



入門講座

伝熱工学－6

沸騰・蒸発を伴う伝熱

Boiling Heat Transfer

丹下 学

Manabu Tange

芝浦工業大学

工学部

准教授

1 はじめに

沸騰・蒸発は、液体から気体への相変化現象である。日常的にも、鍋に湯を沸かし加熱し続けても液温が飽和温度から変わらないことや、殺菌のアルコールが肌から蒸発する際に冷たさを感じることがあるだろう。沸騰現象は気液相変化現象の中でも特に、加熱面上や過熱液層の中で蒸気泡が生成される伝熱現象のことを指し、液面からの蒸発とは区別されることが多い。

沸騰・蒸発は、蒸発潜熱（相変化のエンタルピー） L_v の大きさによって小さい温度差 ΔT で大きな熱流束 q を実現することができる。すなわち、熱伝達率 $h = q / \Delta T$ が $10^5 \text{ W/m}^2\text{K}$ 程度と大きくなり、効率的な伝熱形態であることがわかる。このような大きな熱伝達率を活かして、ボイラーなど熱交換システムや、発電所などのエネルギー変換システムで用いられている。また、製鉄分野では、鋼板冷却のような熱プロセスでも用いられている。

沸騰熱伝達は、非常に複雑な現象であり結果に影響を及ぼすパラメータがたくさんあるために、整理式は適用範囲が限られるものも多く、本稿で網羅的に紹介することはできない。詳しくは、日本機械学会テキストシリーズ「伝熱工学」¹⁾、「伝熱工学資料」²⁾などを参照されたい。英語の伝熱工学の教科書で沸騰の章を含むものとしては、Mills³⁾、Holman⁴⁾などがあり、沸騰の専門書では、相変化の熱力学から丁寧に解説されているCarey⁵⁾や、二相流や流動沸騰に詳しいTong and Tang⁶⁾などが挙げられる。

本稿では、まず、沸騰現象および沸騰熱伝達の全体像と用語についてイメージを伝えるように述べ(2節)、その後、プール沸騰(3節)、流動沸騰(4節)について、それぞれ、熱設計に用いることのできる式を紹介し演習を解いていく。詳細な式は、工学資料や専門書に譲り、ここでは、物理的なイメージをつかむこと、無次元数で表された式を用いて必要な設計

値を計算することに重きを置く。

2 沸騰現象、熱伝達のイメージ

沸騰現象・沸騰熱伝達の全体像は、図6-1に示すN字型の曲線（沸騰曲線）で表すことができる。横軸は伝熱面過熱度 ΔT_{sat} 、縦軸は伝熱面熱流束 q であり、それぞれ対数表示で表されている。ここで、伝熱面過熱度とは、伝熱面温度 T_w と液体の飽和温度 T_{sat} との差である。例えば、大気圧下の水（飽和温度 $T_{\text{sat}} = 100^\circ\text{C}$ ）であれば、伝熱面温度 $T_w = 112^\circ\text{C}$ の時、伝熱面過熱度は $\Delta T_{\text{sat}} = 12^\circ\text{C}$ となる。

伝熱面から流体に伝わる熱流束（加熱量）を変化させると、どのような現象が起こるのか図6-1の沸騰曲線および沸騰現象のイラストを見ながら説明していこう。まず、A点から加熱量を少しずつ増していくが、伝熱面過熱度が飽和温度を超えていたとしても、しばらくは（B点まで）自然対流熱伝達で熱が伝わっていく。ある程度加熱量が増すと、伝熱面に蒸気泡が現れ、液体の蒸発潜熱および気泡が成長・離脱する際の液体の動きによって伝熱が促進される。沸騰が始まってしまうと同じ熱流束を伝えるのに、B点ほどの過熱度は必要なく、伝熱面温度が下がることがある（C点）。図6-1の下左図のように、蒸気泡は伝熱面の同じ場所（気泡核、伝熱面上の微細な傷）から発生し、この様子から、CからDまでの沸騰現象を核沸騰と呼ぶ。その後、熱流束を増していくと（CからD）、伝熱面上の気泡核を増しながら良好に熱伝達が行われる。

ただし、熱流束がD点に達すると、発生する蒸気を伝熱面上から取り除くことができなくなり、伝熱面上を蒸気が覆ってしまう現象、膜沸騰が起こる（D点からE点への移行、バーンアウト現象）。図6-1の下右図のように、液体よりも熱伝導率の低い蒸気に伝熱面が覆われるため、同じ熱流束を伝えるための伝熱面温度は非常に高くなり、伝熱機器が焼損する、材料の融点を超えるなどの問題を引き起こす。この時の熱流

