

2018年3月22日  
株式会社インプレスR&D  
<https://nextpublishing.jp/>

関係者必読、基礎技術をまとめた貴重な教科書  
**『沸騰熱伝達の基本構造』発行**  
元・東大生産技術研究所所長 西尾茂文先生の資料が POD 版として蘇る！

インプレスグループで電子出版事業を手がける株式会社インプレス R&D は、『沸騰熱伝達の基本構造』(著者: 西尾茂文)を発行いたします。

『沸騰熱伝達の基本構造』  
<https://nextpublishing.jp/isbn/9784844398110>



著者: 西尾茂文  
小売希望価格: 印刷書籍版 4,500 円(税別)  
印刷書籍版仕様: B5 判/モノクロ/本文 272 ページ  
ISBN: 978-4-8443-9811-0  
発行: インプレス R&D

### << 発行主旨・内容紹介 >>

液相中で気液界面を新たに形成しながら「蒸発」が起きる現象が「沸騰」です。液体の中にある加熱された固体の表面で、この「沸騰」が起きる際の伝熱過程は「沸騰熱伝達」と呼ばれます。この「沸騰熱伝達」では、気泡や蒸気膜といった新たな気液界面が形成され、これらが複雑な運動を行うことで熱伝達が行われる複雑な「構造」を持つこととなります。

このような「沸騰熱伝達」、その「構造」に関する技術的な知識と正確な計算は、化学製品の製造工程で広く行われる蒸留や、ボイラーなどの熱設計など、沸騰・蒸留に関わる産業で必須のものです。

この本は、この沸騰熱伝達とその構造についての概論としてまとめられた元・東京大学生産技術研究所所長の西尾茂文先生による貴重なセミナー資料(1990 年自主制作発行)を書籍化するものです。最先端の研究を羅列したものではなく、確立された技術ではありますが、この分野の基礎をこれだけ分かりやすく網羅したものは他になく、研

究者、技術者、学生などが理解するために必読の書籍となります。  
 (本書は、次世代出版メソッド「NextPublishing」を使用し、出版されています。)

「第1章 蒸発・沸騰現象と沸騰熱伝達」より

§1.3 沸騰熱伝達の基本構造

さて、面積が十分に大きい沸騰面表面で起こっている定常沸騰熱伝達を考える。この場合の熱伝達特性は、既に述べたように沸騰曲線で示される。本節では、図1.3.1に示した沸騰曲線を基に、沸騰熱伝達の基本構造についてまとめておく。

§1.3.1 沸騰熱伝達の時間スケールと空間スケール

沸騰熱伝達の特徴の一つは、たとえ表面過熱度  $\Delta T_w$ 、および熱流束  $q_w$  が時間平均的および空間平均として定義されても、沸騰熱伝達は本質的に非定常(非周期的)あるいは不均質な現象であることである。したがって、沸騰曲線を見る時、何らかの意味で時間平均化操作が行われていることに留意する必要がある。

ところで、ある時刻  $t$  における沸騰面表面の熱流束  $Q_w$  は次式で表される。

$$Q_w(t) = \sum_j \int_{A_{wet,j}(t)} q_{wet}[x,y;t] dA_{wet,j} + \sum_j \int_{A_{dry,j}(t)} q_{dry}[x,y;t] dA_{dry,j}$$

但し、 $x-y$  平面で沸騰面表面を表し、 $j$  は沸騰面表面の分割要素番号を表し、 $A_{wet,j}(t)$ 、 $A_{dry,j}(t)$ 、 $q_{wet}[x,y;t]$ 、 $q_{dry}[x,y;t]$  はそれぞれ、第  $j$  分割面における濡れ面、乾き面の面積および熱流束である。“濡れ面 (wet)”、“乾き面 (dry)” の定義は難しいが、ここでは文字通りの意味としておく。上述の熱流束を  $t=0 \sim \tau$  の間で積分すると、この間の沸騰面表面における時間平均熱流束  $q_w$  および平均表面過熱度  $\Delta T_w$  は、以下のように表されよう。

