

第5章 M2052 合金の伝熱性

5.1 伝熱の原理

ある大きさを持つ物体内で温度が均一でない場合には、物質を構成する分子や自由電子の運動によって温度が高いほうから低いほうへと熱が伝わっていく。このような熱の伝わり方を熱伝導という。今、物体内に温度差 dT があつて、温度が高いほうから低いほうへ熱が流れるときに、その熱が流れに垂直な面を考えると、この面を通過する熱の量 Q は、その面積 A と温度勾配 dT/dx に比例する。したがって、

$$Q = -\kappa A \frac{dT}{dx}$$

ここで κ は熱伝導率と呼ばれる量である。これをフーリエの法則という。図 5.1 のような断面積 A で長さ L の直方体の一端から他端へ熱が流れる場合を考えると、定常状態において両端の温度をそれぞれ T_0 、 T_1 とすると、フーリエの法則から単位時間当たりの伝熱量は、

$$Q = \kappa A \frac{T_1 - T_0}{L} = G(T_1 - T_0)$$

と表すことができる。ここで、 $G = \kappa A/L$ において、 G を熱伝導度と呼ぶことにする。

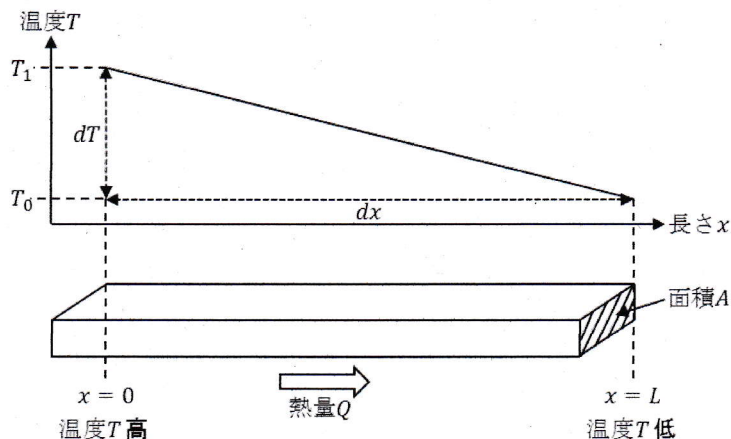


図 5.1: フーリエの法則

定常状態はフーリエの法則で記述されるが、非定常状態の温度がどのように表されるかを考えるために、図 5.2 のようなモデルを考える。最初の温度 T_0 の熱容量 C 、熱伝導度 G の質点があり、この質点に外部から熱量 Q を与えると、微小時間 dt に温度が dT 上昇したとする。その場合、この系に対して、次の関係式が成り立つ。

$$Q = CdT + G(T - T_0)dt$$

この微分方程式を解くと、次の時刻 t における温度 T の一般解を得る。

$$T = \frac{Q}{G} \left(1 - \exp\left(-\frac{G}{C}t\right) \right) + T_0$$

上の式において、

$$\tau = \frac{C}{G}$$

とおくと、 τ は温度変化に対する応答の時定数となる。また温度 T の式で時刻 $t \rightarrow \infty$ の極限を取ると、この系は定常状態に達して、

$$T_1 = \frac{Q}{G} + T_0$$

となり、これはフーリエの法則を示す。ここで、 T_1 は定常状態の温度である。

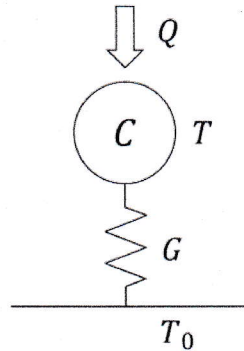


図 5.2: 実験の模型

この実験では、液体窒素を使用して M2052 合金を低温まで冷却する。流体の媒質中におかれた高温の固体が、媒質によって冷却される様子は、ニュートンの冷却の法則に従う。この法則によると、媒質中の固体から媒質に熱が伝わる速度は、固体と流体が接する表面積と、固体と流体の温度差に比例する。固体と流体が接する表面積を S 、固体の温度を T 、流体の温度を T_L 、固体の持つ熱量を Q_s として、

$$\frac{dQ_s}{dt} = -\alpha S(T - T_L)$$

が成り立つ。ここで、比例定数 α は熱伝達率と呼ばれる量である。また、固体の熱容量は C であるから、

$$\frac{dQ_s}{dt} = C \frac{dT}{dt}$$

と変形することで、

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{\alpha S}{C}(T - T_L)$$

が得られて、この微分方程式を解くことで、冷却中の固体の温度を知ることができる。温度 T に関して、最初の固体の温度 T_0 から任意の時刻 t の温度 T まで積分し、時刻 t に関して、最初の時刻から任意の時

刻 t まで積分することで、次の温度 T の一般解を得る。

$$T = (T_0 - T_L)\exp\left(-\frac{\alpha S}{C}t\right) + T_0$$

この式において、

$$\tau_L = \frac{C}{\alpha S}$$

とおくと、 τ_L は流体による冷却の温度変化に対する応答の時定数となる。

5.2 熱伝導率の測定方法

M2052 合金の熱伝導率の測定方法を以下の 1 から 9 に示す。

1. 図 5.3 のようにデュワー瓶の底面に直方体の銅板を介して JTQ 株式会社から提供された M2052 合金の直方体の板をねじ止めで設置した。M2052 板の先端には同様に銅板を介してヒーターとなる抵抗 $R(= 100\Omega)$ を設置した。銅板を介する理由は、ヒーターや液体窒素の伝熱を M2052 合金の横幅に対して一様に与えるためである。銅板の熱伝導率は室温において M2052 合金の 40 倍高い値を示すので、銅板と M2052 合金が接着している面は一様に等しい温度とみなせる。
2. デュワー瓶の底面とヒーターを設置している銅板の面には温度計測用の白金抵抗(Pt100)を設置した。ヒーターと白金抵抗はそれぞれスタイクキャストを用いて接着した。
3. デュワー瓶のコネクタを介してヒーターと白金抵抗を定電流源と電圧計に配線した。実験回路図を図 5.4 に示す。配線にはマンガン線を用いた。マンガン線を使う理由は、マンガンは銅に比べて熱伝導率が小さく、ヒーターの発する熱をほぼ全て M2052 板に与えるためである。
4. デュワー瓶内に全てを設置した後、デュワー瓶を密封して内部を真空状態にした。
5. この状態で定電流源を使って白金抵抗に電流を流し、電圧計から電圧を測定し、オームの法則から抵抗値を計算して温度を算出した。両方の白金抵抗が室温と等しい温度であることを確認した。
6. その後、ヒーターにも同様に定電流源から電流を流してヒーターを発熱させた。この時、発熱させてから 1 秒おきに 2 つの白金抵抗にかかる電圧値を測定し、理論式とシミュレーションから得られた時定数の 3,4 倍の時間まで続けた。
7. 室温での測定が終わった後、液体窒素をデュワー瓶に流し込み、デュワー瓶底面の白金抵抗に電流を流し液体窒素温度 $T_L(= 77K)$ になったことを電圧値から確認した。
8. ヒーター接着面の白金抵抗に電流を流し、理論式とシミュレーションから得られた時定数の 3, 4 倍の時間冷却を続け、冷却開始時間から 1 秒おきにヒーター側の白金抵抗にかかる電圧値を測定した。2 つの白金抵抗の温度がほぼ等しくなるまで待った。
9. その後、ヒーターにも同様に定電流源から電流を流してヒーターを発熱させた。この時、発熱させてから 1 秒おきに 2 つの白金抵抗にかかる電圧値を測定し、理論式とシミュレーションから得られた時定数の 3,4 倍の時間まで続けた。

