

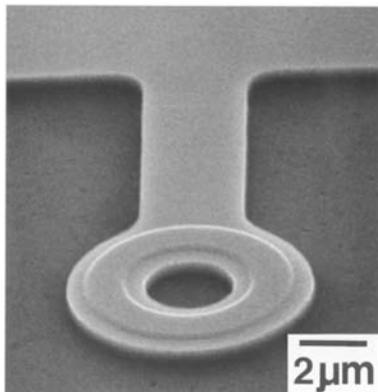
伝 熱

Journal of the Heat Transfer Society of Japan

ISSN 1344-8692 Vol. 50, No. 211
2011.4

HTSJ

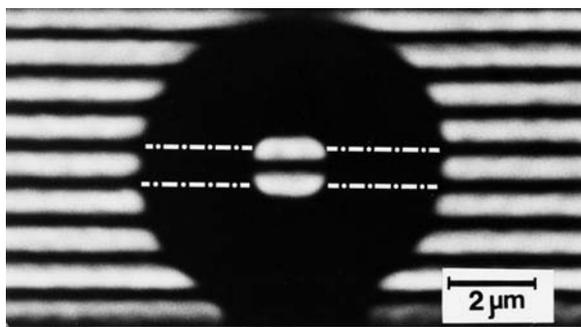
◆特集：熱やエネルギーを輸送する，ということ



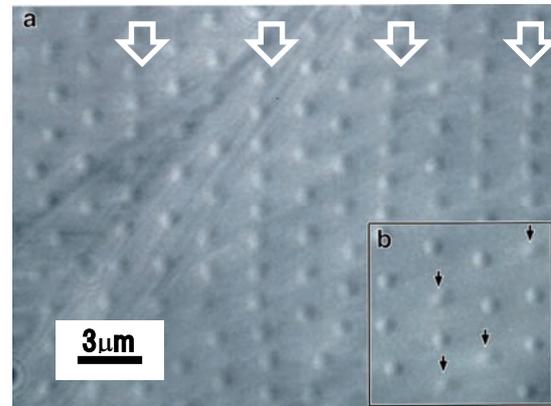
(a) 完璧に磁場を閉じ込める超電導体微小磁石



(c) 超電導鉛薄膜を貫く磁力線



(b) 波面のずれ=1/2 波長



(d) Bi-2212 のチェーン磁束量子 (黒矢印のような 1 個 1 個の磁束量子が白矢印のようにチェーン状に並ぶ)

電子の波紋を観察する電子線ホログラフィー *Electron beam holography observation of electron waves*

外村 彰 (日立製作所)

Akira TONOMURA (Hitachi. Ltd.)

【アハラノフ・ボーム効果 (AB 効果) の実証】
物理学者のアハラノフ (イスラエル) とボーム (英国) は、1959 年に「磁場の無いところを通ってもベクトルポテンシャルと呼ばれる物理量に影響を受ける」という AB 効果を予測しました。つまりベクトルポテンシャル A (ここで、磁束密度 B は $\nabla \times A$ により求められる) が、実在する物理量であることを予測しました。この AB 効果の検証は極めて困難であり、一時はその存在さえ疑われ、20 年以上の論争が続いていました。その論争に決着をつけたのが上記の写真です。外部に磁場の漏れないリング状の微小な磁石(a)を超電導体により製作し、磁場 B を完璧にリング内部に閉じ込め、外部にはベクトルポテンシャル A のみが存在する状況を作ります。そして、リングの外側と内側を通る電子線による干渉パターンを、電子線ホログラフィー顕微鏡を用いて観察する

と、上図(b)のように、ベクトルポテンシャルにより位相差が生じていることが明らかとなり、写真 1 枚でその存在が実証されました。

【磁力線ならびに磁束量子】図(c)は、鉛薄膜の表面すれすれに電子線を当て、膜のすぐ外側に発生する磁力線を電子線ホログラフィーにより観察したものです。膜の厚さを $1\mu\text{m}$ にすると、磁束量子が束になって通り抜ける現象が観察されました。

また、1MV ホログラフィー電子顕微鏡により、超電導体中の磁束の渦を直接観察することで、超電導現象を維持するメカニズムの解明も進んでいます。図(d)には、層状の高温超電導体 (ここでは、Bi-2212) に傾いた磁場をかけると、白い矢印により示されるような磁束量子がチェーン状に並ぶ様子が捉えられています。

伝 熱

目 次

〈特集：熱やエネルギーを輸送する，ということ〉

フーリエの法則と非フーリエ熱伝導	荒木 信幸 (静岡理科大学)	1
フォノン伝導	村上 陽一 (東京工業大学)	5
スピンによる熱伝導	小池 洋二, 川股 隆行 (東北大学)	12
ナノスケールにおける半導体のフォノン熱伝導	塩見 淳一郎 (東京大学)	21
固液界面の境界条件とマイクロ伝熱機構	長山 暁子 (九州工業大学)	29
液体中の熱伝導：分子動力学による一描像	小原 拓 (東北大学)	37

〈国際活動・会議報告〉

第 21 回輸送現象に関する国際シンポジウム	富村 寿夫 (熊本大学)	44
------------------------	--------------	----

〈巻頭グラビア〉

電子の波紋を観察する電子線ホログラフィー	外村 彰 (日立製作所)	表紙裏
----------------------	--------------	-----

〈行事カレンダー〉

.....	47
-------	----

〈お知らせ〉

日本伝熱学会創立 50 周年記念伝熱セミナー	49
日本伝熱学会創立 50 周年記念伝熱セミナー参加申込書	50
日本伝熱学会創立 50 周年記念 第 48 回日本伝熱シンポジウムのご案内	51
優秀プレゼンテーション賞 (第 48 回日本伝熱シンポジウム) について	54
第 48 回日本伝熱シンポジウム タイムテーブル	55
第 48 回日本伝熱シンポジウム プログラム	57
編集出版部会からのお知らせ	71
編集出版部会ノート	75

Vol. 50, No. 211, April 2011

CONTENTS

<Special Issue>

Fourier's Law and Non-Fourier Problem Nobuyuki ARAKI (Shizuoka Institute of Science & Technology)	1
Phonon Conductions Yoichi MURAKAMI (Tokyo Institute of Technology)	5
Thermal Conductivity Due to Spins Yoji KOIKE, Takayuki KAWAMATA (Tohoku University)	12
Phonon Heat Conduction of Semiconductors in Nanoscale Junichiro SHIOMI (The University of Tokyo)	21
Boundary Conditions and Microscale Heat Transfer at Solid-Liquid Interface Gyoko NAGAYAMA (Kyushu Institute of Technology)	29
Heat Conduction in Liquids: A Molecular Dynamics View Taku OHARA (Tohoku University)	37

<Report on International Conference>

Report on the 21st International Symposium on Transport Phenomena Toshio TOMIMURA (Kumamoto University)	44
--	----

<Opening-page Gravure:heat-page>

Electron Beam Holography Observation of Electron Waves Akira TONOMURA (Hitachi, Ltd.)	Opening Page
--	--------------

<Calendar>	47
------------------	----

<Announcements>	49
-----------------------	----

<Note from the Editorial Board>	75
---------------------------------------	----

「フーリエの法則と非フーリエ熱伝導」

Fourier's Law and Non-Fourier Problem

荒木 信幸 (静岡理科大学)

Nobuyuki ARAKI (Shizuoka Institute of Science & Technology)

e-mail: araki@ob.sisit.ac.jp

プロローグ

京大、吉田教授のコーディネートによる特集記事「伝熱学・熱流体力学における『のどの小骨』を流し込む」の中での分担記事として執筆した「非フーリエ問題の原点」に関する拙文 [1]が、思いのほか多くの方々に読まれたらしく、問い合わせや引用が多くあった。しかしその後、長い時間が過ぎていたが、既に研究活動から引退したのも同然の身であるので研究は全く進んでいない。

従って、今回は、特集記事の口火を切る役割と非フーリエ問題をわかり易く解説することに止める形で執筆をお引き受けした。

折しも、Fourier によるフーリエの法則の提案から今年で丁度 200 年になる。本特集記事は、この意味からも大変意義あるものと位置付けられる。

1. フーリエの法則とその適用限界

熱伝導による熱移動は、巨視的には温度差のある媒体が相対的に動いていない状態を想定して高温側から低温側に熱エネルギーが伝わる現象であると定義して取り扱うものである。したがって、巨視的外見としては、きわめて静的であるとしている。この様子を甲藤先生は、著書「伝熱概論」の中で、「われわれの眼には熱がひとりでに流れているように見える」[2]と表現している。

このような状態における移動熱量は、単位時間および単位面積当たり、

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) = -\lambda \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

と表され、フーリエの法則と言われている。ここで、 \mathbf{q} は熱流束ベクトル、 \mathbf{r} は空間ベクトル、 T は温度、 t は経過時間、 λ は熱伝導率である。

J. Fourier は、1811 年 (論文掲載は 1822 年)、式(1)の原型を提案している。同じような概念は、それ以前の 1804 年に、J.B. Biot によっても見いだされている[3]。それでも、フーリエの法則と称

されている理由は、法則の提案に付随して熱伝導方程式の解析的解法など Fourier の広範囲な研究成果の大きさに由来している[3]。

フーリエの法則から時間的および空間的な熱の釣り合い式として熱伝導方程式が導かれる。このフーリエの法則と熱伝導方程式の両者は、熱伝導による移動熱量を算定したり、温度分布を求めたりすることにおいて、実用的には、ほとんど問題がなく適応できる優れたものである。

ただし、Fourier は、この法則は、均質で、比較的大きな静止体を対象にして平均的に得られた観察結果を「現象論的モデル」として表現したものである。適用には限界があることを示唆していた。200 年前に於けるこのような Fourier の卓見には驚かされるが、あくまでも古典物理学的な観点に立脚した指摘であって、さらに、数学的な空間の均一性を追求する都合から生まれたものと解釈している。

その後、近代における原子物理学や量子力学分野の研究は、物質の構成因子としての原子・分子の振る舞いに及び、熱伝導もその立場からメカニズムを追求する方向にある。このような微視的な世界においては、熱の移動機構はキャリア粒子に依存して、きわめて動的であり、物質の種類や相状態により大きく異なっている。その機構は複雑であるために、一概にフーリエの法則だけでは表現できなくなっているのが現状である。

例えば、気体においては自由に飛び回っている気体分子の衝突により熱エネルギーが伝えられるし、電気的な絶縁体であれば、格子振動によって伝えられる。この場合、格子振動を量子化したフォノンが熱のキャリアとして定義され、媒体内を飛び回っているとのイメージが形成されている。金属のような導電体であれば、格子原子の振動による熱移動に加えて、自由電子が非常に大きな速度で運動し、互いに衝突しながら熱エネルギーを

運んでいる。結晶体では、弾性ばねのようなもので結合した原子の集合体が多自由度の振動をしながら隣の集合体に熱エネルギーを伝えている。そして、これらの原子・分子レベルの運動や振動の激しさが温度の指標として表示される。

このような微視的な熱移動機構に対して、ナノテクノロジーを代表とする微細スケールを扱う分野が拡大するにつれて、さらに関心が深まってきている。つまり、フーリエの法則が適用できない領域に対して「非フーリエ現象」として整理する取り組みが行われている。

2. 非フーリエ熱伝導へのアプローチ

まず、熱伝導における熱キャリアの代表として「フォノン」を考える。巨視的に均質か、微視的に不均質かは、取り上げている媒体の代表長さ L と熱を運ぶフォノンの平均自由行程 Λ と比較することによって判断できる。フーリエの法則が成立する条件は、媒体は均質であって、連続体であることが条件であるので、媒体の代表長さがフォノンの平均自由行程と比較して、はるかに大きいことが必要である。

また、微視的には、局所的な不均質のために過渡的な熱の非平衡が発生するが、このような非平衡は、フーリエの法則においては、想定されておらず、局所的に熱平衡にあることが要求されている。そのような状態に到達するためには、巨視的な測定時間 t が熱キャリアとしてのフォノンの特性時間 τ より十分に大きいことが必要である。

つまり、フーリエの法則が成立する領域は、

$$L \gg \Lambda, \quad t \gg \tau \quad (2)$$

と表わされることになる。

一方、ナノスケール材料においては、その代表長さがフォノンの平均自由行程と同程度の大きさを問題にしなければならない局面が生じている。しかも、フェムト秒レーザーで局所的にパルス加熱するなどの非定常問題も発生している[4]。このような状況においては、フーリエの法則が成立する条件から外れて、

$$L \approx \Lambda, \quad t \approx \tau \quad (3)$$

と表わされる領域の現象を扱っていることになる。

非フーリエ現象を探求する場合、上述のようにフォノンの振る舞いのような微視的な現象を純粋に追求するアプローチと微視的現象を緩和現象として大局的にとらえるアプローチがある。これを

それぞれ、微視的非フーリエモデルと巨視的非フーリエモデルに分類・整理してみた[1]。

(1) 微視的非フーリエモデル：

- ・ Two-step モデル[5]
- ・ 純粋フォノン場モデル[6]

(2) 巨視的非フーリエモデル：

- ・ 熱波動モデル[7,8]
- ・ Dual-Phase-Lag モデル[9]

3. 微視的非フーリエモデル

微視的非フーリエモデルは、(3)式が示す領域においての微視的な現象をそのまま表現しようとするモデルである。その局所的な現象をいかに単純化して一般的に表現するかが問題となっている。局所的な不均質のために過渡的に熱の非平衡が発生するが、熱キャリアの相互作用によって、しだいに熱平衡が達成される。例えば、金属がレーザーにより加熱される場合、まずフォトン—電子作用で電子がレーザーのエネルギーを吸収し、温度が高まる。その時フォノンの温度は変化していない状態なので、局所的に非熱平衡状態になる。そして、電子—フォノン作用でエネルギーが電子からフォノンに伝わり、両者が同じ温度になり、局所的な熱平衡状態が達成される。

微視的な非平衡が平衡状態に達するまでの時間が緩和時間であるので、適当な微視的物理量を緩和時間 τ_q と τ_T とで表現できれば両者の関係が求められる。ただし、材料の種類によって熱緩和の微視的機構が違うのでそれぞれ別々に考える必要がある。金属の場合、two-step モデルと比較すると、 τ_q は電子による伝熱の緩和効果を表す特性時間となり、 τ_T は電子—フォノンの相互作用の特性時間と同じであることがわかる。誘電結晶の場合は、純粋的フォノン場モデルと比較することによって、 τ_q は運動量の非保存プロセスの緩和時間、 τ_T は運動量を保存する正常プロセスの緩和時間と同じオーダーとなる。このモデルは、このような状況をできる限り一般的に表現しようとする立場であるが、あまりすっきり整理されていない。

4. 巨視的非フーリエモデル

巨視的非フーリエモデルは、微視的な現象を緩和現象として大局的にまとめ、その緩和時間を導入することによりフーリエの式を修正するモデルである。(3)式が成立する領域を扱っていること

は、微視的モデルと同じである。

まず、移動熱流束の項に、緩和項を導入したのは、1958年 Cattaneo[7]と Vernotte[8]であるが、導かれた熱伝導方程式は、数学的には波動方程式と同じ形になった。

さらに温度勾配の項に緩和時間 τ_T を導入して温度伝播に対しても緩和を考えるモデルが Dual-Phase-Lag モデル[9]である。上記の波動方程式をさらに一般化したものになっている。

この巨視的非フーリエモデルを日常的なスケールの混合物や界面などの非定常温度応答に対して適用している論文を見かける[12,13]。これは、混合物のそれぞれの構成要素においてはフーリエの式が成り立っているが、全体としては、非フーリエ現象のような温度応答が観測されるものである。この現象は、本来の非フーリエ現象とは言い難いので、区別して論じるべきであるが、混合物などの非定常応答性を整理するのに便利である。いずれにしても、この場合も、(3)式が成立している領域であるが、代表長さや特性時間は、日常的なスケールである。

5. 非フーリエモデルに対する数学的表現

非フーリエ現象を数学的に表現する研究が種々行われてきたが、熱緩和時間を導入して大局的にまとめた巨視的非フーリエモデルがわかり易く、良く使用されている[7,8,9]。ただし、微視的な現象をあまり良く表わしておらず、あくまでも近似的な方法であることを認識しておく必要がある。ここでは、Tzou の Dual-Phase-Lag モデル[9]をもとに紹介する。

媒体中の種々の微視的効果を熱流束 \mathbf{q} と温度勾配 ∇T の二つの熱緩和時間を含めて考え、次のように表現する。

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t + \tau_q) = -\lambda \nabla T(\mathbf{r}, t + \tau_T) \quad (4)$$

ここで、 τ_q と τ_T はそれぞれ熱流束と温度勾配の緩和時間であり、 \mathbf{q} は熱流束ベクトル、 \mathbf{r} は空間ベクトル、 T は温度、 t は経過時間、 λ は熱伝導率である。(4)式は、媒質の中で時刻 $t + \tau_T$ の温度勾配とそれと異なった時刻 $t + \tau_q$ の熱流束が対応することを意味する。この式を Taylor 展開し、 τ_q と τ_T は小さいとして展開した式中の非線形項を無視すると、一般化された移動熱量を求める式は次のようになる。

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \tau_q \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} = -\lambda \left[\nabla T(\mathbf{r}, t) + \tau_T \frac{\partial (\nabla T)}{\partial t} \right] \quad (5)$$

上式において、 $\tau_q = \tau_T = 0$ の場合は、フーリエの式となる。

媒体内での熱発生を考えない場合、上式とエネルギー保存則より、熱流束を消去して整理すると、次のような一般化された熱伝導方程式が導出される。

$$\frac{1}{a} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\tau_q}{a} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} = \nabla^2 T + \tau_T \frac{\partial (\nabla^2 T)}{\partial t} \quad (6)$$

ここで、 a は熱拡散率である。(6)式は、 $\tau_T = 0$ の場合、波動方程式と同じ形になる[7,8]。さらに、 $\tau_q = \tau_T = 0$ の場合は、フーリエの式(1)から導かれた普通の熱伝導方程式になる。このように(6)式にはフーリエモデルも熱波動モデルも含まれることになるので、一種の一般化モデル式として位置付けられ、「普遍熱伝導方程式」とか「一般熱伝導方程式」などと呼ばれている。

6. 数学的表現に対する解析解と非フーリエ温度応答の分類

普遍熱伝導方程式を解けば種々の非フーリエ現象を表現できる。もちろんこの方程式には波動方程式も含まれているので、条件を選べば波動状の応答も求められる。

唐・荒木は種々の境界条件に対して解析解を求め、問題の所在を明確にした[10-21]。特に、実際のレーザ加熱形状に近い熱流束を境界条件として、有限媒質に対する解析解を求めた。さらに、緩和時間 τ_q と τ_T 、レーザのパルス時間 t_p 、吸収深さ δ 、媒質の厚さ L などのパラメータが温度応答におよぼす影響を解析して、非フーリエ温度応答を次のような4種類の現象に分類した[18]。具体的な応答図は文献を参照されたい[1,18]。

- ①波動(wave), ②擬波動 (wavelike), ③拡散 (diffusion), ④過拡散(over diffusion)

このような非フーリエ現象を観察し、実証するために、10K の極低温雰囲気において、レーザパルス加熱による金属薄膜の温度応答を高速に測定する実験装置を作成したが、残念ながら、非フーリエ応答の波形測定には成功しなかった[21]。

エピローグ

前回の拙文[1]と内容的な構成は、大きくは変わ

らないものになってしまったが，その後の時間経過のお陰で，今回は，基本的な概念における当時の理解不足を修正することができた．その分かり易く説明できたと思っている．大変ありがたいと感じている．

非フーリエ問題に取り組んでいる立場を否定するようになるが，日常的に熱伝導を扱う場合，あるいは工学的に熱伝導による移動熱量や温度分布を求める場合，フーリエの法則を使うことは，ほとんど問題がないことを繰り返して申し上げたい．むしろ，材料による熱伝導率の「値」そのものの不確かさが大きいことの方が，はるかに大きな問題であると思っている．

参考文献

- [1] 荒木信幸, 熱の伝播速度は無限大か—非フーリエ問題の原点—, 伝熱, **43-178** (2004) 2.
- [2] 甲藤好郎, 伝熱概論, 養賢堂, (1964) 1.
- [3] Max Jacob, *Heat Transfer Vol.1*, John Wiley & Sons (1962),2.
- [4] 塩見淳一郎, ナノ材料のフォノン熱伝導, 伝熱, **48-204** (2009) 43.
- [5] S.I. Anisimov, B.L. Kapeliovich, and T.L. Perel'man, Electron emission from metal surfaces exposed to ultra-short laser pulses, *Soviet Phys. JETP*, 39 (1974) 375.
- [6] R.A. Guyer and J.A. Krumhansl, Solution of the linearized phonon Boltzmann equation, *Phys. Rev.*, 148 (1966) 766.
- [7] C. Cattaneo, Sur une forme de l'equation de la chaleur elinant le paradoxe d'une propagation instantanee, *Comptes Rendus*, 247 (1958) 431.
- [8] P. Vernotte, Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur, *Comptes Rendus*, 246 (1958) 3154.
- [9] D.Y. Tzou, A unified field approach for heat conduction from macro- to micro-scales, *ASME J. Heat Transfer*, 117 (1995) 8.
- [10] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier temperature response in a finite medium under oscillatory heating (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 61 (1995) 3316.
- [11] D.W. Tang and N. Araki, Propagation of non-Fourier temperature wave in finite medium under laser-pulse heating (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 62 (1996) 1136.
- [12] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 1585.
- [13] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction in a finite medium under periodic surface thermal disturbance-II. Another form of solution, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 39 (1996) 3305.
- [14] D.W. Tang and N. Araki, Analytical solution of non-Fourier temperature response in a finite medium under laser-pulse heating, *Heat Mass Transfer*, 31 (1996) 359.
- [15] D.W. Tang and N. Araki, Wave characteristic of thermal conduction in metallic films irradiated by ultra-short laser-pulse, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 29 (1996) 2527.
- [16] D.W. Tang and N. Araki, Propagation of non-Fourier temperature wave in finite medium under laser-pulse heating: 2nd report, non-uniform absorption in the direction of thickness of laser irradiation with Gaussian temporal profile (in Japanese), *Trans. JSME Ser. B*, 62 (1996) 4183.
- [17] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier temperature wave and thermal relaxation time, *Int. J. Thermophys.*, 18 (1997) 493.
- [18] D.W. Tang and N. Araki, Wavy, wavelike, diffusive thermal responses of finite rigid slabs to high-speed heating of laser-pulses, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42 (1999) 855.
- [19] D.W. Tang and N. Araki, An inverse analysis to estimate relaxation parameters and thermal diffusivity with a universal heat conduction equation, *Int. J. Thermophys.*, 21 (2000) 553.
- [20] D.W. Tang and N. Araki, Non-Fourier heat conduction behavior in finite mediums under pulsed surface heating, *Materials Science & Engineering A*, 292 (2000) 173.
- [21] N. Araki, D.W. Tang, and H. Kawashima, Measurement of thermal diffusivity at low temperature using an optical reflectivity technique, *Int. J. Thermophys.*, 23 (2002) 245.

フォノン伝導 Phonon Conductions

村上 陽一 (東京工業大学)

Yoichi MURAKAMI (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: murakami.y.af@m.titech.ac.jp

記号

T	: 温度	[K]
κ	: 熱伝導率	[W m ⁻¹ K ⁻¹]
ρ	: 密度	[kg m ⁻³]
C	: 比熱	[J kg ⁻¹ K ⁻¹]
\mathbf{q}	: 熱流束ベクトル	[W m ⁻²]
a	: 格子点間隔	[m]
m	: 振動子質量	[kg]
g	: 線形バネ定数	[N m ⁻¹]
\hbar	: 換算プランク定数	[J s]
ω	: 角振動数	[rad s ⁻¹]
k	: 波数	[m ⁻¹]

1. はじめに

伝熱工学において頻用される式の一つに，自己発熱のない固体中の非定常な温度場の推移を表す

$$\frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{1}{\rho C_p} \nabla \cdot (\kappa \nabla T(\mathbf{r}, t)) \quad (1)$$

があります。これは温度場（熱エネルギー）が固体中を拡散的に伝播する事を述べており，しばしば連続体極限における熱伝導に対応するものと理解されています。このことは，式(1)を導く際に用いられたフーリエの熱伝導則

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T(\mathbf{r}, t) \quad (2)$$

が連続体と見なせる極限において実験と一致する経験式として得られている事[1]に起因していると考えられます。

一方，固体中の温度場の伝播を微視的にイメージすることは簡単ではありません。固体における各原子はそれぞれの平衡位置を中心に熱振動しています。例えば，エネルギーが高く振動振幅の大きな原子が隣接する振動振幅のより小さな原子を押しエネルギーを伝播させる，といった描像は視覚的にイメージし易いのですが，このような描像にのみ基づいては，なぜある種の絶縁性結晶が

金属を凌ぐ熱伝導率を有するのかなどの点に対し十分な理解を得ることは困難です。本稿では，(特に非金属の) 固体における温度伝播の理解のために構成原子の量子化された集団振動の観点に立つことの有益さを述べてゆきます。

2. フォノンという考え方

黒体空洞内の輻射に関し，空洞のエネルギーを空洞内に存在する電磁波の各モードがもつエネルギーの総和によって考えるように，結晶性固体においては，結晶表面で囲まれた空洞が様々な振動モードを持つ定在波によって満たされていると考えることができます。このような結晶を満たす振動モードは，空洞を満たす電磁波のモードであるフォトン(photon)になぞらえフォノン(phonon)と呼ばれます。

このような視点に立てば黒体空洞を満たす波動がフォトンという粒子として捉えられるのと同様，固体結晶を満たすフォノンについても（容器に閉じ込められた気体分子のような）粒子として捉えることができます。後述のように，実際の温度場の伝播を考える上ではフォノン同士の相互作用が重要となりますが，このような描像に立てば，フォノン間の相互作用も容器内の粒子同士の衝突と見なすことができ，視覚的なイメージが容易となります。すなわち，気体分子運動論における概念がフォノンという考え方をを用いることにより固体熱伝導を考える際にも援用可能となります。

3. 調和振動モデル

3.1 変位演算子のモード座標表記

固体の結晶格子として格子点間隔 a で周期的に並んだものを考え，各原子の質量を m とします。簡単のため一次元（座標 x ）の固体を考え，その方向に原子が N 個並んでいるとします。このような結晶のハミルトニアン H は， j ($1 \leq j \leq N$) 番目

の原子の位置を x_j , 運動量を p_j として

$$H = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N \frac{p_j^2}{m} + V(x_1, x_2, \dots, x_N) \quad (3)$$

と表されます. 本節では簡単のためポテンシャル V を変位の二乗で増加する線形バネ的なものと考え (調和近似), 新しい座標として各原子の平衡位置からの変位 w_j ($\equiv x_j - a_j$) を導入すると, V は変位に対する力定数を g として

$$V = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^N g(w_{j+1} - w_j)^2 \quad (4)$$

と表されます. 式(3), (4)における p および w は正準量子化の過程で演算子となり, 次の量子力学的交換関係を満たす必要が生じます.

$$[w_j, p_k] \equiv w_j p_k - p_k w_j = i\hbar \delta_{jk} \quad (5)$$

式(3)はこの関係を満たすハミルトニアンとして

$$H = \frac{1}{2m} \sum_j p_j p_j + \frac{g}{2} \sum_j (2w_j w_j - w_j w_{j+1} - w_j w_{j-1}) \quad (6)$$

と書かれます.

一方, 結晶サイズ ($aN \equiv L$) が有限であることによる結晶表面の存在は特異的で数学的に扱いにくいことから, 一次元の鎖の両端を互いに接続し, これに L の並進対称性 ($w_j = w_{j+N}$ という制約) を課して扱うのが便利です. さらに, この一次元結晶をなす各原子の変位がハミルトニアンの固有状態であるとし, 各固有状態に対応する固有エネルギー E があるものとします. すなわち

$$E|w_1, w_2, \dots, w_N\rangle = H \cdot |w_1, w_2, \dots, w_N\rangle \quad (7)$$

であるとし, 一方, 式(6)からハミルトニアンは演算子の順番を変えないサイクリックな演算子交換には不変であることから

$$\begin{aligned} & E|w_{j+1}, w_{j+2}, \dots, w_{j+N}\rangle \\ &= H(w_{j+1}, w_{j+2}, \dots, w_{j+N}) \cdot |w_{j+1}, w_{j+2}, \dots, w_{j+N}\rangle \quad (8) \\ &= H(w_1, w_2, \dots, w_N) \cdot |w_{j+1}, w_{j+2}, \dots, w_{j+N}\rangle \end{aligned}$$

の関係が成り立ちます. これは N 個の同等な固有関数が存在することを意味しますが[2], 量子力学においては物理的に同等な固有関数は互いに位相

分 $e^{i\theta}$ だけ異なってもよいことから

$$|w_2, w_3, \dots, w_N, w_1\rangle = e^{iq} |w_1, w_2, \dots, w_N\rangle \quad (9)$$

と q を定義します. この演算を j 回繰り返すと

$$|w_{j+1}, w_{j+2}, \dots, w_N, \dots, w_j\rangle = e^{ijq} |w_1, w_2, \dots, w_N\rangle \quad (10)$$

となりますが, この操作を N 回繰り返した時点で元に戻ることから, 制約条件としては

$$e^{iqN} = 1, \quad (11)$$

すなわち

$$q_n \equiv \frac{2\pi n}{N}, \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (12)$$

が課せられることとなります.

これらは波数 q_n/a をもつモードを意味しますが, 重要なことは q_n に 2π の整数倍を加減したものは q_n と物理的に同じであるという点です[3]. すなわち式(12)からはモードの数が無限にあるように見えますが, 実際には N 個しかなく, q は $-\pi < q \leq \pi$ の範囲に限られることとなります.

式(9)を満たす演算子 w_j の関数としては, c を任意定数として例えば次のような e^{iq} ($n = 1, 2, \dots, N$) を直交基底とした w_j の線形結合が考えられます.

$$\begin{aligned} & W_q(w_1, w_2, \dots, w_N) \\ & \equiv c(w_1 e^{iq} + w_2 e^{i2q} + \dots + w_N e^{iNq}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_j w_j e^{ijq} \quad (13) \end{aligned}$$

このように定義された演算子 W_q は w_j の q に関するフーリエ級数となっています.

3.2 モード分解と量子化

上ではやや先送りの「波数 q_n/a を持つモード」という表現を用いましたが, フォノンの理解の上で重要なことは, ハミルトニアンを (式(6)における変位座標によってではなく) モード座標 q によって記述できる点にあり, これは以下のように行うことができます[4].

まず, 式(13)の逆フーリエ変換により w_j は

$$w_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q W_q e^{-ijq} \quad (14)$$

のように W_q の線形結合によって表されます. w_j

と共役な運動量 p_j についても同様な手順により以下のように表されます。

$$p_j = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q P_q e^{ijq} \quad (15)$$

P_q は p_j の q に対するフーリエ級数となっています[5]。式(14)および(15)を式(6)に代入すると次の形のハミルトニアンが得られます[4]。

$$H = \frac{1}{2m} \sum_q P_q P_{-q} + g \sum_q W_q W_{-q} (1 - \cos q) \quad (16)$$

これが式(6)のハミルトニアンと異なるのは、式(6)では隣接原子同士が結合して力学的相互作用が行われる描像であるのに対し、式(16)ではモード q はその反対向きの伝播モード $-q$ と結合するのみで異なるモード q' ($q' \neq |q|$) とは結合せず、互いに独立なモードに分解されている点です。

さらに、標準的な第二量子化の手続き[6]により W_q と P_q を用いて消滅演算子 a および生成演算子 a^* が表され、ハミルトニアンはこれらの演算子により次のように表されます。

$$H = \frac{1}{2} \sum_q \hbar \omega_q \{ a_q^* a_q + a_q a_q^* \} \quad (17)$$

ここで ω_q はモード q の角振動数を表します。さらに $a_q^* a_q$ は数演算子 n に等しいこと[6]および消滅・生成演算子の交換関係 $[a_q, a_q^*] = 1$ を用いると式(17)は

$$H = \sum_q \hbar \omega_q \left(n_q + \frac{1}{2} \right) \quad (18)$$

と書き換えられます。式(18)に対応するモード q の量子数 n_q に対応する固有状態を $|n_q\rangle$ と書くと、その固有値 E_q は $H|n_q\rangle = E_q|n_q\rangle$ より

$$E_q = \hbar \omega_q \left(n_q + \frac{1}{2} \right) \quad (19)$$

と導かれ、各モードのエネルギーは $\hbar \omega_q$ の「整数 + 1/2」倍として表されます。この理由により、その基本単位をフォノンという擬粒子（ボーズ粒子）とみなし、この描像により「モード q_n が n_q 番目の励起状態にある」とは言わず、「モード q_n に n_q 個のフォノンが存在する」という言い方をします。結晶内のフォノンの全エネルギー E_{tot} については

式(19)において全モード ($-\pi < q < \pi$) について和をとり

$$E_{\text{tot}} = \sum_q \hbar \omega_q \left(n_q + \frac{1}{2} \right) \quad (20)$$

と表されます。

3.3 量子性と空間離散性

a_q^* と a_q の交換関係の中で W_q と P_q の交換関係[5]を用いながら W_q と P_q を消去してゆくと、以下の波数 $k = q/a$ と振動数 ω_q との関係（分散関係）が導かれます。

$$\omega_q = 2\sqrt{\frac{g}{m}} \left| \sin \frac{q}{2} \right| = 2\sqrt{\frac{g}{m}} \left| \sin \frac{ka}{2} \right| \quad (21)$$

図1にこの分散曲線上に模式的に表した有限温度におけるフォノン数分布の様子を示します。この図から二種類のエネルギー離散性が併在している事がわかります。一方は縦軸に付した“A”の離散性であり、他方は各モード内における“B”の離散性です。両者とも“エネルギーのとびとび”である事から混同されがちですが、これらは物理的に別物であり区別することが重要です。“B”の離散性は量子性によるものですが、“A”の方は格子点の空間離散性に起因するもので量子性とは無関係なものです。

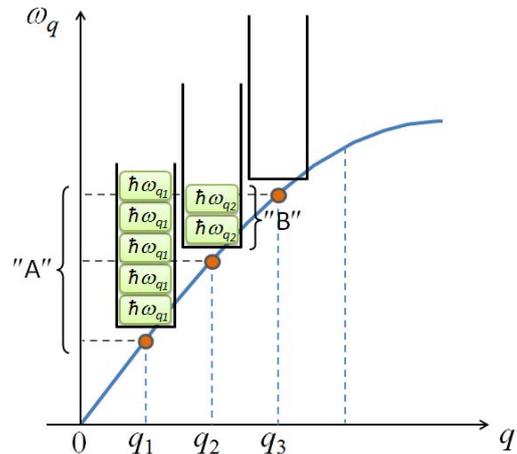


図1 分散曲線の上に表示した有限温度 ($T \neq 0$) におけるフォノンの数分布の模式図。

3.4 黒体放射問題との類似性

本稿冒頭で結晶における原子集団振動と黒体空洞における輻射のアナロジーについて述べました。両者には幾つかの類似性がありますが、本節では

古典論の破綻における類似性を述べます。

熱放射研究の初期において、黒体から放射される輻射の強度の波長分布を説明する試みとして、古典統計力学に基づき全モードにエネルギーが分配されるとした Rayleigh & Jeans の式の破綻[7]が有名です。一方、固体の比熱の研究においては、固体を構成する全原子に温度に比例したエネルギーが分配されるという古典的描像に基づいた Dulong & Petit の法則がありました。これは、単一元素のみからなる固体の比熱は材料・温度によらず $3R = 24.94 \text{ [J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}]$ (R : 気体定数) の一定値になると予想したものです。Dulong & Petit 則は室温付近では実験結果とある程度良い一致を示す一方、低温域においては比熱が温度低下と共に単調減少するという実験結果を説明できないことが知られていました。

Rayleigh & Jeans の式では空間が連続体であることから無限のモードにエネルギー分配が行われ、従って空洞が無限大のエネルギーで満たされることになるため破綻は明快でしたが、Dulong & Petit 則では格子点の空間離散性によってモードの数が有限 ($-\pi < q \leq \pi$) に限られるため、その破綻は前者ほど劇的ではありませんでした。いずれにせよこれらの破綻は全てのモードに温度に比例したエネルギーが分配されるという古典統計に依ったために生じたものでした。黒体放射の場合には、プランクが量子の考えを導入してこの破綻を回避しました[7]。固体の比熱においては、低温域では ω_q の大きなモードには最低単位 ($\hbar\omega_q$) のエネルギーが配分できなくなるため、これらはエネルギーの分配に与らないモードとして比熱に寄与しなくなります。三次元結晶の場合には十分低温において比熱は温度の三乗に比例して低下してゆくことが知られています (デバイの三乗則) [8]。

4. フォノン間相互作用

4.1 調和近似の問題点

前節では各原子がそれぞれの平衡位置周りに調和振動を行うという近似を用いました。これは振動子同士が線形バネで結びつけられていることに対応し、振動モードが互いに独立で相互作用が存在しないことを意味します。すなわち、初期状態としてフォノン分布 $|n_1, n_2, \dots, n_N\rangle$ が形成されると、この分布が時間に対して不変となることを意

味します。この状況では各フォノンは (黒体空洞における輻射のように) 音速で結晶内を伝播し、その結果、十分大きく高純度な結晶では無限大の熱伝導率を持つこととなります。これは我々の経験とは異なります。

熱伝導率 (熱抵抗) を考えるためには、式(4)において無視された三次以上の非調和項の存在を考慮する必要があります。このような非線形バネにおいて初めてモード間の相互作用が可能になるからです。その結果、例えば三次の項まで考慮した場合、エネルギーと波数が保存される範囲において、二個のフォノンから一個のフォノンが生成される、および一個のフォノンが二個に分裂するといったフォノン分布の時間変化が可能となります。

4.2 Umklapp 過程

固体が熱抵抗を示すためには、式(3)の V に非調和項が組み込まれた上で、フォノンの進行の向きを反転させる何らかの機構が必要です。図2に、進行の向きが同じで波数がそれぞれ k_1 と k_2 のフォノンを示します。3.1 節での議論から、実際の波数は $-\pi/a < k \leq \pi/a$ の範囲 (第一ブリルアン・ゾーンと呼ばれる領域) にありますので、ここでは k_1 と k_2 は共にこの範囲に収まるように書かれています。今、これら二つのフォノンが衝突・消滅し、波数 k_3 のフォノンが生成される過程を考えます。 $k_3 < \pi/a$ であれば、これは依然第一ブリルアン・ゾーンにあることから、生成したフォノンは前と同じ向きに進行を続けます。このような過程を Normal 過程 (正常過程) と呼びます。

一方、 $k_1 + k_2 > \pi/a$ となる場合には、合計後の波数が物理的に意味のある第一ブリルアン・ゾーンを飛び出していることから、 k_3 を同ゾーンに戻すべく、3.1 節で述べた波数における $2\pi/a$ の整数倍

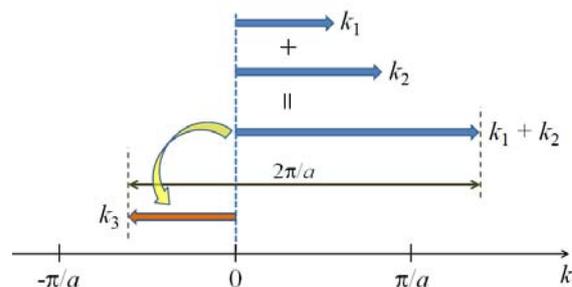


図2 Umklapp 過程を一次元空間の波数ベクトルにより表した模式図。

の差の任意性を利用して $k_3 = k_1 + k_2 - 2\pi/a$ として同ゾーンに収まるようにします。この結果、図 2 に示すように生成されたフォノン (k_3) は元々のフォノン (k_1, k_2) とは逆の向きに進行するようになります。このような過程は Umklapp 過程（反転過程、Umklapp はドイツ語で flip-over の意味）と呼ばれ、固体に熱抵抗が存在することの主要な原因となります。

