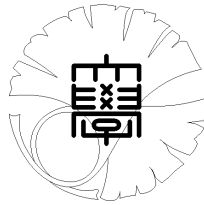


数理科学実践研究レター 2023–21 October 26, 2023

熱交換器における管壁上の液膜の蒸発のシミュレーション  
ドライアウトポイントの特定に向けて

by

中西 亮



**UNIVERSITY OF TOKYO**

GRADUATE SCHOOL OF MATHEMATICAL SCIENCES

KOMABA, TOKYO, JAPAN

# 熱交換器における管壁上の液膜の蒸発のシミュレーション ドライアウトポイントの特定に向けて

中西亮<sup>1</sup> (東京大学大学院総合文化研究科)

Ryo Nakanishi (Graduate School of Arts and Sciences, The University of Tokyo)

## 概要

熱交換器の制御において、熱伝達率が不連続に変化するドライアウトポイントを予測することは重要である。本研究では熱交換器を単純な擬二次元系でモデル化し液膜の蒸発を数値シミュレーションを用いて解析した。熱流束を制御した場合の液膜の蒸発の様子を壁の濡れ確率を用いて評価し、その振る舞いを通してモデル中の液膜の蒸発の様子を評価した。

## 1 はじめに

空調などの熱交換器においては、熱交換器の管内を流れる媒質の蒸発に伴う潜熱を利用して効率的に熱の交換を行なっている。本研究では熱交換器の中でも冷却器に限定して考える。熱交換器の管内では冷媒の蒸発が進んでいく過程で、液相单相流から気相单相流に変わっていく。その間には二相流の状態を経る。このとき、スラグ流、環状噴霧流、噴霧流の順に変化していく。冷却管の熱伝達率は、管壁に液膜が形成される環状噴霧流において最大となるが、管壁の液膜が消失した噴霧流に変わるところで不連続に小さくなる。この管壁の液膜が消失することをドライアウトとよび、液膜が消失する点のことをドライアウトポイントと呼ぶ。

熱交換器の制御の観点から、冷媒のドライアウトポイントを予測することは重要である。また、コストの観点からは数値シミュレーションによりドライアウトポイントを予測することが望まれている。このようなドライアウトポイントの数値予測の研究は、空調とは規模が異なるが原子力発電所の冷却器の系でも研究がある [1, 2]。本研究は、外部からの熱流束と液膜と水蒸気で構成されるシンプルで計算コストの低い擬二次元のモデルを用いて環状噴霧流の蒸発の様子を数値シミュレーションにより評価することを目的とした。

## 2 擬二次元系の熱交換器モデル

### 2.1 系

本研究では単純化したモデルとして、厚さ方向に格子が1つしかない擬二次元の系を用いる。図1のような直方体の系を水蒸気が流れており、側面に液膜が形成されていてその外側から熱が流入しているような系を考える。水蒸気については乱流モデルを数値的に解き、側面の格子状で1次元の薄い液膜について輸送方程式を解く。この水蒸気と液膜の二つのモデルを組み合わせて蒸発のシミュレーションを行う。実際のシミュレーションはOpenFOAM[4]を用いて実装を行なった。水蒸気の流れる領域のサイズはx軸方向の幅を10cm、y軸方向の長さを50cm、z軸方向の厚さを0.1cmとし、x軸方向の格子を50個、y軸方向の格子を800個、z軸方向の格子を1個とした。そして、図1のようにx軸方向の外側に液膜の状態を計算するための格子を1つずつ加えた。

