のCO<sub>2</sub>の濃度が年々増加していること、それが化石燃料の燃焼などの人間活動によるものであることは間違いないものと確認されている。CO<sub>2</sub>濃度の定常観測は、1957、'58年に行われた国際地球観測年（IGY）を機に、ハワイ島マウナ・ロアと南極点基地で始められた。その結果、CO<sub>2</sub>濃度が年率0.4%ぐらいの増加率でもって年々増加していること、南半球での濃度は北半球より約2年遅れるが、同様に増加していることなどが明らかにされた。最近では、世界中でたくさんの観測が行われ、地球上どこでも増加していることが明らかにされている。

近年、南極やグリーンランド氷床をボーリングし、深部（数百～2,000m）までの氷を取り出し、その中に含まれている気泡の空気の成分分析が行われるようになった。氷床は、雪が固まってできたものであるから、気泡の中の空気は、雪が降った時代のものである。放射性同位体の分析により、氷の年代は、深さ2,000mで16万年前にもなることが知られている。こうして、直接観測のできない古い時代の空気の成分が求められるようになった。こうして得られた、過去200年余の間のCO<sub>2</sub>濃度の変化を示したものが、図1である（最近30年は直接観測のデータ

による) これを見ると、CO<sub>2</sub>濃度は、産業革命以前にはほぼ一定で 280ppm のレベルにあったものが、この 200年間、次第に増加していること、増加のスピードが年とともに増していることが明瞭に読みとれる。変化のカーブから、この増加の原因が産業活動によるものであることは容易に想像できる。1988年には、CO<sub>2</sub>濃度は 350ppm に達しているのので、“自然のレベル”である 280ppm に比べ、25%も増加したわけである。

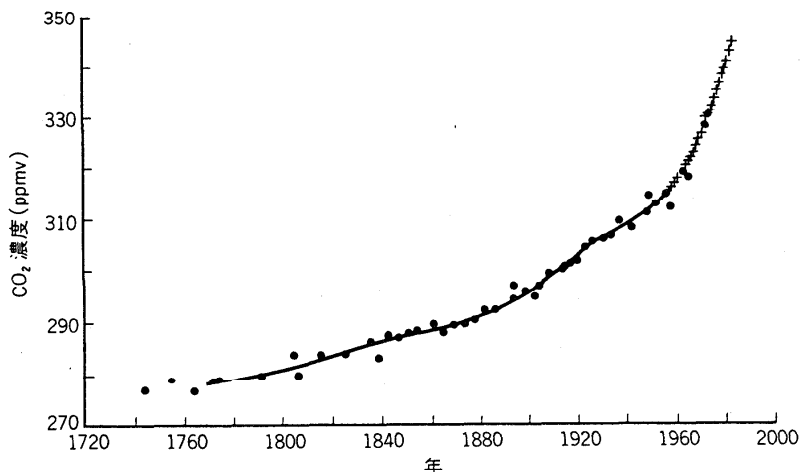


図1 南極サイプル基地での氷床のボーリング・コア中の気泡の分析から得られた過去220年間の大気中のCO<sub>2</sub>濃度。最近の値(+)はマウナロア観測所での観測結果である。

CO<sub>2</sub>増加の原因と考えられる石炭・石油・天然ガス等化石燃料の消費量は、統計があるので、それらがCO<sub>2</sub>として大気中に放出された場合、濃度がどれだけ増えるかは計算できる。

直接観測のある最近30年間について調べてみると、大気中の年々の増加は、化石燃料の燃焼から発生すると期待される量(炭素の量で約55億トン)の約50%であることがわかる。ということは、残りの42%は大気中に残留していない、すなわち、大気以外のどこかに移っていることを意味する。

一般にCO<sub>2</sub>は、光合成によって陸上の植物に取り込まれたり、海水に溶け込んだりして、形を変えながら地球表面で循環していることが知られている。したがって、人工的にCO<sub>2</sub>濃度が上がると、自然は余分のCO<sub>2</sub>を海洋中に溶かしたり、あるいは陸上生態系に取り込ませたりして、全体に配分し直すように働く。したがって、化石燃料消費分がそのまま大気中に残らないことは不思議ではないが、残りがどこに行っているかが量的に把握できていないのである。

まず、陸上生物体について言えば、最近大きな問題となっているように、熱帯域で開発のため大規模に森林が破壊されており、他の部分で森林がよほど増加しない限りCO<sub>2</sub>を貯め込むことはできない。専門家の見積もりによると、陸上生態系の保有する炭素は、全体で減少しており、したがって、余分のCO<sub>2</sub>を吸収するどころか、逆に大気中へCO<sub>2</sub>を放出している。その量は、炭素量にして10~20億トンと見込まれている。



結局、化石燃料消費と森林破壊の両方のため、年々、炭素量にして65～75億トンのCO<sub>2</sub>が放出されているが、このうち、大気中に残留している分を除いた30～40億トンが海洋に溶け込んでいなければつじつまが合わない、ということになる。ところが、そんなに大量のCO<sub>2</sub>が海洋中に常時溶け込んでいるという観測上の証拠がまだなく、また、これまでの理論に基づくモデル計算でも、こんなに大量には溶けないという結果になってしまう。現在の科学的知識では、人間活動から放出されるCO<sub>2</sub>の行き先に大きな謎があるのである。

CO<sub>2</sub>濃度の将来予測にあたって、これまでの経験に基づき、人間活動により放出される量の約半分が大気中に残留すると仮定して計算するが、これは全くの経験による仮定であって、その科学的根拠は明らかではない。したがって、将来、これまでより少なくしか海洋中に溶けなくなるかもしれないし、その逆も起こるかもしれない。将来50年～100年のCO<sub>2</sub>濃度変化のシナリオをつくるには、この不確かさを除去することが必要であり、そのためには、海洋中のCO<sub>2</sub>の循環と、それを支配する海水の運動を観測やモデルによって解明することが何よりも大切である。

### 3. 温室効果と言うこと

大気は温室効果を持つといわれる。これは、大気成分気体である水蒸気(H<sub>2</sub>O)やCO<sub>2</sub>が、日射に対しては透明であるが、地表面から放射される赤外線に対しては不透明である、という事実により、地表近くの温度が、これら気体が存在しなかった場合より高温になる、という効果である。

地球は宇宙空間に浮いているから、外界とのエネルギーのやりとりは放射のみによっており、地球全体としての温度は放射平衡によって決まる。すなわち、太陽からは可視及び近赤外域の日射が地球に入射し、雲や地表で反射されなかった分(70%)が地球に吸収され、一方、地球からは、その温度に相当する熱放射が宇宙に向けて放散されてエネルギーのバランスがとれている。日射は日常体験から明らかなように、大気を素通りして地表面(海面)に達して、そこで吸収され加熱する。ところが、加熱された地表面から放射されるエネルギーは、4-100μmの波長の遠赤外線なので、そこに強い吸収帯をもつ空気中のH<sub>2</sub>OやCO<sub>2</sub>によって吸収され、地表面からそのまま宇宙空間に流出することはできない。図2に日射と地球からの熱放射に対する大気層の吸収率を示してある。赤外放射を吸収した大気層は、その温度に応じて熱放射し、結局地球から宇宙に向けて最終的に熱を放散しているのは地表面でなく、それより温度の低い大気上層である。こうして、地表面、大気層ともにエネルギー・バランスが成り立つとき、放射平衡となるが、この時の地表面の温度は、図3に模式的に示すように、大気がない場合よりも約40℃高くなる。(ここでは大気層は遠赤外線を丁度1回吸収するとしている。)

温室効果があることそれ自体は確立された事実であり、実際、人工衛星からの放射観測により、宇宙空間へ流出するエネルギーの量が、地表面から放出される量の半分ぐらいであること

が確認されている。また、金星は  $\text{CO}_2$  を主成分とする厚い大気（地球の90倍）を有するため、温室効果が著しく、上層の雲によって日射の大部分が反射・吸収され、金星表面に届くエネルギーは、地球の1/20というわずかな量であるにもかかわらず、温度は  $480^\circ\text{C}$  にも達している。

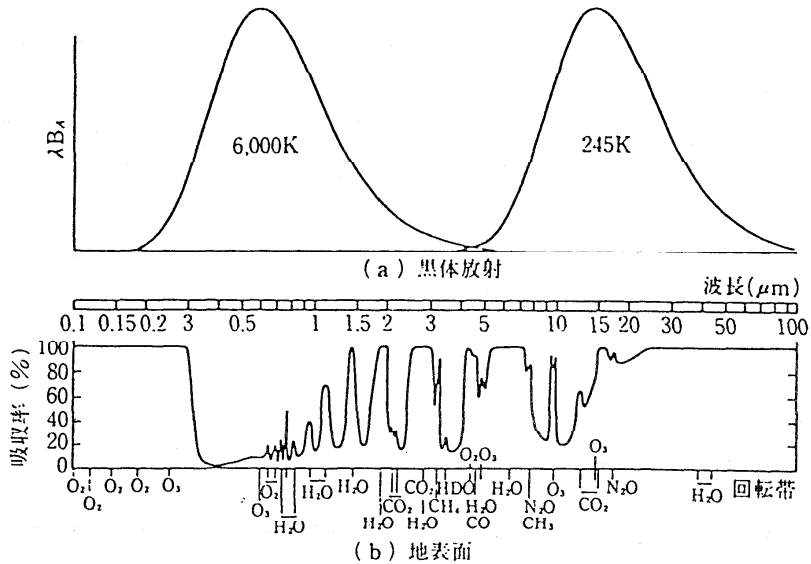


図2 日射と大気放射のスペクトル(上)及びそれぞれの波長域での大気の吸収率(下)間に波長のスケール(単位 $\mu\text{m}$ )がある。(Goody, 1964より)

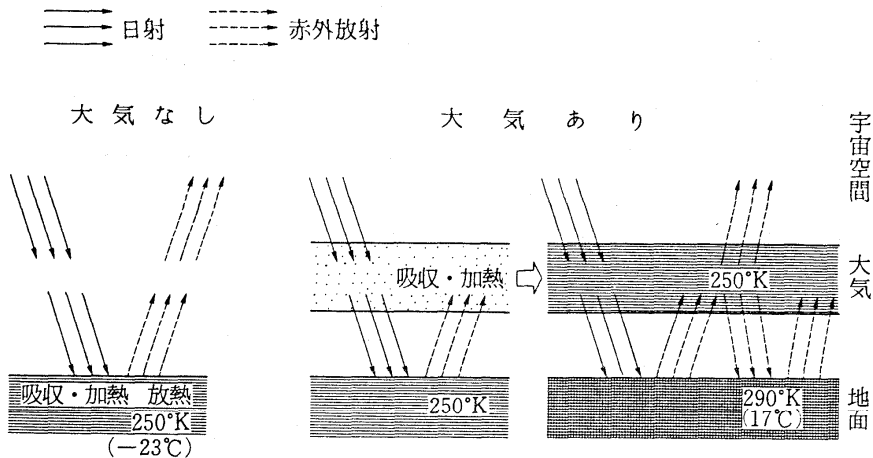


図3 温室効果による地表気温上昇のメカニズムを示す説明図。

このように、 $\text{CO}_2$  によって地表温度が高くなるという効果は、惑星大気的基本的特質として確立した事実である。問題は、はじめに触れたように温室効果気体が増加したとき、気温や地表温度が何度高くなるか、という量的見積りである。現在の推定では、50年後ぐらいに  $\text{CO}_2$  をはじめ水蒸気以外の全温室効果気体の量が、産業化以前の2倍に相当する量になるという見通

伝熱研究 Vol. 29, No. 113

しが立てられている。そこで、CO<sub>2</sub>が2倍の大気での地表の温度が、現在の大気よりどのくらい高いかが議論の的となっている。

#### 4. 放射・対流平衡モデルによる見積り

この問題を最初に研究したのは、米国・海洋大気庁・地球流体研究所（GFDL/NOAA）にいる日本出身の真鍋博士である。彼は、1967年に発表した論文で、地球大気全体を一まとめにして、鉛直方向の一次元モデルを考え、放射と対流によるエネルギー・バランスの結果として、気温の鉛直分布がどうなるべきかを計算した。

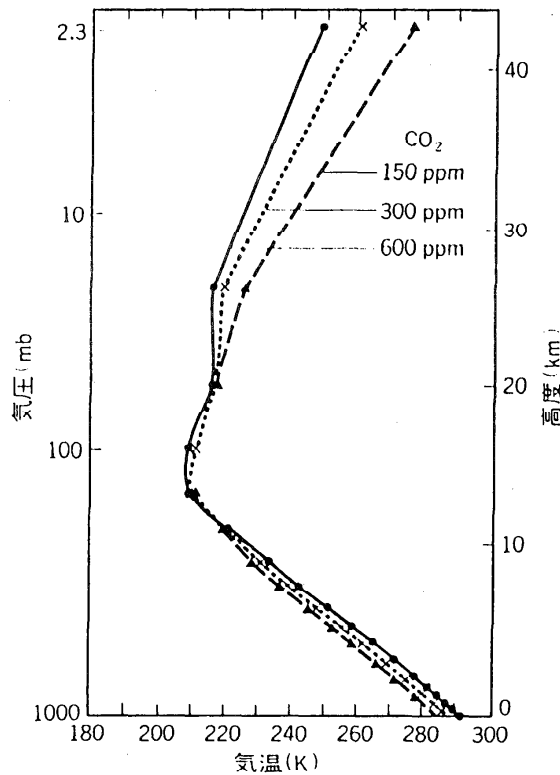


図4 CO<sub>2</sub>濃度が300ppm（現状）、600ppmおよび150ppmの場合の放射対流平衡にある大気温度。

温室効果は、地球からの熱放射の流出が大気層の吸収によって妨げられることによるものであるから、その結果、放射による地表面から大気上層部への熱の輸送は効率が悪くなり、代わって対流が起こるようになる。この場合は、大気を素通りした日射によって地表面に与えられたエネルギーは、対流に依って上層大気に運ばれ、光学的に十分薄くなった高度から放射に依って宇宙空間にエネルギーが放散される、というエネルギーの流れができる。さらに、地球大気中の対流の特色として、地表面（海面）では、正味の放射によって得たエネルギーは、水蒸気の蒸発の潜熱として使われ、対流雲（積乱雲）中の上昇流によって上層に運ばれた水蒸気が、

空気塊の断熱膨張に伴う冷却によって凝結を起こした時、その潜熱として上層大気に与えられる。このようなエネルギー輸送過程を扱うのに、赤外放射に関しては、 $H_2O$ と $CO_2$ の主要吸収帯毎に赤外分光データにもとづき放射伝達方程式を解き、対流に関しては、対流の結果として、大気層全体の持つエネルギーを保存しながら、ある決まった鉛直温度傾度が実現するという仮定（対流調節と呼ぶ）のもとに計算した。

その結果、 $CO_2$ 濃度を  $300\mu\text{m}$ にした場合、現在実際に観測されている気温分布に非常に近いものが得られた（図4）。そこで、 $CO_2$ を2倍および1/2にして計算を行い、そのような大気で気温がどうなるはずであるかを理論的に求めた。図4がその結果である。

$CO_2$ を $600\mu\text{m}$ とした場合、高度12kmまでの対流圏全体で気温が上昇し、その上の成層圏では逆に気温は下降している。地表温度の差は、 $2.3^\circ\text{C}$ と計算された。

このように地球大気全体をまとめて扱うモデルに関しては、その後の研究でもほぼ同じ結果が得られており、大きな食い違いはない。例外的に米国マサチューセッツ工科大学（MIT）のリンゼン教授（R.S.Lindzen）は、対流の効果の取り入れ方や、対流の変化に伴う水蒸気量変化の取り扱いに問題があるとし、気温変化はもっと小さいと主張している。

#### 4. 気温変化のフィードバック

気温変化量の見積りの問題点は、温暖化によって生じる地球上の気候の変化が地球全体のエネルギー収支に影響を及ぼす過程の推定の不確かさにある。例えば、温暖化によって極域の雪や氷が減少するが、雪氷は、もともと日射をよく反射して地球が吸収するエネルギーを減らす役割をしていたから、雪氷の減少によって極域の、そして地球全体の受け取る日射は増加し、平均気温は上昇する。すなわち、雪氷の変化を通じて気温上昇は拡大される（正のフィードバックが働く）。

このようなプロセスは、図4に示したような一次元モデルではなく、次節に説明する三次元気候モデルによる数値実験によって求められるものであるが、ここで、主要な気候変化のフィードバックをまとめておく。

##### (a) 水蒸気量変化のフィードバック

気温が上がると飽和水蒸気量、すなわち大気を含み得る水蒸気量の限界値が上がり、したがって、海洋からの蒸発によって大気中の水蒸気濃度は増加すると考えられる。水蒸気は大気の温室効果の主要部分を占めているから、その増加によって温度上昇は拡大する。実は、図4に示した真鍋博士の計算では、大気の相対湿度が一定という仮定によって、このフィードバックがとり入れてあった。これを考えず、 $CO_2$ が増えても水蒸気量が不変という場合の結果は、 $1.3^\circ\text{C}$ の昇温であった。水蒸気のフィードバックは、これを $2.3^\circ\text{C}$ へと1.8倍にもしている。この効果はかなり確かと考えられる（最近、前述のリンゼン教授はこれも問題にしている）。

##### (b) 雪氷のフィードバック

これは、すでに説明したプロセスである。気候モデルでの計算結果によると、この効果を取り入れた結果、CO<sub>2</sub> 倍増時の昇温は、全地球平均で約3℃となる（拡大率 1.3）。

#### (c) 雲のフィードバック

雲は、日常体験でわかるとおり、日射をよく反射し、地球が得るエネルギーを減少させる。同時に、雲は赤外放射を遮り、地表温度を高める温室効果を持つ。全体として、下層雲・中層雲は地表温度を下げる効果をもち、一方、上層雲（巻雲）は薄くて日射を透過させるため、温室効果によって地表温度を上げている。この雲の量や、濃さ、高さが温暖化に伴ってどうか変わるかは大変微妙で、予想が難しい。現状の、極めておおまかなモデルによると、温暖化に伴って熱帯域の対流性の雲が減り温暖化を拡大するという結果が得られている。大きさは、3℃の上昇をさらに4℃強にまで拡大する程度である。

ところが、最近、イギリス気象局のモデルで雲の取り扱い方を改め、温暖化による水蒸気量増大の結果、雲の濃さ（雲水量）が増して日射反射が大きくなる、という負のフィードバック過程を取り入れたところ、CO<sub>2</sub> 倍増時の気温上昇量は、他のモデルと同じ方式で雲を扱った場合の5.2℃から、3℃前後にまで減ったという。このように雲の効果は大きいにも関わらず、その取り扱いには大きな不確実要素がある。今後、観測や雲そのもののコンピューター・モデルによって、この問題に信頼できる解答を与えることが重要である。

### 5. 気候変化の推定

いわゆる「温暖化問題」において、人間の生活や産業、あるいは自然の生態系に与える影響という観点で重要なのは、単なる気温の上昇ではなく、降水量の変化とそれに伴う土地の乾湿状態の変化、積雪の変化、風の変化等々、気候の変化である。当然の事ながら、温室効果ガスの増加によって地球大気のエネルギー・バランスの状況が変われば、地球上の気候状態を決定している大気の大循環も変化する。

気候の変化を推定するために、コンピューターを使った気候の数値モデルによるシミュレーションが行われている。この研究でも、真鍋博士が世界のパイオニアであり、常にリーダーとして活躍している。

気候モデルは、天気予報のための大気の数値モデルを基に発展してきた。大気の数値モデルでは、地球を覆う全大気を3次元的なメッシュに切り、各メッシュごとの気圧、気温、風速、湿度の値によって大気の状態を表す。そして、これらの物理量の時間的変化を支配する流体力学方程式、熱力学方程式、空気および水蒸気に対する質量保存の連続の式を差分方程式に直して数値的に解き各メッシュでの物理量の変化を時間を追って計算していく。

天気予報の場合、計算の初期値は観測によって得られるから、それを基に、10分後、20分後というように計算して、2～3日後の気象状態を予測する。気候モデルの場合は、もっと長期間（10年間ぐらい）にわたって計算を行い、日射や海水温分布に見合った気温や風（大循環）の

平均的状态（気候）がどうなるかを調べる。

気候モデルの大気モデルとの大きな違いは、大気のみでなく、海洋（海水温、海水）や陸地面状态（積雪、土壤水分量）の変化をも扱う点である。長期間にわたる大気の状態は、その下に接する海面や陸地面の状態によって支配されるが、逆に、海面や陸地面の状態は気象によって変化する。そこで、大気・海洋・陸地面が相互に影響しあって変化して行く「気候システム」を考え、それをコンピュータ・モデル化する。気候モデルの概念を、図5に示す。

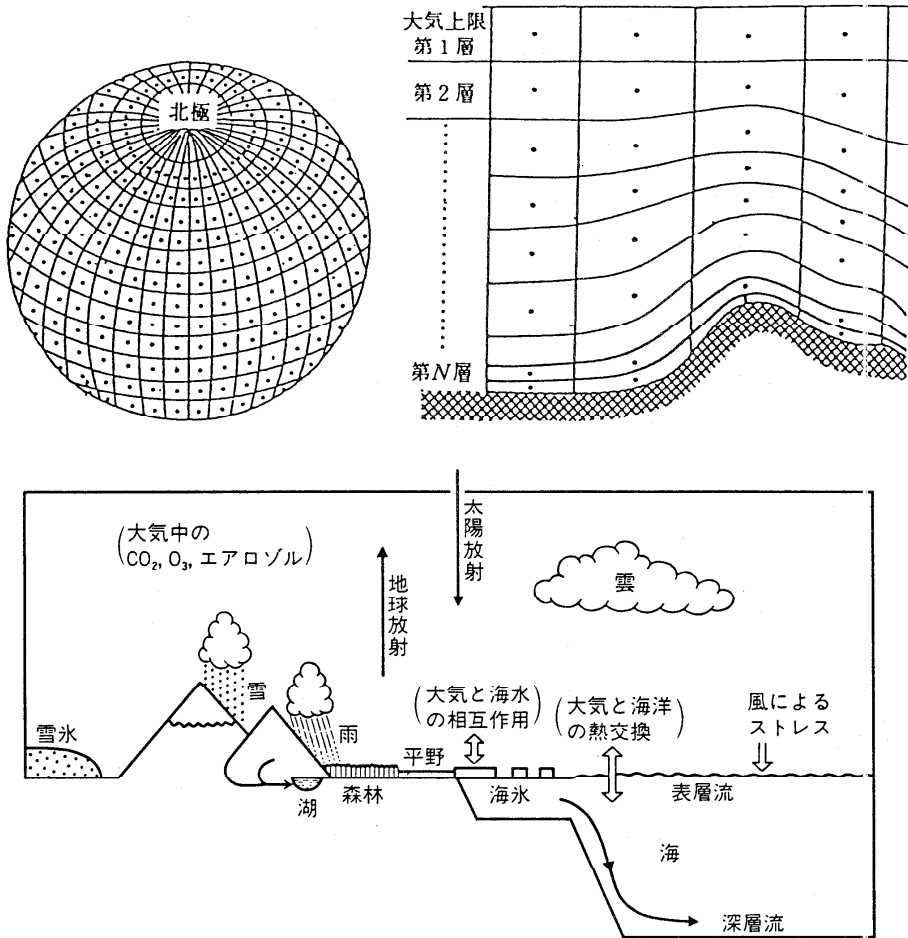


図5 大気-海洋-陸地面-雪氷からなる気候システムの概念図

このような気候モデルを用い、大気中の  $\text{CO}_2$  濃度や日射強度を与えて長期間の計算を行い、平均をとると「気候」を理論的（演繹的）に求めることができる。 $\text{CO}_2$ を現状の濃度にして求めた現状の理論気候は十分ではないが、基本的な特色、たとえば熱帯多雨帯とか地球上の砂漠分布、大陸西岸の温暖気候などを再現している。そこで、このモデルで $\text{CO}_2$ 濃度を2倍にして、そのような大気での気候を計算し、気候変化を推定するわけである。

説明からわかるように、気候モデルは大変複雑なもので、すでに述べた雲の取り扱いをはじめ、海水の成長・消滅過程とか、土壌水分量の変化のように、十分な観測や物理的基礎を欠いたまま研究者の直観でモデル化している部分を多く含んでいる。また、大量の計算を要するので、メッシュを粗く取らざるを得ず、(500~1,000km、ちなみに天気予報のモデルは100~200km)、日本ぐらいの地域的気候まではとうてい表現しきれない。このような問題点のため、これまでに世界中の研究機関で行われたCO<sub>2</sub>2倍気候の実験6~7例の結果はかなりマチマチである。これらに共通して言える特色は次の通りである。

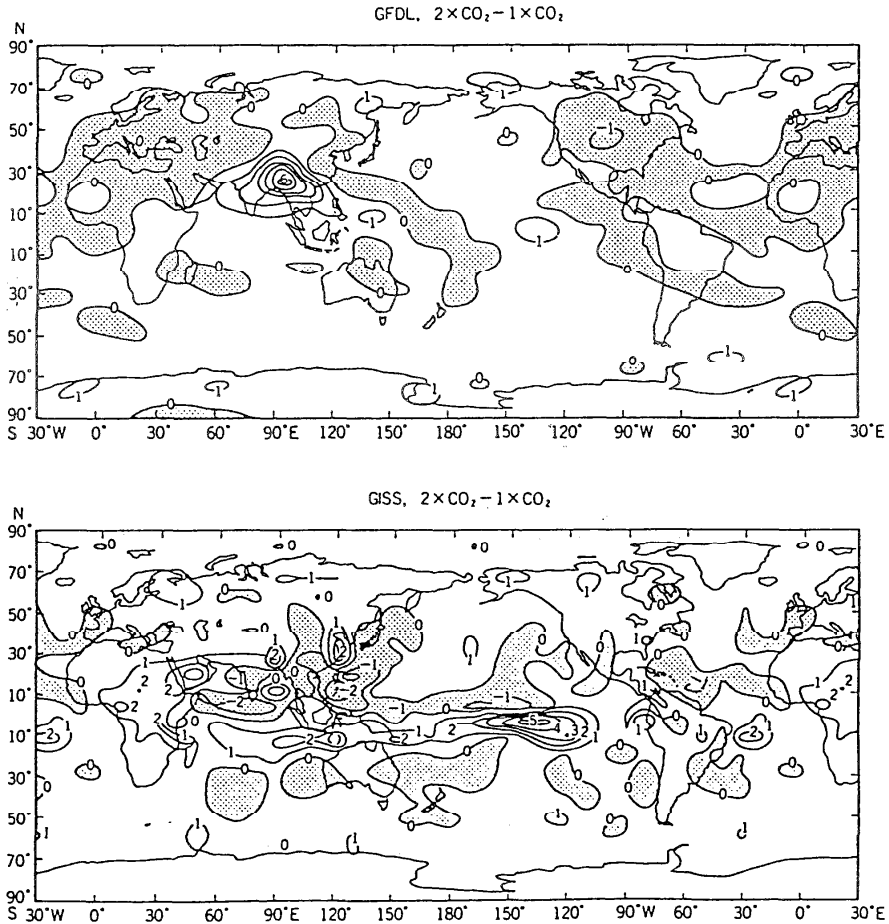


図6 GFDLのモデル(上)とGISSモデル(下)によって計算されたCO<sub>2</sub>2倍のもとでの平衡気候と、現状CO<sub>2</sub>での(計算された)平衡気候における降水量(A、7、8月の平均)の差。単位: mm/日、CO<sub>2</sub>増加によって降水量が減少する部分に影をつけてある。

- (i) 地表気温の上昇は、低緯度で3°C程度で緯度が高くなるほど大きくなり、特に冬季に大きい。これは、雪氷の減少の効果によるもので、モデルにもよるが極域の昇温は10°C以上に達する。全地球平均の昇温は4°C程度である。

- (ii)地球全体として降水量が10%程度増加する。当然、これに見合うだけ蒸発も盛んになる。気温上昇に伴い大気中に含まれる水蒸気量が増加する結果として納得できる。降水量変化の緯度分布を見ると、もともと多雨帯である赤道域と高緯度で増加し、中緯度・亜熱帯はあまりかわらないか、やや減少気味である。この結果、中緯度・亜熱帯は乾燥化し、一方、緯度60° 辺りすなわち、現在の多雨帯（針葉樹林帯）の北側が湿潤化する。森林や耕作適地は高緯度側にシフトする可能性がある。
- (iii) インド・モンスーンとか、梅雨のような地域的气候の変化がどうなるかは、現在のモデルの結果からはなんとも言えない。図6に、GFDLと米国・航空宇宙局ゴダード宇宙研究所（GISS/ NASA）のモデルによる夏季の降水量の変化の地理的分布を示す。二つのモデルの結果に共通点を見いだすのが困難なほど違っている。
- (iv)モデルの結果にも見られ、理論的考察からも支持されることは、対流性降雨が増えることである。昇温により、熱帯的な時期・領域が広がる結果、集中して多量の雨が降る熱帯のスコール型の降雨の頻度が増える可能性がある。このことは、水資源管理や防災の面で将来考えるべき事ではないかと思われる。
- 以上のように、現在、モデルから言えることはごく少数である。今後、モデルの分解能を上げ、組み込む物理過程を新しい観測データによって改良し、もっと信頼のおけるモデルを作らねばならない。

## 6. 海洋による昇温の遅れ

これまで説明した気候モデルの結果は、すべてCO<sub>2</sub>を2倍にした大気的气候を計算したものであった。すなわち、CO<sub>2</sub>2倍の平衡気候と呼ぶもので、最初からCO<sub>2</sub>が2倍であり、いつまでもそのままである仮想的な大気的气候である。実際のCO<sub>2</sub>増加は徐々に起こり、一方、気候を支配する海洋や地表面状態は直ちには変化しないから、50年後にCO<sub>2</sub>が2倍になったとしても平衡気候が現れるわけではない。巨大な熱容量を有する海洋の存在のため、温暖化は数十年の遅れをもって進行すると考えられている。

海洋による遅れを調べるには、大気・海洋の変化を同時に計算するモデルで、CO<sub>2</sub>を徐々に変化させながら気候の変化を追いかければよい。その場合、温室効果で暖まった海洋表面の水と、温暖化の影響を受けていない深層の水とが海洋中の循環によって交換する速度が、温暖化を抑制する鍵となる。残念なことに、CO<sub>2</sub>循環に関して記したように、海洋中の上下混合のメカニズムはほとんど未解明であり、モデルで計算しても検証が出来ない。

このような問題は残るが、大気・海洋結合モデルを用いて、CO<sub>2</sub>を徐々に増加させた実験が真鍋博士によって行われ、昨年発表された。その結果を見ると、CO<sub>2</sub>（実際には、他の温室効果ガスも加えてCO<sub>2</sub>に換算したもの）が2倍に達する2040年ごろの温度上昇は、低緯度で1.5℃、中緯度で2℃、極域でも4℃程度にとどまり、先のCO<sub>2</sub>2倍平衡気候の昇温量の1/2であ



る。さらに、南半球は海洋が大部分であることと、南極周辺海流に伴う鉛直循環の存在のため、昇温は大幅に遅れ、来世紀中の昇温は 1℃どまりであるという。これが正しければ、南極氷床の融解は相当長期にわたって起こりそうもないということになる。

まだ 1 例の実験が行われたのみで多くは言えないが、海洋による温暖化の遅れが大きいことは見当がつく。温室地球がすぐにもやってきそうなセンセーショナルな騒ぎは見当ちがいであることを示しているが、同時に、温暖化の遅れのため、はっきりとした気温上昇が認められないまま、油断をして CO<sub>2</sub> 増加にブレーキをかけないでいると、大幅な温暖化が避けられないほどに大気中に CO<sub>2</sub> を蓄積してしまうということをも示唆している。

人間活動により増加している温室効果気体は CO<sub>2</sub> ばかりではない。メタン (CH<sub>4</sub>)、一酸化二窒素 (N<sub>2</sub>O)、対流圏オゾン (O<sub>3</sub>)、それに成層圏オゾン層の破壊で問題となっているクロロフルオロカーボン類 (通称フロン、CCl<sub>3</sub>F、CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>、CCl<sub>2</sub>FCClF<sub>2</sub> など) は、濃度は CO<sub>2</sub> より小さいが、いずれも強い赤外吸収性を持ち、かつ N<sub>2</sub>O 以外は CO<sub>2</sub> よりも速いスピードで増加しつつある。このため、これら CO<sub>2</sub> 以外の気体の効果は、近年、急速に増大し、今後は CO<sub>2</sub> による温室効果増加に匹敵するようになると考えられている。

既に現在までに大気中に蓄積しているこれら気体の総量は、気候フィードバックを入れない最小の値で、地表の平衡気温を 0.6℃ 上昇させる量に達している。ほぼ間違いの無い水蒸気のフィードバックだけを考えても 1℃ の上昇、もし、モデル計算によるすべてのフィードバックが正しければ 2℃ 程度の昇温は避けられないところまで来ている。しかし、モデルの不完全さ、特に雲の効果には疑問が大きいところから、現状の温室効果気体増加量に見合う平衡気温上昇は 1℃ 程度ではないかと思う。

前世紀以来、これまでに地球全体の気温がどの位上昇したかを算出するのはデータ不足のため難しい作業であるが、0.3° ~ 0.5℃ と見積られている。海洋による昇温の遅れとして一応納得いく値ではある。この観測値自体にも疑問を呈する研究者もおり、また、放射・対流平衡モデルや気候モデルによる気温上昇の推定に関しては、まだ多くの不確実性が残されている。しかし、先に記したように、海洋による遅れのあることを考えると、今後何もしなくても、さらに地球的昇温は起こると考えられるので、不確実だからといって対策を講ずるのに消極的であってはならないと思う。

