

論 文

さめ肌形状を模擬した氷板融解面近傍の流れ場の観察

小松 喜美^{1)*}, 菅原 征洋²⁾, 田 子 真¹⁾

要 旨

氷板が二成分系水溶液中で上面から融解する場合、平滑であった融解面に、融解開始直後から「さめ肌」と呼ばれる非常に細かな凹凸形状が発生する。このさめ肌が氷板の融解を促進することはよく知られた事実であるが、その融解促進メカニズムだけでなく、さめ肌近傍の流れ場でさえ、よく把握できていない。本研究はさめ肌形状を模擬した氷板の融解面近傍における水溶液の速度分布や濃度分布を PIV 法やシャドウグラフ法によって可視化観察し、融解面形状と流れ場・濃度場の関連性を考察した。その結果、濃度の違いによる密度差に基づく浮力によって融解面の凸部分に集束した流れが上昇流となり、凹部中央には高濃度の下降流が流れ込んでいることが確認できた。このような流れ場の構造によって、融解面近傍の濃度勾配が局所的に変化し、融解面の形状が、凹凸形状を維持できることが分かった。

キーワード：融解，物質移動，熱移動，二成分系水溶液，さめ肌

Key words: melting, mass transfer, heat transfer, binary aqueous solution, sharkskin

1. 緒言

二成分系の低凝固点水溶液中における氷板の融解現象は、直接的には海水中の氷の融解、道路の融雪、潜熱を利用した蓄熱装置など、環境や工学の分野でよく見られる現象である。この種の氷板融解問題における水溶液内流れ場は温度および濃度の違いによる密度差に基づく 2 つの浮力が共存した二重拡散対流となるため、その応用例は広く重要な現象である。例えば、マンツルの流動などに関連した地球物理学、主に二成分の合金の精製などに関連した冶金学、また多成分の液体や組織からなる生物細胞の冷凍保存などへの応用にもつながるため、二重拡散対流に関連した、以下に示すような多くの基礎的な研究例がみられる。

Sammakia and Gebhart (1983) は塩水中における垂直氷板の融解問題に対して、水溶液初期濃度・

初期温度をパラメータとした実験を行い、水溶液内流れ場を詳細に観察している。Beckermann and Viskanta (1988) は塩化アンモニウム水溶液中での垂直氷板融解による二重拡散対流を実験的・数値解析的に検討し、流れ場の定性的な比較や融解面温度・濃度の定量的な比較を行なっている。Schutz and Beer (1992) は矩形容器内に満たされた純水中と比較的低濃度の塩水中における垂直氷板の融解に関する実験的・数値解析的研究を行い、密度逆転域を含んだ流れ場と局所ヌッセルト数の関連性などについて検討を行なっている。Sugawara *et al.* (2003) は塩化カルシウム水溶液と垂直氷板に初期温度差が無い状態から濃度差支配で融解が開始する問題について、実験的・数値解析的研究を行い、氷板融解量などを定量比較している。Mergui *et al.* (2002) は炭酸ナトリウム水溶液中で垂直氷板を融解する問題で、濃度差浮力と温度差浮力の比などをパラメータとした系統的な実験と数値解析を行い、融解面移動速度や融解水が溜まる上部安定層厚さの時間変化などを無次元数によって整理している。このように垂直氷

1) 秋田大学大学院工学資源学研究科

〒010-8502 秋田市手形学園町 1-1

* 連絡先

2) 秋田大学大学院工学資源学研究科付属鉱業博物館

〒010-8502 秋田市手形大沢 28-2

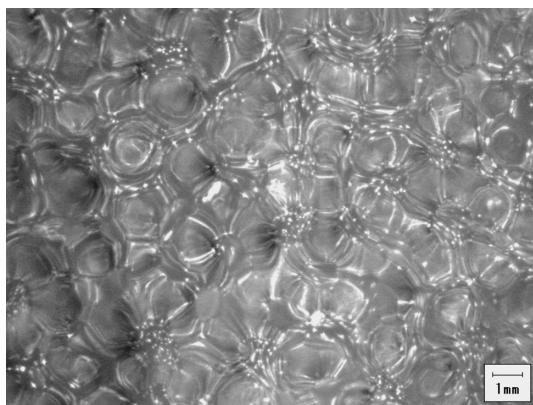


図 1 初期濃度 0.2 kg kg^{-1} の塩化カルシウム水溶液中で上面から 600 秒間融解した氷板の融解面に現れたさめ肌形状

板融解系に関する報告は多岐に渡り、さまざまな角度から検討されている。

一方、水平氷板が二成分系水溶液中で上面から融解する場合には、初期状態に平滑であった融解面に、次第にさめ肌と呼ばれる凹凸形状が現れることが分かっている (Sugawara and Irvine, 2000)。