$$q_w = \frac{1}{A_T} \int_0^\tau Q_w dt$$

$$= \frac{1}{A_T} \int_0^\tau \left( \sum_j \int_{A_{wet,j}(t)} q_{wet}[x,y;t] dA_{wet,j} + \sum_j \int_{A_{dry,j}(t)} q_{dry}[x,y;t] dA_{dry,j} \right) dt \quad (1.3.1a)$$

$$\Delta T_w = \frac{1}{A_T} \int_0^\tau \left( \int_{A_T} \Delta T_w[x,y;t] dA \right) dt \quad (1.3.1b)$$

ここで、 $A$  は沸騰面全面積である。

さて、(1.3.1)式により評価される熱流束  $q_w$  が普遍的な時間平均熱流束を意味するためには、 $q_w$  が  $t$  および  $A$  に依存しない必要がある。そこで、まず観測時間  $\tau$  を十分に大きくとり、その条件下で沸騰面面積  $A$  を次第に減少させてゆくとする。  $A$  がある程度小さくなると  $A$  の減少に対して  $q_w$  も変化するようになると考えられる(無論、こうした限界値  $A$  が定義できない沸騰現象もあることを付言しておく)。いま、 $q_w$  が  $A$  に依存するようになる限界値  $A_{lim}$  は、おおよそ「沸騰熱伝達における代表的空間スケール」 $L_w = A_{lim}^{-0.5}$  を意味していると考えることができよう。

次に、沸騰面面積  $A$  を  $L_w^{-2}$  以上に保持したままで、観測時間  $\tau$  を減少させてゆくとする。  $A$  と同様  $\tau$  がある程度小さくなると、 $q_w$  が  $t$  に依存するようになる。  $A$  と同様、この境界の観測時間は、「沸騰熱伝達における代表的時間スケール」 $\tau_w$  を意味していると考えられる。

ここまでで、(1.3.1)式の中の“濡れ面”および“乾き面”をもう少し明確に定義することができる。ここで言う濡れ面および乾き面は、少なくとも上の代表的時間・空間スケールに比べて有意な“寿命時間”と“面積”を持つものを意味する。例えば、述べた孤立気泡域における核沸騰熱伝達は、気泡サイクル周期が時間スケールを、気泡ユニットスケール  $N_w^{-0.5}$  ( $N_w$  は §6.4 で述べた気泡発生点密度)が空間スケールを代表すると考えられる。一方、一次気泡底部に存在し得る乾き面はコロンブス法程度であろうから、気泡サイクルにおける空間スケールに比べて十分に小さく、後述する核沸騰領域では乾き面の割合は一般には極めて小さい。

§1.3.2 固液接触割合

さて、代表的空間スケールより十分に広い沸騰面について、代表的時間スケールより十分に長い観測時間の間の積分平均をとると、この状況において、エルゴ

図 1.3.1 沸騰曲線と固液接触割合

- 10 -

- 11 -

「第5章 沸騰開始」より

第5章 沸騰開始

第1章で既に述べたように、沸騰面温度を液体の飽和温度から徐々に上げてゆくとき、ある沸騰面過熱度において沸騰面表面から気泡の生成が開始される。例えば、沸騰面に大きなステップ熱入力を与える場合や、単結晶面など極めて平滑な沸騰面の過熱度を非定常的に増大させてゆく場合には、沸騰面表面や表面近傍での自発核生成による沸騰開始も想定でき、こうした状況下では沸騰開始は「核沸騰開始」を意味せず、短時間の過熱状態の後に沸騰への遷移が発生し得る。しかし、通常の沸騰面では、第3章で述べた既存気泡核が活性化化する「沸騰核生成」により核沸騰が開始する。本章では、沸騰核生成による核沸騰開始を中心に、理想沸騰面での気泡発生 (§6.1) および現実沸騰面での核沸騰開始 (§6.2) について述べる。