4.3 フォノン進行方向の反転

波数の $2\pi/a$ の整数倍の加減の任意性を説明する際、教科書ではしばしば図 3 のような図が示されます。この図は「結晶格子点が離散的である以上、第一ブリルアン・ゾーン外の波動（実線）は第一ブリルアン・ゾーン内の波動（破線）以上の何物でもない」という点を的確に表しており有益なのですが、肝心の「波の進行の向きが反転する」という点までを掴むことは困難です。筆者自身の経験から次のアナロジーを考えることがこの点の視覚的理解に有益と考えますので、以下に示しておきます。

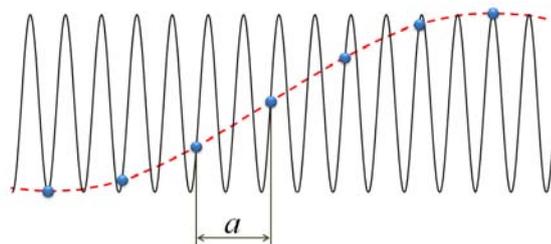


図 3 第一ブリルアン・ゾーン内（破線）および同ゾーン外（実線）にある波動の比較の模式図。丸印は結晶を構成する原子。縦方向はその平衡位置からの変位を表す。

皆さんは自動車のテレビコマーシャルでタイヤのホイールが逆回りに回転して見えた経験があるかと思います。図 4 にその模式図を示しますが、ここではタイヤホイールが六回対称性を持つとし、テレビ画面のリフレッシュレートを 60 フレーム毎秒とします。タイヤが 10 Hz で回転している時には 1 フレーム当たり $2\pi \times 10 \div 60 = \pi/3$ rad 回転し、ホイールは無回転に見えることとなります。一方、5 Hz で回転しているときには $\pi/6$ rad ずつ異なる絵が交互に見え、タイヤがどちら向きに回転しているのか判らないこととなります。今、タイヤが 9 Hz で回転しているとします。1 フレーム当たりの回転角は $360^\circ \times 9 \div 60 = 54^\circ$ ですが、ホイールの対称性が 60° であることから、画面上ではタイヤがフレーム毎に -6° ずつ逆回転するように見えることとなります。すなわち、この例では現象に $\pi/3$ の整数倍の加減の任意性があることとなります。

さらに今、同じ回転質量をもつ二個のタイヤが同じ向きに回転しており、回転数をそれぞれ 4 Hz および 3.5 Hz とします。この二個のタイヤが衝突・消滅して一個のタイヤを生成したとします。角運動量は保存されることから、生成されたタイヤの回転数は $4 + 3.5 = 7.5$ Hz、すなわち $2\pi \times 7.5 \div 60 = \pi/4$ [rad/frame] となります。しかし、 $\pi/3$ の整数倍の加減の任意性により、これは画面上では $\pi/4 - \pi/3 = -\pi/12$ [rad/frame] で逆回転しているように見えることとなります。

タイヤホイールの逆回転という不自然な現象はテレビのコマが時間について離散的であるというアーティファクト(人為性)から生じたものです。一方、固体におけるフォノン伝導においては、結晶格子の空間離散性はアーティファクトではなく

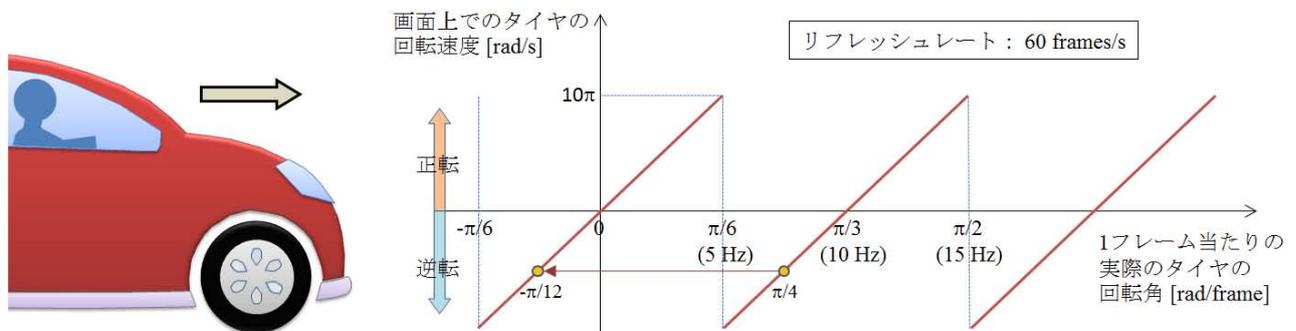


図 4 テレビ画面上における自動車のタイヤホイール回転方向反転の、Umklapp 過程におけるフォノン進行方向反転に対するアナロジー。

現実のもので、すなわち図 2-4 に示したことが原因となって固体は熱抵抗を有し、固体における熱伝導は式(1)および(2)によって記述される拡散的なものとなっているのです。

5. フォノンポアズイユ流

本稿冒頭でフォノンの概念を用いることにより熱伝導現象に対し気体分子運動論的な描像を援用可能になると述べました。以下に、この点がよく現れる例を示します。

本節で想定する固体結晶は内部に欠陥が無く、フォノンの（フォノン以外による）散乱は結晶表面においてのみ起こるものとします。三次元空間における熱伝導率 κ はフォノンの平均自由行程 Λ [m]、比熱 C [J/kg K]、およびフォノンの速度（～音速） v [m/s]を用いて

$$\kappa = \frac{1}{3} C v \Lambda \quad (22)$$

と表されます[8]。十分低温では波数の小さいフォノンのみが励起されていることから、フォノン同士の相互作用としては Normal 過程のみ考えればよいことになります。すなわちこのような状況では Umklapp 過程は起こらないため、固体内部の熱抵抗はゼロと見なすことができます。

今、試料として直径 L の結晶ロッドを考えると、フォノンの平均自由行程は L の程度を上限として制限されることになります。また、Normal 過程と Umklapp 過程の平均自由行程 Λ_N および Λ_U はそれぞれ T^{-5} および $\exp(\Theta_U/T)$ に比例して変化します（ Θ_U はケルビン単位の定数）[8,9]。図 5(a) に示すように、ある温度領域において $\Lambda_N < L < \Lambda_U$ という条件が満たされます。この領域では「起こるのは Normal 過程のみだが、その平均自由行程は試料のサイズより小さい」ということになります。

このような状況を保ちながら結晶ロッドの両端に温度差をつけると、フォノンはロッド表面のみから運動量の供給を受けつつ、内部では平均として運動量を保存しながらロッド軸方向に沿って輸送されてゆきます。フォノンを粒子と見なせば、運動量はロッド表面のみから供給されるため、フォノンが輸送される様子（半径方向の運動量分布）は円管内ポアズイユ流れと相似になります。

このような描像のもとで、ロッド内部のフォノンが結晶表面によって散乱される間に軸方向に移

動する平均距離を新たな平均自由行程 $\lambda(T, L)$ と定義すると、これは

$$\lambda \sim \frac{L^2}{\Lambda_N} \quad (23)$$

と導かれます[9]。すなわちロッド軸方向の熱伝導率は式(22)の Λ を式(23)の λ によって置き換えたもので与えられます。前述のように比熱 C は十分低温で T^3 に比例し変化する一方、 λ は T^5 で変化するため、この領域では熱伝導率が T^8 に比例して変化することが予想されます。実際、図 5(b) に示すように、極低温の ^4He 結晶において熱伝導率が T^8 に比例して変化する挙動が観測されています[10]。このような例は、固体を構成する原子の熱的な集団振動をフォノンといった擬粒子で捉え、そこに気体分子運動論における考えを援用することの有益さを示しています。

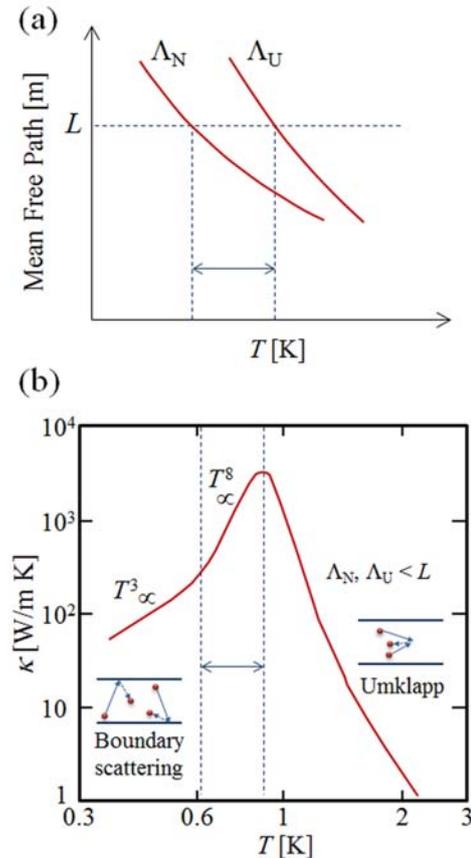


図 5 (a) Λ_N および Λ_U の温度依存性. (b) ^4He 結晶における熱伝導率の温度依存性、グラフの曲線は文献 9 の Fig. 2-28 に基づき筆者が再構成した。

6. まとめ

伝熱工学において頻用される式(1)は，その導出において使用される式(2)の経験的由来によつてしばしば連続体極限に対応するものと捉えられます。この理解は式の適用の面では正しいのですが，式(1)，すなわち温度場の伝播が拡散的になることは，物質が本質的に連続体でないことに根差していることを理解することが重要です。

3.2 節に述べたように，フォノンという考え方をを用いる利点は固体中の原子の振動を集团的に考えた上，それを個々の独立モードに分解できる点にあります。ただし，単一なモード q (単一な波数 k_q) を考えた場合には格子振動は空間的に無限に広がってしまい，空間局在性は表現できません。このことから，実際の場面では波数 k を中心とした Δk の範囲で複数のモードのフォノンがまとめて励起されていると考え，それらの波数の重ね合わせにより空間局在性が表現されることとなります。

参考文献

- [1] Arpaci, V. A., *Conduction Heat Transfer*, Addison-Wesley (1966).
- [2] エネルギー固有値が N 重に縮退している場合も考えられます。
- [3] 式(10)において $e^{ij(q+2\pi)} = e^{ijq} e^{ij2\pi} = e^{ijq}$ による。
- [4] Ziman, J. M., *Electrons and Phonons*, Oxford University Press (1960).
- [5] $[W_q, P_{q'}] = i\hbar\delta_{qq'}$ の交換関係が成立します。
- [6] 例えば，小出昭一郎，量子力学(II)，裳華房 (1990)。
- [7] 花村克悟，マックス・プランクの功績，伝熱，**48-205** (2009) 32.
- [8] Ashcroft, N. W. and Mermin, N. D., *Solid State Physics*, Harcourt College Publishers (1976).
- [9] Blakemore, J. S., *Solid State Physics 2nd Ed.*, Cambridge University Press (1985).
- [10] この領域ではフォノン間衝突の平均自由行程が短くなる程熱伝導率が増大します。

スピンによる熱伝導

Thermal Conductivity Due to Spins

小池 洋二, 川股 隆行 (東北大学)

Yoji KOIKE, Takayuki KAWAMATA (Tohoku University)

e-mail: koike@teion.apph.tohoku.ac.jp

1. はじめに

固体物理学の教科書には、「熱を運ぶキャリアは伝導電子とフォノンである」と記されている。しかし、最近、電子のスピンも熱を運ぶことが分かってきた。具体的には、 Sr_2CuO_3 や SrCuO_2 のような Cu^{2+} イオンを含む酸化物において、フォノンの他に、 Cu^{2+} イオンが持つ電子スピンも熱伝導に大きく寄与していることが分かってきた。これらの物質は、スピン量子数 $S=1/2$ のスピン（スピンの向きが上向きか下向きの2つしかないスピン）を持ち、スピン間の相互作用が結晶中の特定の方向にのみ強い「低次元量子スピン系」と呼ばれる物質群に属しており、電気的には絶縁体なので、電気的絶縁性の高熱伝導材料としての応用も期待できる[1,2]。

本稿では、まず、スピンが熱を運ぶメカニズムを直感的に説明する。次に、スピンによる熱伝導の観測例を紹介し、スピンによる熱伝導が大きくなる条件を検討する。さらに、スピンによるバリスティックな熱伝導を実証し、スピンによる熱伝導率の世界最高値を達成した我々の研究成果も紹介し、今後の展望を述べたい。

2. スピンによる熱伝導のメカニズム

「スピンが熱を運ぶ」ということは、図1(a)のような強磁性相関をもつ $S=1/2$ のスピン鎖における熱励起を考えれば、容易に理解できる。まず、図1(b)のようにスピンの一つが反転すると、反転した部分は周りよりもエネルギーの高い状態（局所的磁気励起状態）になる。そして、図1(c)のように、反転した部分が隣りに入れ替わることによって、局所的磁気励起状態が移動していく。このようにして、エネルギー、つまり、熱が運ばれていくのである。したがって、スピンが熱を運ぶための必要条件は、スピンが隣りのスピンと相互作用すること（すなわち、隣りのスピンを平行（あるいは反平行）にしよとする強磁性（あるいは反強磁性）相関があること）で

あり、スピンが隣りのスピンとは無関係に自由にゆらいている常磁性状態では、スピンは熱を運ぶことはできない。一方、フォノンが熱を運ぶ場合は、熱によって励起された格子振動が原子から原子に伝わっていくのであり、格子振動が熱を運ぶための必要条件は、原子が隣りの原子と相互作用する（すなわち、隣りの原子に近づけば斥力が働き、遠ざかれば引力が働く）ことである。このように考えると、スピンによる熱伝導も格子振動による熱伝導も同じように理解することができる。スピン間に相互作用のあるスピン系における熱励起は、マグノン（ S の変化が1の励起の場合）やスピノン（ S の変化が1/2の励起の場合）などと粒子的に呼ばれる。また、格子振動の粒子的呼称がフォノンである。これらの粒子がスピン間相互作用や原子間相互作用を介して熱を運んでいるのである。

次に、熱伝導率の表式とその温度変化について、簡単に説明する。まず、熱伝導率の表式を気体運動論に基づいて求めてみよう[3]。高温側から低温側に運動する粒子は、何かに衝突したところで、熱を周りに放出すると考える。一方、低温側から高温側に運動する粒子も存在し、何かに衝突したところで、熱を周りから吸収すると考える。すると、いずれの

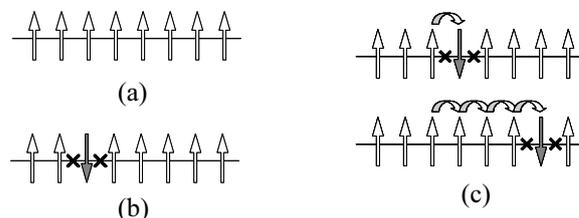


図1. スピンが熱を運ぶ様子。(a)のような1次元強磁性スピン鎖を考えた場合、(b)のように1つのスピンの反転したとき、その部分でエネルギーが高くなる。スピンの反転を隣りのスピンと入れ替えることによって、(c)のようにエネルギーの高い部分（局所的磁気励起状態）、つまり、熱が運ばれていく。

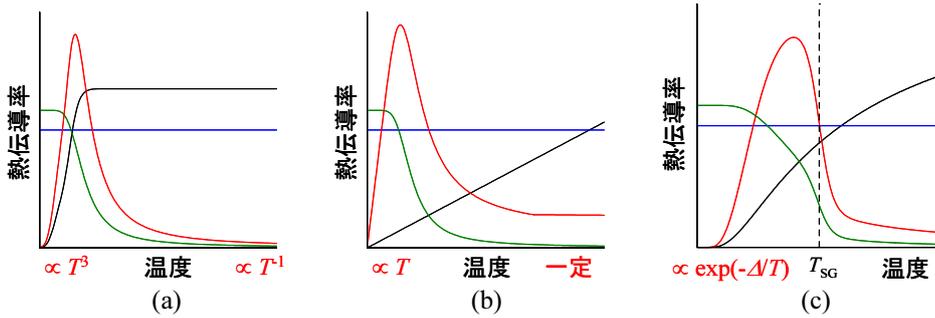


図2. 熱伝導率の温度依存性. 熱を運ぶ粒子が、(a)フォノン、(b)伝導電子あるいは1次元反強磁性スピン系のスピンの場合、(c)スピンギャップ系のスピンの場合. 黒線は比熱、青線は速度、緑線は平均自由行程、赤線は熱伝導率を表す.

粒子も高温側から低温側に熱を運んでいることに変わりはなく、ひとつの粒子が1回の衝突で運ぶ熱量 q は、 $c\Delta T$ である. ここで、 c は粒子1個の比熱であり、 ΔT は高温側と低温側の温度差である. 粒子の熱流方向 (x 方向とする) の平均速度を v_x とすると、試料の x 方向に垂直な単位断面積を単位時間に通過する粒子の数 N は nv_x となる. ここで、 n は粒子の密度である. したがって、この単位断面積を単位時間に流れる熱量 $J = Nq$ は $ncv_x\Delta T$ となる. 粒子の散乱の緩和時間 (粒子が一度衝突してから次に衝突するまでの時間の平均値) を τ とすると、粒子の x 方向の平均自由行程 (粒子が一度衝突して次に衝突するまでに自由に走る距離の平均値) l_x は $v_x\tau$ となる. したがって、 $\Delta T = -(dT/dx)l_x = -(dT/dx)v_x\tau$ であるので、 $J = -ncv_x^2\tau(dT/dx)$ となる. 熱伝導率 κ は、 $J = -\kappa(dT/dx)$ と定義されるので、 $\kappa = Cv_x^2\tau = Cv_x l_x$ と求められる. ここで、 C は粒子の単位体積あたりの比熱 nc である.

このように、熱伝導率は、熱を運ぶ粒子の比熱と平均速度と平均自由行程の積で表されるので、熱伝導率の温度変化は、この3つの物理量の温度変化を考えれば理解することができる. たとえば、熱を運ぶ粒子がフォノンの場合を考えよう. フォノンの比熱は、高温ではデュロン-プティ則により一定であり、低温では温度 T の3乗に従って零に向かう. 通常、フォノンの速度は温度変化が小さく、一定とみなせる. 平均自由行程は、高温ではフォノンの数が T に比例して多くなるので、フォノン-フォノン散乱の確率が T に比例して増大するため、 T^{-1} の温度依存性を示し、低温では不純物や格子欠陥等による散乱が効くため、一定となる. したがって、低温に向かって小さくなる比熱と大きくなる平均自由行程の積によって、フォノンによる熱伝導の温度依存性は、図2(a)のように低温でピークを持った振る舞いを示す.

伝導電子が熱を運ぶ場合には、電子比熱は T に比例し、フェルミ速度は一定であり、平均自由行程は、高温では電子-フォノン散乱の確率が T に比例する

ために T^{-1} の温度依存性を持ち、低温では不純物や格子欠陥等による散乱が効いて一定になる. したがって、熱伝導率の温度依存性は、フォノンの場合と同様に、図2(b)のように低温でピークを示す. しかし、フォノンの場合も伝導電子の場合も、不純物や格子欠陥等による散乱が強くて、平均自由行程が温度変化しないときには、熱伝導率はピークを示さず、温度の低下とともに単調に減少する.

スピンによる熱伝導の温度変化も、フォノンや伝導電子による熱伝導と同様に考えることができる. すなわち、スピンの励起子であるマグノンやスピノンの比熱 (磁気比熱) と平均自由行程の温度依存性によって、熱伝導率の温度変化を予測することができる. 低温での振る舞いは、磁気相関によって決まる磁気比熱の振る舞いに依存する. たとえば、反強磁性相関を持つハイゼンベルグ・スピン系 (スピンの向きが等方的で、磁化容易軸がない系) の場合は、磁気比熱が T^d に比例する. ここで、 d はスピン間に働く相互作用が強い部分を繋いで形成されたスピンネットワークの次元数である. したがって、1次元反強磁性ハイゼンベルグ・スピン系の場合には、磁気比熱が T^1 に比例するので、図2(b)のような、伝導電子による熱伝導と同じ温度依存性を示す. また、励起エネルギーにギャップが存在するスピン系 (スピンギャップ系) では、図2(c)のように、スピンによる熱伝導率は低温で指数関数的に零に向かうと考えられる. ただし、スピンギャップが開く温度 T_{SG} 付近では、マグノン-マグノン散乱の確率が急激に減少するため、マグノンの平均自由行程が長くなり、熱伝導率が急激に増大することが予想される.

3. スピンによる熱伝導の観測例

実は、スピンによる熱伝導の観測の歴史は古く、1970年代に平川らによって $KCuF_3$ や K_2CuF_4 等の低次元量子スピン系において観測されていた[4-7]. しかし、それ以降、スピンによる熱伝導を積極的に議

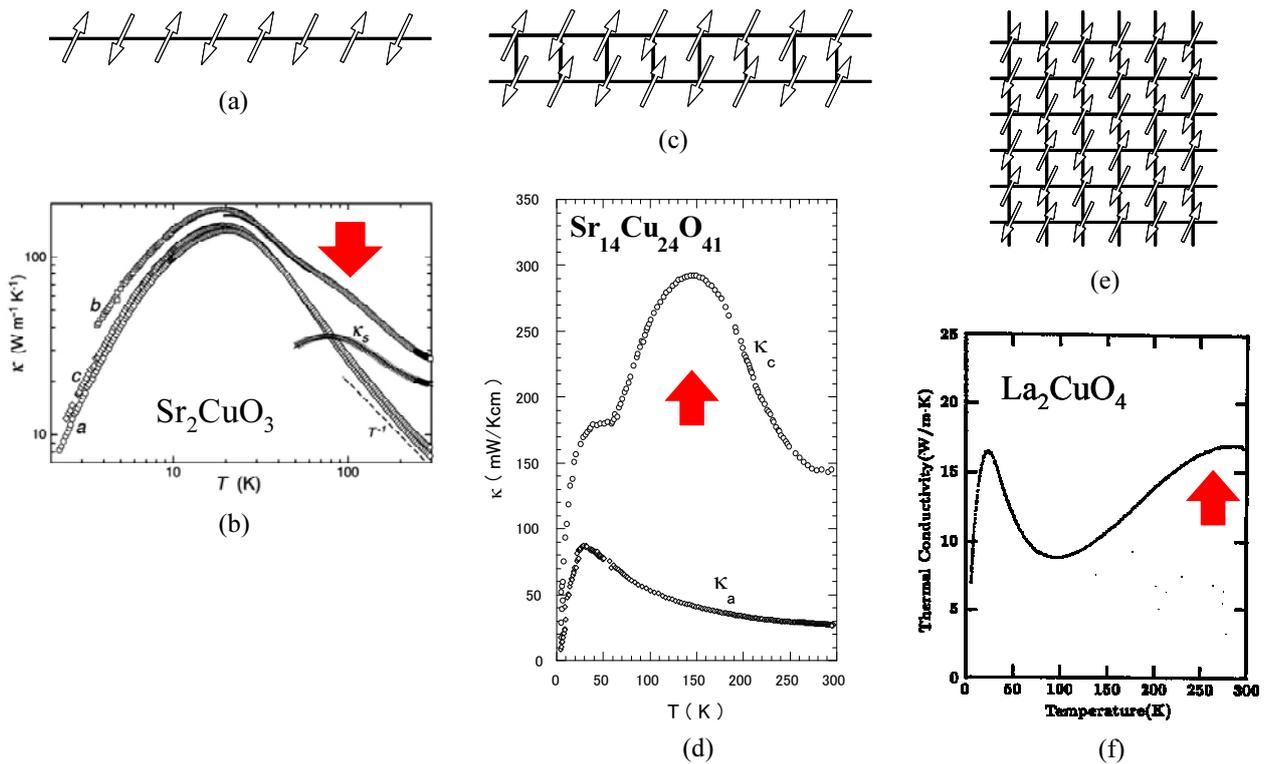


図3. スピンネットワークと熱伝導率の温度依存性. 赤い矢印で示した付近で、スピンによる熱伝導が顕著に現れている。(a) 1次元反強磁性スピン鎖と(b)そのスピン鎖を持つ Sr_2CuO_3 の熱伝導率[11]. b軸方向がスピン鎖に平行な方向. κ_s はb軸方向の熱伝導率からフォノンによる熱伝導の寄与を引いたもの、すなわち、スピンによる熱伝導の寄与。(c) 2本足スピン梯子格子と(d)その梯子格子を持つ $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ の熱伝導率[10]. c軸方向が梯子の足に平行な方向。(e) 2次元スピン正方格子と(f)その格子を持つ La_2CuO_4 の2次元面内の熱伝導率[22].

論している報告は跡絶え、2000年頃からは、再び、 $\text{Sr}_{14}\text{Cu}_{24}\text{O}_{41}$ [8-10]や Sr_2CuO_3 [11,12]等で、スピンによる熱伝導の観測が報告されるようになった。その頃一世を風靡した銅酸化物における高温超伝導との関連で、低次元量子スピン系としての銅酸化物が注目されるようになったためかもしれない。また、熱伝導の測定に必要な大型単結晶の育成技術が進歩したことも、研究が進展した一因かもしれない。

はじめに、図3(a)のような最も単純なスピンネットワークを持つ1次元スピン系物質における熱伝導を紹介しよう。 $S=1/2$ のスピンが反強磁性相関を持つ Sr_2CuO_3 [11-14]、 SrCuO_2 [12]、 CuGeO_3 [15-17]、 $\text{BaCu}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ [18]、 LiCuVO_4 [19]、 CaCu_2O_3 [20]、 M_2X ($\text{M}=\text{TMTTF}$, TMTSF ; $\text{X}=\text{PF}_6$, ClO_4)[21]、 KCuF_3 [5]、 TMMC [6]等で比較的多く報告されている。これらの物質は絶縁体なので、熱伝導に伝導電子の寄与はなく、図4のように、スピンによる熱伝導がフォノンによる熱伝導に足し合わさったものとして観測されている。代表的な例として、 Sr_2CuO_3 の結果を図

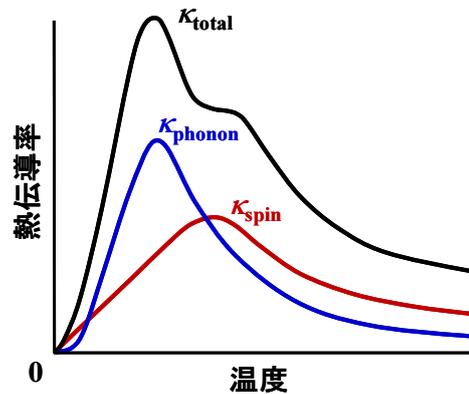


図4. スピン系物質の典型的な熱伝導率 κ_{total} の温度依存性. フォノンによる熱伝導率 κ_{phonon} とスピンによる熱伝導率 κ_{spin} の和で表すことができる。

3(b)に示す[11]. 熱伝導率は、結晶のすべての軸方向で20K付近にピークを持っているが、スピン鎖に平行なb軸方向においてのみ100K付近に肩を持つ。結晶構造は比較的等方的であるので、20K付近のピークはフォノンによる熱伝導の寄与と考えられ、

100K 付近の肩がスピンによる熱伝導の寄与であると考えられている。他の物質でも同様に、特定の方向のみに余分に観測される熱伝導は、スピンによる熱伝導の寄与であると理解されている。

2 本足スピン梯子格子を持つ Sr₁₄Cu₂₄O₄₁ においても、非常に大きなスピンによる熱伝導が観測されている。この物質では、S=1/2 のスピンの、図 3 (c) のように、梯子状に反強磁性的に強く結合している。梯子の足の数が無限大になったスピンネットワークは 2 次元スピン系と見なされるが、足の数が有限のスピン梯子格子系は、擬 1 次元スピン系と見なされる。熱伝導率は、図 3 (d) のように、梯子の足方向である c 軸方向においてのみ 150K 付近で非常に大きなピークを示し、これがスピンによる熱伝導の寄与であると考えられている [10]。この物質は、400K 程度のスピギャップを持っているため、150K 付近のスピギャップ状態では熱を運ぶマグノンの数は少なくなっている。そのため、マグノンの比熱は小さくなっているが、マグノン-マグノン散乱の確率が著しく減少し、マグノンの平均自由行程が著しく伸びたためにスピンによる熱伝導が大きくなったと理解されている。

高温超伝導体の母物質である La₂CuO₄ [22] や YBa₂Cu₃O₆ [23] においても、スピンによる熱伝導の寄与が観測されている。これらの物質は、図 3 (e) のように、S=1/2 の 2 次元正方格子状のスピンネットワークを持っており、熱伝導は図 3 (f) のような振る舞いを示す [22]。20K 付近のピークは結晶のすべての方向で観測されるので、フォノンによる熱伝導の寄与であると考えられている。一方、300K 付近のブロードなピークは、2 次元面内でのみ観測されており、スピンによる熱伝導の寄与であると考えられている。

図 3 で紹介した実験結果は、熱伝導がフォノンとスピンの寄与によるダブルピークを示す、非常に分かりやすい結果であるが、その他にも、様々な低次元

表 1. 低次元量子スピン系物質におけるスピンによる熱伝導率 κ_{spin} の最大値、最隣接スピン間相互作用 J, 磁気転移温度 T_N, スピンネットワーク間相互作用 J'/J の概算値. J' の計算値は、1 次元スピン系では $J'=(T_N^3/J)^{1/2}$, 2 次元スピン系では $J'=T_N^3/J^2$ として求めた. AF は反強磁性相関, F は強磁性相関を意味する。

物質	次元	相関	κ_{spin} (最大値) (W/Km)	J (K)	T _N (K)	J'/J	
						計算値	実験値
[S = 1/2]							
SrCuO ₂	1次元	AF	100	2000	≤ 5	≤ 10 ⁻⁴	
Sr ₂ CuO ₃	1次元	AF	100	2000	≤ 5	≤ 10 ⁻⁴	≤ 10 ⁻⁵
BaCu ₂ Si ₂ O ₇	1次元	AF	25	280	9	0.006	0.01
Sr ₂ V ₃ O ₉	1次元	AF	13	82	2.8	0.006	
Ca ₂ Y ₂ Cu ₅ O ₁₀	1次元	F	0	80	30	0.2	≤ 0.2
LiCuVO ₄	1次元	AF	5	20	≤ 2.3	≤ 0.04	
Sr ₁₄ Cu ₂₄ O ₄₁	擬1次元	AF	70	1500	-	0	
La ₂ Cu ₂ O ₅	擬1次元	AF	0	1000	137	0.05	
La ₈ Cu ₇ O ₁₉	擬1次元	AF	0	1000	103	0.03	
La ₂ CuO ₄	2次元	AF	10	1500	320	0.01	≤ 10 ⁻⁵
Cu ₃ B ₂ O ₆	2次元	AF	≤ 9	90	10	0.001	
[S = 1]							
AgVP ₂ S ₆	1次元	AF	1	780	-	0	
Y ₂ BaNiO ₅	1次元	AF	10	280	-	0	
La ₂ NiO ₄	2次元	AF	1	330	325	1	

元量子スピン系物質において、スピンによる熱伝導が観測されている。場合によっては、ふたつのピークが重なって、ひとつのピークになり、一見スピンによる熱伝導の寄与がないように見えることがある [24]。その場合、異方性の大きさからスピンによる熱伝導の寄与を判断するか、磁場に対する変化によって判断するか、あるいは、スピンを持つ元素の代わりに非磁性元素を部分置換することによって、スピンネットワークを分断し、スピンによる熱伝導の抑制のされ方を見て判断することになる。

4. スピンによる熱伝導が大きくなる条件

ここで、これまでの実験結果に基づいて、スピンによる熱伝導が大きく観測される経験則を導いてみよう。表 1 に代表的な物質における実験結果を載せた。まず、スピンネットワーク内の最隣接スピン間の相互作用 J が大きい物質において、スピンによる熱伝導が大きくなる傾向があることが分かる。これは、J が大きければ、マグノンやスピノンのエネルギー・バンドの幅が広がり、エネルギーの波数微分に比例するマグノンやスピノンの速度が大きくなるので、スピンによる熱伝導が大きくなっていると理解することができる。原子間の結合が強い、すなわち、硬いダイヤモンドやサファイアにおいてフォノ

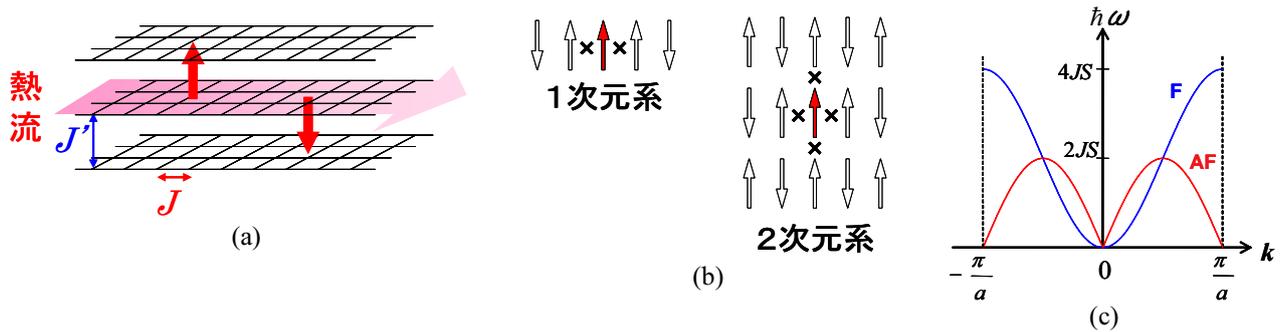


図5. (a)スピンネットワーク間の交換相互作用 J によるマグノンやスピノンの散乱. (b)反強磁性相関を持った1次元スピン系と2次元スピン系におけるスピンの反転. (c)最隣接スピン間相互作用のみを考慮した1次元反強磁性体(AF)と1次元強磁性体(F)のマグノンの分散関係. ここで, S はスピン量子数, J はスピン間の交換相互作用, ω はマグノンの角振動数, k はマグノンの波数, a は最隣接スピン間距離, \hbar はプランク定数を 2π で割ったものである.

ンによる熱伝導が大きいことと同じである. SrCuO_2 や Sr_2CuO_3 では, 酸素を介した Cu^{2+} スピン間の超交換相互作用が2000Kと大きいことがスピンによる熱伝導に効いていると言える.

次に, スピンネットワーク間の相互作用 J が十分に小さいことも大切であると考えられる. 3次元的な長距離磁気秩序を示すためには, スピンネットワーク間の相互作用が重要であり, 磁気転移温度 T_N は, 大雑把には, 1次元スピン系では $(JJ^2)^{1/3}$, 2次元スピン系では $(J^2J)^{1/3}$ で与えられる. そこで, T_N の値から J の値を見積もってみると, T_N の高い4本足スピン梯子格子系 $\text{La}_2\text{Cu}_2\text{O}_5$ や5本足スピン梯子格子系 $\text{La}_8\text{Cu}_7\text{O}_{19}$ では J が比較的大きい. そのために, スピンによる熱伝導が観測されていないように思える[25]. 直感的には, 図5(a)のように, J の働きによってマグノンやスピノンが隣りのスピンネットワークに散乱され, マグノンやスピノンのスピンネットワーク内の流れ, すなわち, 熱の流れが妨げられるものと理解することができる.

また, 1次元スピン系から擬1次元スピン梯子格子系, 2次元スピン系へとスピンネットワークの次元数を上げていくと, スピンによる熱伝導が小さくなる傾向にある. これは, 次元数が大きくなることによりスピンのゆらぎが小さくなるためと推察される. スピンが熱を運ぶには, 隣りのスピンを反転させる必要がある. しかし, 次元数が大きくなると, 図5(b)のように, 隣接するスピンの数が増えるために反転に伴うエネルギーの増加が大きくなり, スピンが反転しづらくなるからである.

スピン間の相互作用には, 強磁性相関と反強磁性相関の2種類がある. 図5(c)のような1次元スピン

系におけるマグノンの分散関係を考えると, 波数 $k=0$ 付近の分散関係の傾きは反強磁性の方が大きいため, 低温では反強磁性相関の方がマグノンの速度が大きくなり, スピンによる熱伝導が大きくなると考えられる. 実際, 強磁性相関を持つ $S=1/2$ の1次元スピン系物質 $\text{Ca}_2\text{Y}_2\text{Cu}_5\text{O}_{10}$ においては, スピンによる大きな熱伝導は観測されていない[26,27]. しかし, この物質の J はそれほど大きくないため, この推論を実証するためには, もっと大きな J を有する1次元強磁性スピン系物質での測定が必要である.

最後に, S の大きさについて考えてみよう. $S=1$ のスピン系の熱伝導については, 1次元スピン系, いわゆるハルデンギャップ系物質である AgVP_2S_6 [28], Y_2BaNiO_5 [29,30] と2次元スピン格子を持つ La_2NiO_4 [31] の報告がある. いずれも, スピン間相互作用の強い方向の熱伝導率においてのみ, 比較的高温で余分の熱伝導が観測されており, スピンによる熱伝導の寄与と解釈されている. スピンによる熱伝導率の値は決して大きくはないが, これらの物質の J の値を考慮すれば, $S=1/2$ の場合と同様に理解できる. したがって, 現段階では, $S=1/2$ と1の有意味な差はないと言える.

結局のところ, 実験結果から得られる経験則は, 「スピンによる大きな熱伝導を示す物質は, J が大きく J が小さい1次元量子スピン系, つまり, 3次元的な長距離磁気秩序を引き起こさない, 理想的な1次元量子スピン系の物質である」ということになる. ただし, ここでの考察においては, スピンの励起子とフォノンの間の散乱については考慮していないので, このような散乱が強い場合には, スピンによる熱伝導率は小さくなるはずである.