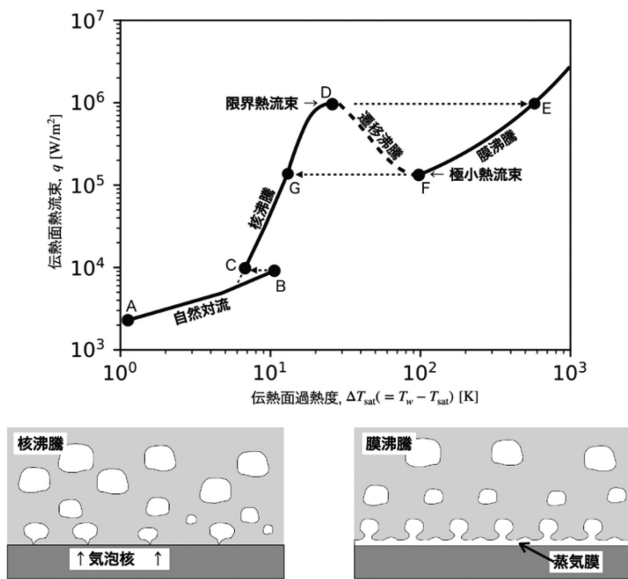


図6-1 沸騰曲線および核沸騰・膜沸騰の模式図

束を限界熱流束 $q_{\max}$ と呼び、核沸騰での伝熱を維持するためには、熱流束がこの値を超えないように設計する必要がある。

E点から核沸騰に戻ろうと熱流束を減らしても、すぐには戻らない。熱流束を減らした場合、膜沸騰を維持しながら伝熱面温度はE点からF点に向かうように変化する。F点（極小熱流束 $q_{\min}$ ）に達すると、伝熱面を覆っていた蒸気膜が潰れ、ようやく核沸騰（G点）に戻る。D点からF点までの温度領域では、熱流束を制御した沸騰では安定して実現することが難しく、不安定な沸騰様式であり遷移沸騰と呼ばれる。

沸騰現象全体を説明する、もう一つのグラフが図6-2の冷却曲線である。これは、高温に加熱した材料を液体中に浸した際にどのように冷却されていくかについて、横軸を時間、縦軸を材料温度として表現したものである。ただし、それぞれの瞬間を切り出せば、材料表面で起こっている現象は、沸騰曲線の各点に対応していると考えられる（図6-2中の記号も図6-1と対応させている）。まず、E点で液体に浸けられたとしても、しばらくは膜沸騰による冷却であり、伝熱量は温度差の割に小さく、ゆるやかに温度降下していく。極小熱流束に対応する温度、F点まで達すると遷移沸騰領域となり、膜沸騰と核沸騰が時間的・空間的に混在したような現象が起こり、冷却速度が増加していく。D点（限界熱流束に対応する温度）に達すると、核沸騰が始まり、表面から激しく気泡が発生し、物体は急激に冷却される。最後は自然対流による緩やかな熱伝達が続く。このように、材料の熱処理に沸騰冷却を用いた場合には、材料の性質を決める冷却速度が時間的に一定ではなく、膜沸騰、遷移沸騰、核沸騰の発生タイミングを把握することが重要であることがわかる。