§6.1 理想沸騰面における気泡初生

未沸騰状態から熱流束あるいは過熱度を増大してゆく過程において、沸騰面表面に気泡が成長し始めることを、「気泡初生 (bubble initiation)」という。上述したように、§3.4 で述べた既存気泡核が広寸法範囲にわたり存在する場合には、一般に気泡初生は核沸騰開始を意味する。そこで、ここでは、既存気泡核が十分に広い寸法範囲にわたり存在する沸騰面における気泡初生について述べる。

(3.4.3)式で示したように、過熱度  $\Delta T_w$  における気泡核半径を  $R_w$ 、潤滑過熱液と安定平衡を維持できる限界既存気泡核半径を  $R_w^*$ 、キャピラリー出口半径を  $R_c$  とすると、均一温度場における既存気泡核は次の  $\Delta T_w^*$  以上の過熱度となると気泡として成長を開始する。

$$\Delta T_w^* = \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w R_w} = \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w R_c} = \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w R_w} \quad (5.1.1)$$

ここで、 $a = R_w / R_c$  であり、 $a$  は接触角とキャピラリー形状特性係数の関数である。ところで、現実熱伝達を行っている未沸騰状態の液相中には、沸騰面近傍に温度分布を有する温度境界層が存在する。いま、未沸騰状態における熱伝達が定常熱伝達であるとすると、温度境界層中の液相温度分布は、次式により近似できる。

$$\frac{\Delta T_w(z)}{\Delta T_w} = \frac{T(z) - T_w}{\Delta T_w} = \frac{z}{\delta} \quad (5.1.2)$$

ここで、 $\delta$  は温度境界層厚さである。

いま、不均一温度場では、 $z = b R_w$  の位置における液相過熱度  $\Delta T_w^*$  ( $b R_w$ ) が(5.1.1)式の  $\Delta T_w^*$  となった場合に、均一温度場と同様に既存気泡核は潤滑過熱液相と平衡できず気泡として成長を開始すると仮定する。したがって、

$$R_w^* = \frac{b}{a} R_c \quad (5.1.3)$$

(5.1.1)式と(5.1.3)式より、次式が得られる。

$$\frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w R_w \Delta T_w} = 1 - \frac{b R_c}{\delta} \quad (5.1.4)$$

この式を、 $\Delta T_w$  について解くと、

$$\Delta T_w = \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w R_w \left[ 1 - (b R_c / \delta) \right]} \quad (5.1.4')$$

となり、これは、厚さ  $b$  の温度境界層内にある曲半径  $a R_w$  の既存気泡核が活性化するために要する沸騰面表面過熱度を意味する。 $b$  が大きいほど、即ち熱伝率が低いほど(5.1.4)式の過熱度は減少し、(5.1.1)式の過熱度に漸近することがわかる。一方、上式を  $R_w$  について整理すると、 $R_w$  に関する次の二次方程式が得られる。

$$R_w^2 - \frac{\delta}{b} R_w + \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w \Delta T_w} = 0$$

この式を、 $R_w$  について解くと、次の解が得られる。

$$R_w = \frac{\delta}{2b} \pm \left\{ \left( \frac{\delta}{2b} \right)^2 - \frac{2\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w \Delta T_w} \right\}^{1/2} \quad (5.1.5a)$$

$$= \frac{\delta}{2b} \left[ 1 \pm \left[ 1 - \frac{8b\sigma(\rho_l - \rho_v) \Gamma_w}{\rho_l \rho_v h_w \Delta T_w} \right]^{1/2} \right] \quad (5.1.5b)$$

ここで、 $R_w^*$  は  $\Delta T_w$  の均一温度場において活性化するキャピラリー径である。図5.1.1は、(5.1.1)および(5.1.3)式を  $b$  を一定として  $R_w$  に対して図示したものである。この図より分かるように、(5.1.3)式の重畳条件は、沸騰面表面に於ける  $R_w$  の既存気泡核が存在する場合に、不均一温度場において既存気泡核が活性化される最小過熱度に相当する。