## 海底の熱水鉱床

小林 和男（東京大学海洋研究所）

### 1. 海底の熱水噴出

深い海の底も決して静かではなく、所々に断層運動や崖崩れ、火山や温泉が見つかっている。太平洋の東南の端には東太平洋海嶺と呼ばれる雄大な海底山脈(大洋中央海嶺とよばれている)が存在するが、その頂のそこかしこに400°Cに達する高温の海水が噴き上げていることが潜水調査船の窓から観察された。この部分の海底直下には高温の溶けたマグマが上昇して来ていて、海底岩石の間を通つて深部に染み込んだ海水は熱せられて軽くなり、周りの岩石の中に含まれている鉄や銅、亜鉛、マンガン、ニッケルなどの重金属を溶かし込みながら上昇する。海水中の硫酸イオンは還元されて硫化水素や単体の硫黄になる。

このような熱水が海底にまで達すると0°Cに近い酸素に富む底層水に触れて重金属や硫黄の微粒子を析出する。これが潜水調査船や深海テレビで発見されたブラックスモーカー、ホワイトスモーカーと呼ばれる噴煙の正体である。海嶺山頂の水深は2,500mから3,000mなので、静水圧は250気圧から300気圧になり、400°Cの水も蒸発せずに液体のままである。析出した粒子は直ちに固まって噴気孔の上に煙突(チムニー)をつくる(図1)。

噴気孔の周りには二枚貝や環虫類などの底生生物が群集をなして生育しているのが観察される。これは底生生物の中に共生している硫黄バクテリアが硫黄や硫化水素の還元力を利用して海水中の二酸化炭素から有機炭化水素を合成し、動物の餌としていることによる。太陽の光の下で進行する光合成が不可能な暗黒の深海底で独立に存在する食物連鎖の発見は、地球上における最初の生物誕生の仕組みをも示唆する重要な出来事であった。

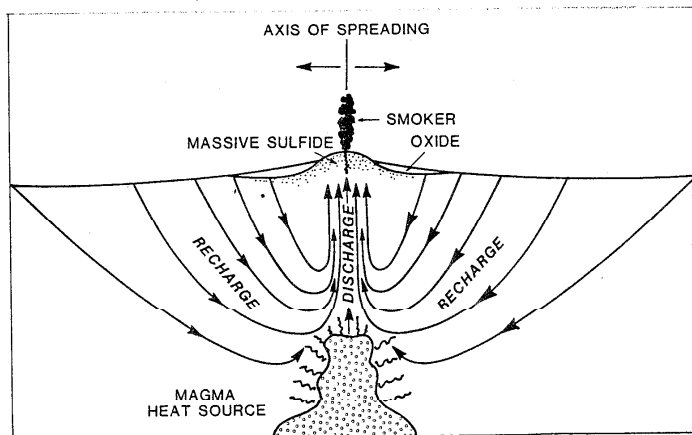


図1 大洋中央海嶺中軸部の熱水噴出

図2に海底の熱水噴出が発見された地点を示す。ほとんどが東太平洋海嶺あるいはそれと同様な大洋中央海嶺の山頂か、背弧海盆の中軸部に存在することがわかるであろう。今後さらに多くの熱水噴出が発見できると予想される。いずれの場所も海底が今生まれて拡大しつつあると考えられているところにある。メキシコ沖北緯21°の東太平洋海嶺中軸部は熱水噴出が初めて発見された所であり、その南のガラパゴス拡大軸でも多くの活動的な熱水噴出が知られている。北米西岸沖のファンデフーカ海嶺でも見事な熱水噴出が見つかった。

日本近海ではグアム北西方のマリアナトラフや沖縄西方の沖縄トラフにおいてそれぞれ潜水調査船アルビンと「しんかい2000」によって熱水噴出が観察されている。伊豆小笠原諸島西方の背弧海盆にも熱水噴出が存在する可能性があると言われている。1つの例外はハワイ島の東南のロイヒ海山であるが、この海底にはハワイ火山をつくるマグマが上昇して来ているので、事情は同じである。

熱水噴出は大洋中央海嶺中軸部のどこにでも見られるわけではない。次章の簡単な見積りからも分かるように、熱水噴出はむしろ極めて局所的で、短期的な出来事であるらしい。一般には、海底の拡大につれて海嶺中軸部に上昇してきたマグマは海底地下深部でゆっくりと冷えて固まり、玄武岩から成る海底地殻をつくる。固結した海底地殻が横に移動するにつれて冷え、底部に部分溶融していた深部マントル物質が固化して付着する。こうして海底の固体層(リソスフェア)は  $d = Bt^{1/2}$  ( $t$ は海底の年齢)の式に従って次第に厚さを増し、固化の潜熱が地球中心部から表面に向かって放出される熱と共に鉛直上方に流れる。海底地殻熱流量がどこでもほぼ  $q = A t^{1/2}$  の式で表されるのはこのためである。

海底表面の水深も  $D = Ct^{1/2}$  に従って増加する。深部よりも密度が大きい固体層(リソスフェア)の厚みが増加した分だけ沈降して均衡を保つのである。海嶺の中軸部から麓へ次第に傾斜がゆるくなりながら深くなる典型的な中央海嶺の地形はこうして造られる。

中央海嶺中軸部に熱水噴出は見つからなくても、熱水によって生成されたと考えられる重金属の硫化物が積もっている場所はかなり方々に知られている。表1に代表的な海底硫化金属鉱床の分析値を並べた。うまく回収ができれば高品位の重金属鉱物資源として将来有用であると期待できる成分をもっている。多くの国が海底熱水鉱床の探査に熱心である理由もわかるというものである。

最近の海底探査の結果、大洋中央海嶺の山頂の位置は精密に決められ、精度の良い海底地形図が手に入るようになった。プレートテクトニクスによってどの海嶺のどの部分が現在どのくらいの割合で拡大を続けているかが求まっているので、特に拡大速度の速い所を狙って詳しい調査を行えば、熱水噴出の現場を見いだすのも容易になってきた。さらに詳しい反射法連続音波探査によってマグマのありかを追跡することも可能である。熱水噴出はマグマが海底のすぐ近くまで上昇して来ているところに存在することは明瞭になった。

表1 代表的な熱水鉱床の重金属含有量

採取地点	産状	Zn	Fe	Cu	Pb	Mo	Cd	Co	Ag	Au
Juan de Fuca 海嶺	暗灰色塊状	54.0	8.0	0.32	0.25	n.d.	490	n.d.	290	n.d.
	淡灰色Sponge	59.2	1.8	0.07	0.06	n.d.	1060	n.d.	230	n.d.
	暗灰色塊状	55.0	n.d.	0.35	0.32	n.d.	n.d.	n.d.	300	n.d.
東太平洋海影 21°N	暗灰色塊状	50.0	n.d.	0.75	0.35	n.d.	n.d.	n.d.	400	n.d.
	暗灰色塊状	49.7	8.9	0.28	n.d.	n.d.	n.d.	~10	n.d.	n.d.
Galapagos 拡大軸	暗灰色塊状	1.0	n.d.	6.50	0.02	n.d.	n.d.	n.d.	21	n.d.
	暗灰色塊状	0.1	n.d.	10.0	0.10	n.d.	n.d.	n.d.	300	n.d.
	暗灰色塊状	1.0	38.0	6.50	0.25	181	n.d.	250	21	0.2
沖繩トラフ 伊是名海穴	黄褐色塊状	5.6	6.5	2.3	3.8	0.02	900	n.d.	300	n.d.
	暗灰色塊状	7.0	1.4	4.9	2.3	0.01	400	n.d.	2500	n.d.
	暗灰色塊状	42.8	2.6	3.3	21.96	n.d.	0.13	n.d.	1750	1.5
	暗灰色塊状	30.0	3.0	13.3	21.3	n.d.	n.d.	n.d.	967	12.8
伊平屋海凹	黄褐色塊状	0.51	n.d.	n.d.	0.44	n.d.	n.d.	n.d.	290	0.1

(%)

(ppm)

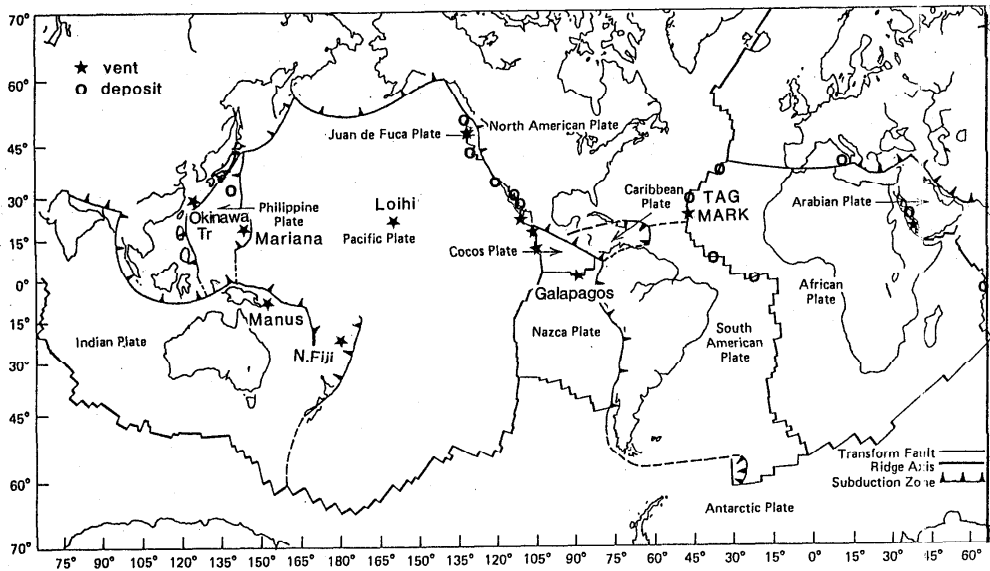


図2 熱水噴出と熱水鉱床が知られている地点

## 2. 海底の熱水循環機構

### 2.1 中央海嶺中軸部での熱輸送

最も活動的な噴気孔からは多くの場合1~5 m/sの流量で約350°Cの熱水が湧出していることが潜水船やテレビによる観察によって確かめられた。このような噴気孔による熱輸送量  $H$  は次の式で表わされる。

$$H = \pi r^2 v \rho C_p \Delta T$$

ここで  $r$  は噴気孔の直径、 $v$  は流量、 $\rho$  は熱水の密度、 $C_p$  は熱容量、 $\Delta T$  は鉛直温度勾配を表す。 $r$  は噴気孔毎に異なるが、最も多くの場合  $r = 2 \sim 20 \text{ cm}$  である。

代表例として  $r = 15 \pm 2 \text{ cm}$ 、 $v = 2 \sim 3 \text{ m/s}$  とし、260 barにおける海水についての実験値から  $\rho = 0.64 \pm 0.02 \text{ g/cm}^3$ 、 $C_p = 1.4 \pm 0.1 \text{ cal/g}^\circ\text{C}$ 、 $\Delta T = 348 \pm 6^\circ\text{C}$  を与えると、 $H = (6 \pm 2) \times 10^7 \text{ cal/s}$  となる。上昇流の運動エネルギーは  $10^2 \sim 10^3 \text{ cal/s}$  程度なので、熱に比べて無視できる。

中央海嶺の中軸部  $1 \times 60 \text{ km}$  の範囲に地球内部から放出される熱量  $q$  はこの部分の熱流量が  $23 \text{ HFU}$  ( $1 \text{ HFU} = 10^6 \text{ cal/cm}^2 \text{ s}$ ) であることから

$$q = 1.38 \times 10^7 \text{ cal/s}$$

いっぽう、年齢  $0.3 \sim 1.0 \text{ m.y.}$  の通常の海底で測定された熱伝導による地殻熱流量の平均値は  $4.1 \pm 2.5 \text{ HFU}$  なので、上記の領域に熱伝導により地球内部から放出される熱量  $q_c$  は

$$q_c = 0.23 \times 10^7 \text{ cal/s}$$

従って、熱対流による熱輸送量は

$$q_h = q - q_c = 1.1 \sim 1.2 \times 10^7 \text{ cal/s}$$

この数値は1個の噴気孔から放出される熱量は長さ3~6 kmの中央海嶺の中軸部から放出される全熱量とほぼ等しく、長さ4~7 kmの中央海嶺の中軸部から熱対流により放出される熱量とも等しいことを示している。熱の放出が唯1個の噴気孔に長期間集中するとは考え難いので、噴気孔は長い地質時代のうちほんの  $1/10^2 \sim 1/10^3$  の間だけ活動していることになる。マグマ活動の継続時間は  $10^2 \sim 10^3$  年なので、海底噴気孔の活動時間はほんの1~10年に過ぎない勘定になる。これは噴気孔の周囲に積もった硫化物の量がそれほど多くないことや、活動を終えた噴気孔の周りにまだ新鮮な生物群落の遺跡が見られることとも一致する。

### 2.2 対流発生の条件

よく知られたようにある境界層の中で対流が発生するためには、以下にあたえられるレイリー数が臨界値  $4\pi^2 = 39.48$  を越えなければならない。

$$R_a = K\beta\Delta T g H / K_M \eta$$

この式で  $K$  は透水率、 $\beta$  は液体の熱膨張率、 $\Delta T$  は温度勾配、 $g$  は重力加速度、 $H$  は透水層の厚さ、 $K_M$  は水で飽和した媒体の熱拡散率、 $\eta$  は液体の動粘性率を表す。

一般に海底基盤上部をつくる玄武岩溶岩層の透水率は空隙や割れ目のために極めて大きく  
 平均値として  $4.5 \times 10^{-12} \text{ cm}^2$  ( $1 \text{ cm}^2 = 10^8 \text{ darcies}$ ) という値が与えられているが、じつぎいのバ  
 ラツキは2桁近いと思われる。その他の量は実験により得られるので、それらに基づいて計  
 算したレイリー数は  $6 \times 10^3$  から  $10^6$  となって臨界値を越える。Ribando *et al.* (1976) は玄武岩溶  
 岩層内にはかなりの規模の(おそらく波長7km、深さ4km程度に及ぶ)対流が起こり得るこ  
 とを示している。

これに対し海底表層の堆積物の透水率は  $10^{-16}$  から  $10^{-12}$  でほとんどの場合堆積物の中  
 では熱対流は起こり得ない。海底堆積物は玄武岩溶岩層の上に毛布をかぶせたような  
 効果をもたらすことになる。図3は堆積物が  
 ない場合と存在する時との玄武岩溶岩層  
 内での対流のパタンの違いを模式的に描い  
 たもの(Lister, 1972) である。堆積物の存在  
 が対流を弱めると共に、その規模を小さく  
 することがわかる。

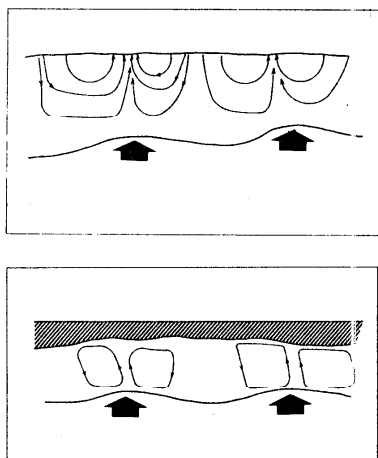


図3 堆積物被覆がない場合(上)とある場合(下)  
 の熱対流

### 2.3 海嶺軸近傍での熱対流

海底での地殻熱流量を知るには堆積物の中に鉛直に槍を差して温度勾配を測り、別に測っ  
 た熱伝導率を掛け合わせて熱流量とするのがほとんどである。一定の(通常数m以上の)堆積  
 物が存在することが地殻熱流量測定条件になる。しかし、その下にどのようにして熱が運  
 ばれて来たかは測定値の地域分布から判断する以外に方法はない。

海嶺軸近傍で熱流量測定値が図4のような波長数kmの周期的な分布をすることがある。

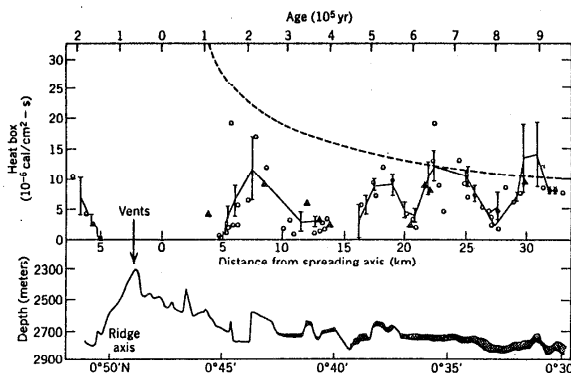


図4 東太平洋ガラパゴス拡大軸付近の熱流量測定値(丸と三角)。縦棒は標準偏差、波線  
 は熱流量の理論値を示す。下欄は海底地形断面、黒ぬりは堆積物の厚さを表す。

図4で熱流量測定値が大きい所が上昇流、小さい部分が下降流に対応する。測定はある程度の堆積物が存在する地点でしかできないので、熱水が直接海底にしみ出している所の熱流量は測定されていない。中軸付近で測定値が理論値から大きくずれているのはその地点からの熱輸送を見落としているためと考えられる。堆積物が次第に厚くなると測定値が理論曲線に近づくのが分かる。実は、東太平洋ゴルダ海嶺でこのような値が得られたのを説明するためにLister(1972)によって考え出されたのが熱対流モデルだったのである。

#### 2.4 堆積物を取り除いた後の対流の発生

海底堆積物層を人工的に取り除くと、激しい対流が玄武岩溶岩層内に発生することが、東太平洋コスタリカ沖の掘削点504B(図4)ではっきりと実証された。この掘削孔では初め堆積層内を掘削している間は、孔内で測定した温度勾配は伝導による熱の鉛直上方への流れによると思われる値をもっていたが、掘削孔が高透水率層に達するやいなや孔内の温度は下がり始め海底から冷水が激しく流入したことを示した(図5)。

海水の流入はかなり長期間継続したらしく、2ヶ月後に再び同じ掘削孔を訪れて温度計を下ろしたところ、まだ流入の影響は消えていなかった。ようやく、7年後に鉛直温度勾配は直線的になり、対流が止ったことを示した(図6)。

掘削孔504Bは元々玄武岩溶岩層内に起こっていた対流系では上昇流に相当する部分であることが海底熱流量測定から推定されていたので、鉛直温度勾配はかなり大きく、海底下1,562m(基盤表面下1,287m)では150°Cを越え、掘削用の刃がすぐ摩滅してしまい、孔内に下した磁力計のICが焼けて使用不能になる事故を起こしたほどであった。

掘削孔下部から採取された岩石試料はいずれも激しい変質または変成を受けていて、高温の熱水の影響を示している。例えば磁鉄鉱はほとんど

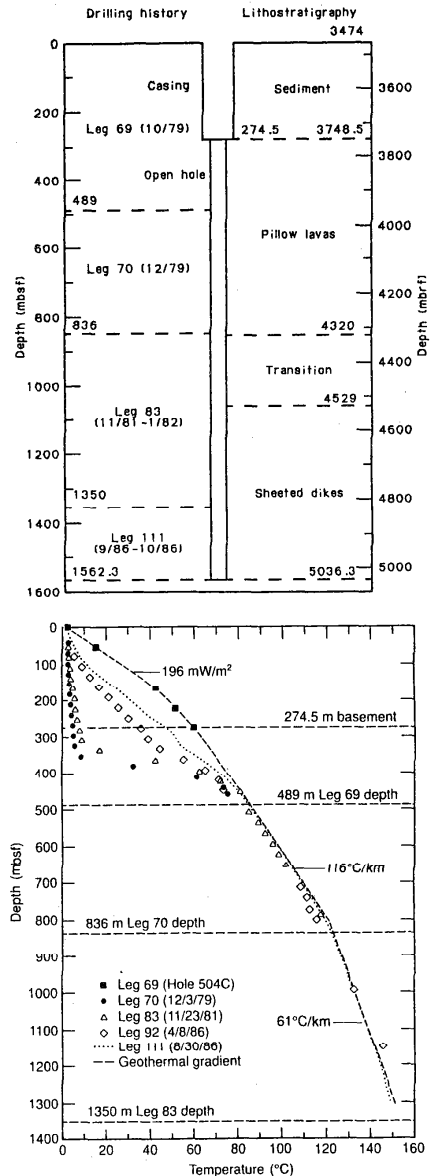


図5 コスタリカ沖504B掘削孔の岩相(上)と孔内温度分布

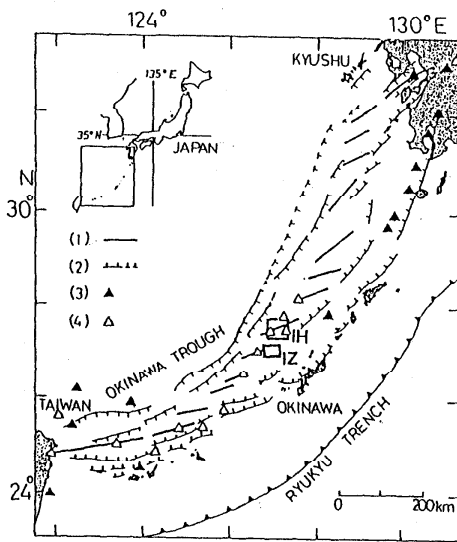
分解して磁性を失っていた。しかし、上層の岩石はそれほど変質していないので、熱水の影響は岩石層下部に限られていたらしい。

## 2.5 重金属イオンを含んだ熱水の挙動

コスタリカ沖の掘削孔504Bの実例でも分かるように、熱水は必ずしも海底表面に噴出するとは限らず温度の低下や透水率の減少により上昇を止めて、下降に移ることがある。海水は温度が高くなれば膨張して軽くなるが、重金属を溶かし込むにつれて重くなっている。熱水の上昇、下降はこの密度変化と静水圧の影響をうけて周囲の海水とのバランスで生じる浮力の正負と透水率による。

海底表面に到達する前に熱水の温度が下って上昇できなくなるか、透水率の小さい層に阻まれて止っていると、次第に熱を失って冷却して、重金属を溶かし切れなくなってその場に鉱床を析出する。周囲が依然還元雰囲気であれば析出する鉱床は硫化物であるが、もし酸素に富んだ底層水がその深さ迄下降していて酸化雰囲気が強いと、重金属は酸化物として沈積する。どの温度とどの酸化還元電位で析出するかは元素により異なるので、条件次第で銅や亜鉛、ニッケルに富んだ硫化物が鉱床をつくることもあれば、ほとんど鉄だけの酸化物(または水酸化物)が溜まっていることもある。せっかく硫化物鉱床が表面に沈積してもそのままでは長い時間酸素に富んだ底層水に晒されている間に酸化されて海水中に溶解してしまう。

一般には表層堆積物が有機物に富む陸源のものだと、強い還元雰囲気を生じるので、銅や亜鉛、ニッケルに富んだ高品位の硫化物鉱床がつけられる可能性が高い。アジア大陸から流入する陸源堆積物にほとんど覆われている沖縄トラフの熱水鉱床が資源としても有望なわけはここにある。沖縄トラフは西北側を東シナ海、南東側を琉球島弧に囲まれたほぼ南北に細長い海底の窪みで、大部分



IH: 伊平屋海凹, IZ: 伊是名海穴,  
 (1)中央地溝, (2)断層, (3)陸上活火山,  
 (4)第四紀海底火山, (Kimura, 1985を一部修正)  
 図7 沖縄トラフ伊是名海穴、伊平屋海凹

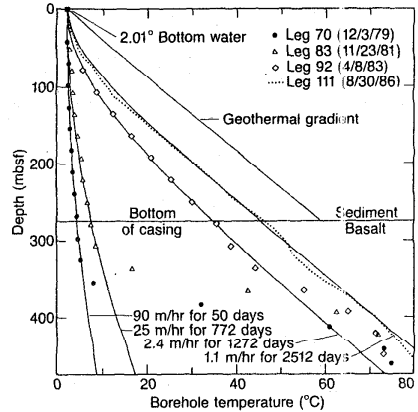


図6 掘削孔504B上部の温度分布。

平衡値と一定の下降水量を与えた時の計算値。7年後に下降水量が減少していることがよく分かる。



は2,000mよりも浅いので「しんかい2000」で到達できる利点があり、その南西部の伊是名海穴、伊平屋海凹という名の小さな穴の中で2年程前に熱水噴出の現場が潜水船の窓から観察された。

琉球島弧は南東側に琉球海溝があって、フィリピン海のプレートが沈み込みつつある所であるが、島弧型の第四紀火山列は北部だけに見られ、南部では琉球列島の背後(海溝の反対側)の海底が割れてその中軸部に熱水噴出や、熱水鉱床が存在する。沖縄トラフはこのようにいっけん中央海嶺的な特徴を持つけれども、その地殻構造は海洋性にはほど遠く、大陸地殻に近いことが知られている。ここでは、大陸の縁が今まさに裂けつつある所だと考えられている。

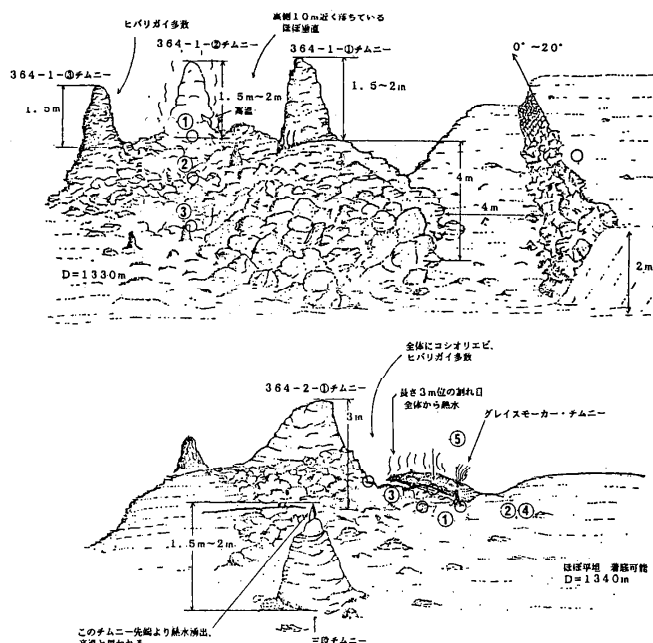


図8 沖縄トラフ熱水噴出チムニーのスケッチ

地球上で似た場所は東アフリカの大地溝帯(リフトバレー)で、この地溝内には多くの火山活動が知られている。ただ、海水が存在しないために中央海嶺のような熱水循環が起これない点異なる。過去には東北日本の西側に13Ma頃に同様な大地の亀裂(リフティング)があったらしい。この時期には東北日本の大部分は大きく沈降して海水面下にあったので激しい熱水循環が起こったに違いない。亀裂の両側は厚い堆積層なので、熱水鉱床はたちまち厚い堆積物で覆われ、現在までそのまま保存された。秋田県に広く知られた黒鉱(くろこう)はこのような成因を持つと考えられている。

背弧域で現在激しい熱水活動が知られているのは、グアムやサイパン西方のマリアナトラフ、南半球フィジー島西南の北フィジー海盆、ニューブリテン島のラバウルに面するビスマルク海の一部であるマヌス海盆などで、米国の潜水調査船アルビンやフランスのノチールが夫々熱水の観察に活躍した。伊豆小笠原島弧海溝系の背後にあるスミスリフトや黒瀬海穴にも熱水活動の可能性が指摘されているが、まだ現物は見出されていない。

中央海嶺では、北東太平洋北米西岸沖のファンデファーカ海嶺の熱水鉱床が特に注目されている。この海嶺は米国のオレゴン、ワシントン両州とカナダ西岸沖200kmほどの近距離にあり、コロンビア川などの大河から多量の土砂が海底に運び込まれている上、海嶺が堰の役目

を果たして土砂を西側の太平洋底に流れ込まないようにせき止めている。そのため、ファンデフーカ海嶺の西側はほとんど堆積物がないのに、東側はかなり厚い堆積物で覆われている。その下には良質の硫化重金属鉱床が潜んでいる可能性がある。この海域は米国とカナダの200海里経済水域内にあることもあって両国は基礎調査に特に熱心である。

厚い堆積物で覆われた熱水活動のもう一つの例は、メキシコとカリフォルニア半島(バハカリフォルニア)に囲まれた細長い湾内にあるグアイマス海盆である。この地域で採取された試料の中にはかなりの変成鉱物が含まれている他、石油に似た炭化水素さえ見出された。この炭化水素は石油ほどは熟成されておらず、熱水噴出孔の周辺にあった第四紀の堆積物中の有機物が上昇する熱水に伴って海底付近に達し、冷えて蓄積されたものと考えられる。

堆積物で覆われて保存されない硫化物鉱床は底層流が強い大洋底では短時間に海水に溶けて消滅してしまう。海中にはかなりの量の鉄やマンガンを含んでいることがある。その一部は直接河川を通じて陸から運び込まれたものであるが、熱水鉱床が溶けたものもかなり入っていると思われる。海水がさらに酸素に富んだ底層水にふれるとさらに酸化が進んで、鉄は $Fe^{2+}$ 、マンガンは $Mn^{4+}$ になって酸化物または水酸化物として海底表面に沈積する。これが広い意味でマンガンジュールとよばれる団塊状の黒色の物質である。その中にはかなりの量のニッケル、コバルトを含むものがあるので有用資源として注目される。

海底に噴出した重金属に富んだ海水がそのまま保存されているのは、紅海中軸部のアトランテイスII海淵(水深2,000m以上)の高温濃塩水である。この底層水は温度 $56^{\circ}C$ 、塩分は通常の海水の数倍にたつする。海底には厚さ2mほどの硫化物(主として非結晶質の閃亜鉛鉱と黄銅鉱)と鉄の水酸化物の互層が長径15kmに達する窪み全体を覆っている。重晶石( $BaCO_3$ )や石膏は所々に分布している。それよりも高温濃塩水自体に多量の重金属が含まれ、それを回収することによって資源として有用な物質が採取できる。この地域は岩塩を含む蒸発岩(地質時代の或る時期に海が干上がってきた岩体)が広く分布することがよく知られているので、熱

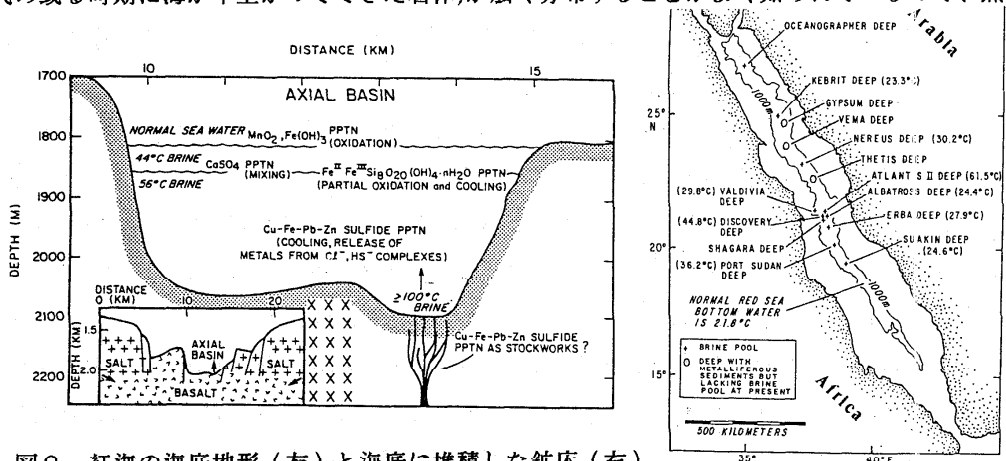


図9 紅海の海底地形(右)と海底に堆積した鉱床(左)

水は高温の状態では蒸発岩を溶かし込んで上昇し、冷却後は高密度水となって海底の凹地に淀んでいるのだと思われる。

### 3. 冷水の湧出と循環

これまで述べたのは透水率の大きい岩石中に、高温のマグマによって熱せられた海水が循環する場合であった。これに対し、厚く積もった堆積物の間隙水がプレート境界部での水平応力や、地殻自体の隆起、沈降による圧縮力によって搾り出された時には堆積層内の断層面に沿って溜まり、断層が海底表面に達している時には海底まで湧き出すことがある。この湧出水はマグマ活動とは直接の関係はないが、通常の地温勾配の影響でやや温かくなっている。

冷湧出水は堆積物中の有機物を溶かし込んでメタンや硫黄に富むことが多い。そのメタンや硫黄を餌に生育するバクテリアは、硫黄の還元力を基により高級な炭化水素を合成して、バクテリアを歯の中に共生させている二枚貝や環虫類を繁栄させている。東海地方から四国の南方にはほぼ東西に走る海溝の一種である南海トラフ(水深が6,000mよりも浅いため海溝と呼ばず、トラフというが、成因は海溝と同じで、海底プレートが斜に沈み込む入り口にできる細長い窪みである)の陸側斜面先端部には冷湧出水を餌に生育するしろうり貝の群集がそこかしこに発見されている。しろうり貝の群集の直径は数十cmから1m程度のことが多いが、群集の中と外での海底鉛直温度勾配の比較から群集の中だけに湧出水が存在することが示されている。メタンの量もその中でとくに多い。

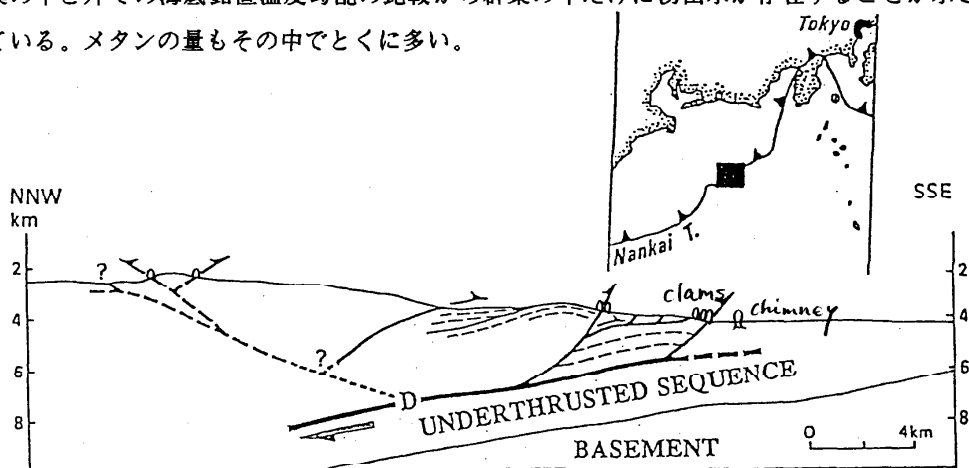


図8 南海トラフ海底地下構造と湧出水の通路となる断層

沈み込み帯の境界面には絞り出された多量の間隙水が溜まり潤滑油の役目をする。この層は陸上に露出する過去の地層の中に時折見出されてデコルマ面と呼ばれていたが、2層の間にはかなりのずれがあるのに、どちらの層にも全くずれに伴う変形がないのが不思議であったのが、沈み込み帯での様子から見事に説明ができた例である。

冷湧出水を基に生育する二枚貝や環虫類の群集は、日本海溝や千島海溝の陸側斜面下部(水

深が6,000m付近)、カリブ海に面するバルバドス海域、太平洋が北米大陸の下に沈み込むオレゴン沖、メキシコ湾北縁で圧縮力が卓越するフロリダ海底崖などでも見つかっている。

冷湧出水の中にはかなりの量のメタンが含まれていることは、私達が1989年夏に南海トラフでフランスと共同で実施したKAIKO-NANKAI計画において潜水調査船ノチールが採取した底質水の分析値を見ても明らかである。メタンに富む海水が海底付近で酸素を含む底層水に触れると、メタンの一部は酸化されて二酸化炭素となり、海水中のカルシウムと結んで炭酸カルシウムとして析出し、周囲の泥や貝殻を固結させる働きをする。南海トラフには、こうしてつくられた石灰質のチムニーや、硬い層が見出されている。

多量に溜まった間隙水が海底表面まで上昇する通路となる断層や破砕面が見つからない時は、間隙水の圧力は次第に高まり、ついには上面を覆う堆積層を押し上げて海底表面に噴出することがある。音波探査記録を見ると通路に沿った堆積層が上向きに曲げられていることが良く分かる。噴出孔の周りの堆積物は海底に小さな山を成して残る。これは一種の低温の噴火なので、泥火山(Mud Volcano)と言われることがある。マグマを伴わない活動を火山と呼ぶには抵抗があるので、代わりにMud DiapirまたはMud Lump(いずれも泥の上昇を意味する)という用語を使うことも多い。

バルバドス海域には多数の泥火山(直径数百mから数km、高さ200~500m)が見付っている。その周囲には二枚貝の群集や、黒く変色した泥が存在し、間隙水の噴出が現在も継続していることを証拠立てている。これに対し、南海トラフで発見された泥火山には生物の群集は見られず、泥の表面には薄くマンガン酸化物が付着していることから、間隙水の噴出はかなり前に終結してしまったと思われる。

有機物を多量に含んだ間隙水が堆積物深部に溜まり、地熱の働きで次第に熟成されると、資源として貴重な石油に代わる。間隙水の行動と貯溜の過程は石油地質学上重要な問題であるのはこのためである。

#### 参考文献

- 月刊海洋科学15巻9~10号,1983は「熱水鉱床」の特集号で23編の解説がのっている。  
海洋科学技術センター：第5回「しんかい2000」研究シンポジウム報告書、1989  
Anderson, R.N.; Marine Geology - A Planet Earth Perspective, John Wiley & Sons, New York, 328pp., 1986.  
Becker, K., H. Sakai *et al.*, Proceedings of the Ocean Drilling Program, vol.111, Part A-Initial Report,357pp. NSF/JOI, 1988.  
Lowell, R.P.,and P.A. Rona; Hydrothermal models for the generation of massive sulfide ore deposits, J. Geophys. Res., 90, 8769-8783, 1985.  
MacDonald, K. C., K. Becker, F.N. Spiess and R. D. Ballard; Hydrothermal heat flux of the "Black Smoker" vents on the East Pacific Rise, Earth Planet. Sci. Lett., 48, 1A7, 1980.  
Ribando, R.J., K.E. Torrance and D.L. Turcotte; Numerical models for hydrothermal circulation in the oceanic crust, J. Geophys. Res., 81, 3007-3012, 1976.  
Rona, P.A.; Hydrothermal mineralization at sea floor spreading centers, Earth Sci. Rev., 20, 1-104, 1984.