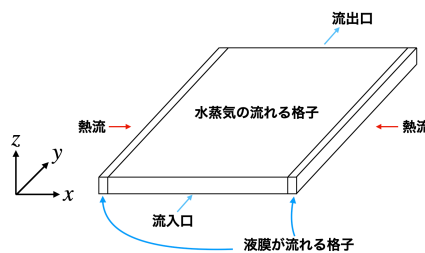


図 1: 擬二次元の系

<sup>1</sup>r-nakanishi318@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

## 2.2 乱流モデル

水蒸気のダイナミクスは以下の輸送方程式で記述される [3]。ただし、 $\rho$  : 密度、 $\vec{u}$  : 速度ベクトル、 $p$  : 圧力、 $h$  : エンタルピー、 $\mu$  : 動的粘性、 $\tau$  : レイノルズ応力テンソル、 $\sigma_h$  : プラントル数、 $S$  : ソース項である。物性パラメータは OpenFOAM 中の H<sub>2</sub>O の物性値を使用した。ソース項は水蒸気と液膜との間の相互作用を表す。水蒸気は圧縮性の理想気体であり、 $h, \rho, u$  が独立変数になっている。(1) 式は質量、(2) 式は運動量、(3) 式はエネルギーの保存を表している。(2) 式の乱流モデルは Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) 方程式である。ただし (2) 式において、添字  $i, j$  は  $x, y, z$  を表し、アインシュタインの縮約記法を用いている。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = S_C \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + S_p \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} h) = \frac{\mu}{\sigma_h} \nabla \cdot \nabla h + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (3)$$

## 2.3 液膜のモデル

液膜は水蒸気が存在する格子に隣接する外側の格子点上に存在する。(4) 式のように、液膜の物理量について厚さ方向には平均を取ること、管壁に対して垂直方向の自由度をなくす。ここで、図 2 のように  $\delta$  は液膜の厚さを表し、 $\bar{\varphi}$  は液膜の持つ物理量を表す。

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{\delta} \int_0^\delta \varphi dy \quad (4)$$

液膜のダイナミクスは以下の輸送方程式に従って時間発展する。(5) 式は質量、(6) 式は運動量、(7) 式はエネルギーの保存を表している。液膜は圧縮性で状態方程式を満たし、 $h, \delta, u$  が独立変数になっている。 $p$  は気体との釣り合いで決まる。ただし (6) 式において、添字  $i, j$  は管壁に平行な軸  $y, z$  を表し、アインシュタインの縮約記法を用いている。また、 $\nabla_s$  は管壁に平行な面内での空間微分を表す。

$$\frac{\partial (\rho \delta)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho \delta \vec{u}) = S_\delta \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\rho \delta u_i)}{\partial t} + u_j \left( \frac{\partial \rho \delta u_i}{\partial x_j} \right) = - \delta \frac{\partial p}{\partial x_i} + S_u \quad (6)$$

$$\frac{\partial (\rho \delta h)}{\partial t} + \nabla_s \cdot (\rho \delta h \vec{u}) = S_h \quad (7)$$

臨界厚さを 0.5 mm として、臨界厚さを上回る場所を液膜が存在する点とみなす。ソース項を用いて水蒸気との相互作用の効果を取り入れる。

液膜の端点では表面張力により接触角に応じた力を受ける。ただし図 2 のように接触角を  $\theta$  とし、

$$\theta \sim N(\mu = 75^\circ, \sigma^2 = 100^\circ)$$

のようにガウス分布に従うとした。また、 $50^\circ < \theta < 100^\circ$  の範囲の値しか取らないものとした。

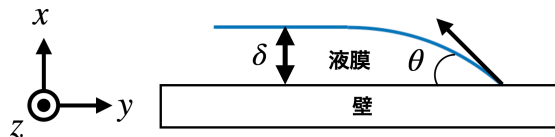


図 2: 液膜の厚さと接触角

## 2.4 境界条件

まず水蒸気の速度  $\vec{u}$  の境界条件は、流入口で  $\vec{u} = (0, 0.1, 0)$ 、流出口で微分がゼロ、液膜との境界は滑りなしとした。次に水蒸気の温度  $T$  の境界条件は、流入口で 300 K、流出口で微分がゼロ、液膜との境界は熱流束が一定とした。液膜の速度  $u$  の境界条件は、流入口で一定値  $\vec{u} = (0, 0.2, 0)$ 、流出口で微分がゼロ、水蒸気との境界と外側の側面は滑りありとした。次に液膜の温度  $T$  の境界条件は、流入口で一定値、流出口で微分がゼロ、水蒸気との境界は微分ゼロ、外側の側面は温度一定 373K とした。液膜と水蒸気の境界で圧力は釣り合っていることを仮定した。

## 3 結果と考察

表面張力の効果を入れない場合、数値が発散して計算が不安定化する。一方、液膜の端からの表面張力の寄与を入れると計算が安定する。シミュレーション初期は不安定だが、シミュレーション後半で上流に液滴が形成される。解析は後半のデータを用いて行う ( $13 < t < 20$ )。系の時間発展を観察すると、上流に液膜が形成されるが上流の液膜が成長すると一定の間隔で分裂して下流に流れていく過程が観察された。

