

特集 —— 地球深部の動的物性と物質輸送 ——

上部マントルおよび遷移層物質の熱伝導

Thermal Conduction of Materials in the Upper Mantle and the Transition Zone

大迫 正弘^{1,*}Masahiro OSAKO^{1,*}米田 明²Akira YONEDA²伊藤 英司²Eiji ITO²

Measurements of thermal conduction for materials in the Earth's upper mantle and the transition zone under high pressure have been developed by using a Kawai-type apparatus, with a one-dimensional plane pulse-heating method. This method is a predominant one for study in mantle materials under pressure because it requires comparatively small amount of sample and is applicable to materials with anisotropy in thermal conduction. Thermal conductivities and thermal diffusivities of olivine, garnet, pyroxenes, serpentine and talc were measured under high-pressure using this method.

[*thermal diffusivity, thermal conductivity, upper mantle, transition zone, Kawai-type apparatus, plane pulse-heating method*]

1. はじめに

地球は巨大な熱機関であって、内部の熱を絶えず宇宙空間に放出し、その間に地震や火山を始めとする様々な地学現象を引き起こしている。特に、地球のマントルは地球全体積の5/6を占めていて、その熱的状态は、地球のたどってきた進化、並びに現在のマントル対流やプレート運動などのダイナミクスを大きく左右している。しかし、今のところ地球の熱についての直接の観測量は地球表面での地殻熱流量であり、そこから地球内部の温度分布、熱的状态を推定するのは難しい。このような地球の熱的状态についての問題を解明する糸口の一つが地球を構成していると考えられる物質の熱伝導度を地球内部と同じ条件を再現して測り確定することである。地球内部の熱伝導度は温度と圧力の関数であり、構成物質の化学組成は元よりその構造の違いでも変わる。実測データが不十分なためにマントル対流の計算やスラブのダイナミクスにおいては、岩石・鉱物の平均

的なところから、 $1 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (SIの基本単位で 10^{-6})と $4 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ($1 \text{ cal s}^{-1} \text{ m}^{-1} \text{ K}^{-1}$)という代表値に固定することも多くある。

天然の鉱物と同じ組成を持つ物質の中には産業用セラミックスとして利用されているものがあるので、そのような物質の高温での熱物性は、地球科学の研究対象だけでなくセラミックスの研究分野でもある。高温になると結晶質物質の格子振動による熱伝導度は減少するが、一方、放射による熱伝導が現われる。放射熱伝導はマグネシアなど無色透明の物質では高温で急激に増加することが知られている。地球内深部の高温条件で放射熱伝導と格子熱伝導の何れが支配的になるかどうかという問題に対して、主に鉄を含むカンラン石の透過スペクトルを用いた実験や、最近ではダイヤモンドアンビルを用いた下部マントル条件での実験が行われている。

数 GPa を超える圧力下での岩石・鉱物の熱伝導度の研究は、常圧のものに比べてかなり少ない。圧力発生装置としてはピストンシリンダー、4面体押

¹ 〒305-0005 茨城県つくば市天久保 4-1-1 国立科学博物館 理工学研究所

Department of Science and Engineering, National Museum of Nature and Science, 4-1-1 Amakubo, Tsukuba, Ibaraki 305-0005

² 〒682-0193 鳥取県東伯郡三朝町山田 827 岡山大学 地球物質科学研究センター

Institute for Study of the Earth's Interior, Okayama University, 827 Yamada, Misasa, Tottori 682-0193

* Electronic address: sako@kahaku.go.jp

し装置, 6面体押し装置が使われ, 測定の高圧・温度の上限はおよそ 6 GPa, 1100°C であった。近年になって, 川井型装置を用いて圧力 20 GPa を超えてマントル物質の熱拡散率を測定するようになってきている。圧力が高くなるにつれて熱伝導率は普通大きくなるが, アルカリ金属のハロゲン化物のような柔らかい物質に比べて, 酸化物や珪酸塩のような非圧縮率の大きい固体は, その増加率が小さいという傾向がある。圧力誘起の相転移に伴って熱伝導度の急変も認められている。

筆者らは一次元の熱流を利用する平面パルス加熱法を用いて川井型マルチアンビル装置により熱伝導度の測定実験を行っている。採用したパルス加熱法は直径が 20 mm ある試料の熱定数を測定することに使われたものであるが, これを小型化しマントル物質に適用できるようにした。本稿では, この実験を中心にして, 上部マントルから遷移層にかけての地球深部を構成する物質の熱伝導度について述べることとする。

2. 高圧力での地球深部物質の熱輸送特性の測定

2.1 高圧力下での熱拡散率と熱伝導率の測定

地球内部のような高い圧力を実験室内に再現して物性の測定を行なう場合には, 小さな圧力媒体のそのまた中心部分の狭い空間に複雑な測定部位を組み込まなければならない。その上, 加圧の際に圧力媒体の流動によりしばしば断線や破損などの故障が生じ, また試料の変形により測定値の確かさが損なわれるといった実験上の難所がある。熱伝導測定は定常的または非定常的に試料の所定の部分を加熱して熱流を作り, 試料内での温度差や温度の時間的変化を検出することにより行う。しかし, 高圧力実験では測定に用いる空間の大きさと形状に制約があり, その上試料が圧力媒体で囲まれるため, 熱伝導測定においては使える熱流の方向に限られる。高圧力での熱伝導測定の多くが幾何学的に圧力容器と馴染みがよく, 且つ熱流を捕捉しやすいということから, 試料を円筒対称にして半径方向の熱流を使う方法によって行なわれてきた ([1-5]など)。実際の円筒対称の測定では円筒軸方向に有限の長さの試料(多くの場合円柱形状)を用いるが, 端での軸方向への熱の出入りによる影響を小さくするために, 試料をその直径(または軸から温度測定点までの距離)に対して十分長くする必要がある。しかし高圧力下の測