図 5.1.1 気泡初生と液相温度分布

- 10 -

- 10 -

## 「第6章 核沸騰熱伝達」より

### §6.5 核沸騰熱伝達モデル

前節までで、核沸騰熱伝達の基本構造を構成する、気泡サイクルと気泡ユニットについて述べた。ここでは、これらを総合して、孤立気泡域における核沸騰熱伝達モデル(§6.5.1)および二次気泡域における核沸騰モデル(§6.5.2)について述べる。

#### §6.5.1 孤立気泡域における核沸騰熱伝達モデル

図に述べたように、孤立気泡域における核沸騰熱伝達に関する基本式は、気泡サイクル周期  $\tau_{sc} = \tau_{up} + \tau_{down}$ 、気泡ユニットの代表長さ  $L_{nb} = L_{up}$ 、気泡サイクル周期中に沸騰面表面の気泡ユニットから伝わる熱量  $Q_{nb}$  により定められる(6.4.2)式である。即ち、

$$q_{nb} = \frac{Q_{nb}}{L_{nb} \tau_{sc}} \quad [6.5.1]$$

【1】 孤立気泡域における核沸騰熱伝達の基本式

気泡ユニットの代表長さ  $L_{nb}$  は、既に §6.4 で述べたように孤立気泡域では次式で与えられる。

$$L_{nb} = \left( \frac{1}{N_{nb}} \right)^{1/3} \quad [6.5.2]$$

さて、一辺を  $L_{nb}$  とする気泡ユニット(面積  $A_{nb}$ )では、理想的には1つの気泡発生点から気泡が気泡サイクル周期  $\tau_{sc}$  ごとに成長・離脱する。いま、離脱気泡の沸騰面表面への投影面積を  $A_{nb}$  ( $= \pi D_b^2/4$ ) とし、この離脱気泡によりはぎ取られる液相温度境界部分の沸騰面表面への投影面積を  $A_{nb}$ 、離脱気泡が異相液相の運動に影響を及ぼす範囲(沸騰面表面への投影面積)を  $(x_{nb} - x_{nb})A_{nb}$  とすると、気泡ユニットは図6.5.1に示したように、

- ① 離脱気泡により液相温度境界部分がはぎ取られバルク液相が侵入するといったように離脱気泡が直接影響を及ぼす。面積  $x_{nb} A_{nb}$  の部分。
- ② 離脱気泡により促進された自然対流が起きる。面積  $(x_{nb} - x_{nb})A_{nb}$  の部分。
- ③ 気泡の運動に影響されない。面積  $(A_{nb} - x_{nb} A_{nb})$  の部分。

上により構成されることになる(但し、 $A_{nb} = L_{nb}^2$ )。①の部分における気泡サイクル周期内の伝熱量を  $Q_{nb1}$ 、②のそれを  $Q_{nb2}$ 、③のそれを  $Q_{nb3}$  とおき、 $Q_{nb}$  における伝熱機構として、§6.2 および §6.3 で述べたように、気泡離脱時に沸騰面表面に侵入して行くバルク液体への非定常熱伝達と気泡成長中のミクロ液膜蒸発とを考えると、(6.5.1)式の  $Q_{nb}$  は、

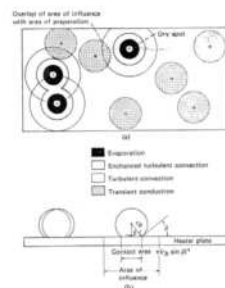


図 6.5.1 孤立気泡域における気泡ユニットと気泡サイクル

$$Q_{nb} = Q_{nb1} + Q_{nb2} + Q_{nb3} \\ = (C_{nb} Z_{nb} A_{nb} q_{nb} \tau_{sc} + x_{nb} A_{nb} q_{nb} \tau_{sc}) \\ + (x_{nb} - x_{nb}) A_{nb} q_{nb} + (A_{nb} - x_{nb} A_{nb}) \tau_{sc} \quad [6.5.3]$$

