磁気記録装置ヘッド・媒体インタフェース における熱点温度推定法 (第1報)*

— 表面温度推定式の導出 —

吉 澤 高 志**

An Estimation Method of Flash Temperature at Head/Media Interface in Magnetic Recording Devices (1st Report)
— Introduction of Surface Temperature Estimation Formula —

Takashi YOSHIZAWA

The feasibility is investigated of estimating the flash temperature of intermittent magnetic head/media contacts using the output of a magnetoresistive (MR) micro-sensor embedded in the head. On the assumption that a uniform square heat source moves on the head surface at a high speed, an approximate relationship between the surface temperature rise and the sensor output change is presented by applying the profile method in heat conduction theory. In order to calculate the surface temperature using this relationship, it is necessary to know the heat source width. In this paper, the width is assumed to be equal to its length that can be observed from the sensor output increasing duration. A finite difference numerical simulation is performed to verify the estimation accuracy of this method for different sensor heights in the range from 2.5 to 20 μm . The influences of the thermal properties of the sensor surrounding material are also made clear. As a result, in the case of MR sensor NiFe and its surrounding material $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$, the surface temperature can be estimated with an accuracy of about 10% for sensors of less than 10 μm high and a heat source duration more than 0.5 μs .

Key words: flash temperature, head/media interface, intermittent contact, magnetic recording, heat conduction, magnetoresistive sensor, estimation

1. 結 言

磁気記録装置では、高記録密度化をはかるために、ヘッド・媒体間のすきま (スペーシング) をできる限り小さくした準接触記録 (semi-contact recording) が必須となっている。このため、最近の磁気ディスク装置でのスペーシングは 0.03 μm 程度¹⁾、磁気テープ装置でも 0.1 μm 以下となっており²⁾、スペーシングは今後とも微小化される傾向にある。このような微小スペーシングの場合、定常走行時にも媒体表面の突起とヘッドとの間欠的な接触が生じる頻度が高まる。このような接触によって突起部が摩耗したり、摩擦面の局部的・瞬間的温度上昇 (熱点温度) により媒体保護層や潤滑膜の劣化が生じるとされている³⁾。このため、媒体走行時の間欠的な接触や、それに伴う熱点温度の把握が磁気記録装置の高信頼化の観点からきわめて重要となっている。

磁気記録装置における熱点温度について、Bhushan は弾性および塑性接触状態の表面粗さモデルに対して温度上昇算定式を導出し、磁気テープ装置および磁気ディスク装置の諸元を適用して熱点温度を予測した。その結果、磁気テープ装置では 7~10 $^{\circ}\text{C}$ 上昇、磁気ディスク装置では連続薄膜ディスクで高く、100 $^{\circ}\text{C}$ 程度上昇と見込んでいる^{4)~6)}。

一方、熱点温度の実測は磁気ディスク装置で多く行われているが、Suzuki らによる熱電対を用いた実験 (5 $^{\circ}\text{C}$ 以下)⁷⁾、Bair

らによる赤外線温度計を用いた実験 (数百 $^{\circ}\text{C}$)⁸⁾、Li らによる感熱素子を用いた実験 (数十~100 $^{\circ}\text{C}$)^{9) 10)} などの報告例があり、測定法による差が大きい。

磁気記録装置における熱点温度の測定法は、大別して、①赤外線温度計を用いる方法、②感熱素子を用いる方法、があるが、それぞれ以下のような問題点を有する。①の方法では、基本的に被測定面積を赤外線検出素子の寸法以下にはできず、現状では数百 μm 程度である。これに対して、実際に測定したい熱点寸法は数十 μm 以下と考えられており、測定精度に限界がある。②の方法は、ヘッドに埋め込んだ熱電対や、摩擦方向と直角断面内に形成されたパーマロイ系磁気抵抗 (MR) 素子が利用されている。しかし、これらの素子はヘッド内部に形成するので温度伝導が遅れ、応答性が劣るとともに、指示値そのものも実際の熱点温度よりも低い。