図 1 は初期濃度 0.2 kg kg^{-1} の塩化カルシウム水溶液中で 600 秒間融解した氷板に現れたさめ肌を、上方より撮影したものである。図 1 のように、さめ肌は直径にしておよそ 1 mm 程度の主に蜂の巣状の無数の凹凸形状が融解面全体に形成されたものであり、その凹凸ひとつひとつの大きさが融解系のサイズに依らないことも特徴である。

Sugawara *et al.* (2005) の報告によれば、水平氷板の上面融解での融解量は垂直氷板でのそれに対し、およそ 1.8 倍もの融解量になり、このさめ肌現象が、かなり大きな融解促進効果をもつことを報告している。しかし、このさめ肌の発生・持続原因やさめ肌による融解促進メカニズムの詳細については不明な点が多く研究例も少ない。Sugawara *et al.* (2007) はさめ肌の形状変化と流れ場についての観察結果のなかで、さめ肌は直径にして 1 mm 程度の大きさまで成長した後は、その大きさや位置をほぼ保ったままで融解が進行することや、さめ肌形状と流れ場に強い関連性があることを指摘している。ただし、流れ場の詳細構造やさめ肌形状と流れ場の関連性の時間変化を継続的に

捉えることができていないため、これに対する詳細な検討が必要である。

これまで、さめ肌近傍の流れ場の詳細構造を継続的に捉えることが困難であったことの主因は、さめ肌の凹凸形状の発生する位置があらかじめ定まらないことやその形状が小さ過ぎることにある。したがって、融解面初期形状を平滑面ではなく、人工的にさめ肌を模擬した形状に成形し、それを初期形状として融解実験を行なうことは、上記問題点を解決するひとつの方法として都合が良いと考える。本研究は二成分系水溶液中で、さめ肌を模擬した氷板が上面から融解する場合の融解面近傍の流れ場とその時間変化を解明することで、継続的に捉えることが困難なさめ肌近傍の流れ場構造を理解しようとするものである。本来は平滑面に自発的に形成されるさめ肌形状を、人工的に模擬形状として予め与えた場合の流れ場を観察することはさめ肌そのものの流れ場を観察していることと完全に同義ではないが、まずはこの種の研究に関する端緒を得るために、本研究では、さめ肌を模擬した形状を研究対象としている。

2. 実験

2.1 さめ肌の模擬形状とその成形方法

さめ肌を模擬した氷板形状としては図 2 に示すような x - y 面内の波形が奥行き (z) 方向に一様に続く二次元的な波形を採用した。純水の表面をある程度の精度で安定して成形することは容易ではないが、波形は以下に述べるような方法で比較的安定した形状で成形することができる。氷板融解面に成形する波形は金属パイプを並べたものを室温にて予熱したのち、平滑な氷表面に押し当てて、氷表面を融解しながら成形する。金属パイプの直径を変更することで、波形のピッチ p が変更でき、これに伴って、凹凸間距離 A が決まる。氷板の底面から凸部分までの厚さ δ は、押し当て量によって調整できる。波形のピッチを実際のさめ肌の大きさに近い 1 mm 程度にすると、規則的な波形を再現性良く成形することが困難であったため 1 mm よりもある程度大きくする必要がある。

また、可視化用のレーザ光を 1 mm 程度の凹凸のある氷面に反射しないように設置することはかなりの困難を極めるため、この反射を抑制すると

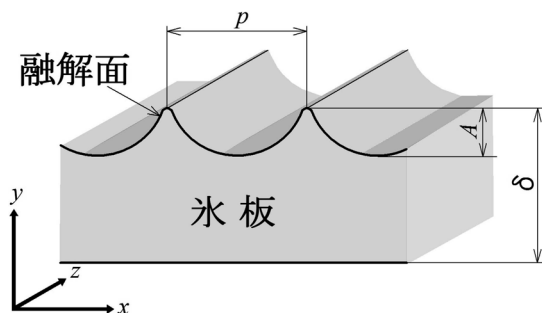


図 2 融解面の初期形状. p は波形のピッチ, A は波形の振幅, δ は氷板の厚みを示す. 単位は mm.