定では試料空間の大きさによる制約から, 試料の長さは直径の 1~3 倍程度である。また, 同じく試料を円筒対称として扱う測定法の一つに熱線法[6,7]があり, 常圧においては地殻熱流量観測など地球科学の分野にも応用されている。熱線法でも周囲の影響により測定が乱されないようにするためには, 実際の試料にはある程度の大きさが必要となる。円筒対称の方法の欠点は熱伝導の異方性をもつ(正確には 3 方向とも異方性のある)物質には適用できないことである。この他, 高圧力下の熱伝導測定法には, 円柱形状の試料を用い側面からの(半径方向の)熱散逸を考慮して円柱軸方向の熱流を利用する定常的方法がある[8,9]。この方法は一次元方向の熱流を使うものなので, 熱伝導に異方性のある試料に用いることができるが, 半径方向の熱散逸の補正をするため, 試料とその周りが複雑になってしまうという短所がある。

本稿で取り上げた平面パルス加熱法[10,11]は, 円柱形状の試料を用い円柱軸方向の熱流を使う方法である。長所の一つとして, 測定の構成要素が平面熱源と 1 つの熱電対とだけからなり, 且つ試料の形状が短い円柱なので, 試料の設定が簡単になることがある。また, 一次元方向の熱流を使うので熱伝導に異方性のある物質にも適用できる。さらに, この方法は測定に必要な試料を少なくできることも特色としてあげられる。試料は体積にして円筒対称のオングストローム法[5]の場合の 1/4~1/5 である。このことは, 特に高圧力で合成する鉱物(物質)を用いて実験を行う際に大きな利点となる。

2.2 一次元の平面パルス加熱法による高圧力下の熱伝導測定

2.2.1 測定原理

筆者らは Dzhavadov[10]による平面パルス加熱法を採用した。Fig. 1a に測定の概念を示す。厚さの等しい試料を三枚重ね, 一つの合わせ面をパルス的に加熱する。もう一方の合わせ面での温度上昇の時間変化を観測し, 熱拡散率と熱伝導率を求める。試料の両端面の温度を一定, 横方向の熱の流れはないとしたとき, 加熱パルスの立ち上がりの時点から t 秒後の試料内の位置 x における温度の上昇分 ΔT は次のように表せる。

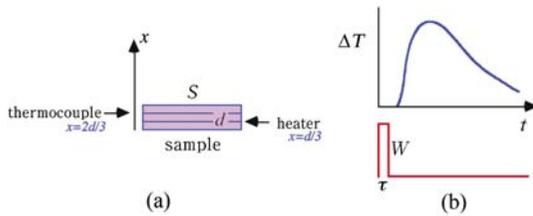


Fig. 1. (Color online) Principle of the pulse-heating method for measurement of thermal diffusivity/conductivity from Dzhavadov [10]. (a) The configuration of the sample. d is the total height of the three sample disks, S is the area of the heater, and x is the position from the bottom of the sample (the heater is at $x = d/3$ and the thermocouple is at $x = 2d/3$). (b) The temperature change ΔT at $x = 2d/3$ caused by an impulse heating with a power of W . τ is the duration of pulse heating and t is time from the onset of heating.

$$\Delta T = A \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \sin \frac{n\pi}{3} \sin \frac{n\pi x}{d} \exp(-n^2 B t) \times [\exp(n^2 B \tau) - 1]; (t > \tau) \quad (1)$$

ここに A と B は次のような量である。

$$A = \frac{2Wd}{\pi^2 \lambda S} \quad B = \frac{\pi^2 \kappa}{d^2} \quad (2)$$

この式中の W は加熱電力、 d は試料の全厚、 S は発熱体の面積、 λ は試料の熱伝導率、 κ は同じく熱拡散率である。また x はパルス加熱面に近い方の試料の端面から測った位置で、加熱面は $x = d/3$ にある。 $x = 2d/3$ の位置には温度変化をとらえるためのセンサー（熱電対）を置く。 τ はパルス加熱の時間幅である。Fig. 1b は時間を横軸に加熱パルスと測定点での試料の温度変化を模式的に表わしたものである。時間軸上での温度変化の伸縮（温度波形の極大の位置）が熱拡散率に、またその高さ（絶対値）が熱伝導率に対応している。また熱拡散率と熱伝導率のあいだには $\kappa = \lambda / \rho C$ (ρ は密度、 C は比熱) の関係があるので、両者の同時測定から比熱の値も求めることができる。Dzhavadov はさらにマンガニン線を試料に取りつけてこれを圧力計とし、瞬時加熱による応力変化から熱膨張率を見積もっている。

2.2.2 測定試料

Fig. 2 に川井型装置用の八面体圧力媒体に組み込んだときの試料室の断面図を示す[12]。円盤形状試料の大きさは、一辺 18 mm の圧力媒体に切り落と

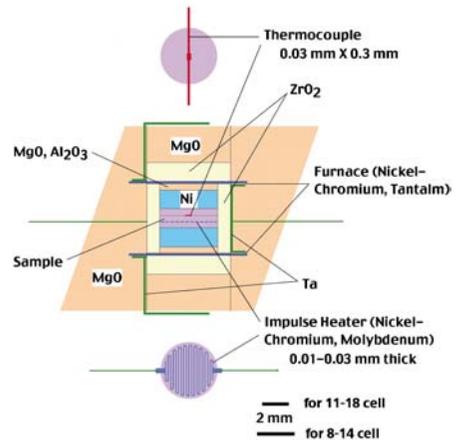


Fig. 2. (Color online) High-pressure cell assembly for thermal property measurement by the pulse heating method using a Kawai-type apparatus [12]. Two sizes of cells have almost similar shape. Front views of the impulse heater and the thermocouple on the sample are shown at the bottom and the top of the cell.