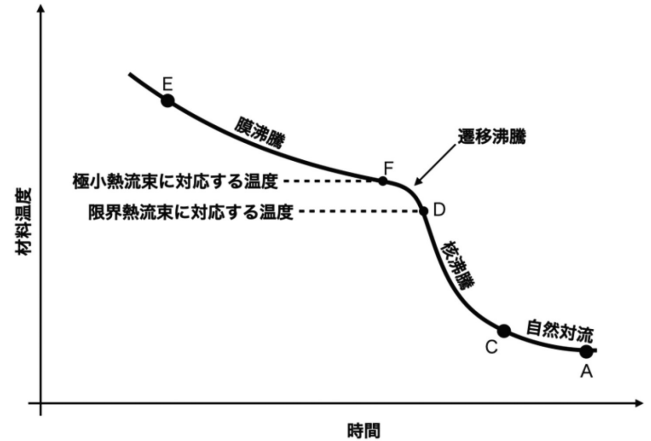


図6-2 冷却曲線の模式図

沸騰熱伝達は、気泡の発生、成長、離脱による潜熱輸送（液体の蒸発による熱輸送）と顕熱輸送（気泡の運動が伝熱面付近の流体を攪拌する対流熱伝達）の複合現象であり、熱伝達率・限界熱流束・極小熱流束の大きさは、様々な条件に依存している。特に、バルク液の温度について、飽和温度であるものを飽和沸騰（saturate boiling）、飽和温度以下であるものをサブクール沸騰（subcooled boiling）と呼んだり、液体に流れのないものをプール沸騰、強制的な流れのあるものを流動沸騰と呼んだりし、条件ごとに実験データがまとめられている。ほかにも、系の圧力、流体・蒸気・伝熱面の物性値、表面張力、伝熱面の粗さ・微細構造・濡れ性、重力加速度（伝熱面の向き）、などが重要なパラメタとなる。

③ プール沸騰熱伝達

バルク液が強制的に駆動されていないプール沸騰においても、相変化、気泡の運動に伴って、小さな領域での複雑な対流熱伝達が起きている。すなわち、空間的・時間的に一様・一定でない現象によって伝熱量が定まるので、基礎方程式から、実際に有用な設計値を計算することは難しい。沸騰気泡の大きさ（数mm程度）に比べて伝熱面の大きさ・厚さが大きく、成長から離脱のサイクル（数10-数100Hz程度）に比べて考えている時間スケールが長ければ、伝熱面上の細かい現象を気にするより、自身の設計対象に適した実験相関式を用いる方がよいだろう。

核沸騰の式は状況に応じて精緻な相関式が提案されていて、伝熱工学資料²⁾には、数多くの実験データを多重回帰分析し、再現性の高いStephan-Abdelsalamの整理式が掲載されている。ここでは最も基本的な核沸騰熱伝達の式、Rohsenowの式を紹介しよう。これは、上向き伝熱面における沸騰熱伝達の熱伝達率をヌセルト数として無次元化して表

した式であり、以下のように表される。

$$Nu = \frac{h l_a}{k_l} = \frac{Ja^2}{C_{nb}^3 Pr^m} \quad (6-1)$$

ここで、 Ja は無次元過熱度（ヤコブ数）、

$$Ja = \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{L_{lv}} \quad (6-2)$$

であり、 Pr はプラントル数である。係数 C_{nb} と指数 m は流体の種類および伝熱面の材質・表面性状によって、表6-1のように決まる値である。また、熱伝達率の定義に用いられる温度差も、 Ja と同様、 $h = q / \Delta T_{sat}$ 、のように伝熱面過熱度 ΔT_{sat} を温度差として用いていることに注意されたい。ヌセルト数の代表長さに用いられている l_a は、ラプラス係数と呼ばれる長さの次元を持った量で、以下のように計算される。

$$l_a = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (6-3)$$

ラプラス係数は、表面張力と浮力が釣り合う長さスケールを示しており、おおよそ沸騰気泡の大きさを示す。すなわち、伝熱面が気泡よりも十分大きいスケールであれば、熱伝達率の大きさは伝熱面サイズによって決まるのではなく、気泡の大きさくらいの伝熱現象が至るところで起こることで決まっているということを表している（沸騰している鍋底の面積が

2倍になったとしても、気泡核の数も2倍になるだけで、熱伝達率は大きく変わらないだろう）。

式(6-1)から、熱伝達率が過熱度の二乗に比例、すなわち、熱伝達率は一定でなく、伝熱面過熱度の上昇に伴って増加していくことが分かる。また、熱流束は($q = h \Delta T$ より) 伝熱面過熱度の3乗に比例することを意味し、小さい温度差で大きな熱伝達を果たしていることが実感される。

沸騰熱伝達のもう一つの重要な数値に限界熱流束がある。限界熱流束の見積りには、流体力学的不安定モデルを用いたZuberの式、

$$q_{max} = C_{max} L_{lv} \left[\sigma \rho_v^2 (\rho_l - \rho_v) g \right]^{\frac{1}{4}} \quad (6-4)$$