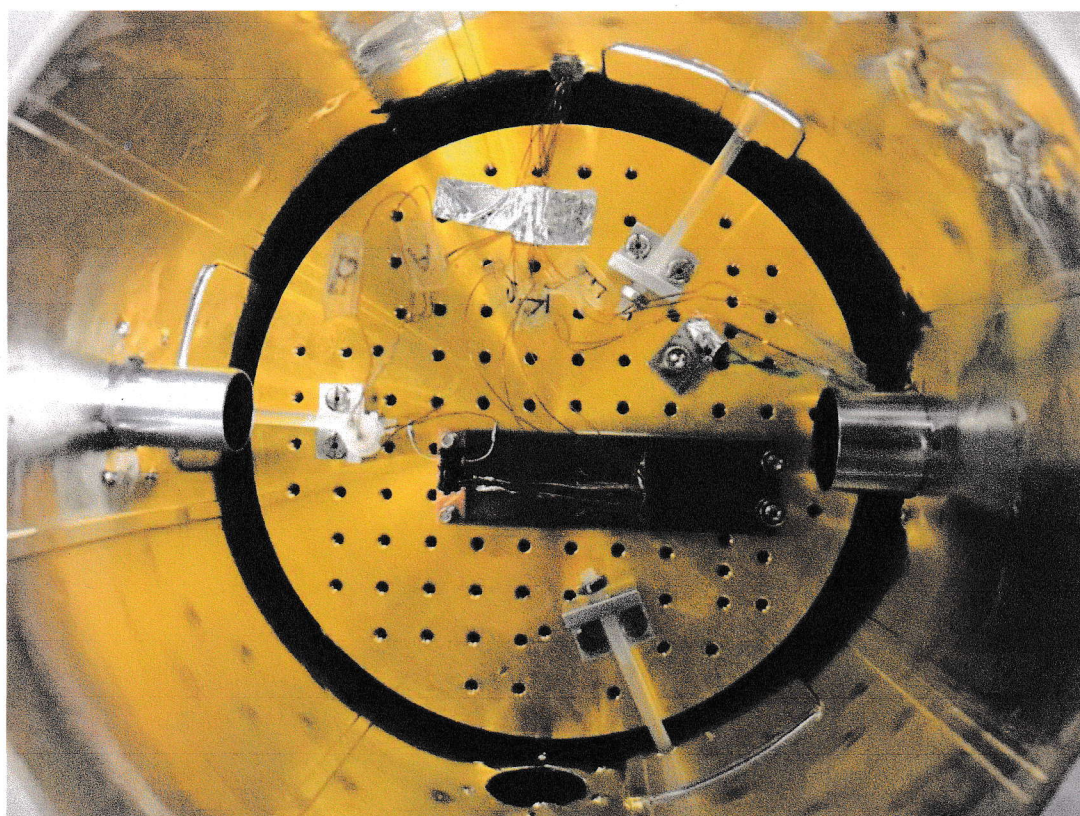
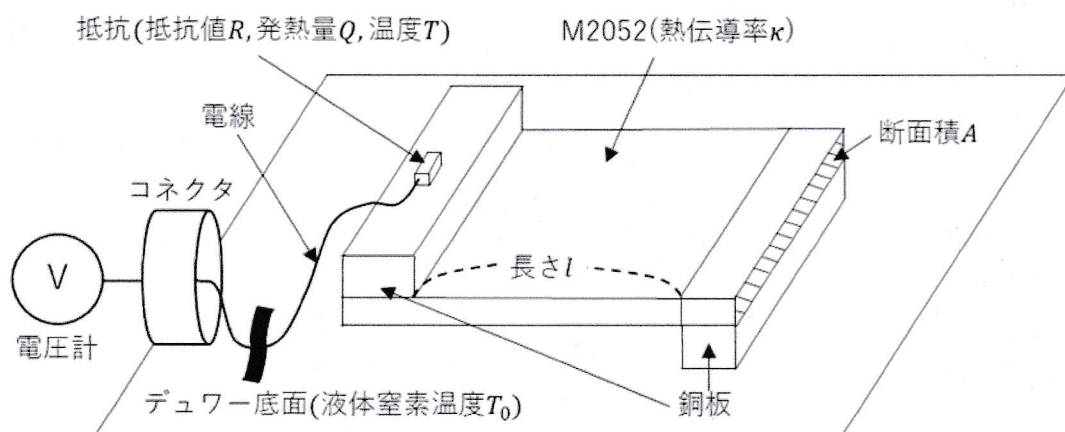


図 5.3: 実験セットアップ(上図: イメージ図、下図: 実際の写真)

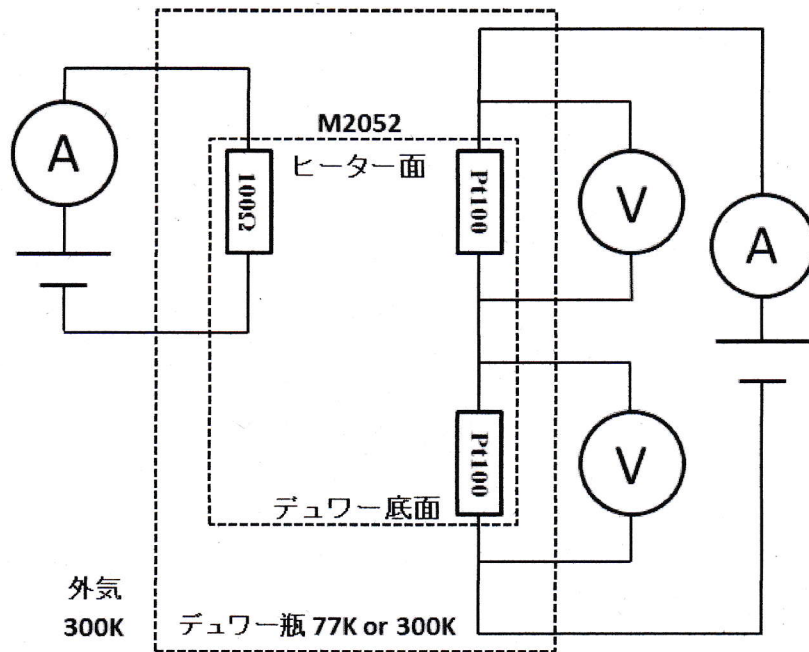


図 5.4：実験回路図、デュワー瓶底面は M2052 板に比べて十分大きいので熱浴とする。室温測定では 300K、低温測定では 77K の熱浴としている。

5.3 実験のシミュレーション

熱平衡状態に達するまでの時間を予測するために冷却加熱シミュレーションを行った。3次元構造解析ソフトウェア SolidWorks を用いて、今回の実験の条件で熱伝導シミュレーションを行い、時定数と熱伝導度を求めた。シミュレーションにおいては、表 5.1 の常温における M2052 の文献値をそれぞれ代入した。

表 5.1：使用する M2052 合金板の物性値(300K)

M2052物性値	
比熱 c [J/Kg*K]	512.70
密度 ρ [g/cm ³]	7.250
熱伝導率 κ [W/m*K]	10.0
長さ L [m]	0.060
幅 x [m]	0.020
厚み y [m]	0.001

温度 300K の M2052 合金板に対して、デューワー瓶底面側の銅板に連続的に 77K の温度を与え続けた場合のヒーター設置面の時間に対する温度変化のシミュレーション結果を次の図 5.5 に示す。