し、長さ 11 mm のアンビルを用いる場合には直径が 4.3 mm で全厚が 1.0 mm 内外、14 mm の圧力媒体に 8 mm のアンビルのときは直径が 3 mm で全厚が 0.75 mm 内外である。前者の 11-18 試料セルでは測定圧力の上限は 10 GPa、後者の 8-14 試料セルでは上限は 20 GPa 程である。測定の境界条件を満たすように試料の両端に熱伝導の大きい金属（ニッケル）を接するようしておく。また、圧力媒体のマグネシア（酸化クロム (Cr_2O_3) を含ませたマグネシアクロム）は熱伝導率が高いので、横方向（円柱の側面）への熱散逸を小さくし、熱流が試料板面に垂直な方向に揃うように、熱伝導率の低いジルコニアの断熱性円筒で試料とそれに接する金属の端までを囲む。

底面に並行に 3 等分した試料の合わせ面の一つにパルス加熱用の薄い発熱体（インパルスヒーターと称する）を置く。この直径は試料の直径よりやや小さくとり、これが熱伝導率を求めるときの有効径となる。面上での一様な発熱のためと抵抗値を大きくするために発熱体には切りこみが入れている。この溝を入れるにはフォトエッチング法を利用する。発熱体の材質は 1000°C までの測定用にはニクロムを用い、その厚さは 0.03 mm または 0.015 mm である。抵抗値は約 20 ないし 40 Ω あるので扱いやすい。この他 1000°C を超える温度での測定用に厚さ 0.01 mm のモリブデンのものもある。モリブデンの

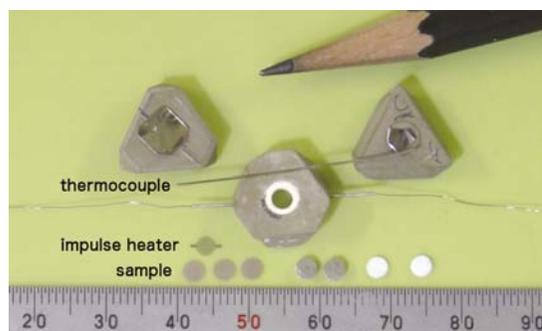


Fig. 3. (Color online) Sample and components of the high-pressure cell assembly.

インパルスヒーターは常温では電気抵抗がニクロムより約一桁小さい。さらなる高温測定のために材質をタンタルや白金、レニウムなど耐蝕性のものに代える必要があるが、これらの材料ではインパルスヒーターの切り込みにフォトエッチング法は使えないので、他の方法を試みなければならない。熱電対は現行では K 型を用いている。高温では白金系にする必要がある。なお、熱電対は素線を溶接したのち圧延して薄くしている。Fig. 3 に試料およびインパルスヒーター、熱電対を示す。

なお、このセル構成に対して試料およびその周囲の各構成部分に適当な熱定数を与えて有限要素法によるシミュレーションを行った[13]。その結果は、パルス加熱による試料内の等温面はほぼ平行に保たれ、また、高温測定時の試料内の温度分布はほぼ一様であり、測定に差し支えが生じていないことを示している。また、パルス加熱による試料内の温度変化の有限要素法による解析結果は実測の温度変化をよく再現しており、測定が適切に行われていることを支持している。

2.2.3 測定装置

Fig. 4 に測定系の概念図を示す。直流安定化電源からの電流を断続してパルス電流を試料に加える。試料内の過渡的溫度変化による熱電対の熱起電力を直流増幅器で増幅してから波形記憶装置（ストレージオシロスコープ）に書き込む。S/N 比の改善のため繰り返し加熱をして信号を重ね合わせる。商用交流電源周波数の 60 Hz の時間領域が熱電対の溫度変化のそれに近いことが測定に不利に働くが、繰り返しの時間を調節して 60 Hz の電源による脈動ノイズを相殺するようにしている。なお、試料セル

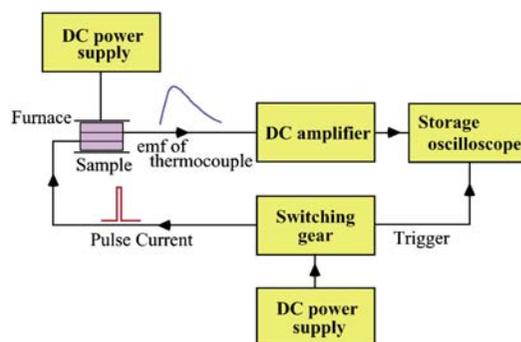


Fig. 4. (Color online) Schematic diagram of thermal conductivity and thermal diffusivity measurements.

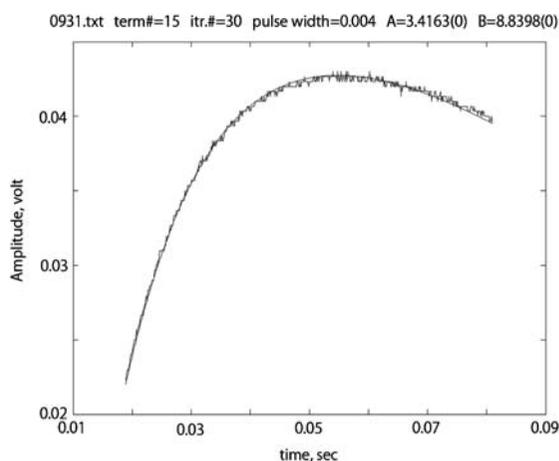


Fig. 5. A record of temperature change on the thermocouple. Smooth solid line shows the fitting for eq. (1). Sample: garnet with a diameter of 4.3 mm and a thickness of 1.04 mm.