5. スピンによるバリスティックな熱伝導

スピンによる熱伝導の理論的な研究について簡単に紹介しよう．詳しくは，文献[32-34]を参照されたい．古くは，1950年頃，de Gennes らによって現象論が展開された．その結果，古典スピン系においては，スピンによる熱伝導は十分高温では熱拡散で決まると発表された[35,36]．この場合，マグノンの平均自由行程はスピン間の距離程度になるので，古典的な極限では，スピンによる熱伝導は非常に小さくなる．それに対して，スピンによる熱伝導がバリスティックになるという理論がある．最初は，1970年頃に Huber らによって提唱されたが[37,38]，2000年前後から，再び理論的研究が活発になった[39-41]．その結果， $S=1/2$ の1次元ハイゼンベルグ・スピン系においてハミルトニアンが可積分な場合（すなわち，すべての固有状態が独立な場合）は，すべての温度領域において，スピンによる熱伝導がバリスティックになるが， $S \geq 1$ の1次元スピン系や2次元スピン系，3次元スピン系，あるいは， $S=1/2$ の1次元スピン系でもハミルトニアンが不可積分な場合には，スピンによる熱伝導が拡散的になると結論された．

バリスティックということは，スピンの励起子同士の衝突がないことを意味し，それが真実であれば，スピン鎖が途中で切れていない限り，スピンによる熱伝導率は無限大になるということである．

$S=1/2$ でハミルトニアンが可積分な1次元ハイゼンベルグ・スピン系と見なすことができる物質のひとつが，図3(b)でも紹介した Sr_2CuO_3 である．実際，非常に大きなスピンによる熱伝導が観測されている．しかし，現実の物質では，スピン鎖間の相互作用や第2隣接スピンとの相互作用，フォノン等との相互作用によって理想的な状態ではない可能性があるため，熱伝導がバリスティックであるという保証はない．そこで，我々は，バリスティック性を実証するために，スピン鎖を非磁性不純物である Pd で意図的に分断した $\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ の単結晶を作製し，熱伝導率と磁化率を測定した[13,14]．その結果を図6に示す． x の増加とともに熱伝導率は低下している．20K 付近のピークはフォノンによる熱伝導によるものであり，スピンによる熱伝導の寄与は 50K 付近から高温で顕著に現れている．フォノンによる熱伝導率はデバイモデルでよくフィットできるので，それを差し引くことによってスピンによる熱伝導率を求めた．その結果，スピンによる熱伝導率も x の増加とともに低下していることが分かった．一方， $S=1/2$

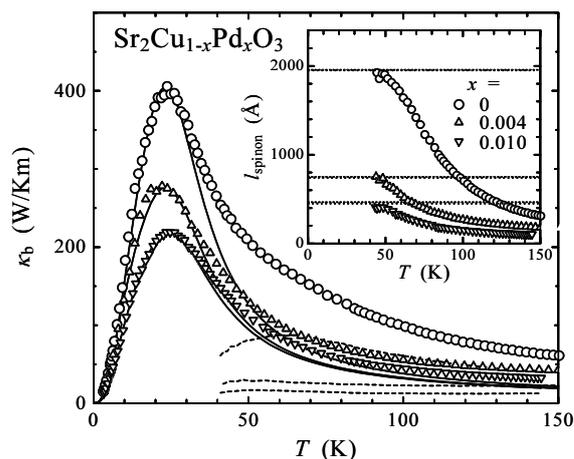


図6. $\text{Sr}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Pd}_x\text{O}_3$ ($x=0, 0.004, 0.010$) のスピン鎖に平行な b 軸方向の熱伝導率 κ_b の温度依存性[14]．実線は，デバイモデルから見積もったフォノンによる熱伝導率．破線は，スピノンによる熱伝導率．挿入図は，スピノンの平均自由行程 l_{spinon} の温度依存性．挿入図中の点線は，磁化率のキュリー項から見積もったスピン鎖の平均の長さ．ともに，上から $x=0, 0.004, 0.010$ ．

の1次元反強磁性ハイゼンベルグ・スピン系におけるスピンの励起子であるスピノンの比熱[42]と速度[43]は， $k_B T \ll J$ の低温では，それぞれ， $2N_s k_B^2 T / (3J)$ ， $\pi J a / (2\hbar)$ であることが分かっている．ここで， N_s はスピンの数であり， a は最隣接スピン間の距離である．したがって，実験で求めたスピンによる熱伝導率をスピノンの比熱と速度で割ることによってスピノンの平均自由行程を求めることができた．また， J の大きい1次元反強磁性スピン系では，磁化率の温度変化は小さいが，奇数個のスピンから成るスピン鎖は，低温でキュリー則に従う磁化率の増大を生じさせる．それゆえ，そのキュリー項の大きさから奇数個のスピンから成るスピン鎖の数を求めることができた．そして，偶数個のスピンから成るスピン鎖も確率的には同じ数だけ存在すると考えられるので，試料中のスピン鎖の数が分かり，欠陥によって分断されたスピン鎖の平均の長さを求めることができた．その結果，図6の挿入図に示すように，スピノンの平均自由行程とスピン鎖の平均の長さが，低温でほぼ一致することが分かった．これは，フォノンによるスピノンの散乱が抑えられている低温では，欠陥や不純物で分断された各スピン鎖内においてスピンによる熱伝導がバリスティックになっていることを意味しており，まさに，理論的に指摘されていたバ

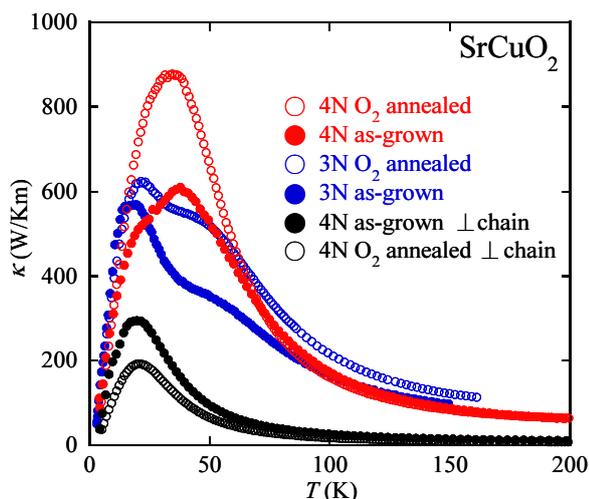


図7. SrCuO₂ 単結晶 (as-grown の試料と酸素アニールした試料) のスピ鎖に平行な方向の熱伝導率 (赤,青)と垂直な方向の熱伝導率(黒)の温度依存性 [44]. 3N と 4N は単結晶の原料の純度を表す.

リスティック性を実証するものである.

そこで，我々は，スピンによる熱伝導がバリスティックであれば，スピンの欠陥を減らすことによって熱伝導率をさらに向上させることができると考えた．そして， $S=1/2$ の1次元反強磁性スピ鎖を二重に持つ SrCuO₂ では，スピンによる熱伝導率が最も大きく，Sr₂CuO₃ と同様に，スピノンによる熱伝導がバリスティックであると予想されたので，SrCuO₂ においてスピンによる熱伝導率のさらなる向上を目指した [44]. 具体的には，単結晶試料の作製に使う原料である SrCO₃ と CuO の純度を 99.9% (3N) から 99.99% (4N) に上げ，育成した as-grown の単結晶試料に酸素中でのアニールを施した．その結果を図7に示す．スピ鎖に平行な方向の熱伝導率の温度依存性には2つのピークが観測され，スピ鎖に垂直な方向の熱伝導率の温度依存性にはフォノンによる1つのピークのみが観測された．3Nの原料を用いて作製した as-grown の単結晶のスピ鎖方向の熱伝導率に現れた 50K 付近のブロードなピークが，スピンによる熱伝導率のピークである．このピークは，4Nの原料を用いたり，酸素アニールを施したりすることによって増大した．そして，4Nの原料で作製した単結晶に酸素アニールを施した試料において，1000W/Km に近い熱伝導率が観測された．この熱伝導率をフォノンの寄与とスピンの寄与に分離すると，スピンによる熱伝導率の最大値は約 800W/Km である．同様の結果は，同じ頃に Hlubek ら

[45]によっても報告されたが，我々の値はスピンによる熱伝導率としては世界最高の値である．さらにスピンの欠陥を少なくすれば，熱伝導率のさらなる向上が期待できると思う．

6. おわりに

本稿では，低次元量子スピン系の物質において観測されているスピンによる熱伝導を紹介した．実験結果の考察により，「スピンネットワーク内の最隣接スピン間相互作用 J が大きく，スピンネットワーク間の相互作用 J' が小さい，理想的な1次元量子スピン系物質において，スピンによる熱伝導が大きくなる」という経験則が導かれた．換言すれば，「スピン同士が強く結合し，スピンの大ききゆらいでいる系」という，一見矛盾したように思える物質でスピンによる熱伝導が大きくなるということである．また， $S=1/2$ の1次元ハイゼンベルグ・スピン系においてハミルトニアンが可積分な場合にはスピンによる熱伝導がバリスティックになるという理論的な指摘があり，我々は Sr₂CuO₃ においてそれを実証した．さらに，スピンによる熱伝導がバリスティックであると予想された SrCuO₂ において，欠陥を極力減らした単結晶試料を作製し，スピンによる熱伝導率の世界最高値 800W/Km を達成した．

$S=1/2$ の低次元スピン系物質の熱伝導については，かなり理解が進んだと言えるが，スピンによる熱伝導における強磁性相関と反強磁性相関の違いについてはまだ結論が出ていない．また， $S=1/2$ と 1 の違いについてもまだよく分かっていない．まして， $S=3/2, 2, 5/2$ 等の大きなスピンをもつ d 電子系物質，あるいは，スピン角運動量と軌道角運動量が結合した f 電子系物質の熱伝導についてはほとんど研究されていない．今後の研究課題である．

最後に，図8を見ながら，低次元量子スピン系物質の熱伝導率を各種材料の熱伝導率と比較してみよう．低次元量子スピン系物質の熱伝導率は室温付近では真鍮と同程度であるが，低温では真鍮よりも大きく，銅やサファイア等の高熱伝導材料の値に近づいていることが分かる．スピンによるバリスティックな熱伝導を示す1次元スピン系物質においては，試料中の欠陥を減らすことによって，熱伝導率のさらなる向上が期待できるし，今後，もっと大きなスピンによる熱伝導を持つ物質が見つかる可能性もある．したがって，今後，電気的絶縁性の高熱伝導材料としての応用も期待できる．また，低次元量子ス

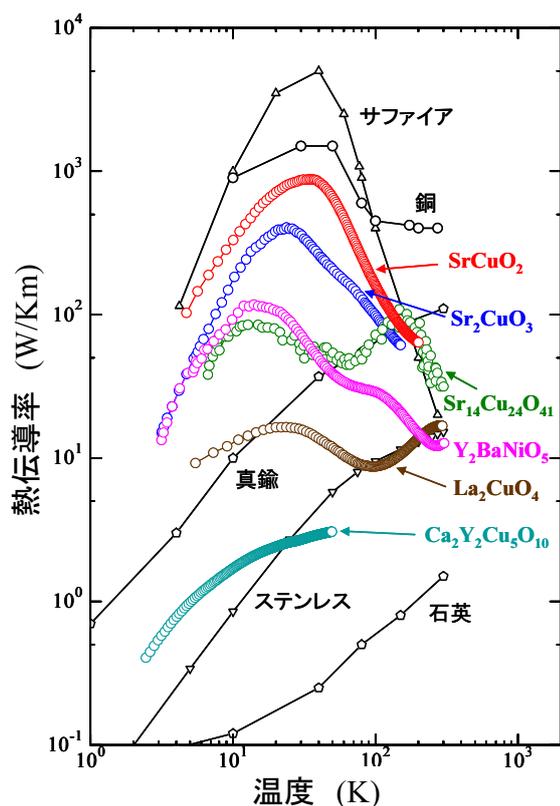


図8. 低次元量子スピン系物質および各種材料の熱伝導率の温度依存性.

ピン系物質におけるスピンによる熱伝導には大きな異方性があるので、伝熱性と断熱性を兼ね備えた材料としての応用も考えられるかもしれない。今後の研究の進展を大いに期待している。

謝辞

本稿で紹介した我々の研究では、学生であった工藤一貴、黒木章悟、高橋伸雄、宮島祐一、菅原直樹、笠松隼樹、金子直人、上坂正憲の各氏に特に協力していただき、前川禎通、遠山貴巳、土浦宏紀の各氏には、有益な議論をしていただいた。また、文部科学省、日本学術振興会の科学研究費補助金、および、科学技術振興機構（JST）の戦略的創造研究推進事業の援助を受けた。この場を借りて、皆様に深く感謝の意を表したい。

参考文献

[1] 工藤一貴, 小池洋二, 固体物理 **38** (2003) 889.
 [2] 川股隆行, 小池洋二, 応用物理 **77** (2008) 525.
 [3] キッテル, 固体物理学入門, 丸善 (2005).

[4] Hirakawa, K., Hayashi, H. and Miike, H., J. Phys. Soc. Jpn. **32** (1972) 1667.
 [5] Miike, H. and Hirakawa, K., J. Phys. Soc. Jpn. **38** (1975) 1279.
 [6] Miike, H. and Hirakawa, K., J. Phys. Soc. Jpn. **39** (1975) 1133.
 [7] Miike, H., Yoshinaga, J. and Hirakawa, K., J. Phys. Soc. Jpn. **41** (1976) 347.
 [8] Kudo, K., Ishikawa, S., Noji, T., Adachi, T., Koike, Y., Maki, K., Tsuji, S. and Kumagai, K., J. Low. Temp. Phys. **117** (1999) 1689.
 [9] Sologubenko, A. V., Giannó, K., Ott, H. R., Ammerahl, U. and Revcolevschi, A., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2714.
 [10] Kudo, K., Ishikawa, S., Noji, T., Adachi, T., Koike, Y., Maki, K., Tsuji, S. and Kumagai, K., J. Phys. Soc. Jpn. **70** (2001) 437.
 [11] Sologubenko, A. V., Felder, E., Giannó, K., Ott, H. R., Vietkine, A. and Revcolevschi, A., Phys. Rev. B **62** (2000) R6108.
 [12] Sologubenko, A. V., Giannó, K., Ott, H. R., Vietkine, A. and Revcolevschi, A., Phys. Rev. B **64** (2001) 054412.
 [13] Takahashi, N., Kawamata, T., Adachi, T., Noji, T., Koike, Y., Kudo, K. and Kobayashi, N., AIP Conference Proceedings **850** (2006) 1265.
 [14] Kawamata, T., Takahashi, N., Adachi, T., Noji, T., Koike, Y., Kudo, K. and Kobayashi, N., J. Phys. Soc. Jpn. **77** (2008) 034607.
 [15] Vasil'ev, A. M., Kaganov, M. I., Pryadun, V. V., Dhalenne, G. and Revcolevschi, A., JETP Lett. **66** (1997) 898.
 [16] Ando, Y., Takeya, J., Sisson, D. L., Doettinger, S. G., Tanaka, I., Feigelson, R. S. and Kapitulnik, A., Phys. Rev. B **58** (1998) R2913.
 [17] Salce, B., Devoille, L., Calemczuk, R., Buzdin, A. I., Dhalenne, G. and Revcolevschi, A., Phys. Lett. A **245** (1998) 127.
 [18] Sologubenko, A. V., Ott, H. R., Dhalenne, G. and Revcolevschi, A., Europhys. Lett. **62** (2003) 540.
 [19] Parfen'eva, L. S., Smirnov, I. A., Misiorek, H., Mucha, J., Jezowski, A., Prokof'ev, A. V. and Assmus, W., Phys. Solid State **46** (2004) 357.
 [20] Hess, C., ElHaes, H., Waske, A., Büchner, B., Sekar, C., Krabbes, G., Heidrich-Meisner, F. and Brenig, W.,

- Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 027201.
- [21] Lorenz, T., Hofmann, M., Grüninger, M., Freimuth, A., Uhrig, G. S., Dumm, M. and Dressel, M., Nature **418** (2002) 614.
- [22] Nakamura, Y., Uchida, S., Kimura, T., Motoyama, N., Kishio, K., Kitazawa, K., Arima, T. and Tokura, Y., Physica C **185-189** (1991) 1409.
- [23] Takenaka, K., Fukuzumi, Y., Mizuhashi, K., Uchida, S., Asanoka, H. and Takei, H., Phys. Rev. B **56** (1997) 5654.
- [24] Uesaka, M., Kawamata, T., Kaneko, N., Sato, M., Kudo, K., Kobayashi, N. and Koike, Y., J. Phys.: Conf. Series, **200** (2010) 022068.
- [25] Kawamata, T. and Koike, Y., unpublished.
- [26] Kudo, K., Koike, Y., Kurogi, S., Noji, T., Nishizaki, T. and Kobayashi, N., J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004) 94.
- [27] Choi, J.-H., Messina, T. C., Yan, J., Drandova, J. I. and Markert, J. T., J. Magn. Magn. Mater. **272-276** (2004) 970.
- [28] Sologubenko, A. V., Kazakov, S. M., Ott, H. R., Asano, T. and Ajiro, Y., Phys. Rev. B **68** (2003) 94432.
- [29] Kordonis, K., Sologubenko, A. V., Lorenz, T., Cheong, S.-W. and Freimuth, A., Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 115901.
- [30] Kawamata, T., Miyajima, Y., Takahashi, N., Noji, T. and Koike, Y., J. Magn. Magn. Mater. **310** (2007) 1212.
- [31] Yan, J., Zhou, J. and Goodenough, J. B., Phys. Rev. B **68** (2003) 104520.
- [32] 藤本聡, 日本物理学会誌 **57** (2002) 580.
- [33] 堺和光, 日本物理学会誌 **58** (2003) 422.
- [34] 堺和光, 物性研究 **87** (2006) 214.
- [35] de Gennes, P. G., J. Phys. Chem. Solids **4** (1958) 223.
- [36] de Gennes, P. G., Magnetism Vol. III, Academic Press (1963) p. 115.
- [37] Huber, D. L. and Semura, J. S., Phys. Rev. **182** (1969) 602.
- [38] Krueger, D. A., Phys. Rev. B **3** (1971) 2348.
- [39] Castella, H., Zotos, X. and Prelovšek, P., Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 972.
- [40] Zotos, X., Naef, F. and Prelovšek, P., Phys. Rev. B **55** (1997) 11029.
- [41] Klümper, A. and Sakai, K., J. Phys. A **35** (2002) 2173.
- [42] Takahashi, M., Prog. Theor. Phys. **50** (1973) 1519.
- [43] des Cloizeaux, J. and Pearson, J. J., Phys. Rev. **128** (1962) 2131.
- [44] Kawamata, T., Kaneko, N., Uesaka, M., Sato, M. and Koike, Y., J. Phys.: Conf. Series **200** (2010) 022023.
- [45] Hlubek, N., Ribeiro, P., Saint-Martin, R., Revcolevschi, A., Roth, G., Behr, G., Büchner, B. and Hess, C., Phys. Rev. B **81** (2010) 020405(R).

ナノスケールにおける半導体のフォノン熱伝導

Phonon Heat Conduction of Semiconductors in Nanoscale

塩見 淳一郎 (東京大学)

Junichiro SHIOMI (The University of Tokyo)

e-mail: shiomi@photon.t.u-tokyo.ac.jp

1. はじめに

近年，ナノテクノロジーという名のもとで，ナノスケールでの合成，加工，計測技術が発展するのに伴って，ナノスケール特有の物理が工学研究者の間でも盛んに議論されている．また，産業レベルにおいても，デバイスの微小化・高速化によってナノスケールで起こる現象の理解が重要になって来ている．

今回取り上げる固体の熱伝導に関しても，マイクロプロセッサや熱電モジュールなどのデバイスでは，熱キャリアの平均自由行程が構成要素のスケールを上回り，熱キャリアの非平衡性や界面散乱などがデバイス性能に強く影響する[1]．従って，ナノスケールの視点から熱キャリアの振る舞いを詳細に理解することは，原理原則に基づいたデバイスの設計性に直結する．さらに，ナノセンシスと組み合わせることで，まさにエネルギー変換が起こるスケールでの熱流の制御にも繋がる．

その他にも，基礎研究レベルでは，先のノーベル物理学賞[2]で話題となったグラフェンやナノチューブ，超格子構造などの低次元材料の出現によって，低次元熱伝導が議論され始めており[3]，ナノスケールの構造による新しい熱伝導機能の発現が期待されている．さらには，熱整流などのフォノンクス[4]なるコンセプトも聞かれ始めており，これからの進展が楽しみである．

本稿では，以上の比較的新しい工学的コンセプトの基礎となるナノスケールでの熱伝導を，半導体（又は絶縁体）のフォノン輸送という観点から概説する．まず応用例として，ナノ構造を利用した熱電変換材料の熱伝導制御に関する最近の動向を紹介した後，それらにおけるフォノン熱伝導をミクロスコピックな視点から考える．

2. ナノスケール熱伝導

2.1 熱電変換材料における応用例

ナノ構造による熱伝導制御が工学的に活かされている分野として，熱電変換材料の開発が挙げられる．熱電素子の歴史は古いですが，1990年頃にナノスケールの低次元構造体の合成が可能になるに伴ってその性能は飛躍的に上昇し，近年新たな段階に入っている[5]．低次元材料を用いる利点は，①キャリアの量子閉じ込め効果によって，ゼーベック係数及び電気伝導率の増大が期待されることと，②ナノスケールで影響の強い界面でのフォノン散乱を促すことによって熱伝導率を低減できることにあるとされ，低次元構造体を用いて実験室レベルでは非常に高いエネルギー変換効率が報告されている[6,7]．

さらに，最近になって，ナノ構造を利用したアプローチをバルク熱電変換材料に適応した例も報告されて始めている．バルク材料は，スケールア

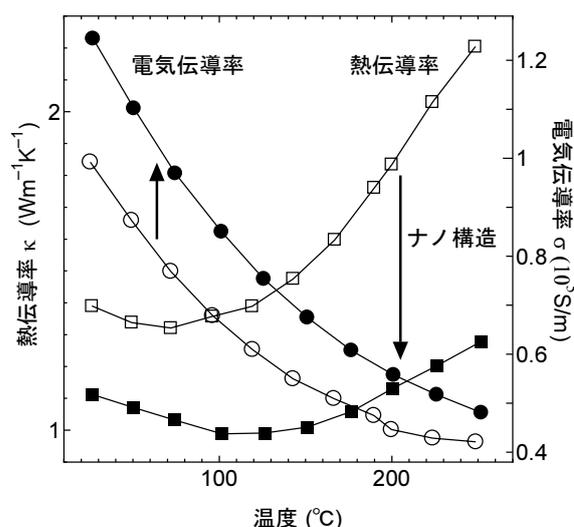


図1 バルク BiSbTe ナノ結晶材料の熱伝導率と電気伝導率の従来材料との比較[8]．

ップが可能という点において、また費用対効果の面からも産業応用の幅が広い。Poudel ら[8]は、市販グレードの BiSbTe 結晶材料をボールミルで粉碎し、ホットプレス処理を施すことによって、平均サイズが 20nm のナノ結晶により構成されるバルク材料を合成し、無次元性能指数 ($ZT=S^2\sigma T/\kappa$, S はゼーベック係数, σ は電気伝導率, κ は熱伝導率) を飛躍的に向上させることに成功している。注目すべきは、ナノ構造を形成することによって、熱伝導率が大幅に減少する一方で、電気伝導率は増加している点である (図 1)。これは、フォノン熱伝導と電気伝導を独立して制御できていることを示しており、フォノン伝導はガラスのように悪く、電子伝導は結晶のように良い半導体材料 (いわゆる Phonon Glass Electron Crystal) の可能性を示唆する。

Poudel ら[8]が得た ZT 値とそれまでの市販材料 (Snyder らの 2008 年のレビュー[9]より) との比較を図 2 に示す。ナノ構造化によって ZT は最大 1.4 を超え、大幅な性能向上が達成されている。また 2011 年に入って、PbTe バルク材料内にサイズが数 nm の SrTe 結晶を低密度で析出させることによって最大 ZT=1.7 を達成した研究[10]が発表されており、それも併せて示す。これらはいずれも第一義的にはフォノン熱伝導率の低減によって実現されており、さらなる性能の向上、または他の (例えば、埋蔵量や安全性に優れた) 材料への適用に向けては、ナノスケールでのフォノンの振る舞い

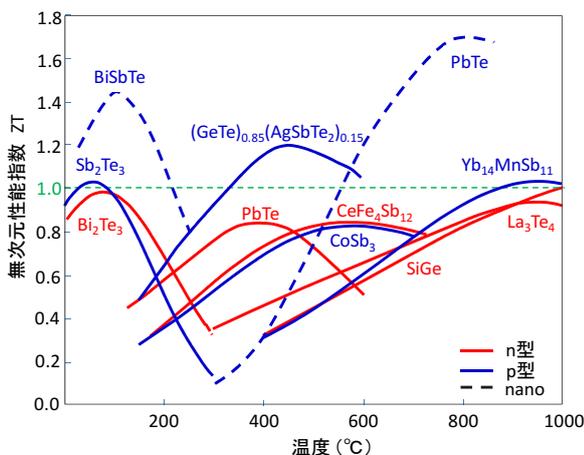


図 2 ナノ結晶・熱電変換材料[8,10]と市販レベルの材料 (Snyder らの 2008 年のレビューより [9]) の比較.

の理解が欠かせない。

2.2 ナノスケールでのフォノン熱伝導の概要

本項では、前項で触れた半導体ナノ結晶材料の熱伝導特性を決定するナノスケールでのフォノン輸送の概要を説明する。図 3 はナノ結晶材料を模擬しており、ナノスケールの結晶構造が粒界を隔てて接合している。ここで、図の中心に位置する代表長さ L のナノ結晶の中のフォノンが平均自由行程 Λ で移動しているとする。この時、 $\Lambda < L$ であれば (厳密には $\Lambda \ll L$)、フォノンは界面に達する前に拡散する (拡散フォノン輸送)。一方、 $\Lambda > L$ の場合は、フォノンは運動量を変えることなく界面まで移動する (弾道フォノン輸送)。従って、フォノンの平均自由行程によって、熱伝導の拡散性と弾道性のバランスが変わってくることになるが、 Λ の値はフォノンの周波数、波数、偏光によって大きく異なる (フォノン輸送のマルチスケール特性) ため、実際は図 3 に示すように $\Lambda < L$ のフォノンと $\Lambda > L$ のフォノンが混在する。従って、全体の熱伝導を予測するためには Λ の周波数、波数、偏光への依存性を知る必要がある。

周波数、波数、偏光に依存したフォノンの輸送特性に関しては、実験による計測が容易でない (非弾性中性子散乱測定によって可能である) ことから、理論計算を主体に多くの研究が報告されて来たが、定量的な評価に繋がるような正確な解析が可能になったのは、実は極最近のことである。この分野のバイオニアは Boston College の Broido ら [11] であり、2007 年にシリコンとゲルマニウムを対象に、フォノンの平均自由行程を第一原理的に

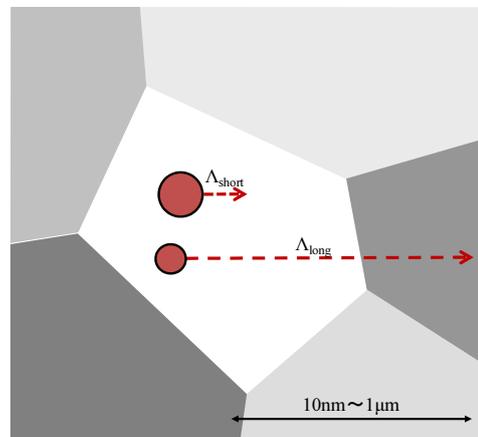


図 3 ナノスケール結晶のフォノン輸送.

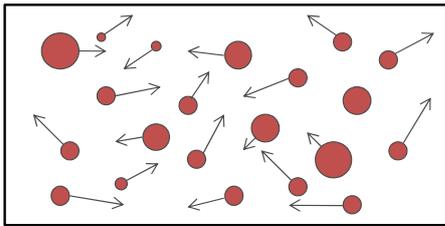
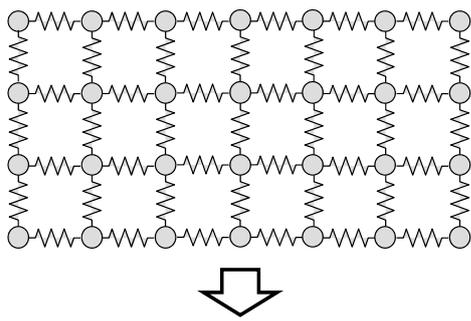


図4 フォノン気体モデル.

(調節パラメータを用いずに) 計算し、それらから各材料の熱伝導率とその温度依存性を再現した [12,13]. これによって、これまで定性的に議論されてきたサイズ効果等のコンセプトを定量的に議論できるようになり、熱電変換素子の開発などへの応用が期待されている. 次節では Broido らの成果を基に、フォノンのマルチスケール特性を説明する.

3. フォノン輸送のマルチスケール特性

3.1 フォノン気体モデル

一般に、固体結晶の熱は主にフォノンと電子によって運ばれる. 金属なら自由電子の寄与が大きく、絶縁体ならフォノンが熱キャリアとなる. 半導体の場合は材料に依るが、多くの場合はフォノンが主な熱キャリアとなる. しかし、電子キャリア濃度が大きい場合は電子の寄与も大きくなり、例えば図2に示す半導体材料の中には、ドーピングレベルによっては半導体であっても電子の熱伝導への寄与が50%にもなり得る. 従って、本稿で解説するフォノン熱伝導が必ずしも半導体の熱伝導の全貌でないことに注意されたい.

熱は格子振動がつくる波の伝播によって伝わる. 波の持てる振幅は量子力学によって規定され、 $h\nu$ の倍数でなければならない. ここで h はプランク定数、 ν は格子振動の周波数である. この量子化された格子振動がフォノン (準粒子) である. ある周波数と波数を有するフォノンは結晶全体に渡るが、複数の周波数や波数のフォノンの重ね合わ

せによって局在化した波束として考えられる. さらに、この波束の大きさが結晶の大きさよりも十分小さい場合は、これを粒子として取り扱える. この「フォノン粒子」の描像によって、いわゆるバネマスで表現される結晶格子の振動を同体積内の粒子 (フォノン気体) の運動に置き換えられる (図4).

こうすることで、結晶内の熱伝導は、気体運動論の輸送問題と同様に取り扱うことができ、支配方程式はボルツマン輸送方程式となる. ここで、粒子の衝突は、原子間相互作用の非調和性に起因するフォノン波の非線形相互作用を意味し、これによって熱抵抗が生じる. この際、フォノン粒子の大きな特徴として、粒子の性質 (速度や緩和時間) のフォノン周波数および波数への依存性が挙げられる. つまり、フォノン気体は単一の粒子から構成されるのではなく、図4に示すように多種類の粒子によって構成される (図の粒子の大きさは周波数または波数を意味する). また、フォノンはボーズ粒子であるため、その (平衡) 統計はボーズ・アインシュタイン分布に従う.

3.2 フォノン分散関係

図5(a)にシリコン結晶のフォノン分散関係を示す. シリコンの場合、基本単位格子 (結晶を構成する最小単位格子) に原子が2つ存在するため、振動の自由度 (3次元) と掛け合わせて6つのモード (または偏光, バンド) が存在する. そのうち基本単位格子内の2つの原子が位相を合わせて振動するのが音響フォノンモードであり、逆位相で振動するのが光学フォノンである. 長波長の音響フ

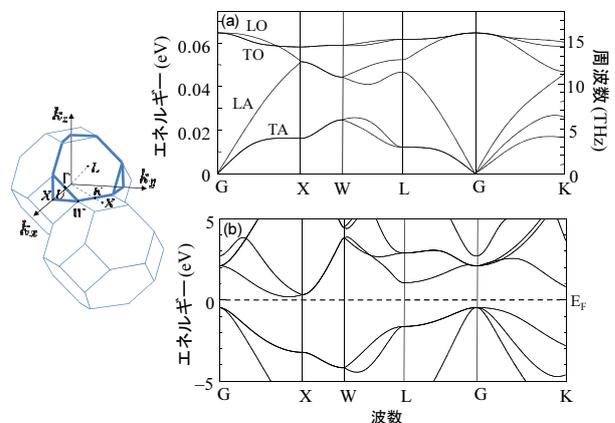


図5 シリコン結晶の(a)フォノンの分散関係と(b)電子の分散関係.

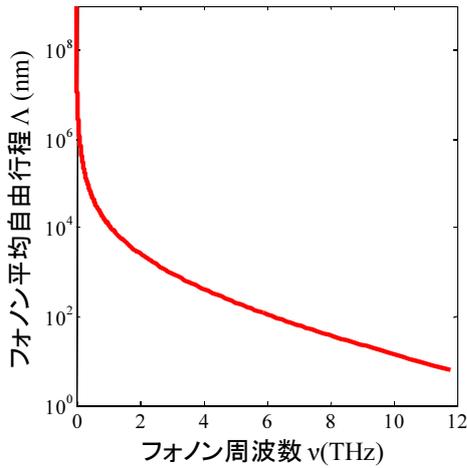


図6 シリコン結晶のフォノン平均自由行程.

フォノンモードは音波に相当し，波数(k) $\rightarrow 0$ でフォノンの群速度(dv/dk)は音速と一致する．音響フォノンには 1 つの縦波(Longitudinal Acoustic, 以下 LA)モードと，2 つの横波(Transverse Acoustic, 以下 TA)モードがある．光学モードに関して同様に LO フォノンと TO フォノンが存在する．電子の分散関係 (図 5(b)) と比較すると，エネルギーがゼロ付近 (分布が最大) の形が大きく異なり，フォノンバンドは波数に線形なのに対して，電子バンドは放物線のような形状を取る．これがフォノンと電子の伝導特性の違いの要因の 1 つとなっている．

3.3 フォノン平均自由行程

前述のように，フォノン粒子の描像に基づくと，気体運動論と同様に N 粒子系の熱伝導率 κ は

$$\kappa = \frac{1}{3} \sum_i^N C_i c_{g,i} \Lambda_i \quad (1)$$

と表わすことができる．ここで C はフォノンの比熱， $c_g = dv/dk$ は群速度である．もう少しフォノンの物性を反映した形で周波数の関数として書きかえると，以下のようにも書ける．

$$\kappa = \frac{1}{3} \sum_p \int_{\nu_{p,\min}}^{\nu_{p,\max}} C_p(\nu) c_{g,p}(\nu) \Lambda_p(\nu) d\nu \quad (2)$$

ここで，添え字の p は上述のモード (偏光) を示す ($C(\nu)$ は状態密度を含んだ周波数あたりの比熱)．例えば，LA モードの熱伝導への寄与は

$$\kappa_{LA} = \frac{1}{3} \int_0^{\nu_{LA,\max}} C_{LA} c_{g,LA} \Lambda_{LA} d\nu \quad (3)$$

となる．シリコンの場合 LA と TA を合わせた音響モードの寄与は 95%にも上り，光学モードの寄与は LO と TO 合わせても 5%程度である[12]．以降では簡単のために，全体の熱伝導 κ の代わりに κ_{LA} に関して話を進める (以後，添え字の LA は省略する)．無論，TA モードの振る舞いは LA とは異なるが，以下に規格化して述べる特性は全体の熱伝導に関しても同等に議論できるものである．

図 6 に Ward と Broido[13]のシリコン結晶のフォノン緩和時間 ($\tau = \Lambda/c_g$) を基に計算した LA フォノンの平均自由行程 Λ を示す．このように，音響フォノンの平均自由行程は周波数に強く依存し，短いものでは 10 ナノメートル程度，長いものでは 1 メートルにも及ぶ．このマルチスケール特性がフォノン輸送の解析の難しい点であり，後述のように，マルチスケールのアプローチが必要となる．

3.4 累積熱伝導率

前項でフォノン平均自由行程のマルチスケール特性に関して述べたが，その熱伝導への影響を知るには，それらのフォノンが熱伝導率への程度寄与するかを考える必要がある．これを Dames と Chen[14]によって提案された累積熱伝導率の概念を用いて説明する．累積熱伝導率 $\hat{\kappa}$ は以下のように表わされ，

$$\hat{\kappa}(\Lambda_0) = \frac{1}{3} \int_0^{\Lambda_0} C c_g \Lambda d\Lambda \quad (4)$$

平均自由行程の熱伝導率への寄与を $\Lambda=0$ から $\Lambda=\Lambda_0$ まで累積したものである．これをバルク結晶の熱伝導率 κ で規格化したものを図 7 に示す．このように，累積熱伝導率は平均自由行程に対して連続的に増加し，熱伝導への寄与が顕著なフォノンの平均自由行程は 10 nm~1 mm と非常に幅広い．

さて，この累積熱伝導率のナノ結晶構造の熱伝導への示唆を考える．繰り返しになるが，図 3 の系においては， $\Lambda < L$ の (拡散) フォンはバルク材料と同様に拡散するが， $\Lambda > L$ の (弾道) フォンは内部では拡散せず界面の影響を強く受ける．累積熱伝導率を通じて，これらの拡散及び弾道フ

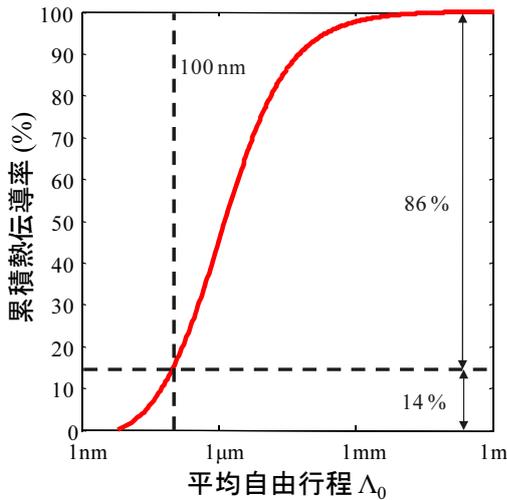


図7 シリコン結晶の累積熱伝導率.

フォノンの潜在的な（もし界面がなかった場合の）熱伝導への寄与を評価することができる。例えば、図7に示すように、ナノ構造の代表長さ L が 100 nm の時、 $\Lambda < 100$ nm の拡散フォノンの潜在的な熱伝導率への寄与は比較的小さく（～14%）， $\Lambda > 100$ nm 弾道フォノンの寄与が大部分（～86%）を占めることが分かる。従って、幾分雑な言い方をすると、サイズが 100nm のナノ結晶材料を合成することで、単結晶なら熱伝導率の 86% に寄与するフォノンの伝導に、界面を利用して影響を与える（界面フォノン散乱）ことができる。

4. 界面フォノン熱伝導

前節までは、結晶内でのフォノン物性に関して述べてきた。これらの解析より、ナノ材料でのフォノンの振る舞いを拡散と弾道輸送に区別して理解できる一方、大半を占める $\Lambda > L$ の弾道フォノンの熱伝導は界面の影響を強く受けるため、系全体の熱伝導率を知るためには界面でのフォノン散乱を考える必要がある。なお、ここで言う界面フォノン散乱とは、界面によってフォノンの波数（運動量）や周波数（エネルギー）が変化する（反射・透過）過程を意味する。個々のフォノン伝導に対する界面の影響は透過係数 t または反射係数 $r=(1-t)$ によって表現される。ここでは省略するが、近年広く議論されている界面原子構造に起因する界面熱抵抗は、これらのミクロスコピック物性を用いて記述できる[1]。

バルク結晶のフォノン平均自由行程の定量的な

見積もりができるようになったのは極近年のことと先に述べたが、界面に関する研究はさらに未発展である。フォノンの界面透過関数に関する代表的な理論モデルとしては、フォノンの界面での透過と反射を音波と同様に扱った Acoustic Mismatch Model(AMM)[15]があり、材料 A から B へのフォノンエネルギーの透過係数は以下のように表わされる。

$$t_{AB} = \frac{4Z_A Z_B \cos \theta_A \cos \theta_B}{(Z_A \cos \theta_B + Z_B \cos \theta_A)^2} \quad (5)$$

ここで、 $Z = \rho c_g$ は音響インピーダンスに相当し、 θ_A と θ_B はフォノンの入射角と屈折角である。フォノンは鏡面的かつ弾性的（周波数と保存し）に反射・透過し、スネルの法則に従って振る舞う。AMM はフォノンの波長が界面粗さスケールに対して十分に大きい場合（例えば極低温）には良いが、多くの場合は界面熱抵抗の極限值を示す程度にしか使えない。これに対して、界面粗さが支配的な場合を想定したモデルとして、フォノンの方向性を完全に無視して拡散的な界面を経験的に扱った“Diffusive Mismatch Model”があり[16]、分散関係が線形とした場合に、

$$t_{AB} = \frac{1/c_{g,B}^2}{1/c_{g,A}^2 + 1/c_{g,B}^2} \quad (6)$$

と書ける。このモデルはその単純さから好まれることが多いが、あくまでも現象論的なモデルであることに注意する必要がある。

いずれにしても、以上の透過係数モデルを先のフォノン緩和時間と組み合わせると、図3のような系全体の熱伝導を解くような統一的な解析が原理的には可能である[17]。しかし、界面透過関数の算出の不確かさから定量的な評価までは困難であるため、より厳密な界面透過関数の解析方法が切望される。数年前から比較的単純な系に対してそのような取り組みが報告され始めており、6 節で簡単に説明する。

5. (古典) サイズ効果

本節では、前節までの議論を引き継ぎ、ナノスケールで顕著になるサイズ効果について概説する。ここで紹介するアプローチは、ナノチューブなど一部の特殊な例を除いて[18, 19]、現実系に適用す

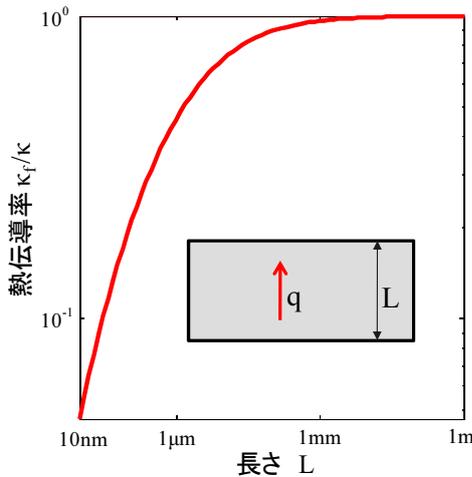


図 8 熱伝導率の長さ依存性.