本報告では、抵抗の温度係数が高い微細 MR 素子を熱点温度の動的測定に適用することをねらいに、表面温度とヘッド内部に形成された MR 素子出力との関係を明らかにし、MR 素子出力から逆に表面温度を推定する式を導く。また、シミュレーションによって、MR 素子寸法や素子周辺材の熱定数が本方法の推定精度に及ぼす影響を明らかにする。

2. 微細感熱素子による熱点温度推定法

2.1 熱伝導モデル

はじめに MR 素子近傍の熱伝導方程式を導出する。磁気ディ

* 原稿受付 平成 11 年 1 月 11 日

** 正 会 員 NTT 通信エネルギー研究所 (武蔵野市緑町 3-9-11)

フィル法を用いる。すなわち、MR 素子部の温度 T_1 を式 (6) の二次式で近似する。

$$T_1 = \alpha \left(\frac{z}{h} \right)^2 + \beta \left(\frac{z}{h} \right) + \gamma \quad (6)$$

さらに、境界条件として次の (i) および (ii) を仮定する。

$$(i) \text{ 表面条件: } z=0 \text{ で } T_1 = T_0, \quad q_0 = -\lambda_1 \left(\frac{dT_1}{dz} \right)_{z=0}$$

ただし、 q_0 は $z=0$ における z 方向の熱流束を表す。

(ii) 素子高さ h は数 μm 以上であり、温度浸透深さは小さいので、 $z=2h$ での温度勾配は 0 とする。

これらの条件から、式 (6) の α, β, γ を決定すると、 T_1 は以下のようなになる。

$$T_1 = \frac{h q_0}{4 \lambda_1} \left(\frac{z}{h} \right)^2 - \frac{h q_0}{\lambda_1} \left(\frac{z}{h} \right) + T_0 \quad (7)$$

MR 素子材料 (NiFe) は抵抗の温度係数が大きいので、測温抵抗体として用いる。この場合、温度上昇に伴う MR 素子出力の変化は素子の平均温度上昇に比例する。したがって、熱点による MR 素子の温度変化領域が、 y 軸方向には熱点幅 ℓ にほぼ等しいとの仮定から、MR 素子出力 $S(t)$ は式 (8) で表される。

$$S(t) = \frac{\ell}{wh} \int_0^h T_1(z, t) dz \quad (8)$$

そこで、熱伝導方程式 (5) が積分形 $\int_0^h T_1(z, t) dz$ を含むように変形する。式 (5) を区間 $z[0, h]$ で積分すると

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_0^h T_1(z, t) dz \\ = a_1 \left[\left(\frac{dT_1}{dz} \right)_{z=h} - \left(\frac{dT_1}{dz} \right)_{z=0} \right] - \frac{2}{L\delta} \cdot \frac{\lambda_2}{c_1 \rho_1} \int_0^h T_1 dz \\ + \frac{2}{L\delta} \cdot \frac{\lambda_2 T_0}{c_1 \rho_1} \left[h \operatorname{erfc} \left(\frac{h}{2\sqrt{a_2 t}} \right) \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{a_2 t}}{\sqrt{\pi}} \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{h^2}{4a_2 t} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

式 (8) から

$$\frac{d}{dt} \int_0^h T_1(z, t) dz = \frac{wh}{\ell} \frac{dS(t)}{dt}$$

また、式 (7) および (8) から

$$\begin{aligned} \left(\frac{dT_1}{dz} \right)_{z=h} &= -\frac{q_0}{2\lambda_1}, \quad \left(\frac{dT_1}{dz} \right)_{z=0} = -\frac{q_0}{\lambda_1}, \\ \int_0^h T_1 dz &= hT_0 - \frac{5h^2}{12\lambda_1} q_0 = \frac{wh}{\ell} \cdot S(t) \end{aligned}$$

これらを式 (9) に代入・整理し、 T_0 について解くと、表面温度に関する式 (10) を得る。

$$T_0 = \frac{\frac{wh}{\ell} \left\{ \frac{dS(t)}{dt} + \left(\frac{6a_1}{5h^2} + \frac{2}{L\delta} \cdot \frac{\lambda_2}{c_1 \rho_1} \right) S(t) \right\}}{\frac{6a_1}{5h} + \frac{2}{L\delta} \cdot \frac{\lambda_2 h}{c_1 \rho_1} \cdot f(u)} \quad (10)$$

$$\text{ただし、} \quad u = \frac{h}{2\sqrt{a_2 t}}, \quad f(u) = \operatorname{erfc}(u) + \frac{1 - e^{-u^2}}{\sqrt{\pi} u}$$