1. はじめに

彗星というのは、太陽を周回する軌道に沿って運動している微小な天体である。永く人類にとって謎の多い天体であったが、1986年の回帰に際して、ハレー彗星への探査が行われて、その素顔が人類に示された。そして、アメリカの天文学者 F. ホイップルが 1950 年に提唱した氷核モデルが確認されたわけである。

彗星はどれくらいの数が太陽系に属するかと言えば、種々の力学的計算から 1 千億個前後と推定される。これは十分に大きくて、同時に活発な活動をする彗星であって、活動しなくなり、結果として観測されないものも含めると、これの数倍にもなるであろう。時には地球に衝突して大破壊をもたらす。

最初、彗星は余りにも小さいので、その内部ではこれといった物理現象、例えば熱の伝導とか対流のようなものは起こらないと考えられてきた。しかし、いくつかの彗星の観察された現象を説明しようとするれば、どうしても熱に関する過程を考えねばならなくなってきた。

ここでは彗星の内部で起こる熱の発生と伝達、それに表面で起こる各種分子の昇華に伴う熱の授受を考える。何れも極く極く基本的な物理法則に基づいた現象なので、定式化し、同時に数値的に解くことは容易である。そのため、理論的に得られた結果を観測と比較することも容易にできる。

2. 彗星に見られる分子

彗星は太陽から遠いところでは観測されない。太陽に近づくと、コマというぼやっとした部分が見えてくる。これは彗星の核から放出された気体分子とチリが観測されるようになるからである。このコマの部分の吸収・発光スペクトルの観測から、どの様な分子が存在するかが推論される。アンモニア、メタン、OH、一酸化炭素等々が認められている。青酸も認められている。

一方、彗星は太陽系の外縁か、星と星の間の低温の空間で作られたことは間違いない。即ち、上記の分子を含むチリが集合してできたものであろう。そこで、星間空間にある分子と彗星にある分子の存在比がどうなっているかを考えてみよう。これを表 1 に示す。

この表から、彗星の成分ではCOやN<sub>2</sub> が星間空間の存在比と比較して欠乏していることが見て取れる。

星の分子種	彗星コマに認められる 分子種	$\text{Log}(x)/\text{OH}$ 星間	$-\text{Log}(x)/\text{OH}$ 彗星
CO	CO、CO <sub>2</sub>	1.2	
N <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	1.8	
HCN	CN	0.5	
CH <sub>4</sub>	CH	-0.6	
NH <sub>3</sub>	NH <sub>2</sub>	-0.3	

表1 彗星と星間分子の存在比

一部の研究者はこの欠乏は彗星が凝集した空間の温度が高かったため、揮発性の極めて高いCOやN<sub>2</sub>は凝縮しなかったのだと主張する。表2にいくつかの分子の凝縮温度を挙げておく。

分子	気体密度		
	10 <sup>3</sup> cm <sup>-3</sup>	10 <sup>5</sup>	10 <sup>7</sup>
HCN	64.5 K	68.9 K	73.9 K
NH <sub>3</sub>	52.6	56.1	60.0
CH <sub>4</sub>	16.9	18.0	19.5
CO	14.8	16.1	17.5
N <sub>2</sub>	12.1	12.9	13.9

表2 関連する分子の凝縮温度

COやN<sub>2</sub>は凝縮温度が低いことが見て取れる。もし彗星がこれらの温度よりも高いところで形成されたならば、COやN<sub>2</sub>は当然少ないであろうということになる。他方、非常に反応性の高い硫黄の分子S<sub>2</sub>も見つかっている。とすれば、この説明ではうまくいかない。S<sub>2</sub>の存在は彗星形成が15 K以下で起こった事を示しているからである。

以下で展開する議論では、彗星が玉葱構造を持ち、まず表面にCOやN<sub>2</sub>の層、その内部にCH<sub>4</sub>の層、そして一番内側に水の氷があることを示す。これは彗星の内部での熱過程を考えれば自然に導かれる。

そして、COやN<sub>2</sub>は極めて揮発性に富んでいるので、太陽近くにくると一気に昇華し、失われてしまう。結果として、メタンやアンモニア、それに水が残されるのである。古い彗星はこれらの分子から成ることが知られている。

### 3. 彗星内の放射性物質

地球上に各種の放射性物質があることから、宇宙にも同じようにあることが期待される。事実、隕石の中にも放射性物質はある。このことから、これらの物質が作られてから有限の時間しか経過していないことが導かれる。

宇宙には半減期の長いものから短いものまで色々の放射性元素がある。短いものは、例えば、アルミニウムの同位元素  $^{26}\text{Al}$  があり、長いものではウラニウムやトリウムがある。英国のWallis は  $^{26}\text{Al}$  がもし彗星の中にあれば、これが崩壊する際に放出する熱で彗星の内部は溶けて水になると主張した。この元素の半減期は約100万年なので、短期間に大量の熱を出す。この溶けた水の中で微生物が増殖する可能性もあると主張する研究者もいる。しかし、この元素が形成される過程を考えると非常に疑問である。 $^{26}\text{Al}$  や他の放射性元素は星が超新星となって爆発するとき造られる。これらの元素が 100万年以内に固まって彗星となるならば、その存在は考えられるが、100万年という短い期間に彗星ができるとは考えにくい。よって  $^{26}\text{Al}$  の効果は無視してよい。

半減期が十分に長く、発熱量の高いのはウランとトリウムである。彗星は主として C, N, O でできているので、これらに対するウランやトリウムの宇宙存在比を基に推定すると、彗星の 1 グラム当り、 $1.1 \times 10^{-7}$  グラムの  $^{232}\text{Th}$ 、 $2.1 \times 10^{-8}$  グラムの  $^{238}\text{U}$ 、 $1.5 \times 10^{-10}$  グラムの  $^{235}\text{U}$ 、それに  $^{40}\text{K}$  も含まれる。表にまとめると次のようになる。

元素	半減期	元素 1g 当りの 発熱量 現在	彗星 1g 当りの発熱量	
			現在	40 億年前
$^{238}\text{U}$	$4.47 \times 10^9 \text{ yr}$	$0.73 \text{ cal g}^{-1} \text{ yr}^{-1}$	$1.75 \times 10^{-8} \text{ cal g}^{-1} \text{ yr}^{-1}$	$3.15 \times 10^{-8} \text{ cal g}^{-1} \text{ yr}^{-1}$
$^{235}\text{U}$	$7.04 \times 10^8$	4.63	$1.3 \times 10^{-10}$	$6.3 \times 10^{-9}$
$^{232}\text{Th}$	$1.41 \times 10^{10}$	0.20	$2.3 \times 10^{-8}$	$2.76 \times 10^{-8}$
$^{40}\text{K}$	$1.24 \times 10^9$	$26 \times 10^{-6}$	$0.50 \times 10^{-8}$	$4.6 \times 10^{-8}$

表3 放射性元素による熱の発生

大まかに言えば、彗星内に含まれる放射性元素の量は地殻に含まれるものの約 200 分の 1 である。

このように、極く極く微量の熱源が存在するだけなのだが、それでも彗星の温度を上げることが示される。以下の節ではいよいよ熱の伝導の問題に入ることにする。

### 4. 彗星核内の熱伝導

彗星内での熱の伝導を考えるに当たって、いくつかの物理量の値を考えておかなければな

らない。まず、彗星内の氷の状態であるが、水が主成分と考え、20 K 前後で氷になったものは非晶質であって、我々が知っている結晶質のものではない。熱拡散係数  $\kappa = K / c \rho$  (K: 熱伝導率、c: 比熱、 $\rho$ : 密度) の値は温度とは無関係であって  $10^{-2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  に近い値をとる。しかし、彗星核は一様な非晶質の氷ではなく、氷の粒子が緩やかに集合したものであろう。とすれば、熱拡散係数はこの値の 1/100 程度になり、したがって  $\kappa = 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  という値を用いる。

熱伝導の計算には比熱の値も必要である。非晶質の氷についての測定値はないが、結晶した氷についての測定値が手がかりを与える。ジャックとスタウトの測定値を近似すると

$$c_p = 0.001655 T + 0.0555 \text{ cal} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

となる。この値を以下では用いる。なお、彗星核内での熱伝導を最初に研究したホイップルとステファニックは  $c = 0.1$  の一定値とした。上式とはオーダー的には一致する。

また、熱伝導の式では、熱伝導率 K の値が必要になるが、それは  $\kappa$  の値と c の値とから求める。また、密度は 0.7 とする。この値は実際のものより大きいかも知れない。ということは、熱伝導の効果を大きく見積る傾向にあり、結果として彗星内の温度を実際よりも低く見積る可能性があることを指摘しておこう。

ハレー彗星のジオット探査船による映像は、極めていびつな形をしたものであった。長径は 16 Km、短径は 8 Km で、ジャガイモ型をしていた。このような形をした物体の内部での熱伝導を取り扱うのは非常に難しい。しかし、3 次元の形態を扱わないと非現実的でもある。ここでは球を仮定し、球内部での熱伝導問題を考える。

r を中心から測った動径座標、t を時間とすれば、温度 T は次の発展方程式により記述される。

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{c \rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 K \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{c} \sum_{j=1}^4 Q_j \exp(-\lambda_j t)$$

ここで、 $Q_j$  ( $j = 1, \dots, 4$ ) は放射性元素の種類別の発熱量である。指数関数は放射性物質の量が時間と共に減少することに対応する。半減期  $T_{1/2}$  に対して、崩壊常数  $\lambda$  の値は

$$\lambda = 0.6931 / T_{1/2}$$

で与えられる。発熱量としては現在よりも 40 億年前の値を採用する。

次に境界条件について考えておこう。まず、中心  $r = 0$  では、温度が有限に留まることが要  
 伝熱研究 Vol. 29, No. 113



請される。また、 $\partial T / \partial r |_{r=0} = 0$  である。

核の表面での条件は、そこでの熱収支条件が満足されることである。太陽から遠く離れたところにある彗星では揮発性分子の昇華はないので、それに伴う熱の損失は考えない。とすれば、表面での条件は

$$-K \frac{\partial T}{\partial r} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_0^4)$$

である。ただし、 $\varepsilon$  は輻射率、 $\sigma$  はステファン・ボルツマン定数である。ここでは  $\varepsilon = 0.5$  とする。また、 $T_0$  は星間空間の温度である。星間空間には星々が放射した光が充満しており、これに対応して、黒体放射とすると、その温度は 3.5 K であることが知られている。しかし、彗星の形成が行われるような星間雲の内部では、温度はもっと高い。それは星間雲の凝集に伴う発熱が完全に周囲に放射しきってしまわないことによる。実際、最近の赤外線域の観測 (IRAS 衛星) によって温度が 10 K ~ 15 K の星間雲がいくつも発見されている。よって  $T_0 = 10$  K ととっておく。もっと温度の高いところでは彗星に存在する分子の内、CO や  $N_2$  は凝縮しないことになって、観測結果と矛盾することになってしまう。

彗星の表面温度はこの  $T_0$  と余り差がない筈であるから、上の式は近似されて

$$-K \frac{\partial T}{\partial r} = 4 \varepsilon \sigma T_0^3 (T - T_0)$$

となる。もちろん、昇華によって失われる熱はここに含まれていない。

中心部での温度がどのように変化するかを図 1 に示してある。これは元の方程式を中心差分を用いて数値計算した結果である。

この計算結果からいくつかの結論が導き出される。まず中心温度は熱拡散係数に非常に敏感であるということが見てとれる。 $\kappa = 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  であれば、中心温度は 50 K 以上にもなり得るが、 $5 \times 10^{-4}$  だと 20 K を少し上回る位にしかならない。既に説明したように、彗星核内の拡散係数は  $10^{-4}$  前後と考えられるが、正確なことはわからない。小さな氷の粒子

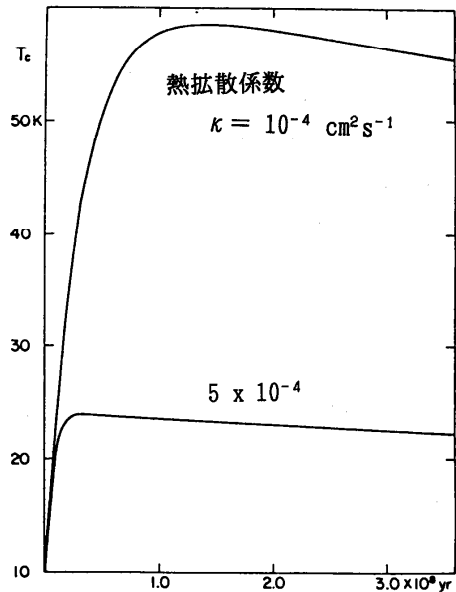


図 1 彗星核内の中心での温度の変化  
(半径は 10 Km としてある)

の集合体に対して測定結果がないからである。第二にわかることは、彗星核が形成されてから 10 億年位後に最高温度が達せられることである。熱源の量が時間と共に減少するので、このことは当然期待されることである。一言注意しておきたいことがある。温度差のあるところでは蒸気の移動にともなう熱移動もあるが、後述するように、核内の温度は 30 K を越えることはない。ここに示した数値結果は核内の分子組成に全く変化がないと仮定しての話であって、言うなれば到達し得る最高温度に対応する。とすれば、蒸気の移動に伴う熱移動は無視し得る程に小さいのである。次に、核内での温度分布を図 2 に示しておこう。

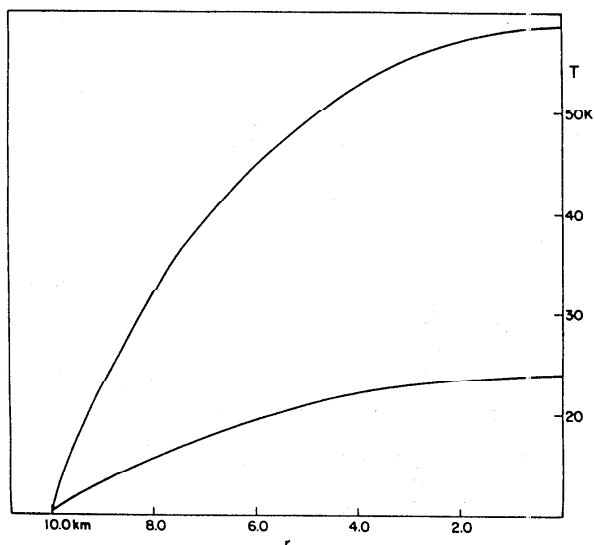


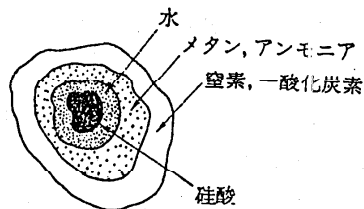
図 2 彗星核内の温度分布

(中心部で最大温度が到達された時の分布  
で核の半径は 10 Km として計算した)

### 5. 星間塵の構造

彗星は星間塵が集まったものである。とすれば、彗星内の氷の粒子もそれに似た組成と構造を持っているに違いない。このことが核内での現象を考える上で重要になってくる。ここでは星間塵、そして彗星内の氷粒子も、図 3 に示すような構造を持つことを示そう。

宇宙に珪素が存在することは期待される。地球表面や隕石に豊富にあるからである。珪素、水、メタン、一酸化炭素、窒素などの集まりが高温状態にあるとする。そして温度が次第に下げられるとしよう。まず最初に Si が凝縮する。Si の純粋なもの以外に酸素が化合した  $\text{SiO}_2$  のようなものも凝縮するだろう。さらに温度を下げると水が凝縮して固体に成るが、既に珪酸の微粒子があるので、その周囲に



宇宙のチリにくっついた気体分子

図 3 宇宙のチリの構造

$\text{H}_2\text{O}$  がくっつく。次第に温度が下がると凝縮温度の低いものへとすすむ。考えられる気体のうち水素を除いて、温度の最低のものは  $\text{CO}$  と  $\text{N}_2$  である。水素は考えられる条件では凝縮しない。このことから、図 3 に示したような構造を持つと考えられるのである。

## 6. 彗星核内の分子流

彗星核内で熱が発生し、結果として中心部と周辺とで温度差が生じることは既に見た。特に中心付近では 20 K 以上になることもわかった。温度が上昇するとチリの表面にある揮発性分子は気体となる。例えば、20 K になったとすれば、 $N_2$  と CO は気化する。他方、核の表面近くでは温度は低いままである。従って、気体状の分子もない。核内に圧力差が生じて、分子は中心から周辺へと移動するだろう。ここではこの模様を考察する。

まず核内の気体の流れは分子流であるということを示そう。分子流とは考えている分子同志の衝突よりも、周辺の粒子や固体との衝突の方が頻繁に起こるような流れである。別の表現をすれば、考えている分子同志の平均自由行程が周辺の壁や粒子との距離よりも遥かに大きいような流れということである。

分子の平均自由行程は  $0.677/\pi n \sigma^2$  で与えられる。ただし、 $n$  は密度、 $\sigma$  は分子半径である。 $N_2$  の場合  $\sigma = 3.68 \times 10^{-8}$  cm である。 $n$  を評価するために仮に 50 K での蒸気圧を求めてみる。

$$\text{Log } p = 10.790 - 339.41/T$$

ただし、蒸気圧  $p$  の単位は  $\text{dyn cm}^{-2}$ 、 $T$  は温度である。 $T = 50$  K とすれば  $p$  の値は  $10^{-3.702}$   $\text{dyn cm}^{-2}$  となり、それに対応する密度  $n$  は気体方程式から  $2.88 \times 10^{10}$  分子  $\text{cm}^{-3}$  となる。よって、平均自由行程は  $5 \times 10^3$  cm である。実際の圧力はこの蒸気圧よりも低いから、自由行程はより小さい。

他方、星間塵の典型的な大きさは、種々の観測データと理論計算に基づいて、 $10^{-5}$  cm と考えられている。このことから、彗星核内の気体の流れは分子流であると考えてよい。

## 7. 揮発性分子の移動

彗星核内の温度が上昇するにつれて一部の分子は気化することは既に説明した。このような分子は分子流となって核内を移動する。その移動は当然のことながら拡散方程式によって支配される。核の中心部では温度が高く、多数の分子が気化して圧力と密度が上昇する。一方、核の表面では温度が低く、従って気体分子の密度は極端に低い。こうして分子は密度の高いところから低いところへと拡散によって移動する。その際、どれ位の割合で移動が起こるかを決めるのが拡散係数である。円管内を流れる分子流の拡散係数は理論的に導かれているが、小さな物体が多数集まっているような形状内での拡散係数は導かれていない。しかし、オーダー的にはそう異なることはないであろう。

いま  $N_2$  を例に取って考えると、拡散係数  $D$  は次式のように与えられる。

$$D = 0.026(p/0.5)(r_p/0.15 \mu\text{m})(28/\mu)^{1/2}(T/50\text{K})^{1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$$

ただし、 $r_p$  は円管の半径、 $\mu$  は移動する気体の分子量、 $p$  は空隙率（全体の体積に占める空間の割合）である。 $N_2$  に対しては  $\mu = 28$  なので、 $D$  は 0.026 前後の値をとる。これを温度拡散係数の値 ( $\approx 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ) と比較すると数桁も大きい。

このことは次の意味を持つ。内部で温度が上昇すると、揮発性分子が昇華して気体となるが、気体の拡散係数は大きいので容易に周辺部に移動する。周辺に達して、温度が凝縮温度よりも低いところにくると、再び凝縮して固体となる。表2からも見られるように、 $N_2$  の凝縮温度が一番低いので、これが最初に周辺へと移動する。その次にCOが移動する。そして、 $CH_4$ 、 $NH_3$  と続く。結果として彗星核は玉葱構造を持つようになる。中心部には最も揮発性の悪い水の氷が残ることになるだろう。

最後に昇華に必要な熱のことを考えておこう。核の中心部で凝縮している分子が気体となるには昇華の潜熱が必要となる。これは1モル当たり  $10^4$  カロリーというのが典型的な値である。これをグラム当りに直すと  $250 \text{ cal g}^{-1}$  となる。他方、表3に挙げた放射性同位元素の発生する熱量は、40億年で彗星の1グラムあたり、270 カロリーである。 $N_2$  やCOは彗星全体に対して数パーセントしか占めないで、COや $N_2$  を昇華させるのに必要な発熱量は十分にあると見てよいだろう。この彗星核内での分子の移動がどの程度に進むかは熱拡散係数、核の大きさ、それに放射性同位元素の量などの組合せによって決まる。核が余りにも小さいと、発生した熱の大部分が逃げてしまって、内部の温度を上昇させるのに役立たないかも知れない。そのような場合、分子の移動は起こらず、核は一様な組成を持つと期待してよい。

## 8. 彗星の活動と気体の昇華—I (近似論)

彗星は基本的には揮発性分子が凍っているものと、珪酸のようなものからできている。ハレー彗星の探査で明らかにされたのは、全体としては黒い皮膜で覆われており、一部が氷がむき出しになっている姿であった。しかし、これはハレー彗星が古いものであるということで説明がつく。ハレーは人類に知られているだけで既に数十回も周回しており、非常に進化が進んだ彗星で、多くの彗星の典型とは考えられない。

さて、太陽に近づくと、太陽からの放射を受けて核の表面は熱せられる。その熱は一部は再び放射として失われる。また一部分は揮発性分子の昇華に用いられる。そして残りは核の内部への熱伝導によって伝えられる。厳密な議論では、これらをすべて考慮して、表面温度を決めなければならない。

ここでは先ず近似理論を説明する。その近似理論では、先ず核は非常に速く自転していると考える。要するに、自転に伴う表面効果が余りにも大きいため、熱は内部に伝わることはないとするのである。

太陽からの距離（日心距離）を  $r$  としよう。太陽光度を  $L_\odot$  とする。実際の値は  $L_\odot = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$  である。いま  $r$  の所で太陽に垂直な面は単位面積、単位時間当たり  $L_\odot / 4\pi r^2$  の

熱量を受ける。いま、彗星を球と考えると、太陽からの熱流は上の値に  $\pi a^2$  を掛けたものであり、他方、全表面積は  $4\pi a^2$  である。ただし、 $a$  は核の半径である。従って、実効的には単位表面積当り  $L_0 / 16\pi r^2$  の熱流束がある。一方、損失を考えると、放射によって  $\epsilon \sigma T^4$  の割合で失われ、また温度  $T$  での分子の昇華によるエネルギー損失の割合を  $S(T)$  とすれば、熱収支の式は

$$\frac{L_0}{16\pi r^2} = \epsilon \sigma T^4 + S(T)$$

となる。左辺は  $T$  の既知関数なので温度  $T$  が求められ、その温度に対する昇華の割合  $Q(T)$  が求められることになる。

これはあくまでも近似論であることに注目したい。そして、表面は同一種の分子のみから成るとしており、昇華は起こり得る最大の割合で起こると仮定している。実際には、例えば太陽からの裏側で分子が再凝縮するというようなことも起こり得る。図4にはこのような近似論に

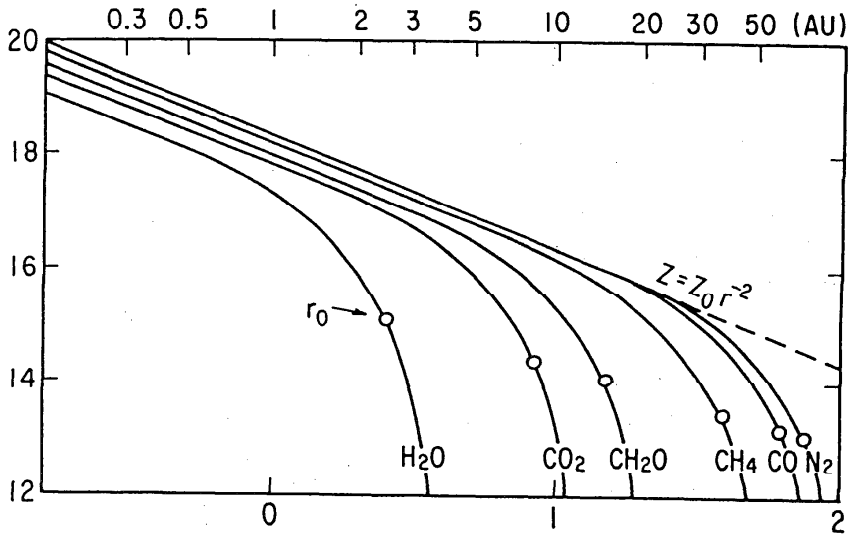


図4 揮発性分子の昇華の割合 (縦軸は昇華の割合 (分子数/cm<sup>2</sup>s) の常用対数、横軸は日心距離の常用対数。AU は天文単位を表す。)

による昇華の割合を日心距離の関数としてプロットしてある。

この計算は近似的なものであるが、いくつかの特徴的なことが見て取れる。まず当然のことながら、最も揮発性の乏しい水は、日心距離が2天文単位ぐらいにならないと昇華しない。一方、COやN<sub>2</sub>は30天文単位ぐらいでも昇華は起こり得る。よって、どれぐらいの日心距離

で彗星が活動を開始するかを観測することから、その彗星に含まれる分子の種類がある程度推定できるのである。

### 9. 彗星の活動と気体の昇華—II (厳密理論)

前節に述べたのはある種の近似理論である。自転のため核の表面は一様に熱せられて同一の温度にあると仮定した。しかし現実には核は自転しており、地球上と同じように夜と昼の区別がある。また、赤道と極地方との差もある。さらに、太陽から受け取った熱の一部は伝導によって内部に伝達される。これらをすべて考慮したものが厳密な理論となるわけである。この節ではこの厳密論を説明しよう。

考えている表面の法線と太陽からの入射光のなす角を  $\theta$  とする。単位表面が受ける熱は単位時間当り

$$(1 - A) \cos \theta \frac{L_0}{4\pi r^2}$$

である。ただし、 $A$  はアルベード (反射能) である。他方、核の周囲は 10 km かそれ以上であり、熱が伝わる深さは数メートルから数十メートルである。従って、熱が表面方向に流れることはない。温度勾配は表面方向に沿っては小さく、深さ方向に大きい。従って表面方向の熱流は無視する。いま深さを  $x$  とすると、当然のことながら深さ方向の熱伝導の式は

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left( K \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (9.1)$$

である。

表面での境界条件は明かに

$$(1 - A) \cos \theta \frac{L_0}{4\pi r^2} - \epsilon \sigma T^4 - S(T) = -K \frac{\partial T}{\partial x} \quad (9.2)$$

である。

表面温度  $T$  を求めるには、ある初期条件 (例えば、核内では温度一定) のもとで、(9.1) 式と (9.2) 式を結合させて、時間  $t$  について逐次、数値的に進めていくという方法をとらねばならない。

$r$  はある任意の値が与えられるのではない。 $r$  自身彗星の運動にともなって時間と共に変化する。しかし、 $r$  は時間  $t$  の既知関数である。問題は  $\theta$  の時間変化である。仮に、核の自転軸

が太陽からの方向に垂直であるとすれば、

$$\cos \theta = \frac{\cos(2\pi t/T) \cos \varrho}{0}$$

となる。ただし、 $\varrho$  は考えている点の緯度、 $T$  は核の自転周期であり、考えている部分が影に入るときは  $\cos \theta$  は零でなければならない。

このように極めて興味ある問題が提起される。当然のことながら、彗星の運動は数年から数千年のタイム・スケールを持つのに対し、核の自転は数時間から数十時間なので、いわゆる表皮効果 (skin effect) が生まれ、核のごくごく表面のみで温度変化が起こることになる。即ち、日中には温度が上昇して揮発性分子の昇華は盛んになるが、夜には冷たくなり、活動は停止する。このことが繰り返されながら彗星は太陽に近づき、再び遠ざかって行く。

#### 10. ハレー彗星との比較

ハレー彗星は極めて古い彗星であって、ほとんどの揮発性分子を失い、水だけが残っている。このことは過去の出現に際しても  $r = 2$  AU 位からようやくコマが観測されるようになったことから推定される。それで当然のことながら、それは水でできていると仮定して、どの様な割合で昇華が起こっているかを計算することは興味深い。

先ず一般的に  $S(T)$  は

$$S(T) = Z(T) \cdot L(T)$$

と書ける。ここに、 $Z(T)$  は温度  $T$  での分子の昇華の割合、 $L(T)$  は潜熱である。 $Z(T)$  は

$$Z(T) = p(T) \left( \frac{1}{2\pi \mu RT} \right)^{1/2}$$

ただし、 $\mu$  は分子量、 $R$  は気体定数、 $p(T)$  は温度  $T$  での蒸気圧である。水の氷に対しては

$$L(T) = 12420 - 4.8 T \quad \text{カロリー/モル}$$

ただし、 $T$  は絶対温度である。他方、蒸気圧  $p$  は常用対数を用いて

$$\log p = - \frac{2245.5645}{T} + 8.2312 \log T - 0.01677006 T + 1.20514 \times 10^{-5} T^2 - 6.757169 \quad (\text{Hg mm})$$