が挙げられる。係数 C_{max} は、伝熱面形状によって表6-2のように決まる。

膜沸騰の式としては、層流自然対流膜沸騰熱伝達の式、

$$Nu = \frac{h_{co} l}{k_v} = C \left(\frac{Gr^*}{S_p^*} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (6-5)$$

$$Gr^* = \frac{g \rho_v (\rho_l - \rho_v) l^3}{\mu_v^2} \quad (6-6)$$

$$S_p^* = \frac{c_{pv} \Delta T_{sat}}{L_{lv} Pr_v}, \quad L'_{lv} = L_{lv} + \frac{c_{pv} \Delta T_{sat}}{2} \quad (6-7)$$

が挙げられる¹⁾ (代表長さ l および係数 C は表6-3に示す)。ただし、式(6-5)から求めた h_{co} は蒸気膜内の熱伝導から決まる熱伝達率であり、輻射による熱伝達 h_r を含めた総括的な熱伝達率 h_t は、以下の式から繰り返し計算によって求める。

$$h_t = h_{co} \left(\frac{h_{co}}{h_t} \right)^{\frac{1}{3}} + h_r \quad (6-8)$$

表6-1 式(6-1)における係数 C_{nb} と指数 m

液体	伝熱面	C_{nb}	m
水	銅	0.013	2.0
水	ステンレス	0.013	2.0
水	黄銅	0.006	2.0
ベンゼン	クロム	0.010	4.1

表6-2 式(6-4)における係数 C_{max}

伝熱面形状	C_{max}	代表長さ L	$L^* = L/l_a$ の適用範囲
大きい平板	0.15	幅 or 直径	$L^* > 27$
小さい平板 (平板面積 A_p)	$0.15 \frac{12\pi l_a^2}{A_p}$	幅 or 直径	$9 < L^* < 20$
大きい水平円管	0.12	円管半径	$L^* > 1.2$
小さい水平円管	$0.12 L^{*-1/4}$	円管半径	$0.15 < L^* < 1.2$
大きい球	0.11	球半径	$L^* > 4.26$
小さい球	$0.227 L^{*-1/2}$	球半径	$0.15 < L^* < 4.26$

表 6-3 式 (6-5) における代表長さ*l*および係数*C*

形状	代表長さ <i>l</i>	係数 <i>C</i>
垂直壁	壁の高さ	0.667-0.943
水平上向き面	ラプラス係数 <i>l_a</i>	0.425
水平円柱	円柱直径	0.62

$$h_r = \frac{\varepsilon \sigma (T_w^4 - T_{sat}^4)}{T_w - T_{sat}} \dots\dots\dots (6-9)$$

ただし、ここでの σ はステファン・ボルツマン定数である。

(例題1)

大気圧下のステンレス容器内に飽和温度 ($T = T_{sat} = 100^{\circ}\text{C}$) の水があり、底面 (直径200 mmの円形平板) から加熱されて核沸騰が起こっている。ここで、(1) 伝熱面過熱度 $\Delta T_{sat} = 15^{\circ}\text{C}$ のときの熱伝達率*h*、熱流束*q*を求めよ。(2) 熱流束*q* = 0.9 MW/m²で過熱されているときの伝熱面過熱度 ΔT_{sat} 、熱伝達率*h*を求めよ。(3) 限界熱流束*q_{max}*を求めよ。ただし、物性値は飽和温度における以下の値を用いること。
 $\rho_l = 958 \text{ kg/m}^3$, $k_l = 0.681 \text{ W/(mK)}$, $L_{lv} = 2.257 \times 10^6 \text{ J/kg}$, $\sigma = 58.9 \times 10^{-3} \text{ N/m}$, $Pr_l = 1.76$, $c_{pl} = 4.212 \times 10^3 \text{ J/(kg K)}$ 。

解答 (1) まず、式 (6-1) から、*Ja* を、

$$Ja = \frac{c_{pl} \Delta T_{sat}}{L_{lv}} = 0.028$$

のように求める。表 6-1 から $C_{nb} = 0.013$, $m = 2$ であるので、式 (6-1) に数値を代入し、

$$Nu = \frac{Ja^2}{C_{nb}^3 Pr^m} = 115.1$$

とすれば、 $l_a = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_l - \rho_v)g}} = 2.50 \times 10^{-3} \text{ m}$ より、

$$h = Nu \frac{k}{l_a} = 3.13 \times 10^4 \text{ W/(m}^2 \text{ K)},$$
$$q = h \Delta T = 4.69 \times 10^5 \text{ W/m}^2$$