式 (10) で素子寸法と熱定数は既知であり、熱点が一樣温度の正方形熱源と仮定すれば、後に示すように、熱点幅 ℓ は素

子出力がピークとなるまでの時間と媒体速度から換算できる。また、素子出力 $S(t)$ およびその時間変化率 $dS(t)/dt$ は、出力波形をサンプリングして離散的に得られる。これらの値を式 (10) に逐次代入することによって、表面温度 T_0 が推定できる。

3. シミュレーションによる本推定法の検証

3.1 シミュレーションの方法

前章で得た推定式を検証するため、図 3 に示す格子点モデルに対して差分法を用いて、各時刻における MR 素子の温度分布を数値計算する。この温度分布計算結果から、各時刻における MR 素子出力と等価な素子平均温度およびその時間変化率を計算し、これらの値を推定式 (10) に代入して、表面温度を逆計算する。

Fig. 3 Finite difference nodal network of the MR sensor cross-section and the surrounding material

温度分布の計算では、非定常熱伝導基礎式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)$$

ただし、 $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ (λ : 熱伝導率, c : 比熱, ρ : 密度)

に対して、素子内、素子と周辺材の境界面および周辺材内部の各格子点ごとに求めた差分表示式を用いた。

温度分布の計算における境界条件は以下の通りである。

- (1) 熱源持続時間 (熱点通過時間) 中は、表面温度が一樣に保持され、その後は表面は断熱とする。なお、注目している時間が短いので、表面での熱伝達や放射の影響は小さく、それらを考慮しても結果はほとんど変わらない。
- (2) 素子から十分離れた、 $i=m$, $j=n_2$ の境界格子点では断熱されているものとする。また、温度分布が $y-z$ 面に対して対称であることから、図 3 の z 軸上でも断熱とする。

シミュレーションでは、素子寸法の影響を明らかにするため、幅 $W=50 \sim 100 \mu\text{m}$ 、高さ $h=2.5 \sim 20 \mu\text{m}$ 、厚さ $\delta=0.5 \sim 1.5 \mu\text{m}$ の範囲で変化させた。また、素子周辺材の熱定数の影響を明らかにするため、代表的な絶縁物質で、熱定数の異なる石英とアルミナ・チタン・カーバイト ($\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$) について計算した。なお、計算におけるきざみ幅は、安定条件を満たす表 1

Table 1 Step values in the simulation

	Δx_1 m	Δx_2 m	Δz m	Δt s
Step value	0.25×10^{-6}	0.5×10^{-6}	0.5×10^{-6}	1.0×10^{-9}

Table 2 Parameter values used in the simulation

Parameter	MR sensor (80Ni20Fe)	Surrounding material A (Quartz glass)	Surrounding material B (Al ₂ O ₃ -TiC)
Specific heat J/kg K	440	740	660
Density kg/m ³	8700	2190	4220
Thermal conductivity W/m K	88	1.4	17
Thermal diffusivity m ² /s	2.3×10^{-5}	8.6×10^{-7}	6.1×10^{-6}

の値とし、熱定数は表2の値を用いた。

3.2 シミュレーション結果と考察

本研究では、熱点を一様温度の正方形熱源と仮定することによって、MR素子出力波形から熱点寸法を推定し、式(10)を用いて熱点温度を計算する。図4に、熱源持続時間が1 μ sで、熱源温度が異なる場合のMR素子平均温度（素子出力波形に相当）の計算結果を示す。図示のように、熱源温度によらず、MR素子平均温度は熱源持続時間中は増大し、熱源がなくなると減少し始める。したがって、ランプ状熱源の場合は、素子出力が最大となるまでの時間を検出すれば、そのときの媒体速度から熱点の長さが推定できる。ここでは、熱点を正方形と仮定するので、検出された熱点の長さは熱点幅 ℓ に等しいと考える。