の温度を上げる際に交流を使うと熱電対に大きな誘導電圧が生じて測定が不能となるので、ここには直流電源を用いる。

式(1)を温度変化のデータにあてはめて A と B の値を求め、(2)により熱拡散率および熱伝導率を出す。計算する上では(1)の最初から 15 項までの和をとれば収束が十分なので、そこで打ち切る。Fig. 5 にパルス加熱による熱電対起電力の時間変化の例を示す。この図の上に表示されているように 30 回の近似演算を繰返して A 、 B の値を求めた。各々の測定点についての不確かさは熱拡散率で 2%、熱伝導率で 3% であるが、圧力を上げながらの一連の測定を何回か行くと、互いの系統的な値の違いがこの不

確かさの範囲を上回ることがある。その原因の一つは加圧時の試料の予期しない不規則な変形にあると考えられる。

3. マントル物質の熱伝導

3.1 主要マントル鉱物

3.1.1 カンラン石

地球の深さ約 400 km までの上部マントルでは、その体積の半分以上 (55–60%) をカンラン石 ($(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$) が占めていると考えられている [14,15]。したがって、その第一義的存在から、カンラン石についての熱伝導の測定はよく行われてきた [16]。但し常圧での測定に比べると高圧力での測定はそれほど多くない。Fig. 6 に著者らが高圧力で行った測定の結果 [12] を示す。用いた試料はパキスタン北部サバットナラ地方に産する自形の単結晶で、組成は苦土カンラン石 (Mg_2SiO_4) 成分が 93%、鉄カンラン石 (Fe_2SiO_4) 成分が 7% と実験でよく使われるアリゾナ、サンカルロスのカンラン石よりやや Mg に富む。Fig. 6a, b にカンラン石の 3 つの結晶軸方向について熱拡散率および熱伝導率の圧力に対する増加率を一定としてそれぞれ $d \ln \kappa / dP =$

const. と $d \ln \lambda / dP = \text{const.}$ に測定データを当てはめる曲線 (実線) とその平均 (破線) を示す。熱拡散率、熱伝導率共に高圧力の測定値を常圧に外挿した値は、常圧での既存の結果 [17,18] とよい一致を見る。熱拡散率、熱伝導率の圧力効果は結晶軸の方向によりやや異なるが 1 GPa につき 3.3~4.2% である。この圧力効果の値は、カンラン石集合体について川井型装置でのオングストローム法による測定結果 [4,5] とも合う。但し熱拡散率の値そのものは違いが大きい。常圧においてカンラン石の熱伝導は結晶軸方向による大きな異方性のあることが知られている [17,19,20]。高圧力の実験によりこの異方性はそのまま 8 GPa を超えた圧力のところまで保たれていることが示された。

Fig. 7 はカンラン石について的高温での結果である [12]。温度が上がるにつれてノイズが増えることにより測定値のばらつきは大きくなり精度は低下する。カンラン石の熱伝導率または熱拡散率は高温になるにつれて減少がゆるやかになる。格子振動による熱伝導率の温度変化についての絶対温度 T に反比例するという規則からの外れは大きい。当てはめの実験式としては a, b を定数として $\lambda = a/T$ でなく $\lambda = a + b/T$ または $1/\lambda = a + bT$ がよく用いられる。

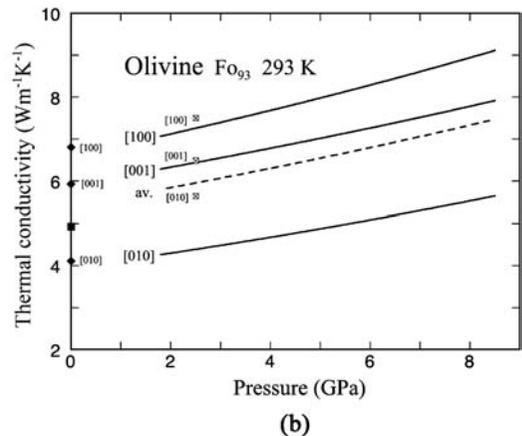
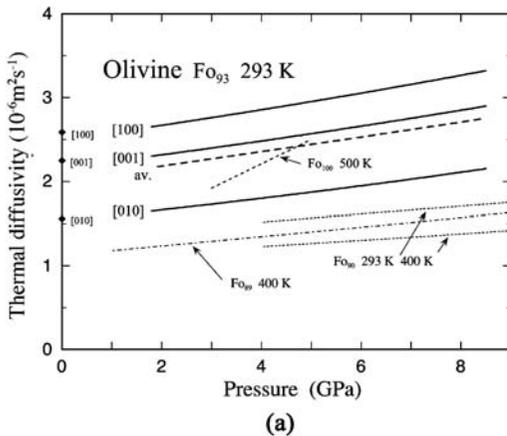


Fig. 6. (a) Thermal diffusivity of olivine vs. pressure at room temperature along directions of three crystallographic axes [12]. An equation of $d \ln \kappa / dP = \text{const.}$ was fitted to data. Heavy dashed line indicates averaged thermal diffusivity for the three directions. Diamonds at 0 GPa indicate thermal diffusivities by Ångström method [17]. Results under high-pressure for olivine polycrystalline aggregate by Fujisawa *et al.* [1], Katsura [4] and Xu *et al.* [5] are shown as light dashed, dash-dotted and dotted lines, respectively. These data were obtained by the Ångström method of cylindrical symmetry. (b) Thermal conductivity vs. pressure at room temperature. An equation of $d \ln \lambda / dP = \text{const.}$ was fitted to data. Heavy dashed line indicates averaged thermal conductivity for the three axes. Diamonds at 0 GPa indicate thermal conductivity calculated from thermal diffusivity referred in (a), and square is thermal conductivity of olivine by Horai [18]. Values at 2.5 GPa by Schärmeli [9] are shown as crossed squares.