のように、求めることができる。

このように、無次元数で整理されている相関式を用いて実際の設計数値を求める際には、

- (step 1) 式に現れる無次元数のうち既知 (計算できる) ものについて値を計算して、
- (step 2) 式の適用範囲を確認した上で、未知の無次元数の値を求め、
- (step 3) 無次元数の定義から、(次元を持った) 欲しい設計値を計算する。

という手順を踏んでいくことになる。

解答 (2) 一見、式 (6-1) からは解けないように思えるが、*Nu* は*h*を無次元化したもの、*Ja* は ΔT を無次元化したものであることを踏まえると、ニュートンの冷却則 $q = h \Delta T$ より、*Nu Ja* を無次元化された熱流束と考えることができる。そこで、式 (6-1) の両辺に*Ja* をかけた、

$$Nu Ja = \frac{h l_a}{k} \frac{c \Delta T}{L_{lv}} = \frac{l_a c}{k L_{lv}} q = \frac{Ja^3}{C_{nb}^3 Pr^m}$$

を用いて、*Ja* を求めると、

$$Ja = 0.035$$

となり、後は (1) と同様に、

$$\Delta T_{sat} = 18.6 \text{ K}, h = 4.82 \times 10^4 \text{ W/(m}^2 \text{ K)}$$

が得られる。(1) に比べ、熱流束が約2倍になっているのに対して、過熱度は約1.2倍であることが分かる。

解答 (3) 伝熱面直径とラプラス係数の比が $L^* = D/l_a = 76.2 > 27$ から、大きい平板と考えてよく、係数 C_{max} は0.15となり、限界熱流束の式 (6-4) に値を代入することで、

$$q_{max} = 1.27 \times 10^6 \text{ W/m}^2$$

と求められる。限界熱流束は、サブクール度を増したり、噴流により伝熱面への液体の供給を活性化したりすることで増大させることができる。

4 流動沸騰熱伝達

流動沸騰のうち外部沸騰流と呼ばれる系は、発生した蒸気が逃げるための空間があり、プール沸騰熱伝達に対流熱伝達の影響を足したようなものと考えることが出来る。一方、管内沸騰に代表される内部沸騰流はボイラーや蒸発器など広い応用をもつが、上流で発生した蒸気が下流の管内をふさぎ、伝熱を阻害したり、大きな圧力損失を発生させたりする。すなわち、上流から下流にかけて管内に充満する蒸気量が増加していくことを考慮する必要がある。

垂直上昇流を例に挙げると、液体と蒸気が混合して流れる気液二相流は、液体・蒸気の流量に応じて、図 6-3 に模式的に

示すような、いくつかの流動様式に分類される。

- a) 気泡流：蒸気流量が少なく液体流量が多い場合、管直径に比べて小さい気泡が液体に分散されている。
- b) スラグ流：気泡流に比べて液体流量が少なくなると、合体した大きな蒸気泡が管内を占める区間と気泡流のような区間が空間的に交互に現れるようになる。
- c) チャーン流：中心部に蒸気が集まるのはスラグ流に近いが、液相と気相の境目が非定常で、気液構造が崩壊し、脈動を伴った流れになる。
- d) 環状流：蒸気流量が多くなると、液相は壁面で液膜を形成し、中心部に蒸気が流れる。
- e) 環状噴霧流：環状流よりも液体流量が多い場合には、中心の蒸気流に伴って多数の液滴が吹き上がる流れとなる。

二相流の流動様式は、液体および蒸気がどれくらい流れているかによって決まるが、流動の表現方法が複数あるため、以下に定義をまとめる。管内を時間あたりに流れる流体質量を流量（質量流量） $\dot{m}$ と呼ぶ。また、液体流量 $\dot{m}_l$ および蒸気流量 $\dot{m}_v$ の和 $\dot{m}$ に対する蒸気流量の割合を蒸気クオリティ x と呼ぶ。

$$x = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}} = \frac{\dot{m}_v}{\dot{m}_v + \dot{m}_l} \quad (6-10)$$

質量流速 G は、流量を管断面積 A_c で割った値である。液体、蒸気それぞれの質量流速 G_l 、 G_v を考えることもできる。

$$G = \frac{\dot{m}}{A_c}, \quad G_l = \frac{\dot{m}_l}{A_c}, \quad G_v = \frac{\dot{m}_v}{A_c} \quad (6-11)$$