いう意味からも, できる限りピッチを大きくすることが望ましい. しかしながら, そのピッチの大きさとさめ肌現象との相関に, ある閾値が存在することは十分に予想され, 本研究では実験するうえで再現可能な最小ピッチとして $p=3.5$ mm を設定し, その倍の大きさの $p=7$ mm でも比較実験を行なった. 具体的な形状としては, $p=3.5$ mm の場合は δ が $8.0\sim 8.5$ mm 程度になるように調整し, A は $0.7\sim 0.9$ mm になった. また同様に, $p=7$ mm の場合も δ が $8.0\sim 8.5$ mm 程度になるように調整し, A は $1.9\sim 2.2$ mm となった.

2.2 実験装置と手順

図 3 に本研究で用いた実験装置の概要を示す. 実験装置は可視化を考え透明なアクリル板で作製した. 可視化正面とレーザー光を入射する上面以外は厚さ 20 mm のスタイロフォームで囲い, 周囲温度の影響を軽減した. 氷板の幅は $LX=35$ mm であり, 融解面には $p=3.5$ mm の場合には 10 個, $p=7$ mm の場合には 5 個の波形が成形される. 二成分系の低凝固点水溶液には塩化カルシウム水溶液を使用し, 水溶液層の高さは水溶液層と氷板を足合わせた高さが 20 mm になるようにした. また, 奥行きは 50 mm として, ある程度の大きさを持つことで融解系の熱容量を大きくして周囲温度の影響を緩和した.

実験は初期温度 -5°C に調整された低恒温室内で行った. 実験容器内にスタイロフォームおよびアクリル製の成形枠内で表面を波形に成形された氷板を設置し, $T_{\text{Si}}=-5^{\circ}\text{C}$ になったことを確認したら, 初期濃度 $C_i=0.2\text{ kg kg}^{-1}$, 初期温度 $T_{\text{Li}}=-5^{\circ}\text{C}$ に調整された塩化カルシウム水溶液を適当な高さの水溶液槽から流し込んで実験を開始す

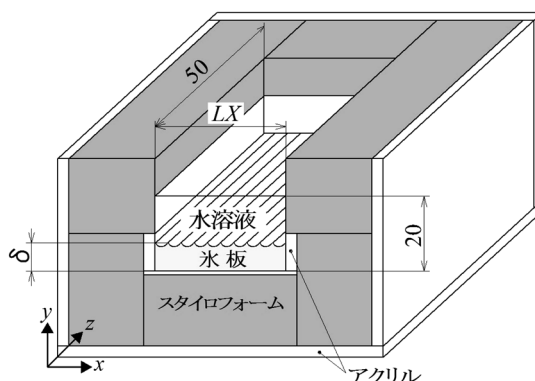


図 3 実験装置の略図. 周囲温度の影響を低減するために, スタイロフォームを用いている. 単位は mm.

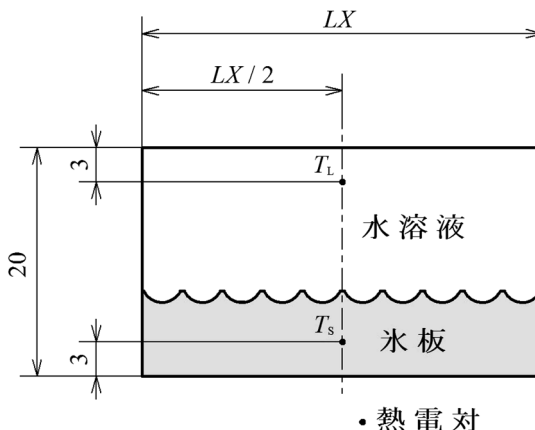


図 4 温度測定用の熱電対の位置. 熱電対はクロメルアルメル熱電対を使用し, T_L は水溶液温度, T_s は氷板温度を示す. 単位は mm.