で与えられる。アルベド  $\alpha = 0.13$ 、 $\varepsilon = 0.6$  とし、実効半径 2.5 km の核を想定して計算した。図5には昇華量  $Z$  を日心距離  $r$  の関数として示してある。計算の方法としては、核の上の

緯度によって特定し、各緯度について計算をし、それらに適当な重み付けをして総和をとった。

また図5では、いくつかの方法による水の昇華の測定値も示してある。先ず核のモデルによって日進距離  $r$  への依存の仕方が異なることに注意して欲しい。観測値に大きなばらつきがあるのは最初は異様なことに思われたが、ハレー彗星の観測から次第にその理由が明らかになった。

それは核全体が一樣な氷でできているのではなく、全体としては黒い膜で覆われており、所々に氷がむき出しになったところがある。この部分が太陽に向くようになると、昇華が起こってジェットが噴出する。噴出したジェットは間欠的に起こるので、水の昇華は一定には保たれないのである。

しかし、図5から見られることは、ハレーの実効半径は 2.5 km と考えて余り大きく間違っていないことを示している。

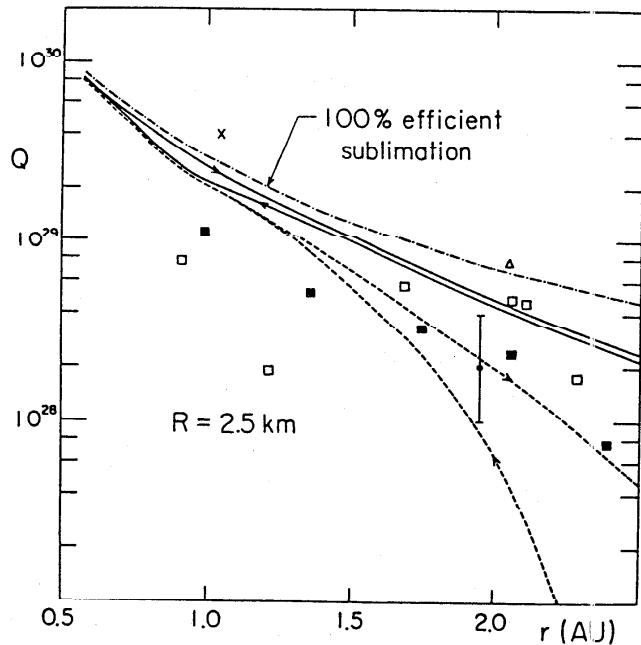


図5 ハレー彗星からの水分子の昇華

- アルベド-Aを持つ核で、一樣に熱せられた球からの昇華の熱は昇華に用いられると仮定。
- 50時間で自転する核。本節での計算方法に基づく。
- ..... 一樣に表面が熱せられた核。矢印は彗星の運動方向を示す
- ：米国立電波天文台でのOH分子の観測
- ：ナンセイイ天文台でのOHの観測
- △：Feldman
- ：Brookc 等
- ×：NASA 航空機からの観測（1986年新聞報道）

## 11. ボーエル彗星との比較

ハレー彗星は極めて古い彗星である。その意味は、既に太陽の回りを数百回も通過し、 $N_2$



やCOそれにNH<sub>3</sub>のような分子はほとんど失ってしまった彗星という意味である。彗星全体からみると、このようなものは例外的なもので、多くのものはここまで古くなっていない。

多くの彗星は太陽の回りを公転しているが、近日点距離が非常に大きく、ほとんど太陽の放射を受けていない。このようなものが、銀河全体の重力場の作用で近日距離が小さくなり、太陽の近くにもってこられる。初めて太陽の近くに来たものを新彗星と呼ぶが、その典型がここで議論するボーエル (Bowell) 彗星である。

この彗星は 1980年3月13日に発見された。日心距離が7天文単位の時に既にチリを主成分とするコマを持っていた。チリが核の表面から放出されて拡がるには時間がかかる。このことを考慮すると、チリは日心距離が 10 天文単位のときに放出されたと考えられる。このチリは水の氷の粒子からなるものとも考えられた。チリを噴出させるには気体の昇華が必要である。気体の昇華に伴うガス流がチリを

引っ張ってコマ全体を形成するのである。ところが 10 AU の所では水の昇華は考えられない。

図4から見ても水が昇華を始めるのは 2 AU 位いからである。10 AU 位いで相当の昇華量を持つ分子はN<sub>2</sub> かCOである。

そこで、COとN<sub>2</sub>との昇華の割合を計算した結果を図6に示してある。ここで  $\iota$  とあるのは緯度であって、自転周期は 50 時間にとつてある。

この計算に用いた物理定数は

$$c_p = 0.0428 T - 0.1964 \quad T > 15K \quad N_2$$

$$c_p = 0.0326 T - 0.1911 \quad T > 15K \quad CO$$

( $c_p$  : cal g<sup>-1</sup> K<sup>-1</sup>)

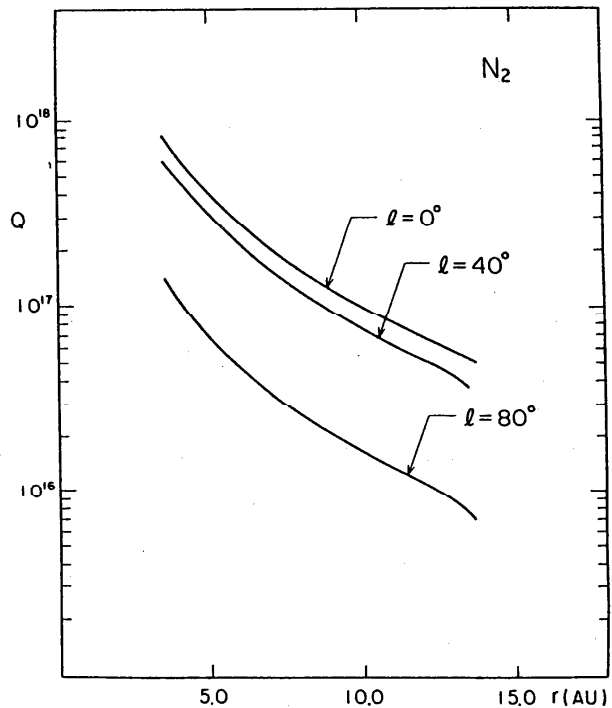


図6 N<sub>2</sub>の昇華の割合 (分子/cm<sup>2</sup>/s)  
(横軸は日心距離。COの昇華の割合はこれに非常に近い。)

一方、蒸気圧と温度との関係としては

$$p(T) = 10^{11.468 - 426.3/T} \text{ dyn cm}^{-2} \quad CO$$

$$p(T) = 10^{10.790-359.4/T}$$

N<sub>2</sub>

ただし、Tは絶対温度である。潜熱の値としては

$$L = 1.694 \text{ Kcal/mole} \quad \text{CO}$$

$$L = 1.505 \text{ Kcal/mole} \quad \text{N}_2$$

を用いた。

最初核は太陽から遠くでは一様に 20 K にあるとし、ケプラー運動しながら太陽に近づくとしている。その運動に伴う温度の変化の計算結果が図 6 である。ここで考えねばならないのは、図 6 に計算された昇華量がコマの中に認められたチリの放出を説明できるかという問題である。ボーエル彗星のコマの中のチリは直径が 1 mm 前後のものが多いことが知られている。

彗星は小さいと言えども自己重力を持つ。表面での重力加速度は  $Gm/R^2$  である。ただし、G は重力定数、m は彗星核の質量、R は半径である。他方、噴き出したガスによってチリが受ける抗力（これがチリを持ち上げることになる）は、ガスの噴出量や密度、それにチリの大きさによる。持ち上げられるか否かの限界半径  $a_{eq}$  は

$$a_{eq} = \frac{9}{32\pi} \frac{C_D m n v^2}{G \rho_d \rho_n R}$$

で与えられる。ここで、 $C_D$  : 抗力係数 ( $\sim 2$ )、 $m$  : 噴出するガスの分子の質量、 $n$  : ガス密度、 $v$  : ガスの速度、 $\rho_n$  : 彗星核の密度 ( $\sim 0.7$ )、 $\rho_d$  : チリの密度 ( $\sim 1$ )、 $R$  : 核の半径 ( $\sim 10 \text{ Km}$ )、 $nv$  : 核表面からの昇華の割合 (= Z) である。

昇華しつつある分子の速度は表面温度に対応するマックスウェル速度  $v_M$  よりも小さい。ここでは  $v = v_M/2$  とする。ただし、

$$v_M = (8kT_s/m\pi)^{1/2} = 1.45 \times 10^4 \text{ cms}^{-1}$$

である。ここで、 $T_s = 28 \text{ K}$  という値を用いた。このとき上の限界半径は

$$a_{eq} = 0.13 (10 \text{ Km}/R)(\mu/28)(Z/10^7) \text{ cm}$$

と書ける。ただし、 $\mu$  は分子量である。この式から、半径が 1 mm 前後のチリが放出されるには昇華の割合 Z が  $10^{17}$  位になることが必要であることが見て取れる。

図 6 を参照すると Z が  $10^{17}$  前後になるには低緯度の所で日心距離が 10 天文単位あたりになってからであることが分かる。チリの放出によってコマができるための条件は、彗星のどこかでチリが放出される条件が与えられるということだから、10 AU よりも遠い所ではチリは放出されない。彗星が 10 AU に来て初めて放出されるのである。

ここで得られた結論を図4と比較してみよう。図4によれば、Zが $10^{17}$ になるには、日心距離が5 AU でなければならない。図4の結果によれば、10 AU で昇華の割合が $10^{17}$ にもなるような分子はないのである。他方、この節で得た結果では、そこで十分に昇華が起こり得る。このことは、図4に用いられた近似が適当でないことを示している。

また、この結果は最初に議論した核内での熱伝導の問題と関連しても重要である。新しい彗星は先ず放射能による内部加熱によって玉葱構造になり、表面にCOやN<sub>2</sub>のような揮発性分子が集中する。そしてそれらは最初に太陽に近づいた時に失われる。その典型がボーエル彗星である。このことは、星間空間に存在する分子の存在量と比較して何故COやN<sub>2</sub>が彗星に欠乏しているかが説明される。

もう1つ注目すべき彗星がある。それはコホーテク彗星である。これは太陽から遠い時には非常に明るく、大彗星になると予測されながら、結果的には余り明るくならなかった。これは太陽に近づく途中で、COやN<sub>2</sub>のような分子を昇華し尽くしたとして説明がつく。

## 12. まとめ

この章では彗星内で起こっていると考えられる熱の現象について解説した。彗星の場合、その活動は内部に含まれる放射性物質と太陽からの熱を受けることによって引き起こされる。その意味において、地球や他の惑星内部で起こっている現象と同じことが、起こっているわけである。だが、彗星は小さな天体なので、内部で氷が溶ける程までには加熱されない。そのため、起こる過程は単純であるといえるだろう。

仮に、内部に溶けた水が存在するまでに加熱される天体があればどうであろう？ 彗星にはアンモニア、メタンのような分子があるので、そこで生命が発生したり、増殖する可能性も否定できない。ただ、筆者の感じでは、そこまでの加熱を起こすには十分な量の放射性物質が存在しない。もし存在したとすれば、今よりも遥かに面白い現象が彗星を舞台に展開していたであろう。

地球が火の玉として誕生し、その後冷え続けているのか、あるいは冷たい天体として生まれ現在温まりつつあるのかは、地球の熱的進化を考えるうえでもっとも重要な問題といえよう。本稿では地球の初期の熱的状态が如何にして推定されるか、そしてその後どのように進化したかについて最近の考え方をまとめて紹介する。

### 1. 熱源について

惑星内部の熱源として一般に考えられているのは、(i) 重力ポテンシャルエネルギーの解放 (ii) 収縮に伴う発熱、(iii) 外的要因による物体内部での散逸熱（例えば潮汐変形による加熱、オーム散逸など）、(iv) 核融合に伴う原子核結合エネルギーの解放、(v) 放射壊変による原子核結合エネルギーの解放、(vi) 化学エネルギーである。このうち、(iii) は特殊な条件下で有効な熱源であり、(iv) は惑星の内部状態下ではたとえ木星といえども起こり得ない反応である。従って地球の熱源として重要なのは残りのものといえる。

#### 重力ポテンシャルエネルギー

地球に限らず太陽系天体は、微惑星と呼ばれる微小天体の合体成長により形成されたと考えられている。太陽系内に分布する微惑星が1個の天体にまで成長したとするとその間に、

$$E_G = -G \int_0^R \frac{M(r)}{r} dM \quad (1)$$

に相当する重力ポテンシャルエネルギーが解放される。内部の密度分布が一様だとすると (1) 式から

$$E_G = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad (2)$$

となる。ここで  $G$  は万有引力定数、 $M$  は質量、 $R$  は半径である。このエネルギーがすべて熱として内部に蓄えられたとすると、その上昇温度  $\Delta T$  は、

$$\Delta T = \frac{E_G}{CM} \quad (3)$$

と推定される。ここで  $C$  は比熱である。

$C$  としてもっともらしい値  $C = 0.25 \text{ cal g}^{-1} \text{ deg}^{-1}$  とすると、 $\Delta T \sim 4.2 \times 10^4 \text{ }^\circ\text{C}$  となる。重力ポテンシャルエネルギーの全てが熱に変わると原始地球は高熱のガスの塊となる。

現在の地球の内部構造に基づいて(1)式を計算すると、約 $-2.5 \times 10^{39}$ エルグとなる。これを(2)と同様な形で表すと、

$$E'_G = -0.668 \frac{GM^2}{R} \quad (4)$$

となる。(4)式と(5)式の差

$$E_D = E'_G - E_G = -0.068 \frac{GM^2}{R}$$

は、一様な密度構造から現在のような成層構造(コア、マントル、地殻と分化していること)へと分化した際に解放された重力ポテンシャルエネルギーに相当する。以下では $E_G$ を集積エネルギー、 $E_D$ を分化エネルギーと呼ぶことにする。 $E_G$ は $E_D$ より一桁多い。

### 収縮に伴う発熱

地球くらいの大きさの天体では内部の圧力により物質は圧縮されている。圧縮に伴う仕事は、

$$E_R = \int_v^{\infty} P dv = \int P d \left( \frac{1}{\rho} \right) \quad (5)$$

で与えられる。地球の材料物質の状態方程式 $\rho(P)$ は知られていないが、それに近いと考えられているコンドライト隕石の $\rho(P)$ を用いると $E_R$ はオーダーとして $E_R \approx 10^{38}$ エルグとなる。

### 放射壊変による原子力エネルギー

地球の熱源として重要な放射元素には $^{235}\text{U}$ 、 $^{238}\text{U}$ 、 $^{232}\text{Th}$ 、 $^{40}\text{K}$ がある。これらの放射性元素の含有量をコンドライト隕石と同じと仮定すると、その46億年間の総発熱量 $E_R$ は、 $E_R \approx 10^{38}$ エルグとなる。

### 化学エネルギー

化学エネルギーは化学反応に伴い出入りするエネルギーのことである。地球の場合特に重要な化学反応は鉄の酸化還元反応である。地球の中心部に存在するコア(核)は主として鉄から成るが、この金属鉄核が鉄の酸化物の還元反応( $\text{FeO} \rightarrow \text{Fe}$ )によってつくられるとしたら、この反応は負の熱エネルギー源になる。というのは、この反応は吸熱反応だからである。この反応を進行させるためには熱を加える必要がある。

## 2. 地球形成時の熱的状态

集積エネルギーは他の熱源に比べ一桁大きい。このエネルギーはしかし全てが地球内部に保持されるとは限らない。集積エネルギーは成長しつつある原始地球の表面でそのほとんどが解放されるので、大部分は宇宙空間に放射され、失われると考えられるからである。以下でどの

程度が熱として貯えられるか簡単に推定してみよう。

簡単のため集積してくる微惑星のサイズ分布やその時間変化は考えず、時間 $\Delta t$ の間に地表が $\Delta r$ 、または $\Delta m$ 成長すると仮定する。この場合地表と、その下の層でのエネルギーの釣合は次式で与えられる。

$$(1-h)Gm\Delta m/r = 4\pi r^2 F \Delta t + \Delta m(T_s - T_p) \quad (6)$$

$$h Gm\Delta m/r = C_p \Delta m' (T_0 - T'_s) \quad (7)$$

ここで、 $h$ は地表で解放された衝突エネルギーのどのくらいが内部に直接熱として付与されるかその分布効率、 $\Delta m$ は表層の質量、 $F$ は地表の単位面積あたりの放射エネルギー流量、 $C_p$ は比熱、 $T_s$ は地表温度、 $T_p$ は微惑星の衝突前の温度、 $\Delta m'$ は新しい地表 $\Delta m$ が付加する前の地表(すなわち地下層)の質量、 $T_0$ はその地下層の温度、 $T'_s$ は地下層が地表にあった時の温度である。衝突エネルギーの一部が衝突の際直接熱として地下に分布される。(6)式の左辺は集積エネルギー、右辺第一項は地表から放射で失われるエネルギー、第二項は地表の加熱に使われるエネルギーである。

$F$ は大気量に強く依存している。薄い大気の場合には光学的厚さに相当する $\tau_s^*$ という変数を用いると、

$$F = 2\sigma (T_s^4 - T_0^4) / (\tau_s^* + 2) \quad (8)$$

ここで $\sigma$ はステファン・ボルツマン定数、 $T_0$ は背景の放射平衡温度である。 $\tau_s^*$ は、大気層の質量を $Ma$ 、その吸収係数を $\kappa$ とすると

$$\tau_s^* = 3\kappa Ma / 8\pi R^2 \quad (9)$$

となる。大気層でなければ $\tau_s^* = 0$ である。

簡単のため、惑星の成長率は一定、すなわち $\Delta m / \Delta t = \text{const.}$ または $\Delta r / \Delta t = \text{const.}$ とし、 $\tau_s^*$ と $h$ を与えると(6)式は解ける。その結果を図1に示す。この図から、微惑星の集積によって成長する原始惑星の地表温度は、惑星の成長率と $\tau_s^*$ によっていることがわかる。成長率が小さくても原始大気が存在すれば、また原始大気が存在しなくても成長率が十分大きければ地表温度は上昇する。また、成長率が小さく原始大気が存在しなくても、その内部の温度は表層の毛布効果により上昇する。最近の太陽系起源論によると原始地球の形成時間は $10^7 \sim 10^8$ 年程度と推定されている。この形成時間に相当する成長率では現在の海がすべて蒸発したような場合( $\tau_s^* > 1000$ )を除いて地表温度は岩石の融点を越えることはない。

### 3. 原始水蒸気大気の形成と地球形成時の熱史

実際には微惑星集積の際、衝突脱ガスにより原始水惑星大気が形成されると考えられる。従って、以下で衝突脱ガス過程も含め、より現実的な初期の地球の熱的進化モデルを紹介する。なおこれは筆者らにより提唱されているもので、松井・阿部モデルと呼ばれているものである(Abe & Matsui (1986); Matsui & Abe (1986a, b, c))。

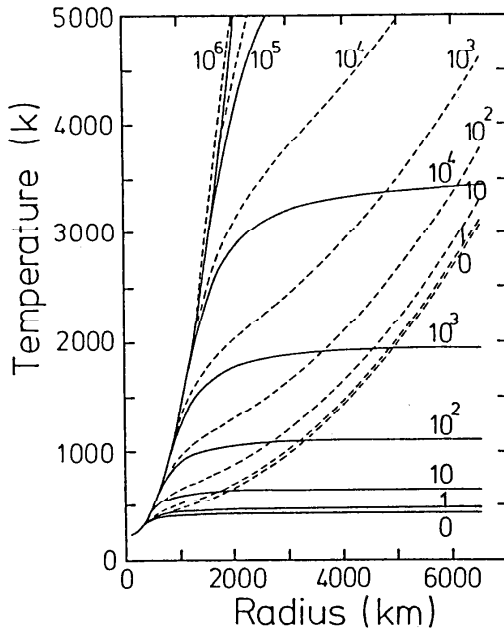
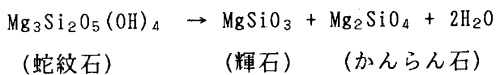


図1 地表(実線)及びそのすぐ下の層(波線)の温度変化。それぞれの線につけられた数値は大気的光学的厚さに相当する量を示す。質量の成長率は一定で形成に要した時間は $10^7$ 年とした場合。成長率が小さい場合はそれぞれ一桁小さくなる毎に光学的厚さ相当量が一桁大きい線が対応すると思えばよい。(Matsui & Abe, 1986a)

#### 衝突脱ガスについて

以下では蛇紋石を例にとり、その衝突脱水反応について述べる。微惑星に含まれる揮発性物質の代表として水に注目するのは、始源的と考えられている炭素質コンドライトに水が最も多量に含まれていること、及び地球の地表付近に存在する揮発性物質のうち最も量の多いのが水だからである。なお、微惑星中の $H_2O$ が蛇紋石に含まれていたかどうかはわからない。しかし多くの含水鉱物は似たような脱水反応の特性を持っているので、蛇紋石を含水鉱物の代表と考えてもよいであろう。また、微惑星中の $H_2O$ が、含水鉱物以外、例えば結晶粒界に入っているなどの形で含まれていることも考えられる。しかし、その場合には化学的にしっかりと固定されている含水鉱物の場合よりはもっとずっと脱水しやすいはずである。したがって、含水鉱物が脱水する場合には、結晶粒界中に含まれている $H_2O$ も脱ガスすると考えてよいであろう。

蛇紋石は以下のような反応で脱水する。



ここでかんらん石、輝石は地球を構成する主要鉱物である。この反応の反応速度は温度によって異なり、高温ほど速く進む (Brindley & Hayami (1964))。Lange & Ahrens (1982a) は、前述のような衝撃圧縮の継続時間内 ( $\sim 0.1 \sim 1s$ ) に反応が進むために必要な温度を Brindley & Hayami (1964) の外挿によって求め、その温度で反応が起こるものとした。この温度のもとで

必要な反応熱が与えられれば反応が右方向に進む。これは、衝撃によるエントロピー増加が、反応熱を反応のおこる温度で割ったものより大きいときに反応が進むものとして取り扱える。この方法は Ahrens & O'Keefe (1972) が衝突による蒸発・融解を論ずるために用いた方法である。このような解析から Lange & Ahrens (1982a) は蛇紋石の脱水のために必要な臨界衝撃圧 ( $P_{cr}$ ) を空隙率0の場合に 60GPa、17%の場合に 23GPaと推定した。Lange & Ahrens (1982b) は上記の理論的推定と実験結果をまとめ、脱水される  $H_2O$  の割合について次のような関係式を求めている。

$$X (\%) = -63.7 + 4.3P - 0.03P^2 \quad (P:GPa) \quad (10)$$

ここで  $X$  は脱水される  $H_2O$  の割合、 $P$  は衝撃圧である。但し、ここでは空隙率は0としている。これらの実験結果によると、原始惑星の半径が地球半径の約 1/5になると、微惑星に含まれている蛇紋石の衝突による脱水が始まり、1/2 になると完全に脱水する。

なお、ここまでの議論で明らかなように、衝突脱ガスはそれが大気の形成と関係しているかないかは別として、惑星形成時に必然的におこる過程であることに注目されたい。

### 原始水蒸気大気の形成

地球形成時には、衝突脱ガスによって形成される水蒸気はその周囲を取り巻く。これが原始大気として安定に存在するか否かが、初期の熱史に影響することは前節で述べたとおりである。

水蒸気大気が安定に存在するかどうかは、地表温度、金属鋳との反応の有無などによる。ここでは簡単のため、Matsui & Mizutani (1977) によって提唱されている非均質モデルを考え、金属鉄と水蒸気との反応は考えないことにする。なお非均質集積モデルとは金属鉄が初め選択的に集積し、次にケイ酸塩鋳物が集積したとする考えのことである。

大気の形成は地表温度によって3つの場合を考える。表面温度の低いとき ( $T_s < 900K$ ) は衝突脱ガスを考え、Lagrange & Ahrens (1982a) と同様に蛇紋石の衝突脱水による大気生成とかんらん石・輝石の加水反応による損失を考える。但し、ここでは衝突脱水で生じた  $H_2O$  のうち  $f (\leq 1)$  だけが正味に大気を加えられるとして取り扱う。

地表温度が高い場合 ( $900K \leq T_s < T_{s01}$ )、含水鋳物は不安定なので、衝突ガスで生じた  $H_2O$  はすべて大気中に蓄積するとする。さらに地表温度が高くなり、岩石の融点を越す場合 ( $T_{s01} \leq T_s$ ) には、大気中の  $H_2O$  分圧と magma中の  $H_2O$  濃度の間には溶解平衡が成り立つと考えられる。

以上の事を式で表すと、 $\Delta M$  の質量が集積して来る間の大気量の増加分  $\Delta M_a$  は

$$\begin{aligned} \Delta M_a &= 0 && (P_{\text{peak}} < P_{cr}, \quad T_s < 900K) \\ &= fX_{w0} \Delta M && (P_{\text{peak}} \geq P_{cr}, \quad T_s < 900K) \\ &= X_{w0} \Delta M && (900K \leq T_s < T_{s01}) \\ &= (X_{wp} - \alpha X_{s01}(P)) \Delta M && (T_{s01} \leq T_s) \end{aligned} \quad (11)$$



ここで  $X_{wD}$  は微惑星中の  $H_2O$  の含有量、 $X_{s01}(P)$  は圧力  $P$  の時の magma への  $H_2O$  の溶解度であり、 $\alpha$  は岩石の部分溶融の程度である。また  $P_{000k}$  は微惑星の衝突時の衝撃圧、 $P_{cr}$  は衝突脱ガス臨界衝撃圧、 $T_{s01}$  は岩石の溶け始めの温度である。

$X_{s01}$  は実験結果から (Fricker & Reynolds (1968)) 次のように与える。

$$X_{s01} (\%) = 2.08 \times 10^{-4} P^{0.54} \quad (P: Pa)$$

$X_{wD}$  は隕石などのデータから考えて 0.1~1% とする。 $\alpha$  は次式で与える。

$$\begin{aligned} \alpha &= 0 && (T_s < T_{s01}) \\ &= \frac{T - T_{s01}}{T_{l10} - T_{s01}} && (T_{s01} < T_s < T_{l10}) \\ &= 1 && (T_{l10} \leq T_s) \end{aligned} \quad (12)$$

ここで  $T_{l10}$  は岩石が完全に溶ける温度で、ここでは  $T_{s01}=1,500K$ 、 $T_{l10}=1,700K$  とする。 $P_{cr}$  としては、空隙率 17% の岩石中の蛇紋石が完全に脱水する圧力 23GPa を標準として用いる。

$f$  は推定が難しい。ここでは、大気形成の効率が余り良くない場合を考え、衝突脱ガスで生じた  $H_2O$  のうち 80% は岩石との反応で失われるとする。すなわち  $f=0.2$  を標準値にする。後でべる様に 95% が失われたとしても結果は殆ど変わらない。

#### 地球集積モデル

(6)、(7) 式を解くにはこの他成長率が必要である。ここでは集積モデルとして、Safronov (1972) による地球集積モデルを用いる。このモデルによると、集積速度  $\dot{M}$  は次式で与えられる。

$$\dot{M} = \pi R^2 (1+2\theta) \frac{4\sigma_0}{P_K} \quad (13)$$

ここで、 $\sigma_0$  は微惑星の面密度 (原子惑星の軌道面に垂直な単位底面積の筒状空間内にある微惑星の質量)、 $P_K$  は原始惑星のケプラー周期である。 $\sigma_0$  は更に

$$\sigma_0 = \frac{M_0 - M}{\pi (a_0^2 - a_i^2)} \quad (14)$$

と表せる。ここで  $M_0$  は原始惑星の最終的な質量 (現在の地球質量)、 $a_0$ 、 $a_i$  はそれぞれ地球の材料物質が存在するドーナツ状領域の外径と内径である。(13) 式は、集積時間 (原始惑星の質量が  $0.99M_0$  になるまでの時間)  $\tau_{acc}$  を用いて、

$$\dot{M} = 7.15 \frac{M_0}{\tau_{acc}} (R/R_0)^2 [1 - (R/R_0)^3] \quad (15)$$

と書ける。 $\tau_{acc} = 7.15 P_K (a_0^2 - a_i^2) / 4R_0^2 (1+2\theta)$  である。ここでは  $\theta=4$ 、 $\tau_{acc} = 5 \times 10^7$  年を標準値として使う。

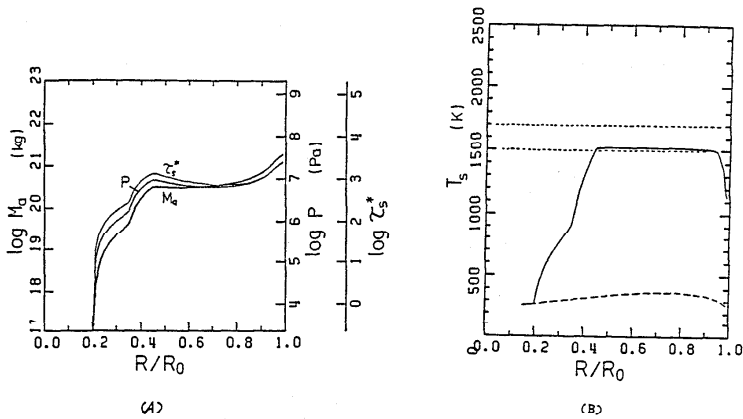


図2 標準モデルでの集積中の水蒸気大気成長(A)と地表温度の変化(B)。横軸は原始惑星の半径(集積終了時の地球半径で規格化)である。図Aには大気、 $M_a$ 、地表での大気圧、 $P$ 、 $\tau_s^*$ が重ねてプロットしてある。図Bの上側の点線は地表の岩石が完全に融ける温度、下側の点線は地表の岩石が融け始める温度である。破線は大気が形成されない場合の地表温度を示す。(Abe & Matsui, 1986)

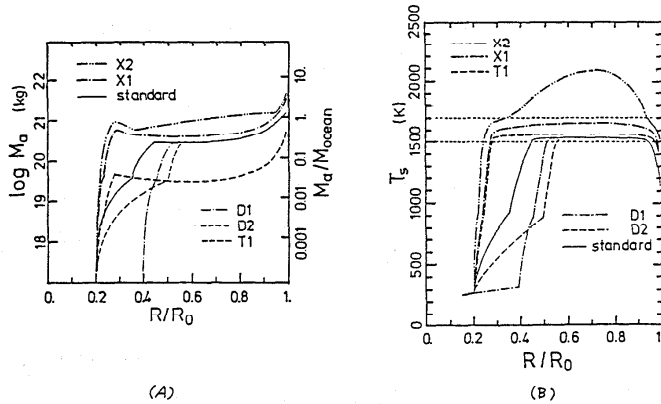


図3 集積中の水蒸気大気成長(A)と地表温度の変化(B)。モデルパラメーターを変化させた場合について重ねてプロットしてある。いずれの場合も集積中の地表温度は融点を越えており、また集積終了時の水蒸気大気量はほぼ現在の海の水量に近い。(Abe & Matsui, 1986)

## 結果

以上の式を用いて地球集積中の熱的進化が計算できる。図2に「標準モデル」(パラメーターは表1参照)における水蒸気大気成長と表面温度の変化を示す。これによると、原始惑星の半径が $0.2R_0$ 程になると、衝突脱ガスが始まり大気の蓄積が始まる。すると、大気の保温効果によって地表温度は急速に上昇していくことがわかる。 $\sim 0.3R_0$ に見られる成長曲線の折れ曲がり、地表温度が $900\text{K}$ を越えて、脱ガスの効率が良くなったためである。更に地表温度が上昇し $\sim 0.4R_0$ 前後で地表温度は岩石の融点を越える。すると大気の成長は殆ど止まる。これは地表に生じたmagmaの海に $\text{H}_2\text{O}$ がとけ込むことによって大気の成長が抑えられる為である。集積の末期には、集積速度が遅くなって地表からのエネルギーフラックスが小さくなるため、

地表温度は下がる。これに対応して大気量は再び増加し最終的には丁度、現在の海水の質量 ( $1.4 \times 10^{21}$  kg) に近い  $1.9 \times 10^{21}$  kg に落ち着く。

パラメーターを変えて計算してみても結果は余り変わらない(図3)。脱ガス係数を小さくしたり大きい臨界衝撃圧を仮定すると(モデルD1、2)大気の成長は遅くなるが、magma oceanができてしまえば、あとは標準モデルと変わらない。また大きい含水量 ( $X_{w0}$ ) を与えた場合(モデルX1、2)には、大気の成長は早まり、表面温度も高くなるが、最終的に生ずる大気量については標準モデルとあまり差がない。早い集積(モデルT1)の場合には magma oceanと平衡にある大気量は少なくなるが、その他の点は他のモデルとあまり変わっていない。このことは、集積中に生ずる水蒸気大気量は、集積速度や微惑星の水蒸気含有量、脱ガスの効率などのパラメーターにあまり依らずに決っていて、その量は現在の海の質量と近い。

地球形成期の内部温度分布は図2、図3で与えられるような地表温度を境界条件に内部のエネルギー保存式を解いて得られる。結果は図4に示されるようなものである。地表付近にマグマオーシャンが存在するが、内部は岩石の融点より少し低いくらいに留まる。