るには単純過ぎるが，薄膜などの有限サイズの材料の熱伝導率のサイズ効果を考える上で役立つ。いま，図 8 のように材料の長さ（厚さ）が熱流方向に有限 L である系を考える。この際，界面でのフォノン散乱のフォノン緩和時間 $\tau(=\Lambda/c_g)$ への影響を Matthiessen's rule に従い，

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau} + \frac{c_g}{L} \quad (7)$$

と表わす。 τ_f は界面効果を含んだフォノン緩和時間である。これは，長さ L を基準として平均自由行程が長いフォノンほど界面で強く散乱されることを表わしている。これによって，(3)式は

$$\kappa_f = \frac{1}{3} \int_0^{v_{\max}} C c_g L \frac{\Lambda}{\Lambda + L} dv \quad (8)$$

となり，熱コンダクタンス ($G = \kappa/L$) で表わすと，フォノン透過関数を $t = \Lambda/(\Lambda + L)$ とした際のランダウアーの式[20]に相当する。

$$G_f = \int_0^{v_{\max}} C c_g t dv \quad (9)$$

熱伝導率はそもそもフーリエ則に基づいて定義されており，一部のフォノンが弾道的に振る舞う場合は本来この熱コンダクタンスで表わすべきである。しかし，これまでの研究の流れから便宜的に熱伝導率を用いる場合が多い。

このようにして計算したシリコン（LA モードにのみを考慮）の熱伝導率（熱コンダクタンス \times

L) の長さ依存性を図 8 に示す。図に見られるように $L = 1 \text{ mm}$ を超える広範囲において熱伝導率は顕著な長さ依存性を示す（つまり，熱コンダクタンスはフーリエ則 $G \propto 1/L$ に従わない）。このように，前節までに述べたフォノンのマルチスケール特性によって，シリコン結晶の熱伝導率はナノスケールを大きく超える長さ領域において（古典）サイズ効果を示すことがわかる。

6. ナノスケール熱伝導の理論解析

本節では，3 節で紹介したフォノン平均自由行程の計算方法の最近の進展に関して簡単に補足する。格子動力学に基づく摂動論によってフォノン散乱の数学的表記は古くから知られるが[21,22]，実際の材料に関して厳密に解析を行うには計算負荷が大きく，従来は近似的なモデル[23,24]が用いられていた。近年のコンピュータの発展により数値計算自体は可能になったが，それでも定量的な評価には原子間に働く非調和力定数を正確に知る必要があるため，実際の材料の熱伝導率を非経験的に再現するのは困難であった。それが最近になって，密度汎関数摂動論(Density Functional Perturbation Theory, DFPT)に基づく第一原理計算技術が発展し，シリコン結晶などの比較的軽量で対称性の良い材料であれば，非調和力定数の第一原理的な導出が可能となって来ている[11-13]。汎用コードレベルでの研究も進んでおり，フリーウェアの第一原理計算ソフトである Quantum Espresso[25]の最新のバージョンには三次の非調和力定数の計算ツールが搭載されている。

このように，フォノン熱伝導の第一原理計算が可能になる一方，DFPT は計算負荷が非常に大きいため，適用できる材料が限られているという課題がある。筆者の知る限り，共有結合系でこれまでに計算例が報告されているのは，シリコン，ゲルマニウム，ダイヤモンドである。一方，熱電変換材料を例にとると，図 2 にあるように，実際の材料には組成が複雑なものが多い。さらに，これらの多くは合金状態にあり，単位格子スケールの解析では取り扱えない。このような場合は，第一原理計算から導出した高次の力定数を基に，分子動力学法やモンテカルロ法に繋げる多重スケール計算が必要となる。筆者はマサチューセッツ工科大学の陳剛教授らと共同で，このような複雑な材料に対応できる解析フレームワークを開発中である。

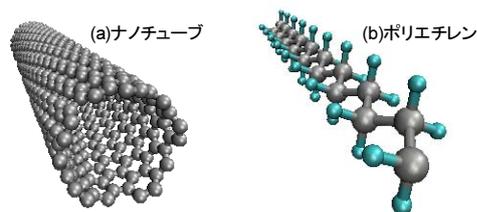


図9 擬一次元構造

前節で述べたフォノンの界面透過係数についても、より高度な解析方法が必要とされている。将来性の高いアプローチの1つとして、近年報告例が増加しているグリーン関数を用いた解析手法が挙げられる。もともと電子伝導に対して確立された非平衡グリーン関数法[26]を、フォノンと電子のアナロジーを用いてフォノンに適用したもので、フォノンの界面透過関数を直接的に求めることが可能である[27]。定式化の複雑さからナノワイヤなどの低次元系や調和近似に基づいたものが殆どであるが、相当数の研究者が関連研究に携わっており、今後の急速な発展が期待される。

一方、グリーン関数の導出が困難な、界面形状が複雑な系に関しては分子動力学法が有用である。原子を止めた状態(温度 0K)から任意のフォノンを導入し(固有モードに窓関数を乗じた波束に対応する位置と速度を格子に与え)、界面を実際に透過させることで透過エネルギーを評価する Wavepacket 法[28]が用いられることも多い。こちらも調和近似ではあるが、複雑な界面に対しても透過係数が算出できる点が魅力である。

7. 熱伝導への低次元効果

一言にナノスケール現象と言っても、量子サイズ効果などのナノスケールであることによって発現する新しい性質(いわゆる True Nano)のものと、チャンネル流の壁面でのすべりなどの「マクロスケールでも存在するがナノスケールで顕著になる現象」とは区別されるべきであろう。そういう意味では、前節までに述べたナノスケールでのフォノン熱伝導は、工学的には重要であるが、後者に属する。そこで、ここでは前者のトピックスに関しても簡単に触れることにする。

以前より、統計力学の研究者らの間で、1次元熱伝導モデル(原子が一行に配列したモデル)の熱伝導が長さに対して発散する傾向が議論されてきた[3]。これが、カーボンナノチューブ(図9(a))

を始めとする現実の擬一次元構造の出現により、他の分野の研究者の間でも超高熱伝導材料の可能性が議論されるようになってきている。熱伝導の発散は次元抑制による熱拡散の非エルゴード性によって生じる(詳しくは過去のレビュー[3]を参照されたい)とされるが、摂動論では取り扱えないため、分子動力学法による解析が主である[29]。筆者らも分子動力学法により $L=1.6 \mu\text{m}$ まで熱伝導率の増加を確認[30]しているが、その後、4節で述べた古典サイズ効果で大凡説明が付く可能性も示している[18]。最近になって、実験においてもカーボンナノチューブの熱伝導の長さ依存性が計測されているが[32]、その傾向を議論するまでには至っていない。

同様のコンセプトに基づいて、ポリマーの潜在的な熱伝導特性を探求する報告も見られる。Henryら[19]は分子動力学法を用いて、低熱伝導率材料として知られるポリエチレン($\kappa=0.1 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)が、ポリマー鎖が理想的に配向した状態(図9(b))では高い熱伝導率($\sim 350 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)を有し、熱伝導率が発散し得ることを議論している。

一方、実験においては、低次元効果との関連は明らかでないが、同じ研究グループによって行われた配向ポリエチレンの熱伝導計測が興味深い。Shenら[33]はポリエチレンを熱処理と組み合わせることで延伸することによって、配向性及び結晶性に優れた直径 50~500 nm のナノファイバを合成し、熱伝導率を $104 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ まで向上できることを示した。これは、金属の熱伝導率にも匹敵する値である。工学的にはスケールアップに関して課題が残るが、今後の展開が楽しみな技術である。

8. おわりに

本稿では、ナノ結晶半導体材料などのナノ構造や界面を有する系の熱伝導の基礎となる、ナノスケールでのフォノン輸送を概説した。フォノン熱伝導は多種類粒子の運動論として考えられ、粒子の平均自由行程や緩和時間は周波数、波数、偏光に強く依存する。これによって、幅広い長さ範囲において熱伝導のサイズ効果が生じる。また、これはフォノンが強い非平衡状態にあることも意味する。本稿ではページ数の関係で割愛したが、最近聞かれるようになった熱ダイオードやフォノンニクスなどのコンセプトは、このフォノンの非平衡性を利用したものである。

また，フォノン熱伝導の解析手法に関して，特に第一原理という観点から述べた．定量的な解析が可能になることで，デバイスの構成要素のデザインツールとしての応用が期待される．ただし，界面，合金，不純物の影響などの全てを第一原理的に解析することは困難であり，理論モデルや実験計測と適材適所に組み合わせた統一的な手法の検討も必要となる．

本稿で概説したようなナノスケールでの熱伝導に関する理解がさらに進むことで，ナノスケールでの合成，加工，計測技術と一体となった分子熱工学の体現が期待される．

謝辞

本稿で紹介した内容はマサチューセッツ工科大学の陳剛教授と Keivan Esfarjani 研究員，及び東京大学博士課程の志賀拓磨氏とのご議論を基にしている．ここに記して謝意を表する．

参考文献

- [1] G. Chen, *Nanoscale Energy Transport and Conversion*, Oxford Press (2005).
- [2] http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2010/
- [3] R. Livi, S. Lepri, *Nature* **421** (2003) 327.
- [4] L. Wang, B. Li, *Physics World* **21** (2008) 27.
- [5] A. Majumdar, *Science* **303** (2004) 777.
- [6] R. Venkatasubramanian, et al., *Nature* **413** (2001) 589.
- [7] H. Ohta, et al., *Nat. Mater.* **6** (2007) 129.
- [8] B. Poudel, et al., *Science* **320** (2008) 634.
- [9] G. Snyder, E. Toberer, *Nat. Mat.* **7** (2008) 105.
- [10] K. Biswas, et al., *Nat. Chem.* **3** (2011) 160.
- [11] http://www.physics.bc.edu/Deptsite/people_new/broido.shtml
- [12] D. A. Broido, M. Malorny, G. Birner, N. Mingo, D. A. Stewart, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 231922.
- [13] A. Ward, D. A. Broido, *Phys. Rev. B* **81** (2010) 085205.
- [14] C. Dames, G. Chen, *Thermoelectrics Handbook: Macro to Nano*, Chapter 42, CRC Press, ed. D. Rowe (2005).
- [15] W. A. Little, *Can. J. Phys.* **37** (1959) 334.
- [16] E. T. Swartz, R. O. Pohl, *Rev. Mod. Phys.* **61** (1989) 605.
- [17] Q. Hao, G. Chen, M-S Jeng, *J. Appl. Phys.* **106** (2009) 114321.
- [18] T. Yamamoto, S. Konabe, J. Shiomi, S. Maruyama, *APEX* **2** (2009) 095003.
- [19] A. Henry, G. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 235502.
- [20] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.* **1** (1957) 223; R. Landauer, *Phys. Lett.* **85A** (1981) 91.
- [21] R. Peierls, *Quantum Theory of Solids*, Clarendon, Oxford (1955).
- [22] M. Ziman, *Electrons and Phonons*, Oxford University Press, London (1960).
- [23] P. Klemens, *Proc. Roy. Soc.* **108** (1951) A208.
- [24] J. Callaway, *Phys. Rev.* **113** (1959) 1046.
- [25] <http://www.quantum-espresso.org>
- [26] S. Datta, *Quantum transport: atom to transistor*, Cambridge University Press (2005).
- [27] N. Mingo, L. Yang, *Phys. Rev. B* **68** (2003) 245406.
- [28] P. K. Schelling, S. R. Phillpot, P. Keblinski, *Appl. Phys. Lett.* **80** (2002) 2484.
- [29] Y. K. Koh, D. G. Cahill, *Phys. Rev. B* **76** (2007) 075207.
- [30] S. Maruyama, *Physica B*, **323** (2002) 193.
- [31] J. Shiomi, S. Maruyama, *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** (2008) 2005.
- [32] C. W. Chang, et al., *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 075903.
- [33] S. Shen, A. Henry, J. Tong, R. Zheng, G. Chen, *Nat. Nanotech.* **5** (2010) 251.

固液界面の境界条件とマイクロ伝熱機構

Boundary Conditions and Microscale Heat Transfer at Solid-Liquid Interface

長山 暁子 (九州工業大学)

Gyoko NAGAYAMA (Kyushu Institute of Technology)

e-mail: nagayama@mech.kyutech.ac.jp

1. はじめに

界面とは、ある均一な相が他の均一な相と接している境界のことであり、一般に気相と液相、液相と液相、液相と固相、固相と固相の異相間で形成される。お互いが完全に混ざり合うことはないが、この界面間に存在する分子・原子の働きによって、熱が輸送されることになる。界面を介した熱伝導現象と言えば、固相と固相の界面に表面粗さが起因する接触熱抵抗 (Thermal contact resistance) が思い浮かびやすいが、固相と液相の界面における界面熱抵抗 (Thermal boundary resistance) も存在する。後者については、1941年、ロシアの物理学者 P. L. Kapitza (1978年ノーベル物理学賞受賞) が極低温実験中に液体ヘリウムと銅の界面に有限の温度差を持つことを発見し、これをきっかけに界面熱抵抗の存在が広く受け入れられ、彼の名前から Kapitza resistance と呼ばれるようになった [1, 2]。それからちょうど70年を経た今、ナノテクの全盛時代に突入り、マイクロ・ナノシステムにおいて界面熱抵抗の重要性がますます高まっている。原子・分子の個々の運動を通じてみた固液界面における熱や流れの伝達・輸送現象への理解が求められている。そこで、本稿では分子熱流体の視点から固液界面の境界条件をはじめ、界面における流動抵抗と熱抵抗について、関連文献をレビューするとともに最近の研究動向および筆者らの初歩的な分子動力学的研究例を紹介する。

2. 従来の固液界面境界条件と伝熱機構

マクロ的な視点から見た固体と流体との間の伝熱機構は、流動機構と常に関連している。「粘性流体はその接する固体壁面で滑らない」という従来の概念は多くの教科書に記述され、基本的にすべりなしの境界条件 (No-slip boundary) に基づいて温度境界層の熱伝達解析は展開されることとなっている [3, 4]。固体表面に沿って流体が層流で流

れる場合には、固液界面に液体分子が整然と層流をなして動き、固体と流体の間に熱エネルギーは分子伝導 (Molecular conduction) の機構で伝達される。この熱の分子伝導の主役は、界面で整然と並ぶ液体分子であり、筆者はこの機構を「分子のバケツリレー」とイメージしている。乱流においては渦伝導 (Eddy conduction) 機構が分子伝導に付加され、層流の場合に比較すると熱伝達は著しく増加することになる。しかし、乱流の場合の固液界面において、層流底層あるいは粘性底層が存在することによって界面近傍において整然たる層流運動が維持され、結局層流と同じ分子伝導機構で、熱が「分子のバケツリレー」によって伝達される。そのため、マクロな系においては、速度や温度が固液界面で連続し、すなわち、速度すべりなしや温度ジャンプなしの連続の境界条件 (Continuous boundary condition) が多く用いられ、固液界面の界面熱抵抗を考慮しなくてもよいケースがほとんどである。

3. 固液界面のすべり境界条件

近年、マイクロ・ナノチャンネル、バイオチップおよび分子デバイスなどマイクロ・ナノシステムがあらゆる先端技術から注目されている。微細加工技術の進歩とともに、流路の代表寸法がすでに μm から nm へ、固液界面の分子間相互作用の影響が現れる極めて小さいスケールに近づいている。このような小さな系では、流れは層流であるものの、界面の影響が顕著に現れ、固液界面の濡れ性や界面形状が重要な役割を果たし、従来の固液界面境界条件が必ずしも成立しないことが分かってきた [5-35]。

図1に示す表面がなめらかな平行平板間に形成する平面ポアズイユ流れの例について考えると、界面における速度すべりなしの場合、速度分布は次式で表すことができる。

$$U(z) = -\frac{h^2}{2\mu} \frac{dp}{dx} \left\{ 1 - \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} \quad (1)$$

ここで，平行平板間距離は $2h$ ，流体の粘性係数は μ ，流れ方向における圧力勾配は dp/dx である。

固液界面においてすべり速度が生じる場合，ナビエのすべり境界条件（Navier slip boundary condition, 1827）として，図2に示すように，スリップ長さ l_s （流体のすべり速度 V_s が界面から固相中に0になるまでの長さ）がよく用いられる。

$$l_s = \frac{V_s}{\left(\frac{dV_s}{dz} \right)} \quad (2)$$

図1に示す平面ポアズイユ流れの例についてスリップ長さ l_s を用いて表現すると，流体の速度分布は，

$$U(z) = -\frac{h^2}{2\mu} \frac{dP}{dx} \left\{ 1 - \left(\frac{z}{h} \right)^2 \right\} + 2 \frac{l_s}{h} \quad (3)$$

で表せる。

流路の代表寸法がスリップ長さより十分大きければ，右辺スリップ長さを含めた項が0に近似でき，式(3)は式(1)に一致する。すなわち，スリップ長さが完全に0にならなくても，そのオーダーがナノスケールあるいはマイクロスケールであれば，マクロな流れに対してはすべりなしの境界条件が成立することになる。しかし，マイクロ・ナノチャンネルのような流路の代表寸法とスリップ長さとの比較的近い場合においては，流れが層流で

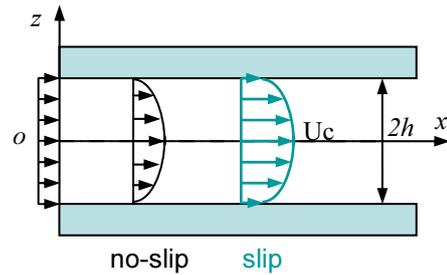


図1 平面ポアズイユ流

あっても，スリップ長さを含めた項が流路寸法の減少によりその割合が大きくなり，すべりなしの境界条件が成立しなくなる。式(3)より，すべり速度 V_s と流路中心速度 U_c の比を求めると，

$$\frac{V_s}{U_c} = \left(1 + \frac{h}{2l_s} \right)^{-1} \quad (4)$$

が得られる[18]。ここで，仮に $l_s = h$ とすると，

$$\frac{V_s}{U_c} = \frac{2}{3} \quad (5)$$

となり，マイクロ・ナノシステムにおいては流路寸法によってすべり速度を無視できないことが分かる。

一方，流路寸法が小さくなれば，液体側の熱伝導による流体内部の熱抵抗が比較的に小さくなり，固液界面におけるわずかな界面熱抵抗でも極めて重要な意味を持つようになってくる。熱的すべり境界条件として，速度のスリップ長さ（Hydrodynamic slip length）に類似した熱的スリッ

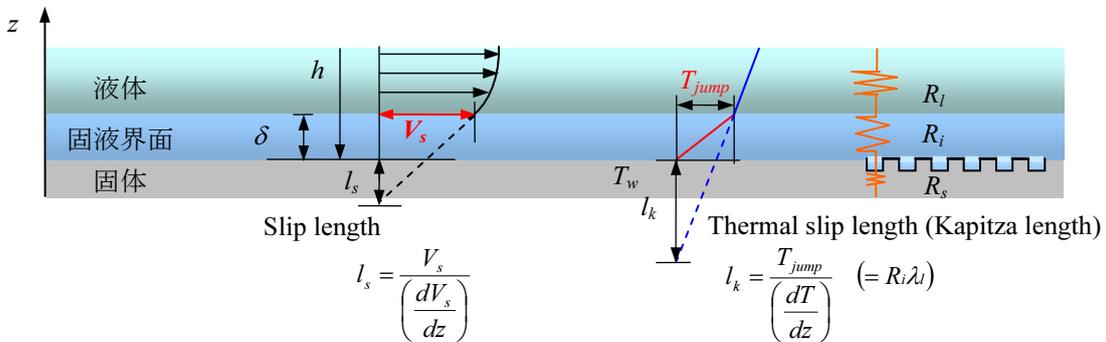


図2 固液界面における境界条件および界面抵抗の概念図

ブ長さ (Thermal slip length), すなわち, Kapitza length がよく用いられる.

$$l_k = \frac{T_{jump}}{\left(\frac{dT}{dz}\right)} \quad (= R_i \lambda_l) \quad (6)$$

ここで, R_i は固液界面熱抵抗, λ_l は液体の熱伝導率を表している.

図 2 に示すように, 熱的スリップ長さ l_k は, 界面における固体と液体の温度差 (すなわち, 温度ジャンプ T_{jump}) が界面から固相中に 0 になるまでの長さである [1]. これは, 固液界面熱抵抗 R_i を液体の熱伝導と比較したときの等価液体厚さという直感的な表現である [33]. ところが, マイクロ・ナノシステムにおいて, 固液界面における速度スリップと温度ジャンプとのアナロジーが成立するかどうか, どのように成立するのかはまだ明らかにされていない. これらの詳細は, 固液界面におけるマイクロ伝熱機構とどのようにつながっていくのかが興味深い点である.

4. すべり境界条件に関する研究動向

4.1 スリップ長さ

固液界面におけるスリップ長さに関する研究は, 約十数年前から実験と分子動力学シミュレーションの両方から盛んに行われてきた.

表 1 に実験で得た水のスリップ長さのデータをリストアップしている [6-16]. スリップ長さの実験値は, 固体面の濡れ性, 表面構造と測定方法などの違いでばらつきはあるが, おおよそ数 nm から数十 μm までの範囲内に報告されている. なお, 水以外の液体を含めた詳細なレビューは文献 [17] を参照願いたい.

固液界面におけるすべり速度の発生が多くの実験によって明らかになってきたが, そのメカニズムは十分な解明に至っていない. 表 1 に示した例をはじめ, 多くの実験では, 固液界面におけるすべり速度が実際どこで生じるかは不明のままである. 固液界面層という極めて狭い空間において, すべり速度が固体と界面に最も近い液体との間の相対速度なのか, あるいは界面近傍の液体の内部

表 1 水に関するスリップ長さ l_s の実験測定値

著者	固体表面	l_s	測定方法
Zhu and Granick (2001) [6]	Octadecyltriethoxysiloxane coated mica	2.5 μm	SFA ¹
Trethway and Meinhart (2002) [7]	Octadecyltrichlorosilane(OTS) coated Si	1 μm	μ -PIV ²
Choi et al. (2003) [8]	SiO ₂ layer covered Si Octadecyltrichlorosilane(OTS) coated Si	10 nm 30 nm	流体
Jin et al. (2004) [9]	OTS-coated glass & PDMS	<10 nm	TIRV ³
Cottin-Bizonne et al. (2005) [10]	Pyrex & OTS-coated Pyrex glass	20 nm	DSFA ⁴
Majumder et al. (2005) [11]	Carbon nanotubes of MWCNT membrane	68 μm	流体
Cross et al. (2006) [12]	DPPC Bilayers deposited on Pyrex glass	10 nm	DSFA
Choi et al. (2006) [13]	Nanostructured Si with SiO ₂ layer Teflon coated nanostructured Si	3 μm 20 μm	流体
Choi et al. (2006) [14]	Nanograting Si with SiO ₂ layer Teflon coated nanograting Si	30 \pm 16 nm 143 \pm 35 nm	流体
Joseph et al. (2006) [15]	CNT forest on Si covered with SiO ₂ and Ni	1.5 μm	μ -PIV
Huang et al. (2006) [16]	Water / PDMS & OTS-coated glass	100 nm	TIRV

¹ 表面間力測定装置(Surface force apparatus); ² マイクロ粒子画像流速測定法(Micro particle image velocimetry);

³ 全内部反射速度測定法(Total internal reflection velocimetry); ⁴ 動的表面間力測定装置(Dynamic surface force apparatus).

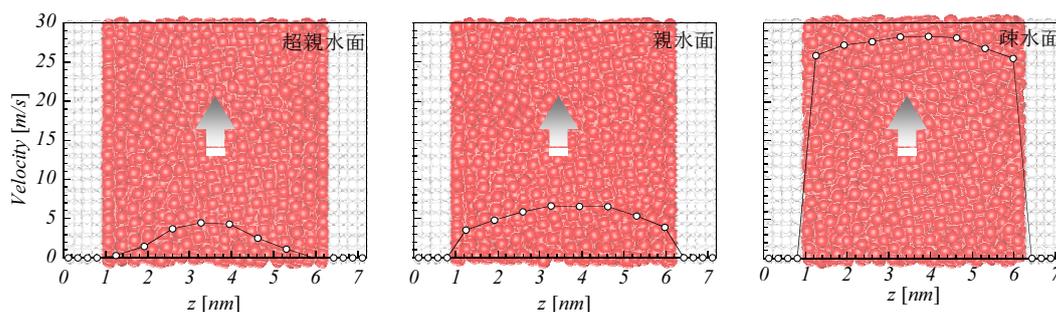


図3 ナノチャンネルにおける平面ポアズイユ流れ：スナップショットと速度分布.

で液体と液体との間の相対速度なのかを見極めるためには、分子スケール以下の分解能を有する計測技術が必要と思われる。検証できる実験事実はまだ得ていないが、今後解明されればと考えている。

一方、これらの詳細は分子動力学シミュレーションを用いたアプローチにより解明が可能となっている。これまでに、ナノ空間における流動現象の分子動力学シミュレーション研究は数多く行われている [18-28]。分子動力学解析によるスリップ長さは 100nm 以下の結果が最も多く報告され、実験値との間に大きいギャップがあるが、界面濡れ性（固液間分子相互作用）や表面構造などに依存するとの点については、実験結果と定性的に一致する。

筆者らの研究例 [18, 35] は界面濡れ性との関連に着目しており、結果の一部は本誌 2007 年 1 月号「固液界面の濡れ性の機構」特集にて紹介した [35]。ここでは、図 1 に示す平面ポアズイユ流のナノチャンネル版を分子動力学シミュレーションによって再現し、スリップ長さとの関連について補足する。間隔約 5.5nm のナノチャンネルに飽和状態に近い単純分子の LJ (Lennard-Jones) 流体を満たし、片端から駆動力を加えて非平衡分子動力学解析を行った。図 3 では、超親水面、親水面および疎水面のスナップショットに同じ駆動条件で得た速度分布を重ねてみた。超親水面の壁面近傍では、流体分子が規則的に並んで擬固体 (solid-like) 的な性質を示す。速度分布の形状は従来の放物線状となっており、流路中心部の流速は親水面に比べて比較的低い値となるが、固液界面においては速度が 0 となり、すべりなしの境界条件が成り立っている。この場合、固体と界面に層状に並んだ液体分子の間に相対速度が生じておらず、液

体内部にある分子と分子の間で速度勾配が生じる。しかし、固液間分子相互作用で疎水性が増すことになると、壁面近傍の液体分子の並び方がランダムになっていき、擬固体的な層状構造が乱れる。図 3 の中間に示す親水性が比較的弱い面で、流路中心部の流速は超親水面より大きくなっており、固液界面にすべり速度が生じていることが確認できる。この場合、界面の液体分子が固体分子に対して相対速度を持ち、界面で生じるスリップ長さを約 0.31nm と見積もる。また、すべり速度および中心部流速が最も大きい疎水面では、スリップ長さは約 1.22nm となるが、流路サイズに比べるとかなり大きいと考える。

分子動力学解析結果と実験で得たスリップ長さとの間に数桁のずれが生じてしまい、その原因の一つとして、計算系が理想に近い固液界面を扱っており、実際の界面との対応が不十分だったことが考えられる。また、先にも述べたように、計測技術の精度の問題で、計測したすべり速度の発生位置がもし液体内部にずれたとすれば、実験値が過大評価になっている可能性がある。さらに、流動抵抗の指標としてのスリップ長さが、固液界面熱抵抗とどのようにつながっていくのか解明が必要と考える。

4.2 熱的スリップ長さ (Kapitza Length)

スリップ長さに比べて、熱的スリップ長さに対する実験研究への関心は比較的に薄かった。主な原因として、固液界面における熱計測がネックであることが挙げられる。近年、Ge らは時間領域サーモリフレクタンス法 (Time-domain thermoreflectance) を用いて、水と自己組織膜で修飾した平坦面との界面における熱的スリップ長さの計測に初めて成功し、疎水面では 10–12nm、親水面では 3–6nm との結果を得た [30]。

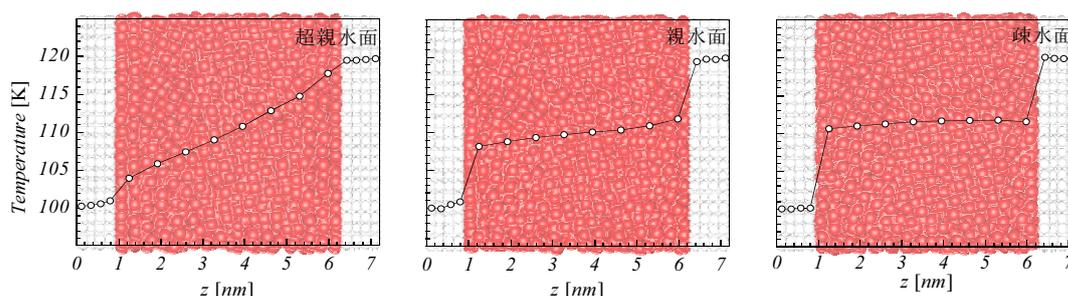


図4 ナノチャンネルにおける熱の流れ（壁温 100K–120K）：スナップショットと温度分布.

一方，界面熱抵抗に対する分子動力学的研究は進んでいる [29-42]. 丸山らは，世界に先駆けて分子動力学解析による固液界面熱抵抗の評価を行い，熱的スリップ長さが接触角によって変化し，比較的ぬれにくい固液界面においては，10–20nm 程度とする結果を示した [33, 34]. Khare らは固液界面の速度スリップと温度ジャンプとの間にアナロジーが存在することを報告した [29]. また，別々の角度から，Xu ら [31] と Kim ら [32] は，熱的スリップ長さと界面濡れ性との関連性を示した. 小原らは，固液界面における分子間エネルギー伝搬について，固体壁の原子配列や分子運動の各自由度の寄与を詳細に調べた [36-39]. 芝原らは，ナノ構造間隔が固液界面のエネルギー伝達および界面熱抵抗に及ぼす影響に着目した [40-43].

筆者らは，図3に示すナノチャンネルと同じ計算系を用いて，壁温 100K と 120K に設定した場合の非平衡分子動力学解析を行った. 図4にその温度分布を示す. 式(6)の定義に従って熱的スリップ長さを評価すると，超親水面（左）では 0，親水面（中）では 8.7nm，疎水面（右）では 42nm と見積もる.

図3と図4の結果を合わせて考えると，超親水面では速度・温度ともに連続するが，親水性が弱まる方向になると，固液界面における速度・温度ともに不連続的に変化することが分かる. 前者は，液体の擬固体分子層が固体壁の分子との強い分子間相互作用によって界面で層状に配置され，分子伝導機構（分子のバケツリレー）の大役を担ったためと考えられる. 後者においては，界面における液体分子と固体分子の相互作用が弱く，分子配置の乱れが生じたところに，バケツリレーが中断あるいは迂回しなければいけないので，分子伝導がうまくいかなくなる. なお，同じサイズのナノ

チャンネルに飽和状態ではなく，準安定 (metastable) 状態の液体を満たして駆動力を加えた場合は，疎水性固液界面において気泡あるいは隙間が生じてしまうことになる [44]. このような場合には，界面における液体分子の配置が疎になりやすい状況となり，スリップ長さや熱的スリップ長さをさらに増大させる傾向になろうと考える.

5. 固液界面のナノ構造とマイクロ伝熱機構

マイクロ・ナノシステムにおける固液界面の境界条件の決定にあたっては，固液界面の液体分子と固体分子の接触機構に対する理解が重要である. マクロな系において極めて平坦とされる固体表面でも，従来の表面粗さと異なる概念の微細構造を持つ可能性がある.

筆者らは，図2に示すような固液界面付近で数分子層程度の界面層内に形成したナノ構造が，界面における液体分子の配置に直接的な影響を及ぼし，界面濡れ性を制御することができると考えている [45]. すなわち，界面濡れ性のマクロな評価パラメータである接触角は，ミクロな視点からみれば，液体分子が固体に接触する際，界面条件に応じてエネルギー的に一番安定な状態になるように配置を変化した結果である.

ナノ構造を有する固液界面近傍における液体分子の密度分布を二次元的に表現し，図5に示す. 参考のため，固液気三相を有する計算系の結果を右に示し，親水面では液膜，疎水面では液滴がナノ構造面上に付着している様子が分かる. 図5より，界面近傍においては，固体壁（青）の形状に沿って液体分子が密に配置していることが分かる. 親水面（上）では，構造内の液体分子が強く拘束されて格子振動を繰り返し（擬固体分子層），局所の密度がほぼ 0（青）になる箇所があると確認で

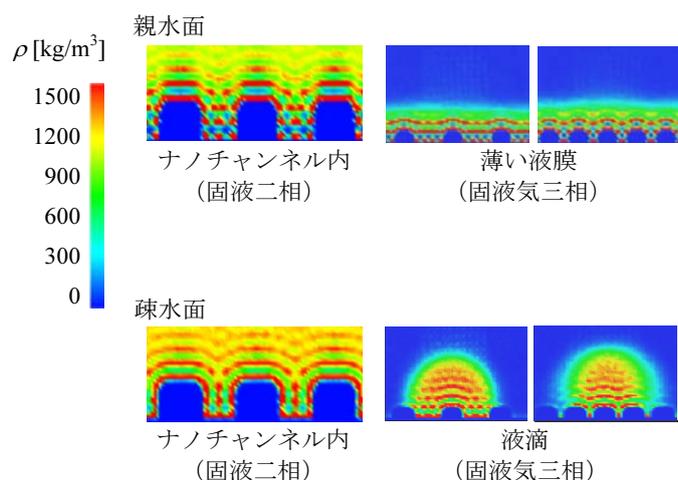


図5 ナノ構造と固液界面近傍の液体分子の密度分布（上：親水面；下：疎水面）。

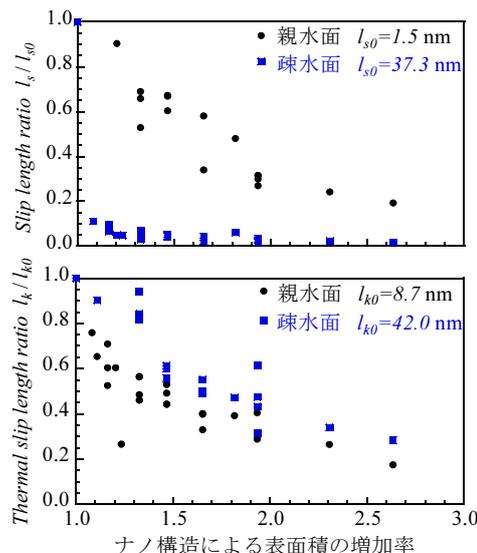


図6 ナノ構造と固液界面のすべり境界条件。

きる。この場合は，固体に接触している液体分子の移動がほぼない状況であり，分子伝導が確実に実現され，連続の境界条件が成立する。一方，疎水面（下）では，液体分子が構造内に閉じ込められて固体壁と激しく衝突し，分子層間においてはほぼ飽和密度（緑）になっているのが特徴である。ナノ構造の空間制限により分子の移動自由度は平坦面より減らされるが，構造内衝突が増えることで熱伝達を増大させることが考えられる。

ナノ構造が固液界面のすべり境界条件に及ぼす影響を調べ，その結果の一部を図6に示す。計算の詳細は文献 [46, 47]を参照願いたい。筆者らは，ナノ構造を増やすことによって固液の実質接触面積が増加することが最も重要と考えており，横軸はナノ構造面と平坦面の表面積比，縦軸はナノ構造面と平坦面のスリップ長さおよび熱的スリップ長さの比を示している。図6よりナノ構造を密に設けることによって，スリップ長さと熱的スリップ長さがともに減少していくことが分かる。

ここでもう一度強調したいのは，ナノ構造による効果は，3節で示した考え方と同じく，流路代表寸法が極めて小さいスケールに近づいている場合に限る。分子動力学解析で示したナノ構造の効果は，さらに実験的に検証する必要がある。近い将来，界面構造の分子設計による固液界面の熱物性を自在に制御することがもう夢ではなくなるような気がする。

6. おわりに

固液界面における熱や流れの伝達・輸送現象が考えれば考えるほど，いかに「奥が深い」ことを実感している。ポスドクの時期から魅了され，本日まで続いてきた研究テーマではあるが，まだまだ理解が「不連続的」であることが再認識できた。浅学ながら，固液界面の気になる「点」を興味本位で紹介したが，「界面の熱伝導」という「線」を通して，本特集号のテーマである「熱・エネルギーを輸送するということ」の「面」に少しでも「連続」できたら幸いに思う。

本研究にあたっては，九州工業大学鶴田隆治教授，元大学院生椎木誠一氏，川越政子氏と柳井康祐氏の協力を得た。計算の一部は九州大学情報基盤研究センターのスーパーコンピューティングシステムを利用して行い，結果の一部は科学研究補助金 No. 1670167, 19560207, 21360099 によって得られた。記して感謝の意を表す。

最後に，いつも学会で激論を交わしながらも本稿をまとめる機会を与えて下さった東北大学流体力学研究所小原拓教授に感謝の意を表す。

参考文献

- [1] Kapitza, P. L., The Study of Heat Transfer in Helium II, J. Phys. (Moscow), **4** (1941) 181.
- [2] Pollack, G. L., Kapitza resistance, Rev. Mod. Phys., **41-1** (1969) 48.