以下においては、磁気記録装置で想定される $T_0=100^\circ\text{C}$ の場合について、MR素子寸法や周辺材の熱定数が、本方法の推定精度などに及ぼす影響について述べる。なお、便宜上、熱源は注目時間中は維持されると想定した。

図5に、素子近傍の温度分布の計算結果の一例を示す。図は周辺材が石英とAl₂O₃-TiCの各場合について、1 μ s、2 μ s、3 μ s後の素子部を含むXZ断面の温度分布（各輪郭線間の温度差は10 $^\circ\text{C}$ ）を示す。図示のように、表面温度に近い温度上昇が生じるのは、MR素子の表層部分に限られており、素子出力を表面温度とみなすには、素子高さを0.5 μ m以下にする必要がある。しかし、そのような素子はパターン切れなどの製造上の困難が予想され、実現可能な素子高さ（例えば、 $h > 5 \mu\text{m}$ ）の場合には何らかの推定アルゴリズムが必要なことがわかる。また、温度伝導率の小さな石英を周辺材とする場合には、素子と周辺材の境界部分で比較的大きな温度勾配が生じ、素子界面から周辺材への熱流出が無視できないことがわかる。これに対して、温度伝導率がMR素子に比較的近いAl₂O₃-TiCを周辺材とする場合には、素子部と周辺材の温度変化の様子はほぼ一致するので、界面における熱流出は小さいと考えられる。

熱源温度が同じでも、素子出力に相当する素子平均温度は、素子寸法および周辺材熱定数に依存する。図6に、周辺材が石英およびAl₂O₃-TiCの各場合について、素子高さ h が素子平均温度上昇に及ぼす影響を示す。図のように、素子平均温度の時間変化は、急激な立ち上がり領域とそれに続く漸増領域とから成る。 $h=5 \mu\text{m}$ の素子でも、3 μ s程度の時間範囲では素子平

Fig.4 Average temperature response versus time for different heat source with the same duration

Fig.5 Examples of calculated temperature distribution in the MR sensor cross-section and the written surrounding material ($T_0=100^\circ\text{C}$, $\ell/w=0.2$, $\delta=0.5 \mu\text{m}$, $h=10 \mu\text{m}$)

Fig.6 Influence of the surrounding materials and MR sensor heights on temperature response versus time

Fig. 7 Estimated surface temperature calculated from the response of the MR sensors with different heights

Fig. 9 Influence of the MR sensor thicknesses on the estimation accuracy of the surface temperature

Fig. 8 Estimated surface temperature calculated from the response of the MR sensors with different heights

Fig. 10 Estimation accuracy for different surface temperatures

均温度は 15°C 以下と小さい。素子高さが大きくなるほど、素子平均温度は低下し、素子平均温度は表面温度の $1/7$ ($h = 5 \mu\text{m}$) $\sim 1/20$ ($h = 20 \mu\text{m}$) となっている。このことは、図 5 で、熱伝導による素子温度上昇が表層領域にとどまっていることと、素子幅 w が熱源幅 l よりも 5 倍大きい ($l/w = 0.2$) ことに対応している。また、素子高さが小さいほど、周辺材の影響が顕著になっている。これは、素子高さが小さいほど、素子部の平均温度が高く、周辺材の温度上昇遅れに起因する、素子界面での熱流出の影響が相対的に現れやすいためと考えられる。なお、素子厚が素子平均温度上昇に及ぼす影響は、現実的な $\delta = 0.5 \sim 1.5 \mu\text{m}$ の範囲では小さかった。

次に、温度分布計算から求めた各時刻における素子平均温度とその時間変化率の値を式 (10) に逐次代入して求めた、表面温度推定値の計算結果について述べる。

図 7 は、周辺材が石英の場合について、素子高さをパラメータとして各時刻における表面温度の計算結果を示した。熱源温度は $T_0 = 100^{\circ}\text{C}$ であるので、表面温度計算結果が 100°C に近いほど推定精度が高いことになる。図 7 から、推定温度は素子平均温度の急激な立ち上がり部分に対応した、極めて高い値の領域から急激に減少し、その後収束することがわかる。素子高さが小さいほど推定温度の整定時間は短く、 $h = 2.5 \mu\text{m}$ の場合、 $t = 0.5 \mu\text{s}$ で整定するが、 $h = 20 \mu\text{m}$ の場合には $t = 3 \mu\text{s}$ でも推定温度は減少し続けている。これは、素子高さが大きい場合には推定式導出時に仮定した二次式の温度分布をもつまでの所要時間が長いことによると考えられる。一方、推定精度については、素子高さが小さい場合には、実表面温度よりも低めの推定結果となる。これは、素子高さが小さいと、素子平均温度が上昇して素子界面からの熱流出が相対的に大きくなり、素