ここで、 $q_{nb1}$  は気泡離脱時に沸騰面表面に侵入して行くバルク液体への非定常熱伝達における気泡成長開始時から時間中の平均熱伝達、 $C_{nb}$  は非定常熱伝達が一部分で持ち時間も起ることへの修正係数、 $q_{nb2}$  はミクロ液膜蒸発における平均熱伝達、 $x_{nb}$  は気泡が着面としてミクロ液膜部分の面積が減少する割合、 $q_{nb3}$  は離脱気泡により促進された自然対流における熱伝達、また  $q_{nb}$  は自然対流熱伝達である。

(6.5.2)、(6.5.3)式を(6.5.1)式に代入すると、次式を得る。

$$q_{nb} = N_{nb} \left\{ \frac{\pi D_b^2}{4} \left( C_{nb} Z_{nb} q_{nb} \tau_{sc} + x_{nb} q_{nb} \tau_{sc} \right) \right. \\ \left. + (x_{nb} - x_{nb}) q_{nb} + \left( 1 - \frac{\pi D_b^2}{4} \right) q_{nb} \right\} \\ = N_{nb} \frac{\pi D_b^2}{4} \left\{ C_{nb} Z_{nb} q_{nb} \tau_{sc} + x_{nb} q_{nb} \tau_{sc} + (x_{nb} - x_{nb}) q_{nb} \right. \\ \left. + \left( 1 - Z_{nb} N_{nb} \frac{\pi D_b^2}{4} \right) q_{nb} \right\} \quad [6.5.4]$$

## 「第7章 膜沸騰熱伝達」より

$$u_b = \frac{g(\rho_l - \rho_v)}{2\mu_l} a \delta_c^2 \left( \frac{z}{\delta_c} - 1 \right)^2$$

上式、(7.2.2a)、(7.2.3)式より次式を得る。

$$a = \frac{\mu_l}{\mu_l + 2\delta_c} \quad [7.2.11]$$

また、(7.2.10)式に質量を代入すると次式が得られる。

$$\frac{\delta_c^3}{D} = (10^{1/4} \psi)^3 \left( \frac{\rho_l}{Gr Pr \mu_l} \right)^{1/4} \left( \frac{1}{a \delta_c} \right)^{1/4}$$

ここで、 $\mu = \mu_l / \rho_l$  である。この式と、(7.2.7)、(7.2.11)式より、

$$\delta_c^3 + \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{3 + Sp}{1 + Sp/2} \right) \mu \delta_c^2 + \left( \frac{3Sp + 8\mu_l}{5\rho_l Sp} \right) \delta_c - \left( \frac{Pr Sp^* \mu_l^2}{10 Pr \rho_l} \right) = 0 \quad [7.2.12]$$

これを  $\delta_c$  について解くと、(7.2.10)式が確定する。

しかし、(7.2.12)式は、液相境界層における浮力の効果を無視している。そこで、次に、液相境界層における浮力の効果を含めて解析する。無論、この場合も(7.2.10)式は成立している。

(7.2.2f)式が成立するように、液相境界層の速度分布を次式で近似する。

$$u_b = \frac{F Pr \mu_l g \sin \theta}{4 \nu_l} \delta_c^2 \left( 1 - \frac{z}{\delta_c} \right)^2 \left( \frac{z}{\delta_c} + a \right) \quad [7.2.13]$$

ここで、 $a$  は定数である。(7.2.3)、(7.2.13)式を、(7.2.1c、e)式に代入すると、 $a$ 、 $a$  に関する以下の式を得る。

$$a = 1 - \frac{FSb}{2(1 - \rho_l) B \delta_c^2} \quad [7.2.14a]$$

$$a = \frac{1 + 2 \frac{(1 - \rho_l) B \delta_c^2}{FSb}}{2 + (\delta_l / \mu_l)} \quad [7.2.14b]$$