る. なお, 融解時間 t は最大で 900 秒である. 融解実験中の氷板温度 T_s , 水溶液温度 T_L はクロメルアルメル熱電対によって図 4 の位置で, 奥行き方向中心断面 $z=25$ mm に設置して測定した. 流れ場は PIV (Particle Image Velocimetry) 法 (可視化情報学会編, 2002) を用いて可視化する. 水溶液には予め直径 $8\sim 10\mu\text{m}$ 程度の樹脂系のトレーサ粒子を混入しておく. 上方より照射されたレーザー光に反射した粒子の動きは画像入力ソフトウェア nexusIG によりパソコンに取り込む. 画像の取り込み速度は 1 秒間につき, 30 フレームである. 取り込んだ画像から相互相関法 (可視化情報学会編, 2002) を用いた流体解析ソフト nexus-PIV Expert 2000 により流速の演算を行った. 以

後, 本文中における速度ベクトルとは 1/30 秒間でのトレーサ粒子移動量から算出した瞬時の速度ベクトルである。

また, 水溶液の濃度によって光の屈折率が異なることからシャドウグラフ法(流れの可視化学会編, 1986)を使用して, 濃度分布の概略を可視化する。このときは別途, 背面スタイロフォーム部分がない実験装置を使用し, 背面側から可視光を当てて撮影した。

3. 融解の概念

前章の実験手順の説明にあるように, 本実験は塩化カルシウム水溶液と氷板に初期温度差がない状態から, 濃度差支配で融解が始まる問題を取り扱う。これはさめ肌を模擬した波形融解面が, 溶液の投入時などで生じる初期の外乱で融解してしまうことをできるかぎり防止するためである。まず, 詳細な融解挙動を説明する前に濃度差支配融解の概念を, 平衡状態図を用いて説明する。

図 5 は, 塩化カルシウム水溶液の相平衡状態図(Carrier Air Conditioning Company, 1965)である。いま, 実験の初期条件と同じく, 初期温度 $T_{Si} = -5^{\circ}\text{C}$ の氷板が, 初期温度 $T_{Li} = -5^{\circ}\text{C}$, 初期濃度 $C_i = 0.2 \text{ kg kg}^{-1}$ の塩化カルシウム水溶液中で融解する場合を考える。固液界面である融解面では水溶液は温度と濃度の局所平衡状態が保たれる。つまり, 水溶液が融解面に触れる融解開始時

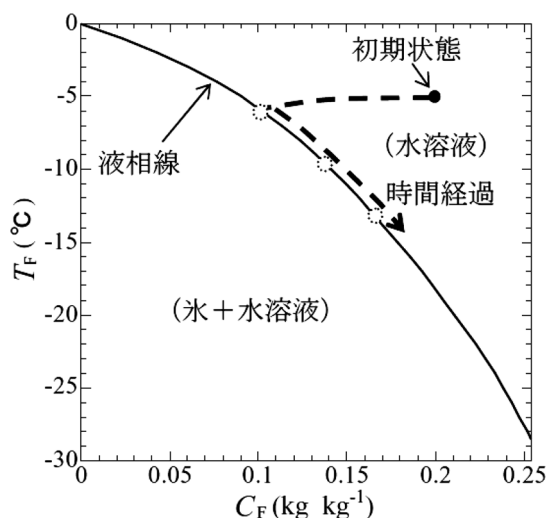


図 5 塩化カルシウム水溶液の相平衡状態図と融解の概念図

に, 融解面濃度 C_F は初期温度 -5°C 付近での平衡濃度 $C_F = 0.09 \text{ kg kg}^{-1}$ 付近になる。すると, 融解面平衡濃度と融解面近傍の水溶液濃度との濃度勾配に応じて, フィックの法則(甲藤, 1964)で支配される物質流束分だけ氷板が融解すると考えることができる。氷板が融解するとき, 周囲から融解の潜熱を吸収するため, 融解面平衡温度 T_F が低下し, それに応じて平衡濃度 C_F が増加する。そして, 融解水の付加によって低下する水溶液濃度と融解面濃度の差が小さくなって次第に融解が抑制されていく。このように, 氷板融解量と融解面の温度および濃度はそれぞれが互いに影響を与え, 複雑に関係していることが水溶液中の氷板融解の特徴である。

4. 結果と考察

4.1 融解面の形状変化

まず, 融解面に成形した波形形状の発達の様子がさめ肌発達の様子を模擬できているかを判断する必要がある。そのために, 予め成形した人工的な波形のピッチと融解によって自然に形成される凹凸形状のピッチとの関連性について検討する。