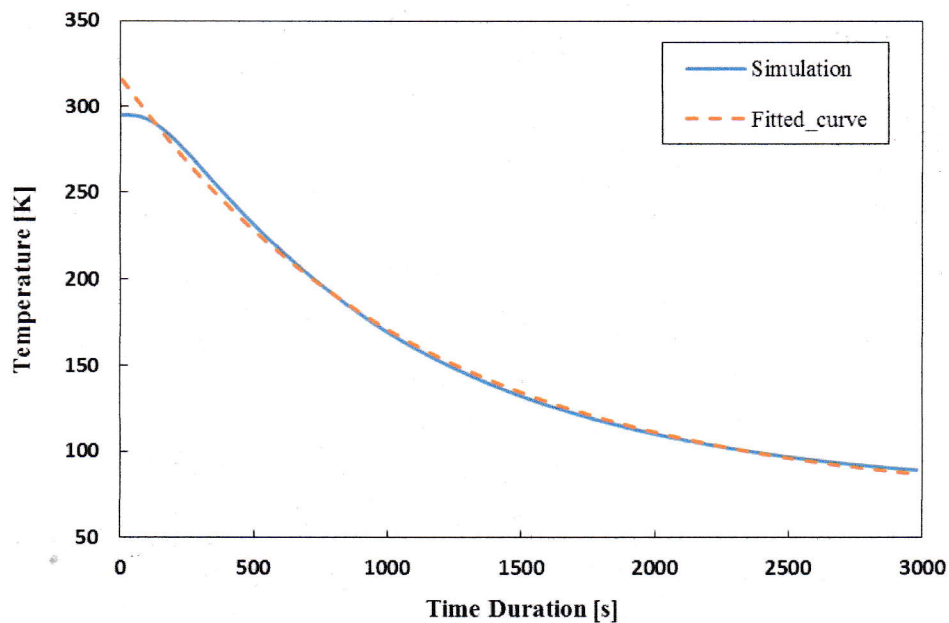


図 5.5 : 冷却時のヒーター設置面の温度変化シミュレーション(300K,77K)

原理より、この曲線はニュートン冷却の法則に従うので、シミュレーションの曲線に対して、

$$y = a \left(e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + b$$

で表される曲線を、最小二乗法を用いてフィッティングし係数 a, b, τ を決定する。

$$a = 247.26 \text{ [K]}$$

$$b = 69.51 \text{ [K]}$$

$$\tau = 1120.44 \text{ [s]}$$

これより、 $3\tau = 3360 \text{ [s]} = 56 \text{ [min]}$ であることが分かる。

同様に加熱過程の時定数についてもシミュレーションを行った。温度 77K に冷えた M2052 合金板に対して、デューワー瓶底面側の銅板に連続的に 77K の温度を与え続け、ヒーター設置面に 10mA の電流を与えた場合の熱量つまり、0.01W の熱量を与え続けた場合のヒーター設置面の時間に対する温度変化のシミュレーション結果を次の図 5.6 に示す。

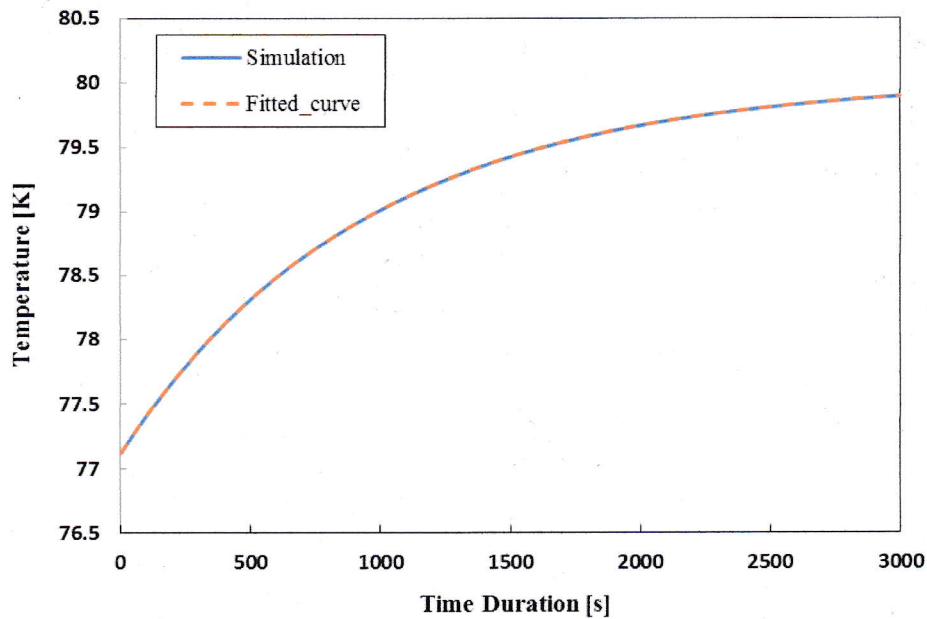


図 5.6：加熱時のヒーター設置面の温度変化シミュレーション(77K,0.01W)

原理より、この曲線は次の式

$$T = \frac{Q}{G} \left(1 - \exp\left(-\frac{G}{C}t\right) \right) + T_0$$

に従うので、シミュレーションの曲線に対して、

$$y = \frac{0.01}{a} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + b$$

で表される曲線を、最小二乗法を用いてフィッティングし係数 a, b, τ を決定する。

$$a = 0.0034 \text{ [W/K]}$$

$$b = 77.11 \text{ [K]}$$

$$\tau = 937.46 \text{ [s]}$$

これより、 $3\tau = 2811 \text{ [s]} = 47 \text{ [min]}$ であることが分かる。

次に、温度 77K に冷えた M2052 合金板に対して、デュワー瓶底面側の銅板に連続的に 77K の温度を与え続け、ヒーター設置面に 10mA の電流を与えた場合の熱量つまり、0.01W の熱量を与え続けたシミュレーションにおいて、 $t = 3000 \approx 3\tau$ の時の温度分布を図 5.7 に示す。この状態は定常状態であるとみなし、その時の y 軸方向の温度勾配を図 5.8 に示す。この実験では M2052 板の両端に銅板を取り付けて加熱または冷却し、銅板が接触している面積は等温であると仮定している。それが正しいか確かめるためにシミュレーションを行った。実際、ヒーターは銅板に局所的に取り付けられているが、銅板の形状を考慮した熱伝導度は 9.6[W/K]であり、M2052 板より十分大きいので銅板中の熱勾配は問題にならない。

モデル名: 実験モデル
 2D: 長さ: 77.0000mm (77.16mm)
 表示方向: 熱流
 時間: 3000秒

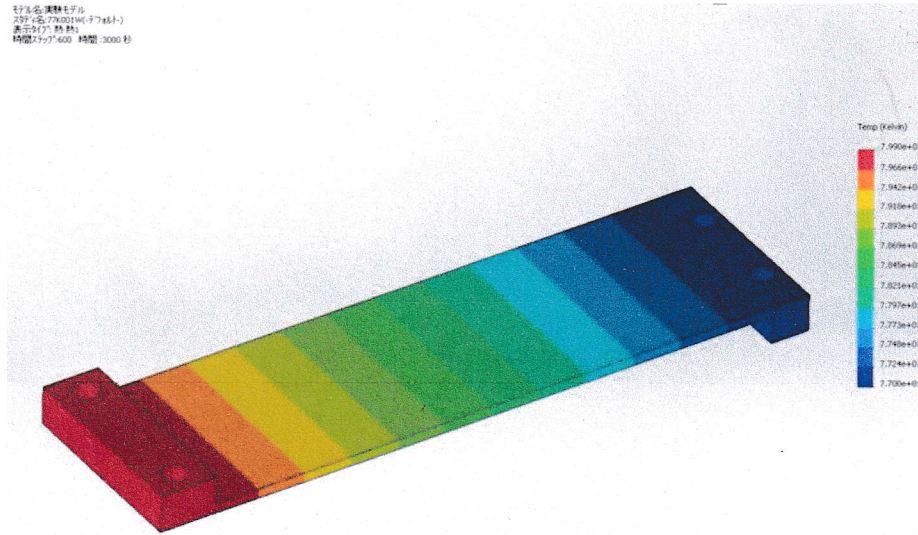


図 5.7: 定常状態での温度分布(77K,0.01W,3000s)