- [3] 西川兼康, 藤田恭伸, 伝熱学, 理工学社(2003).
- [4] 甲藤好郎, 伝熱概論, 養賢堂 (1983).
- [5] 渡辺敬三, Yanuar, 水沼博, ニュートン流体の固体境界における滑りについて, 日本機械学会論文集 B 編, **63-611** (1997) 70.
- [6] Zhu, Y. X. and Granick, S., Rate-dependent slip of Newtonian liquid at smooth surfaces, *Phys. Rev. Lett.*, **87-9** (2001) 096105.
- [7] Tretheway, D. C. and Meinhart, C. D., Apparent fluid slip at hydrophobic microchannel walls, *Phys. Fluids*, **14** (2002) L9.
- [8] Choi, C. H., Westin, K. J. A. and Breuer, K. S., Apparent slip flows in hydrophilic and hydrophobic microchannels, *Phys. Fluids*, **15-10** (2003) 2897.
- [9] Jin, S., Huang, P., Park, J., Yoo, J. Y. and Breuer, K. S., Near-surface velocimetry using evanescent wave illumination, *Exp. Fluid*, **37** (2004) 825.
- [10] Cottin-Bizonne, C., Cross, B., Steinberger, A. and Charlaix, E., Boundary slip on smooth hydrophobic surfaces: Intrinsic effects and possible artifacts, *Phys. Rev. Lett.*, **94-5** (2005) 056102.
- [11] Majumder, M., Chopra, N., Andrews, R. and Hinds B. J., Nanoscale hydrodynamics: Enhanced flow in carbon nanotubes, *Nature*, **438-7064** (2005) 44.
- [12] Cross, B., Steinberger, A., Cottin-Bizonne, C., Rieu, J.-P. and Charlaix, E., Boundary flow of water on supported phospholipid films, *Europhys. Lett.*, **73-3** (2006) 390.
- [13] Choi, C.-H. and Kim, C.-J. Large slip of aqueous liquid flow over a nanoengineered superhydrophobic surface, *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006) 066001.
- [14] Choi, C. H., Ulmanella, U., Kim, J., Ho, C.-M. and Kim, C.-J., Effective slip and friction reduction in nanograted superhydrophobic microchannels, *Phys. Fluids*, **18** (2006) 087105.
- [15] Joseph, P., Cottin-Bizonne, C., Benoit, J.-M., Ybert, C., Journet, C., Tabeling, P. and Bocquet, L., Slippage of water past superhydrophobic carbon nanotube forests in microchannels, *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 156104.
- [16] Huang, P., Guasto, J. S. and Breuer, K. S., Direct measurement of slip velocities using three-dimensional total internal reflection velocimetry, *J. Fluid Mech.*, **566** (2006) 447.
- [17] Voronov, R. S. and Papavassiliou, D.V., Review of fluid slip over superhydrophobic surfaces and its dependence on the contact angle, *Ind. Eng. Chem. Res.*, **47** (2008) 2455.
- [18] Nagayama, G. and Cheng, P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **47** (2004) 501.
- [19] Thompson, P. A. and Troian, S. M., A general boundary condition for liquid flow at solid surfaces, *Nature*, **389** (1997) 360.
- [20] Barrat, J. and Bocquet, L., Large slip effect at a nonwetting fluid-solid interface, *Phys. Rev. Lett.*, **82-23** (1999) 4671.
- [21] Cieplak, M., Koplik, J. and Banavar, J. R., Boundary conditions at a fluid-solid interface, *Phys. Rev. Lett.*, **86-5** (2001) 803.
- [22] Bitsanis, I., Magda, J. J., Tirrell, M. and Davis, H. T., Molecular dynamics of flow in microscopes, *J. Chem. Phys.*, **87-3** (1987) 1733.
- [23] Ruckenstein, E. and Rajora, P., On the no-slip boundary condition of hydrodynamics, *J. Colloid Interface Sci.*, **96** (1983) 488.
- [24] Sokhan, V. P., Nicholson, D. and Quirke, N., Fluid flow in nanopores: An examination of hydrodynamic boundary conditions, *J. Chem. Phys.*, **115-8** (2001) 3878.
- [25] Somers, S. and Davis, H. T., Microscopic dynamics of fluids confined between smooth and atomically structured solid surface, *J. Chem. Phys.*, **96-7** (1992) 5389.
- [26] Travis, K. P. and Gubbins, K. E., Poiseuille flow of Lennard-Jones fluids in narrow slit pores, *J. Chem. Phys.*, **112-4** (2000) 1984.
- [27] Ding, X. D. and Michaelides, E. E., Kinetic theory and molecular dynamics simulations of microscopic flows, *Phys. Fluids*, **9-12** (1997) 3915.
- [28] Cao, B. Y., Chen, M. and Guo, Z. Y., Liquid flow in surface-nanostructured channels studied by molecular dynamics simulation, *Phys. Rev. E*, **74** (2006), 066311.
- [29] Khare, R., Keblinski, P. and Yethiraj, A.,

- Molecular dynamics simulations of heat and momentum transfer at a solid-fluid interface: Relationship between thermal and velocity slip, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **49** (2006) 3401.
- [30] Ge, Z., Cahill, D. G. and Braun, P. V., Thermal conductance of hydrophilic and hydrophobic interfaces, *Phys. Rev. Lett.*, **96-18** (2006) 186101.
- [31] Xue, L., Keblinski, P., Phillpot, S. R., Choi, S. U.-S. and Eastman, J. A., Two regimes of thermal resistance at a liquid-solid interface, *J. Chem. Phys.*, **118-1** (2003) 337.
- [32] Kim, B. H., Beskok, A. and Cagin, T., Molecular dynamics simulations of thermal resistance at the liquid-solid interface, *J. Chem. Phys.*, **129-17** (2008) 174701.
- [33] 丸山茂夫, 木村達人, 崔淳豪, 安井康二, 固液界面熱抵抗の分子動力学, 日本機械学会熱工学部門講演会講演論文集, **1998** (1998) 309.
- [34] Maruyama, S., and Kimura, T., A Study on Thermal Resistance Over a Solid-Liquid Interface by the Molecular Dynamics Method, *Therm. Sci. Eng.*, **7-1** (1999) 63.
- [35] 長山暁子, 鶴田隆治, 分子動力学的視点からみた固液界面の濡れ機構, 伝熱, **46-194** (2007) 12.
- [36] Ohara, T. and Suzuki, D., Intermolecular energy transfer at a solid-liquid interface, *Microscale Thermophysical Eng.*, **4-3** (2000) 189.
- [37] Ohara, T. and Torii, D., Molecular dynamics study of thermal phenomena in an ultrathin liquid film sheared between solid surfaces: The influence of the crystal plane on energy and momentum transfer at solid-liquid interfaces, *J. Chem. Phys.*, **122** (2005) 214717.
- [38] Torii, D., Nakano, T. and Ohara, T., Contribution of inter- and intramolecular energy transfers to heat conduction in liquids, *J. Chem. Phys.*, **128** (2008) 044504.
- [39] Torii, D., Ohara, T. and Ishida, K., Molecular-scale mechanism of thermal resistance at the solid-liquid interfaces: influence of interaction parameters between solid and liquid molecules, *J. Heat Transf.*, **132** (2010) 012402.
- [40] 芝原正彦, 功刀資彰, 香月正司, ナノスケールの構造物が界面エネルギー伝達へ与える影響 (分子動力学解析), 日本機械学会論文集 B 編, **70-693** (2004) 1273.
- [41] 芝原正彦, 功刀資彰, 向勝巳, 香月正司, ナノスケールの構造物間隔が界面のエネルギー伝達に与える影響, 日本機械学会論文集 B 編, **71-708** (2005) 2108.
- [42] 芝原正彦, 功刀資彰, 向勝巳, 香月正司, ナノスケールの構造物間隔が固液界面近傍の分子挙動に与える影響, 日本機械学会論文集 B 編, **71-708** (2005) 2112.
- [43] 芝原正彦, 井上浩介, ナノ構造間隔が固液界面熱抵抗に及ぼす影響に関する分子動力学的研究, 日本機械学会論文集 B 編, **74-737** (2008) 172.
- [44] Nagayama, G., Tsuruta, T. and Cheng, P., Molecular dynamics simulation on bubble formation in a nanochannel, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **49** (2006) 4437.
- [45] 長山暁子, 椎木誠一, 鶴田隆治, ナノ微細構造面の濡れ挙動に関する分子動力学的研究, 日本機械学会論文集 B 編, **73-278** (2007) 1084.
- [46] Nagayama, G., Kawagoe, M., Tokunaga, A. and Tsuruta, T., On the evaporation rate of ultra-thin liquid film at the nanostructured surface: A molecular dynamics study, *Int. J. Therm. Sci.*, **49** (2010) 59.
- [47] Nagayama, G., Yanai, K. and Tsuruta, T., Effect of Nanostructures on Solid-liquid Interfacial Boundary Condition in Nanoflow, *Proc. 7th Int. Conf. Flow Dynamics*, (2010) 346.

液体中の熱伝導：分子動力学による一描像

Heat Conduction in Liquids: A Molecular Dynamics View

小原 拓 (東北大学)

Taku OHARA (Tohoku University)

e-mail: ohara@ifs.tohoku.ac.jp

1. はじめに

液体の熱伝導について、熱伝導率の大小といった総括的な特性の把握から一步踏み込んで、分子のダイナミクスを観察したときに何が見えるかという描像の一例を示すのが、本稿の目的である。

固体のマイクロ・ナノスケール伝熱は、固体物理学という強固な理論的支柱があり、例えばフォノンの伝搬（拡散）という、ナマの現象というよりはモデルの挙動に関する理論が、極めて優れた現象の理解と予測を可能にしており、現象観察者の共通言語として機能している。この基盤の上に築かれた応用的研究が、現在では例えば超格子やナノ構造体など百花繚乱の観がある。液体は固体にはほぼ匹敵する密度と熱的特性をもち、その流動性は輸送の容易さや界面抵抗の小ささ、変形容易など好ましい特性となり得るものでもあるにもかかわらず、ナノ材料としての研究が固体研究のはるか後塵を拝しているのは、デバイスとしての成立がやや困難であること（形が定まらないことによるが、ナノスケールの場合には界面力により緩和されることが期待される）の他に、見通しの良い理論が存在しないことが大きな障害となっている。熱媒や間隙充填、コーティング材、バイオ環境など液体の重要性は言うまでもなく、工学的な展開につながる現象の把握のために、統一的理論は叶わぬまでも、様々な切り口で液体现象の描像を提示することが重要であろう。

筆者らは、分子間の力学的エネルギーの伝搬について、その大きさと態様を分子動力学シミュレーションにより調べ、マクロな熱伝導の熱流束（以下では単に熱流束とする）への寄与を液体の構造と併せて解析している。従来より研究成果が蓄積されている液体の構造に関する知見を手掛かりとして、液体中の熱伝導について分子スケールの新たな描像を示し、その特性を明らかにすることを目指している。以下では、その基本的な考え

方といくつかの解析例について述べる。

2. 分子間エネルギー伝搬と熱流束

物質の相・状態によらず、分子系における熱エネルギー（マクロには内部エネルギー） E は、以下のように表される。

$$E = \sum_i E_i \quad (1)$$

$$E_i = \frac{1}{2} m_i v_i^2 + \phi_i$$

ここで、 i は分子系を構成する個々の分子、 m , v はそれぞれ質量及び速度、 ϕ は各分子についてカウントしたポテンシャルエネルギーを表す。 E_i は運動エネルギーとポテンシャルエネルギーからなる各分子のエネルギーであるが、これに各分子の座標で重みをつけたものの総和を時間微分することにより、系に生じている熱流束の分子動力学表現である Irving-Kirkwood の式[1]が得られる。

$$J_x = \frac{d}{dt} \left(\sum_i x_i E_i \right) = J_{1,x} + J_{2,x} \quad (2)$$

$$J_{1,x} V = \sum_i (v_{x,i} E_i)$$

$$J_{2,x} V = \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j>i} \{ \mathbf{F}_{ij} \cdot (\mathbf{v}_i + \mathbf{v}_j) \} (x_i - x_j)$$

ここで \mathbf{F} , \mathbf{v} はそれぞれ分子間力及び分子速度のベクトルである。分子が多原子分子であってその運動を併進運動と回転運動に分けて考える場合には、式(2)第2項には、 $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ の他にトルクと回転角速度の内積が現れる。この式は、系全体のエネルギー座標に基づいた総括的な考察の結果として得られたもので、第1項は分子自身のエネルギーが分子と共に移動することによるものだと容易に解釈できるが、第2項の意味は明確ではない。液体においては、この第2項が主要因子であり、気体中の熱輸送における主要因子である第1項に卓越する。

この第2項について、筆者は一つ一つの分子間力が分子になす仕事による力学的エネルギーのやりとり（分子間エネルギー伝搬）が集積して第2項を構成していることを明らかにして、分子間距離や水分子間の水素結合など様々な特性により分類される分子間のエネルギー伝搬が熱流束になす寄与を解析した[2,3]。これにより、三重点近傍の飽和液体水中の熱流束のうち70%程度は、分子間力により相手分子に作用するトルクが相手分子の回転運動を変化させることによる分子の回転運動エネルギーの伝搬であること、液体水の主要な構造である水素結合ネットワークの寄与は限定的であること[2]、一定の距離（第2近接殻以遠の各近接殻内側）にある分子間では、マクロな熱流束とは逆方向（低温側から高温側に）にエネルギーが伝搬されていること[3]、などが明らかとなった。

これらの特性は物質の分子種により異なり、また、分子系に不均質な構造があるときにはその近傍で変化する。図1は温度差のある2つの固体壁に挟まれた単純（単原子分子）液体中の定常熱伝導における温度分布を示したものである[4]。固体壁の間隔は約5nmで、300 MW/m²程度の熱流束が生じているが、観測されるメカニズムはマクロな

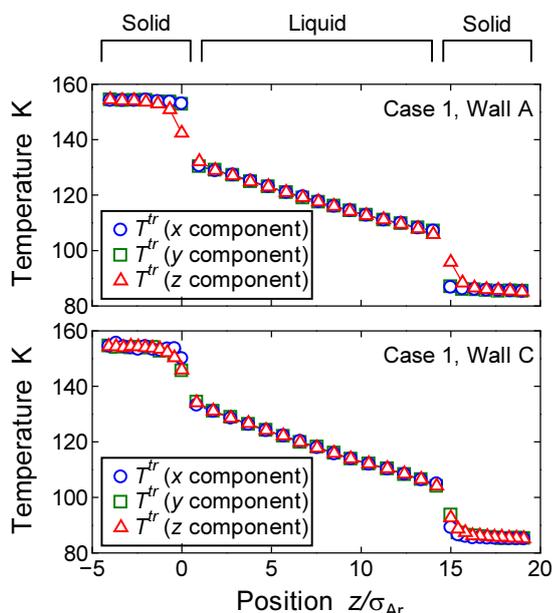


図1 温度差をもつ白金固体壁に挟まれた液体アルゴン中の定常熱伝導における温度分布[4]。(上) 固体壁表面：FCC(111)面，(下) 固体壁表面：FCC(110)面

系で通常見られる 1 MW/m² 以下の熱伝導と同じであると考えてよい。温度は分子の運動エネルギーから計測され、それを x, y, z 成分に分けて示した。固体壁は xy 平面に平行に置かれた FCC 結晶で、図に示されたケースでは分子が最密に配置された(111)面と、分子が x 方向になした列が間隔をあけて y 方向に繰り返される(110)面が表面となっている。図の温度分布で左右に見られる高温部・低温部が固体壁であり、その間に見られる一定勾配をもつ温度分布が液体部分である。液体の中央部分では、通常のパルク液体と同様に温度の3成分は一致しているが、固体壁面に近づくにつれて成分間で不一致が生じ、その振る舞いは固体表面の結晶面性状により異なることが観察される。すなわち、(111)面の場合には、 z 成分温度が固体壁温度に近づき、 x 及び y 成分温度との間に差を生じている。固液界面における温度ジャンプは、 x 及び y 成分で大きく z 成分で小さい。一方、(110)面の場合には、温度ジャンプは y 成分においても小さくなるが、 x 成分は依然として小さい。

このように固体表面近傍の液体中において分子運動の自由度間でエネルギーの不等分配が発生するのは、パルク液体中の熱伝導において熱流束を構成する各種の分子間エネルギー伝搬の中に、固

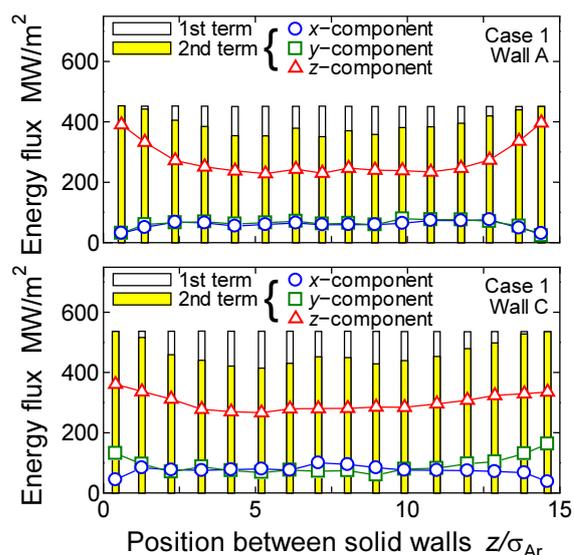


図2 温度差をもつ白金固体壁に挟まれた液体アルゴン中の定常熱伝導流束を構成する分子運動各成分[4]。(上) 固体壁表面：FCC(111)面，(下) 固体壁表面：FCC(110)面

体壁表面に吸収されるものとされないものがあることによる。図2は、図1に示したケースについて、分子間エネルギー伝搬 $\mathbf{F} \cdot \mathbf{v}$ の熱流束への寄与を各方向成分 $F_x v_x, F_y v_y, F_z v_z$ に分けて示したもの[4]である。中央部分に見られるバルク液体では熱流束の方向と同じ z 方向成分が卓越するのが通例であり、 x 及び y 成分も一定の大きさで存在する。一方、図の左右両端で観察される固体表面近傍では、それぞれ成分比に変化が生じる。固体表面の分子配列がつくる凹凸が小さい FCC(111)面のケースでは、表面に垂直な z 方向の分子運動によるエネルギー伝搬のみが固液界面を通過し、他の成分は界面近傍の液体中で z 方向成分に変換された後に界面を通過する。このため、変換に必要な温度差が z 成分と x あるいは y 成分との間に生じる。また、凹凸が x 方向に小さく y 方向に大きい(110)面のケースでは、分子間エネルギー伝搬の y 成分も熱流束に寄与している。

このような非平衡状態は、極めて大きな熱流束が発生する場合にはさらに顕著に発生する。図3

は潤滑の一例で、摺動する固体壁間でせん断を受ける厚さ約 2nm の液膜において観察した温度分布[5]である。ハードディスク表面など現実のアプリケーションで最大レベルのせん断率が想定されている。粘性加熱により液膜の温度が上昇し、液膜中央部から FCC(111)面の固体壁表面に向かって熱流束が生じている。先のケースと同様に、分子間エネルギー伝搬のうち表面に垂直な z 成分しか固液界面を通過しないため、液膜温度の x 及び y 成分は界面近傍で総括的熱流束とは逆の温度勾配となっている。

熱流束の構成要素である様々な分子間エネルギー伝搬の特性が問題となる別の例として、ある種の金属結晶表面に接する水の場合について述べる。白金、銀、アルミニウムなどいくつかの金属結晶表面に液体水が接しているとき、水分子は結晶表面にある金属原子の直上に吸着される傾向にある。この場合における水分子と金属原子との間の分子間エネルギー伝搬は、水分子の回転運動エネルギーの寄与がほとんどなく、ほぼ全ての熱流束は水分子・金属原子の併進運動エネルギーの伝搬によるものであるから、水としてはこれらの金属表面に至って回転運動エネルギーを併進運動エネルギーに変換して不得手な伝搬を行わねばならず、これがこれらの金属表面と水との間で界面熱抵抗が大きくなる理由の一つとなっている。

3. ポリマー液体中のエネルギー伝搬

前節までに述べた分子間エネルギー伝搬による熱流束の分子動力学表現は、分子内変形自由度をもつポリマー分子系の場合に拡張されている[7]。この場合には、分子を構成する原子の力学的エネルギーが分子内で移動することを表現した項が含まれ（分子内エネルギー伝搬）、分子の大きさが分子間の距離と比較して無視できない場合には、分子内エネルギー伝搬がマクロな熱流束になす寄与が一定の重要性をもつようになる。

単純なポリマーの典型的な例として、直鎖状の n -アルカンからなる飽和液について、定常熱伝導状態における分子間・分子内エネルギー伝搬を計測した結果[8]を示す。分子モデルは CH_3 あるいは CH_2 を一つのサイトとして表し(united atom model),

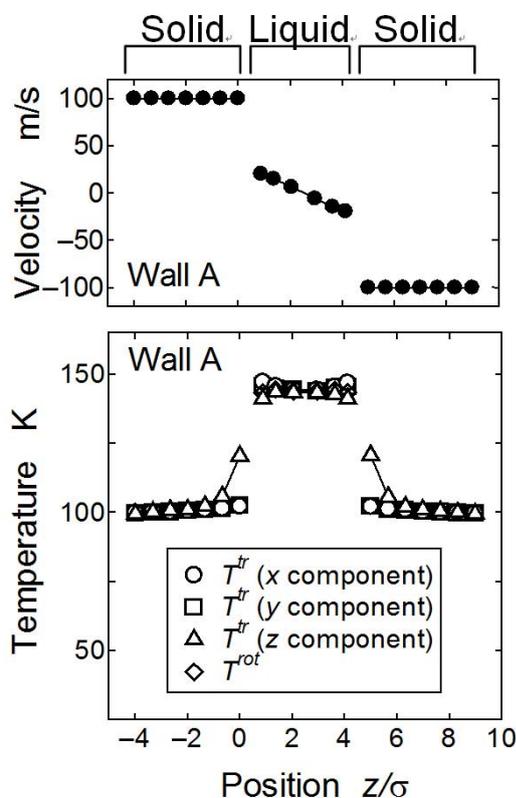


図3 摺動する白金固体壁間でせん断を受けるアルゴン液体中の温度分布[5]。固体壁表面：FCC(111)面

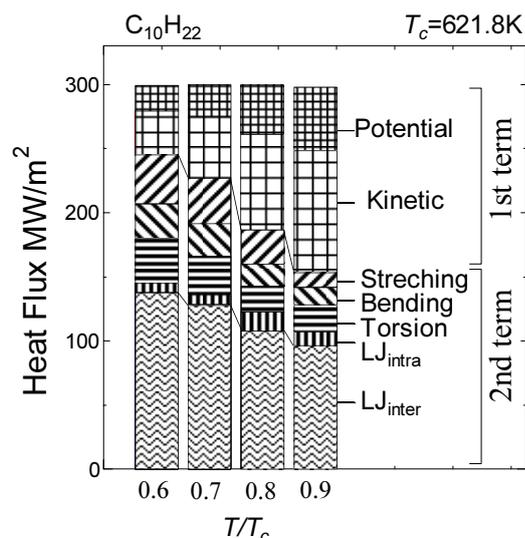


図 4 $C_{10}H_{22}$ のバルク飽和液における熱流束の構成要素[8]

分子の変形としては，2 サイト間の伸縮，3 サイトがつくる中心角の変化（曲げ），4 サイト間のねじれを考慮している．鎖長が異なるいくつかのアルカンについて，それぞれ臨界温度の 0.7 倍になるよう温度を定め，気液共存系の分子動力学シミュレーション[9-11]により飽和液密度を計測した．この密度及び温度を系内の平均として保ちながら熱流束及び温度勾配を発生させ，熱伝導状態を観測した．得られた総括的な熱伝導率は，実験値と良好な一致を示した．

$C_{10}H_{22}$ について，熱流束を構成する要素と温度の影響を図 4 に示す．式(2)の第 1 項は，分子自身の移動による分子の運動エネルギーの移動とポテンシャルエネルギーの移動とに分けられる．第 2 項は分子間の LJ 相互作用によるエネルギー伝搬と，分子の伸縮・曲げ・振れ変形による分子内エネルギー伝搬，各サイト間の LJ 相互作用による分子内エネルギー伝搬とに分類される．臨界温度に近い高温条件では第 1 項が半分程度を占めるが，低温では第 2 項が卓越する．

CH_4 から $C_{24}H_{50}$ までの各飽和液における熱流束の構成要素を図 5 に示す．アルカン鎖長の増大とともに，分子内エネルギー伝搬の寄与は大きくなる一方，分子間エネルギー伝搬による寄与は減少する．分子の鎖長が長いほど，強固な炭化水素基間共有結合に沿った高速なエネルギー伝搬の伝搬距離が空間に対して大きくなり，分子内エネルギ

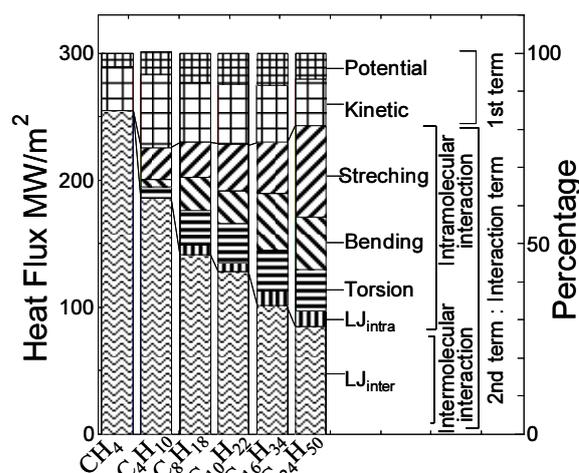


図 5 各アルカンのバルク飽和液における熱流束の構成要素．温度 $T=0.7T_c$ [8]

ー伝搬の寄与が増大するものと考えられる．直鎖アルカン分子の場合，鎖長が $C_{24}H_{50}$ のそれ以上になると，分子内エネルギー伝搬による寄与が全熱流束の約 50%以上を占め，分子間の伝搬に卓越する．すなわち，直鎖状のポリマー分子の場合，分子量が数百程度で分子内エネルギー伝搬がポリマー液体の熱伝導率を決定する主要な因子となる．

4. ポリマーが作る不均質構造とエネルギー伝搬

前節では，ポリマー分子がランダムな配向をもっているバルク液体においてすら，ポリマーとしては格別大きくない分子量において既に分子内エネルギー伝搬が熱輸送の主要因子となっていることを示した．ポリマー液体は，薄膜化による空間的な拘束やせん断など，様々な要因により偏った分子配向を示すことが知られている．また，ポリマー分子が自己組織化して形成した凝集体は，構造に高い秩序性をもっている．これらの場合には，バルク液体ではランダムな方向性をもって作用していた分子内エネルギー伝搬が分子の配向に従って特定の方向にのみ作用するため，熱伝導率の異方性が発現している．その一つの例として，細胞膜の基本要素である脂質二重膜の熱輸送特性を解析した結果[12]を示す．用いたモデルは，リン脂質の一種である DPPC 分子の二重膜である．DPPC 分子は両親媒性分子であり，図 6 に示すように疎水性をもつ直鎖アルカン状の尾部 2 本が親水性の

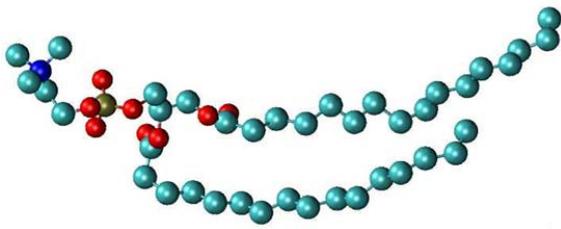


図 6 DPPC 分子. 親水性頭部 (左) と疎水性尾部 (右)

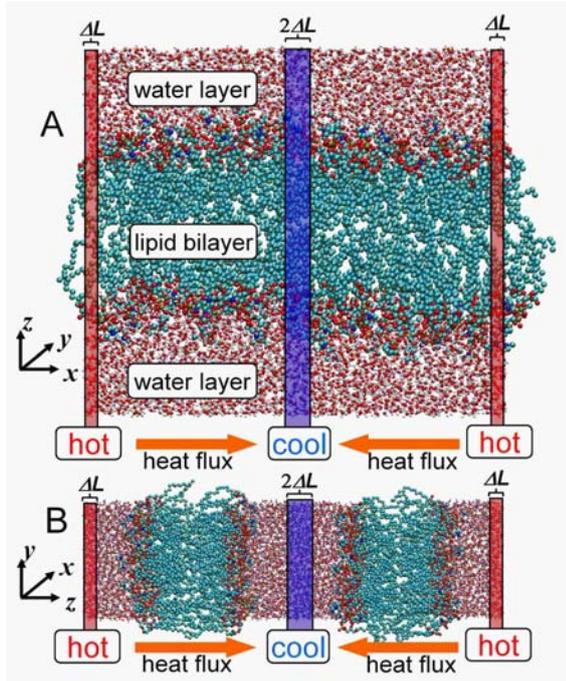


図 7 水中の DPPC 二重膜における熱伝導[12]. (上)膜面平行方向, (下)膜面垂直方向

頭部に接続されている。水中で一定の温度密度条件においては自己組織化し、親水基を水に、疎水基を互いに向き合わせて、二重膜を形成する。この水中の DPPC 二重膜に対して、図 7 に示すように、膜面平行方向と垂直方向それぞれの場合について熱流束と温度勾配を発生させ、熱伝導率と分子間・分子内エネルギー伝搬を計測した。この結果得られた DPPC 単層膜の膜面垂直方向熱伝導率は $0.48 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ 、二重膜の総括的な垂直方向熱伝導率は $0.25 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ である。二重膜の総括的な熱伝導率が単層膜のそれより低いのは、2 つの単層膜が疎水基を向かい合わせている二重膜中央部分に、大きな熱抵抗が存在していることによる。これに対して膜面平行方向の熱伝導率は 0.10

$\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ であり、垂直方向より著しく低い値となっている。膜内における膜面平行方向の熱伝導においては分子内エネルギー伝搬が 60%、分子間伝搬が 40% であるのに対して、垂直方向の熱伝導においては、単層膜内ではほぼ全ての熱流束が分子内エネルギー伝搬によるものであった。これが二重膜中央では向かい合った単層膜間の分子間エネルギー伝搬に替わり、大きな熱抵抗を生じる。

特性の方向に配向したポリマー分子によるエネルギー伝搬のもう一つの例として、SAM (Self Assembled Monolayer) [13] を紹介する。固体表面上に様々な分子を自己組織化させて形成される SAM 膜は、様々な可能性をもつ表面修飾の方法として注目されている。図 8 のように、アルカンチオールが末端のチオール基により金表面に吸着し、規則正しく配列して形成した SAM と、溶媒で

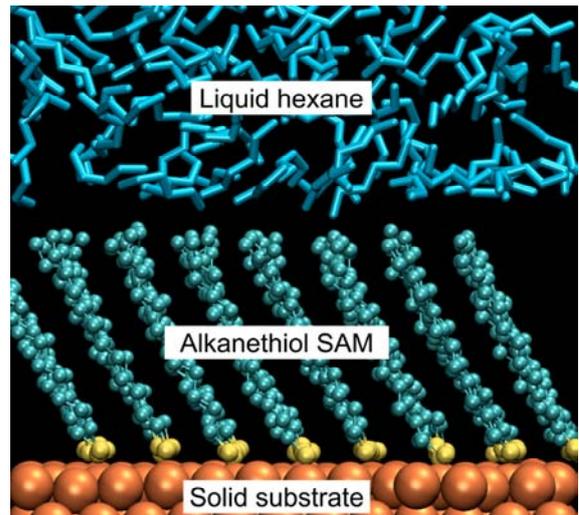


図 8 金-アルカンチオール SAM-ヘキサン溶媒の分子系

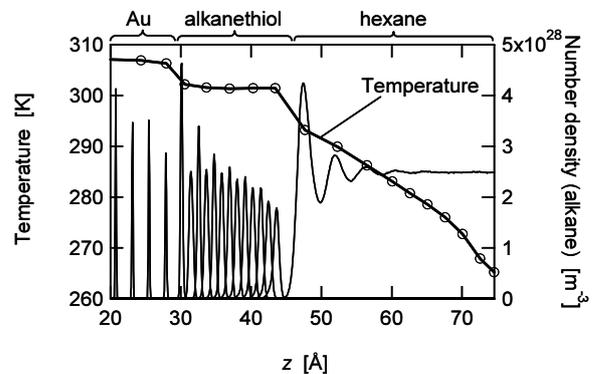


図 9 定常熱伝導における温度分布[14]

あるヘキサンからなる系について、固体表面から溶媒に向かう熱流束を発生させて現象を観察した[14]。図9に温度分布を示すが、SAMと溶媒は類似のアルカン分子からなるにもかかわらず、一様な熱流束に対してSAMは溶媒と比較して著しく小さな温度勾配を示し、アルカン分子が高い秩序性の構造をもつことにより、高い熱伝導率を示すことがわかる。

5. おわりに

本稿では、液体の熱伝導について分子スケールのメカニズムを理解し応用を目指すための一つの切り口として、分子間の力学的エネルギーの伝搬がマクロな熱流束になす寄与について述べた。熱流束を構成する分子間エネルギー伝搬には様々なものがあり、それぞれ異なる特性を示す。特に界面近傍など不均質な構造では、特定の伝搬形態のみが高い通過特性を示すことがあり、この点、物質が電磁波の波長に依存した吸収特性を示すふく射伝熱に似ている。電磁波のエネルギーがどのような波長分布をもっているかによって物質の吸収特性が変わるように、熱伝導の熱流束がどのような分子間エネルギー伝搬の形態で構成されているかによって熱抵抗が変わることになる。もともと、熱伝導の分子間エネルギー伝搬とふく射伝熱は、双方とも周期的に変化する電磁気力によるものであるから、このような現象の共通性には同じ根があるとも言えるかも知れない。

さらに、複雑な系での例として、ポリマー分子の液体では分子内エネルギー伝搬が無視できず、直鎖アルカンの場合には分子量数百以上で分子間エネルギー伝搬に卓越して熱伝導の支配因子となること、自己組織化膜など分子配向が高い秩序性をもつ系では、ポリマー分子の配向に沿って良好な熱エネルギー伝搬特性を示し、熱伝導率の異方性が発現すること、などを紹介した。

固体のような構造の遠距離秩序がないことが、液体の熱伝導をつかみどころのないものになっているのであるが、今後多様な切り口で現象の描像が提示されることにより、固体のような「素過程に介入する」応用研究が進むことを期待したい。

参考文献

[1] Irving, J. H. and Kirkwood, J. G., *J. Chem. Phys.*,

18 (1950), 817.

[2] Ohara, T., Intermolecular energy transfer in liquid water and its contribution to heat conduction: A molecular dynamics study, *J. Chem. Phys.*, **111** (1999), 6492.

[3] Ohara, T., Contribution of intermolecular energy transfer to heat conduction in a simple liquid, *J. Chem. Phys.*, **111** (1999), 9667.

[4] Torii, D., Ohara, T. and Ishida, K., Molecular scale mechanism of thermal resistance at solid-liquid interfaces (Influence of interaction parameters between solid and liquid molecules), *Trans. ASME, Journal of Heat Transfer*, **132** (2010), 012402.

[5] Ohara, T. and Torii, D., Molecular dynamics study of thermal phenomena in an ultrathin liquid film sheared between solid surfaces: The influence of the crystal plane on energy and momentum transfer at solid-liquid interfaces, *J. Chem. Phys.*, **122** (2005), 214717.

[6] Torii, D. and Ohara, T., Molecular dynamics study on ultra-thin liquid water film sheared between platinum solid walls: Liquid structure and energy and momentum transfer, *J. Chem. Phys.*, **126** (2007), 154706.

[7] Torii, D., Nakano, T. and Ohara, T., Contribution of inter- and intramolecular energy transfer to heat conduction in liquids, *J. Chem. Phys.*, **128** (2008), 044504.

[8] タンチアユアン, 鳥居大地, 小杉直央, 菊川豪太, 小原拓, 長鎖ポリマー液体の熱伝導率: 分子間及び分子内エネルギー伝搬の寄与についての分子動力的研究, *熱物性*, **24** (2010), 134.

[9] Matsumoto, M. and Kataoka, Y. Study on liquid-vapor interface of water. I. Simulational results of thermodynamic properties and orientational structure, *J. Chem. Phys.*, **88** (1988), 3233.

[10] Alejandre, J. and Tildesley, D. J., Molecular dynamics simulation of the orthobaric densities and surface tension of water, *J. Chem. Phys.*, **102** (1995), 4574.