但し、

$$B = \frac{c_p}{\beta h_0}$$

一方、(7.2.5)、(7.2.13)式を(7.2.1c)式に代入すると、若干の計算の後に次式を得る。

$$\delta_c^3 = \left( \frac{224}{(1 + 7a) + 2.1a^2} \right) \left( \frac{\nu_l^2 BD}{g Sb} \right)^{1/4} \left[ \frac{1}{F^2} \frac{3}{4} (1 - 2a) \int_0^1 \frac{(\sin z)^3 dz}{(\sin \theta)^{1/4}} \right]^{1/4}$$

同様にして、(7.2.1d)式を書き換えると、

$$\delta_c^3 = \left[ \frac{120}{(1 + 6a)} \left[ \frac{4}{(\sin \theta)^{1/4}} \int_0^1 \frac{(\sin z)^3 dz}{(\sin \theta)^{1/4}} \right] \left( \frac{\nu_l^2 BD}{g Pr Sb} \right)^{1/4} \right]^{1/4} \quad [7.2.14c]$$

上の2式より  $\delta_c$  を消去して、

$$\frac{1}{F} = \left( \frac{15}{28} \right)^{1/4} \psi^{1/4} \left( \frac{1 + 7a + 2.1a^2}{1 + 6a} \right)^{1/4} \left( \frac{1}{Pr} \right)^{1/4} + \frac{3}{4} (1 - 2a) \quad [7.2.14d]$$

さらに、(7.2.7)と(7.2.14c)式の比をとると、

$$\delta_c^3 = \left[ \frac{(1 + a)}{80} \left( \frac{Sp}{Gr Pr (1 + 3/8Sp)} \right) \left( \frac{Pr Sb}{B} \right) \left( \frac{g D^3}{\nu_l^3} \right)^{1/4} \times \left[ \frac{1 - 2}{1 - Pr Sp \mu_l} \right] \right]^{1/4} \left[ \frac{1 - 2}{1 - Pr Sp \mu_l} \right]^{1/4} \quad [7.2.14d]$$

したがって、浮力を考慮すると、(7.2.14a, b, c, d)式を  $a, a, F, \delta_c$  について解くことにより、(7.2.10)式が確定する。

#### §7.2.2 膜沸騰熱伝達に関する二相境界層解法

前項で述べた解析は、膜沸騰熱伝達に対するよい物理的見通しを与えるが、解の精度は保証されていない。そこで、ここでは膜沸騰熱伝達に関する数値解析の基本を述べておく。

いま、図7.2.1のような鉛直平面あるいは水平円柱系における膜沸騰熱伝達を、以下の仮定の下で考える。

- ①  $a$  は定数である。
- ② 以下の境界層近似が成立するとする。

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \ll \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial p}{\partial y} \ll \frac{\partial p}{\partial x}$$

- ③ 粘性係数、比熱、および熱伝導率は一定である。
- ④ 沸騰面表面は、温度一定あるいは熱流束一定である。
- ⑤ 放射伝熱は無視できる。
- ⑥ 気液界面では熱力学的平衡条件が仮定できる。