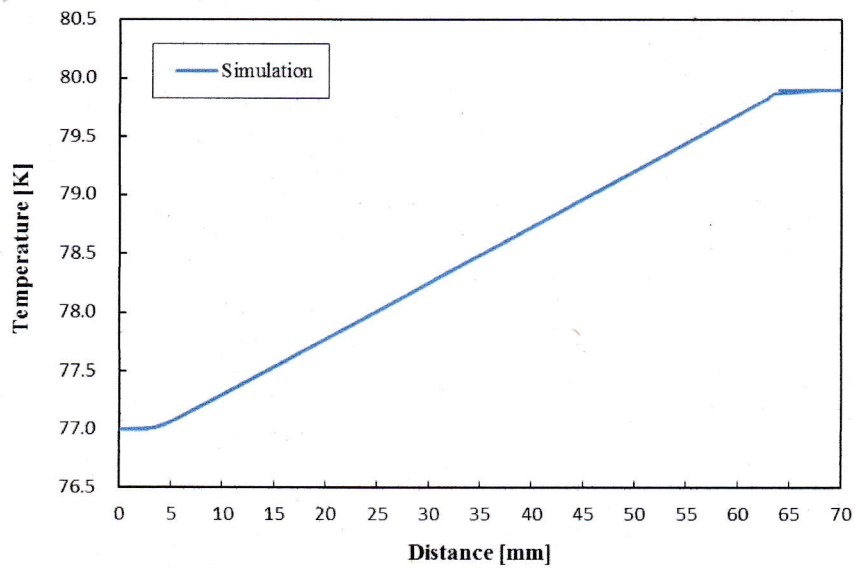


図 5.8 : y 軸に関する温度勾配

図 5.8 において、温度が 0mm から 4mm の範囲で一定、64mm から 70mm の範囲で一定となっている理由は、デュワー瓶底面と接続する銅板の y 軸方向長さが 4mm で、ヒーターと接続する銅板の y 軸方向長さが 6mm だからである。銅板と接触する部分まで含めた M2052 合金の全長は 70mm であるが、銅板の y 軸方向長さの部分の温度は図 5.8 から分かるように全て等温であるから、この実験では M2052 の長さとして 60mm を考える。

この実験ではヒーターに電流を流し熱量を M2052 合金に対して与えているが、原理においてこの熱

量が全て M2052 合金に流れることを仮定している。実際は電線を用いて電圧計や電源と配線しているので、電線に流入する熱量を考える必要がある。また、電線に電流を流した時に、電線の抵抗による発熱量が M2052 合金に対してどれ程流入するかを考える必要もある。なお、デュワー瓶内は真空状態なので接触している気体はないとする。電線に使用しているのはマンガン線であり、マンガンの物性値を表 5.2 に示す。

表 5.2: 使用するマンガン電線の物性値(常温)

マンガン電線物性値	
密度 ρ [g/cm ³]	8.40
熱伝導率 κ [W/m*K](23°C)	22.00
電気抵抗率 ρ [$\mu\Omega$ *cm]	45.00
長さ L [m]	0.30
半径 r [m]	0.0003

表 5.2 の物性値を用いて、マンガン線に流入する熱量を計算する。まず、M2052 の熱伝導度 G_{2052} は、

$$G_{2052} = \frac{\kappa A}{L} = \frac{10 * 0.02 * 0.001}{0.06} = 0.0033$$

続いてマンガン線の熱伝導度 G_{Mn} は、

$$G_{Mn} = \frac{\kappa A}{L} = \frac{22 * \pi * (0.0003)^2}{0.3} = 0.000021$$

これより、

$$\frac{G_{Mn}}{G_{2052}} = 0.007 = 0.7\%$$

となるので、このマンガン電線の熱伝導度は M2052 合金板に比べて十分小さいので、電線への熱伝導は無視できる。

また、表 5.2 の物性値を用いてマンガン線の発熱量を計算する。まず、ヒーターの発熱量 Q_H は、流す電流を I として、

$$Q_H = 100I^2$$

続いてマンガン線の発熱量 Q_{Mn} は、

$$Q_{Mn} = \rho \frac{L}{\pi r^2} I^2 = 45 * 10^{-8} \frac{0.3}{\pi * (0.0003)^2} I^2 = 0.48I^2$$

これより、

$$\frac{Q_{Mn}}{Q_H} = 0.0048 = 0.48\%$$

となるので、このマンガン電線の発熱量はヒーターの発熱量に比べて十分小さいので、電線の発熱量は無視できる。

白金抵抗(Pt100)には電流を流して電圧を測定するため、自身の抵抗値によって発熱する。この発熱量がヒーターの発熱量に対してどれ程か考える必要がある。この実験は温度を連続的に広範囲で変えていくので、白金抵抗の温度依存性について確認しておく必要がある。

白金抵抗(Pt100)の抵抗値 $R_T(\Omega)$ の温度 $T(^{\circ}\text{C})$ 依存性は JIS 規格によって次のように定められている [15]。

$-200^{\circ}\text{C} < T < 0^{\circ}\text{C}$ の範囲で、

$$R_T = R_0(1 + AT + BT^2 + C(T - 100)T^3)$$

$0^{\circ}\text{C} < T < 850^{\circ}\text{C}$ の範囲で、

$$R_T = R_0(1 + AT + BT^2)$$

ここで、 R_0 は $T = 0^{\circ}\text{C}$ における抵抗値で、

$$A = 3.9083 \times 10^{-3} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$$

$$B = -5.775 \times 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-2}$$

$$C = -4.183 \times 10^{-12} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-4}$$

とする。 $-200^{\circ}\text{C} < T < 200^{\circ}\text{C}$ の範囲での抵抗値 R_T のグラフを図 5.9 に示す。

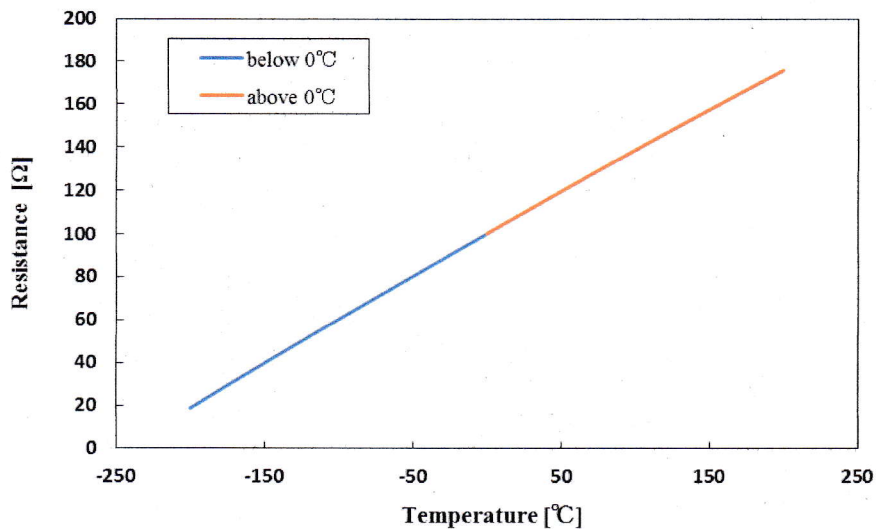


図 5.9: 白金抵抗の温度依存性[15]

特に 0°C 以下の抵抗値を求める式は、温度に関する 4 次方程式になっており、抵抗値から温度を代数的に求めることは難しい。そこで、 $-200^{\circ}\text{C} < T < 0^{\circ}\text{C}$ の範囲ではニュートン法を用いて数値的に抵抗値から温度を算出する。 0°C 以上の式は温度に関する 2 次方程式であるから、2 次方程式の解の公式を用いて代数的に求めることにする。