[11] Lopez-Lemus, J., Romero-Bastida, M., Darden, T. A., and Alejandre, J., Liquid-vapour equilibrium

- of n-alkanes using interface simulations, *Mol. Phys.*, **104** (2006), 2413.
- [12] Nakano, T., Kikugawa, G. and Ohara, T., A molecular dynamics study on heat conduction characteristics in DPPC lipid bilayer, *J. Chem. Phys.*, **133** (2010), 154705.
- [13] Kikugawa, G., Ohara, T., Kawaguchi, T., Torigoe, E., Hagiwara, Y. and Matsumoto, Y., A molecular dynamics study on heat transfer characteristics at the interfaces of alkanethiolate self-assembled monolayer and organic solvent, *J. Chem. Phys.*, **130** (2009), 074706.
- [14] Kikugawa, G., Mochimaru, T., Ohara, T., Kawaguchi, T. and Matsumoto, Y., Heat transfer characteristics inside the SAM layer and at the SAM interfaces with organic solvents, *Proc. Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow*, 2009, Vol. 2, 225.
-

第 21 回輸送現象に関する国際シンポジウム

Report on the 21st International Symposium on Transport Phenomena

富村 寿夫 (熊本大学)

*Toshio TOMIMURA (Kumamoto University)**e-mail: tomi@mech.kumamoto-u.ac.jp*

2010年11月2日(火)から5日(金)までの4日間にわたり、台湾の高雄市にて 21st International Symposium on Transport Phenomena (ISTP-21) が開催された。今回の国際シンポジウムの会場となった蓮潭国際会館 (Garden Villa Kaohsiung) は、台湾の高速鉄道 (高鉄) の南端ターミナルの左営駅からほど近い左営蓮池潭の湖岸にある。この左営蓮池潭は高雄のシンボルとのことであり、湖岸には有名なツインで七重の龍虎塔が聳えている。正面左側の塔には口を開いた巨大な龍、同じく右側の塔には虎が配置されており、旅行ガイドブックによれば、台湾で、十二支の中で最も良い動物と信じられている龍の口から入り、最も悪い動物と信じられている虎の口から出れば善人になれるそうである。私も善人になりたくて、シンポジウム3日目の昼休みを利用して行って見たが、帰路の桃園国際空港で、入場時に10元のお布施を払うべしとのガイドブックのコメントを読み飛ばしていたことに気づき、もしかして善人になりそこなったのではと、なんとも複雑な気持ちで帰国した。

さて、4日間にわたる会期のプログラムは、1日目が15時からのRegistrationと17時からのCocktail Reception、2日目が8時30分から始まるConference Opening、それに続くKeynote Speech、そしてパラレルに進行する5つのSession、3日目が9時から始まるKeynote Speech、それに続く5つのSessionとPoster Session、そして18時30分からのBanquet、最終日の4日目は、同じく、9時から始まるKeynote Speech、それに続く5つのSession、そして15時からのConference Closingで構成されていた。

1985年にホノルルで開催された第1回のシンポジウムから数えて21回目となる本国際シンポジウムでは、皆様も良くご存知のように、昨年4月15日、日本であまりにも突然にご逝去された、Michigan大学のWei-Jei Yang先生を追悼するた

めのMemorial Session for Professor Wei-Jei Yangが特別に設けられた。伝熱 (Vol. 49, No. 208 (2010. 7)) の<追悼 Wen-Jei Yang 先生>に寄せられた東京農工大学名誉教授・望月先生の「Yang先生を偲んで」に書かれているように、Yang先生は高雄でお生まれになり、小・中学校を高雄で過ごされたそうである。2日目の10時10分から約2時間にわたって開催されたこのSessionには、研究者、お弟子さん、生前に親しいお付き合いのあった方々などが多数参集し、広いBanquet Hallが埋め尽くされていた。日本側からは、本国際シンポジウムのInternational Scientific CommitteeでChairを務められた東京農工大学名誉教授・望月先生を始め、Honorary Advisor BoardでChairを務められた富山県立大学教授・石塚先生など、多くの方々からYang先生を偲ぶスピーチがあり、目頭を押さえながら聞いている方が多く見受けられた。

最終プログラムによると、今回の国際シンポジウムでは、表1に示すように、A01~A07, B01~B07, C01~C06, D01~D06そしてE01~E06の計32セッションが設けられた。しかし、表からわかるように、Session D02では講演が行われなかった。また、2日目のSession“D01 Future Research Trend Thermal, Fluid and Energy Division in Taiwan”には、日本からの研究者も興味を持ち、かなりの方が会場に赴いたそうであるが、講演が台湾の主要言語である国語で行われおり、残念ながら退出したとのことであった。後日、知り合いの方から、このD01だけ、台湾のThermal, Fluid and Energy Divisionによる変則的なSessionであったとお聞きし、Program Overviewに、他の全てのSession名が桃色の枠で囲われていたのに、このSession D1だけが黄色の枠になっていた意味がやっと理解できた次第である。この他、あるSessionでは、止むを得ない理由で講演のキャンセルが続き、急遽、他のSessionに吸収されるな

表1 セッション名と発表件数

セッション名	発表件数
A01 Micro-and Nano-scale Transport – Thermal	4
A02 Manufacturing and Materials Processing	7
A03 Combustion and Reacting Flows	5
A04 Transport Phenomena in Multi-phase Systems: Bubble	5
A05 Advanced and Alternative Energy Systems	7
A06 Renewable Energy Technologies	7
A07 Bioengineering and Biothermal Fluids Dynamics	4
B01 Experimental and Computational Fluid Dynamics: Viscous	6
B02 Experimental and Computational Fluid Dynamics: (PIV-1)	7
B03 Experimental and Computational Fluid Dynamics: (PIV-2)	6
B04 Experimental and Computational Fluid Dynamics: Droplet	6
B05 Experimental and Computational Fluid Dynamics: Jet	5
B06 Experimental and Computational Fluid Dynamics: Turbulent	6
B07 Transport Phenomena in Multi-phase Systems: Phenomena	6
C01 Micro-and Nano-scale Transport – Flow	6
C02 Heat Exchanger	6
C03 Heat and Mass Transfer: Convection	6
C04 Heat and Mass Transfer: Thermodynamic and Condensation	6
C05 Interface Transport Phenomena: From Droplets and Sprays to Fuel Cells (Invited Session 07)	3
C06 Heat and Mass Transfer: Mass Transfer	7
D01 Future Research Trend Thermal, Fluid and Energy Division in Taiwan	4
D02	—
D03 Heat and Mass Transfer in PEFC (Invited Session 05)	6
D04 Transport Process in Environmental Flows (Invited Session 06)	6
D05 Industrial Aerodynamics and Wind Engineering	6
D06 Fuel Cells Technologies	7
E01 Transport in Porous Media (Invited Session 03)	4
E02 Thermal Management of Electronic Equipment (Invited Session 01)	9
E03 Green and Clean Energy (Invited Session 13)	10
E04 Renewable Energy and Its Utilization (Invited Session 12)	6
E05 Heat and Mass Transfer: Cooling	7
E06 Convection in Gas, Plasma, Liquid Flows (Invited Session 10)	6

どのハブニングもあったようであるが、台湾の組織委員会の方々のご苦勞は如何ほどであったかと、気になるところであった。このように大規模な国際シンポジウムが大きな問題もなく終了したのも、現地の国立高雄応用科技大学を始め、台湾の多くの大学・企業の研究者・技術者の方々の献身的なご努力の賜物であり、改めて感謝申し上げたい。

なお、Keynote Speech は、会期の2日目から4日目にかけて、毎日1件ずつ行われた。2日目は、Prof. R. J. Goldstein による “Effect of Upstream

Wall Shear on Flow and Heat (Mass) Transfer over a Flat Plate: Application in a Turbine Cascade”, 3日目は、Prof. S. L. K. Witting による “Heat Transfer – the Key to New Generation Aero Engine and Gas Turbine Development”, 4日目は、Prof. S. H. Winoto による “Wall Shear Stress in Concave Surface Boundary Layer Flow” であった。

また、3日目の17時10分から開催された Poster Session では、Heat and Mass Transfer, Experimental and Computational Fluid Dynamics および Fuel



写真1 国立故宮博物院



写真2 中正祈念堂



写真3 お茶屋のおばちゃんと畠山先生
(プライバシー保護のため、ご不便をおかけします)



写真4 水陸観光車と石塚先生

[写真提供：日立製作所 機械研究所 堀内敬介氏]

Cells Technologies の各分野で、それぞれ、28 件、9 件および 8 件の発表があった。

高雄での国際シンポジウムも無事終了し、熊本への帰路に着くために台北に移動したが、予約した航空便の出発までに時間の余裕があったので、富山県立大学の石塚先生のグループに合流させていただいた。お陰で、台湾の文化を理解するうえで絶対に外せない、国立故宮博物院 (写真1) や中正祈念堂 (写真2) などを訪れることができた。

また、外国の地でも人なつっこい富山県立大学の畠山先生 (写真3 右) が、いつの間にか仲良しになったお茶屋のおばちゃん (写真3 左) の紹介で、美味しい台湾料理を低料金で満喫することができた。さらに、帰りに案内されたおばちゃんのお茶屋で龍井茶などのおもてなしを受けたあと、石塚先生を始め、畠山先生、石塚研究室の福江君と日置君、山口東京理科大の鈴木先生、日立製作所

機械研究所の堀内さんなど全員が、残った台湾元を使い果たして高級茶を購入し、なんとなく満ち足りた気持ちで台北をあとにした。

写真4は、今回の国際シンポジウムの会期中に催された高雄観光ツアーで使用された水陸観光車だそうである。このツアーに参加された石塚先生のお話では、市内を走行中は高雄市民の皆様から熱い視線を浴び、一方、水上を走行中はなかなかの安定性で、久しぶりに興奮されたそうである。

最後になったが、次回の ISTEP-22 は、11 月 8 日(火)から 11 日(金)までの 4 日間にわたり、オランダの TU Delft Aula Congress Center で開催される。Honorary Advisor Board の Chair は、今回の ISTEP-21 に引き続き、富山県立大学の石塚先生が務められる。日本から数多くの方々に参加され、再び会場でお会いできるのを楽しみにしている。

行事カレンダー

本会主催行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2011年					
6月	1(水) ～3(金)	日本伝熱学会創立50周年記念 第48回日本伝熱シンポジウム	2011.1.31 事前参加 申込締切 2011.4.15	2011.3.18	第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会 岡山大学大学院自然科学産学創成工学専攻 伝熱工学研究室内 Fax: 086-251-8266 E-mail: nhts48@cc.okayama-u.ac.jp

本会共催、協賛、後援行事

開催日	行事名	申込締切	原稿締切	問合せ先	掲載号
2011年					
3月	8(火) ～10(木)	理論応用力学講演会(第60回) (開催場所: 東京工業大学大岡山キャンパス)			岸本喜久雄(東京工業大学大学院 理工学研究科 機械物理学専攻) Tel/Fax: 03-5743-2501 E-mail: kkishimo@mep.titech.ac.jp 野口明生(日本機械学会 事業運営部門 総合企画グループ) Tel: 03-5360-3505 Fax: 03-5360-3509 E-mail: noguchi@jsme.or.jp
5月	25(水) ～27(金)	第16回計算工学講演会 (開催場所: 東京大学柏キャンパス総合研究棟)	2011.1.15	2011.3.18	第16回計算工学講演会実行委員会 高野直樹 (慶應義塾大学) Tel: 045-566-1824 E-mail: naoki@mech.keio.ac.jp
6月	23(木) ～24(金)	第16回動力・エネルギー技術シンポジウム (開催場所: 関西大学千里山キャンパス)	2011.1.28	2011.4.30	梅川尚嗣(関西大学システム理工学部機械工学科) 〒564-8680 大阪府吹田市山手町 3-3-35 Tel/Fax: 06-6368-0804 E-mail: umekawa@kansai-u.ac.jp 川崎 さおり(日本機械学会) 〒160-0016 東京都新宿区信濃町 35 信濃町煉瓦館5階 Tel: 03-5360-3502 Fax: 03-5360-3508 E-mail: kawasaki@jsme.or.jp
7月	24(日) ～29(金)	ASME-JSME-KSME Joint Fluids Engineering Conference 2011 (AJK2011) (開催場所: 浜松市)	2010.10.1	2011.4.1	AJK2011 executive committee Shizuoka University, 3-5-1 Johoku, Naka-ku, Hamamatsu, Shizuoka 432-8561 Tel: 053-478-1601 E-mail: dajk2011@ipc.shizuoka.ac.jp http://www.eng.shizuoka.ac.jp/~AJK2011/index.html
8月	6(土) ～8(月)	日本混相流学会年会講演会 2011 (開催場所: 京都工芸繊維大学松ヶ崎キャンパス)	2011.3.14	2011.6.3	〒606-8501 京都市左京区吉田本町 京都大学工学研究科原子核工学専攻 日本混相流学会年会講演会 2011・第30回混相流シンポジウム実行委員会事務局 河原全作 Tel: 075-753-5842 Fax: 075-753-5842 E-mail: kawara@nucleng.kyoto-u.ac.jp
8月	7(日)	第30回混相流シンポジウム (開催場所: 京都工芸繊維大学松ヶ崎キャンパス)			〒606-8501 京都市左京区吉田本町 京都大学工学研究科原子核工学専攻 日本混相流学会年会講演会 2011・第30回混相流シンポジウム実行委員会事務局 河原全作 Tel: 075-753-5842 Fax: 075-753-5842 E-mail: kawara@nucleng.kyoto-u.ac.jp
8月	21(日) ～25(木)	The 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing (PSFVIP-8) (開催場所: モスクワ大学)		2011.1.20	Irina Znamenskaya 教授(モスクワ大学: ロシア) E-mail: znamen@phys.msu.ru
9月	7(水) ～9(金)	日本流体力学会年会 2011 (開催場所: 首都大学東京南大沢キャンパス)	2011.5.23	2011.7.18	日本流体力学会年会 2011 実行委員会 E-mail: nenkai2011com@aero.sd.tmu.ac.jp
10月	3(月) ～6(木)	第4回人間一生活環境系国際会議 (開催場所: 北海道大学)	2011.3.31	2011.7.31	人間一生活環境系国際会議組織委員会事務局 〒060-8628 札幌市北区北13条西8丁目 北海道大学大学院工学研究科環境人間工学研究室 Tel/Fax: 011-706-6280 E-mail: iches2011@eng.hokudai.ac.jp

行事カレンダー

11月	2(水) ～5(土)	The 6th International Symposium on Advanced Science and Technology in Experimental Mechanics (6th ISEM'11-Sendai) (開催場所：仙台市戦災復興記念館)			林 (岡山理科大学工学部機械システム工学科 内日本実験事務局) 〒700-0005 岡山市北区理大町 1-1 Tel/Fax: 086-256-9615 E-mail: office-jsem@mech.ous.ac.jp	
11月	13(日) ～18(金)	第 10 回国際ガスタービン会議 (IGTC'11 Osaka) (開催場所：大阪国際会議場)	2010.12.31	2011.4.30	Yoshinobu Tsujimoto (Osaka Univ.) E-mail: tsujimoto@me.es.osaka-u.ac.jp Fax: 06-6850-6165	

日本伝熱学会創立 50 周年記念伝熱セミナー

伝熱学会の創立 50 周年を記念して、学生を含む全ての世代の伝熱研究者を主たる対象とした伝熱セミナーを開催致します。各分野の著名な先生方に 50 年間の伝熱学の発展について講演して頂き、講師の先生方や参加者同士の交流の場を設けますので、奮ってご参加下さい。



[主催] 日本伝熱学会

[共催] 日本伝熱学会関東支部、横浜市経済観光局

[開期] 2011 年 9 月 30 日 (金)、10 月 1 日 (土)

[会場] 講演会：横浜市開港記念会館 (横浜市中区本町 1-6)

懇親会・伝熱徹底討論会：メルパルク横浜 (同区山下町 16)

宿泊：メルパルク横浜および近隣ホテル (主催者側にて予約します)

[参加登録] 本セミナーHP (<http://www.htsj.or.jp/dks/>) からダウンロード、又は、添付されている申込書に、必要事項を記入の上、E-mail (dks@htsj.or.jp) または FAX (042-759-6212) にて送付ください。参加登録は、参加費のお振込みをもって完了となります。

定員 (約 100 名) になり次第締め切らせて頂きます。

[参加費用] 会員・一般 18,000 円、学生 13,000 円、学生会員 11,000 円 (懇親会・宿泊・朝食を含みます)

参加費用は、**8 月 26 日 (金)** までに下記口座にご送金下さい。

みずほ銀行 相模原支店 普通預金口座 1175878, 口座名：デンネツキネンセミナー

振込氏名は、必ず申込代表者をご記入ください。

[問合せ先] 伝熱セミナー実行委員会 dks@htsj.or.jp

*講演会のみ参加も可能です。必ず上記参加登録と同様にお申し込み下さい。

[プログラム]

講演会 (横浜市開港記念会館 開場 a.m. 9:45)		
9 月 30 日	10:15~10:30	開会挨拶
	10:30~12:00	強制・自然対流伝熱研究の 50 年 長野 靖尚(名古屋工業大学 名誉教授) 尾添 紘之(九州大学 名誉教授)
	12:00~12:45	ふく射伝熱研究の 50 年 越後 亮三(東京工業大学 名誉教授)
	休憩	
	14:00~15:30	沸騰・凝縮伝熱研究の 50 年 庄司 正弘(東京大学 名誉教授, 神奈川大学 教授) 本田 博司(九州大学 名誉教授)
	15:45~16:30	バイオ伝熱研究の 50 年 谷下 一夫(慶應義塾大学 教授)
	16:30~17:15	伝熱機器 50 年の進展 中山 恒(東京工業大学 名誉教授)
	17:15~17:30	閉会
	休憩・移動	
	18:30~20:30	懇親会 (メルパルク横浜)
20:30~	伝熱徹底討論会 (メルパルク横浜)	
10 月 1 日	7:00~	朝食・解散

当日は、カジュアルな服装でお越しください。



開港記念会館

- ・JR 京浜東北線・根岸線 関内駅 南口から徒歩 10 分
- ・市営地下鉄線 関内駅 出口 1 から徒歩 10 分
- ・みなとみらい線 日本大通り駅 出口 1 から徒歩 1 分

メルパルク横浜

- ・JR 京浜東北線・根岸線 石川町駅 元町口から徒歩 12 分
- ・みなとみらい線 元町・中華街駅 マリントワー口から徒歩 1 分

日本伝熱学会創立50周年記念伝熱セミナー 参加申込書

下記の内容をご記入の上、FAXで **042-759-6212** 宛に送付してください。
E-mailでお申込の場合は、本セミナーHP (<http://www.htsj.or.jp/dks/>) をご参照ください。

代表者情報 記入欄			
1	ふりがな		
	氏名	いずれか1つの□に✓を記入して下さい	
		参加	部分参加
		<input type="checkbox"/> 会員・一般	<input type="checkbox"/> 講演会のみ
		<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員	<input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
	所属等(略称)	()	
連絡先	〒		
E-mail			
電話		FAX	

参加者情報(代表者を除く)			
	参加者氏名	E-mail	所属等の略称
			いずれか1つの□に✓を記入して下さい
			参加 部分参加
2			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
3			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
4			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
5			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
6			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
7			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
8			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
9			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会
10			<input type="checkbox"/> 会員・一般 <input type="checkbox"/> 講演会のみ
			<input type="checkbox"/> 学生 <input type="checkbox"/> 学生会員 <input type="checkbox"/> 講演会+懇親会

		人数	参加費	振込み金額(合計)*1
通常参加	会員・一般		18,000 円	円
	学生		13,000 円	
	学生会員		11,000 円	
部分参加	講演会のみ		0 円	
	講演会+懇親会 *2		10,000 円	

*1 全員分の参加費の合計金額をご記入ください。

*2 討論会以降の会に不参加の方が対象となります。会員・一般・学生によらず一律10,000円です。

参加登録は、参加費のお振込みをもって完了となります。

【振込み先】みずほ銀行 相模原支店 普通預金 口座番号:1175878, 口座名:デンネツキネンセミナー
(振込人の氏名は、申込み代表者としてください。)

必ず8月26日(金)までにお申込み・お振込みください。

お振込み確認後、1週間以内にご連絡いたします。

お振込み後こちらからの連絡が届かない場合や、その他ご不明な点は、下記の連絡先にお問い合わせください。

日本伝熱学会創立50周年記念伝熱セミナー実行委員会: dks@htsj.or.jp (E-mail), 042-759-6212 (FAX)

振込み金額が0円の場合、お申込みをもって参加登録完了です。その場合、確認のご連絡は致しません。

日本伝熱学会創立 50 周年記念 第 48 回日本伝熱シンポジウムのご案内

第 48 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

委員長 稲葉英男

事務局長 堀部明彦

開催日：平成 23 年 6 月 1 日 (水) ～ 6 月 3 日 (金)
会場：岡山コンベンションセンター (ママカリフォーラム) (<http://www.mamakari.net/>)
行き方 JR 岡山駅西側直結 徒歩 3 分
所在地 〒700-0024 岡山市北区駅元町 14 番 1 号, Tel. 086-214-1000

日本伝熱学会創立 50 周年記念特別講演：

6 月 2 日 (木) 15:10～16:10 (A 室)
第 33 期会長・名誉会員 中山 恒 先生
「伝熱学会 50 年：回顧と展望」

総会：6 月 2 日 (木) 16:20～17:50 (A 室)

事前参加申込締切：平成 23 年 4 月 15 日 (金)

ホームページ URL： <http://heat6.mech.okayama-u.ac.jp/nhts2011/index.htm>

【シンポジウムの形式】

- ・講演発表形式として,
 - a) 一般セッション (口頭発表)
 - b) オーガナイズドセッション (口頭発表)
 - c) 学生および若手研究者を対象とする優秀プレゼンテーション賞セッションを実施します。
- ・1 講演あたりの割当時間は、一般セッションでは 15 分 (発表 10 分, 個別討論 5 分) で、各セッションの最後に総合討論の時間 (5 分×セッション内の講演件数) を設けます。オーガナイズドセッションについては、オーガナイザーの指定に従って下さい。
- ・優秀プレゼンテーション賞セッションについては、本号掲載のお知らせ「優秀プレゼンテーション賞について」をご参照下さい。

【参加費等】

- ・シンポジウム参加費
 - 一般 (事前申込：12,000 円, 当日申込：14,000 円)
 - 学生 (事前申込：5,000 円, 当日申込：6,000 円)
- ・講演論文集
日本伝熱学会会員：無料 (電子版は J-STAGE 上で事前に公開します。参加者には当日に冊子体・CD-ROM を配布します。不参加者のうちの希望者には、CD-ROM を事後にお送りしますので、開催後 1 ヶ月以内に、日本伝熱学会宛てにご氏名・送付先を明記の上、メールにてお申し込み下さい。)
非会員：8,000 円 (冊子体)。会場受付にて日本伝熱学会に入会を申し込まれる場合は、無料になります。

【懇親会】

- ・開催日：平成23年6月2日(木) 18:00~20:00
- ・会場：岡山全日空ホテル1階 大宴会場「曲水」(講演会場隣接)
〒700-0024 岡山市北区駅元町15-1, Tel.086-898-1111
- ・懇親会費
一般(事前申込:8,000円, 当日申込:10,000円. 同伴配偶者無料)
学生(事前申込:4,000円, 当日申込:5,000円)

【参加費等の支払い方法】

- ・シンポジウムのホームページから事前参加登録を行った後に、学会誌2011年1月号に挟み込まれた「払込取扱票」を用い、以下の記入例を参考にしてお支払い下さい。なお、郵便局にある一般の「払込取扱票」でもお支払いいただけます。その際は、記入例に準じた内容(参加登録ID, 参加者氏名, 支払い内容, 金額, 代表者名, 連絡先など)を記入して下さい。
- ・払込みをもって「事前申込完了」とします。ホームページからの登録だけでは「完了」ではありません。払込みが4月16日以降になった場合は当日申込扱いといたします。
- ・4月16日以降も5月20日までは、当日申込の参加費等の扱いでWebページからの参加登録および払込みを受け付けます。当日に受付でお渡しすべきものを予め準備しておく等の作業を行いますので、できるかぎりWebからの登録および事前の払込みを行っていただけますようご協力をお願いいたします。なお、例年のように、シンポジウム当日の参加申込もできます。
- ・銀行より振込まれる場合は、次ページ記載のゆうちょ銀行口座にお振込み下さい。その際、必ず1件ずつとし、氏名の前に参加登録ID番号を付けて下さい。

- 記入例 -

登録IDは参加申込時に発行される「4桁数字(予定)」です

お支払いいただく項目に○をつけて下さい。

振込手数料はご負担下さい。

「通信欄」の合計金額をこちらにご記入下さい。

払込取扱票		振替払込請求書兼受領証	
00	口座記号・番号はお間違えないよう記入してください。	013802	88184
金額		金額	
34000		34000	
第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会			
加入者名	参加登録ID	参加者氏名	内容(該当に○)
通信欄	1. 0001	伝熱 太郎	シンポ 懇親会
	2. 0002	札幌 花子	シンポ 懇親会
	3. 0003	岡山 次郎	シンポ 懇親会
事前払込済切 4月15日(金)		合計金額 34,000 円	
岡山県岡山市北区〇〇〇△△△			
伝熱大学 工学部 伝熱工学科			
伝熱 太郎			
(ご連絡先電話番号 〇×× - △△〇 - ×〇△◇)			

1枚の用紙で複数の参加者の登録が可能です。本登録の代表者の方のご所属の連絡先・お名前・電話番号を「ご依頼人」の欄にご記入下さい。

この受領証は、大切に保管してください。

ゆうちょ銀行振込口座

店名 (店番) : 一三九 (イチサンキュウ) 店 (139)

預金種目 : 当座

口座番号 : 0088184

口座名称 (漢字) : 第48回日本伝熱シンポジウム実行委員会

口座名称 (カナ) : ダイヨンジュウハチカイニホンデンネツシンポジウムシ

【ご注意】

【講演論文集 (電子版)】

- ・講演論文集 (電子版) は、日本伝熱学会会員 (2011 年度会員) の皆様に対し、ホームページにリンクされた J-STAGE のサイトを通じて公開します。公開日は 2011 年 5 月 25 日 (水) を予定しています。特許に係わる公知日もこの日になります。
- ・電子版は、ホームページのトップページ (日本伝熱学会のホームページからもリンクが張られています。この場合には、日本伝熱シンポジウム) → 講演論文集 (電子版)、と辿っていただき、J-STAGE の当該ページに入り、以下の購読者コードとパスワードを用いてログインの上、ダウンロードすることができます。なお、このサイト上での講演論文公開は、従来から行ってきました日本伝熱学会会員への郵送による講演論文集 CD-ROM 事前配布に代わるものです。
- ・J-STAGE 購読者コード : nhts48, パスワード : 2011okayama
- ・シンポジウムで座長をご担当下さる先生方には、この電子版を当日のセッションの参考資料として下さい。

【講演論文の公開日】

- ・講演論文は、会員を対象に、シンポジウム開催日の 1 週間程前から J-STAGE 上で公開します。
- ・したがって、特許に関わる公知日は、シンポジウム開催日よりも早くなりますのでご注意ください。

【交通と宿泊】

- ・交通と宿泊につきましては、本シンポジウムのホームページをご参照ください。

【ご注意】

- ・口頭発表用として実行委員会が準備する機器は、原則として液晶プロジェクタのみとさせていただきます。パーソナルコンピュータは各自ご持参下さい。
- ・参加費、懇親会費等は参加取消の場合でも返金いたしません。
- ・変更事項については、随時ホームページ上に掲載しますので、ホームページをご参照下さい。
- ・その他、ご不明な点がございましたら、実行委員会に E-mail または Fax でお問い合わせ下さい。

【お問い合わせ先】

第 48 回日本伝熱シンポジウム実行委員会

岡山大学 大学院自然科学研究科産業創成工学専攻

(工学部機械工学科) 伝熱工学研究室内

E-mail: nhts48@cc.okayama-u.ac.jp FAX: 086-251-8266

優秀プレゼンテーション賞（第48回日本伝熱シンポジウム）について

日本伝熱学会 学生会委員会
委員長 宮良明男

第48回日本伝熱シンポジウムでは、下記の要領で学生・若手研究者を対象とした優秀プレゼンテーション賞セッションを設けます。企業・大学・研究機関等の多数の皆様にご参加いただきたく、お願いいたします。

- 開催日：平成23年6月1日（水） 15:00～17:20
- 発表形式：発表者1名あたり3分のショートプレゼンテーション（SP）とポスタープレゼンテーション（PP）を行っていただく予定です。各セッションは、以下の形式を予定しています。
- ショートプレゼンテーション（SP）
 - ・1人あたりの発表時間は3分です。スケジュールがタイトなため、発表時間厳守ですので注意してください。なお、質疑応答の時間は設けません。
 - ・発表資料はPDFファイル（動画不可、上限3MB/人）を事前提出していただきます。学生会委員会側でノートパソコンを用意し、その中にファイルをコピーして発表字に使用する予定です。なお、PDFファイルのページ送りは学生会委員が担当する予定です。
 - ポスタープレゼンテーション（PP）
 - ・ポスターを貼るパネルは、大きさが縦1950mm×横1200mmで、縦長に設置されています。
- 対象：企業・大学・研究機関等の技術者・研究者で、平成23年3月31日現在で28歳以下の者、または、申込当日に学生である者（ただし、社会人大学院生を除く）。
- 応募資格：発表時（＝審査時）に、日本伝熱学会の会員（正員・学生会員）、または入会申込中であること。注：応募資格を満足していない場合は発表できません。また、過去に本賞を受賞された方は応募できません。シンポジウム当日の入会も可能です。
- 審査・選考方法：複数名の審査員による評価に基づいて選考し、受賞者を決定します。
- 表彰：受賞者はシンポジウム第2日の学会総会で表彰します。

<最新情報はシンポジウムのホームページに公開します>

第48回日本伝熱シンポジウム[岡山]

タイムテーブル[第1日: 6月1日(水)]

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
	B11 熱物性1 9:30-10:50	C11 多孔質体の 伝熱1 9:30-10:50	D11 反応・燃焼1 9:50-10:50	E11 ヒートポンプ・ 空調・熱機器 1 9:30-10:50	F11 OS 電子機器 の信頼性を支 える熱設計と 冷却技術1 9:50-10:50	G11 ヒートパイプ1 9:30-10:50	H11 融解・凝固1 9:30-10:50	I11 OS MEMSと伝熱1 9:50-10:50	J11 分子動力学1 9:30-10:50
	B12 熱物性2 11:00-12:20	C12 多孔質体の 伝熱2 11:00-12:20	D12 反応・燃焼2 11:00-12:20	E12 ヒートポンプ・ 空調・熱機器 2 11:00-12:20	F12 OS 電子機器 の信頼性を支 える熱設計と 冷却技術2 11:00-12:20	G12 ヒートパイプ2 11:00-12:20	H12 融解・凝固2 11:00-12:20	I12 OS MEMSと伝熱2 11:00-12:20	J12 分子動力学2 11:00-12:20
	B13 熱物性3 13:30-14:50	C13 多孔質体の 伝熱3 13:30-14:50	D13 反応・燃焼3 13:30-14:50	E13 ヒートポンプ・ 空調・熱機器 3 13:30-14:50	F13 OS 電子機器 の信頼性を支 える熱設計と 冷却技術3 13:30-14:50	G13 ヒートパイプ3 13:30-14:50	H13 融解・凝固3 13:30-14:50	I13 OS MEMSと伝熱3 13:30-14:50	J13 分子動力学3 13:30-14:50
	SP1 優秀プレゼン テーション賞 ショートプレゼ ンテーション 熱物性・ 物質移動 15:00-15:50	SP2 優秀プレゼン テーション賞 ショートプレゼ ンテーション 対流伝熱 15:00-15:50	SP3 優秀プレゼン テーション賞 ショートプレゼ ンテーション 反応・熱機器 15:00-15:50						SP4 優秀プレゼン テーション賞 ショートプレゼ ンテーション マイクロ・ナノ スケール現象 15:00-15:50
16:00-17:20			優秀プレゼンテーション賞 ポスターセッション(A室)						

第48回日本伝熱シンポジウム[岡山]

タイムテーブル[第2日： 6月2日(木)]

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
	B21 燃料電池1 9:30-10:50	C21 沸騰1 9:30-10:50	D21 ヒートポンプ・ 空調・熱機器 4 9:30-10:50	E21 反応・燃焼4 9:30-10:50	F21 電子機器の 冷却1 9:50-10:50	G21 ヒートパイプ4 9:30-10:50	H21 融解・凝固4 9:30-10:50	I21 OS MEMSと伝熱4 9:50-10:50	J21 分子動力学4 9:30-10:50
A22 強制対流1 11:00-12:20	B22 燃料電池2 11:00-12:20	C22 沸騰2 11:00-12:20	D22 マイクロ伝熱1 11:00-12:20	E22 反応・燃焼5 11:00-12:20	F22 電子機器の 冷却2 11:00-12:20	G22 生産加工・ 熱伝導1 11:00-12:20	H22 OS 非線形 熱流体現象と 伝熱1 11:00-12:20	I22 OS MEMSと伝熱5 11:00-12:20	J22 分子動力学5 11:00-12:40
A23 強制対流2 13:30-14:50	B23 燃料電池3 13:30-14:50	C23 沸騰3 13:30-14:50	D23 マイクロ伝熱2 13:30-14:50	E23 混相流1 13:30-14:50	F23 電子機器の 冷却3 13:30-14:30	G23 生産加工・ 熱伝導2 13:30-14:30	H23 OS 非線形 熱流体現象と 伝熱2 13:30-14:50	I23 電場・磁場・電 荷移動下での 伝熱 13:30-14:50	J23 バイオ伝熱1 13:30-14:50
15:10-16:10 日本伝熱学会創立50周年記念特別講演 (A室)									
16:20-17:50 総会 (A室)									
18:00-20:00 懇親会 (岡山全日空ホテル1階 大宴会場「曲水」(講演会場隣接))									

第48回日本伝熱シンポジウム[岡山]

タイムテーブル[第3日： 6月3日(金)]

A室	B室	C室	D室	E室	F室	G室	H室	I室	J室
A31 強制対流3 9:30-10:50	B31 燃料電池4 9:50-10:50	C31 沸騰4 9:30-10:50	D31 マイクロ伝熱3 9:30-10:50	E31 混相流2 9:30-10:50	F31 自然 エネルギー1 9:50-10:50	G31 熱機器・ 熱交換器1 9:50-10:50	H31 ふく射1 9:30-10:50	I31 自然対流・ 複合対流1 9:30-10:50	J31 バイオ伝熱2 9:50-10:50
A32 強制対流4 11:00-12:20	B32 燃料電池5 11:00-12:20	C32 沸騰5 11:00-12:20	D32 マイクロ伝熱4 11:00-12:20	E32 混相流3 11:00-12:20	F32 自然 エネルギー2 11:00-12:20	G32 熱機器・ 熱交換器2 11:00-12:20	H32 ふく射2 11:00-12:20	I32 自然対流・ 複合対流2 11:00-12:20	J32 バイオ伝熱3 11:00-12:20
A33 強制対流5 13:30-14:50	B33 燃料電池6 13:30-14:50	C33 沸騰6 13:30-15:10	D33 マイクロ伝熱5 13:30-15:30	E33 混相流4 13:30-15:10	F33 自然 エネルギー3 13:30-14:30	G33 計測技術 13:30-15:10	H33 ふく射3 13:30-15:10	I33 自然対流・ 複合対流3 13:30-15:30	J33 凝縮 13:30-15:30

日本伝熱学会創立 50 周年記念 第 48 回日本伝熱シンポジウムプログラム（暫定版）

このプログラムは 2 月 14 日現在の暫定版です。修正・変更する場合があります。必ず、最新版を本シンポジウムホームページでご確認ください。著者として登録された方が、同一時間帯のセッションで重複しないようにしておりますが、それ以外の個別のご要望には応じられないことをご了承ください。

第 1 日 6 月 1 日（水）

< B 室 >

B11 9:30—10:50 熱物性 1

- B111 構造 H ハイドレート生成系の相平衡条件緩和を目的としたゲスト物質探索
*手塚恭一（慶應大）、小林功、田口達彦、Alavi Saman（カナダ国立研究所）、Sum Amadeu K.（コロラド鉱業大）、竹谷敏（産総研）、大村亮（慶應大）
- B112 二酸化炭素の分離に適したハイドレートの熱力学的・結晶学的物性の測定
*杉中卓也（慶應大）、阪本浩樹、竹谷敏（産総研）、大村亮（慶應大）
- B113 分散系複合材料の熱物性同定法
*加納喜代継（京都電子工業）
- B114 光音響法による高粘度液体の熱拡散率および熱浸透率測定
*若宮和輝（大阪府立大）、山田哲也、吉田篤正

B12 11:00—12:20 熱物性 2

- B121 Measurement of Hydrogen PVT Properties at High Temperatures up to 500 C
*Supriatno Supriatno (Kyushu Univ.), Naoya Sakoda, Koichi Motomura, Yuki Fukatani, Kan'ei Shinzato (AIST), Masamichi Kohno (Kyushu Univ.), Yasuyuki Takata, Motoo Fujii (AIST)
- B122 Nafion 膜内の水素ガス溶解度および拡散係数の NMR 法によるその場計測
*永久亮介（九州大）、栗屋大樹、村松秀隆、滝田千夏（産総研）、小川邦康（慶應大）、高田保之（九州大）、伊藤衡平
- B123 対応状態原理による気体の拡散係数の一般化
*松永直樹（拓殖大）
- B124 高压下での密度・濃度の計測に基づく超臨界 CO₂ の油への溶解現象
*平井秀一郎（東京工大）、伊藤礼、植村豪、津島将司、原田亮（INPEX）

B13 13:30—14:50 熱物性 3

- B131 カーボン系ナノ材料を充填した熱媒体の温度特性
*藤原和子（岡山県工業技術センター）、兒子英之、國藤勝士、光石一太、難波修（タクトテクノロジー）
- B132 カーボンナノチューブ凝集体の熱伝導率計測
*西山貴史（九州大）、安原崇弘、高橋厚史
- B133 ホットディスク法熱物性測定装置に関する最近の研究内容

*手嶋康介（京都電子工業）

- B134 高压 H₂+H₂O 系の露点推算における相互作用パラメータに関する実験的研究
*高坂祐顕（佐賀大）、石田賢治、門出政則

SP1 15:00—15:50 学生優秀プレゼンテーション賞 1
—熱物性・物質移動—

- SP101 乾湿計原理を用いたマイクロ湿度センサの開発
*濱本和哉（山口大）、加藤泰夫、葛山浩
- SP102 高分子化合物の水溶液内物質拡散係数の濃度依存性測定
*Torres Juan Felipe（東北大）、小宮敦樹、岡島淳之介、円山重直
- SP103 近接場偏光を用いたナノスケール温度センシング手法の開発 —高感度な測定のための新たな距離制御方法と偏光検出システムの提案—
保坂俊輔（慶應大）、*新田淳平、田口良広、齋木敏治、長坂雄次
- SP104 固体高分子形燃料電池の非定常応答における MPL および液水輸送の影響
*三宅聡（横浜国大）、洗川拓也、山田賢英、佐藤暁、荒木拓人
- SP105 微構造定量化に基づく SOFC 電極解析用サブグリッドスケールモデルの提案と評価
*岸本将史（京都大）、岩井裕、齋藤元浩、吉田英生
- SP106 熱物性テスターによる微量液体試料の熱伝導率測定法
*宮澤裕麻（山形大）
- SP107 薄膜 Si の面方向熱伝導率と電気伝導度の同時測定
*萩野春俊（九州工大）、永井大資、檜和田徹（ファジィシステム研究所）、宮崎康次（九州工大）
- SP108 光音響解析モデルにおける軸対称効果の評価
*玉山敦史（大阪府大）、山田哲也、木下進一、吉田篤正
- SP109 レーザー誘起表面波法による微量血液粘性率センシングに関する研究 —採血後即時測定を可能にするシステムの開発—
村本祐一（慶應大）、*花房恵美子、長坂雄次
- SP110 ケミカル調湿用スプレー塔の物質移動特性
*丹田翼（広島大）、松村幸彦、北原博幸（トータルシステム研究所）

< C 室 >

C11 9:30—10:50 多孔質体の伝熱 1

- C111 Numerical Investigation of Biomass Pellet Pyrolysis and Gasification

- *Pious Oluwatomi Okekunle (Tokyo Inst. Tech.),
Teeranai Pattanotai, Hirotatsu Watanabe, Ken Okazaki
- C112 溝付き垂直層内の自然対流に関する研究
*高津康幸 (呉高専), 増岡隆士 (九州大), 野村高広 (呉高専)
- C113 断熱材中の粒子がふく射の減衰に与える影響
*大村高弘 (ニチアス), 内藤牧男 (大阪大)
- C114 ペブル充填環状流路を用いた高プラントル数流体の伝熱流動実験
*江原真司 (東北大), 清水克矢, 橋爪秀利, 相良明男 (核融合研), 戸田三朗 (東北放射線科学センター)
- C12 11:00—12:20 多孔質体の伝熱 2
- C121 多孔質体都市モデルによる局地気象現象の新しい数値予測
*桑原不二郎 (静岡大), 武石直樹
- C122 凍結・融解現象に対する簡易的数値計算方法の多孔質内への適用
*三輪博和 (秋田大), 田子真, 小松善美, 森田智士
- C123 サブチャンネル装荷型ポーラス体の伝熱性能
*結城和久 (山口東京理大), 鈴木康一
- C124 含水する多孔質体のガス拡散特性に関する研究
*王世学 (天津大), 牛子洋
- C13 13:30—14:50 多孔質体の伝熱 3
- C131 ポーラスプレートによる原油回収過程における多相流の基礎的研究
*手塚涼太 (徳島大), 末包哲也
- C132 CO₂ 地中隔離における浮力駆動多孔質内流動の X線 CT 計測
*植村豪 (東京工大), 片岡亮人, 鈴木雄大, 津島将司, 平井秀一郎
- C133 発泡多孔質体の界面熱伝達の計測
*平井秀和 (静岡大), 安藤健志 (日東工業), 中山頭 (静岡大)
- C134 多孔質体の局所非熱平衡モデルの厳密解
*ヤン チェン (静岡大), 本山英明, 中山頭
- SP2 15:00—15:50 学生優秀プレゼンテーション賞 2
—対流伝熱—
- SP201 熱交換器一体型遠心ファンの内部流動と伝熱特性
*橋本圭佑 (富山大), 大江健司, 川口清司, 渡辺大輔
- SP202 リブ列を有する平行平板間における粘弾性流体の乱流熱伝達の数値解析
*川瀬友宏 (東京理大), 塚原隆裕, 川口靖夫
- SP203 閉空間自然対流を対象とした非定常 SIMPLE における密度補正に関する検討
*児島芳徳 (東北大), 齋藤泰洋, 佐川龍一, 庄子正和, 松下洋介 (九州大), 青木秀之 (東北大), 三浦隆利
- SP204 溝部を有するチャンネル内流れの伝熱・流れ解析
*氏家隆 (北海道大), 黒田明慈
- SP205 短い垂直円管内水の乱流熱伝達の数値解析 —流速の影響—
*甲斐尚人 (京都大), 畑幸一, 白井康之, 増崎貴 (核融合研), 羽邑光道 (CHAM 社)
- SP206 ブタノール水溶液の管内流動沸騰
*西口昇太郎 (神奈川大), 鈴木雄太, 庄司正弘
- SP207 相変化蓄熱媒体の熱物性と水平密閉矩形容器内の自然対流伝達 —エリスリトール—
*上江洲智政 (茨城大), 北澤元気, 稲垣照美
- SP208 シート状フィンを用いた多管式熱交換器の熱伝達係数
*三谷洋喜 (九州大), 中曾浩一, 深井潤
- SP209 密に配置された乱流伝熱促進リブに関する研究
*北田宏樹 (大阪大), 武石賢一郎, 小宮山正治, 前田秀剛, 石田克彦 (川崎重工業), 谷本雄哉
- < D 室 >
- D11 9:50—10:50 反応・燃焼 1
- D111 分子拡散効果を考慮した水素分離膜の水素透過特性
*河村祐太 (慶應大), 木津諒, 横森剛, 植田利久
- D112 大気圧ヘリウムプラズマ流れの放射特性
*坂村芳孝 (富山県大), 五十嵐弘憲, 田庭晋作, 松本尚之
- D113 薄型チャンネル内メタン・空気予混合火炎における壁面での表面反応の影響
*齋木悠 (名古屋工大), 范勇 (東京大), 鈴木雄二, 笠木伸英
- D12 11:00—12:20 反応・燃焼 2
- D121 乱流予混合火炎の LES における G 定義と SGS 燃焼特性
*由川格 (東京工大), 沈永三, 田中将一, 店橋護, 宮内敏雄
- D122 半導体レーザ波長変調吸収分光センサーを用いた旋回型乱流燃焼の制御
*城地文音 (東京工大), 志村祐康, 店橋護, 宮内敏雄
- D123 セラミックス床でのいぶり燃焼による有機物熱分解の性能評価
*酒井清吾 (横浜国立大), 牧野翔
- D124 高温予混合火炎の固有不安定性に関する数値解析: 未燃ガス密度一定条件下における温度の影響
*門脇敏 (長岡技科大)
- D13 13:30—14:50 反応・燃焼 3
- D131 重質および軽質タールの分解反応の速度論解析
*森永洋祐 (東京工大)
- D132 金属板に担持した Ni 系触媒によるメタン水蒸気改質反応の圧力依存性
齋藤元浩 (京都市大), *新名裕大, 池邨公孝, 岩井裕, 吉田英生
- D133 木質バイオマスの熱分解過程におけるガス発生に関する研究
*Widya Wijayanti (山口大), 末富喬大, 川中隆司, 田之上健一郎, 西村龍夫, 谷口美希 (中外炉工業), 笹内謙一
- D134 水溶性流体のレーリー・テラー不安定性による反応面進行に関する研究
*田之上健一郎 (山口大), 田村豊佳, 西村龍夫