こうした条件の下では、まず蒸気相に関して以下の式が得られる。

## <<目次>>

序文

### 第1章 蒸発・沸騰現象と沸騰熱伝達

- 1.1 沸騰熱伝達の諸相
- 1.2 蒸発・沸騰現象
- 1.3 沸騰熱伝達の基本構造

蒸発・沸騰現象概論

### 第2章 気液平衡、蒸発および濡れ

- 2.1 気液の平衡
- 2.2 蒸発の動力学
- 2.3 濡れ

### 第3章 気泡核生成

- 3.1 自発核生成と沸騰核生成
- 3.2 自発核生成
- 3.3 液相の過熱限界
- 3.4 沸騰核生成

### 第4章 気泡成長と界面安定性

- 4.1 気泡成長理論
- 4.2 気液界面安定性

沸騰熱伝達概論

### 第5章 沸騰開始

- 5.1 理想沸騰面における気泡初生
- 5.2 現実沸騰面における核沸騰開始

### 第6章 核沸騰熱伝達

- 6.1 核沸騰熱伝達の基本構造
- 6.2 固体表面近傍の不均一温度場における気泡成長
- 6.3 気泡サイクル
- 6.4 気泡ユニット
- 6.5 核沸騰熱伝達モデル
- 6.6 核沸騰熱伝達の特長

### 第7章 膜沸騰熱伝達

- 7.1 膜沸騰熱伝達の基本構造
- 7.2 平滑界面・層流蒸気膜を有する自然対流膜沸騰熱伝達
- 7.3 波状界面・層流蒸気膜を有する膜沸騰熱伝達
- 7.4 膜沸騰熱伝達の特長

### 第8章 遷移沸騰熱伝達

- 8.1 遷移沸騰熱伝達の基本構造
- 8.2 固液接触の存在を限定する諸機構

8.3 遷移沸騰熱伝達モデル

8.4 遷移沸騰熱伝達の特異性

記号表および参考文献

編集後記

## << 著者紹介 >>

西尾 茂文(にしお しげふみ)

1949年 岐阜県出身

1977年 東京大学大学院工学系研究科博士課程(船用機械工学専攻)修了 工学博士

1995年 東京大学 教授(生産技術研究所)

2002年 東京大学 生産技術研究所 所長

2005年 東京大学 理事・副学長

現在 東京大学 名誉教授

専攻: 熱事象学, 熱制御工学, エネルギー工学, 科学技術論

## <主な受賞歴>

日本伝熱学会学術賞(1990), 日本機械学会賞(論文賞)(1994, 2004), 日本冷凍空調学会論文賞(2000), 日本機械学会熱工学部門業績賞(2001), 日本機械学会熱工学部門研究功績賞(2009), 日本伝熱学会功労賞(2011)

## << 販売ストア >>

印刷書籍:

Amazon.co.jp、三省堂書店オンデマンド、honto ネットストア、楽天ブックス

※ 各ストアでの販売は準備が整いしだい開始されます。

※ 全国の一般書店からもご注文いただけます。

## 【株式会社インプレス R&D】 <https://nextpublishing.jp/>

株式会社インプレス R&D (本社: 東京都千代田区、代表取締役社長: 井芹昌信) は、デジタルファーストの次世代型電子出版プラットフォーム「NextPublishing」を運営する企業です。また自らも、NextPublishing を使った「インターネット白書」の出版など IT 関連メディア事業を展開しています。

※NextPublishing は、インプレス R&D が開発した電子出版プラットフォーム(またはメソッド)の名称です。電子書籍と印刷書籍の同時制作、プリント・オンデマンド(POD)による品切れ解消などの伝統的出版の課題を解決しています。これにより、伝統的出版では経済的に困難な多品種少部数の出版を可能にし、優秀な個人や組織が持つ多様な知の流通を目指しています。

## 【インプレスグループ】 <https://www.impressholdings.com/>



株式会社インプレスホールディングス(本社: 東京都千代田区、代表取締役: 唐島夏生、証券コード: 東証1部9479)を持株会社とするメディアグループ。「IT」「音楽」「デザイン」「山岳・自然」「モバイルサービス」を主要テーマに専門性の高いコンテンツ+サービスを提供するメディア事業を展開しています。2017年4月1日に創設25周年を迎えました。

## 【お問い合わせ先】

株式会社インプレス R&D NextPublishing センター

〒101-0051 東京都千代田区神田神保町1-105

TEL 03-6837-4820

電子メール: np-info@impress.co.jp