図 5.8 から、白金抵抗は 0°C で 100Ω の抵抗値を持ち、これはヒーターの抵抗値と等しい。従って、ヒ-

ターと等しい電流を白金抵抗に流すと、白金抵抗の発熱は無視できない。この実験では、ヒーターに最低 10mA の電流を流すので、白金抵抗に流す電流を 0.1mA から 0.5mA にすれば、それぞれの熱量の比は、

$$\frac{Q_{Pt}}{Q_H} = \frac{(0.1 \sim 0.5)^2}{10^2} = 0.0001 \sim 0.0025 = 0.01 \sim 0.25\%$$

となり、白金抵抗からの熱量はヒーターからの熱量に対して十分小さいので無視できる。ここで、白金抵抗に流す電流値に幅を持たせた理由は、電流値を極端に小さくすると、測定する電圧値も非常に小さくなるため、電圧計の分解能を下回る恐れがあるからである。

またヒーターとして扱う抵抗は金属皮膜抵抗を用いているが、白金抵抗ほどではないと言え抵抗値の温度依存性があるので、使用する抵抗に対して、室温で抵抗値を測定した後に、その抵抗を液体窒素に浸して、その状態で抵抗値を測定した。その結果、

$$R_{300K} = 99.6\Omega$$

$$R_{77K} = 104.4\Omega$$

となった。これより、ヒーターの抵抗値は室温 300K と低温 77K の温度差で5%程度しか違いがないことが分かり、低温下でも室温下と同等のヒーターとして扱える。

5.4 測定結果

最初に、液体窒素によって常温から低温に冷却した時の M2052 合金板のヒーター設置面の白金抵抗値と時間の関係を図 5.10 に示す。

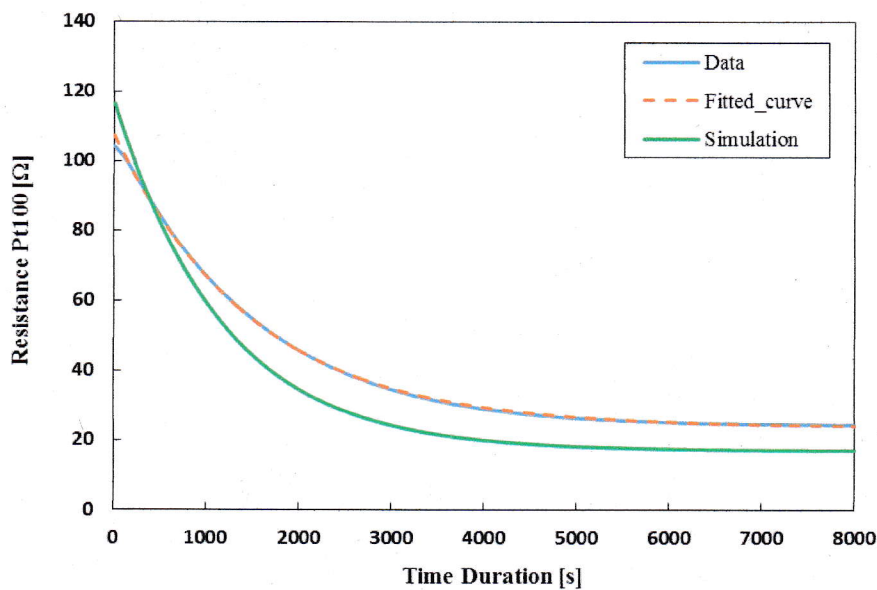


図 5.10 : ヒーター面の冷却速度(292K-86K)

シミュレーションによる到達温度と実験データによる到達温度には差があるが、これは実際の実験では温度測定用の白金抵抗の発熱によってヒーター面が過熱されたことが原因である。また、原理のニュートン冷却の法則とこのグラフから M2052 の冷却時の時定数と到達温度を求めることができる。次の式

$$y = a \left(e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + b$$

で表される曲線を、最小二乗法を用いて実験データにフィッティングし、曲線のパラメータ a, b, τ を求める。

$$a = 206.58 \text{ [K]}$$

$$b = 85.31 \text{ [K]}$$

$$\tau = 1454.42 \text{ [s]}$$

これより、時定数 $\tau = 1454.42 \text{ s}$ 、時刻 $t \rightarrow \infty$ とした時のヒーター設置面の温度は $T_1 = 85.31 \text{ K}$ となる。同じく測定しているデュワー瓶底面の温度は $T_1 = 75.9 \text{ K}$ で、白金抵抗の発熱によって温度差が生じている。デュワー瓶底面は常に直接液体窒素によって冷やされ続けているので、温度は一定とみなす。この時、白金抵抗に流している電流は 0.2mA で 85.31 K で、白金抵抗の値は $24.4 \text{ }\Omega$ となるので、この時の発熱量は $Q_{Pt} = 2.44 \times 10^{-7} \text{ W}$ となる。

液体窒素で M2052 合金板を十分に冷却した後、ヒーター設置面の温度は、 $T_1 = 85.31 \text{ K}$ になった。そして、ヒーターに対して 10mA の電流を流し続け、シミュレーションの時定数を参考に十分な時間待機した。ヒーターに電流を流し始めた時刻からのヒーター設置面の白金抵抗値の時間変化を図 5.11 に示す。

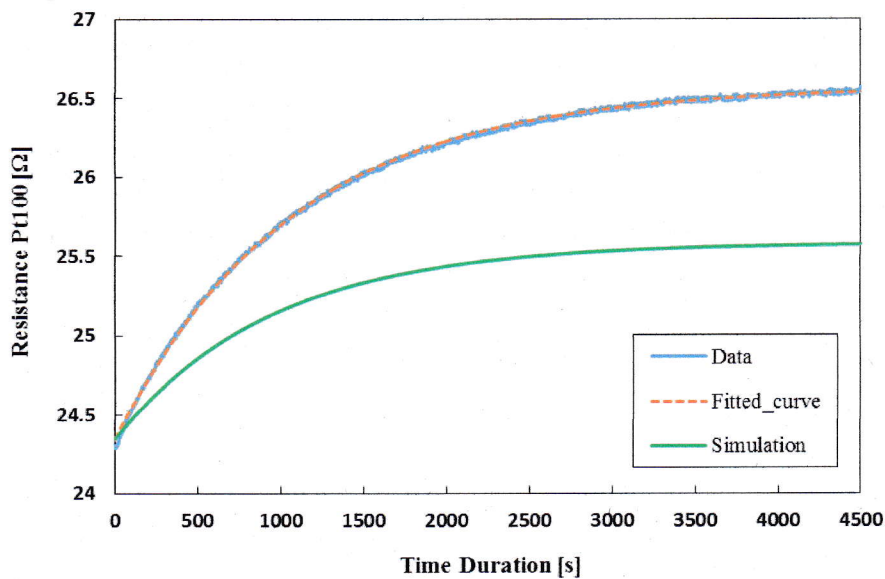


図 5.11 : ヒーター面の時間に対する温度変化(86K,0.01W)

シミュレーションの到達温度と実験データによる到達温度には差がある。これは、シミュレーションで与えた熱伝導率の値と実際の値に差があることを示している。また、原理の非定常状態の温度の式とこのグラフから M2052 の温度変化に対する応答の時定数と、初期温度と与えた熱量から定常状態になった時の到達温度を求めることができる。次の式

$$y = \frac{0.01}{a} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + b$$

で表される曲線を、最小二乗法を用いて実験データにフィッティングし、曲線のパラメータ a, b, τ を求める。 $Q = 0.01 \text{ W}$ の場合、

$$a = 0.0019 \text{ [W/K]}$$

$$b = 86.69 \text{ [K]}$$

$$\tau = 1069.62 \text{ [s]}$$

と求まった。これより、時刻 $t \rightarrow \infty$ とした時のヒーター設置面の温度は $T_1 = 91.91 \text{ K}$ となる。デュワー瓶底面の温度は、図 5.12 に示すように時間によらず一定なので、全時刻でのデータの平均値をデュワー瓶底面の温度とする。 $Q = 0.01 \text{ W}$ の場合、図 5.11 より、デュワー瓶底面の温度は $T_1 = 75.9 \text{ K}$ となる。