図 6 は $p = 7 \text{ mm}$ のときの (a) 融解実験前の x - y 平面での融解面と (b) 融解時間 $t = 900$ 秒での x - z 平面での融解面を示したものである。実験後の融解面を観察すると, 全体的には初期の波形とほぼ同じピッチの波形を確認することができるが, しかし, 凹部分を詳細に観察すると z 方向にピッチ 1 mm 程度のたくさんの凹凸が現れているのみならず, 1 つの凹面領域内にも x 方向に $2 \sim 3$ 個の小さな凹凸が確認できる。このような微細な凹凸の出現は融解面上の融解速度が局所的に異なることを意味し, また融解面近傍の微細な流れが, 初期の波形形状に制約されないで, 自由に現れていることを示唆している。したがって, 融解面に予め成形した人工的な波形のピッチと融解中の流れ場によって自然に形成される凹凸形状のピッチに $1:1$ の関係がなく, 予め成形した波形融解面発達の様子とさめ肌発達の様子は, その構造が異なるものといえる。

図 7 は $p = 3.5 \text{ mm}$ のときの (a) 融解実験前の x - y 平面での融解面と (b) 融解時間 $t = 900$ 秒での x - z 平面での融解面を示し, (c) は (b) を拡大撮

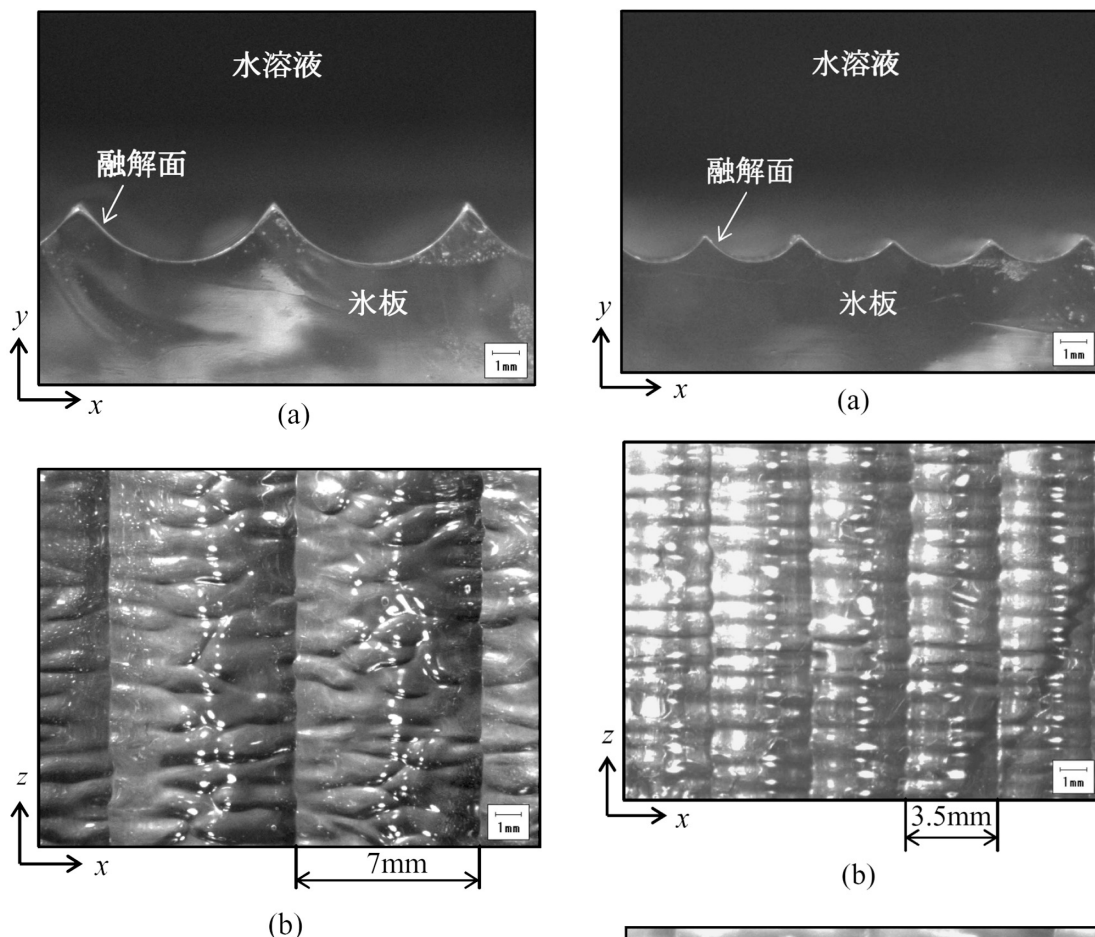


図 6 $p=7$ mm のときの融解面の形状. (a) は融解前の x - y 面形状, (b) は融解時間 $t=900$ 秒の x - z 面形状を示す.