SP3 15:00—15:50 学生優秀プレゼンテーション賞3
—反応・熱機器—

- SP301 エジェクタを用いた太陽熱冷房に関する研究 —
その1 室内実験装置による原理の確認と温度条件設定の検討—
*福島隆広 (慶應大), 松尾亜紀子, 佐藤春樹
- SP302 マイクロ波液中プラズマを利用したナノ粒子の合成と対向プレートの影響
*臼井友哉 (愛媛大), 服部吉晃, 向笠忍, 野村信福, 豊田洋通
- SP303 スプレー燃焼合成法を用いた多孔質微粒子の合成に関する研究
*佃一樹 (慶應大), 植田利久, 横森剛
- SP304 講義室における快適温湿度域と空調の省エネ運転に関する研究
*阿野善一郎 (長崎大), 山口朝彦, 金丸邦康
- SP305 エジェクタを用いた太陽熱冷房に関する研究 —
その2 気相流エジェクタ機構の背圧およびノズル位置応答特性に関する数値解析—
*伊藤達哉 (慶應大), 佐藤春樹, 松尾亜紀子
- SP306 温水から空気への蒸発を伴う熱伝達に関する研究
小泉安郎 (信州大), *海老原豊, 廣田竜也, 村瀬道雄 (原子力安全システム研究所)
- SP307 分子拡散・対流効果を考慮した水素分離膜の水素透過特性
*木津諒 (慶應大), 河村祐太, 桑原雅人, 横森剛, 植田利久
- SP308 PEM形電気分解セルにおける水素生成効率に及ぼす触媒層および拡散層関連因子の影響計測
*柏瀬浩司 (北海道大), 近久武美, 田部豊
- SP309 ごみ固形燃料の燃焼の in-situ 分光可視化
*野場達郎 (名古屋大), 中山剛 (JFEエンジニアリング), 傳田知広, 北川邦行 (名古屋大)
- SP310 温度分布制御型マイクロフローリアクタを用いたディーゼル基準燃料の化学反応機構の評価
*鈴木聡史 (東北大), 堀幹人, 山本晃, 手塚卓也, 長谷川進, 中村寿, 丸田薫

<E室>

E11 9:30—10:50 ヒートポンプ・空調・熱機器 1

- E111 同軸型熱音響冷凍機の蓄冷器両端温度に及ぼす音波周波数の影響
*野田英嗣 (九州大), ウィジャパラガ アディカ, 小清水孝夫 (北九州高専), 迫田直也 (水素エネルギー国際研究センター), 河野正道 (九州大), 高田保之
- E112 定在波型小型熱音響発振器に関する数値シミュレーション
*小清水孝夫 (北九州高専), 笠尾大作, 高田保之 (九州大), 坂本眞一 (滋賀県大)
- E113 枝管付きループ管型熱音響冷凍機の音場特性
*経田僚昭 (富山高専), 多田幸生 (金沢大), 田附洋人, 瀧本昭, 大西元
- E114 LED光源による光触媒脱臭法の高性能化
*井上照雄 (金沢大), 瀧本昭, 多田幸生
- E12 11:00—12:20 ヒートポンプ・空調・熱機器 2
- E121 建築設備用の水素吸蔵合金タンク群における高効

率運転方法の検討

- *川上理亮 (高砂熱学工業), 増田正夫, 前田哲彦 (産総研), 丹下学 (芝浦工大), 中納暁洋 (産総研), 高橋惇 (高砂熱学工業), 庄子正和 (東北大), 青木秀之, 三浦隆利
- E122 炎天下駐車時における車室内温度低減
*豊原良太 (富山大), 川口清司, 渡辺大輔, 西部太智
- E123 静電植毛熱交換器を用いた蒸発促進
*矢島健史 (東京電力), 雨宮暁雄
- E124 金属製クロスフローファンの非接触誘導加熱下における熱流動特性
*中尾一成 (福井工大), 濱田慎悟 (三菱電機), 松本貞行, 菅郁朗, 牧野浩招, 田所敬英

E13 13:30—14:50 ヒートポンプ・空調・熱機器 3

- E131 自然対流下における着霜現象
*大久保英敏 (玉川大), 下村信雄 (新居浜高専), 関光雄 (東洋製作所)
- E132 Dehumidification characteristics of circulating sorption powder in two connected fluidized beds
Akihoko Horibe (Okayama Univ.), *Sukmawaty, Naoto Haruki, Takashi Nakano
- E133 直方型収着剤ブロックにおける収着特性
堀部明彦 (岡山大), 春木直人, *稲葉涉
- E134 水蒸気発生のための直接熱交換式吸着ヒートポンプの検討
*中島数矢 (九州大), 田原啓右, 野田敦嗣, 薛冰, オクタリアニ エリフィナ, トリ ウィジャヤンタアグン, 中曾浩一, 深井潤

<F室>

F11 9:50—10:50 OS 電子機器の信頼性を支える熱設計と冷却技術 1

- F111 ヒートスプレッダーの伝熱特性に関する基礎研究—二次元モデルによる数値解析—
*野中雄策 (熊本大), 小糸康志, 富村寿夫
- F112 相変化マイクロカプセル懸濁液と微細円管を利用した電子機器冷却の基礎研究
*林達也 (富山県大), 中川慎二, 畠山友行, 石塚勝
- F113 SiC MOSFET チャンネル部オン抵抗自己発熱の電ロトロサーマルモデリング
*伏信一慶 (東京工大)

F12 11:00—12:20 OS 電子機器の信頼性を支える熱設計と冷却技術 2

- F121 プリント基板などの平板熱伝導率測定法の研究 (1) —フィン温度分布フィッティング法の数値解析による測定誤差の検討—
*大串哲朗 (広島国際大), 小林孝 (三菱電機), 青木久美, 田中浩和 (エスペック), 平田拓哉
- F122 プリント基板などの平板熱伝導率測定法の研究 (2) —垂直平板自然空冷時のフィン温度分布フィッティング法による熱伝導率測定結果—
*青木久美 (三菱電機), 大串哲朗 (広島国際大), 小林孝 (三菱電機), 田中浩和 (エスペック), 平田拓哉
- F123 PCB内サーマルビアによる熱抵抗低減効果の評価

*畠山友行 (富山県大), 石塚勝, 高桑貞一, 中川慎二
 F124 電子機器基板の熱伝導特性に関する解析的研究
 *小糸康志 (熊本大), 富村寿夫, 石塚勝 (富山県大), 畠山友行

F13 13:30—14:50 OS 電子機器の信頼性を支える熱設計と冷却技術 3

F131 ピン先端にバイパス流を有するピンフィンヒートシンクの性能予測モデル
 *堀内敬介 (日立製作所), 西原淳夫

F132 1 U 薄型管体電源装置の強制空冷設計
 *小泉雄大 (コーセル), 畠山友行 (富山県大), 福江高志, 石塚勝, 中川慎二

F133 ファン空冷ヒートシンクの熱流体抵抗網解析
 *福江高志 (富山県大), 畠山友行, 石塚勝, 中川慎二, 小泉雄大 (コーセル)

F134 電子機器熱設計のための空冷ファンモデル — 無次元旋回力係数を用いた軸流ファンのモデル化—
 *中村元 (防衛大)

< G 室 >

G11 9:30—10:50 ヒートパイプ 1

G111 Effects of parameters in oscillating heat pipe simulation with bubble generation
 *Raffles Senjaya (Tokyo Inst. Tech.), Yuji Suzuki, Takayoshi Inoue

G112 ループヒートパイプ蒸発器内における蒸気過熱の影響
 *西川原理仁 (名古屋大), 長野方星

G113 自励振動ヒートパイプにおける液柱振動機構に関する研究
 長崎孝夫 (東京工大), *澤田義哉, 北條伶明, 伊藤優

G114 ヒートパイプ型ヒートスプレッド(FGHP)を用いた高性能冷却システムについて
 *水田敬 (鹿児島大), 福永倫康 (モレックス喜入)

G12 11:00—12:20 ヒートパイプ 2

G121 小型携帯電子機器用極細ヒートパイプの開発
 *田原裕一朗 (フジクラ), 望月正孝, 齋藤祐士, 益子耕一, 川原洋司, アハマド シャヘッド

G122 自励振動型ヒートパイプの流動可視化
 *麓耕二 (弘前大), 川路正裕 (ニューヨーク市立大), 川南剛 (神戸大)

G123 単管内自励振動熱輸送に及ぼす管断面形状の影響
 *八尾佳弘 (千葉大), 白鳥康介, 田中学

G124 直管型自励振動ヒートパイプにおける振動特性
 奥山邦人 (横浜国大), *加藤俊介, 森昌司

G13 13:30—14:50 ヒートパイプ 3

G131 自励振動ヒートパイプの作動限界
 *河合宏紀 (福井工大), 宮崎芳郎, 岩田直子 (JAXA), 小川博之

G132 高温用自励振動ヒートパイプ
 *大久保卓磨 (福井工大), 宮崎芳郎, 西田秀高 (中国電力)

G133 平板型蒸発器を有するループヒートパイプの熱輸

送特性

*塩賀健司 (富士通研究所), 尾形晋, 長岡秀明, 内田浩基, 日比野聖二, 谷口淳, 木村孝浩
 G134 リザーバ内蔵ループ形ヒートパイプの軌道上熱特性

*石川博章 (三菱電機), 野村武秀, 齋藤康之 (三菱電機エンジニアリング), 川崎春夫 (JAXA), 岡本篤, 畠中龍太

< H 室 >

H11 9:30—10:50 融解・凝固 1

H111 管列周りを流れる相変化スラリーの流れと熱伝達
 *富樫憲一 (神戸大), 川南剛, 平野繁樹 (道総研), 麓耕二 (弘前大), 平澤繁樹 (神戸大)

H112 W/O エマルション型潜熱蓄熱材の潜熱蓄熱 (過冷却) 量に関する研究
 森田慎一 (米子高専), *東一生, 早水庸隆

H113 アイススラリーの流動および熱伝達特性に及ぼす貯蔵の影響
 萩原陽介 (信州大), *田村史人, 熊野寛之, 平田哲夫

H114 膨潤性と非膨潤性粒子からなる混合土壌における凍上現象
 *青木和夫 (長岡技科大), 赤堀匡俊, 今井良樹, 高橋慎也

H12 11:00—12:20 融解・凝固 2

H121 蓄冷媒体に適したハイドレートの熱力学的・結晶学的物性の測定

*佐藤快 (慶應大), 阪本浩樹, 白岩邦章, 竹谷敏 (産総研), 中島雅祐 (IHI), 大村亮 (慶應大)

H122 メタン+エタン+プロパン混合ガス飽和水溶液中でのクラスレート水和物の結晶成長
 *渡辺翔 (慶應大), 齋藤広太, 大村亮

H123 非均質霜層成長モデルにおける熱伝導率の影響
 *下村信雄 (新居浜高専), 長野友紘, 大久保英敏 (玉川大), 関光雄 (東洋製作所)

H124 超音波を利用した晶析法による単分散微粒子の創製
 *多田幸生 (金沢大), 泉田淳司, 碓井優介 (日産エンジニアリング), 瀧本昭 (金沢大), 大西元

H13 13:30—14:50 融解・凝固 3

H131 クラスレート水和物によるオゾンの保存

*中島隆博 (慶應大), 赤津寛, 大村亮, 森康彦
 H132 固相の遊離を伴う相変化物質融解過程の数値シミュレーション

*苗木伸也 (神戸大), 川南剛, 平澤茂樹
 H133 過冷却向心凝固におけるマッシュ域の成長
 *義岡秀晃 (石川高専), 柳谷竜登, 多田幸生 (金沢大), 林勇二郎 (国立高等専門学校機構)

H134 直接接触式潜熱蓄熱装置の蓄放熱特性
 *能村貴宏 (北海道大), 坪田雅功, 大矢哲平, 沖中憲之, 秋山友宏

< I 室 >

I11 9:50—10:50 OS MEMS と伝熱 1

- I111 ナノ熱プローブセンサの作製手法と伝熱解析
 廣谷潤 (九州大), 生田竜也, 西山貴史, *高橋厚史
- I112 水の近赤外吸収特性を利用した微量水溶液の温度イメージング $\nu_2 + \nu_3$ 吸収帯を利用したマイクロ流路内水の温度測定—
 *福原悠子 (九州大), 角田直人, 近藤克哉 (鳥取大), 有本英伸 (産総研), 山田幸生 (電気通信大)
- I113 カンチレバー型 MEMS カロリメータを用いた複合熱分析法の研究
 *早川裕樹 (明治大), 杉本拓也, 石井淳市, 中別府修
- I12 11:00—12:20 OS MEMS と伝熱 2
- I121 T 型マイクロ流路内スラグ流形成に対する接触角ヒステリシスの影響
 *松本壮平 (産総研), 板橋健太郎 (筑波大), 松本純一 (産総研), 高田尚樹, 金子暁子 (筑波大)
- I122 疎水・親水マイクロパターン面上の凝縮熱伝達
 *山脇将太 (九州工大), 徳永敦士, 長山暁子, 鶴田隆治
- I123 半導体チップ内マイクロヒートパイプ開発に向けた熱流動解析
 *中塚淳 (東京大), 一柳満久, 杵淵郁也, 北田秀樹, 金永ソク, 大東良一 (大日本印刷), 大場隆之 (東京大), 松本洋一郎
- I124 エレクトレット面上の液体誘電泳動を用いた低電圧液滴操作デバイス
 吳天準 (東京大), *鈴木雄二
- I13 13:30—14:50 OS MEMS と伝熱 3
- I131 高温熱分析用 MEMS カロリメータによる熱分析・質量計測
 *石井淳市 (明治大), 早川裕樹, 中別府修
- I132 窒化アルミニウムのレーザーマイクロ溝加工に及ぼす波長・パルス幅の影響
 *河野正道 (九州大), 森竜宏, 野中真吏, 林宏充 (福岡県工業技術センター), 高田保之 (九州大)
- I133 Joule-Thomson Microcooler Heat Exchanger Dimensional Optimization by Analytical Calculation of Performance
 *Adhika Widyaparaga (Kyushu Univ.), Masashi Kuwamoto, Naoya Sakoda, Masamichi Kohno, Yasuyuki Takata
- I134 ソーレ効果を用了細管内流動式ガス分離技術
 *桑谷駿介 (芝浦工大), 小関裕文, 小池有希, 渡辺辰矢 (茨城大), 小野直樹 (芝浦工大)
- < J 室 >
- J11 9:30—10:50 分子動力学 1
- J111 低温自動点火の最初の段階での, n -ヘプタンの酸化反応の分子動力学モデル
 *シェールヤル カン (富山大), ゴロツキヒナ タチアナ
- J112 PEFC 触媒層内 ionomer における酸素分子透過に関する分子論的研究
 *坂井公則 (東北大)
- J113 水・氷・混合体における水分子への力学的振動が及ぼす影響に関する分子動力学的研究
 *黒島考平 (京都工繊大), 萩原良道, 早狩浩平 (和多田印刷)
- J114 CO₂ の液体溶解現象に関する分子動力学シミュレーション
 *小寺厚 (東京工大), 平井秀一郎, 植村豪, 津島将司, 河村雄行
- J12 11:00—12:20 分子動力学 2
- J121 回転拡散と局所的粘性の相関についての分子動力学的研究
 *スルプリス ドナタス (大阪大), 中岡聡, 山口康隆, 黒田孝二 (大日本印刷), 中島但, 藤村秀夫
- J122 高分子電解質膜内部のプロトン拡散現象に関する研究
 *徳増崇 (東北大), 吉田大樹
- J123 分子動力学法によるカーボンナノチューブ複合材の熱伝導解析
 *飛田翔 (東京大), エリオット ジェームス (ケンブリッジ大), 丸山茂夫 (東京大), 塩見淳一郎
- J124 温度勾配によるナノバブル駆動の MD シミュレーション
 山崎隆太 (京大), *松本充弘
- J13 13:30—14:50 分子動力学 3
- J131 シリコンにおけるフォノン輸送の分子動力学解析
 *堀塚磨 (東京大), 志賀拓磨, 丸山茂夫, 塩見淳一郎
- J132 LJ ナノリボンのパルス加熱におけるコヒーレントフォノン生成のスペクトル解析
 *ゴロツキヒナ タチアナ (富山大)
- J133 固体アルゴンのフォノン分散関係に関する分子動力学
 *渡邊謙一 (明石高専), 國峰寛司, 藤原誠之
- J134 微細構造によって誘起された局所非平衡性が固液界面エネルギー輸送に及ぼす影響
 *芝原正彦 (大阪大), 小原拓 (東北大), 村上翔 (大阪大)
- SP4 15:00—15:50 学生優秀プレゼンテーション賞 4 —マイクロ・ナノスケール現象—
- SP401 スリット型細孔に閉じ込められた単純液体の固液相転移
 *金子敏宏 (慶應大), 泰岡顕治, 光武亜代理, Zeng Xiao Cheng (ネブラスカ大)
- SP402 垂直配向単層カーボンナノチューブ薄膜の熱抵抗に関する研究
 *射場勇士 (広島大), 岡村拓哉, 井上修平, 松村幸彦
- SP403 LBM による体積保存性の良い二相流解析手法の開発
 *上田武広 (大阪府大), 金田昌之, 須賀一彦
- SP404 MEMS センサによる核沸騰熱伝達機構の研究 —干渉法と極細熱電対を用了液相熱伝達計測の試み—
 *矢吹智英 (明治大), 濱口拓矢, 小林誉幸, 中別府修
- SP405 SEM-PIV によるマイクロ流路内の流動計測
 *近藤昌孝 (東京工大), 川口達也, 齊藤卓志, 佐

- 藤勲
- SP406 マイクロチャネル流非侵襲ラマン散乱イメージング・センシング法の開発
*高松尚宏 (慶應大), 高橋基之, 佐藤洋平
- SP407 第一原理に基づいた鉛テルライドのフォノン伝導解析
*志賀拓磨 (東京大), 塩見淳一郎, Esfarjani Keivan (マサチューセッツ工科大), Chen Gang
- SP408 高温場におけるアルゴン希釈がフラーレン・PAHの燃焼生成に及ぼす影響
*崎田容平 (大阪大), 雑賀達也, 芝原正彦
- SP409 顕微ラマン分光を組み合わせた SWNT 一本の熱伝導率の測定法
*林浩之 (九州大), 河野正道, 吾郷浩樹, 生田竜也, 西山貴史, 高橋厚史

第2日 6月2日 (木)

< A室 >

- A22 11:00—12:20 強制対流 1
- A221 ダクト内バックステップ流れの再付着特性
巢山頌文 (同志社大), *吉田拓生, 原田久敬, 稲岡恭二, 千田衛
- A222 貫流を伴う内壁が回転する凹型, 凸型, 円錐型環状流路内流れの2次元 PTV 計測
*齋藤博史 (東京農工大), 村田章, 朴俊輝, 岩本薫
- A223 蛇行流路内における低レイノルズ数粘弾性流体流れの乱れと伝熱特性
Heong Chee Leong (京都大), *巽和也, 中島理, 須賀一彦 (大阪府大), 中部主敬 (京都大)
- A224 磁性流体の矩形管内強制対流熱伝達と流動に及ぼす磁場の影響
*本澤政明 (東京理大), 常佳 (鄭州大), 澤田達男 (慶應大), 川口靖夫 (東京理大)
- A23 13:30—14:50 強制対流 2
- A231 タービン翼端壁面の多孔フィルム冷却に関する LES 解析
*小田豊 (大阪大), 武石賢一郎, 内堀正崇
- A232 ミスト冷却を用いた衝突噴流熱伝達の制御
*山田省吾 (岐阜大), 金森梓, 檜和田宗彦, 親川兼勇 (琉球大), 瀬名波出, 宮藤義孝 (沖縄高専)
- A233 ガスタービン翼後縁部カットバック粗面上2次元スロット・フィルム冷却流の2次元 PTV 計測
*渡邊要 (東京農工大), 村田章, 齋藤博史, 小川厚, 岩本薫
- A234 ガスタービン翼後縁部ディンプル付きカットバック面におけるフィルム冷却性能
*伊藤宏典 (東京農工大), 村田章, 西田怜美, 齋藤博史, 岩本薫

< B室 >

- B21 9:30—10:50 燃料電池 1
- B211 NMR センサーによる PEFC の PEM 内含水量と発電電流の計測 —不安定発電時の空間分布と時間変化—
横内康夫 (慶應大), *小川邦康, 拝師智之

- (MRTechnology), 伊藤衡平 (九州大)
- B212 発電時の液水挙動を考慮した PEFC 触媒層の LBM 解析
*津島将司 (東京工大), 坪田晶博, 平井秀一郎
- B213 可変ガス流路を有する固体高分子形燃料電池の水管理
谷川洋文 (九州工大), *池田裕介, 鶴田隆治
- B214 ガルバニ電池式酸素吸収体を用いた微細多孔質体の酸素拡散係数測定の高精度化
是澤亮 (横浜国大), *大徳忠史, 宇高義郎

B22 11:00—12:20 燃料電池 2

- B221 PEFC 内部の物質移動現象に及ぼす局所応力の影響
*神田大輔 (東京工大), 渡部弘達, 岡崎健
- B222 固体高分子形燃料電池におけるマイクログループを用いたマイクロ・ナノ多孔質からガスチャネルへの排水性能向上
*大森康由 (横浜国立大), 岡部晃, 宇高義郎
- B223 断面可視化セルによる燃料電池流路内部の水滴挙動解析
李相根 (九州大), *伊藤衡平
- B224 PEFC カソード側におけるガス拡散層の構造設計と水分排出促進に関する研究
*外池武司 (京都工繊大), 西田耕介, 津島将司 (東京工大), 平井秀一郎

B23 13:30—14:50 燃料電池 3

- B231 A study of agglomerate catalyst layer of a proton exchange membrane fuel cell
*Navvab Khajeh Hosseini Dalasm (Tokyo Inst. Tech.), Samad Ahadian (Tohoku Univ.), Kazuyoshi Fushinobu (Tokyo Inst. Tech.), Ken Okazaki
- B232 固体高分子形燃料電池 MEA 内の局所物質輸送と電気化学反応を考慮した非定常数値解析
*官林亮 (横浜国大), 阿江朋暁, 西田洋介, 荒木拓人
- B233 高分子形燃料電池の触媒層内の水輸送モデル
*大島伸行 (北海道大), 齊斌, 劉娟芳 (重慶大)
- B234 短パルスレーザー微細加工集電体の撥水性が PEFC 運転特性に及ぼす影響
*落合慶史 (東京工大), 伏信一慶

< C室 >

- C21 9:30—10:50 沸騰 1
- C211 ミクロ液膜蒸発時の熱流束分布の測定
*原村嘉彦 (神奈川大)
- C212 短いスワール管内水の強制対流サブクール沸騰限界熱流束 —(ツイスト比の影響) —
*畑幸一 (京都大), 増崎貴 (核融合研)
- C213 溶射皮膜による伝熱促進面を有する水平狭隘流路サブクール沸騰熱伝達特性に関する研究
*川崎敬 (神戸大), 富田亮平, 浅野等, 竹中信幸
- C214 サブクール沸騰 —気泡微細化沸騰のメカニズムについて—
*鈴木康一 (山口東京理大), 結城和久, 洪定杓 (東京理大)
- C22 11:00—12:20 沸騰 2

- C221 水平加熱細線のプール沸騰限界熱流束の細線径依存性
*尾形誠 (神奈川大), 二宮拓也, 吉田直倫, 庄司正弘
- C222 高濃度ブタノール水溶液のプール沸騰熱伝達特性
*萩庭惇 (神奈川大), 西口昇太郎, 庄司正弘
- C223 沸騰熱伝達に及ぼす加熱面性状の影響
*田中信宏 (神奈川大), 柏村洋一, 庄司正弘
- C224 ナノ流体によるプール沸騰 CHF 促進機構 — ナノ粒子析出面近傍の気液挙動の測定—
*坂下弘人 (北海道大)
- C23 13:30—14:50 沸騰 3
- C231 スプレー冷却中の高温面のぬれ開始温度特性 — 間欠スプレー冷却の場合—
光武雄一 (佐賀大), 末松佑一, *呉雪松, 門出政則
- C232 二次元温度場計測を通じた高温加熱面の膜沸騰崩壊温度条件に関する研究
大竹浩靖 (工学院大), *永嶌望, 小泉安郎 (信州大)
- C233 有限垂直円柱の膜沸騰熱伝達に及ぼす底面形状の影響
*桃木悟 (長崎大), 茂地徹, 豊田香 (舞鶴高専), 山田たかし (長崎大), 山口朝彦
- C234 過熱面上局所的固液接触発生時の伝熱過渡プロセス数値解析
*永井二郎 (福井大), 奥野敬太

< D室 >

- D21 9:30—10:50 ヒートポンプ・空調・熱機器 4
- D211 湿度操作空気清浄法の浮遊粒子状物質の低減特性
*小野田渚 (明治大), 石口翔太, 中別府修
- D212 シャワークリーニングによる環境汚染物質除去に関する実験的研究 — (極微細粒子・臭い成分・シャワー密度に関する検討) —
姫野修廣 (信州大), *深見清貴, 平岩雄一
- D213 雪室と外気熱による自然初乾燥
横山孝男 (山形大), 王欣, 東浩之, *大沼広一, 岸裕
- D214 粉体材料の乾燥過程に関する数値シミュレーション
*室屋陽平 (大阪府大), 木下進一, 吉田篤正
- D22 11:00—12:20 マイクロ伝熱 1
- D221 サイズ選別されたナノ粒子を用いた気相流動中 CNT 生成
*田崎陽平 (九州大), 友田正裕, 小山佳司, 高田保之, 河野正道, 平沢誠一 (産総研), 瀬戸章文 (金沢大)
- D222 単層カーボンナノチューブ膜修飾表面における気体分子のエネルギー適応過程の数値解析
*杵淵郁也 (東京大), 川崎淳平, 塩見淳一郎, 高木周, 丸山茂夫, 松本洋一郎
- D223 白金族含有単相カーボンナノチューブの直接合成
伊藤恭平 (広島大), *井上修平, 松村幸彦
- D224 アルコール CVD 法による水平配向単層カーボン

ナノチューブの高密度合成

*井ノ上泰輝 (東京大), 長谷川大祐, 千足昇平, 塩見淳一郎, 丸山茂夫

D23 13:30—14:50 マイクロ伝熱 2

- D231 Size control of hollow poly(lactic acid) microcapsules made from microbubble templates
*Jay Jesus Molino (The Univ. of Tokyo), Hirofumi Daiguji, Fumio Takemura (AIST)
- D232 ラマン分光を用いた燃料電池膜内水のマイクロ構造解析
*岩本祐樹 (東京工大), 田渕雄一郎, 津島将司, 平井秀一郎
- D233 3次元構造をもつ SBA-16 薄膜内部のイオン移動現象
*高橋飛鳥 (東京大), 中山大輔, 大宮司啓文, 片岡祥 (産総研), 遠藤明
- D234 インフライト・プラズマ CVD によるシリコン量子ドット合成: 太陽電池への応用
*野崎智洋 (東京工大), グレスバック ライアン, 鐘ヶ江俊輔, 岡崎健

< E室 >

E21 9:30—10:50 反応・燃焼 4

- E211 気相燃焼法を用いた複合酸化物蛍光ナノ粒子の合成に関する研究
*松田優 (慶應大), 長谷川寛, 植田利久, 横森剛
- E212 Fe 系触媒を用いたカーボンナノ物質の燃焼合成に及ぼす燃焼ガスの影響
*奥山正明 (山形大), 富村寿夫 (熊本大)
- E213 メタン熱分解過程へのカーボンブラック導入効果
*亀谷雄樹 (IHI), 花村克悟 (東京工大)
- E214 管状火炎の炉筒面での伝熱特性
*松本亮介 (関西大), 皿田侑大, 薦田弦, 小澤守, 毛笠明志 (大阪ガス), 白神洋輔, 香月正司 (大阪大)
- E22 11:00—12:20 反応・燃焼 5
- E221 三次元閉空間内における乱流予混合火炎の特性
*福島直哉 (東京工大), ヤナルダウ バスミル, 志村祐康, 店橋護, 宮内敏雄
- E222 水素-酸素-希釈ガス混合気の微小球状伝ば層流火炎の燃焼速度特性に関する実験的検討
中原真也 (愛媛大), *大西義明, 高木浩平, 西原司, 阿部文明, 村上幸一
- E223 微小重力場における低レイリス数対向流予混合火炎と Flame ball の関係
*高瀬光一 (東北大), 中村寿, 手塚卓也, 長谷川進, Li Xing, Wang Philip, 丸田薫
- E224 種々の温度条件下における褐炭の乾燥特性と乾燥速度の定式化
*光原乃里子 (九州大), 松下洋介, 原田達朗 (九州電力)
- E23 13:30—14:50 混相流 1
- E231 自然循環ループの Type I 密度波振動と TRACE コードの検証解析
*古谷正裕 (電中研), 西義久, 植田伸幸

- E232 チャネル内固気発達分散流の直接数値シミュレーション
*三戸陽一(北見工大)
- E233 微小気泡解析のためのMD-LBM連成計算手法の開発とGPUによる高速化
*稲岡篤志(京都大), 松本充弘, 並河遼
- E234 液体表面における気泡破裂のメカニズム
*平井隆二(京都大), 川島達生, 松本充弘

< F室 >

- F21 9:50—10:50 電子機器の冷却 1
- F211 狭小空間に有効な高効率ファンの研究
*山口隼司(日本大), 松島均
- F212 水冷PC用微細フィン付きヒートシンクの高性能化—ミニチャネル流中のカオスの挙動を含めて—
*小泉博義(電気通信大), 児玉希望
- F213 水平加熱二平板まわりの管内自然対流熱伝達
堀部明彦(岡山大), *下山力生(岡山県工業技術センター), 春木直人(岡山大), 眞田明(岡山県工業技術センター)
- F22 11:00—12:20 電子機器の冷却 2
- F221 Investigation of Thermal Performance of Thin Heat Pipe with Fiber Wick Structure
*Mohammad Shahed Ahamed (Fujikura), Masataka Mochizuki, Yuji Saito, Koichi Mashiko, Yoji Kawahara, Yuichiro Tahara
- F222 Combination of thin Heat Pipe and Piezo fan as thinner thermal solution module
*Ahmad Jalilvand (Fujikura), Masataka Mochizuki, Yuji Saito, Yoji Kawahara, Thang Nguyen, Vjitt Wuttijumnong
- F223 電子機器内アルミワイヤーの最適熱設計
*一法師茂俊(三菱電機), 加藤健次
- F224 蓄熱シートを用いた小型電子機器の温度応答特性
*佐藤良輔(岩手大), 寺尾博年(アルプス電気), 廣瀬宏一(岩手大)

F23 13:30—14:30 電子機器の冷却 3

- F231 押出し材を用いた自然空冷式長寸ヒートシンクに関する研究
*川口清司(富山大), 宮崎保志, 渡辺大輔
- F232 先進液冷ネットワークシステムを用いたデータセンタの省エネ効果
*大内真由美(産総研), 阿部宜之, 深萱正人(SOHKi), 大田治彦(九州大), 新本康久, 佐藤正秀(宇都宮大), 飯村兼一
- F233 炭素繊維を用いた高性能熱伝導シートの開発
*良尊弘幸(ソニーケミカル&インフォメーションデバイス), 荒巻慶輔

< G室 >

- G21 9:30—10:50 ヒートパイプ 4
- G211 ループ型ヒートパイプ熱輸送特性の実験
*佐藤翔太(神戸大), 平澤茂樹, 川南剛
- G212 湿潤空気の凝縮を用いた伝熱式湿度計の開発
*山内悟留(エスペック), 大串哲郎(広島国際大),

- G213 平板型蒸発器を用いたループヒートパイプの伝熱能力
*田中清志(機械振興協会), 勝田正文(早稲田大), 石井雄介
- G214 CPU冷却用熱サイフォンの傾斜に関する研究
*近藤義広(日立製作所), 豊田浩之

G22 11:00—12:20 生産加工・熱伝導 1

- G221 フェムト秒レーザー加工援用によるマイクロフレイディック応用の多層ガラス構造開発
*ドアン ホンドク(東京工大), ロングティン ピジョン(ストーニーブルック大)
- G222 自由表面を持つ非ニュートン流体の粒子法シミュレーション
驚頭伸一(東京工大), *川口達也, 齊藤卓志, 佐藤勲
- G223 過渡レンズ効果を用いた流体レンズ開発のための基礎的研究
*赤嶺賢彦(東京工大), ドアン ホンドク, 伏信一慶
- G224 誘導加熱装置の移動による加熱領域の広範囲化
*石山宗希(明治大), 小林健一

G23 13:30—14:30 生産加工・熱伝導 2

- G231 発熱変動ある垂直平板の温度変化を最小にするモデル予測制御法の検討
*平澤茂樹(神戸大), 川南剛, 小池和哉
- G232 金属接触部における熱抵抗と電気抵抗の温度依存性
*吉瀬幸司(三菱電機)
- G233 地球熱史研究のための拡散型方程式逆時間過程解析の試み
*越後亮三(東京工大)

< H室 >

H21 9:30—10:50 融解・凝固 4

- H211 氷界面近傍の冬ガレイ由来不凍タンパク質水溶液中のタンパク質の局所濃度
*山本大智(京都工繊大), 櫻井亮(富士通), 萩原良道(京都工繊大), 北川石英
- H212 よう化銀の氷核活性に対する高分子の影響
*稲田孝明(産総研), 小山寿恵, 後藤文俊(金沢大), 瀬戸章文
- H213 クラスレート水和物に及ぼす界面活性剤の効果—メタン+エタン+プロパン混合ガスからの水和物生成について(その2)—
*児玉健英(慶應大), 安東直毅, 森康彦
- H214 潜熱蓄熱材への金属繊維材の混入による蓄放熱促進
*春木直人(岡山大), 堀部明彦, 中島啓伍, 澤真弘

H22 11:00—12:20 OS 非線形熱流体現象と伝熱 1

- H221 円筒壁まわりの水の磁気ベナール・マランゴニ対流
*田川俊夫(首都大学東京)

- H222 温度差マランゴニ効果による自由液膜内非線形対流場とその遷移過程
*上野一郎 (東京理大), 渡辺俊貴, 出来尾祐美
- H223 カオス理論による希薄予混合ガスタービン燃焼器内の燃焼不安定の決定論的性質の解明と工学的応用
*後藤田浩 (立命館大), 新木本寛之, 宮野尚哉, 立花繁 (JAXA)
- H224 シリコンオイル環状プール内の表面張力対流の安定限界
*今石宣之 (九州大), Ermakov Michael (ロシア科学アカデミー), 石万元 (重慶大)
- H23 13:30—14:50 OS 非線形熱流体現象と伝熱 2
- H231 内部発熱流体層における温度境界層のはく離とブルームの形成
*阿部竜太 (北海道大), 田坂裕司, 熊谷一郎, 村井祐一, 柳澤孝寿 (海洋研究開発機構)
- H232 液体金属の熱対流での自発的な流れ場の逆転
*柳澤孝寿 (海洋研究開発機構), 山岸保子, 浜野洋三, 櫻庭中 (東京大), 田坂裕司 (北海道大), 武田靖
- H233 固結しつつある液体金属塊の落下終端速度
*熊谷一郎 (北海道大), 田坂裕司, 村井祐一
- H234 液体ガリウムジェットの構造解明
*田坂裕司 (北海道大), 熊谷一郎, 村井祐一, 柳澤孝寿 (海洋研究開発機構)
- < I 室 >
- I21 9:50—10:50 OS MEMS と伝熱 4
- I211 薄膜型マイクロジェネレーターの熱設計と性能評価
*山本明宏 (九州工大), 橋本佳弘, 黒崎潤一郎, 宮崎康次
- I212 エレクトレットを用いた非定常温度場からのマイクロ熱発電システムの提案
*鹿島玄貴 (東京大), 鈴木雄二
- I213 ナノポーラス構造を利用した熱電特性の向上
*宮崎康次 (Life BEANS センター九州, 九州工大), 柏木誠 (九州工大), 武末晋治, 石川佳寿子 (ピコサーム), 安達千波矢 (Life BEANS センター九州, 九州大)
- I22 11:00—12:20 OS MEMS と伝熱 5
- I221 レーザー誘起誘電泳動を用いた新しい小型拡散センサーに関する研究 —第二報: オンチップ化が可能な信号光検知手法の提案—
猪谷恒一 (慶応大), *石井陽平, 田口良広, 長坂雄次
- I222 近赤外画像のアーベル逆変換による 1 mm 厚さの水の断面温度分布推定
*角田直人 (九州大), 近藤克哉 (鳥取大), 中田智士, 有本英伸 (産総研), 山田幸生 (電気通信大)
- I223 MEMS 技術を利用したオプティカルインジケータの研究
*湯本真之 (明治大), 中別府修
- I224 近接場効果を利用した宇宙用静電駆動型 MEMS ラジエータの研究
- *上野藍 (東京大), 鈴木雄二
- 123 13:30—14:50 電場・磁場・電荷移動下での伝熱
- 1231 高周波水中プラズマの励起温度の高時間・空間分解能測定
*向笠忍 (愛媛大), 野村信福, 豊田洋通, 林拓広
- 1232 液中プラズマ化学蒸着における基板熱膨張のダイヤモンドの生成への影響
*豊田洋通 (愛媛大), 野村信福, 向笠忍
- 1233 誘電体バリア放電によるオゾン生成に及ぼす高ガス圧化の影響
*石丸和博 (岐阜高専), 前田宗大
- 1234 矩形導波管を用いたマイクロ波加熱における表面構造の効果
*赤堀匡俊 (長岡技科大), 青木和夫, 大嶋崇之, ギェム ティ ラン アイン
- < J 室 >
- J21 9:30—10:50 分子動力学 4
- J211 第一原理分子動力学法を用いた構造 H クラスレート水和物内のメタン分子の振動スペクトル解析
*平塚将起 (慶應大), 大村亮, Sum Amadeu (Colorado School of Mines), 泰岡顕治 (慶應大)
- J212 SiO₂-水界面近傍における構造と物質輸送に関する分子動力学的研究
中野雄大 (東北大), *小坂秀一, 菊川豪太, 瀬川澄江 (東京エレクトロン), 鈴木歩太, 小原拓 (東北大)
- J213 自己組織化膜修飾表面によるアルカン極薄液膜のせん断に関する分子動力学シミュレーション
*菊川豪太 (東北大), 山本直史, 小原拓
- J214 液滴の動的濡れ挙動に関する分子動力学解析
*中村芳紀 (東京大), 丸山茂夫, 塩見淳一郎
- J22 11:00—12:40 分子動力学 5
- J221 メソポーラスシリカに吸着する水の分子シミュレーション
*山下恭平 (東京大), 高木勇輝, 大宮司啓文
- J222 表面上の微小液滴の蒸発・乾燥に関する MD シミュレーション
*弥永健太 (京都大), 松本充弘, 田浦剛
- J223 核沸騰初期過程の分子動力学シミュレーション
*山本貴大 (京都大), 松本充弘
- J224 非平衡凝縮界面における分子境界条件について
*徳永敦士 (九州工大), 長山暁子, 鶴田隆治
- J225 古典分子動力学法を用いた低温水素の熱輸送物性評価
*永島浩樹 (東北大), 徳増崇, 津田伸一 (信州大), 坪井伸幸 (九州工大), 越光男 (東京大), 林光一 (青山学院大)
- J23 13:30—14:50 バイオ伝熱 1
- J231 温熱ストレス下における細胞の死滅率と損傷関数の関連性
石黒博 (九州工大), *野澤正和 (秋田高専)
- J232 一定温度加熱に曝された骨構成細胞の熱的耐性