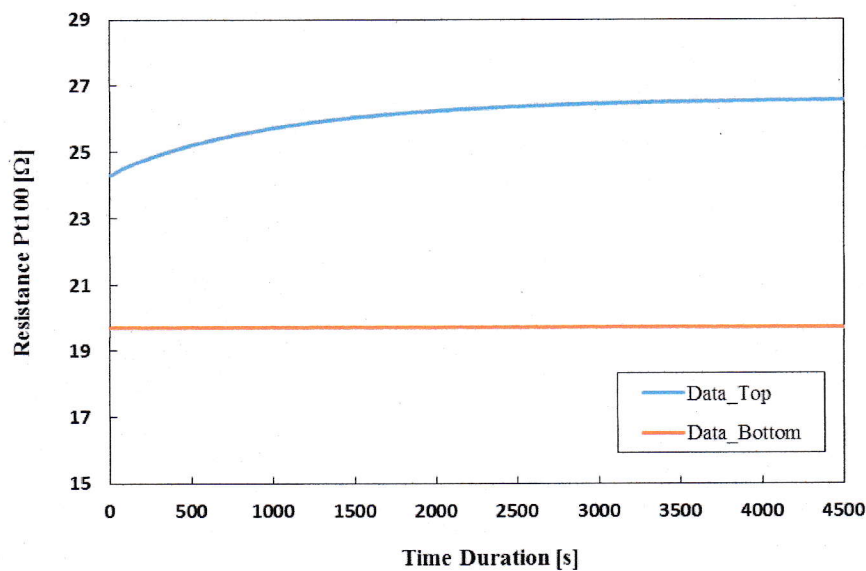


図 5.12 : ヒーター面とデュワー瓶底面の時間に対する温度変化(86K,0.01W)

この測定を、電流値を 10mA から 70mA まで 10mA ずつ変えて行った。その結果を表 5.3 にまとめる。

表 5.3 : 76K から 277K

I [mA]	Q [W]	T_0 [K]	T_1 [K]	ΔT [K]
0	0.00000024	75.90±0.00019	85.31±0.86	9.41±0.86
10	0.01	75.90±0.00011	91.91±0.02	16.01±0.02
20	0.04	75.91±0.00013	107.2±0.06	31.29±0.05
30	0.09	75.95±0.00014	129.95±0.10	54.00±0.10
40	0.16	76.00±0.00014	157.94±0.12	81.94±0.12
50	0.25	76.02±0.00015	189.22±0.14	113.20±0.14
60	0.36	76.08±0.00017	222.15±0.15	146.07±0.15
70	0.49	76.17±0.00019	255.37±0.15	179.20±0.15
75	0.5625	76.35±0.00055	277.31±1.12	200.96±1.12

常温実験でも低温実験と同様に測定を行った。図 5.13 は、 $Q = 0.01$ Wを M2052 合金板のヒーター設置面に与えた場合の非定常状態での応答を示すグラフである。曲線のフィッティングは図 5.11 と同様に行い、時定数と最終到達温度を求めた。

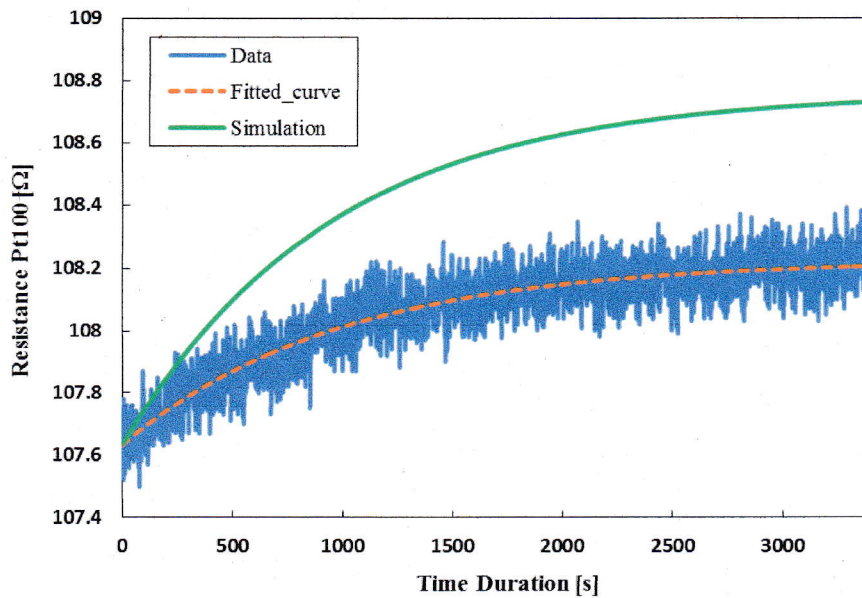


図 5.13 : ヒーター面の時間に対する温度変化(293K,0.01W)

シミュレーションの到達温度と実験データによる到達温度には差がある。これは、シミュレーションで与えた熱伝導率の値と実際の値に差があることを示している。この測定を常温でも 10mA から 70mA まで 10mA ずつ行った。その結果を表 5.4 に示す。

表 5.4 : 292K から 373K

I [mA]	Q [W]	T_0 [K]	T_1 [K]	ΔT [K]
10	0.01	291.74±0.0030	294.25±0.16	2.51±0.16
20	0.04	291.92±0.0030	300.09±0.17	8.17±0.17
30	0.09	292.43±0.0039	309.64±0.18	17.21±0.18
40	0.16	293.10±0.0045	322.07±0.19	28.97±0.19
50	0.25	294.00±0.0066	337.24±0.21	43.24±0.21
60	0.36	295.50±0.0080	354.51±0.23	59.01±0.23
70	0.49	297.17±0.0101	373.02±0.25	75.85±0.24

実際に測定したデータとシミュレーションの結果の比較を次の表 5.5 に示す。

表 5.5 : 測定値とシミュレーションの比較

		Simulation	Measurements
冷却(293K-77K)	冷却時定数 τ_L [s]	1120.44	1454.42
	到達温度 T_1 [K]	69.51	85.31
加熱(0.01W,86K-90K)	加熱時定数 τ [s]	937.46	1069.62
	熱伝導度 G [W/K]	0.0034	0.0019
加熱(0.01W,293K-296K)	到達温度 T_1 [K]	89.60	91.91
	加熱時定数 τ [s]	937.46	967.98
	熱伝導度 G [W/K]	0.0034	0.0066
	到達温度 T_1 [K]	295.64	294.25

これらの測定結果から、5.1 で紹介した熱量と温度差の次の関係式

$$Q = G(T_1 - T_0) = G\Delta T$$

を用いて、熱伝導度 G を求めることができる。縦軸にヒーター設置面に与えた発熱量 Q 、横軸に M2052 合金板の両端の温度差 ΔT を取り、そのデータプロットに対して近似直線を引くことで傾きから熱伝導度 G を求める。それぞれの表 5.3 と 5.4 のデータプロットを次の図 5.14 に示す。