表1 標準モデルに用いたパラメーター

地球質量	$M_0$	$6 \times 10^{24}$ kg
微惑星の平均密度	$\rho$	4,200 kg/m <sup>3</sup>
	$R_0$	6,987 km
		$= (3M_0/4\pi\rho)^{1/3}$
サフロフ数	$\theta$	4
集積時間	$\tau_{acc}$	$5 \times 10^7$ y
バルク音速	$C_0$	3,000 m/s
非圧縮率の圧力微分	$\left(\frac{\partial K}{\partial P}\right)_T$	5
熱伝導率	$k$	4 W/mk
融解熱	$Q_l$	400 kJ/kg
定圧比熱	$C_p$	1,000 J/kg
圧力 $P_0$ での吸収係数	$\kappa$	0.01 m <sup>2</sup> /kg
標準圧力	$P_0$	101,325 Pa
集積前の微惑星の温度	$T_p$	250 K
太陽放射フラックス	$S_0$	960 W/m <sup>2</sup>
脱ガスの臨界衝撃圧	$P_{cr}$	23 GPa
微惑星の H <sub>2</sub> O 含有量	$X_{w0}$	0.1%
脱ガス係数	$f$	0.2

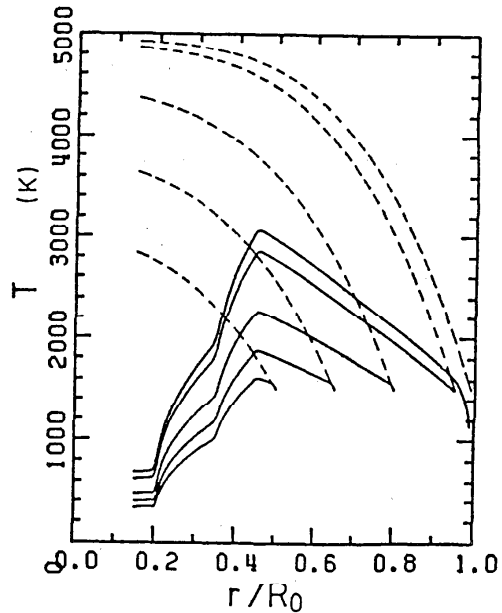


図4 成長しつつある原始地球の内部温度分布。波線は融点を表す。地表のみが融けていることが分かる。(Abe & Matsui, 1986)

## マンツルの熱的進化

地球が低温ではなく高温で誕生したことはこれまでの議論からも明らかであるが、地球の高温起源はこの他のモデルからも支持されている。最後に簡単に、高温起源の地球がその後どのように進化するか述べておく。地球と言ってもその体積の80%近くを占めるのはマンツルなのでマンツルについてその熱的進化の計算例を紹介する。

高温の地球内部では対流の発生条件を満たす。従って内部からの熱輸送は対流運動によるが、この場合、現在の熱史の計算でもっとも一般的に用いられている方法は parameterized convection の手法である。(Schubert et al. (1979)) すなわち次式の様なエネルギー保存則を parameterized convection モデルから得られる熱流量値を用いて計算する。

$$\rho c (R_m^3 - R_c^3) T_m = -3R_m^2 q + (R_m^3 - R_c^3) Q$$

$$q = k \frac{T_m - T_s}{R_m - R_c} \left( \frac{Ra}{Ra_{cr}} \right) \beta \quad (16)$$

$$Ra = \frac{g \alpha (T_m - T_s) (R_m - R_c)^3}{\kappa \nu}$$

ここで、 $\rho$  は密度、 $c$  は比熱、 $R_m$ 、 $R_c$  はマンツルの境界の内側と外側の半径、 $T_m$  はマンツルの平均温度、 $q$  はマンツルから流出する熱流量、 $Q$  は単位体積当りの熱源量、 $k$  は熱伝導率、 $T_s$  は地表温度、 $Ra$  はレイリー数、 $Ra_{cr}$  は対流の起こる臨界レイリー数、 $\beta$  は経験的に決められる定数 ( $\sim 0.3$ )、 $g$  は重力加速度、 $\alpha$  は熱膨張率、 $\kappa$  は熱拡散率、 $\nu$  は動粘性率である。

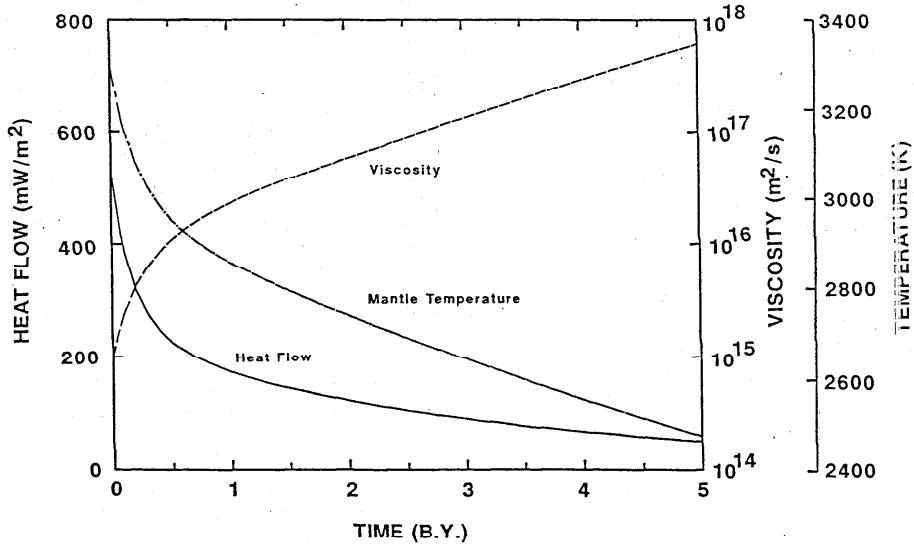


図5. マンツルの平均温度(一点鎖線)、粘性率(破線)、熱流量(実線)の時間変化。時間軸は46億年前を0としてある。(Matsui & Tajika, 1990)

粘性率 $\nu$ は温度 $T$ と水の含有量 $x$ に依存する。それを次式のように与え、

$$\nu = \nu_0 \exp\{(a+bx)/T\}$$

マントルのエネルギー保存則を解くと (Matsui & Tajika (1990))、その結果は図5に示されるようなものになる。初期の高温状態は急速に解消され、熱的平衡状態に近づくことが分かる。

#### 参考文献

- Abe, Y. and T. Matsui, 1986: Early evolution of the earth: accretion atmosphere formation and thermal history. Proc. 17th Lunar Planet. Sci. Conf., J. Geophys. Res., Suppl., E291-E302.
- Ahrens, T.J. and J.D. O'Keefe, 1972: Shock melting and vaporization of lunar rocks and minerals. The Moon, 4, 214-249.
- Brindley, G.W. and R. Hayami, 1964: Kinetics and mechanism of dehydration and recrystallization of serpentine I. Clay and Clay minerals, Prof. 12th Natl. Conf. Atlanta, 35-47, Pergamon, New York.
- Fricker, P.E. and R.T. Reynolds, 1968: Development of the atmosphere of venus. Icarus, 9, 221-230.
- Lange, M.A. and T.J. Ahrens, 1982a: The evolution of an impact-generated atmosphere. Icarus, 51, 96-120.
- Lange, M.A. and T.J. Ahrens, 1982b: Impact induced dehydration of serpentine and the evolution of planetary atmospheres. Proc. 13th Lunar Planet. Sci. Conf., J. Geophys. Res. 87, suppl., A451-A456.
- Matsui, T. and Y. Abe, 1986a: Formation of a "Magma Ocean" on the terrestrial planets due to the blanketing effect of an impact induced atmosphere. Earth, Moon and Planets, 34, 223-230.
- Matsui, T. and Y. Abe, 1986b: Evolution of an impact-induced atmosphere and magma ocean on the accreting earth. Nature, 319, 303-315.
- Matsui, T. and Y. Abe, 1986c: Impact-induced atmosphere and oceans on earth and venus. Nature, 322, 526-528.
- Matsui, T. and H. Mizutani, 1977: Why is a minor planet minor. Nature, 270, 506-507.
- Matsui, T. and E. Tajika, 1990: Evolution of proto-CO<sub>2</sub> atmosphere on the earth. Lunar Planet. Sci. XXI, 740-741.
- Safronov, V.S., 1972: Evolution of the proto-planetary cloud and formation of the earth and planets. NASA. Tech. Transl., TTF-677, 206pp.
- Schubert, G., P. Cassen and R.E. Young, 1979. Subsolidus convective cooling histories of terrestrial planets. Icarus, 38, 192-211.

## 第28期「伝熱研究」編集後記

第28期編集委員長 服部 賢（長岡技科大）

昨年の4月、前期編集委員長の宮本政英先生に引継資料をお送りいただいてから丁度1年、「伝熱研究」第110号から第113号まで4つの号の編集を終えた。これら各号の刊行は編集委員各位の御尽力によるものであり、また事務局の方々の懇切なご協力の賜物である。ここに厚く御礼申し上げます。

今期の「伝熱研究」は次のように全号が特集として組まれた。

- 第110号 <特集：第26回日本伝熱シンポジウム>
- 第111号 <特集：地方伝熱セミナー>
- 第112号 <特集：伝熱トピックスのレビュー>
- 第113号 <特集：地球スケールの熱と伝熱>

第110号は例年と同じ特集であるが、金沢、仙台そして今年の名古屋と年を経る毎に規模を大きくするシンポジウムでは、会全体を把握するレビューを行うことが本誌にとってますます重要な役割になってきているように思える。地方伝熱セミナーは今年限りの特集として企画された。全国規模から地方区へ移った伝熱セミナーの最初の数例を紹介して、各地でのセミナー計画の参考になればとの意図である。

昨年からの企画である伝熱トピックスのレビューには、もっと多くのトピックスを掲載したいと編集担当者は望んだが、紙数の関係でテーマ数を控えた。結果としてテーマ数とページ数が昨年の第108号とほぼ同じになったことは、この位がレビュー記事に適当な页数なのであるうか。第113号は「伝熱研究」としては初めての試みである。工学から少しはなれて自然界の熱現象を扱った記事は伝熱研究会の会員に興味を持って迎えられたことと思っている。この号の執筆者は皆さん会員外の方で、ご多忙中を煩わして御執筆いただいたものである。記して謝意を表する次第である。

最後に、編集の都合で本号の発行が遅れました。本号には第27回日本伝熱シンポジウムのプログラムおよび地方活動の連絡が掲載されていますこともあって、発行の遅れは会員の皆様ならびに事務局の方々に多大のご迷惑をおかけすることになりました。この遅延は専ら編集委員長の怠慢の責に帰すべきことであります。深くお詫び申し上げます。

<地方研究グループ活動報告>

北海道研究グループ講演会

日時：平成2年1月27日(土) 13:00~17:00

場所：北海道大学学術交流会館

出席者：約30名、院生、学生、約10名

北海道研究グループ講演会が日本機械学会熱工学部門低温環境熱工学研究会との共催で行なわれた。概要次の通り。

1. 過冷却をともなう凝固過程の伝熱

東京工業大学教授 齊藤 柁夫

氷を媒体とする潜熱蓄熱装置における伝熱面に接する水の過冷却現象について、過冷却が解消して樹枝状氷が発生する温度は、伝熱面の性質、冷却速度等により影響を受ける。この研究は多くの過冷却実験を行なって伝熱面温度が任意の経時変化をたどる時の過冷却解消温度を確率的方法で解析し、その結果を用いて過冷却が解消する温度と時間を予測することができるとしている。

2. 冷凍空調技術の現状と今後の課題

(株)日立製作所第6部 主研 岩田 博

家庭用空調器(ルームエアコン)は、フロンガス規制と快適性などユーザーのニーズから、性能、信頼性の向上が要求されている。フロンは差当たり規制対象外のR-22と代替フロン(R-134aなど)を使用し、圧縮機は従来のレシプロ式はロータリ式およびスクロール式に変化している。これらの回転式圧縮機は効率向上( $\eta_{\text{等}}で70\% \rightarrow 75\%$ )のほか、振動、騒音が低減されることから現在主力となっているが、この先の技術開発を模索中である。

3. 寒冷地における太陽エネルギー利用のための日射量の研究

北見工業大学講師 馬場 弘

北見工業大学における過去12年間の日射量測定値(水平面全天、法線面直達)を統計的に整理、解析し、太陽エネルギー利用において重要な傾斜面日射量の算出を行った。この方法により、道内各気象官署から得られる日照時間のデータから日射量の各ランク毎に全天、直達および傾斜面日射量を算出し、道内各地の日射量の平均値を推定し、実用性のある資料を得た。

4. 積雪寒冷地における自然エネルギーの総合的活用に関する検討

室蘭工業大学助教授 岸浪 紘機

わが国における風力エネルギーの推定量を示し、風車により機械的および電氣的エネルギーに変換する実例の紹介および技術上の問題点を摘出し、二、三の持論を展開した。風速の急激な変化に対して風車ブレードの迎角を変化させる可変ピッチ方式により $C_D$ の増大を抑え、 $C_L$ を増加させ風速に追従した回転力を得ることができる。風車の台数を徐々に増加させ自然エネルギーの有効利用を図るべきであるとしている。

(北海道地方連絡幹事 金山 公夫)

## 九州研究グループ講演会

日 時 : 平成2年2月2日 (金) 13:30~17:40

場 所 : 九州大学工学部 機械系大会議室

講 演 :

### (1) 多孔質内対流のカオス

増岡 隆 士 鶴田 隆 治 (九工大) \*新開 哲 哉 (九工大)

本報は、透過率の異なる積層水平多孔質層内での自然対流におけるカオスの挙動の解析的な検討を行った。積層多孔質層内では、対流モードが全層規模の対流(全層対流)と対流が一方の層に閉じ込められる局所規模の対流(局所対流)に大きく分類されるが、この積層系におけるカオスの挙動は、透過率が大きいほど減衰され、透過率比の条件によっては、カオスの挙動が局所化されることを示した。

### (2) 千鳥邪魔板を有する平行平板間の層流熱伝達

\*深井 潤 宮武 修 (九州大)

熱交換器では層流における熱伝達がしばしば重要となるため、本研究では邪魔板が交互に配置されている平行平板間の層流流れに対し、流動分布が十分発達した場合の2次元温度分布を数値計算し、平行平板伝熱面積基準の対数平均ヌセルト数(Nu)を求めた。9種類の異なる流路形状に対して、 $Re=1\sim 100$ 及び $Pr=1\sim 100$ の範囲で計算を行った結果、全般的に邪魔板が高くその間隔が狭い程Nuは増加するが、操作条件によっては、邪魔板高さがNuに余り影響しない場合、低Prにおいて伝熱促進が小さい幾何形状に対しても高粘性流体に関しては有効な場合も有ることが示唆された。

### (3) 画像処理を利用した2次元気液二相流の実験

佐藤 泰 生 \*佐田 富 道 雄 篠原 仁 志 (熊本大)

BWR型原子炉内やPWR型の蒸気発生器内の流れのように、実際に遭遇する気液二相流は3次元の流れとなることがある。最近、このような流れを解析するモデルが開発されつつある。本研究はこのようなモデルの検証に必要な実験値を得ることを目的としている。大口径で狭隘な環状流路を垂直に構成し、近似的に2次元の気液二相流を実現した。この流れに物体を設置した場合のボイド率分布、ならびに一樣流における液相の乱流拡散係数を線源から湧き出す染料の濃度分布に関する画像データから推定する方法を検討した。



#### (4) 気液二相流遠心ポンプの揚水性能に関する実験的研究

\*佐藤 紳二 (津山高専) 北田 敏夫 (旭化成(株))

古川 明德 高松 康生 (九州大) 池田 裕 (九州大院)

遠心ポンプの用途の多様化に伴い、気液二相流時における揚程低下が重要な問題となっている。本研究は、二相流状態において高い気液混合比でも揚水が可能なポンプの開発を目的としている。まずその第一歩として、二相流性能改善の指針を得るために、渦形室断面積、羽根出口角、および羽根車の開放化がポンプの二相流性能に及ぼす影響を実験的に調査した。さらに、羽根車内流動様相の観察結果により二相流時に揚程が低下する原因について考察検討した。

#### (5) 有限水平面の巻く沸騰熱伝達と膜状凝縮熱伝達について

\*茂地 徹 川江 信治 (長崎大) 時田 雄次 (長崎大院)

はじめに、有限の下向き水平加熱面からの膜沸騰熱伝達と有限の上向き水平冷却面上の膜状凝縮熱伝達に関する現在までの研究を、下向き加熱面に沿う単相自由対流熱伝達と核沸騰熱伝達に関する研究をも参照しながら概観した。次に、完全に水平な面に対しては、傾斜面に対する周知のBromleyやNusselt 流の解析方法を形式的に適用しても浮力や体積力の伝熱面に沿う方向の成分が存在しないため対流熱伝達係数の現実的な大きさを確定することができないので、対流の起動力として伝熱面に沿う方向の蒸気膜 (または凝縮液膜) 厚さの変化 (減少) による静圧勾配をとり、(i) 蒸気の流動方向に有限の寸法を有する下向き水平の等温加熱面から静止した飽和液体への安定な2次元定常膜沸騰熱伝達、と(ii) 静止飽和蒸気中に置かれた有限の上向き水平等温冷却面上の安定な2次元定常膜状凝縮熱伝達、を平滑気液界面と層流境界層的な構造の蒸気膜 (または凝縮液膜) を仮定して境界層積分法 (プロフィール法) で理論解析し、解析的に得られた理論解の検討結果について報告した。なお、この種の問題では、現実的な解を得るためには、伝熱面端部での蒸気 (または凝縮液) に関する流出境界条件の設定方法が特に重要な課題である旨が議論された。

#### (6) ソ連における熱関係の研究所訪問

藤井 哲 (九州大)

ソ連の5つの主な熱関係の研究所のうちの3つであるノボシビルスクの熱物理解研究所、モスクワの高温研究所、ミンスクの熱・物質移動研究所を訪問した際の見聞を、それぞれの研究所の特色、研究のテーマと設備、急速に変わりつつある制度と運営のシステム、研究者や一般大衆の生活などについて、スライドを用いて紹介した。

(九州地方連絡幹事 深野 徹)



<お知らせ>

第28期（平成元年度）総会のお知らせ

本会の第28期（平成元年度）総会が、日本伝熱シンポジウムの第2日目に下記のごとく開催されますので、会員各位のご出席をお願いいたします。

記

日 時           平成2年 5月31日（木）           13:00～13:30

場 所           愛知県厚生年金会館  
〒464 名古屋市千種区池下町 2-63

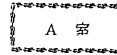
議 題           (1) 平成元年度会務報告  
                  (2) 平成元年度会計報告  
                  (3) 日本伝熱研究会学術賞・技術賞授与  
                  (4) 第29期役員選出  
                  (5) 旧・新会長挨拶

# 第27回日本伝熱シンポジウム

開催 5月30日～6月1日 (申込先: 第27回日本伝熱シンポジウム準備委員会)

[ 主催: 日本学会熱工学研究連絡委員会, 日本伝熱研究会, 日本機械学会, 化学工学会ほか ]

開催日 平成2年5月30日(水)～6月1日(命)



講演会場 愛知厚生年金会館  
[〒464 名古屋千種区池下町2-63  
電話 (052)761-4181  
FAX (052)762-1163]  
交通: 地下鉄 東山線「池下」駅下車

第1日 5月30日(水)

シンポジウム参加費 一般事前申込 1名5,000円, 当日申込 1名6,000円, 学生・大学院生事前申込 1名2,500円, 当日申込 1名3,000円 (いずれも講演論文集代を含みません)

講演論文集代 1セット5,000円(消費税含む)です。ただし、郵送の場合は1セット5,550円(送料含む)です。(日本伝熱研究会会員には1セット無料進呈)

懇親会 日時 5月31日(木) 18:30～20:30  
会場 愛知厚生年金会館B1(鳳凰の間)  
事前申込1名6,000円, 当日申込1名7,000円, ただし、同伴夫人は無料です。  
(ご注意) 今回は多くの講演申込件数に対して会場が手狭なため、勝手ながら懇親会への参加を事前申込者のみに限定させていただくことがあります。

申込要領 郵便振替払込書の通信欄に、(1)氏名(ふりがな)、(2)勤務先または学校名、(3)講演論文集冊数(進呈分以外)、(4)懇親会出欠(夫人同伴の方はその旨を明記)をご記入の上、当該費用をご送金下さい。参加証は当日、受付にてお渡しいたします。なお、事務の簡素化と経費節減のため、原則として、領収証の発行を省略させていただきますので、郵便局で受け取られる郵便振替払込金領収書を保存してください。ようお願い申し上げます。郵便振替払込書は1人につき、1枚ご使用下さい。

事前申込締切 平成2年5月10日(木) 消印有効

申込先

郵便振替口座: 名古屋 4-46078  
第27回日本伝熱シンポジウム準備委員会  
〒464-01 名古屋千種区不老町  
名古屋大学工学部化学工学科内  
TEL(052)781-5111(6773, 3623)  
FAX(052)781-8356

- 1) ※印は講演者、各講演は10分、討論はそれぞれの講演群のうちで適宜まとめて行います。
- 2) 連名者で所属(勤務先、通学先)が省略されている方は、前者と同じです。

[剥離流の流動・伝熱(I)] 9:20～10:40

(座長 太田 照和(東北大))

A111 後向きステップ剥離・再付着流の層流熱伝達(プラントル数の影響)

機械正 ※近藤 経男(豊田中研)  
機械正 長野 靖尚(名工大), 機械正 辻 俊博  
機械正 田川正人

A112 後向きステップ剥離循環領域における速度・温度場の解析(レイノルズ数の影響)

機械正 工藤 一彦(北大), 機械正 谷口 博  
機械正 ※小林 敏雄(東大)  
機械正 福地 健(北大)

A113 後向きステップ再付着領域熱伝達の三次元非定常特性

機械正 河村 隆雄(岐阜高専)  
※山森 昌雄(岐阜大), 機械正 三松 順治  
機械正 熊田 雅弥

A114 円柱を挿入した後向きステップ下流域の流動伝熱特性(第1報)

機械学 ※喜多 茂雄(京大), 中前 隆行  
機械正 鈴木 洋, 機械正 鈴木健二郎

[剥離流の流動・伝熱(II)] 10:50～12:10

(座長 熊田 雅弥(岐阜大))

A121 ディフューザ内剥離流の熱伝達(非対称ディフューザの実験)

機械正 ※冨坂 伸明(造船技研)

A122 鋸歯状ステップを有する二次元流路における流動と熱伝達

機械正 吉田 英生(東工大)

A123 平板層流物質伝達における三角翼渦発生体の影響

※永井 嘉則(横浜国大), 機械正 鳥居 薫

A124 流路内の単一角柱スベサが周囲の伝熱流動に与える影響について

機械正・原子正 一宮 浩市(山梨大)  
機械正・原子正 秋野 詔夫(原研)  
機械正・原子正 ※新開 修二(山梨大)  
機械正・原子正 功刀 資彰(原研)

[乱流構造と伝熱(I)] 13:00～15:00

(座長 鈴木 健二郎(京大))

A131 底面の熱的境界条件の急変に伴う不安定成層乱流の構造変化

化工正 ※福井 啓介(姫路工大)

化工正 植田 洋匡(国公専研)

余 俣明(筑波大), 建築正 上原 清(国公専研)

- A132 温度成層流の乱流混合に関する研究  
(浮力の効果に対する実験的考察)  
機械学 ※佐柳 恒久 (筑波大)  
機械正 岩重 健五 (日立)  
機械正 文字 秀明 (筑波大), 山川 正則 (日立)  
松井 剛一 (筑波大)
- A133 自然対流乱流境界層の乱流構造と熱輸送  
機械正 ※辻 俊博 (名工大), 機械正 長野 靖尚  
機械正 田川 正人, 機械学 草田 正樹
- A134 大規模渦による乱流輸送機構の解明  
機械正 土方 邦夫 (東工大), ※浅見 政義
- A135 壁面乱流の縦渦構造の Stochastic Estimation  
機械准 ※四野 耕一 (東大), 機械正 笠木 伸英
- A136 三次元せん断流における渦形成の数値シミュレーション  
機械正 ※小宮山 正治 (阪大), 機械正 高城 敏美  
機械学 太田 裕彦
- [乱流構造と伝熱 (II)] 15:10~17:10  
{座長 長野 靖尚 (名工大)}  
平井 秀一郎 (阪大)
- A141 スパン方向ギャップにより変形を受けた乱流境界層  
機械正 大坂 英雄 (山科大)  
機械正 ※坂本 雅己 (徳山高専)  
機械正 望月 信介 (山科大)
- A142 DNSによる壁面乱流における平均速度勾配の力学的効果に関する研究  
機械准 ※黒田 明慈 (東大), 機械正 笠木 伸英  
機械正 平田 賢 (東大)
- A143 DNSによる壁乱流における乱流熱流束の収支に関する研究  
機械学 ※富田 康意 (東大), 機械正 笠木 伸英
- A144 水平管内気液層状流における界面近傍の乱流について  
機械正 ※村田 章 (東大), 機械正 飛原 英治  
機械正 斎藤 孝基
- A145 固液及び気液界面近傍の乱れの統計的性質  
機械学 ※佐田 豊 (東大), 機械正 笠木 伸英
- A146 化学反応を伴う格子乱流場での濃度統計量の測定とそのモデル化  
化工正 小森 悟 (九大), 化学工 神崎 隆男  
化工正 村上 泰弘
- [層流熱伝達] 17:20~18:40  
{座長 秋山 光庸 (宇都宮大)}  
桧和田 宗彦 (岐阜大)
- A151 縦渦が層流平板熱伝達に与える影響の数値解析  
機械正 ※柳原 一蔵 (横浜国大)  
機械正 鳥居 薫, 永井 嘉則
- A152 千鳥羽型板を有する平行平板間の層流熱伝達  
化工正 ※深井 潤 (九大), 化工正・機械正 宮武 修
- A153 管群の層流熱伝達の数値解析  
機械正 太田 照和 (東北大), 機械正 ※朴 祥奎
- A154 超臨界圧ヘリウムの管内層流熱伝達  
機械正 金 柱均 (東北大), 機械正 相原 利雄  
機械准 ※田中 恵二

第2日 5月31日(木)

- [噴流の流動と熱伝達 (I)] 9:00~10:20  
{座長 木本 日出夫 (阪大)}  
横堀 誠一 (東芝)
- A211 軸対称噴流初期領域での渦輪の挙動  
機械正 栗間 諄二 (山科大), 機械学 ※神田 浩司  
機械正 宮本 政英, 機械正 平田 賢 (東大)

- A212 軸対称噴流へのノズル出口部の形状効果  
機械正 ※栗間 諄二 (山科大), 機械学 神田 浩司  
機械正 平田 賢 (東大)
- A213 軸対称噴流における混合特性に関する研究  
※小林 正佳 (名大), 機械正 山下 博史  
機械正 柳田 玄一郎
- A214 噴流拡散火炎の遷移に関する研究  
機械正 ※山下 博史 (名大), 機械正 柳田 玄一郎  
機械正 竹野 忠夫
- [噴流の流動と熱伝達 (II)] 10:30~12:10  
{座長 片岡 邦夫 (神戸大)}  
二松 順治 (岐阜大)
- A221 流路内壁面の衝突噴流による冷却に関する研究  
機械正 木本 日出夫 (阪大), 今井 和哉  
機械正 ※浜辺 謙二 (川崎重工)
- A222 二重管内円形噴流群による衝突熱伝達  
※戸崎 宗 (岐阜大), 機械正 親川 兼勇 (琉球大)  
機械正 馬淵 幾夫
- A223 感温液晶膜に現れる温度分布の高精度・簡易測定  
機械正 ※木本 日出夫 (阪大), 飯塚 弘芳
- A224 流出流との干渉を伴う軸対称衝突噴流による熱伝達  
※中村 祥貴 (岐阜大)  
機械正 親川 兼勇 (琉球大), 機械正 馬淵 幾夫
- A225 液体金属-ガス二相衝突噴流の熱伝達特性  
機械正・原子正 ※芹澤 昭示 (京大)  
原子正 高橋 修, 機械正・原子正 河原 全作  
米山 智巳
- [物体まわりの自然対流] 14:00~15:00  
{座長 藤井 丕夫 (九大)}  
辻 俊博 (名工大)
- A231 水平発熱面上の自然対流熱伝達  
(発熱面上方にある物体の寸法効果)  
機械正 竹内 正紀 (福井大), 機械正 木村照夫  
田中 義樹, ※早川 晃宏, 宮永 俊晴
- A232 自然対流によるカルマン渦列の崩壊と発達  
(円柱まわりの熱伝達特性)  
機械正 ※能登 勝久 (神戸大), 機械学 日黒 喜治  
機械学 寺本 健治
- A233 鉛直に接近して配置された球列の自然対流熱伝達について  
機械正・冷凍正 ※石原 勲 (関西大)  
機械正・冷凍正 勝田 勝太郎
- A234 水平線熱源上の定常浮力流れ  
(周囲流体温度が変化する場合の相似解)  
機械正 ※森岡 齊 (徳島大) 機械正 清田 正徳
- [自然対流一般] 15:10~16:50  
{座長 能登 勝久 (神戸大)}  
北村 健三 (豊橋技科大)
- A241 ソルトフィンガーのセル構造に関する研究  
機械正 ※日向 滋 (信州大), 機械正 桜井 正幸  
機械正 姫野 修廣
- A242 直流電場下の自然対流の発生  
機械正 ※前川 透 (東洋大), 安部 啓成  
機械正 棚沢 一郎 (東大)
- A243 大規模熱対流の生成機構  
(水平境界層浮力の効果)  
機械学 ※加藤 裕 (山形大), 機械正 梅村 章  
機械正 大橋 崇市
- A244 垂直平板における低プラントル数流体の自然対流熱伝達  
機械正 ※稲田 茂昭 (群馬大)  
金田 紀道, 今井 健司, 樋口 修一

A245 室内壁からの自由対流熱伝達の模型実験  
 機械正 小山 繁 (九大), 機械正 ※朴 炳徳  
 坂田 敏也, 機械正 藤井 哲

第3日 6月1日(金)

[乱流モデルと数値シミュレーション (I)] 0:00~10:20

(座長 宮内 敏雄 (東工大)  
 明 賢園 (東大))

- A311 二方程式乱流モデルによる旋回円管内乱流の解析  
 (第1報 発達した旋回流)  
 機械正 河村 洋 (東京理科大), 機械学 ※三島 毅隆
- A312 非円形管路におけるレイノルズ応力成分の陽な表現  
 機械正 ※中山 顕 (静岡大), 機械正 児山 仁  
 機械准 桑原 不二朗
- A313 レイノルズ応力モデルによる層流化現象の解析  
 機械正 鳥居 修一 (鹿児島大)  
 ※日笠 正晃 (九大), 機械正 清水 昭比古  
 機械正 長谷川 修 (久留米高专)
- A314 自由乱流における熱輸送の非等方向性とそのモデリング  
 機械正 長野 靖高 (名工大), 機械正 田川 正人  
 機械正 辻 俊博

[乱流モデルと数値シミュレーション (II)] 10:30~11:50

(座長 笠木 伸英 (東大)  
 田川 正人 (名工大))

- A321 スペクトル法による矩形ダクト流中のベナール渦制御の数値シミュレーション  
 航空正 ※山本 稀義 (航空技研)  
 航空正 細川 巖 (電通大), 航空正 本間広信
- A322 空間的に発達する乱流混合層の Large Eddy Simulation  
 機械正 宮内 敏雄 (東工大), 機械学 ※苗木 学
- A323 三次元非等方向性乱流場における熱流動解析  
 機械正 杉山 均 (宇都宮大), 機械正 秋山 光甫  
 機械正 平田 賢 (東大), 上野 智志 (宇都宮大)
- A324 二段旋流時の噴霧燃焼シミュレーション  
 (円筒軸対称二次元座標系における解析)  
 化学工 ※吉畑 朋彦 (東北大), 化学工 青木 秀之  
 化工 丹野 庄二, 化工正 三浦 隆利

[電子機器の冷却 (I)] 13:00~14:20

(座長 大黒 崇弘 (日立)  
 石塚 勝 (東芝))

- A331 平板上に配列された直方体よりの強制対流熱伝達  
 (第2報 数値解析)  
 機械正 鳥越 邦和 (ダイキン)  
 機械正 ※朝原 利行, 機械正 川添 政宣
- A332 自然空冷プリント板の熱解析  
 山本 治彦 (富士通), 宇田川 義明  
 機械正 ※安斎 久雄
- A333 基板上の微小発熱素子の強制対流冷却に関する研究  
 機械正 土方 邦夫 (東工大), 機械正 長崎 孝夫  
 ※ 伏信 一慶
- A334 分散熱源を有する平行平板群の層流共存対流熱伝達  
 (平板の熱伝導と平板間の輻射伝熱の影響)  
 機械学 ※竹之下 健 (九大), 機械正 藤井 丕夫  
 機械正 富村 寿夫

[電子機器の冷却 (II)] 14:30~15:30

(座長 藤井 雅雄 (三菱電機)  
 福山 佳孝 (東芝))

- A341 直接冷却による平板状発熱面の伝熱特性  
 機械正 ※安達 昭夫 (富士電機), 東 泉  
 機械正 山名 祥雄

A342 電球形蛍光灯の熱シミュレーション

※本田 久司 (東芝ライテック)

伊藤 秀徳, 石塚 勝 (東芝), 佐々木富也

A343 熱回路網法によるX線管の熱解析

機械正 ※石塚 勝 (東芝), 機械正 佐々木 富也  
 大上 晃正, 植村 敬

R 室

第1日 5月30日(水)