- *藏田耕作 (九州大), 高松洋
 J233 生体伝熱のマルチスケールモデリング
 *佐野吉彦 (静岡大), 吉川健太郎, 中山顕
 J234 鼻腔内流れの熱流体解析
 *太田和生 (千葉大), 木村真也, 田中学 (千葉大, 理化学研究所), 世良俊博 (理化学研究所), 覚正信徳, 横田秀夫, 小野謙二, 高木周

第3日 6月3日 (金)

< A室 >

- A31 9:30—10:50 強制対流 3
 A311 ショットピーニング加工を施した粗面の伝熱特性
 *河合裕紀 (明治大), 高栖功瑛, 小林健一
 A312 はく離・再付着を伴う対流熱伝達の時間・空間変動特性 —再付着点近傍における特徴的な変動周波数—
 *高木明佳 (防衛大), 中村元, 山田俊輔
 A313 再付着点周りの乱流熱伝達構造解析
 *服部博文 (名古屋工大), 野田智輝, 山田翔平, 田川正人
 A314 曲がりチャンネル内乱流熱伝達の空間発展 DNS — $Re\tau=300$ の場合—
 *竹田真 (新潟大), 松原幸治, 三浦貴広, 櫻井篤
 A32 11:00—12:20 強制対流 4
 A321 壁面近傍に生じる微細縦渦構造の発生機構
 *飯田雄章 (名古屋工大), 荒川匡希, 平林沙也加
 A322 リブ付きチャンネル乱流熱伝達の空間発展型 DNS —伝熱促進機構の解明—
 *三浦貴広 (新潟大), 松原幸治, 櫻井篤
 A323 2次元加熱丘周りの乱流温度場に主流乱れが及ぼす影響
 *保浦知也 (名古屋工大), 高野浩平, 田川正人, 長野靖尚 (名古屋工大, 名古屋産業科学研究所)
 A324 高Sc数スカラ乱流混合実験における補正処理手法の開発と格子乱流中のスカラ拡散場の解析
 *鈴木博貴 (名古屋大), 長田孝二, 酒井康彦
 A33 13:30—14:50 強制対流 5
 A331 層流/乱流におけるマイクロチューブ圧縮性流れの局所管摩擦係数
 *村上信太郎 (首都大学東京), 浅古豊
 A332 円形衝突噴流の流動と温度場
 *松田昇一 (琉球大), 宮田柔, 瀬名波出, 加藤純郎
 A333 周囲と密度が異なる気体を噴出した円形噴流のサイドジェット発生条件
 *村松旦典 (日本大), 金田康宏
 A334 円管内に形成される安定温度成層流の乱流抑制効果
 *中島将太 (明治大), 鈴木佑治, 小林健一

< B室 >

- B31 9:50—10:50 燃料電池 4
 B311 燃料電池 MEA 構成部材の電子伝導度と接触抵抗の分離解析手法の開発

- *小高敏和 (日産自動車), 高田慎一郎 (早稲田大), 酒井政信 (日産自動車), 福山陽介, 田淵雄一郎, 久保則夫, 酒井弘正, 中垣隆雄 (早稲田大)
 B312 燃料電池用多孔質部材のガス拡散抵抗の計測手法開発
 *横山浩司 (技術研究組合 FC-Cubic), 大山淳平, 徳永友美, 久保則夫
 B313 PEFC 電解質膜内電位分布に及ぼす運転条件の影響
 *大石誠人 (東京工大), 小野義隆 (東京工大, 日産自動車), 伏信一慶 (東京工大), 岡崎健
 B32 11:00—12:20 燃料電池 5
 B321 ぬれ性分布を利用した固体高分子形燃料電池用ガス拡散層の液水制御
 *是澤亮 (横浜国大), 宇高義郎, 大徳忠史, 上杉健太郎 (高輝度光科学研究センター)
 B322 PEFC カソード流路の濡れ性が液水の排出挙動に及ぼす影響
 *谷口僚 (京都工繊大), 西田耕介, 津島将司 (東京工大), 平井秀一郎
 B323 実運転領域における酸素輸送抵抗のセル性能への影響
 *福山陽介 (日産自動車), 塩見岳史, 宮崎真一, 小高敏和, 田淵雄一郎, 久保則夫, 酒井弘正
 B324 セパレーター特性と供給ガス条件が PEFC 単セルの熱・物質移動現象と発電性能に及ぼす影響評価
 *西村顕 (三重大), 田中成季, 大島淳, 近藤弘俊, 飯尾和寛, 廣田真史, 東馬英治 (東邦ガス), 木村幸雄, 成田雅彦, 小椋裕介
 B33 13:30—14:50 燃料電池 6
 B331 多孔体セパレータを有する固体高分子形燃料電池の性能解析
 *那須拓哉 (北海道大), 下館拓也, 田部豊, 近久武美
 B332 PEFC の触媒層構造形成と発電性能
 *鈴木崇弘 (東京工大), 津島将司, 平井秀一郎
 B333 PEFC 発電時液水挙動に及ぼす GDL ミクロ構造の影響
 *笹部崇 (東京工大), ディーワンサイ ペンサイ, 津島将司, 平井秀一郎
 B334 固体高分子形燃料電池ガス拡散層内の水蒸気有効拡散係数の計測
 酒井隆志 (早稲田大), 近藤友樹, 勝田正文, *中垣隆雄, 久保則夫 (日産自動車), 青木敦

< C室 >

- C31 9:30—10:50 沸騰 4
 C311 高級アルコール水溶液を用いた微細 T 字ガラス管内の衝突流沸騰におけるドライアウト特性
 *大塚実 (芝浦工大), 濱岡敦, 熊谷雄貴, 國松一志, 小野直樹
 C312 サブクール・プール沸騰における伝熱面からの気泡離脱による伝熱特性の数値的評価
 *小瀬裕男 (京都大), 功刀資彰
 C313 冷媒 HCFC123 の細管内核沸騰の可視化
 *村田圭治 (近畿大高専), 岡本圭佑, 奥野優人,

- 荒賀浩一
- C314 CPU 冷却用作用流体としての HFO-1234ze(E)の沸騰伝熱特性
小山繁 (九州大), 熊本修司, *渡辺和也
- C32 11:00—12:20 沸騰 5
- C321 水平平滑管内における低 GWP 系混合冷媒の流動沸騰伝熱に関する研究
*李敏霞 (東京大, 天津大), 党超鋌 (東京大), 飛原英治
- C322 SUS304 の加熱と冷却による表面濡れ性の変化と表面分析
*日高澄具 (九州大), 有田誠, 田頭圭祐, 福田慎也, 河野正道, 高田保之
- C323 高熱流束冷却実現のためのマイクロチャネル内相変化伝熱の理論解析
*岡島淳之介 (東北大), 小宮敦樹, 円山重直
- C324 高周波液中プラズマによる沸騰現象
*野村信福 (愛媛大), 向笠忍, 豊田洋通
- C33 13:30—15:10 沸騰 6
- C331 高温面上への液滴衝突時の非定常沸騰 —非定常表面温度計の試作—
*光武雄一 (佐賀大), 斉藤隆雄, 呉雪松, 門出政則
- C332 Cooling Phenomena at the early Stages of Jet Impingement Quenching of High Temperature Surfaces
*Mohammad Nasim Hasan (Saga Univ.), Masanori Monde, Yuichi Mitsutake
- C333 液体ピストン蒸気エンジン
*守本剛 (デンソー), 八束真一, 新山泰徳, 福田健太郎, 西沢一敏, 鹿園直毅 (東京大)
- C334 不凍液添加水溶液の強制対流沸騰熱伝達に関する研究
*松村邦仁 (茨城大), 神永文人, 瀬古沢将生
- C335 加熱体に接する含水多孔質からの過熱水蒸気の急速生成メカニズム
森昌司 (横浜国大), *小林亮, 田中美香子, 奥山邦人
- < D室 >
- D31 9:30—10:50 マイクロ伝熱 3
- D311 シリンダ状細孔を持つメソポーラスシリカの氷点付近における水蒸気吸着特性
*山浦利雄 (東京大), 大宮司啓文, 松岡文雄, 飛原英治, 遠藤明 (産総研)
- D312 単層 CNT 内金属ナノワイヤーの形成と触媒 CVD 法による単層 CNT 成長の分子動力学シミュレーション
松尾哲平 (東京大), *野口拓哉, 千足昇平, 塩見淳一郎, 丸山 茂夫
- D313 単層カーボンナノチューブと周囲流体との界面熱コンダクタンスの分子動力学解析
*車振赫 (東京大), 千足昇平, 塩見淳一郎, 丸山茂夫
- D314 MRT micro-flow LBM による 3 次元ナノスケール流路内流動の解析
*保岡悠 (大阪府大), 金田昌之, 須賀一彦
- D32 11:00—12:20 マイクロ伝熱 4
- D321 MRT μ -flow LBM の最適化について
*伊東敬彦 (大阪府大), 金田昌之, 須賀一彦
- D322 垂直配向単層カーボンナノチューブ膜を電極に用いた色素増感太陽電池の作製
*山中俊平 (東京大), 大川潤, 塩見淳一郎, エリック エイナルソン, 丸山茂夫
- D323 先行薄膜形成過程における流体粘度の影響
上野一郎 (東京理大), 木皿吉昭, *橋本翔太
- D324 第一原理に基づいた熱電変換材料のマルチスケール熱伝導解析 —ハーフホイスラー化合物のフォノン輸送特性—
*塩見淳一郎 (東京大, マサチューセッツ工科大), エスファルジャニ ケーワン (マサチューセッツ工科大), 陳剛
- D33 13:30—15:30 マイクロ伝熱 5
- D331 ラマン分光による励起光レーザー加熱を用いた垂直配向単層カーボンナノチューブ膜の伝熱特性の測定
*石川桂 (東京大), 千足昇平, バダル サイフラー, トウラキットセーリー ティーラポン, 堀琢磨, 項榮 (中山大), 渡辺誠 (東京大), 塩見淳一郎, 丸山茂夫
- D332 高効率な光アップコンバーターの開発とそのメカニズム解明
*村上陽一 (東京工大)
- D333 フォノンの Boltzmann 輸送方程式の非線形解法 —フォノン-フォノン及びフォノン-界面間の相互作用の影響—
*正尾裕輔 (京都大), 奥井はる香, 松本充弘
- D334 高温超伝導 YBCO 薄膜の熱伝導率と温度伝導率の同時測定 —フォトサーマル赤外検知法による厚み依存性の測定—
安藤哲 (慶應大), *池田達哉, 田口良広, 長坂雄次
- D335 グラフェンの面内及び面外方向の界面熱抵抗に関する実験的研究
*廣谷潤 (九州大), 生田竜也, 西山貴史, 高橋厚史
- D336 Gas flow characteristics in nano-channels with diameters of 2-4nm and 4-6nm
*Xiao guang Qi (Tokyo Inst. Tech.), Yuji Suzuki, Takayoshi Inoue
- < E室 >
- E31 9:30—10:50 混相流 2
- E311 2 粒子間における熱抵抗のモデル化
*Muhammad Arif Bin Mokhtar (岡山理大)
- E312 分岐管を使用した固液二相流の分配特性 —無次元枝管開口長さ異なる粒子—
新田高士 (福井大), *高村龍司, 大垣翔太, 太田淳一
- E313 埋め込み境界法による各種粒子 - 流体間相互作用力の検討
*下山 悠 (岡山理大)
- E314 流動層内吹き出しノズル周りの伝熱・流動特性
*鶴岡秀則 (関西大), 網健行, 梅川尚嗣, 小澤守

- E32 11:00—12:20 **混相流 3**
 E321 管群流路内における気液二相流構造の可視化手法
 *新井崇洋 (電中研), 古谷正裕, 白川健悦, 金井大造
 E322 多次元気泡速度分布計測法の開発と旋回流への適用
 *金井大造 (電中研), 古谷正裕, 新井崇洋, 白川健悦, 西義久, 植田伸幸
 E323 分流器内の気液二相流の偏流に対する形状の影響
 *杉野史瑛 (佐賀大), 椿耕太郎, 宮良明男
 E324 マイクロバブルを含む自然対流の熱伝達特性
 *山本和明 (京都工繊大), 北川石英, 萩原良道
- E33 13:30—15:10 **混相流 4**
 E331 中性子ラジオグラフィによる超臨界水熱合成反応器内の流動・混合状態のその場観察
 高見誠一 (東北大), 杉岡健一, *塚田隆夫, 阿尻雅文, 杉本勝美 (神戸大), 竹中信幸, 齊藤泰司 (京都大)
 E332 壁面近傍を落下する液滴内外の流れの PIV 計測
 *森健 (宇都宮大), 武関峻矢, 二宮尚
 E333 シャドウイメージングによる噴霧流におけるマイクロ爆発の直接可視化
 *渡部弘達 (東京工大), 神沢圭, 岡崎健
 E334 輝度値による超高压パルス噴霧における非定常流動の評価
 *佐川龍一 (東北大), 児島芳徳, 金井鉄也, 庄子正和, 青木秀之, 三浦隆利
 E335 多分岐管内の気液二相分配に関する実験的研究
 ブラズマン ラズラン (三重大), 五島宏明, 滝口浩司 (富士電機リテイルシステムズ), 土屋敏章, 安嶋賢哲 (富士電機ホールディングス), *廣田真史 (三重大), 岡本元秀 (富士電機リテイルシステムズ), 北出雄二郎, 丸山直樹 (三重大), 西村顕
- < F 室 >
 F31 9:50—10:50 **自然エネルギー 1**
 F311 小型フリーピストン型スターリングエンジンによる低温排熱利用に関する実験的研究
 *星朗 (一関高専), 佐藤真輔, 前澤一男 (サーモ技研)
 F312 積雪寒冷における園芸療法向け省エネ温室の開発研究 _II_ 一発泡ビーズ充填排出システムの省エネ化
 *三木康臣 (北見工大)
 F313 スナゴケを用いた屋根緑化の効果に関する研究
 *岡本光平 (山口大), 加藤泰生, 葛山浩, 小金井真
- F32 11:00—12:20 **自然エネルギー 2**
 F321 Gas products from intra-particle tar decomposition of pyrolysis of large wood particles
 *Teeranai Pattanotai (Tokyo Inst. Tech.), Hirotatsu Watanabe, Ken Okazaki
 F322 Energy Conservation Approach for Data Center Cooling Using Heat Pipe Based Cold Energy Storage System
 *Randeep Singh (Fujikura), Masataka Mochizuki, Koichi Mashiko, Thang Nguyen, Xiao Ping Wu (Fujikura America), Vjitt Wuttijumngong (Fujikura)
- F323 舗装体下面加熱による融雪浸透水挙動
 *山口正敏 (日本地下水開発), 横山孝男 (山形大), 沼澤喜一 (日本地下水開発), 堀野義人, 安原薫 (山形大), 設楽貴彦
 F324 無揚水化による地下水融雪と床暖房
 *横山孝男 (山形大), 鈴木成明, 安納康之, 大橋知明, 阿部正夫 (南魚沼市役所), 松浦士朗, 志賀均 (ジャスト東海), 王欣 (山形大)
- F33 13:30—14:30 **自然エネルギー 3**
 F331 気密性, 断熱性能の低い建物において隙間風が及ぼす熱損失の影響
 *安原薫 (山形大), 須藤喜昭, 沼澤貞義 (沼澤工務店)
 F332 太陽エネルギーの高効率利用システム
 *矢野歳和 (宮城大), 杉目覚, 古田嘉広, 廣田慎也, 新野正之 (航空宇宙技術振興財団), 木皿且人 (JAXA), 鈴木一行 (航空宇宙技術振興財団), 石川東一郎 (JAXA)
 F333 全天候型太陽熱利用おが粉乾燥ハウスの特性について
 金山公夫 (元北見工大), *馬場弘, 古賀信也 (九州大), 菅原智美 (マルシヨウ技研)
- < G 室 >
 G31 9:50—10:50 **熱機器・熱交換器 1**
 G311 燃焼ガスからの潜熱回収熱交換器の高性能化
 *山下隼平 (横浜国大), 高田規央, 宇高義郎, 小林正和 (パロマ工業), 佐野泰洋
 G312 対称翼形状による翼型チューブ熱交換器の高性能化
 *大西元 (金沢大), 米倉永, 多田幸生, 瀧本昭
 G313 潜熱回収熱交換器における伝熱管表面処理による排水性向上効果
 *木本健太 (神戸大), 櫻井雅文, 浅野等, 濱田哲郎 (ノーリツ), 廣津誠, 木村左希子
- G32 11:00—12:20 **熱機器・熱交換器 2**
 G321 凹凸平板間の伝熱・圧力損失特性に関する研究
 *金子智 (早稲田大), 勝田正文, 堀竜平
 G322 外向および内向多炎孔ガスバーナの加熱効率に関する研究
 森田慎一 (米子高専), *片山孝志, 早水庸隆
 G323 水素ステーションにおけるプレクール装置熱交換器の性能解析
 *田中誠一 (佐賀大), 門出政則, 渡辺昇 (大陽日酸)
 G324 微細管内流れに基づく高耐圧マイクロチャンネル熱交換器の伝熱流動特性
 *浅羽伸悟 (筑波大), 阿部豊, 金子暁子, 飯山浩司, 鈴木裕 (WELCON)
- G33 13:30—15:10 **計測技術**
 G331 マイクロプレーナ導波路を用いた差動 TDR による物質表面の誘電分光プローブの開発

- G332 *白樫了 (東京大), 小川毅 (芝浦工大), 山田純
簡易計測データと数値計算を併用した熱器具周りの流れ場推定法の開発 — (その1) 温度・濃度場の推定—
*西村瑛子 (慶應大), 前田怜那, 菱田公一
- G333 レーザ干渉および Glare-Points 画像を併用した噴霧流動計測
*林健太郎 (慶應大), 重田雄基, 一柳満久 (東京大), 菱田公一 (慶應大)
- G334 SPM を利用したナノマイクロスケール場での水の付着力の測定法の検討
*伊藤洋麻 (中央大), 松本浩二, 寺岡喜和, 稲場浩之, 赤石武蔵 (NEXCO 東日本)
- G335 RCEM を対象とする燐光壁面温度計測法の開発
*染矢聡 (産総研, 東京大), 富永馨 (東京大), 岡本孝司, 古谷博秀 (産総研)

<H室>

- H31 9:30—10:50 ふく射1
- H311 Heat shield performance of Fe2O3 pigmented coatings by inverse analysis of full spectral reflectivity measurements
*Mehdi Baneshi (Tohoku Univ.), Hiroki Gonome, Atsuki Komiya, Shigenao Maruyama
- H312 UV ナノインプリントで作成した表面微細周期構造法の金薄膜の光学特性
*石川直幸 (北海道大), 戸谷剛
- H313 近接場ふく射輸送の数値シミュレーション
*平島大輔 (東京工大), 花村克悟
- H314 表面光学特性の違いによる宇宙用多層断熱材の断熱性能の変化
*川崎春夫 (JAXA)
- H32 11:00—12:20 ふく射2
- H321 液膜の相変化にともなう反射率スペクトルの推移に関する実験
*若林英信 (京都大), 荻野力, 牧野俊郎
- H322 熱ふく射放射波の可干渉性の機構に関するモデル計算
*牧野俊郎 (京都大), 宇野達哉, 若林英信, 松本充弘
- H323 熱線反射フィルムによる自動車内の日射制御に関する研究
*大場秀悟 (明治大), 小林健一
- H324 染色技術の高度化に向けたフォトリソグラフィを応用した防染法
*山田純 (芝浦工大), 加藤祐貴
- H33 13:30—15:10 ふく射3
- H331 球面調和関数法による分散粒子群の2次元軸対称ふく射輸送シミュレーション
*櫻井篤 (新潟大), 佐久間壮, 松原幸治, 郷右近展之, 児玉竜也
- H332 Non-homogeneous radiation characteristic in carbon-ash composite particle cloud of coal char
Yoshinori Itaya (Nagoya Univ.), Nobusuke Kobayashi, *Hoda Montazeri Najafabadi
- H333 赤外線レーザーによるプラスチック材の表面無損傷溶着の伝熱

- H334 *黒崎晏夫 (電気通信大), 越後亮三 (東京工大)
植物栽培環境における赤外線制御のためのウォーターカーテンシステムの改善
*伊吹竜太 (宮城大)
- H335 放射特性を考慮した非定常熱負荷解析
*月館司 (道総研)

<I室>

- I31 9:30—10:50 自然対流・複合対流1
- I311 鉛直波状壁面に沿う自然対流境界層の数値解析
*菅勇輝 (名古屋工大)
- I312 傾斜平板列による自然対流層流熱伝達の促進
*梶田欣 (名古屋市工業研究所), 辻俊博 (名古屋工大)
- I313 円筒容器内の加熱回転円板上の共存対流熱伝達
*小笠原一樹 (岩手大), 廣瀬宏一
- I314 懸濁液の自然対流現象における対流層の形成挙動
*浅岡龍徳 (青山学院大), 岡田昌志, 望月翔太
- I32 11:00—12:20 自然対流・複合対流2
- I321 矩形容器内自然対流熱伝達率の相関解析 — (プラントル数が中程度以上の場合) —
*姫野修廣 (信州大), 黒田貴之, 田下明広
- I322 分子拡散と自然循環流による2成分気体混合過程の研究
*武田哲明 (山梨大), 水野弘基
- I323 相変化蓄熱媒体の熱物性と水平密閉矩形容器内の自然対流熱伝達 — 酢酸ナトリウム3水和物 —
稲垣照美 (茨城大), *北澤元気, 上江洲智政
- I324 水平加熱正方形柱に沿う自然対流の流動と伝熱
*木村文義 (兵庫県大), 黒谷将志, 北村健三 (豊橋技科大)
- I33 13:30—15:30 自然対流・複合対流3
- I331 キャビティ付矩形断面流路の共存対流の可視化
*渡邊浩伸 (富山県大), 水上徹哉, 舟渡裕一
- I332 水平な加熱角柱まわりの強制—自然対向流共存対流の流動と伝熱
*北村健三 (豊橋技科大), 鬼追彰, 光石暁彦, 木村文義 (兵庫県大)
- I333 自動車室内温熱環境の非定常数値解析
*若嶋振一郎 (一関高専)
- I334 成層流体中を鉛直移動する球による浮力ジェットの形成過程
*下端啓介 (京都大), 吉川博康, 花崎秀史
- I335 LES による水平加熱円板上自然対流境界層の乱流伝熱機構への洞察
*服部康男 (電中研), 須藤仁, 石原修二 (電力計算センター), 江口譲 (電中研), 佐野理志, 白井孝治
- I336 ジュール発熱を伴うキャビティ内非定常流れのシミュレーション計算
*都築宣嘉 (東京工大), 木倉宏成, 河合秀樹 (室蘭工大), 川口達也 (東京工大), 越智英治 (日本原燃), 稲垣彰

<第J室>

- J31 9:50—10:50 バイオ伝熱2

- J311 示差走査熱量計を用いた凍結時の細胞外への水輸送と細胞内凍結の測定
*森昌司(横浜国大), チョイ ジェングワン(ミネソタ大), ビショフ ジョン
- J312 微小領域での水溶液の一方凍結における不凍タンパク質と塩化ナトリウムの協同効果
*前田穰(京都工繊大), 山本大智, 萩原良道
- J313 分化型 PC12 細胞のマイクロ凍結・融解挙動とその生存性
*植村真(九州工大), 石黒博
- J32 11:00—12:20 **バイオ伝熱 3**
- J321 未分化細胞の増殖を伴う分化の反応速度論的モデルの提案
*石黒博(九州工大), 植村真
- J322 局所熱負荷量に基づく局所冷刺激効果に関する研究
*森田武志(大阪府大), 和田慎平, 島崎康弘(岡山県大), 吉田篤正(大阪府大), 木下進一
- J323 局所熱負荷量に基づく局所温刺激効果に関する研究
*島崎康弘(岡山県大), 吉田篤正(大阪府大), 佐藤正一郎(岡山県大), 野津滋
- J324 細胞膜電壊療法における組織の損傷シミュレーション
*野村征爾(九州大), 藏田耕作, 高松洋
- J33 13:30—15:30 **凝縮**
- J331 新規代替冷媒 R1234ze の螺旋溝付管内凝縮に関する実験的研究
*馬場大輔(九州大), 中畑仁志, 小山繁
- J332 微細矩形流路内での純冷媒の凝縮特性
*地下大輔(九州大), 味野匡敏, 小山繁
- J333 水蒸気-空気混合気の管外強制対流凝縮に関する実験的研究
*井上浩一(北九州市大), 田畑佑樹, 廣門達也, 室園明希
- J334 凝縮伝熱に及ぼす各種表面金属皮膜の影響に関する研究
大竹浩靖(工学院大), *小松猛
- J335 マランゴニ滴状凝縮における伝熱面温度勾配下の表面張力差液滴移動 — (I: 初生液滴間隔と液滴角度の影響) —
陳志豪(横浜国大), *田口岳志, 宇高義郎
- J336 マランゴニ滴状凝縮における伝熱面温度勾配下の表面張力差液滴移動 — (II: 液滴移動機構の検討) —
*陳志豪(横浜国大), 宮下和哉(日本海事協会), 宇高義郎(横浜国大)



編集出版部会からのお知らせ —各種行事・広告などの掲載について—



インターネットの普及により情報発信・交換能力の比類ない進展がもたらされました。一方、ハードコピーとしての学会誌には、アーカイブ的な価値のある内容を手にとって熟読できる点や、一連のページを眺めて全貌が容易に理解できる点など、いくら電子媒体が発達してもかなわない長所があるのではないかと思います。ただし、学会誌の印刷・発送には多額の経費も伴いますので、当部会ではこのほど、密度のより高い誌面、すなわちハードコピーとしてぜひとも残すべき内容を厳選し、インターネット（HP：ホームページ、ML：メーリングリスト）で扱う情報との棲み分けをした編集方針を検討いたしました。

この結果、これまで会告ページで取り扱ってきた各種行事・広告などの掲載につき、以下のような方針で対応させていただきたく、ご理解とご協力をお願いする次第です。

対 象	対 応	具体的な手続き (電子メールでの連絡を前提としています。)
本会（支部）主催による行事	無条件で詳細を、会誌とHPに掲載、MLでも配信	申込者は、総務部会長・編集出版部会長・広報委員会委員長・総務担当副会長補佐評議員に記事を同時送信してください。
関係学会や本会会員が関係する組織による 国内外の会議・シンポジウム・セミナー	条件付き掲載 会誌：1件当たり4分の1ページ程度で掲載（無料） HP：行事カレンダーに掲載しリンク形成（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、まず内容を説明する資料を総務担当副会長補佐評議員に送信してください。審議の結果、掲載可となった場合には総務担当副会長補佐評議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を編集出版部会長（会誌担当）と広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。
大学や公的研究機関の人事公募（伝熱に関する分野に限る）	会誌：掲載せず HP：条件付き掲載（無料） ML：条件付き配信（無料）	申込者は、公募内容を説明する資料を総務担当副会長補佐評議員に送信してください。審議の結果掲載可となった場合には総務担当副会長補佐評議員より申込者にその旨通知しますので、申込者は記事を編集出版部会長（会誌担当）広報委員会委員長（HP担当）に送信してください。
一般広告 求人広告	会誌：条件付き掲載（有料） HP：条件付き掲載（バナー広告のみ、有料）	申込者は、編集出版部会長（会誌担当）または広報委員会委員長（HPバナー広告担当）に広告内容を送信してください。掲載可となった場合には編集出版部会長又は広報委員会委員長より申込者にその旨通知しますので、申込者は原稿を編集出版部会長または広報委員会委員長に送信してください。掲載料支払い手続きについては事務局からご連絡いたします。バナー広告の取り扱いについては http://www.htsj.or.jp/banner.pdf をご参照下さい。

【連絡先】

- ・総務部会長：大久保英敏（玉川大学）：ohkubo@eng.tamagawa.ac.jp
- ・編集出版部会長：花村克悟（東京工業大学）：hanamura@mech.titech.ac.jp
- ・広報委員会委員長：津島将司（東京工業大学）：tsushima@mech.titech.ac.jp
- ・総務担当副会長補佐評議員：酒井清吾（横浜国立大学）：sakai@ynu.ac.jp
- ・事務局：倉水裕子：office@htsj.or.jp

【注意】

- ・原稿はWordファイルまたはTextファイルをお願いします。
- ・HPはメンテナンスの都合上、掲載は申込月の翌月、また削除も希望掲載期限の翌月程度の時間遅れがあることをご了承願います。
- ・MLでは、原則としてテキスト文の送信となります。pdf等の添付ファイルで送信を希望される場合はご相談ください。

事務局からの連絡

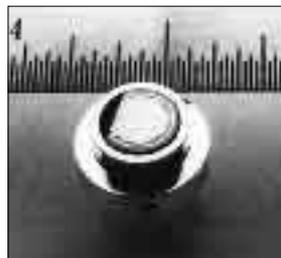
第 49 期新入会員 (2010.11.20～2011.2.4) 正 4 名

資	氏 名	所 属	資	氏 名	所 属
正	豊田 洋通	愛媛大学	正	三戸 陽一	北見工業大学
正	平本 祐二	新日本製鐵株式会社	正	由川 格	東京工業大学

熱流束センサー

熱流束センサーは、熱エネルギーの移動密度 (W/cm^2) に比例した直流電圧を出力します。弊社の製品は米国バージニア工科大学が開発した新しい技術をVatell社で商品化したもので、大変手軽に高速・高精度で熱流量の測定をすることができます。特に応答速度の早いこと、センサーからの出力レベルが高いことが特徴で、熱流束マイクロセンサー (HFM) では、応答速度最高6マイクロ秒を達成しています。

熱流束マイクロセンサー



特徴

- 最高速の応答 (約 6μ 秒)
- $850^{\circ}C$ まで外部冷却不要
- 低雑音 / 高感度
- 熱流束と温度を測定
- 伝導、対流、輻射に等感度

使用例

- エンジン内壁の熱伝達状態観察
- ロケットエンジンのトラバース実験
- タービンプレード熱風洞試験
- 自動車用エアバッグ安全性試験
- ジェットエンジンバックファイヤー試験

ガードン型円形フォイルセンサー

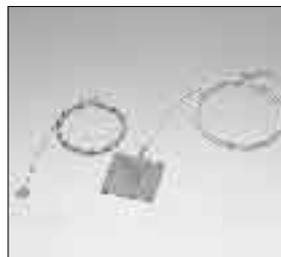


センサー本体の構造は、薄膜フォイル・ディスクの中心と周囲の温度差を測定する、差動型熱電対をとっています。フォイル・ディスクはコンスタンタンで作られており、銅製の円柱形ヒートシンクに取り付けられています。水冷式は取付け場所の自由度が高く長時間の測定が可能です。

使用例

- 焼却炉・溶鉱炉の熱量測定
- 火災実験の際の輻射熱ゲージ
- バーナーなど熱源の校正用基準器
- 着火性・燃焼性試験 (ISO5657,5658,5660)
- 米国連邦航空局のファイヤー・スモークテスト

シート状熱流束センサー



センサーは銅とニッケルのサーモパイルから構成されており、測定対象物に貼り付けて使います。センサーは厚さが0.2mmと薄いため、柔軟性に富んでおり、直径1インチの円筒形に湾曲させる事が出来ますので、パイプなどに貼り付けてお使いになるには最適です。

使用例

- 電気・電子機器内の発熱・放熱状態測定
- 熱交換器の効率測定
- パイプの放熱状況測定

熱流束センサー 校正サービス

熱流束センサーの校正作業をお引き受けいたします。校正証明書は米国基準局NISTにトレーサブルです。校正設備の物理的な制約で、お引き受けできない場合もあります。ご相談ください。

センサテクノ株式会社

〒106-0031 東京都港区西麻布3-24-17 霞ビル4F
TEL: 03-5785-2424 FAX: 03-5785-2323

URL

www.senstech.jp

E-mail

senstech@td6.so-net.ne.jp



■ CAPTEC 社日本総代理店 ■ MEDTHERM 社輸入販売店 ■ ITI 社輸入販売店

当社は、独自の高度技術を持つ、海外メーカーの熱計測機器をご提供致しております。

CAPTEC 社(フランス)

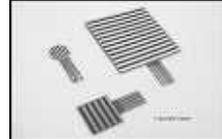
CAPTEC(キャプテック)社は、独自の高度技術により、低熱抵抗で高感度な熱流束センサーを開発・製造致しております。環境温度が変化しても感度は常に一定で、熱流束値に比例した電圧を高精度に出力します。
輻射センサーは、輻射熱のみを計測する画期的なセンサーです。特注形状も承っております。

熱流束センサー



サイズ: 5×5mm～300×300mm
厚み: 0.4mm (平面用・曲面用)
温度範囲: -200～200°C
応答速度: 約 200ms
オプション: 温度計測用熱電対内蔵
形状: 正方形・長方形・円形
特注品: 高温用・高圧用・防水加工

輻射センサー



サイズ: 5×5mm～50×50mm
厚み: 0.25mm
温度範囲: -200～250°C
応答速度: 約 50ms
オプション: 温度計測用熱電対内蔵
形状: 正方形・長方形・円形
波長領域: 赤外/可視+赤外

MEDTHERM 社(アメリカ)

MEDTHERM(メドサーム)社は、これまで30年以上にわたり、高品質の熱流計及び超高速応答の熱電対を提供してまいりました。航空宇宙・火災・燃焼分野における豊富な実績を有しています。用途に応じ、様々な形状・仕様の製品を製造可能です。

熱流計/輻射計



熱流束範囲: 0.2-4000Btu/ft²sec(フルスケール)
サイズ: 1/16インチ(約1.6mm)～1インチ(約25.4mm)
最高温度: 200°C(水冷なし)/1500°C(水冷)
出力信号: 0-10mV(DC・線形出力)
直線性: ±2%(フルスケールに対して)

応答速度: 50ms以下*
再現性: ±0.5%
較正精度: ±2%
オプション: 輻射窓・視野角指定等

*応答速度は、熱流束レンジによって異なります。

超高速応答同軸熱電対

本同軸型熱電対は、第1熱電対のチューブの中に第2熱電対ワイヤーが挿入された同軸構造になっています。第2熱電対ワイヤーは、厚み0.0005インチ(約0.013mm)の特殊なセラミックで絶縁コーティングされています。プローブ先端の熱電対接点は、厚み1～2ミクロンの金属皮膜で真空蒸着されており、最高1マイクロ秒の応答速度を実現しています。



【主な用途】
表面温度及び表面熱流束計測
風洞試験・エンジンシリンダー・エアコンプレッサー等
【最小プローブ径】
0.015インチ(約0.39mm)

【熱電対タイプ】
T型(銅/コンスタンタン) -270°C～+400°C
J型(鉄/コンスタンタン) -210°C～+1200°C
E型(クロメル/コンスタンタン) -270°C～+1000°C
K型(クロメル/アルメル) -270°C～+1372°C
S型(白金10%ロジウム/白金) +200°C～+1700°C

ITI 社(アメリカ)

ITI(International Thermal Instrument Company)社は、1969年の設立以来、高温用熱流板や火災強度熱流計など、特殊な用途に対応した製品を提供しています。特注品の設計・製造も承っております。

高温用熱流板



最高温度: 980°C
応答速度: 0.1s
直径: 8mm～25.5mm 厚み: 2.5mm

水冷式 火災強度熱流計



最高温度: 1900°C
応答速度: 0.1s
最大熱流束レンジ: 0～3000W/cm²

当社取扱製品の適用分野

- 伝熱一般
- 温熱環境
- 炉・ボイラー
- 航空宇宙
- 火災
- 燃焼
- 各種エンジン

有限会社 テクノオフィス

〒225-0011 神奈川県横浜市青葉区あざみ野 3-20-8-B
TEL. 045-901-9861 FAX. 045-901-9522
URL: <http://www.techno-office.com>

編集出版部会ノート *Note from the Editorial Board*

熱工学に関係する研究室に所属すると、まず熱伝導率と熱伝達率（熱伝達係数）の違い（理解）を叩き込まれたことと思います。やっと理解できたころには、その熱やエネルギーを輸送するものは、物質を構成する格子の振動（フォノン）や伝導電子（電子）であることに気づきます。さらに本号に紹介したように温度域によっては電子スピン（スピノン、マグノン）による輸送も大きく影響することに驚きと興味を抱いたのは編集委員のみではないでしょう。分子や原子レベルの異方性を巧みに利用することで、このフォノンの反射により熱の輸送が遮断されるといった、いわばふく射輸送の概念にも類似する周波数依存性、あるいは一定の方向にのみ輸送する卓越した指向性を発現できる可能性があるように思います。温まりやすく、冷めにくい、といった、相反する素材も夢ではないかもしれません。

また、巻頭グラビアには、電子線ホログラフィーによる磁束量子の可視化の写真を掲載させていただきました。量子の世界が目に見える興味深い写真です。この記事は、関連部署の許可を得て、部長が代筆させていただきました。関係者の方々にはこの場をお借りしてお礼申し上げます。

皆様の議論のきっかけになれば幸いです。

花村 克悟（東京工業大学）

Katsunori Hanamura (Tokyo Institute of Technology)

e-mail: hanamura@mech.titech.ac.jp

副会長 小澤 守（関西大学） 部長 花村克悟（東京工業大学）

委員

（理事）石塚 勝（富山県立大学）

加藤 泰生（山口大学）

板谷義紀（名古屋大学）

西村 伸也（大阪市立大学）

深川雅幸（三菱重工）

（評議員）白樫 了（東京大学）

田崎 豊（日産自動車）

齊藤卓志（東京工業大学）

宗像鉄雄（産業技術総合研究所）

大村高弘（ニチアス）

木下 泉（電力中央研究所）

小原 拓（東北大学）

（オブザーバー）

高松 洋（九州大学）

TSE チーフエディター 門出政則（佐賀大学）

編集幹事 石田賢治（佐賀大学）

編集出版事務局：

東京工業大学 機械制御システム専攻 花村克悟

〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1 11-24

Tel&Fax: 03-5734-3705, hanamura@mech.titech.ac.jp