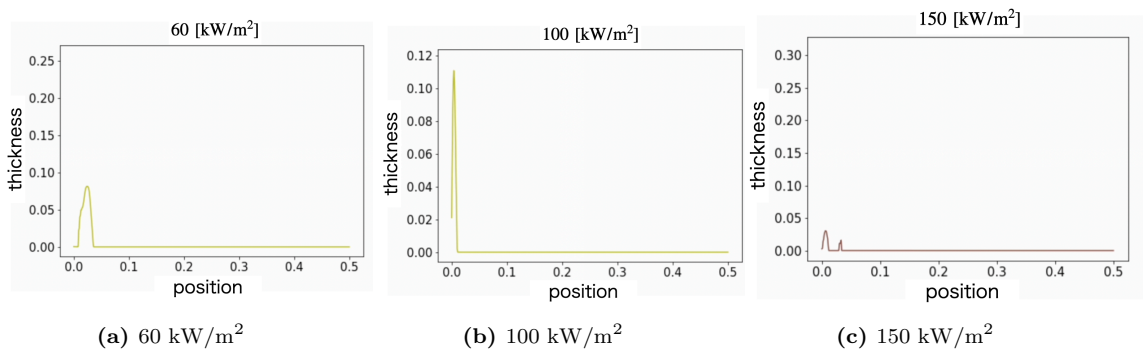


図 3:  $t = 20$  での液膜の厚さの位置依存性. 縦軸は液膜の厚さ、横軸は流入口を原点とした時の側面上の位置を示す。

### 3.1 壁の濡れ確率の位置依存性

液膜の形成される位置が時間に依存してダイナミックに変動している様子が観測された。そこで時間に依存しない性質として、側面の各位置で全時間のうち濡れている時間の割合を解析した。その結果、熱流束を大きくしていくと側面の液膜の蒸発が早まってより濡れている場所が上流に偏ることが分かった (図 4)。一方で、形成された液滴を形成して流入口だけでなく、その下流にも複数存在する場所が確認された。これを反映して図 4 の濡れ確率は側面の座標に対して非単調に振る舞っており、下流にもピークが現れている。

### 3.2 濡れ確率の熱流束への依存性

本研究では壁の濡れ確率を用いて液膜が蒸発する様子を解析した。境界条件を変更して熱流束を大きくすると、図 4 のように液膜が乾く位置が上流に移動する様子が観測されたが、これを特徴付ける量として濡れ確率が閾値を上回る最も下流の点の座標を解析した。濡れ確率の閾値を 0.6 とすると図 5a のように熱流束に対して座標が単調に上流に移動する振る舞いが見えた。一方閾値を 0.2 とすると、図 5b のように座標は非単調な振る舞いを示した。これは下流に存在する液滴の座標を反映しているからだと考えられる。