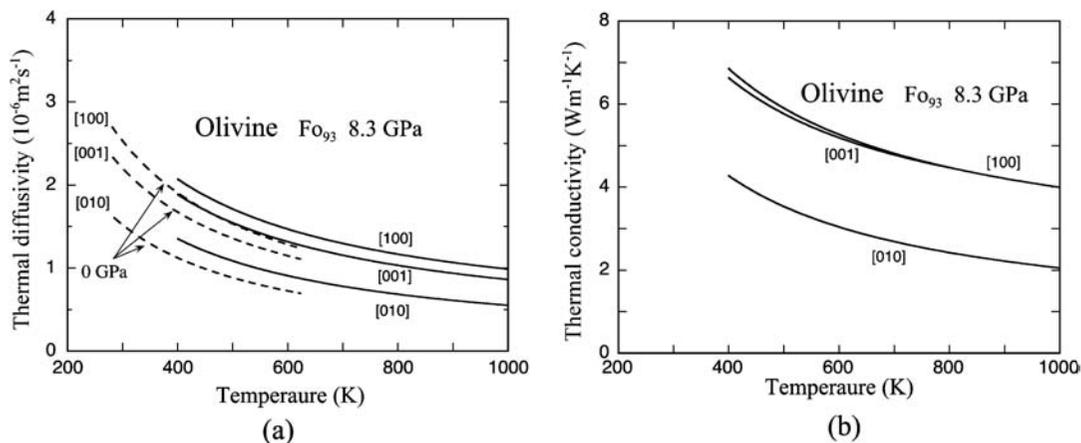


Fig. 7. Thermal diffusivity (a) and thermal conductivity (b) of olivine vs. temperature at pressure of 8.3 GPa [12]. Measurements were performed along the three crystallographic axes of olivine. Dashed lines are thermal diffusivity at zero pressure obtained by Ångström method [17].

また、カンラン石のような複雑な物質については熱伝導率が $T^{-1/2}$ に比例するなどの考えもある[5]。コランダムやペリクレスについての熱拡散率の測定[21]によれば、カンラン石より透明度の高いこれらの物質の熱拡散率がさらに高い温度のところまで速やかに減少していることが示されている。したがって、カンラン石において熱伝導率の 600 K–800 K あたりからの減少がゆるやかになる分を輻射による熱伝導で説明するのは無理であろう。もし輻射熱伝導が効果を現すなら、コランダムやペリクレスのほうがカンラン石の場合よりも顕著に温度上昇に伴う熱拡散率（熱伝導率）の減少が緩くなる傾向が現れてもよいはずである。

3.1.2 ウォズレアイト、リングウダイト

カンラン石の高圧相である変形スピネル（ウォズレアイト）および正スピネル（リングウダイト）の熱伝導の測定については、テトラヘドラルアンビルプレスでの円柱形状試料のオングストローム法による先行の実験が行われ[1]、また、常圧下での急冷試料を用いた熱拡散率測定[22]と合わせ、カンラン石-スピネル相転移に伴い熱伝導率が 50% 増加することが示されていた。その後、川井型装置を用いて 20 GPa までの圧力下でウォズレアイト、リングウダイトの熱拡散率の測定が同様のオングストローム法で行われ[5]、カンラン石-スピネル相転移に伴う熱伝導率の増加の様子が明らかになった。ウォズレアイトにはその結晶構造からみて（立方晶系でない

ので）熱伝導の異方性があると予想されるが、大きな単結晶試料を作ることができないので、その直接の測定はほとんど不可能であると思われる。あるいは、配向性の強い焼結体試料を作り、それを測定することによりある程度の予測をすることが一方法として考えられる。

3.1.3 ザクロ石

ザクロ石構造をとる珪酸塩物質は地球の上部マントルから遷移相にかけて多量に存在すると考えられている。その体積割合は上部マントルでの 15% から深くなるにつれて増加し、遷移層では 30% から 45% と推定されていて[14,15]、カンラン石に劣らず地球深部を研究する上で重要な物質である。ザクロ石は比較的大きな単結晶が使えることもあって、常圧下においてはかなりの測定が行われているものの[16,23]、高圧力での測定は多くはない。地球のマントル中のザクロ石はマグネシウム（パイロープ成分）に富むものであるが、筆者らの実験においてはアルマンディン（鉄鑿ザクロ石）に富む天然の大きな単結晶を使用した。パイロープとアルマンディンの熱伝導度の違いはさほど小さくなく[23,24]、実験結果をある程度マントル物質のザクロ石の類似値にして扱うことができよう。

Fig. 8 にザクロ石の高圧力下での熱拡散率と熱伝導率の値を示す。10 GPa までの新たな測定結果は以前の 8.3 GPa までのもの[12]と再現性がよく取れている。測定は結晶軸[100]方向について行った

が、ここで言及しているザクロ石類は立方晶系に属して熱伝導の異方性を示さないものである。カンラン石の場合にはその熱伝導率および熱拡散率の圧力変化をその増加率一定として式 Fig. 6 のような曲線で示している。しかし、ザクロ石については増加率一定にあてはめるのは少し無理があり、図の破線で示す直線近似にしても測定値が両端でやや下方に外れる傾向が見られる。これは圧力が高くなる

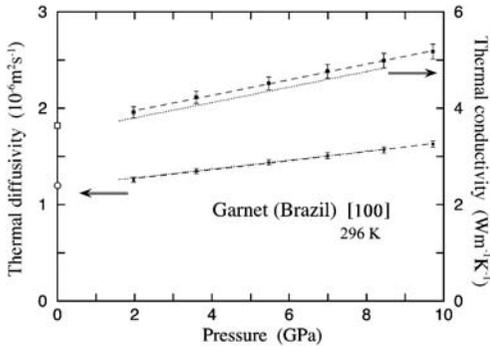


Fig. 8. Thermal diffusivity and thermal conductivity of garnet under pressure up to 9.7 GPa at room temperature. Circles denote thermal diffusivity and squares thermal conductivity. Dotted lines mean the former results up to 8.3 GPa for the same garnet [12]. Open circle at zero pressure indicates thermal diffusivity of garnet with a similar composition measured by Ångström method [17], and open square indicates thermal conductivity of natural almandine [18].