[多孔質体内の伝熱 (I)] 9:20~10:40

(座長 増岡 隆士 (九工大)  
 佐藤 勲 (東工大))

- B111 加熱平板からの非定常・非ダルシアン強制対流  
 機械准 ※桑原 不二朗, 機械正 中山 顕  
 Ebinuma, C. D. (サンパウロ州立大)  
 機械正 児山 仁 (静岡大)
- B112 多孔性媒体内における非定常熱・物質輸送  
 (第1報 基本的現象)  
 機械准 ※尹 在鎭 (東工大), 機械正 越後 亮三  
 機械正 吉田 英生
- B113 除温機能を有する断熱材の熱および物質移動  
 機械正 福迫 尚一郎 (北大)  
 機械正 ※八重口 公一 (パイオニア)
- B114 コークス層内亀裂進展に関する一考察  
 (破壊力学パラメータの挙動について)  
 化学工 ※佐藤 洋史 (東北大), 化学工 吉野 博之  
 化工正 三浦 隆利

[多孔質体内の伝熱 (II)] 10:50~12:10

(座長 中山 顕 (静岡大)  
 成瀬 一郎 (豊橋技科大))

- B121 ハニカムコアをもつ鉛直多孔質層内の自然対流熱伝達  
 機械正 浅古 豊 (都立大), 機械正 中村 博  
 機械学 ※山口 義幸
- B122 水平環状多孔質体内の自然対流  
 (管壁熱伝導を考慮した数値解析)  
 機械正 ※木村 繁男 (東北工試)  
 化工正 増田 善雄, Ioan Pop (Univ. of Cluj)
- B123 多孔質発熱体まわりの自然対流  
 機械正 増岡 隆士 (九州工大)  
 機械学 ※岡本 幹彦, 機械正 齋田 隆治  
 機械正 谷川 洋文
- B124 球状粒子充填層の共存対流熱伝達  
 機械正 和菜 英男 (岡山大)  
 機械准 ※真森 克也 (オリンパス)  
 機械正 野津 滋 (岡山大)

[密閉空間の自然対流 (I)] 13:00~14:40

(座長 荻野 文丸 (京大)  
 竹内 正紀 (福井大))

- B131 鉛直二平板間における自然対流による水と水溶液の濃度成層流の研究  
 (二層系対流の数値シミュレーション)  
 鎌倉 勝善 (岡山高专)  
 機械正・化工正 尾添 紘之 (九大)
- B132 鉛直平行壁面間の自然対流場に現れる三次元流動  
 機械正 木本 日出夫 (阪大), ※宮脇 陽一
- B133 中心に発熱源を持つ円筒容器内の自然対流に関する研究  
 機械正・原子正 戸田 三朗 (東北大)  
 機械正・原子正 黒川 政秋  
 ※内藤 紀幸 (JFE重工)  
 機械正・原子正 堀 豊 (東北大)

- B134 突起伝熱面をもつ密閉空間自由対流の数値解析  
機械正 ※吉岡 啓介 (大分大)
- B135 大空間空調システムに関する研究  
(空調温度分布特性に及ぼす流入空気温度と速度の影響)  
機械正 ※浜口 八朗 (神戸大), 機械正 坂口 志司  
機械正 富山 明男, 機械学 永守 朗, 市川 善朗

〔密閉空間の自然対流 (II)〕 14:50~16:30

- 〔座長 尾添 敏之 (九大)〕  
木枝 茂和 (日立)
- B141 満水容器中の急発熱体からの伝熱と容器圧力応答の実験および解析  
原子正 ※傍島 眞 (原研)  
原子正 小原 正美 (ISL), 原子正 井上 修
- B142 内部発熱を伴う垂直流体内の自然対流  
機械正 ※河原 全作 (京大), 岸口 一平太  
青木 紀勝, 機械正 岐美 裕 (松江高专)
- B134 微小重力下における半導体材料の閉管気相成長に関する研究  
(第1報 密閉円筒容器内の自然対流の数値計算)  
機械正 ※石川 博章 (三菱電機), 機械正 古藤 悟
- B144 立方体容器内の自然対流と非グレーガス輻射の相互作用の解析  
機械正 ※布施木 徹 (計算流体力学研)  
石井 克哉  
ASME Bakhtier Farouk (Drexel Univ.)  
機械正 桑原 邦郎 (宇宙科学研)
- B145 水の過冷却および凍結過程における非定常自然対流  
化工正 西村 龍夫 (富山大), 化工学 ※藤原 昌樹  
化工学 堀江 奈美子, 化工正 宮下 尚

〔複合伝熱〕 16:40~18:20

- 〔座長 柏木 孝夫 (東京農工大)〕  
加藤 健司 (名大)
- B151 ホログラフィー干渉法による三次元温度場の計測  
(干渉縞パターンの撮影位置が測定誤差に与える影響)  
機械正 加藤 征三 (三重大), 機械正 ※丸山 直樹
- B152 自由液面を局所加熱した時のマランゴニ対流特性  
※西原 義寛 (日立), 機械正 山本 元
- B153 温度成層流における乱流輸送現象  
化工正 ※荻野 文丸 (京大)
- B154 水平円柱まわりの強制-自然共存対流の熱伝達  
(熱伝達の整理)  
機械正 ※北村 健三 (豊橋技科大), 本間 勝  
機械学 柏木 智光
- B155 内外両曲面を冷却した返しバンド内凍結挙動  
機械正 ※田子 真 (北大), 機械正 福迫 尚一郎  
機械学 船野 剛

第2日 5月31日 (木)

〔限界・極小熱流束 (I)〕 9:00~10:20

- 〔座長 藤田 恭伸 (九大)〕  
門出 政則 (佐賀大)
- B211 線の限界熱流束  
(第1報 大気圧近傍における各種線径の場合)  
機械正 熊田 俊明 (北大), 機械正 坂下 弘人  
※倉重 功一
- B212 線の限界熱流束  
(第2報 垂直・重力変化・液相に及ぼされる場合)  
機械正 ※熊田 俊明 (北大), 機械正 坂下 弘人
- B213 膜沸騰極小温度に対する系圧力の影響とその機構  
原子正 ※櫻井 彰 (京大), 原子正 塩津 正博  
原子正 畑 幸一

- B214 He II における過渡熱伝達と臨界熱流束  
原子正 ※塩津 正博 (京大), 原子正 畑 幸一  
原子正 櫻井 彰

〔限界・極小熱流束 (II)〕 10:30~12:10

- 〔座長 塩津 正博 (京大)〕  
小山 繁 (九大)
- B221 気液対向流形式沸騰管内の限界熱流束の研究  
機械正 甲藤 好郎 (日大), 機械学 ※平尾 幸志  
機械学 海老原 伸明, 狩山 明賢, 谷輪 賢一郎  
中嶋 一孝
- B222 垂直二重円管内の自然対流沸騰系の限界熱流束  
機械正・原子正 ※門出 政則 (佐賀大), 久保 真司
- B223 高圧領域における一様加熱垂直円管内の強制流動沸騰限界熱流束  
(気液密度比の影響)  
機械正 ※横谷 定雄 (東大), 機械正 庄司 正弘  
機械正 渡辺 誠
- B224 垂直管内流膜沸騰の崩壊と伝熱面リウエット  
機械正 ※井上 満 (東大), 機械正 庄司 正弘  
機械学 松本 壮平
- B225 ねじリニア管挿入管のマッコーネル沸騰限界熱流束  
機械正・原子正 ※稲坂 富士夫 (船舶技研)  
機械正・原子正 成合 英樹 (筑波大), 藤崎 直  
機械正・原子正 石黒 博

〔沸騰・凝縮における伝熱促進 (I)〕 14:00~16:00

- 〔座長 矢部 彰 (機械技研)〕  
緒方 潤司 (三菱重工)
- B231 下向き凝縮面の伝熱促進に関する研究  
(凝縮面傾斜角の影響)  
機械正 ※野津 滋 (岡山大)  
機械正 本田 博司 (九大)  
機械学 小林 勉 (岡山大), 機械正 稲葉 英男
- B232 二成分気液性混合冷媒の凝縮熱伝達  
(非共沸組成)  
機械正 滝本 昭 (金沢大)  
機械正 ※寺西 恒宣 (富山高専)
- B233 水平スワール管凝縮器に関する研究  
機械学 高橋 信哉 (金沢大), 機械正 林 勇二郎  
機械正 ※中岡 勉 (水産大)  
機械正 上原 春男 (佐賀大)  
武居 宏充 (日鉱エンジニアリング)
- B234 凹形円弧溝よりなる伝熱面上における滴状凝縮熱伝達  
(円弧溝ピッチおよび方向の影響)  
化工正 泉 正明 (岩手大), 高橋 諭  
機械正 大内 雅樹, 化工正 山川 紀夫
- B235 比較的小さい伝熱面からの低液位沸騰  
※荒川 正美 (東北大)  
機械正 島田 了八 (石巻専大)  
機械正 熊谷 哲 (東北大)
- B236 多孔質伝熱面から液体室裏へのブール沸騰熱伝達  
機械正・低温正 伊藤 猛宏 (九大)  
機械正・低温正 高田 保之  
機械正・低温正 ※久保田 裕己, 上原 武雄 (吉田工業)  
牧野 昭孝 (九大)

〔沸騰・凝縮における伝熱促進 (II)〕 16:10~17:30

- 〔座長 上原 春男 (佐賀大)〕  
小沢 由行 (東工大)
- B241 圧力効果を利用した沸騰伝熱促進に関する研究  
(第3報 電場内の気泡挙動)  
機械正 ※緒方 潤司 (三菱重工)  
機械正 矢部 彰 (機械技研)

- B242 EHD効果を用いた液滴の蒸発促進(統報)  
(電場のもとでの気液界面の不安定現象について)  
機械正 ※高野 清(東大), 機械正 棚沢 一郎  
機械正 西尾 茂文
- B243 EHD疑似滴状凝縮現象の基礎的研究  
※砂田 和美(筑波大)  
機械正 矢部 彰(機械技研), 機械正 竹谷 隆夫  
機械正 吉沢 能政(筑波大)
- B244 非共沸混合媒体用EHD凝縮器の研究  
機械正 ※矢部 彰(機械技研), 機械正 竹谷 隆夫  
機械正 牧 博司(東京理科大), 青野 秀文

第3日 6月1日(金)

- [沸騰・凝縮利用機器(Ⅰ)] 9:00~10:20  
(座長 吉田 駿(九大))  
宇高 義郎(東工大)
- B311 湿分離加熱器伝熱管出口における凝縮液の過冷却  
(第4報 実験範囲の拡大とデータの再評価)  
冷凍正 ※阿部 法光(東芝), 機械正・冷凍正 橋詰 健一  
機械正 村田 圭治
- B312 湿分離加熱器伝熱管出口における凝縮液の過冷却  
(第5報 低クオリティ領域における水平管内凝縮伝達特性)  
機械正・冷凍正 ※橋詰 健一(東芝), 冷凍正 阿部 法光  
機械正 村田 圭治
- B313 水平回転円筒内凝縮熱伝達  
(第3報 かき残し液膜の影響)  
機械正 ※青山 善行(愛媛大), 機械学 渡辺 知範  
機械正 阿部 文明, 機械正 水上 紘一  
機械正 二仲 浩三
- B314 水平ローフィン付き管群における静止蒸気の凝縮熱伝達  
機械正 ※村田 圭治(東芝), 冷凍正 阿部 法光  
機械正・冷凍正 橋詰 健一

C 室

第1日 5月30日(水)

- B331 フィン効率を考慮したコンパクト熱交換器の数値解析  
機械正 ※横野 泰之(東芝), 機械正 佐々木 富也  
機械正 石塚 勝
- B332 ATRエンジン用水素加熱器の伝熱特性  
機械正 ※小原 正人(石播)  
機械正 矢野 歳和, 水谷 智昭  
航空正 棚次 亘弘(宇宙研)
- B333 改良シングルブロー法によるハーバードフィンの特性評価  
機械正 ※八木 良尚(東京農工大)  
機械正 望月 貞成, 機械正 原 拓実
- B334 空冷熱交換器の汚れ付着に関する研究  
※渡辺 吉典(三菱重工), 松本 優  
B335 炭酸カルシウムの高温壁面への析出挙動(第3報)  
機械正 ※坂下 弘人(北大), 機械正 石黒 亮二  
機械正 杉山 憲一郎, 池田 幸洋
- B336 オフセットフィンの中間レイノルズ数域における流動・伝熱特性(流れの可視化)  
機械正 ※石 冠南(京大), 一沖 俊敏  
機械正 萩原 良道, 機械正 鈴木 健二郎

- [ミスト冷却] 9:20~10:20  
(座長 宮下 尚(富山大))  
萩 康彦(慶大)
- C111 高温加熱面のミスト冷却  
(低噴霧, 低加熱度での定常実験)  
機械正 林 勇二郎(金沢大), 機械正 滝本 昭  
機械准 ※安尾 晃一(ダイキン)
- C112 液体金属ミスト冷却に関する研究  
(液滴衝突シミュレーション)  
機械正・原子正 ※黒川 政秋(東北大)  
機械正・原子正 戸田 三朗  
機械正・原子正 堀 豊
- C113 高温面のミスト冷却による非定常熱伝達特性  
機械正 ※大久保 英敏(東大), 機械正 西尾 茂文

- [沸騰・凝縮利用機器(Ⅱ)] 10:30~12:10  
(座長 水上 紘一(愛媛大))  
本田 博司(九大)
- B321 希ガスMHD発電用シード回収装置の検討  
機械正 吉川 邦夫(東工大), 島袋 栄二郎  
機械正 堀口 進
- B322 プレートフィン型アンモニア水フラッシング蒸発器の基礎実験  
機械学 ※今井 良二(石播)  
機械正 小原 正人, 機械正 矢野 歳和  
機械正 千葉 紘一, 機械正 塩治 震太郎
- B323 冷媒の自然循環, 沸騰・凝縮の直接接触伝熱を利用する密閉容器内潜熱蓄熱の研究  
機械正 宇高 義郎(東工大), 機械正 斎藤 彬夫  
※関 陸志
- B324 蒸気発生器内クレス部における熱流動現象に関する研究  
(第1報 ドライアウト熱流束に及ぼす主要パラメータの影響)  
原子正 平尾康彦(三菱重工), 原子正 ※上野 隆司  
原子正 柘植 綾夫, 原子正 川西 康平
- B325 蒸気の水中凝縮による発生振動音の制御  
機械正 ※亀井 秀也(東大), 機械正 平田 賢

- [蒸発伝熱] 10:30~12:10  
(座長 飯田 嘉宏(横浜国大))  
稲田 茂昭(群馬大)
- C121 表面熱抵抗層による液滴の蒸発促進  
機械准 ※関 敬春(広島大), 機械学 光枝 育文  
機械正 菊地 義弘
- C122 加圧雰囲気下におけるセラミックス被覆加熱面に衝突する液粒の蒸発  
機械正 ※高野 孝義(豊田工大), 藤田 嗣広  
機械正 小林 清志
- C123 内面溝付き銅管の伝熱特性  
機械正 ※佐藤 好生(住軽金), 機械正 野世 慎 精
- C124 スプレーフラッシュ蒸発四季海水淡水化に関する基礎的研究  
(ノズルの形状及び本数の影響)  
機械正 上原 春男(佐賀大), 機械正 E. Stuhltrager  
機械正 宮良 明男, 機械学 日野 雅貴
- C125 スチームアキュミュレータ内のフラッシュ蒸発特性に関する基礎研究  
化工正・機械正 宮武 修(九大), 化学 山田 昭彦  
化学 海松 裕治

- [高性能コンパクト熱交換器] 13:00~15:00  
(座長 児山 仁(静岡大))  
平松 道雄(日本電装)



特別セッション

〔CVDプロセスにおける伝熱〕 13:00~18:40

〔座長 岡崎 健 (豊橋技科大) 杉山 憲一郎 (北大) 井上剛良 (九大)〕

展望講演 13:00~13:35

CVDと伝熱屋との接点

今石 宣之 (九大)

素過程 13:35~14:30

C1301 振動励起による蒸着過程の研究

機械正 ※井上 剛良 (九大), 機械正 尾添 結之

C1302 直接シミュレーションモンテカルロ法による蒸気とガスを含む糸のシミュレーション

機械正・原子正 杉山 憲一郎 (北大)

機械正・原子正 石黒 亮二 ※今井 佳之

C1303 非経験的分子軌道計算によるシリコン結晶成長シミュレーション

日化正 ※高田 俊和 (日本電気)

応物正 大下 祥雄, 応物正 石谷 明彦

プラズマ応用 14:40~15:35

C1304 熱プラズマプロセスにおけるクエンチング過程の評価法

化学工 ※関口 秀俊 (東工大), 化工正 神沢 淳

化工正 本多 卓也

C1305 プラズマ溶射とその熱伝達に関する研究

機械正 土方 邦夫 (東工大), ※三井 賢治

機械正 姫野 修廣 (信州大)

C1306 プラズマCVDにおける反応制御へのパルス放電の応用に関する検討

※竹腰 敬 (豊橋技科大), 応物学 戸部 了己

※佐藤 圭, 電気正 水野 彰, 機械正 岡崎 健

光応用 15:35~16:30

C1307 光CVDによるA1およびA1N薄膜の形成

(光励起プロセスのメカニズム)

応物正 ※佐原 功治 (豊橋技科大), 応物正 英 貢

C1308 レーザーCVD反応を用いた分離プロセスのエネルギー効率

化工正 ※岡田 秀樹 (理化学研)

化工正 武内 一夫

C1309 CO<sub>2</sub>レーザーによる金属超微粒子精製における熱移動

化工正 外山 茂樹 (名大), 化工正 ※中村 正秋

化工正 村瀬 和典, 化学工 小林 健吾

化学工 石川英一

熱、物質移動制御 16:40~18:30

C1310 エアゾール反応器でのCVDによる微粒子および薄膜生成の評価

化工正 ※奥山 喜久夫 (阪府大)

化学工 牛尾 隆一, 化工正 向坂 保雄

C1311 不純物拡散工程における反応と物質移動

※武口 満善 (三菱電機) 重木 進, 井手 和久

応物正 結城 昭正, 応物 松井 安次

C1312 低温ドライエッチング装置の冷却機構

応物正 ※金友 正文 (日立)

応物正 田地 新一, 応物正 辻本 和典

応物正 久礼 得男

C1313 ウェハ高速回転によるCVD移動現象の均一化

化工正 大嶺 俊光 (東芝), 化工正 佐藤 裕輔

化工正 赤川 肇一, 化工正 片岡 敬

C1314 下面加熱の水平長方形管内複合対流中のベナード滴の生成制御に関する研究 (レイノルズ数500以下の発達域での実験)

機械正 ※小泉 博義 (電通大), 機械正 細川 巖

C1315 RF加熱CVD装置内の温度分布

(線型解析のシミュレーション)

化工正 ※塚田 隆夫 (東北大), 化工正 宝沢 光紀

化工正・機械正 今石 宣之 (九大)

総合討論 18:30~18:40

このセッションは日本学会会熱工学研究連絡委員会の企画による

第2日 5月31日 (木)

特別セッション

〔食品・生体における伝熱〕 9:00~12:10

〔座長 西村 誠 (岐阜大) 加藤 文男 (森永乳業)〕

基調講演 9:00~9:30

食品・生体の凍結における伝熱

林 勇二郎 (金沢大)

生体における伝熱 9:30~11:10

C2101 低温火傷発生における生体伝熱問題

機械正 石黒 博 (筑波大), 機械正 田中 忠良 (電総研)

機械正 山田 幸生 (機械技研)

C2102 筋肉組織におけるガス拡散と熱伝導

鈴木 秀雄 (慶大), 尾谷 知哉

機械学 片岡 則之, 機械正 ※谷下 一夫

C2103 牛体内融雪のレーザー計測における伝熱問題

機械正 ※山田 幸生 (機械技研), 機械正 長谷川 裕夫

C2104 生体の凍結保存に関する研究

機械正 ※永田 真一 (東大), 機械正 棚澤 一郎

C2105 極細径クライオプローブの伝熱特性に関する研究

機械正 相原 利雄 (東北大)

機械准 古川 泰一 (東レ)

機械学 ※石丸 誠 (東北大)

食品工業における伝熱 11:10~12:10

C2106 外部加熱されたビール瓶内の熱流動に関する研究

(自然対流のシミュレーションと検証)

※井上 正志 (三菱重工), 機械正 近藤 文男

中村 末茂

C2107 食品の噴霧乾燥における熱および物質移動

化工正・冷凍正 ※加藤 文男 (森永乳業), 重兼 彰夫

C2108 食品工業における噴霧乾燥装置の開発

化工正・冷凍正 加藤 文男 (森永乳業), ※重兼 彰夫

〔二相流のモデリングと数値解析〕 13:40~15:10

〔座長 松井 剛一 (筑波大) 萩原 良造 (京大)〕

C221 2速度2温度モデルによる二相流の解析方法の開発 (Volume-Junctionモデルによる数値解析方法並びに思考実験に基づく計算による検証)

機械正・原子正 ※岡崎 元昭 (原研)

C222 気泡流における気泡拡散係数と乱流拡散係数の解析

機械正・原子正 片岡 融 (京大)

機械正・原子正 芹沢 昭示

C223 単成分二相流ノズルの性能に及ぼすのど部形状の効果

機械正 中川 勝文 (豊橋技科大), ※今井 徹

C224 自然循環型BWRの炉内二相流挙動に関する研究

機械正 ※横堀 誠一 (東芝), 原子正 安部 信明

原子正 長坂 秀雄

C225 体積力対流膜状凝縮熱伝達に及ぼす液膜流動の影響

機械正 E. Stuhltrager (佐賀大), 機械正 上原 春男

機械学 成富 豊

〔二相流の可視化・計測〕 15:20~16:40

〔座長 成合 英樹 (筑波大) 中川 勝文 (豊橋技科大)〕

C231 気液二相流の多数管への分流に関する研究

機械正 ※小川 直也 (東芝), 機械正 橋詰 健一

機械正 村田 圭治

- C232 画像処理技術を用いた二相流計測法 (第2報)  
機械正・原子正 ※堀 豊 (東北大)  
機械正・原子正 戸田 一郎, 阿川 一美 (中国電力)  
竹内 公人 (東北大), 機械正・原子正 黒川 政秋
- C233 細管内垂直上昇気液二相流の液体塊速度に関する研究  
機械正 世古口 言彦 (阪大)  
機械正 ※井手 英夫 (鹿児島大), 機械正 松村 博久  
機械正 武石 雅之 (阪大)  
機械正 門 久義 (鹿児島大)  
機械正 中里見 正夫 (宇部高専)
- C234 水平気液二相流の液体塊速度に及ぼす圧力の影響  
機械正 世古口 言彦 (阪大)  
機械正 ※清水 英男 (宇部高専)  
機械正 中里見 正夫, 機械正 二七 常時  
機械正 武石 雅之 (阪大), 機械正 森 幸治

[直接接触伝熱] 16:50~18:20

- (座長 宮武 修 (九大))  
横谷 定雄 (東大))
- C241 気泡塔における気泡側伝熱係数  
化工正 萩野 文丸 (京大), 化工正 ※鎌田 正裕  
化工学 三好 克紀
- C242 パラフィン炭化水素及びその混合物の単一箇の水における蒸発 (伝熱特性の実験的検討)  
機械学 島岡 哉 (慶大), 田賀谷 俊之  
※江原 信夫, 機械正 森 康彦
- C243 直接接触蒸発過程における気-液二相泡への伝熱 (二相泡背面後流域の寄与に関する考察)  
機械正 ※森 康彦 (慶大), 江原 信夫
- C244 流下水層表面に滴下された油性液体の挙動と蒸発 (蒸発促進法の検討)  
機械学 石久保 佳伸 (慶大), ※石田 賢治  
小川 秀樹, 機械正 森 康彦
- C245 大気泡成長過程における蒸発・凝縮現象に関する研究  
中別府 修 (東工大), 原子正 森田 毅  
機械正・原子正 小澤 由行, 原子正 藤家 洋一

第3日 6月1日 (金)

特別セッション

[セラミックスにおける伝熱] 9:20~12:10

(座長 加藤 征三 (三重大))  
中村 泰久 (東邦ガス))

展望講演 9:20~10:00

伝熱におけるセラミックスの利用

金 順一 (ファインセラミックスセンター)

セラミックス熱交換器 10:05~11:05

- C3101 工業炉用セラミックス熱交換器の伝熱性能に関する研究  
機械正 ※渡辺 健次 (石橋)  
機械正 山田 幸生 (機械技研), 大堀 邦夫 (石橋)
- C3102 回転式熱交換器用セラミックス蓄熱体  
ガスタービン学会 ※松久 忠彰 (日本ガイシ)
- C3103 熱交換一体型ファンにおける伝熱  
機械正 ※川口 清可 (日本電装), 機械正 鈴木 昌彦  
機械正 松井 数馬

セラミックス伝熱解析 11:10~12:10

- C3104 溶鋼測温用セラミックス保護管の伝熱解析  
機械正 ※森 英朗 (新日鉄), 機械正 四阿 佳昭  
奥宮 正太郎 (旭硝子), 林 篤
- C3105 セラミックスの熱伝導特性と製品への利用  
※高木 俊一 (日本特殊陶業)
- C3106 セラミックスチューブを利用した流動媒体利用バーナ  
※山田 進 (東邦ガス), 中村 泰久, 渡辺 哲男  
化工正 新井 紀男 (名大), 化工正 架谷 昌信

[ヒートパイプ・熱サイフォン] 13:00~15:00

(座長 吉岡 啓介 (大分大))  
忽那 泰幸 (神戸商船大))

- C321 流体振動による熱輸送-放熱器への応用-  
機械正 ※河本 明 (東芝)  
機械正 小沢 守 (神戸大), 機械正 坂口 忠司  
機械正 浜口 八郎, 市居 明彦 (東芝)
- C322 ビンファン付き面を有する二相密閉熱サイフォン  
機械正 ※室 明伸 (重慶大), 廖 光正, 張 洪濟
- C323 二成分混合流体を用いたヒートパイプの非定常作動特性に関する研究  
機械正 深野 徹 (九大), 機械正 ※角口 勝彦  
惠美 洋一
- C324 密閉形二相サーモサイフォンの熱輸送特性に及ぼす加熱粗さの効果  
機械正 ※宮下 徹 (工学院大), 機械正 植田 辰洋  
機械正 小泉 安郎
- C325 閉二相, ガラス-水サーモサイフォンの定常熱伝達性能 (傾斜角度の効果)  
太陽正 ※須田 不二夫 (東海大)  
三村 和男

D 室

第1日 5月30日 (水)

[溶融・凝固を伴う伝熱 (I)] 9:20~10:40

(座長 岡田 昌志 (青学大))  
笹口 健吾 (熊本大))

- D111 放射熱による雪層の融解に関する数値計算  
機械正 稲葉 英男 (岡山大)  
機械正 ※大竹 秀雄 (サンデン)  
機械正 野津 滋 (岡山大)
- D112 雪層の濃度拡散支配融解  
機械正 菅原 征洋 (秋田大), 今田 良得 (湯沢商工)  
藤田 忠 (秋田大)
- D113 融雪をともなう熱交換器の特性 (パイプピッチの影響)  
機械正 青木 和男 (長岡技科大), 機械正 服部 賢  
機械学 石川 信幸, 浮田 哲男, 小林 能治 (日新製鋼)
- D114 水平円管群周りの氷生成・融解に関する研究  
機械正 鳥越 邦和 (ダイキン)  
機械正 仲沢 優司, 機械正 ※山下 浩幸  
機械正 高橋 正人

[溶融・凝固を伴う伝熱 (II)] 10:50~12:10

(座長 福迫 尚一郎 (北大))  
竹越 榮俊 (富山大))

- D121 粒状氷充填層の流水による融解  
機械正 岡田 昌志 (青学大), 機械学 ※太田 勇  
橋本 馨
- D122 流動する過冷却水を利用した連続製氷に関する研究  
機械正 稲葉 英男 (岡山大), 野津 滋  
機械学 ※武谷 健吾
- D123 水の過冷却凝固に関する研究  
機械正 ※大河 誠司 (東工大), 機械正 斎藤 彬夫  
小倉 新治
- D124 水平2円筒まわりの過冷却を有する水の凍結挙動 (鉛直方向に配置した場合)  
機械正 ※鳴海 明 (神奈川工大)  
機械正 柏木 孝夫 (東京農工大)

[溶融・凝固を伴う伝熱 (Ⅲ)] 13:00~15:00

(座長 青木 和夫 (長岡技科大)  
鳥越 邦和 (ダイキン))

- D131 下向水平冷却面上における水溶液の凍結  
機械正 福迫 尚一郎 (北大), 機械正 ※山田 雅彦
- D132 矩形容器内における多孔質物質中の水溶液の凝固  
機械正 岡田 昌志 (青学大), 機械学 ※村上 正人
- D133 円筒容器内の不溶性2成分物質の相変化特性  
機械准 ※石川 正昭 (信州大), 機械正 平田 哲夫  
宮沢 芳雄 (セイコーエプソン)  
機械正 玉木 忍乎 (信州大)
- D134 不均質混合材料の相変化に関する研究  
(凝固促進効果に関する実験的検討)  
機械正 斎藤 彬夫 (東工大), 平沢 良男 (富山大)  
※ 富塚 勇生 (東工大), 竹越 栄俊 (富山大)
- D135 不均質混合材料の相変化に関する研究  
(融解過程に関する実験的研究)  
機械正 ※平澤 良男 (富山大), 機械正 竹越 栄俊  
機械学 竹下 栄治, 機械正 斎藤 彬夫 (東工大)
- D136 2成分相変化材の凝固過程  
(種々のパラメータが凝固形態に及ぼす影響)  
機械正 ※笹口 健吾 (熊本大), 機械学 野口 尚志  
機械学 森山 芳生

[溶融・凝固を伴う伝熱 (Ⅳ)] 15:10~16:50

(座長 斎藤 彬夫 (東工大)  
宗像 鉄雄 (機械技研))

- D141 潜熱蓄熱器の熱特性  
(凝固割合と熱放出割合とによる整理法における相違)  
機械正 ※海野 紘治 (豊田工大)
- D142 カプセル内の接触/自然対流複合融解の研究  
機械正 ※斎藤 武雄 (東北大), 機械学 加藤 和三
- D143 水平円筒カプセル内の接触融解熱伝達の解析  
(メルト層内の流れを考慮した場合)  
韓国機械正 ※金 旻帆 (東北大), 機械正 斎藤 武雄
- D144 円筒カプセルの接触融解の実験的研究  
(Rayleigh 数の影響)  
機械学 ※加藤 和三 (東北大), 機械正 斎藤 武雄
- D145 矩形容器内の自然対流熱伝達による融解  
機械正 ※平田 哲夫 (信州大), 牧野 善洋  
金子 泰久 (高砂熱学)

[溶融・凝固を伴う伝熱 (Ⅴ)] 17:00~18:40

(座長 斎藤 武雄 (東北大)  
稲葉 英男 (岡山大))

- D151 発熱を伴う三次元物体における温度場決定の一方  
機械正 ※黒柳 利之
- D152 ランダムポイント法による融解問題の解析  
※ 中村 慎 (東北大), 機械正 斎藤 武雄
- D153 レーザー照射による固体の融融・蒸発の分子動力学的研究  
機械学 黒木 雅嗣 (東大), 機械正 小竹 進
- D154 着霜現象に対する電場の効果  
機械正 ※宗像 鉄雄 (機械技研), 機械正 矢部 彰
- D155 着霜熱交換器の除霜特性について  
機械正 青木 和夫 (長岡技科大), 機械正 服部 賢  
機械学 小松 澄, 機械学 枝吉 敦史

第2日 5月31日 (木)

[新冷媒の沸騰・凝縮] 9:20~10:40

(座長 庄司 正弘 (東大)  
有富 正憲 (東工大))

- D211 鉛直管内における超流動ヘリウムの沸騰熱伝達  
※佐川 幸栄 (東工大), 機械正 岡村 哲至  
機械正 吉澤 晋男
- D212 混合冷媒のら旋微細溝付き蒸発管内熱伝達に関する研究  
機械正 吉田 駿 (九大), 機械正 森 英夫  
機械正 ※松永 崇 (久留米高専)  
機械正 大石 克巳 (九大), 吉光 昭典
- D213 代替冷媒R134aの水平平滑管内凝縮に関する実験  
機械正 小山 繁 (九大), 高 雷  
機械学 ※今村 巨城  
機械正 中田 春男 (ダイキン)  
機械正 藤井 哲 (九大)
- D214 混合冷媒R22+R114の水平平滑管内凝縮  
機械正 小山 繁 (九大), 機械准 ※高 雷  
機械学 今村 巨城, 機械正 藤井 哲

[沸騰・凝縮現象のモデル化] 10:50~12:10

(座長 西尾 茂文 (東大)  
熊谷 哲 (東北大))

- D221 水平管の核沸騰熱伝達における管群効果  
(管ピッチと下方伝熱管の影響)  
機械正 藤田 恭伸 (九大), 機械正 ※吉田 敬介  
吉野 智哉
- D222 冷媒の水平蒸発管内熱伝達の整理式  
機械正 吉田 駿 (九大), 機械正 ※森 英夫  
機械正 洪 海平 (三菱重工)  
機械正 松永 崇 (久留米高専), 又木 徹 (九大)
- D223 熱平衡を考慮した二成分凝縮熱伝達の理論解析  
機械正 土方 邦夫 (東工大), 機械准 ※周 琪珉  
機械正 野野 修廣 (信州大)
- D224 高熱流束パルス加熱沸騰における気泡力学  
機械正 ※浅井 朗 (キャノン)