影したものである. 融解時間内に波形凸部分は 2.5mm 程度融解していたが (b), (c) の実験後の融解面を観察すれば, x 方向には初期の波形と同様のピッチの波形を確認することができる. また, $p=7$ mm の場合 (図 6 (b)) とは異なり, 波形ピッチ内に不規則な複数の凹凸が存在せず, また, z 方向にはおよそ 1mm 前後の大きさをもつ凹凸形状が規則的に続いていることが確認できる. したがって, $p=3.5$ mm の場合は, 融解面に予め成形した人工的な波形のピッチと流れ場によって自然に形成される凹凸形状のピッチが 1:1 に関係しており, さめ肌を模擬した波形融解面発達の様子を観察することで, 間接的にさめ肌発達の様子を知ることができるといえる.

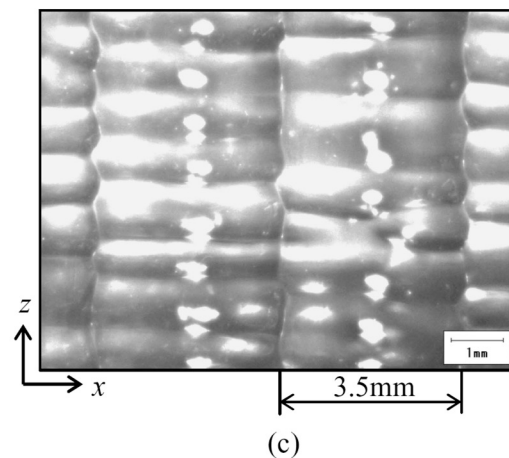


図 7 $p=3.5$ mm のときの融解面の形状. (a) は融解前の x - y 面形状, (b) は融解時間 $t=900$ 秒の x - z 面形状, (c) は融解時間 $t=900$ 秒の x - z 面形状の拡大図を示す.

ここで、予め人工的に成形した波形のピッチによって、融解面に自然に形成される凹凸形状に違いが生じる理由について、融解面近傍に生じる不安定層の限界厚さから考察してみる。純水中で氷板を上から温度差によって融解する問題についての報告(菅原ら, 1974)によれば、純水が4°Cで最大密度をもつことによって対流が発生し始めるクリーピング域での融解面には多くの六角形状の凹凸形状が現れ、その凹凸形状ひとつの大きさは直径にして約20~40mm程度である。本研究の融解面に形成される1mm程度または3.5mm程度の凹凸形状は、これにくらべてかなり小さい規模である。純水中の融解の場合はSeki *et al.* (1977)によると自由液表面の熱伝達(ビオ数)や表面張力(マランゴニ数)の影響がないとすれば、温度差対流発生時の限界レーレー数は $Ra_T \approx 500$ であると報告されている。ここで温度レーレー数は

$$Ra_T = \frac{g|\beta_T(T_r - T_F)|h_T^3}{\nu\alpha} \quad (1)$$

のように定義され、 g は重力加速度、 β_T は温度体膨張係数、 T_r は基準温度、 T_F は融解面温度、 ν は動粘性係数、 α は温度伝導率、 h_T は温度差による不安定層の限界厚さである。これらから、純水における最大密度を考慮して4°C(つまり Ra_T において、 $T_F=0^\circ\text{C}$, $T_r=4^\circ\text{C}$)の不安定層の限界厚さを計算すると $h_T \approx 4\text{mm}$ 程度と推定できる(純水の物性値は関(1988)の値を用いた)。