子の温度上昇が抑えられるためと考えられる。他方、素子高さが大きくなると整定時間が長くなり、素子高さが $20 \mu\text{m}$ 程度になると、 $3 \mu\text{s}$ 以下の時間内では 1.5 倍以上の推定温度となっている。この結果から、熱点温度の想定される持続時間から適正な素子高さがあることがわかる。熱点温度の持続時間は熱点寸法と媒体速度によるが、図から、 $0.5 \sim 1.5 \mu\text{s}$ 程度の持続時間を想定する場合には $5 \sim 7 \mu\text{m}$ の素子高さ、 $1.5 \sim 3 \mu\text{s}$ 程度の持続時間を想定する場合には $7.5 \sim 10 \mu\text{m}$ 程度の素子高さが適しており、このときの推定誤差は 20% 程度と言える。

周辺材が $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ の場合について、素子高さが推定精度に及ぼす影響を図 8 に示す。この結果を図 7 と比較して、 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ の場合は素子高さの影響が小さく、推定精度も良いことがわかる。これは、 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ の温度伝導率が比較的高いので、誤差要因となる素子界面での周辺材への熱流出が小さいためと考えられる。この図から、 $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-TiC}$ の場合には $5 \sim 10 \mu\text{m}$ の素子高さのもので、 $0.5 \mu\text{s}$ 以上の持続時間の熱点に対して約 10% の精度で熱点温度推定が可能と考えられる。

図 9 は、周辺材が石英の場合に、素子厚 δ が推定精度に及ぼす影響を示す。図から、素子厚の影響はこの範囲では素子高さの影響ほど顕著ではなく、このことは素子平均温度が素子厚によってあまり異ならないことに対応している。

図 10 は、周辺材が石英で、表面温度が 50 , 100 , 200°C の各場合についての表面温度推定結果を示した。図から、各場合ともほぼ同様な精度で表面温度推定が行えることがわかる。このことは、素子平均温度が与えられた表面温度に比例することからも明らかである。したがって、MR 素子の抵抗温度係数が一定であれば、素子出力は素子平均温度を忠実に反映し、本方法により、与えられた表面温度に対応した推定結果が得られる。

熱源温度が同じでも熱源幅が2倍になると、実際のMR素子出力は原理的に2倍となる。本推定式(10)は w/l を係数として持ち、素子出力は l で規準化される形となっているため、熱源幅 l が正しく求められる限り、その大小に影響されない熱点温度推定が可能である。しかし、本研究では、素子出力波形がピークとなる位置から求めた l を熱源幅とみなすので、以下の要因誤差が考えられる。

- ① 熱源の物理的な縦横比が1:1でない場合に生じる誤差
- ② 実際は移動熱源であるため、素子出力のピーク値が熱源の終端点からずれることに起因する誤差
- ①のような矩形熱源（走行方向長さ l_x 、幅方向長さ l_y ）の場合、本方法による推定温度は実際の熱源温度の l_y/l_x 倍となる。すなわち、幅よりも走行方向に長い熱点の温度は、その比に応じて低めに推定される。しかし、媒体表面粗さに異方性がない場合には、多数データの平均化処理によってこのような誤差は低減できると考える。

一方、②の誤差はPeclet数によって影響度が異なる。定性的には、素子出力がピークとなる位置は熱点の終端点よりもやや内側となる。磁気ディスク装置のようにPeclet数が大きい高速の場合にはそれらはほぼ一致するため、素子出力がピークとなる位置から熱点長を求めても大きな誤差は生じないと考えられる。Peclet数が0.5以下の低速の場合でも、その差は熱点長の25%以下である¹⁰⁾。このことから、素子出力がピークとなる位置から求めた熱点長はやや小さく見積もられ、その結果、正方形熱点の場合にその温度はやや高めに推定される。しかし、これによる誤差は最大でも25%と予想される。