[強制対流一般 (I)] 13:40~15:20

(座長 鳥居 薫 (横浜国大)  
山下 博史 (名大))

- D231 平行平板流路におかれた単一角柱まわりの流れと熱伝達  
機械正 ※五十嵐 保 (防衛大), 機械正 高崎 博実
- D232 平行平板流路におかれた角柱列まわりの流れと熱伝達  
機械正 ※高崎 博実 (防衛大), 機械正 五十嵐 保
- D233 角柱を挿入した平行平板間流れの流動, 伝熱特性  
(第3報 熱伝達)  
機械正 ※鈴木 健二郎 (京大)  
機械正 井上 義章 (富士フィルム)  
機械正 西原 淳夫 (日立)  
機械正 鈴木 洋 (京大)
- D234 角柱を挿入した平行平板間流れの流動, 伝熱特性  
(第2報 非定常流の特性)  
機械正 ※鈴木 洋 (京大)  
機械正 井上 義章 (富士フィルム)  
機械正 西原 淳夫 (日立)  
機械正 鈴木 健二郎 (京大)
- D235 平板上に置かれた正方形柱まわりの流動および熱伝達  
機械正 佐藤 浩 (慶大), 機械学 ※関 和也  
機械正 菱田 公一, 機械正 前田 昌信

【強制対流一般 (II)】 15:30~16:50

(座長 土方 邦夫 (東工大))  
親川 兼勇 (筑球大)

- D241 DNSデータベースを用いた壁乱流における熱線計測の誤差解析  
機械准 ※鈴木 雄二 (東大), 機械正 笠木 伸英
- D242 曲がり二重円管内の流れと熱伝達  
機械正 ※石垣 博 (航宙技研), 望月 宗和
- D243 円柱群間隙軸方向流内の熱伝達に関する実験的研究  
化工正・機械正 宮武 修 (九大)  
化工正・機械正 ※岩下 寛之 (東洋鋼板)  
化工正 大森 広美 (九大)
- D244 振動円管下流に置かれた円管からの熱伝達  
機械正 桧和田 宗彦 (岐阜大), 機械学 ※吉川 徹  
機械正 熊田 雅弥, 機械正 三松 順春

【強制対流一般 (III)】 17:00~18:20

(座長 河村 洋 (東京理科大))  
滝本 昭 (金沢大)

- D251 強制冷却型超電導導体の安定性解析  
(多重安定性と熱伝達率の関係)  
機械正 ※天野 俊之 (三菱電機), 低温正 尾原 昭徳  
低温正 神谷 淳, 細田 佳加
- D252 海水噴霧による水平円柱まわりの着氷熱伝達  
機械正 福迫 尚一郎 (北大)
- D253 しみ出し冷却に関する研究  
(種々のしみ出し冷却における冷却効率の比較)  
機械正 ※坂口 勝次 (同志社大)
- D254 高層ビルに設置された空調機(室外機)まわりの気流解析  
(第2報 実験による検証と室外機吸排気短絡現象の解明)  
機械正 ※古藤 悟 (三菱電機), 機械正 山中 昭郎  
建築正 片山 忠久 (九大), 知久 道明 (三菱電機)

第3日 6月1日(金)

【粒子層における伝熱 (I)】 9:00~10:30

(座長 山下 宏幸 (福岡大))  
萩原 明房 (東京電力)

- D311 流動層中の水平加熱円管まわりの非定常流動構造と伝熱機構  
機械正 石黒 博 (筑球大), 機械学 ※市川 和芳  
機械正 成合 英樹
- D312 極浅層流動層熱交換器の高温限界と伝熱特性  
機械正 円山 重直 (東北大), 機械正 相原 利雄  
※田中 恵二, 機械学 山口 純一  
機械正 本郷 三夫, 機械正 下山 利幸  
伊藤 勉, 湯田 修事 (トヨタ自動車)
- D313 循環流動層ボイラ内伝熱解析  
機械正 工藤 一彦 (北大), 機械正 谷口 博  
機械正 ※金田 博志 (バプ日立), 郭 克輝 (北大)  
機械学 松村 昌彦
- D314 流動層熱交換器の伝熱促進機構  
(II 流動粒子への直接接触熱伝導による伝熱促進の寄与の詳果)  
機械正 黒崎 晏夫 (東工大), 機械学 ※石瀬 達弘  
機械正 佐藤 聡
- D315 流動層内水平円管周りの粒子挙動と熱伝達特性 (第2報)  
機械正 宮本 政英 (山科大), 機械正 加藤 泰生  
機械正 ※出井 安正 (宇部興産)  
機械学 河野 敦之 (山科大)

【粒子層における伝熱 (II)】 10:40~12:10

(座長 宮本 政英 (山科大))  
工藤 一彦 (北大)

- D321 固気二相衝突噴流の伝熱促進機構に関する研究  
(粒子・伝熱面間の直接接触熱伝導の寄与に対する粒子の熱物性値の影響)  
機械正 黒崎 晏夫 (東工大), 機械正 ※佐藤 聡
- D322 高速流動層における粒子-流体間伝熱  
化学工 ※渡辺 智秀 (名大), 化学工 陳 勇  
化工正 成瀬 一郎 (豊橋技科大)  
化工正 架谷 昌信 (名大)
- D323 ガス燃焼流動層の熱特性に関する実験的研究  
機械正 ※山田 幸生 (機械技研), 機械正 高橋 三除  
機械正 牧 博司 (東京理科大)
- D324 三次元数学モデルによるコークスベッド式汚泥溶融炉の燃焼解析  
化工正 ※橋本 昌也 (大阪ガス), 山田 光矢  
横山 明彦, 化工正 片岡 邦夫 (神戸大)
- D325 リキッドアイス中に置かれた水平加熱円管周りの融解熱伝達  
機械正 福迫 尚一郎 (北大)  
機械正 ※守実 寿 (旭硝子)

【粒子層における伝熱 (III)】 13:00~14:20

(座長 山田 幸生 (機械技研))  
石黒 博 (筑球大)

- D331 球充填層中の放射エネルギー透過特性の測定  
機械正 工藤 一彦 (北大), 機械正 谷口 博  
機械正 ※金 鎔模 (北大), 機械学 水野 昌幸
- D332 低レイノルズ数におけるペブルベッドの物質伝達  
機械正 原正 正 ※秋野 詔夫 (原研)  
Elmer Achenbach(Forschungs-Zentrum)
- D333 含水砂層表面における蒸発  
機械正 ※本田 知宏 (福岡大), 機械正 山下 宏幸  
機械学 小林 正純, 機械学 三浦 敏徳  
機械准 竜岡 利徳 (日本精工)
- D334 燃料電池用改質器における板形改質管の伝熱挙動  
機械正 萩原 明房 (東京電力), 船橋 信之  
機械正 ※宇佐美 優, 機械正 福迫 尚一郎 (北大)  
機械正 田子 真

【生産・加工プロセスにおける伝熱問題】 14:30~15:50

(座長 中山 恒 (東工大))  
長崎 孝夫 (東工大)

- D341 フォトフラスキマー対流の流動形態の炭化機構  
機械正・化工正 ※尾添 結之 (九大)  
化学工 藤 敬司, 機械正・応物正 井上 剛良
- D342 シリコン融液対流の数値シミュレーション  
機械正 ※藤岡 和正 (日立)  
機械正 中山 恒 (東工大)
- D343 半導体拡散プロセスにおける基板表面の微小段差部の温度分布  
機械正 ※平沢 茂樹 (日立), 機械准 清水 道子
- D344 パルスレーザによる固体面の融解蒸発の数値シミュレーション  
機械学 ※前西 晃 (阪大), 機械正 高城 敏美  
島崎 勝義

E 室

第1日 5月30日(水)

[沸騰のメカニズム (I)] 9:40~12:00

- (座長 戸田 三朗 (東北大))  
大田 治彦 (九大))
- E111 ホログラフィ干渉法によるサブクール膜沸騰熱伝達の研究  
(第1報 定量的測定に関する問題点の検討)  
原子正 ※大辻 友雄 (神戸商船大), 磯野 敏  
原子正 黒澤 昭
- E112 非定常加熱時の低熱流束膜沸騰遷移に関する研究  
機械正・原子正 ※奥山 邦人 (横浜国大)  
機械正・化工正 飯田 嘉宏
- E113 飽和膜沸騰熱伝達の流れの影響 (II)  
原子正 ※劉 秋正 (京大), 原子正 塩津 正博  
原子正 櫻井 彰
- E114 He I における膜沸騰熱伝達に対する系圧力の影響  
原子正 塩津 正博 (京大), 原子正 ※畑 幸一  
原子正 櫻井 彰
- E115 下向き面系における自然対流膜沸騰熱伝達に関する研究  
機械正 西尾 茂文 (東大), 機械学 ※姫路 裕二  
V. K. Dhir (UCLA)
- E116 水平円柱系における自然対流膜沸騰熱伝達に関する研究  
機械正 西尾 茂文 (東大), 機械准 ※大竹 浩靖
- E117 狭径流路における強制対流サブクール沸騰現象  
(流路寸法の現象への影響)  
機械学 ※幸田 栄一 (東大), 機械正 笠木 伸英  
機械正 平田 賢

[沸騰のメカニズム (II)] 13:00~14:40

- (座長 熊田 俊明 (北大))  
原村 嘉彦 (神奈川大))
- E121 沸騰開始時における気泡の挙動と過熱熱伝達  
機械正 ※佐古 光雄 (広島大), 機械学 金丸 宏  
機械正 菊地 義弘
- E122 水の過熱限界におよぼす界面活性剤の影響  
(エマルジョン燃料のマイクロ爆発)  
化工正 北村 吉剛 (岡山大), 化工学 ※黄 毅発  
化工正 高橋 照男
- E123 接触角測定におけるヒステリシスに関する実験的研究  
(沸騰熱伝達に関連して)  
Jean M. Ramallo (マンツィラナ大)  
機械学 ※張 曉毅 (東大), 機械正 庄司 正弘  
機械正 井上 満
- E124 水銀プール核沸騰の気泡挙動に及ぼす磁場の影響  
原子正・機械正 ※高橋 実 (東工大)  
Paul S. Lykoudis (Purdue Univ.)
- E125 Steam Explosions of Single Drops of Molten Aluminum  
and 6061 Alloy  
L. S. Nelson (SNL), 機械正 ※T. Fuketa (JAERI)  
M. J. Eatough (SNL), F. J. Vigli

[沸騰のメカニズム (III)] 14:50~16:30

- (座長 波江 貞弘 (船舶技研))  
中村 正秋 (名大))
- E131 2成分混合媒体のプール核沸騰熱伝達  
(第2報 伝熱面粗さの影響)  
機械正 藤田 恭伸 (九大), 機械正 ※大田 治彦  
機械正 筒井 正幸, 機械正 庵原 久夫 (有明高専)
- E132 2成分混合媒体の垂直管内強制対流沸騰熱伝達  
(第2報 高クオリティ域の実験結果と熱伝達の整理)  
機械正 藤田 恭伸 (九大), 機械正 大田 治彦  
機械正 ※筒井 正幸
- E133 水平円柱上飽和遷移沸騰の熱伝達特性  
機械正 ※原村 嘉彦 (神奈川大)
- E134 遷移沸騰における加熱面温度変動と局所熱流束  
機械正 庄司 正弘 (東大), 機械正 横谷 定雄  
機械学 ※黒水 博史

E135 超高パルス加熱時の沸騰現象に関する研究

機械正・化工正 飯田 嘉弘 (横浜国大)  
機械正・原子正 奥山 邦人, 化工学 ※佐々木 純一  
坂井 菊一 (日本電気), 都築 光雄

[凝縮のメカニズム] 16:40~18:20

- (座長 山川 紀夫 (岩手大))  
滝野 敏治 (豊工大))
- E141 2成分蒸気の水平二重管環状部における凝縮  
(気相の物質伝達の整理)  
機械正 野津 滋 (岡山大), 機械学 ※尾崎 公一  
機械正 稲葉 英男, 機械正 本田 博司 (九大)
- E142 鉛直面上の2成分蒸気の凝縮  
(液膜に乱れがある場合)  
機械正 宮良 明男 (佐賀大), 機械正 上原 春男  
機械学 清田 修, 機械学 ※中川 信也
- E143 ブロッキング比効果を考慮した水平管外凝縮熱伝達の整理  
機械正 ※内間 文頭 (香川職訓短大)  
機械正 本田 博司 (九大)
- E144 固体-気体境界における原子の挙動の分子動力学の解析  
機械正 松本 洋一郎 (東大), 機械学 ※松井 純
- E145 電予ビーム加熱による金属・非金属シフト層生成の研究  
機械正 ※青木 功 (東大), 機械正 小竹 進

第2日 5月31日 (木)

特別セッション

- [自動車における伝熱] 9:00~12:10  
(座長 長野 靖尚 (名工大))  
青木 博史 (豊田中研))
- 展望講演 9:00~9:40  
熱問題からみた自動車の現状と今後  
藤掛 賢司 (豊田中研)
- 自動車用熱交換器 9:40~10:35
- E2101 カーエアコン用プレートフィンエボレータの蒸発伝熱促進  
(二次元リップ付き偏平流路におけるリップの高さとピッチの  
影響)  
機械正 大原 敏夫 (日本電装, 名大)  
機械正 ※山本 敏博 (日本電装)  
機械正 藤田 秀臣 (名大)
- E2102 インタークーラ最適化のための数値解析による車体閉鎖手法  
※柴田 雄一 (日産自動車), 保坂 成伸  
藤谷 克朗, 姫野 龍太郎
- E2103 空冷インタークーラ用オフセットフィンの解析  
機械正 ※平松 道雄 (日本電装), 機械正 石丸 典生  
大河内 隆尚
- 車室・エンジン関連 10:35~12:10
- E2104 自動車室内の熱と流れに関する数値解析  
(第1報 流れ場の検討)  
機械正 ※須賀 一彦 (豊田中研)
- E2105 自動車ウインドウガラスの曇りに関する一考察  
機械正 ※小林 茂富 (トヨタ自動車), 鈴木 長一
- E2106 エンジンルーム内の三次元流熱解析  
自技正 ※栗山 利彦 (ダイハツ)  
自技正 小川 忠男
- E2107 筒内のスワールと縦渦の関係についての一考察  
(LDVによる3次元流れ解析)  
機械正 ※河野 誠公 (マツダ), 自技正 工藤 秀俊  
機械正 松岡 孟
- E2108 燃料噴射弁の温度・熱流解析  
機械正 ※斎藤 昭則 (豊田中研), 機械正 山田 正俊  
機械正 谷 泰臣 (日本電装)  
機械正 佐々木 静大 (トヨタ自動車)

特別セッション

【航空・宇宙における伝熱】 13:40~18:00

棚沢 一郎(東大)
座長 吉田 豊明(航技研)
古浜 功吉(東芝)
荒木 信幸(静岡大)

展望講演 13:40~14:15

宇宙における熱と流れの問題

塩治 麗太郎(石橋)

微小重力場における伝熱実験 14:20~15:40

E2201 微小重力下におけるプール沸騰研究

(航空機実験の結果について)

※阿 利春(慶大), 機械正 阿部 宜之(電総研)

機械正 田中 耕太郎, 機械正 森 康彦(慶大)

機械正 長島 昭

E2202 宇宙用気液分離器に関する基礎試験

(航空機を用いた微小重力実験)

※藤原 誠(三菱重工), 豊福 正新

渡辺 晋也, 航空正 鈴木 潔

E2203 非定常細線法を用いた微小重力下における溶融半導体の熱伝導率測定

応物正 中村 新(宇宙環境研)

応物正 日比谷 孟俊

機械正 山本 文雄(日本電気), 横田 孝夫

E2204 ロケット搭載用可視化実験装置開発と熱伝達特性

機械正 ※渡辺 徹(石橋), 機械正 桜井 英世

航宇正 工藤 勲(電総研), 航宇正 細川 俊介

マイクログラフィティ 岩崎 晃

宇宙・航空機器の熱移動特性(その1) 15:50~16:50

E2205 宇宙熱発電用受着熱器の最適化

機械正 ※吉井 敏浩(東芝), 機械正 餅田 芳雄

E2206 単一グループ管式ラジエータヘッドの伝熱特性

航宇正 ※大島 重人(東芝), 機械正 小森 爽

航宇正 古川 正夫(宇宙開発事業団), 航宇正 石井 康夫

機械正 宮崎 芳郎

E2207 介在物を有する接触伝熱面の評価に関する研究

機械正 鳥居 薫(横浜国大), ※外口 靖

宇宙・航空機器の熱移動特性(その2) 17:00~18:00

E2208 スーパープレーン等高速飛行体の空力加熱

航宇正 ※松崎 利一(航技研)

E2209 宇宙用レーザープラズマ推進器内の熱流動特性

航宇正 ※森合 秀樹(東大), 航宇正 大橋 弘忠

航宇正 秋山 守

E2210 航空用エンジンタービン静翼への3次元放射伝熱解析

機械正 工藤 一彦(北大), 機械正 谷口 博

機械学 ※佐々木 享, 機械正 小幡 正一(石橋)

機械正 真家 孝

第3日 6月 1日(金)

【二相流の流動・伝熱(I)】 9:00~10:20

座長 深野 徹(九大)

小沢 守(神戸大)

E311 船用PWRモデル実験

(上下動加速度変動時の二相流動応答特性)

機械正 石田 紀久(原研), 八尾 敏明

手島 登(船舶技研), 桜井 聡(東洋建物)

E312 高転換軽水炉の沸騰二相流の伝熱と流動に関する基礎研究

(第2報 低流速下の伝熱・流動及びリフラクティング特性)

機械正・原子正 ※有富 正憲(東工大), 宮田 知秀

E313 4x4ロッドバンドル内のボイド率に関する研究

(ロッド間隔が不均一な場合のボイド率分布)

機械正・原子正 ※師岡 慎一(東芝)

原子正 白川 健悦, 機械正・原子正 石塚 隆雄

原子正 木村 次郎, 原子正 吉村 邦広

E314 垂直大型環状流路内水・空気二相流

原子正 ※中村 秀夫(原研)

機械正 小泉 安郎(工学院大)

機械正 安渡田 良成(原研), 原子正 田坂 充二

【二相流の流動・伝熱(II)】 10:30~12:10

座長 坂口 忠司(神戸大)

中村 秀夫(原研)

E321 極狭間流路における沸騰二相流現象に関する研究

原子正 ※森山 清史(東工大)

機械正・原子正 井上 晃

E322 らせん管内沸騰二相流の熱伝達

(壁温分布)

機械正 ※渡辺 修(愛知工大), 機械正 部谷 尚道

機械学 大見 康光, 機械正 藤田 邦臣(名大)

E323 減圧沸騰を伴う先細末広ノズルの性能特性

機械正 藤井 照重(神戸大), 機械正 ※大口 洋

機械正 竹中 信幸, 機械正 浅野 等

機械正 小田 勉

E324 沸騰二相流におけるじょう乱波に関する実験的研究

(第3報 加熱管長に沿う諸特性の変化)

機械正 ※澤井 徹(高松高専), 機械正 山内 庄司

機械正 中西 重康(姫路工大)

E325 蒸発管の不安定流動の変動解析

機械正 中西 重康(姫路工大), 機械正 村井 一弘

機械正 川島 陽介, ※明石 浩哉, 服部 剛

【二相流の流動・伝熱(III)】 13:00~14:20

座長 井上 晃(東工大)

藤井 照重(神戸大)

E331 高圧管内静止水中の単一気体スラッグの流動特性

機械正 中里見 正夫(宇宙高専), 機械正 清水 英男

機械正 ※三宅 常時, 機械正 世古口 清彦(阪大)

E332 気液環状二相流における界面せん断力とホールドアップについて

機械正 川上 靖(宇宙高専), 機械正 逢坂 昭治(徳島大)

機械正 ※富永 彰(宇宙高専), 機械正 深野 徹(九大)

E333 対向気液二相流の液上昇開始条件

機械正 ※小泉 安郎(工学院大), 機械正 植田 辰洋

機械正 宮下 徹

E334 水平円管内気液二相流の界面近傍における気相の流動特性

機械学 ※筒井 治雄(京大), 松原 幸治

機械正 萩原 良道, 機械正 鈴木 健二郎

【二相流の流動・伝熱(IV)】 14:30~16:10

座長 中西 重康(姫路工大)

師岡 慎一(東芝)

E341 垂直管内固液二相流の流動機構に関する研究

機械正 坂口 忠司(神戸大), 機械正・原子正 富山 明男

機械正 南川 久人, 機械正・原子正 赤対 秀明(神戸高専)

機械学 ※木谷 茂雄(神戸大)

E342 等密度液-液二相流の流動特性に関する研究

機械正 藤井 照重(神戸大), 機械正 太田 淳一

機械学 ※森本 修, 機械学 竹内 雄一

E343 一成分二相流中の水撃現象に関する研究

機械正 藤井 照重(神戸大), 機械正 太田 淳一

機械学 ※古賀 正浩, 機械学 不破 正造

E344 流動障害物近傍での液膜流のフローパターン

機械正 ※加藤 健司(名大), 機械正 藤田 秀臣

高屋 正人

E345 噴霧状気液二相流中の平板乱流境界内相内の流動と熱伝達  
松下 雄紀(慶大), ※神保 賢, 機械学 小橋 一弘  
機械正 菱田 公一, 機械正 前田 昌信

F 室

第1日 5月30日(水)

[その他] 9:20~10:50

(座長 平田 賢(東大)  
柘植 綾夫(三菱重工))

F111 I<sub>2</sub>またはNO分子からのレーザ誘起蛍光を用いたガス圧力の非接触測定  
機械正 ※平井 秀一郎(阪大), 機械学 上野 徹  
機械正 高城 敏美, 久保 方宏, 越智 靖之

F112 LDVと蛍光法を用いた水の速度と温度の同時測定  
機械正 中島 健(神戸大), 機械学 ※宇都宮 基恭  
機械正 池田 裕一, 機械正 松本 隆一

F113 超臨界圧ヘリウムの流動不安定現象に関する研究  
機械正 ※福田 研二(九大)  
機械正 長谷川 修(久留米高専), 野崎 文秀(九大)

F114 超臨界領域流体の流動・伝熱に関する研究  
機械正 永吉 拓至, 富永 浩司, 機械正 近藤 哲也(東亜大)  
機械正 勝田 勝太郎(関西大), 機械正 石原 勲  
機械学 ※野々村 富二郎

F115 伝熱シンポジウムにおける伝熱研究の動向のAI的研究  
機械学 ※星野 利夫(東大), 機械正 小竹 進

[ふく射性媒体の伝熱] 11:00~12:10

(座長 牧野 俊郎(京大)  
金山 公夫(北見工大))

F121 放射と自然対流の共存する半透過性媒体内の伝熱  
化工正 西村 誠(岐阜大), 化工正 曾田 裕行  
化工正 坂東 芳行, 化工学 ※宇野 欽文  
化工学 南谷 充利

F122 放射交換体を用いたメタノール・水蒸気収質に関する研究  
機械学 ※齊木 直人(東工大), 機械正 越後 亮三  
機械正 花村 克悟

F123 指向性を考慮した物体からの光エネルギーの均質化  
機械正 ※円山 重直(東北大)

F124 球状粒子充填層内伝導・放射伝熱に関する研究  
(統報, 相関散乱効果の検討)  
機械正 ※上宇都 幸一(大分大), 機械正 岩本 光生

[ふく射物性] 13:00~14:00

(座長 上宇都 幸一(大分大)  
円山 重直(東北大))

F131 赤外放射計における見掛けの放射温度について  
機械正 ※岡本 芳二(茨城大), 機械正 神永 文人  
機械学 石井 敏満

F132 三次元重ね合わせ法によりモデル化したあらゆる表面におけるふく射の散乱  
機械正 牧野 俊郎(京大), 機械学 ※加賀 邦彦

F133 散乱光の強度分布測定による繊維素材の複素屈折率の推定  
機械正 黒崎 晏夫(東工大), 機械正 山田 純  
高橋 昭一郎

[熱物性値測定法] 14:10~16:30

(座長 山田 悦郎(秋田大)  
佐藤 春樹(慶大))

F141 レーザフラッシュ法による放射半透過性物質の熱拡散率測定  
機械正 荒本 信幸(静岡大), 機械学 ※高野 義昭

F142 放射熱交換を用いた微小試験片による熱伝導率測定  
熱物性・航空正 ※松本 毅(計量研), 小野 晃  
佐野 武司(旭化学合成)

F143 超音波法による基板薄膜の温度伝導率測定の研究  
(第2報 測定装置の改良と金属薄膜の測定)  
機械学 ※赤堀 正憲(慶大)

F144 層状試料の非定常温度応答および熱拡散率の評価  
機械正 荒木 信幸(静岡大), 機械学 ※三原 純  
機械正 牧野 敦

F145 強制レイリー散乱法による溶融塩の温度伝導率測定  
(アルカリ金属臭化物およびヨウ化物の測定)  
中沢 巨樹(三井石化), 野瀬 真人(中国電力)  
機械正 ※長崎 雄次(慶大), 機械正 長島 昭

F146 透過測定法に関する研究  
(第3報 測定装置の改良およびCUP法との比較)  
機械正 ※岡岡大)

F147 クリッチャー法による含水粒子層の熱物性値測定  
機械正 本田 知宏(福岡大), 機械正 山下 宏幸  
機械学 ※藤野 淳市

[物質の熱物性値] 16:40~18:20

(座長 長島 昭(慶大)  
本田 知宏(福岡大))

F151 皮革の熱伝導率について  
機械正 ※山田 悦郎(秋田大), 機械正 高橋カネ子  
時田 和幸(五洋電子)

F152 代替フロンHFC-134aの熱伝導率測定  
小林 裕二(日本IBM)  
機械学 ※上野 善弘(慶大), 機械正 長坂 雄次  
機械正 長島 昭

F153 薄膜熱伝導の分子動力学的研究  
機械学 ※和栗 創一(東大), 機械正 小竹 進

F154 熱的機能物性のabiniti 数値計算手法の研究  
機械正 ※小竹 進(九大)

F155 新冷媒HFC-134aおよびHFC-123の液体定圧比熱  
中川 真介(慶大), 機械正・化工正 ※佐藤 春樹  
機械正 渡部 康一

第2日 5月31日(木)

[燃焼における伝熱(I)] 9:00~10:40

(座長 三浦 隆利(東北大)  
池田 英人(石播))

F211 不活性粉体が浮遊する固気混相系の火炎の研究  
(統報 燃焼管管壁の放射の影響)  
機械学 ※吉田 克己(東工大), 吉澤 善男

F212 火力発電用ボイラ火炉内の放射熱伝達解析  
機械正 ※早坂 洋史(北大)

F213 燃料液滴の燃焼に及ぼすふく射の影響  
※山崎 浩司(東北大), 機械正 齊藤 武雄

F214 水面上の液体燃料プール燃焼におけるボイルオーバー  
(In-depth radiation absorptionによる燃料層内対流の発生)  
機械正 伊藤 昭彦(大分大), 機械学 ※後藤 昭和  
機械正 稲村 隆夫(東北大), Saito Kozo(Univ. of Kentucky)

F215 水面上に浮遊した燃料の液面燃焼  
(ボイルオーバー現象の手測モデル)  
機械正 ※山崎 博司(愛媛大)  
機械正 新井 雅隆(広島大)

[燃焼における伝熱(II)] 10:50~12:10

(座長 吉沢 善男(東工大)  
伊藤 昭彦(大分大))

- F221 充填層内における水素希薄混合気の触媒燃焼  
(第1報 数値解析)  
機械正 ※池田 英人(石播), 機械正 平田 哲也  
機械正 宮内 敏雄(東工大)
- F222 多孔質セラミックス表面燃焼バーナの燃焼限界  
化学工 ※神野 公克(名大), 化工正 板谷 義紀  
化工正 架谷 昌信, 谷口 聡(日本ガイシ)
- F223 小型ガスタービン用燃焼器内の燃焼解析  
化学工 ※村上 洋(東北大), 化学工 吉畑 朋彦  
化工正 三浦 隆利, 宮舘 吉洋(富士石油)  
安部 利男(三井造船), 杉本 富男
- F224 燃焼器設計のAIデータベースの基礎的研究  
機械学 ※高島 英将(東大), 機械正 小竹 進

[ヒートポンプ] 13:40~15:40

(座長 菊地 義弘(広島大))

- F231 非共沸混合冷媒ヒートポンプサイクルの性能評価に関する考察  
機械正 ※宮良 明男(佐賀大)  
機械正 小山 繁(九大), 機械正 藤井 哲
- F232 界面攪乱を伴う蒸気吸収過程の熱及び物質伝達  
※李 東浩(東京農工大), 機械正・冷凍正 柏木 孝夫
- F233 流れ方向フィンによる臭化リチウム水溶液への水蒸気吸収促進  
機械正 土方 邦夫(東工大), ※李 承甲  
機械正 長崎 孝大
- F234 吸収サイクルによる動力の蓄積と昇温  
機械正・化工正 鴨志田 隼司(芝浦工大)  
機械学 ※平田 寛  
機械正・冷凍正 一色 高次(日大)  
機械正 佐藤 運男(芝浦工大)  
機械正・空調正 片山 功藏
- F235  $\text{Ca}(\text{OH})_2/\text{CaO}$  反応系ケミカルヒートポンプにおける固体反応層の伝熱性能向上の検討  
化学工 ※小倉 裕直(名大), 化工正 松田 仁樹  
化工正 架谷 昌信, 化工正 梁取 美智雄(日立)  
化工正 平松 正義(中部電力)
- F236 シリカゲルおよび活性炭/水蒸気吸着ヒートポンプの作動聴聞  
化工正 渡辺 藤雄(名大), 化学工 ※小塚 淳  
化工正 架谷 昌信, 化工正 九茂 千郷(鐘紡)

[自然エネルギー] 15:50~16:50

(座長 田中 忠良(電総研))

- F241 太陽エネルギー利用のための日射特性  
機械正 ※馬場 弘(北見工大), 機械正 金山 公夫
- F242 放射冷却と太陽熱を利用した大規模エネルギー利用システムの研究  
(統観 空港の誘雪システムへの応用)  
※吉岡 正浩(東北大), 機械正 斎藤 武雄
- F243 地下帯水層蓄熱法における蓄熱領域(コロイドダム)の検証  
機械正 ※梅宮 弘道(山形大)  
機械正 羽賀 恵寿, 青柳 徹

[環境伝熱] 17:00~18:20

(座長 梅宮 弘道(山形大))

- F251 都市大気境界層の三次元モデルリング  
※山田 逸作(東北大), 機械正 斎藤 武雄
- F252 都市キャニオンにおける熱輸送に関する数値計算  
機械学 ※赤松 勝(京大), 機械正 綿谷 茂  
機械正 吉田 篤正

- F253 建築の熱負荷に及ぼす降水の影響について(その1)  
建築正・空調正 ※渡辺 俊行(九大)  
建築正・空調正 尾崎 明人  
建築正・空調正 須貝 高(福岡大)  
建築正・空調正 片山 忠久(九大)
- F254 建築の熱負荷に及ぼす降水の影響について(その2)  
建築正・空調正 尾崎 明仁(九大)  
建築正・空調正 ※渡辺 俊行  
建築正・空調正 須貝 高(福岡大)  
建築正・空調正 片山 忠久

第3日 6月1日(金)

[対流伝熱の促進・制御] 9:00~10:40

(座長 五十嵐 保(防衛大))

- F311 EHD効果を用いた壁面近傍の流れの攪乱による管内強制対流熱伝達の促進  
機械正 石黒 博(筑波大), 機械学 ※永田 真也  
機械正 午部 彰(機械研)  
機械正 成合 英樹(筑波大)
- F312 振動片挿入による管内助走域の熱伝達の促進  
機械正 ※親川 兼勇(琉球大), 機械正 馬淵 幾夫
- F313 軸対称2次噴出流による円柱まわりの熱伝達制御に関する研究  
機械正 ※三松 順治(岐阜大), 機械正 熊田 雅弥  
機械正 小幡 正一(石播)
- F314 衝突噴流の淀み点の流動機構  
化工正 ※片岡 邦夫(神戸大), 化学工 南浦 健二  
化学工 尾西 晃, 高畑 正信, 李 功様
- F315 粗面をもつ正方形流路内の乱流熱伝達  
(1面を粗面とした場合)  
機械正 ※廣田 真史(名大), 機械正 藤田 秀臣  
機械正 横沢 肇, 室伏 敏光

[回転場の伝熱] 10:50~12:10

(座長 高城 敏美(阪大))

- F321 回転場における非軸対称マランゴニ・密度差複合対流の発生限界  
機械正 庄司 正弘(東大), 機械学 ※平井 健二
- F322 ガスタービン動翼内冷却流路の熱伝達特性  
(第2報)  
機械正 望月 貞成(東京農工大)  
機械学 ※高村 順, 機械学 樋口 進  
機械正 山縣 洋道(石播)
- F323 回転する矩形管内の流れと熱伝達  
機械正 ※田村 洋(航空技研), 機械正 石垣 博
- F324 軸方向流れの有る回転二重円筒間の流れのシミュレーション  
(スカラー量の上流への輸送について)  
機械正 ※福山 佳孝(東芝)



Call for Papers

INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOWS '91-TSUKUBA

Tsukuba, Ibaragi, Japan

24-27 September 1991

The conference is sponsored by the Japan Society of Multiphase Flow, in collaboration with University of Tsukuba.