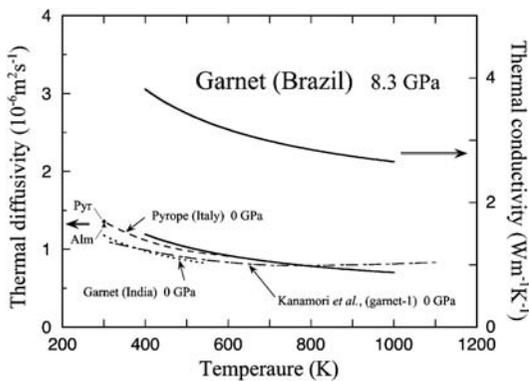


Fig. 9. Thermal diffusivity and thermal conductivity of garnet vs. temperature at pressure of 8.3 GPa [12]. Data at 0 GPa by Ångström method are shown with dotted [17] and dash-dotted [21] lines. Dashed line indicates thermal diffusivity of pyrope at 0 GPa by transient method [23]. Diamond and triangle denote thermal diffusivities of sintered pyrope and almandine at 0 GPa [24].

につれて熱拡散率、熱伝導率共に増加率が減少することを示している。

Fig. 9 に高圧力 8.3 GPa におけるザクロ石の熱拡散率および熱伝導率の温度による変化を示す。また、常圧でのオングストローム法による熱拡散率の値 [17,21,24] およびフラッシュ法類似の過渡的方法による値 [23] も併せて示した。温度依存性に関しても、高圧力下でも常圧でも高い温度側に向けて減少率が緩やかであり、 $1/T$ 則からのずれはかなり大きい。同じ図中の菱形と三角形は常圧でパイロープとアルマンディンの焼結体の熱拡散率を測定した結果 [24] であるが、両者の値にほとんど違いが見られない。

3.1.4 輝石

輝石はカンラン石・ザクロ石とならんで上部マントルの主要構成鉱物であり、またその一部は沈み込み帯の主要構成物質でもある。輝石の熱伝導をその異方性まで調べた例は多くはない。常圧下で熱拡散率を測定した結果によると [19,20]、斜方輝石の熱伝導にはかなりの異方性があること示している (Fig. 10)。熱伝導の最も大きい方向は伸長軸 [001] 方向で、[010] 軸方向と [100] 軸方向の 1.5 倍ないし 2 倍程度の値を示す。斜方輝石の熱伝導率は結晶構造からは SiO_3 鎖に沿う方向で最大となっている。同図で En と Fs データはそれぞれエンスタタイトとフェロシライトの焼結多結晶の熱拡散率を常圧でオングストローム法により測定したものである [24]。多結晶でありながら Kobayashi の単結晶 ($\text{En}_{85.5}$)

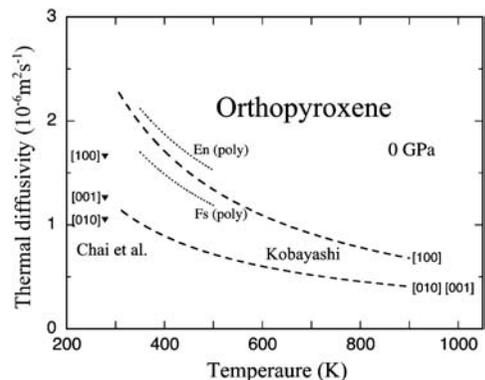


Fig. 10. Anisotropy in thermal diffusivity of orthopyroxene at zero pressure. Triangles: Chai *et al.* [19]; Dashed lines: Kobayashi [20]. Thermal diffusivities of polycrystalline enstatite (En) and ferrosilite (Fs) [24] are shown with dotted lines.

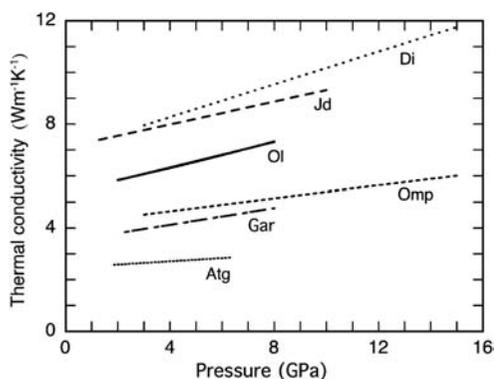


Fig. 11. Thermal conductivity of pyroxenes under pressure at room temperature [23] compared with other major mantle phases; Di: diopside, Jd: jadeite, Omp: omphacite, Ol: olivine [12], Gar: garnet [12], Ant: antigorite ([27], mentioned later).