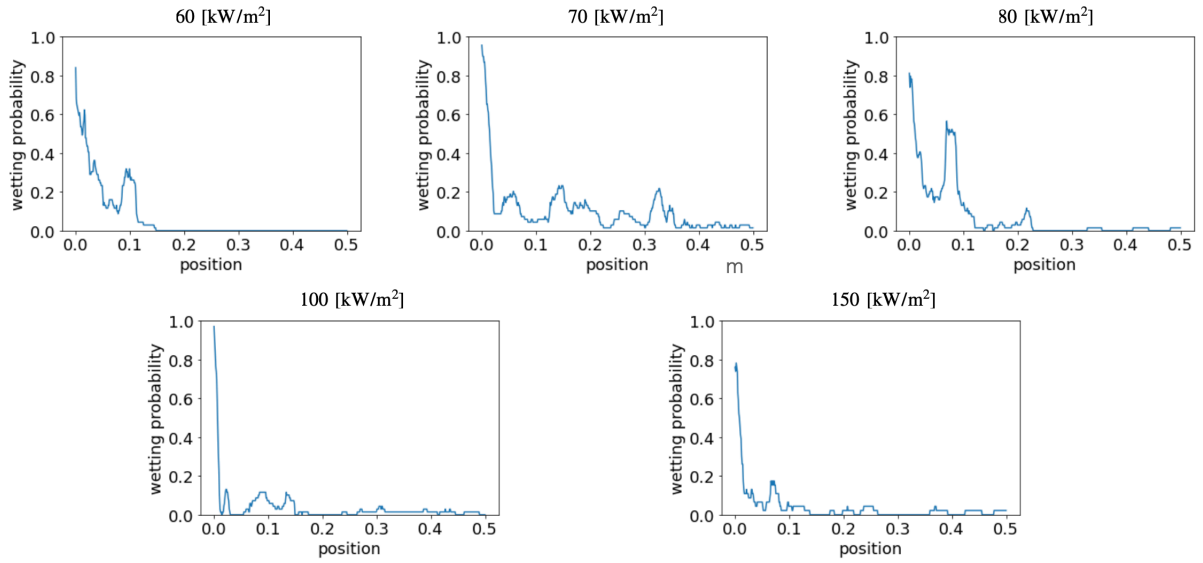


図 4: 壁の濡れ確率の位置依存性

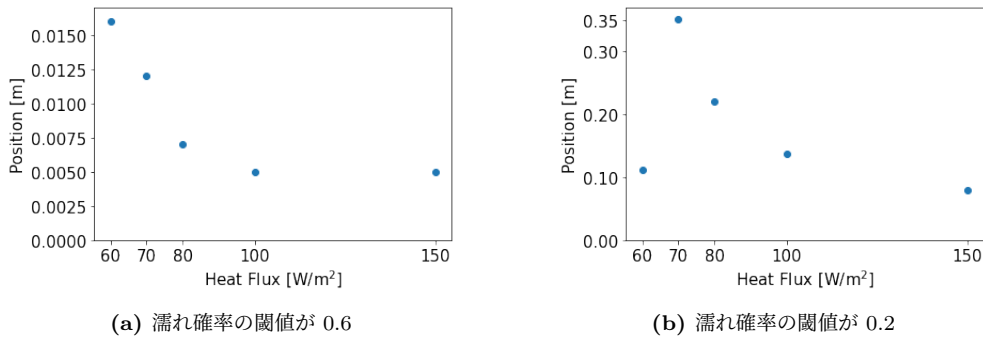


図 5: 濡れ確率が閾値を上回る最も下流の点の位置. 縦軸は流入口を原点とした時の側面上の座標、横軸は側面からの熱流束を示す。

## 4 結論

本研究では、熱交換器の液膜の蒸発のシミュレーションを擬二次元系のモデルを用いて行なった。先行研究 [1, 2] で用いられている液膜のモデルと乱流のモデルを組み合わせたシミュレーションを、擬二次元系において単純化したモデルで実装し、表面張力による影響や液膜の蒸発の熱流束依存性をみた。表面張力を考慮しない場合、数値が不安定化し計算が不安定化した。表面張力を考慮した場合、流入口付近に液滴が形成された。液滴は分裂をして壁上を動いていたが、壁の濡れ確率を評価して液膜の分布を評価した。境界条件を変更して壁からの熱流束を大きくすると流入口に局在化する傾向が見られた。今後の課題として、液膜の端以外の部分にも表面張力の効果を入れることが考えられる。

## 5 謝辞

本研究は WINGS-FMSP の助成を受けて行われました。また、研究の過程で議論をして頂いたダイキン工業株式会社の尾崎隆浩様、高根沢悟様、Badhan Pragnun 様、平松遼太様、布川賢一様、横瀬清識様、東京大学の儀我義一先生、間瀬崇史先生、上田祐暉先生、許本源先生、同学生の植田健人様にこの場を借りて感謝致します。

## 参考文献

- [1] H. Anglart, H. Li, and G. Niewinski. Mechanistic modelling of dryout and post-dryout heat transfer. *Energy*, 161:352–360, 2018.
- [2] H. Li and H. Anglart. Prediction of dryout and post-dryout heat transfer using a two-phase cfd model. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 99:839–850, 2016.
- [3] E. Ljungskog. Description of reactingparcelfilmfoam. *Proceedings of CFD with OpenSource Software*.
- [4] OpenCFD. *OpenFOAM - The Open Source CFD Toolbox - User's Guide*. OpenCFD Ltd., 2022.