PURPOSE

The conference aims to promote an exchange of information among specialists and experts in order to consolidate recent advances in various aspects of multiphase flow science and technology. The conference is also aimed particularly at promoting communication and collaboration between scientists and engineers active in fundamental research and those engaged in the development of practical technology.

TOPICS

Contributed papers are welcome in the following areas:

- \* Interaction phenomena (bubbles, particles, drops, fluid, etc)
- \* Coalescence phenomena (bubbles, drops, particles emulsion, etc)
- \* Turbulence (modulation, diffusion, dissipation, etc)
- \* Interfacial phenomena
- \* Phase distribution and separation
- \* Heat and mass transfer
- \* Fundamental equations and closure laws
- \* System design and facilities
- \* Data base and expert system
- \* Controls (flow, flow pattern, heat transfer, etc)
- \* Code development (constitutive equations, numerics, simulation, etc)
- \* Instrumentation
- \* Visualization
- \* Computer simulation and graphics.

Papers in areas other than those listed above are also welcome.

SELECTION OF PAPERS AND DEADLINES

- \* Abstracts are due to by 1 December 1990. Three copies of abstract (not less than 500 words) that clearly state the purpose, results and conclusions should be provided.
- \* Notification of accepted abstracts by 1 March 1991.
- \* Extended abstracts submitted by 1 June 1991. Authors must submit the extended abstracts up to 4 pages on camera-ready mats.
- \* Author prepared papers presented at the conference will be bound in a volume which will be available at the meeting.

Authors are also invited to submit full length manuscript. Arrangements will be made for publication of selected papers in an archival journal shortly after the Conference.

Abstract should be addressed to:

G. Matsui  
Institute of Engineering Mechanics  
University of Tsukuba  
Tsukuba, Ibaragi 305, Japan  
Tel:0298-53-5129 Fax:0298-53-5207

---

共 催：日本混相流学会、筑波大学  
協 賛：日本伝熱研究会、日本原子力学会、日本エアロゾル協会、日本土木学会、日本可視情報学会、  
日本鉄鋼協会、日本航空宇宙学会、日本資源・素材学会、日本化学工学会、日本機械学会、  
粉体工学会

---

## CALL FOR PAPERS

### International Symposium on TURBULENCE MODIFICATION IN MULTIPHASE FLOWS

Joint ASME-JSME Annual Meeting

Portland, Oregon June 23-27, 1991

**PURPOSE** Experimental studies have shown that the turbulence of a carrier fluid is considerably modified by the presence of dispersed particles or bubbles. Both reduction and enhancement of turbulent kinetic energies have been experimentally observed and a number of mechanisms have been discovered, which contribute to these phenomena. In parallel with the experimental results, analytical and numerical studies are underway trying to explain and to model the complex interactions between phases, which modify the structure and intensity of turbulence. The purpose of this international symposium is to provide a forum for researchers of all the countries and to discuss current analytical, numerical and experimental developments in this area of multiphase flows. The symposium is the second of its kind, the first one having taken place in San Diego during the ASME Spring annual meeting on Applied Mechanics.

**ORGANIZATION AND SCOPE** The symposium is organized by the Multiphase Flow Committee of the ASME Fluids Engineering Division. Four sessions are planned with emphasis on the fundamental aspects of turbulence modification in any type of multiphase flows. Two invited papers are planned. Contributed papers are solicited in (but are not restricted to) the following areas.

- \* New experimental results on turbulence enhancement or reduction in dispersed multiphase flows.
- \* The effects of sizes and shape of particles or bubbles on fluid turbulence.
- \* Multiphase turbulence closure equations.
- \* Analytical approaches to the problem of turbulence modification.
- \* Mechanisms of turbulence modification.
- \* Numerical results with turbulence modification codes.
- \* Industrial applications where the effects of turbulence modification are documented.

**SELECTION OF TECHNICAL PAPERS** Authors are requested to submit two copies of an extended abstract of 100-200 words for evaluation by the symposium organizers. The extended abstract should clearly state the purpose, results and conclusions (or tentative conclusions) of the project with supporting figures and tables if necessary. The abstracts should be sent to either Prof. Michaelides, Prof. Serizawa or Prof. Fukano at the address shown below. The final acceptance of the papers will be based on a review of the complete manuscript according to established ASME practice.

#### SYMPOSIUM DEADLINES AND PUBLICATION

June 30, 1990	Extended abstracts due
August 15, 1990	Authors notified of abstract's acceptance
September 30, 1990	Complete papers due
December 12, 1990	Authors notified of final paper acceptance
February 15, 1991	Final manuscript due on author-prepared mats

All the accepted papers will be published by ASME in a symposium volume available at the 1991 Spring Annual Meeting.

#### SYMPOSIUM ORGANIZERS

Prof. E. E. Michaelides  
Dept. of Mechanical Engng.  
Tulane University  
New Orleans LA. 70128  
USA  
Tel: (504) 865-5775  
Fax: (504) 865-6740

Prof. Tohru Fukano  
Dept. of Mechanical Engng.  
Kyushu University  
6-10-1 Hakozaki, Higashi-ku  
Fukuoka 812, Japan  
Tel: 092-641-1101 (Ext. 5440)  
Fax: 092-641-9744

Prof. Akimi Serizawa  
Dept. of Nuclear Engng.  
Kyoto University  
Yoshida, Sakyo-ku  
Kyoto 606, Japan  
Tel: 075-753-5829  
Fax: 075-753-5845

**関東地方研究グループ主催・第2回トピカルワークショップ**  
**「沸騰研究の到達点と可能性を探る」**

日本伝熱研究会関東地方研究グループ主催の第2回トピカルワークショップとして、「沸騰研究の到達点と可能性を探る」が下記のように開催されます。大学、企業を問わず、沸騰研究に関心をお持ちの多くの研究者、技術者の方々のご参加を期待しております。

参加を希望される方は、官製葉書に、「第2回トピカルワークショップ参加申込み」と記し、(1)ご氏名、(2)ご所属、(3)連絡先住所・電話番号(内線等もお書き下さい)・FAX番号、(4)懇親会出席をご記入の上、平成2年6月末日までに下記宛お申し込み下さい。

申し込み先：〒106 東京都港区六本木七丁目22-1 東京大学生産技術研究所 第二部  
 西尾茂文 (TEL 03-402-6231、内線2285、FAX 03-402-5078 (共通))

**趣 旨**：沸騰研究の課題を端的に表現すれば、「所与条件における沸騰曲線予測」と「目的に応じた沸騰曲線の自在制御」であると言えましょう。沸騰研究が活発となって以来約40年が経過した現在、この課題に照らして我々がどの様な地点に到達しているかを見極めるとともに、沸騰研究を通じて開かれる世界を見定める時期に至っていると思われれます。そこで、本ワークショップでは、「沸騰熱伝達の基本構造」、「超高熱流束沸騰熱伝達」、「沸騰研究により開かれる世界」の3セッションを用意し、それぞれのセッションにおいて、パネル討論を行い、沸騰研究の到達点、可能性、波及効果などに関する議論の場を提供し、今後の研究・開発に資することを目的としております。

- 開催日時**：1990年7月20日(金)、午前9時30分～午後6時20分(終了後、懇親会を開催)
- 開催場所**：東京大学山上会館大会議室(東京都文京区本郷七丁目3-1、TEL 03-818-3008)
- 参加定員**：100名程度
- 参加費**：ワークショップ参加費2000円、懇親会参加費3000円(当日お支払い下さい)
- 幹 事**：庄司正弘(TEL 03-812-2111)、西尾茂文(TEL 03-402-6231)
- プログラム**：(話題提供者は、あいうえお順)

9:30～10:30 特別講演：“IN SEARCH OF THE BOILING CURVE”

司 会：庄司正弘(東 大)  
 講演者：John H. Lienhard(Univ. of Houston)

10:35～12:45 Session1：「沸騰熱伝達の基本構造」

司 会：西尾茂文(東 大)  
 問題提起：西尾茂文(東 大)  
 話題提供：伊藤猛宏(九 大)、 熊田俊明(北 大)  
 小澤由行(東京工大)、 戸田三朗(東北大)  
 原村嘉彦(神奈川大)、 藤田恭伸(九 大)

13:30～16:05 Session2：「超高熱流束沸騰熱伝達」

司 会：井上 晃(東京工大)  
 問題提起：成合英樹(筑波大)  
 話題提供：井上 晃(東京工大)、 熊谷 哲(東北大)  
 塩津正博(京 大)、 庄司正弘(東 大)  
 三島嘉一郎(京 大)、 門出政則(佐賀大)

16:10～17:45 Session3：「沸騰研究により開かれる世界」

司 会：飯田嘉宏(横浜国大)  
 話題提供：浅井 朗(キャノン)、 阿部宣之(電総研)  
 塩冶震太郎(IHI)、 中山 恒(東京工大)  
 馬渡勝彦(東 芝)、 村田杏坪(新日鐵)

17:45～18:20 総合討論[司 会：庄司正弘(東 大)]

18:30～20:00 懇親会

# 北陸信越伝熱セミナー（富山）

北陸信越グループ企画の伝熱セミナーを下記の通りご案内申し上げます。

日 時： 平成2年5月11日（金）13時 ～ 12日（土）12時

場 所： 富山厚生年金休暇センター

〒930-14 富山県上新川郡大山町粟巣野 TEL(0764)81-1126

交通：JR富山駅で富山地方鉄道「立山線」乗換約1時間立山駅下車バス10分  
マイカー利用の方は北陸自動車道「立山インター」より約40分、「富山インター」  
より約50分

参加費： 会員及び一般12,000円、学生9,000円  
（1泊2食付き、懇親会費を含む）

定 員： 約40名（但し、先着順で定員になりしだい締め切らせていただきます）

申込先： 〒930 富山市五福3,190 富山大学工学部機械工学科 竹越 栄俊  
TEL(0764)41-1271 EXT2800, 2801, 2802, FAX(0764)41-8432

申込締切： 平成2年5月7日（月）

日 程： 受付 5月11日 13時～14時30分

○セミナー(1) 「1990年代の伝熱研究トレンド」 15時～17時  
司会 竹越 栄俊（富山大学）  
ミクロ、マクロ、複合系の伝熱 土方 邦夫（東京工大）  
伝熱工学・技術の新分野への展開 小竹 進（東京大学）

○懇 親 会 18時30分～20時

○セミナー(2) 「伝熱促進」 5月12日 9時～12時  
司会 宮下 尚（富山大学）  
最近の伝熱促進技術 宮下 尚（富山大学）  
電場を利用した熱伝達の促進 多田 幸生（金沢大学）  
架橋効果による凝固伝熱の制御 平澤 良男（富山大学）  
2成分蒸気の凝縮伝熱と最適作動の条件 姫野 修廣（信州大学）  
不溶性混合冷媒による凝縮伝熱の促進 寺西 恒宣（富山高専）  
ミスト流による伝熱促進 滝本 昭（金沢大学）

# 第 1 1 回日本熱物性シンポジウム 論文発表申込要領

## ■ 研究発表の内容、対象物質 ■

熱物性 — 熱力学性質 : PVT性質, 状態式, 蒸気圧, 比熱,  $\int \frac{1}{T} dT$ ,  $\int \frac{1}{T^2} dT$ , 熱膨張率, 音速,  
(平衡性質) ジェル・トモソフ係数, 相平衡性質, 表面張力, 溶解度など  
— 輸送性質 : 粘性率, 熱伝導率, 熱拡散率, 拡散係数, プラントル数, 電気伝導率など  
(非平衡性質)  
— 熱ふく射性質: 放射率, 反射率, 屈折率, 吸収係数, 散乱係数など

- (1) 測定法, 測定機器, 標準物質, 標準データ, データベース
- (2) 熱物性値の評価, 解析, 相関, 推算, 理論, シミュレーション
- (3) 気体, 液体, 熱媒体, 作動流体, 混合流体, 熔融塩, 液体金属, 熔融半導体
- (4) 金属, 合金, 金属酸化物, 超伝導材料, セラミックス, プラスチックス
- (5) 複合材料, エレクトロニクス材料, 絶縁材料, 粉粒体
- (6) 建材, 耐火材, 断熱材 (保温材, 保冷材), 蓄熱材
- (7) 食品, 衣料, 生体, 農水産物
- (8) 土壌, 岩石, 石炭, 凍結層, 雪氷
- (9) 熱物性の測定応用に関するエネルギー・物質移動

\*この他にも, 最近のトピックスに関する特別セッション等を企画しております。

## ■ 講演申込方法 ■

A4版用紙1枚に, ①講演題目, ②著者名 (講演者に○印), ③所属, ④連絡先を記入し, さらに(A)研究目的, (B)実験方法または理論, (C)結果などの概略を記入して, 下記宛お送り下さい。採否の決定等は7月末頃までにお知らせし, その時原稿用紙もお送りします。

## ■ 資料代 ■

日本熱物性学会会員および共催協賛学協会会員4,000円。学生2,500円。会員外5,000円。(予約外は1000円増し)\*資料代と引き換えに参加証をお渡します。論文集は、日本熱物性学会会員には、当日会場にて無料で配布します。不参加の会員にはシンポジウム終了後郵送します。その他の方には、会場にて7,000円で頒布いたします。

なお, 参加申込方法については追ってお知らせいたします。

■ 開催期間	平成2年11月6日(火)~8日(木)
■ 会場	日本学術会議講堂 〒106 東京都港区六本木 7-22-34 TEL 03-403-6291 (地下鉄 千代田線 乃木坂下車)
■ 講演申込〆切	6月30日(土)
■ 論文原稿〆切	8月31日(金)
■ 講演申込先	〒223 横浜市港北区日吉3-14-1 慶應義塾大学理工学部機械工学科
参加申込先	長島研究室気付 第11回日本熱物性シンポジウム実行委員会 TEL 044-63-1141, 内線 3168, 3167, FAX 044-62-7625

(簡略化した会告です。貴学会誌の案内等にご利用下さい。)

**日本混相流学会**  
**混相流レクチャーシリーズ**  
**「基礎から最前線まで」**  
**第5回－先端技術と混相流－**

協賛 日本機械学会、化学工学会、土木学会、粉体工学会、スラリ輸送研究会、流れの可視化学会、  
(予定) 日本原子力学会、日本航空宇宙学会、資源・素材学会、日本造船学会、日本伝熱研究会、  
日本流体力学会、日本ボイラ協会、日本鉄鋼協会、日本船用機関学会、日本空調衛生工学会、  
日本空気清浄協会、日本エアロゾル学会

日時： 平成2年5月14日 (月) 12時30分－16時50分  
5月15日 (火) 10時00分－16時30分

場所： 大阪駅前第3ビル16階 大阪市立大学文化交流センター  
〒530 大阪市北区梅田1丁目1番3-1700 (TEL 06-344-5425)

講演題目及び講師：

5月14日(月)

気液二相流可視化技術の最先端	：松井剛一	(筑波大学構造工学系)
エアロゾルの計測技術	：増田弘昭	(京都大学工学部)
バイオリアクターとしての気泡塔の流動特性	：坂東芳行	(岐阜大学工学部)

5月15日(火)

血液の多相流	：山口三郎	(国立循環器病センター)
宇宙における二相流排熱技術	：藤井照重	(神戸大学工学部)
希ガス中蒸発法により作られる金属微粒子 －その製法と2, 3の性質－	：紀本和男	(愛知学院大学教養部)
半導体製造におけるクリーン化技術	：福本隼明	(三菱電気(株)LSI研究所)

参加費：(参加者にはテキスト1冊を無料進呈いたします)  
会員(協賛学協会員) 15,000円、非会員 20,000円、  
学生、院生 4,000円

定員：100名

申し込み方法：

はがきに「混相流学会講習会申し込み」と題記し、氏名、勤務先(学生、院生の場合は学校名、学部、学年)、連絡先、加盟学協会名を明記して下記までお申し込み下さい。  
なお、テキストのみご希望の方は「混相流学会講習会テキスト希望」と題記して同様にお申し込みください。テキストのみの価格は4000円(会員)、6000円(非会員)です。  
参加費およびテキスト代は申し込みと同時に下記の銀行または郵便振替口座にお振込下さい。

申し込み先： 〒659 兵庫県芦屋市公光町9-7-202 (株)学術出版印刷内  
日本混相流学会企画運営委員会 (TEL 0797-38-3390, FAX 0797-38-3351)  
振込先： 銀行振込 住友銀行豊中支店 普通預金口座 1264158  
口座名：日本混相流学会企画運営委員会  
郵便振替 大阪5-21783 口座名：日本混相流学会企画運営委員会

申し込み締切： 4月28日(土)

問い合わせ先：

〒558 大阪市住吉区杉本3-3-138  
大阪市立大学工学部 機械工学科  
東 恒雄  
TEL 06-605-2666

## 混相流シンポジウム'90 (第9回) 講演論文募集

共 催 : 日本学術会議水力学水理学研究連絡委員会  
日本混相流学会ほか15学協会共催の予定

開 催 日 : 平成2年7月12日(木)、13日(金)

会 場 : 愛知県厚生年金会館  
〒464 名古屋市千種区池下町2-63  
TEL 052-761-4181

開 催 主 旨 : 混相流シンポジウムは、日本学術会議水力学水理学研究連絡委員会から、1987年に創立した日本混相流学会が幹事学会となって受け継ぎ、以来混相流に関連を持つ広い専門分野の学術交流の場として成果を挙げてまいりました。

本年も一層交流の輪を広げて情報交換を行い、混相流に関する科学・技術について、討論を行いたいと存じます。今後のこの分野の進展と社会への貢献を念頭におき、下記のようなテーマで研究発表講演を募集致します。

### 研究発表講演募集テーマ

#### 普通セッション

1. 混相流の流動特性、流動機構、物質移動現象
2. 混相流のモデリング、基礎方程式
3. 混相流のシミュレーション、数値計算
4. 混相流のダイナミックス
5. 混相流の計測技術
6. 混相流関連技術
7. 自然現象としての混相流
8. 生体内における混相流
9. その他

#### 特別セッション : 「ワイドスコープ混相流”鉄器から人体まで”」

- ・ 「気液二相流中における翼まわりの流れ」 大橋秀雄氏 (東京大学)
- ・ 「種々のバイオリアクター」 只木禎力氏 (東北大学)
- ・ 「医学・生理学における混相の課題」 大島宣雄氏 (筑波大学)

なお、R.T.Lahey 教授 (Rensselaer Polytechnic Institute, USA.) による  
次の特別講演も予定しております。

・「The Application of Fractals and Chaos Theory to Multiphase Flow Problems」

- 講演要旨 :
1. 講演の採否は実行委員会に一任願います。
  2. 1 件につき講演時間は10分、討論時間10分の予定ですが、  
件数によっては多少変更があるかも知れませんのでご了承ください。
  3. 講演論文原稿ページ数は、原稿用紙 (47字×41行) 4枚以  
内とし、その原稿を縮小オフセット印刷致します。

講演申込締切: 平成2年4月21日(土)

原稿提出締切: 平成2年5月26日(土)

講演申込要項: 日本混相流学会誌Vol.13, No.4 (12月号) の巻末に添付されて  
いる申込用紙 (またはそのコピー)、あるいはB5用紙に  
「混相流シンポジウム'90 (第9回) 講演申込」と題記し、(1)  
題目、(2)氏名 (ふりがな、連名の場合には講演者に※印)、  
所属 (勤務先)、連絡先ならびに日本混相流学会会員の別・  
所属学協会の資格、(3)講演概要 (200字程度) およびキー  
ワード (3項目以内) と希望セッション番号、(4)原稿送付先を  
明記し、整理費1,000円を添えて、下記の日本混相流学会'90  
混相流シンポジウム (第9回) 実行委員会まで送付して下さい。

講演申込先: 〒464-01 名古屋市千種区不老町  
名古屋大学工学部化学工学科  
日本混相流学会混相流シンポジウム'90実行委員会  
TEL 052-781-5111  
FAX 052-781-8356

郵便振替口座 名古屋 4-102531

本件に関する問い合わせ先  
外山茂樹 (3622)、中村正秋 (3618)



## 「伝熱研究」の原稿のワープロ化のお願い

「伝熱研究」編集委員会（伝熱研究会）

### 1. はじめに

日本伝熱研究会の会誌「伝熱研究」の原稿をワープロで打って提出して下さる方が、近年増加しており、現在では、かなりの割合に達しております。もし、ワープロ原稿をそのまま会誌にのせることができれば、「伝熱研究」の印刷費用は安くなりますし（活字組みから写真製版への移行による費用の減少）、活字組みの時に生じる文章中の誤字、脱字を減らすこともでき、また、ゲラ刷りの校正作業もずっと楽になるなど種々の利点が生じるものと思われます。そこで、原稿をワープロで打っていただける方には、なるべくワープロの出力原稿を提出していただき、それをそのまま会誌にのせることにいたしました。印刷用原稿としては、各著者のプリンタ出力をそのまま使用しますので、印刷の仕上りは機種による字型の違いなどのために多少不揃いになると思われませんが、以下の標準書式に従ってプリンタ出力をし、原稿を御提出いただきますよう、ご協力のほど、どうぞよろしくお願い申し上げます。

### 2. 「伝熱研究」用原稿の標準書式

#### 2. 1 標準出力フォーマット

★この用紙の書式を参考にして、A4の用紙に打出す。（切り貼りは自由。印刷時にB5に縮小します。なお、縮小された大きさでB5に打出しても構いません。）

★縦長、横書き。（プリンターは、24×24ドット以上の文字構成とする。）

★全角文字を標準とする。（英語、数字は半角が望ましい。）

★一行に印字する文字数：42文字程度（40～44文字の間なら構いません。）

横 幅 ：160mm 程度（150mm～170mmの間なら構いません。）

（この場合、文字間隔は1/8文字程度に対応します。）

★一頁の行数：34行程度（33～35行の間なら構いません。）

縦の長さ ：255mm 程度（245mm～265mmの間なら構いません。）

（この場合、行間隔は1文字分程度に対応します。）

★図面・表は、シンポジウム講演論文集と同様に貼り込む。

（以上よろしく願いいたします。）

1 (一行目は表紙の頁のみ空白とする。二頁目以降は文章を書く。) 40 12 44  
 10 20 30  
 「伝熱研究」の原稿のワープロ化のお願い  
 (表題は三行目の中央に文章と同じ大きさの文字で書く。)  
 5 「伝熱研究」編集委員会・(伝熱研究会)  
 (表紙の頁は一行空白) (氏名、所属〔略称〕を右に詰めて書く。)  
 1. はじめに (本文スタート↓)  
 ・日本伝熱研究会の会誌「伝熱研究」の原稿をワープロで打って提出して下さる方が、近年増加しており、現在では、かなりの割合に達しております。もし、ワープロ原稿をそのまま会誌にのせることができれば、  
 ↑  
 ↑  
 ←-----16.0mm-----+-----→  
 15 |  
 2.55mm | ←-----→  
 ↓ 10mm  
 なお、  
 ↓  
 ……、事務局で対応できますので、お気軽にお申し付け下さい。  
 20 (一行空白)  
 2. 「伝熱研究」用原稿の標準書式  
 2.1 標準出力フォーマット  
 ★この用紙の書式を参考にして、A4の用紙に打出す。(切り貼りは自由。印刷時にB5に縮小します。なお、縮小された大きさにB5に打出しても構いません。)  
 25 ★縦長、横書き。(プリンターは、24×24ドット以上の文字構成とする。)  
 ★全角文字を標準とする。(英語、数字は半角が望ましい。)  
 ★一行に印字する文字数：42文字程度(40～44文字の間なら構いません。)  
 横 幅 : 160mm 程度(150mm～170mmの間なら構いません。)  
 (この場合、文字間隔は1/8文字程度に対応します。)  
 30 ★一頁の行数：34行程度(33～35行の間なら構いません。)  
 縦の長さ：255mm 程度(245mm～265mmの間なら構いません。)  
 (この場合、行間隔は1文字分程度に対応します。)  
 ★図面・表は、シンポジウム講演論文集と同様に貼り込む。  
 (以上よろしくお願いたします。)  
 35

Typing Instructions for Contributors to  
Journal of Heat Transfer Society of Japan

Editorial Board for J. Heat Transfer Soc. Japan

c/o Dept. Mechanical Engineering for Production  
Tokyo Institute of Technology  
Meguro-ku, Tokyo 152, Japan

Manuscripts should be typed single-half-spaced within a space of 170 x 255 mm, on one side of the page, using A4 (210 x 296 mm) or letter-size (8<sup>1</sup>/<sub>2</sub> by 11 inch) white paper and 12-pitch typing letters. The manuscripts must be typewritten clearly using a black carbon or film ribbon on an IBM or equivalent typewriter. A word processor may be used with a letter-quality printer. The printing plates will be prepared by photographing the original manuscripts submitted. Therefore, it is important for typists to avoid erasers and keep the manuscripts as clean as possible. The pages will be reduced approximately 14% by the printer so that the data must be large enough to be readable at that reduction.

On the first page of each chapter, the chapter title should be typed centered, leaving two lines of space above it. The author's name and affiliation should also be typed centered. Put them on a line separate from the title and the text, leaving one line of space above and two lines of space below. On the second and subsequent pages, start typing at the top of the page. Each text page holds 40 lines of type. Using a light-blue pencil, lightly write the page number at the upper right corner of the page.

Equations should be typed if possible. If handwritten, they must be carefully lettered using black ink, using symbols approximately the same size as the typewritten characters. Type the equation and its number enclosed in parentheses as follows:

$$St = 0.0287 Pr^{-2/5} Re_x^{-1/5} \quad (1)$$

All symbols should be defined in the text. If a nomenclature section is included to define unique symbols, place it at the end of the text just ahead of the reference section. All data should be reported in SI units.

Place the table/figure preferably at the top or bottom of a page as close as possible to its first mention in the text. Type captions for tables/figures right above/under them. Leave one line of space between the table/figure and

following or preceding text. High quality reproduction of illustrations depends on the condition of the original artwork. It should be prepared as carefully as the text. In planning sizes of line figures and labels, keep in mind that the final page will be reduced 14% by the printer. Be certain that labels and data points will be legible at this reduction. Glossy prints, photostats, or reprints of drawings may be used if they are of high quality with sharp, even lines and lettering. Photographs must be sharp black-and-white glossy prints.

References should be listed immediately following the text. They may be listed either in alphabetical order or in numerical order by text citation. In the text, reference citations should be either by the last name of the author(s) and the year of publication or by the reference number enclosed in square brackets, respectively. Some sample lists of symbols and references follow:

#### NOMENCLATURE

$c_p$	specific heat at constant pressure, J/kg K
$h_x$	local heat transfer coefficient, W/m <sup>2</sup> K
Pr	Prandtl number
$Re_x$	Reynolds number, $u_\infty x/\nu$
St	Stanton number, $h_x/\rho c_p u_\infty$
$u_\infty$	free stream velocity, m/s
x	distance from the leading edge, m
$\nu$	kinematic viscosity, m <sup>2</sup> /s
$\rho$	density, kg/m <sup>3</sup>

#### REFERENCES

- [1] Clark, J. A., 1986, Private Communication, University of Michigan, Ann Arbor.
- [2] Lee, Y., Korpela, S. A., and Horne, R. N., 1982, "Structure of Multi-Cellular Natural Convection in a Tall Vertical Annulus," Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., U. Grigull et al., ed., Hemisphere, Washington, DC, vol. 2, pp. 221-226.
- [3] Sparrow, E. M., 1980, "Forced-Convection Heat Transfer in a Duct Having Spanwise-Periodic Rectangular Protuberances," Num. Heat Transfer, vol. 3, pp. 149-167.
- [4] Tung, C. Y., 1982, "Evaporative Heat Transfer in the Contact Line of a Mixture," Ph.D. Thesis, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy.

Note that a long list of references may be typed single-spaced.



## 2. 会員の方々へ

事務局は、大学に有りますが外部に委託して専従の係が処理に当たっている訳では有りません。お問い合わせには必ず『書面』にて、事務局までご一報くださいませ。書面には、郵便振替用紙の通信覧やFAXでも結構ですが電話での直接の対応は致しかねます。

### (1) 会費請求について

会員各位の会費請求には一括して、伝熱研究の送付封筒の宛名ラベルの表示で行っています。この請求金額は、貴方の入会時からのデータを基にデータベース上で処理された”最新のデータ”で表示しています。特に、入会時期が1～3月の方々に会計年度の思い違いが多い様ですので、御確認を申し上げます。  
本年より事務処理量低減の為に、以下の様にしますので御注意下さい。

注意：入金作業は、個人名をフリガナ検索で行っていますので会社名のみで個人名が特定できない場合、照会行為等はせず未納扱いとなりますので御注意ください。  
※ トラブルを防ぐ上からも貴方自身で送金手続きをしてください。

### (2) 変更事項について

事務局では、貴君もしくは貴君の代理と認めうる方の『書面』をもってデータベースの変更を受け付けています。変更事由が発生した時点で、速やかに”巻末の変更届用紙”にて御連絡下さい。連絡が頂けませんと送付物はデータベースに登録されている宛先へ一括処理で発送を続ける恐れが有ります。従って、貴方宛の書籍や通信物は回収されるまでは再度お送りはできませんし、再発送する場合にはその費用につきましては、別途御請求を申し上げます。

※ 変更事由等の『予告通知』は受け付けません。

### (3) 会員資格変更について

学生会員で社会人になられた方々は（学生会員→正会員）への変更届を至急してください。特に、指導教官の方々には適切な御指導をお願いを申し上げます。

### (4) 長期会費滞納会員に対する一括連絡

前年度分までの会費を今だに充当されていない会員諸氏に連絡をします。シンポジウム終了後から伝熱研究7月号発行時まで、会費が充当されない場合には7月号から送付を停止致します。  
該当会員の方々は至急納入下さいますようお願い致します。

### (5) 退会予定者の方々に

事務局では、通常の場合は書面通知（郵便振替用紙に記載可）を持って退会手続きを行います。但し、会費請求が有る方には充当をもってお願いを申し上げます。また、早い時期での『平成2年度をもって退会いたします』とあると扱いに苦慮しますので、その場合には退会処理を『○月○日付けで退会を致します。』と具体的な内容で御指示を願います。  
尚、退会手続きが完了しますと貴方のデータベースを削除するとともに『退会案内』を送付してお知らせします。従って、以後の問い合わせには会員外の扱いとなります。

(6) 第27回日本伝熱シンポジウムにおける事務局開設

◆ 伝熱シンポジウム会場での窓口サービス

本年も伝熱シンポ開催中は事務局を開きます。しかし、各日ともかなりの混雑が予想されますので、下記の優先順位で扱いますので御協力下さい。

① 送付済みシンポ論文集の宛先不明による返送者への論文集の再配布。  
※ 本人と確認できる物を御提示ください。

② 当日に会費を支払う方へ。  
※ 当日は窓口が混雑して少々時間がかかるかも知れません。  
※ 平成2年度分までの会費を願います。

③ 新規入会届受付（伝熱研究4月号 1990 Vol.29 No.113の配布）。  
※ 残部の都合でお渡しできない場合もございます。

④ 変更届受付と本人へのデータ入内容の確認。

◆ 伝熱研究会事務局会場受付時間について  
※ 各日とも窓口の掲示に御注意下さい。

◆ シンポジウム終了後の論文集の送付についての案内  
※ 上記①に該当の方々は、御連絡を下さい。  
※ 論文を御希望の方は、事務局宛に準備委から残部が届きました時点で対応を致しますが、この場合には、別途実費を御請求致します。  
第27回シンポ講演論文集（送料込み）は1部¥5,550となります。

事務局 1990.4.

日本伝熱研究会 新規入会申し込み・変更届用紙

(該当に○を記入の事。)

1. 新規入会個人会員(正・学)申込書
2. 変更届書(書面での届出に限って手続きをします。)

0	申込年月日	H	年	月	日	※入会の方は同時に郵費にて 会費の納入をお願いします。 氏名にはふりがなを記す事。 ※余白に通信文記載可  ※難読乱書は再届が有ります。
1	会員資格	正・学				
2	氏名					
3	ふりがな					
4	生年月日	M・T・S	年	月	日	
5	* 勤	名称				
6		〒	—			
7	務	所在地				
8		TEL				
9		FAX	共通・専用			
10	宅	〒	—			
11		住所				
12		TEL				
13						
14	通信先・・・	勤務先 ・ 自宅				
15	学位					
16	最終出身校					
17	卒業年次	T・S・H	年			
18	専門分野					← (下記専門分野の番号)
19	学生会員の場合：指導教官名**					印

専門分野

- |         |           |             |          |          |         |
|---------|-----------|-------------|----------|----------|---------|
| 1: 自然対流 | 2: 強制対流   | 3: 熱伝導      | 4: 凝縮    | 5: 沸騰・蒸発 | 6: 混相流  |
| 7: 物質移動 | 8: 反応・燃焼  | 9: 放射       | 10: 熱物性  | 11: 熱交換器 | 12: 流動層 |
| 13: 蓄熱  | 14: 冷凍・空調 | 15: 内燃機関    | 16: カタセツ | 17: 蒸気機関 | 18: 原子力 |
| 19: 太陽熱 | 20: 環境    | 21: その他 ( ) |          |          |         |

- \*) 学生の場合はここに在学学校名、学部、学科、研究室名、学年(M2、D3など)を記す。
- \*\*) 指導教官の署名及び捺印の事。
- \*\*\*) 送付先限定の為、必ず記入の事。



伝熱研究  
Vol. 29, No.113

1990年4月発行

発行所 **日本伝熱研究会**

〒152 東京都目黒区大岡山2-12-1  
東京工業大学工学部生産機械工学科気付

**日本伝熱研究会**

電話 03(726)1111(代) 内線3090,2540

Fax 03(729)0587

振替 東京 6-14749

(非売品)