での平均値より大きな値を示しているが、この差を組成の違いによるもの[18]では説明しにくい。

高圧力下では6面体装置を用いて斜方輝石の熱伝導率が5.6 GPaまで測定されている[2]。それによると、輝石の熱伝導の圧力効果が軸方向にもよるが1 GPaにつき6-8%と大きな値となっている。同じ研究グループによる測定はカンラン石においても過大な圧力効果を示している[3]。これらの測定は試料の中央に熱源を置いた円筒対称の定常熱流の方法によっているが、カンラン石や斜方輝石という熱伝導の異方性の大きい試料にその方法を適用したことには疑問がある。また、大きな圧力依存性を示したことの理由については不明である。

輝石は測定に適う試料の入手が難しいことに加えて、結晶の劈開性が大きくて試料成型などで取扱いが面倒であり、単結晶を用いた熱伝導の測定はやや困難である。Fig. 11には多結晶試料を用いた輝石の高圧力での熱伝導測定の結果[25]を示す。このうち、透輝石(Di)とオンファス輝石(Omp)は合成焼結体を、ヒスイ輝石(Jd)は天然物を用いている。著しい特徴は透輝石とヒスイ輝石の中間組成であるオンファス輝石の熱伝導率がかなり低いことである。なお、透輝石とヒスイ輝石およびガンカ輝石についてはオングストローム法により7 GPaまでの熱拡散率の測定が行われている[26]。しかし、その結果は低温側で考えられないような値の急増を示している。そこで使われた方法は試料の熱膨張による局所的長さ変化をX線ラジオグラフィでと

らえ、これを温度変化として熱拡散率を求めるものであるが、何らかの測定上の誤りがあると思われる。

3.2 含水鉱物

プレートの沈み込み帯ではスラブの沈み込みに伴う水により含水ケイ酸塩物質が生じ、周囲のカンラン石など主要マントル物質との物性の違いやその特異な性質が沈み込むスラブの振る舞いを左右すると考えられている。沈み込み帯で重要と考えられている含水鉱物ジャモン石($\text{Mg}_6\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_8$)の高温型であるアンチゴライトについて測定を行った[27]。また、ジャモン石と同じくMgの含水ケイ酸塩鉱物タルク($\text{Mg}_3\text{Si}_4\text{O}_{10}(\text{OH})_2$)も測定した[28]。

アンチゴライトの測定結果はFig. 11に示されている。アンチゴライトの熱的性質に見られる際だった特徴は、その低い熱伝導と共に、圧力による変化の小さいことである。低い熱伝導度はその大きな周期構造に起因すると考えられる。簡単な見積りでも、300 Kでの励起フォノンの波長は1 nmより短く、アンチゴライトの結晶の格子に捕らえられ、それが低い熱伝導率をもたらすのであろう。なお、アンチゴライトには熱伝導の結晶方位による熱伝導の異方性があると考えられるが、測定に用いた試料は弾性波速度で見て等方的であり、熱伝導の測定値は方位による平均を示すと考えられる。沈み込むスラブの脱水によって生じたジャモン石がスラブ上で熱絶縁層を作り、その周辺の温度構造を局所的に変えている可能性がある。

タルク粉末を固めた試料の熱伝導率が2.5 GPaまで測定値されている[6]。それによると高圧力での熱伝導率が常圧での値[18]の50%または70%となっている。一方Fig. 12のように筆者らの測定結果([28]にデータを追加)からは高圧力でのタルクの熱拡散率(または熱伝導率)はそのように小さくはなく、カンラン石と同等かそれを上回るくらい大きな値を示している。熱伝導率に関してタルクは同じ層状含水珪酸塩鉱物のアンチゴライトと著しく対照的である。測定に用いたタルクには葉理面が見られ、熱伝導の異方性を呈する。葉理面に垂直な方向(Z)の熱拡散率・熱伝導率は葉理面に平行な方向の値よりも小さい。また、葉理面に平行で互いに直行する2方向を弾性波により規定し、X方向はZ方向に進む横波で速度の大きいものの振動方向、Y方向は小さいものの振動方向とすると、X方向の方が熱拡散率・熱伝導率が高い。各方向について数

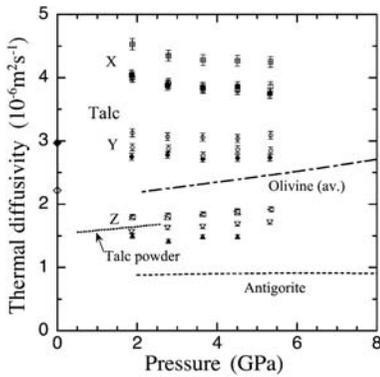


Fig. 12. Thermal diffusivities of antigorite [27] and talc under pressure at room temperature compared with that of olivine. Dashed line denotes thermal diffusivity of antigorite. Dash-dotted line represents averaged thermal diffusivity of olivine for the three crystallographic directions [12]. Several data of talc are supplemented to the previous results [28]. Three or four runs were carried out for each rectangular direction for talc sample. Symbols of squares, circles and triangles denote the measured directions for X, Y and Z, respectively. The direction Z is normal to the foliation plane of the sample. The X and Y directions are set to be the faster and the slower polarized directions, respectively, of shear acoustic waves propagating in the Z direction. Each type of symbols represents data for the same run of thermal diffusivity measurement. Dotted line is thermal diffusivity calculated from thermal conductivity for powdered talc by Gummow and Sigalas [6]. Squares at zero-pressure indicate thermal diffusivity calculated from thermal conductivity by Horai [18] for two talc samples.