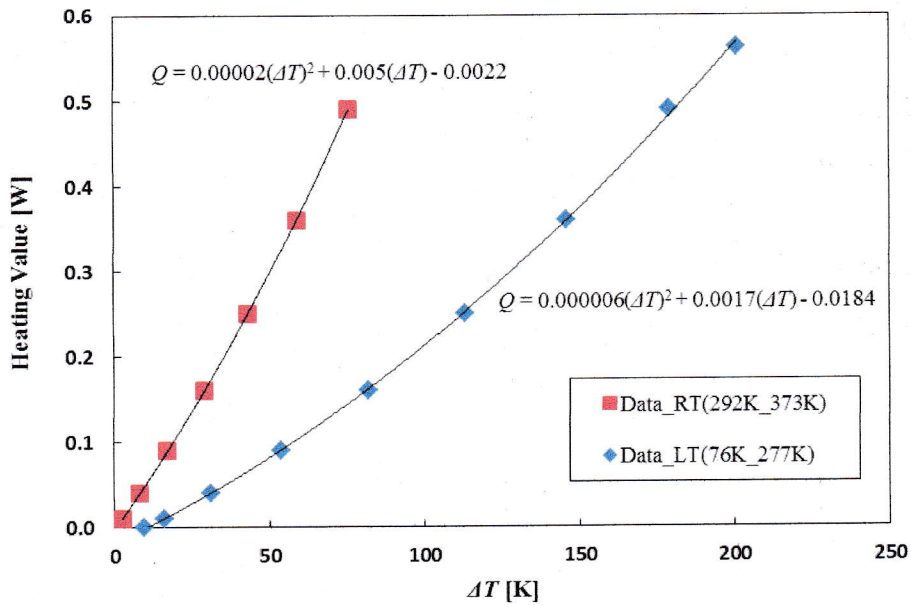


図 5.14 : ヒーターの発熱量 Q と M2052 両端の温度差 ΔT の関係

データ点に対して最小二乗法を用いて近似 2 次曲線を引いた。この図から、測定する温度によって傾きつまり、熱伝導率が変化することが分かる。したがって、フーリエの法則による熱伝導率は定数ではなく、温度 T の関数と考え次のように書き直す必要がある。

$$Q(T) = \kappa(T)A \frac{dT}{dx}$$

ここで、熱量 Q はヒーター以外の供給源がないため、位置 x によらない保存量であるから、両辺を位置 x で直方体の端から端(= $0 \sim L$)で積分すると、

$$\int_0^L Q(T) dx = A \int_0^L \kappa(T) \frac{dT}{dx} dx$$

$$Q(T)L = A \int_{T_0}^{T_1} \kappa(T) dT$$

となり、この両辺を温度 T で微分すると、

$$\left. \frac{dQ}{dT} \right|_{T=T_1} = \frac{A}{L} \kappa(T_1)$$

これより、ヒーターの熱量 Q を変化させた時の M2052 合金板のヒーター設置面の温度 T_1 の変化量から熱伝導率 κ の温度依存性を求めることができる。表 5.3 と 5.4 のデータとこの式を用いて熱伝導率を計算した結果を次の表 5.6 に示す。

表 5.6 : M2052 合金の熱伝導率の温度依存性

T_1 [K]	κ [W/m*K]
85.31 ± 0.86	4.54 ± 0.59
91.91 ± 0.02	5.89 ± 0.01
107.20 ± 0.06	6.59 ± 0.02
129.95 ± 0.10	7.50 ± 0.03
157.94 ± 0.12	8.63 ± 0.03
189.22 ± 0.14	10.02 ± 0.04
222.15 ± 0.15	11.74 ± 0.05
294.25 ± 0.16	15.42 ± 0.43
300.09 ± 0.17	15.71 ± 0.28
309.64 ± 0.18	16.89 ± 0.24
322.07 ± 0.19	17.79 ± 0.23
337.24 ± 0.21	19.12 ± 0.24
354.51 ± 0.25	21.07 ± 0.27

表 5.6 の結果をプロットし、近似直線を引いたグラフを図 5.15 に示す。

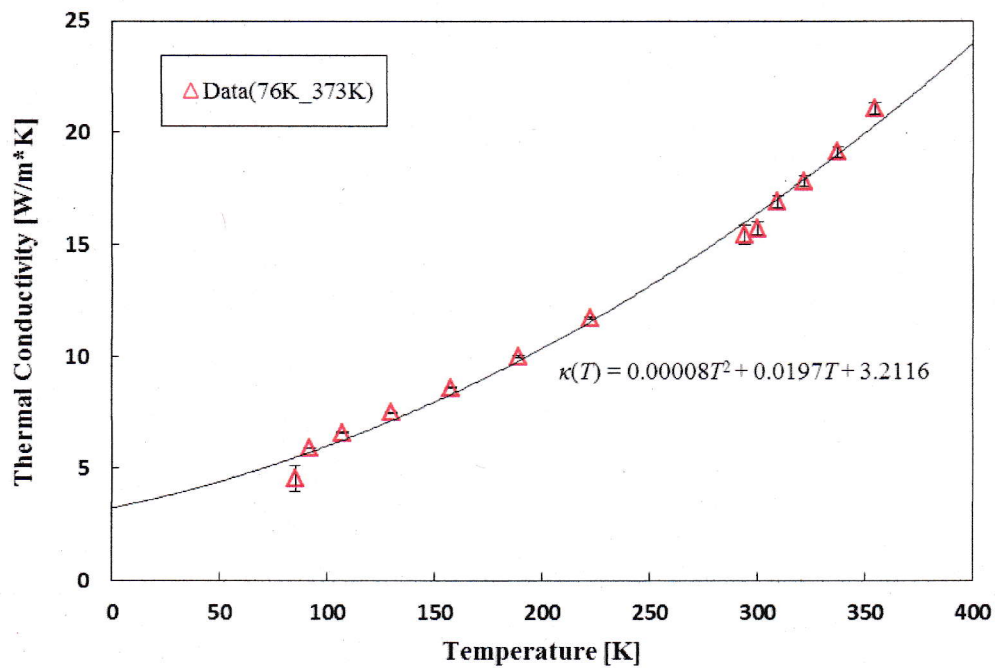


図 5.15 : M2052 合金の熱伝導率の温度依存性 2

5.5 考察

M2052 合金の熱伝導率 κ は温度 T の関数であることが分かり温度域によって傾きが変化する。熱伝導率 κ と温度 T の関係式は実験結果より、温度域 76K から 373K の範囲では次式で表される。

$$\kappa(T) = (0.00008)T^2 + (0.0197)T + 3.2116 \text{ [W/m}\cdot\text{K]}$$

CIBER-2 において M2052 は液体窒素によって 77K に冷やされるので、この時の熱伝導率は上の式より、 $\kappa(77) = 4.85 \text{ [W/m}\cdot\text{K]}$ となる。M2052 の常温(300K)での熱伝導率は文献値より、 $10 \text{ [W/m}\cdot\text{K]}$ であったが、77K では常温の半分以下の値となる。

望遠鏡は観測時に液体窒素によって、おおよそ 77K に冷却される。望遠鏡の主鏡冷却過程の時定数 τ について考える。望遠鏡の底部に位置するベースプレートが 77K であるとして、主鏡とベースプレートは 3 つの表面積 A で厚さ d の M2052 プレートによって 3 点で接続されている。この時の M2052 の熱伝導度を G とすれば、

$$G = \kappa \left(\frac{3A}{d} \right)$$

である。望遠鏡が格納されている容器内は真空であり、大気との熱接触はないとする。主鏡の質量を m として、A6061-T6 の比熱を c_p とすると、主鏡の熱容量は、

$$C = mc_p$$

となる。したがって、主鏡の冷却過程の時定数 τ は、

$$\tau = \frac{C}{G} = \frac{mc_p d}{3\kappa A}$$

で表すことができる。具体的に $A = 200 \text{ mm}^2$ 、 $d = 1 \text{ mm}$ 、 $m = 3.7 \text{ kg}$ 、 $c_p = 960 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ として時定数 τ を求めると、 $\tau = 1221 \text{ s}$ となり、主鏡が十分冷えるまでにかかる時間は $3\tau = 3663 \text{ s}$ であるから、ベースプレートが 77K になってからおおよそ 1 時間である。CIBER-2 では観測装置全体の冷却を 1 日かけて行うため、この時定数は観測装置全体の冷却時間に対して十分短い。また、観測時間はおおよそ 400 秒であり、時定数はこれより十分長いいため、シャッタードアが開いた観測時環境による装置の冷却過熱もほとんど影響がないと言える。