見かけの速度、は液体、蒸気の質量流速をそれぞれの密度で割ったものである。

$$j_l = \frac{G_l}{\rho_l}, \quad j_v = \frac{G_v}{\rho_v} \quad (6-12)$$

液体と蒸気の密度は異なるため、 G_l と G_v の比と j_l と j_v の比は異なることに注意されたい。図6-4に示すのは、上向き流れの流動様式である。ここで縦軸、横軸には、それぞれ液体、気体の見かけの運動量流束、

$$\rho_l j_l^2 = \rho_l \left(\frac{G_l}{\rho_l} \right)^2 = \frac{\dot{m}_l^2}{\rho_l A_c^2}, \quad \rho_v j_v^2 = \rho_v \left(\frac{G_v}{\rho_v} \right)^2 = \frac{\dot{m}_v^2}{\rho_v A_c^2} \quad (6-13)$$

が用いられている。

垂直管内で上向きの流れを持つ強制流動沸騰は、図6-5のように、様々な流動様式が上流から下流にかけて現れる。管

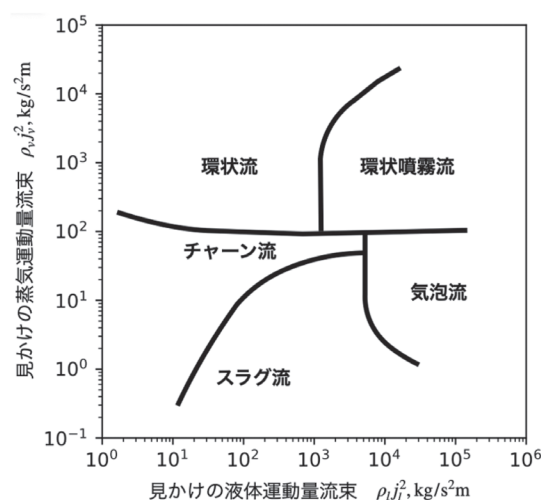


図6-4 流動様式線図（文献³⁾を元に筆者作成）

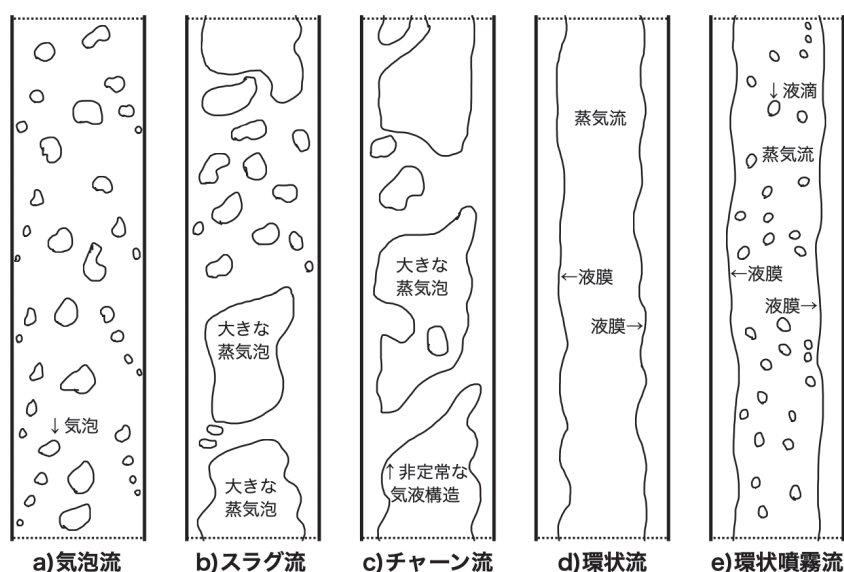


図6-3 気液二相流の流動様式（文献³⁾を元に筆者作成）

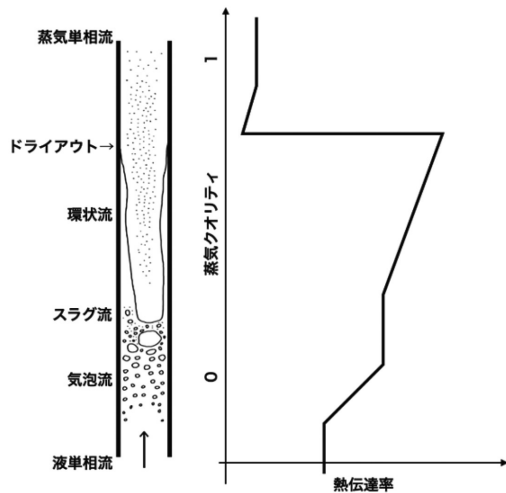


図6-5 垂直管内強制流動沸騰（上向き流れ）

入口で液単相流だった流動様式は、壁面が加熱されることで核沸騰が起き、気泡流になっていく。熱伝達率は液単相流に比べて高く、発生した気泡が上流から流れてくる気泡と合体することで、スラグ流と呼ばれる流動様式に遷移していく。熱伝達は、プール沸騰と同様の核沸騰熱伝達と、液単相の強制対流熱伝達の和として近似できる。さらに、蒸気の割合が増してくると、液体は管壁上に液膜として存在する環状流と呼ばれる流動様式になる。ここでの熱伝達は、液膜内部の強制対流熱伝達が、蒸発を含む蒸気相の対流熱伝達に影響されて定まる。多くの相関式は、液単相の強制対流熱伝達の熱伝達率に、二相流の流れを示す Lockhart-Martinelli パラメタ、

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0.1} \quad (6-14)$$

から求まる係数を乗じたものとして計算される。その後、液膜が乾ききってしまうことで壁面がドライアウトし、熱伝達率が急落する。管内には蒸気流中を漂う液滴が存在し、蒸気単相流（蒸気クオリティ $x=1$ ）となるのは、しばらく下流である。

二相流の流動様式は複雑であり、圧力損失を予測するのも難しい。特定の状況に適応した精密な相関式が数多く研究されているが、ここでは、物理的なイメージを理解しやすい、均質流モデルで評価しよう。管内の圧力勾配（単位長さあたりの圧力損失）は、以下のように、管摩擦（F）、重力（G）、蒸発に伴う運動量変化（M）による効果を足し挙げたものとして考える。

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz} \right)_F + \left(\frac{dP}{dz} \right)_G + \left(\frac{dP}{dz} \right)_M \quad (6-15)$$