回測定を行った結果は、Fig. 12 のデータ点で示すように測定ごとに値がかなり変動し、その範囲が個々の測定点の精度を大きく超えている（およそ20%）。タルク試料が軟らかいために加圧始めに不規則な変形が起きて、このような大きな誤差を作る要因になっていることが考えられる。

4. おわりに

平面パルス加熱法は、地球深部物質の熱伝導測定に有力な方法であり、これまでに上部マントルの主要鉱物について測定を行ってきた。マントル遷移層の圧力での測定はまだ緒に就いたところで、これからウォズレアイト、リングウダイト、メジャライトといった遷移層物質の測定が控えている。さらに下部マントル最上部の圧力条件での測定ができる見通しがあり、それによりケイ酸塩ペロプスカイトの測

定が視野に入ってきている。最近になって川井型アンビルと円筒オングストローム法により[29]、またダイヤモンドアンビルを用いた過渡的方法でペロプスカイトの熱拡散率測定が行われ[30]、理論計算による予測もなされている[31]。試料が大きく比較的精度の取れる本方法での実測を行うことで、改めてそれらの結果を相互に突き合わせ検証する可能性が出て来ている。

高圧力下の熱伝導率または熱拡散率の実験は測定者の間で値の隔たりが大きい。高圧力容器内という空間的制約の中で、それぞれの測定が様々な近似のもとで行われていることがその要因の一つとも考えられる。実験値の信頼性を高めるためには、試料構成について熱流解析によるシミュレーションを行い、測定の妥当性を確かめておくことが必要であるように思われる。

謝 辞

本特集に執筆する機会を与えて頂きました会誌編集委員の方、および丁寧なコメントをして頂きました査読者の方に深く感謝いたします。また、研究の議論に加わって頂きました中国地質大学の王超氏に大変感謝いたします。筆者らの高圧力における地球深部物質の熱伝導の研究は日本学術振興会科学研究費補助金および学術研究助成基金助成金により実施されました。高圧力下の測定は岡山大学地球物質科学研究センターの共同利用にて行われました。併せて、実験に協力された同センターのスタッフの方々に厚くお礼を申し上げます。

参考文献

- [1] H. Fujisawa, N. Fujii, H. Mizutani, H. Kanamori, S. Akimoto: *J. Geophys. Res.*, **73**, 4727 (1968).
- [2] H.H. Schloessin, Z. Dvorak: *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **27**, 499 (1972).
- [3] A.E. Beck, D.M. Darbha, H.H. Schloessin: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **17**, 35 (1978).
- [4] T. Katsura: *Geophys. J. Int.*, **122**, 63 (1995).
- [5] Y. Xu, T.J. Shankland, S. Linhardt, D.C. Rubie, F. Langenhorst, K. Klasinski: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **143-144**, 321 (2004).
- [6] R.J. Gummow, I. Sigalas: *Int. J. Thermophys.*, **9**, 1111 (1988).
- [7] 須崎純一, 宝来帰一: *圧力技術*, **27**, 122 (1989).

- [8] H. Yukutake, M. Shimada: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **17**, 193 (1978).
- [9] G.H. Schärmeli: in *High Pressure Researchs in Geoscience*, ed. W. Schreyer (E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 1982), pp. 349–373.
- [10] L.N. Dzhavadov: *High Temp.-High Pres.*, **7**, 49 (1975).
- [11] J. Pierrus, I. Sigalas: *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, **18**, 307 (1985).
- [12] M. Osako, E. Ito, A. Yoneda: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **143–144**, 311 (2004).
- [13] A. Yoneda, M. Osako, E. Ito: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **174**, 309 (2009).
- [14] E. Ito, T. Takahashi: in *High Pressure Research in Mineral Physics*, Geophysical Monograph 39, eds. M.H. Manghnani, Y. Syono (American Geophysical Union, Washington D.C., 1987), pp. 221–229.
- [15] T. Irifune, A.E. Ringwood: in *High Pressure Research in Mineral Physics*, Geophysical Monograph 39, eds. M.H. Manghnani, Y. Syono (American Geophysical Union, Washington D.C., 1987), pp. 231–242.
- [16] A.M. Hofmeister, J.M. Branlundt, M. Pertermann: in *Treaties on Geophysics*, Vol. 2, ed. G.D. Price (Elsevier, Amsterdam, 2007), pp. 543–577.
- [17] M. Osako: *Bul. Natl. Sci. Mus., Tokyo, Ser E* **20**, 1 (1997).
- [18] K. Horai: *J. Geophys. Res.*, **76**, 1278 (1971).
- [19] M. Chai, J.M. Brown, L.J. Slutsky: *Phys. Chem. Miner.*, **23**, 470–475 (1996).
- [20] Y. Kobayashi: *J. Phys. Earth*, **22**, 359 (1974).
- [21] H. Kanamori, N. Fujii, H. Mizutani: *J. Geophys. Res.*, **73**, 595 (1968).
- [22] M. Osako: *Bull. Natl. Sci. Mus., Tokyo, Ser E*, **12**, 15 (1989).
- [23] H. Marquardt, S. Ganschow, F.R. Schilling: *Phys. Chem. Miner.*, **36**, 107–118 (2009).
- [24] M. Osako: *Bul. Natl. Sci. Mus., Tokyo, Ser E* **14**, 15 (1991).
- [25] C. Wang, A. Yoneda, M. Osako, T. Yoshino, Z. Jin (submitted).
- [26] S.A. Hunt, A.M. Walker, R.J. McCormack, D.P. Dobson, A.S. Wills, L. Li: *Mineral. Mag.*, **75**, 2597 (2011).
- [27] M. Osako, A. Yoneda, E. Ito: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **183**, 229 (2010).
- [28] A. Yoneda, M. Yonehara, M. Osako: *Phys. Earth Planet. Inter.*, **190–191**, 10 (2012).
- [29] G.M. Manthilake, N. de Koker, D.J. Frost, C.A. McCammon: *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **108**, 17901 (2011).
- [30] K. Ohta, T. Yagi, N. Taketoshi, K. Hirose, T. Komabayashi, T. Baba, Y. Ohishi, J. Hernlund: *Earth Planet. Sci. Lett.*, **349–350**, 109 (2012).
- [31] H. Dekura, T. Tsuchiya, J. Tsuchiya: *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 025904 (2013).

[2014年1月17日受付, 2014年4月10日受理]

© 2014 日本高圧力学会