望遠鏡は十分な時間($t \geq 3\tau$)冷却されたとして、この定常状態の主鏡の温度を T_0 とする。観測する放射スペクトルは温度 T の黒体放射であるとして、この放射は面積 S の主鏡の鏡面に入射される。この放射によって望遠鏡に入力される熱量 Q は、Stefan-Boltzmann の法則によって求めることができる。主鏡の鏡面の吸収率を e とすると、

$$Q = eS\sigma(T^4 - T_0^4)$$

ただし、 σ は Stefan-Boltzmann 定数である。この熱量 Q の入力から十分な時間が経過すれば、望遠鏡全体は定常状態に達する。この時の主鏡とベースプレート間の温度差 ΔT は、

$$\Delta T = \frac{Q}{G} = \frac{eS\sigma(T^4 - T_0^4)d}{3\kappa A}$$

で表される。具体的に $e = 0.1$ 、 $S = 500 \text{ cm}^2$ 、 $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ 、 $T_0 = 77 \text{ K}$ として ΔT が 1K 以内に収まる T は、 $T \leq 318 \text{ K}$ であり、この時の入射熱量 $Q = 2.9 \text{ W}$ である。フライトで用いる真空容器内での望遠鏡は熱シールドで囲われているため常温の真空壁(300K)が直接入射することはあり得ない。このため $T \leq 318 \text{ K}$ を十分に満たす。よって M2052 を直列接続することによる熱歪みは観測装置の光学系の性能に対して問題ない。

M2052 合金は金属であり、その熱伝導率は絶対温度 T の 2 乗に比例する結果を得たことから、M2052 の熱伝導は以下に説明する一般的な金属と同じメカニズムで行われていると考えられる。

一般的に金属は内部に存在する自由電子が電気伝導に寄与し、この電気伝導率は電子の移動度に比例する。電子の移動が遅いと電気伝導は悪くなり、この移動を阻害する原因として金属原子の振動による格子振動と電子構造の欠陥が挙げられる。金属は温度が上がることで格子振動が激しくなり、自由電子の移動が阻害されるため、温度の上昇に伴い電気伝導は悪くなる。このように金属の電気伝導率には温度依存性がある。また、自由電子はその名前の通り、金属内部を相互作用せずに自由に動くことができることから、通常気体の分子運動論と同様に扱うことができる。すなわち、金属内部では自由電子の衝突によってエネルギーが移動するため、熱伝導も自由電子が担う。したがって、金属中の熱伝導率は自由電子の速度に比例し、気体分子運動論から電子の速度は温度依存性があり、温度に比例する。これらから、金属の電気伝導率と熱伝導率は、両者ともに自由電子によって行われ温度依存性を持つ。このような金属の電気伝導率 σ と熱伝導率 κ は互いに無関係ではなく、熱伝導率 κ と電気伝導率 σ の比は絶対温度 T に比例することが知られており、Wiedemann-Franz の法則と呼ばれる。この法則を用いて、金属の熱伝導率 κ は温度の 2 乗に比例することが確かめられる。

第 6 章 本研究の総括

6.1 結論

本研究で得られた結論を以下にまとめる。

- CIBER-2 で扱う反射望遠鏡には約 270Hz と約 600Hz に強い共振があることが判明し、この共振によって望遠鏡の材料であるアルミニウム合金 A6061-T6 が降伏する可能性があることが明らかとなった。
- CIBER-2 望遠鏡に制振合金 M2052 を組み込んで振動試験を行った結果、上記 2 つの強い共振を抑制することに成功し、QT レベルの振動に対して十分な機械的強度を確保することができた。
- 制振合金 M2052 を組み込んだ望遠鏡の振動試験を室温(297K)と低温(217K)で実施したが、低温でも室温と変わらない M2052 の制振効果を実測した。
- 制振合金 M2052 を組み込んだ望遠鏡の Q 値と共振振動数は振動の振幅に依存性を持つことが判明した。
- 制振合金 M2052 の熱伝導率は温度 76K から 373K の範囲で温度依存性を持つことが判明し、低温での熱伝導率は常温のおおよそ半分以下の値となった。
- 望遠鏡の主鏡とベースプレートを、M2052 合金を介して接続しても観測時に想定される環境で両者に大きな温度差は生じず、問題なく観測を行えることが明らかとなった。

6.2 今後の展望

最後に今後の展望について述べる。今回の研究では、振動試験を室温(297K)と低温(217K)の 2 点のみ行ったため、今後は複数の温度点での振動試験を行い M2052 の減衰性能の温度依存性をさらに詳細に調査することが望まれる。実際の CIBER-2 実験では、望遠鏡は 77K に冷却されるので、77K での制振性能を実証することが望まれる。

M2052 は高い機械的強度と強い振動に対する減衰性能を持つ上に、簡易な部材でその性能を発揮することができるため、将来の宇宙機器への応用が期待される。

M2052 の減衰性能は振動振幅に大きな依存性を持つので、さらに詳細な測定を進めることで、この物理的機構の解明が望まれる。

今回の M2052 の熱伝導率測定実験で測定した温度範囲でより多くの温度点での測定を行うこと、測定する温度範囲をさらに拡大することで、熱伝導率の温度依存性をより詳細に広い温度範囲で求めることが望まれる。

M2052 の熱容量(比熱)の温度依存性について解析することが望まれる。

謝辞

本研究を進めていく上で様々な方からご指導、ご支援を頂きました。

私の指導教官である松浦周二教授は、快く本研究室に受け入れて下さりいつも丁寧なご指導をして頂きました。この興味深い研究テーマを頂き、研究を進める中で私に分からないことがあると、常に適切な助言を下さいました。また、私が自由に研究を進めることを寛容に見守って下さいました。

本研究室の研究員である佐野圭氏は、私が研究で行き詰っている時に多くの助言をして頂きました。そのおかげで、私は研究を滞りなく進めることができました。

本研究室の先輩である児島智哉氏は、構造解析ソフトの使い方について多くの助言を下さいました。また振動試験に関する数々の教えを頂きました。

本研究室のメンバーには様々な助言や手助けを頂き、快適に研究を進めることができました。

JTQ 株式会社様には振動試験や熱伝導率測定で使用する M2052 合金のサンプル材の提供で協力して頂きました。

本研究室の皆様、CIBER-2 メンバーの皆様の支えのおかげで私は研究を進めることができました。私を支えて下さった全ての方々に心から感謝いたします。

参考文献

- [1] 新井俊明(2011), 修士論文,東京大学
- [2] Kelsall et al. (1998), ApJ 508,44M
- [3] Matsuura et al. (2017), The Astrophysical Journal 839,7
- [4] Zecov et al. (2014), Science 346,732
- [5] Cooray et. al. (2012), Nature 490, 514
- [6] Shirahata et al. (2016), Proc. SPIE 9904, 99044J
- [7] A.P.フレンチ著,平松惇,安福精一訳(1986), MIT 物理 振動・波動,培風館
- [8] 児島智哉(2018), 修士論文,関西学院大学
- [9] IMV 株式会社<http://www.imvlab.com/labo/equipment/index.php#i220_SA2M_H6>、「テストラボ所有設備一覧」(参照 2019 年 1 月 25 日)
- [10] Kawahara et al. (1993), J. Japan Inst. Metals , Vol. 57, pp. 1089-1097
- [11] 丹治亮(2010), 修士論文,東京大学
- [12] 川原浩司(2004), 工業材料,日刊工業新聞社刊
- [13] T.Tanji et al. (2003), J.AlloysandCompounds,355,207-210
- [14] 三尾典克(2001), 高性能制振材料による極限防振技術の開発,平成 11・12 年度科学研究費補助金基盤研究(B)(2)研究成果報告書,東京大学大学院新領域創成科学研究科
- [15] 日本工業規格, JIS C 1604(2013)
- [16] 日本建築学会, 建築物荷重指針・同解説(2015)