管摩擦による圧力勾配は、乱流の管摩擦係数 λ_f を用いて、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_F = - \frac{\lambda_f}{D} \frac{G^2}{2\rho} \quad (6-16)$$

$$\lambda_f = (0.790 \ln Re_D - 1.64)^{-2} \quad (10^4 < Re_D < 5 \times 10^6), \dots \quad (6-17)$$

$$Re_D = \frac{GD}{\mu}$$

と表せ、重力による圧力勾配は、管が水平となす角 θ を用いて、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_G = -\rho g \sin \theta \quad (6-18)$$

のように書ける。運動量変化の項は、加熱量に応じて蒸気クオリティが増加することによって、液体を押し上げるための駆動力として、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_M = \left(\frac{G}{\rho} \right)^2 \frac{d\rho}{dz} = - \left(\frac{G}{\rho} \right)^2 \rho_l \frac{dx}{dz} \quad (6-19)$$

のように書ける。ただし、式に現れる密度 ρ ・粘性 μ は液体・蒸気の物性値を蒸気クオリティに応じて平均したような値、

$$\rho = x\rho_v + (1-x)\rho_l \quad (6-20)$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_v} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad (6-21)$$

として計算してやる必要がある。

例題2（文献3の演習を参考に作成）

垂直管型蒸発器（管内径 $D=30$ mm、管1本あたりの質量流量 $\dot{m}=0.5$ kg/s、単位長さ当たりの加熱量 $(\dot{Q}/L)=1.5 \times 10^5$ W/m）内部の二相流を考える。蒸気クオリティ $x=0.1$ となる場所について、(1) 流動様式を求めよ。(2) 均質流モデルを用いて、圧力勾配を求めよ。ただし、物性値は系圧力 $P_{sys}=1.17$ MPaにおける以下の値を用いること、 $\rho_l=879$ kg/m³、 $\rho_v=5.984$ kg/m³、 $\mu_l=1.49 \times 10^{-4}$ kg/ms、 $\mu_v=1.60 \times 10^{-5}$ kg/ms、 $L_{lv}=1.990 \times 10^6$ J/kg。

解答 (1) 図6-4から、流動様式を読み取るために、液体および蒸気の見かけの運動量流束を求める。式 (6-13) に数値を代入し、管断面積 $A_c = \frac{1}{4} \pi D^2$ を用いると、

$$\rho_l j_l^2 = \rho_l \left(\frac{G_l}{\rho_l} \right)^2 = \frac{\dot{m}_l^2}{\rho_l A_c^2} = 461 \text{ kg/ms}^2$$