4. 結 言

準接触記録が一般的となっている磁気記録装置の高信頼化に重要な、ヘッド・媒体インタフェースにおける熱点温度の動的測定法の確立をねらいに、微細MR(NiFe)素子を用いた表面温度推定法について検討し、以下の結果を得た。

- (1) 同じ表面温度の場合でも、素子出力に対応する素子平均温度は、素子寸法、周辺材熱定数、熱源持続時間によって異なり、表面温度と素子出力を直接対応づけることはできず、何らかの推定アルゴリズムが必要である。
- (2) MR素子出力が、素子内温度分布の積分形（素子平均温度）に比例したものであることに着目し、MR素子近傍の熱伝導解析式とプロフィル法を用いて、素子出力値とその時間変化率で表現した表面温度推定式を導出した。
- (3) 差分法に基づく熱伝導シミュレーションによって、表面温度推定式の推定精度を検証した結果、推定精度に大きく影響するパラメータは、素子高さと同辺材の熱定数であることを示した。
- (4) 温度伝導率の小さい石英を周辺材とする場合、0.5~1.5 μ sの持続時間の熱点に対しては5~7.5 μ mの素子高さ、

1.5~3 μ sの持続時間の熱点に対しては7.5~10 μ mの素子高さが適しており、推定精度は約20%である。一方、温度伝導率の大きい Al_2O_3 -TiCを周辺材とする場合、素子高さの影響は比較的小さい。0.5 μ s以上の持続時間の熱点に対して、素子高さ5~10 μ mで、推定精度は約10%である。しかし、0.5 μ s未満の持続時間の熱点に対しては、いずれの周辺材の場合も推定誤差が急激に増大し、実表面温度よりも1.5~2倍程度高い推定温度となる。したがって、本推定法の適用範囲は1 μ s以上の持続時間の熱点が適当である。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、討論および素子作製にご協力いただいた元NTT境界領域研究所・越本主幹研究員（現、NTT-AT電子応用技術部部長）に深謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 山本尚久：ダイヤモンドライクカーボン膜のトライボロジー—磁気ディスクを中心として—，トライボロジスト，41，9（1997）760.
- 2) C.Lacey and F.E.Talke：Measurement and Simulation of Partial Contact at the Head/Tape Interface，Trans. ASME, J. Tribol., 114（1992）646.
- 3) B.Bhushan：Tribology and Mechanics of Magnetic Storage Devices, Springer-Verlag, N.Y.,（1990）366.
- 4) B.Bhushan：Magnetic Head-Media Interface Temperatures. Part 1—Analysis, Trans. ASME, J. Tribol., 109（1987）243.
- 5) B.Bhushan：Magnetic Head-Media Interface Temperatures. Part 2—Application to Magnetic Tapes, Trans. ASME, J. Tribol., 109（1987）252.
- 6) B.Bhushan：Magnetic Head-Media Interface Temperatures. Part 3—Application to Rigid Disks, Trans. ASME, J. Tribol., 114（1992）420.
- 7) S.Suzuki and F.E.Kennedy：Friction and Temperature at Head-Disk Interface in Contact Start/Stop Tests, STLE, SP-25（1988）30.
- 8) S.Bair, I.Green and B. Bhushan：Measurements of Asperity Temperatures of a Read/Write Head Slider Bearing in Hard Magnetic Recording Disks, Trans. ASME, J. Tribol., 113（1991）547.
- 9) Yufeng Li and A.R.Kumaran：The Determination of Flash Temperature in Head/Disk Contacts Using Magneto-resistive Heads Part-1 Model and Laser Simulation, Trans. ASME, J. Tribol., 115（1993）170.
- 10) Yufeng Li and A.R.Kumaran：The Determination of Flash Temperature in Head/Disk Contacts Using Magneto-resistive Heads Part-2 Experimental Investigations, Trans. ASME, J. Tribol., 115（1993）179.
- 11) 例えば、庄司正弘：伝熱工学，東京大学出版会，（1995）