を得る。同様に $\rho_v j_v^2 = 836 \text{ kg/ms}^2$ と求まるので、流動様式は環状流であることがわかる。

解答 (2) まず、均質流モデルに用いる、二相流の密度、粘性を式 (6-20)、(6-21) に従って求め、 $\rho = 792 \text{ kg/m}^3$ 、

$\mu = 8.13 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$ を得る。質量流速は $G = \dot{m}/A_c = 707 \text{ kg/m}^2\text{s}$ なので、レイノルズ数は、

$$Re_D = \frac{GD}{\mu} = 2.6 \times 10^5$$

であり、式 (6-17) の適用範囲であることが確認できる。管摩擦係数は式 (6-17) より、

$$\lambda_f = (0.790 \ln Re_D - 1.64)^{-2} = 1.48 \times 10^{-2}$$

となる。これを式 (6-16) に代入して、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_F = -\frac{\lambda_f}{D} \frac{G^2}{2\rho} = -156 \text{ Pa/m}$$

を得る。重力による項も値を式 (6-18) に代入することで、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_G = -\rho g \sin \theta = -7759 \text{ Pa/m}$$

を得る。運動量変化による項のために、開いた系のエネルギー保存則を用いて加熱量を蒸発量に変換し、長さ当たりのクオリティ変化を計算すると、

$$\frac{dx}{dz} = \frac{(\dot{Q}/L)}{\dot{m}L_{lv}} = 0.15 / \text{m}$$

となり、これを、式 (6-19) に代入し、

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_M = -\left(\frac{G}{\rho} \right)^2 \rho_l \frac{dx}{dz} = -106 \text{ Pa/m}$$

を得る。圧力勾配の総和は、 -8020 Pa/m となるが、この問題の条件では重力の効果が支配的であることが分かった。

記号表

A_c : 管断面積 (m^2)
 c_p : 定圧比熱 ($\text{J}/(\text{kgK})$)
 D : 管直径 (m)
 g : 重力加速度 (m/s^2)
 G : 質量流速 ($\text{kg}/(\text{m}^2\text{s})$)
 Gr^* : グラスホフ数 (-)
 h : 熱伝達率 ($\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$)
 h_{co} : 膜沸騰熱伝達率 ($\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$)
 h_r : 輻射による熱伝達率 ($\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$)
 h_t : 総括熱伝達率 ($\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$)
 j : 見かけの流速 (m/s)
 Ja : ヤコブ数 (-)
 k : 熱伝導率 ($\text{W}/(\text{mK})$)
 l_a : ラプラス係数 (m)
 L_{lv} : 蒸発潜熱 (J/kg)

$\dot{m}$: 流量 (質量流量) (kg/s)
 Nu : ヌセルト数 (-)
 P : 圧力 (Pa)
 Pr : プラントル数 (-)
 q : 熱流束 (W/m^2)
 $q_{\max}$: 限界熱流束 (W/m^2)
 $q_{\min}$: 極小熱流束 (W/m^2)
 Re_D : (管直径 D を代表長さとする) レイノルズ数 (-)
 T_w : 伝熱面温度 (K)
 T_{sat} : 飽和温度 (K)
 ΔT : 温度差 (K)
 ΔT_{sat} : 伝熱面過熱度 (K)
 x : 蒸気クオリティ (-)
 X_{tt} : Lockhart-Martinelli パラメタ (-)
 z : 流路方向座標 (m)

ギリシャ文字

ϵ : 放射率 (-)
 μ : 粘度 (Pa s)
 θ : 管が水平となす角 (rad)
 λ_f : 管摩擦係数 (-)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 σ : 表面張力 (N/m)

添字

l : 液体
 v : 蒸気

参考文献

- 1) JSME テキストシリーズ「伝熱工学」, 日本機械学会, (2005).
- 2) 伝熱工学資料 改訂第5版, 日本機械学会, (2009).
- 3) A.F.Mills : Heat Transfer Second Edition, Prentice Hall, (1998).
- 4) J.P.Holman : Heat Transfer Ninth Edition, McGraw-Hill, (2001).
- 5) V.P.Carey : Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Third Edition, CRC Press, (2020).
- 6) L.S.Tong and Y.S.Tang : Boiling Heat Transfer And Two-Phase Flow (Series in Chemical and Mechanical Engineering), CRC Press, (1997).

(2022年2月3日受付)