これに対して、水溶液中の氷板融解の場合も濃度レーレー数 $Ra_C \approx 500$ で濃度差対流が発生すると仮定して、不安定層の限界厚さを計算する。ただし、今回のような高濃度の水溶液では水のような最大密度となる温度域は存在しない。ここで濃度レーレー数は

$$Ra_C = \frac{g|\beta_C(C_r - C_F)|h_C^3}{\nu D} \quad (2)$$

のように定義され、 β_C は濃度体膨張係数、 C_r は基準濃度、 C_F は融解面濃度、 D は物質拡散係数、 h_C は濃度差による不安定層の限界厚さである。つまり、濃度レーレー数は濃度の違いによる密度差に

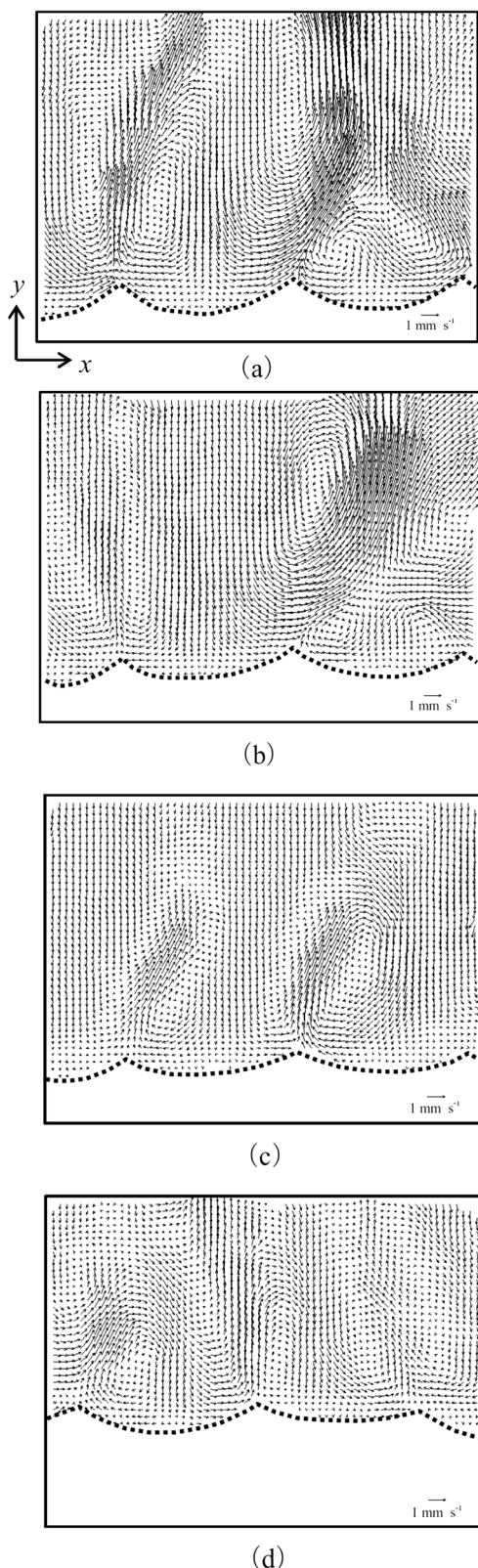
基づく浮力の大きさと粘性力の大きさの比を表わす無次元量である。簡単のために融解面温度は初期温度のままで $T_F = -5^\circ\text{C}$ とし、融解面の温度と濃度が局所平衡にあることから、塩化カルシウム水溶液の平衡温度と平衡濃度の関係(図5)を使用し、 $T_F = -5^\circ\text{C}$ から水平に伸ばした線と液相線の交点を読み取れば $C_F \approx 0.09\text{ kg kg}^{-1}$ となる。融解開始直後に濃度差対流が発生するので基準濃度 C_r に初期濃度 $C_i = 0.2\text{ kg kg}^{-1}$ を用いて計算すれば、 $h_C \approx 0.08\text{ mm}$ 程度と推定できる(水溶液の物性値はSugawara *et al.* (2003)の値を用いた)。純水中での温度不安定層の限界厚さ $h_T \approx 4\text{ mm}$ に比べて、水溶液中での濃度不安定層の限界厚さが、 $h_C \approx 0.08\text{ mm}$ のように小さい値になるのは、純水での温度差浮力に係る項; $\beta_T(T_r - T_F)$ に対して、水溶液での濃度差浮力に係る項; $\beta_C(C_r - C_F)$ が約420倍もの大きさであり、しかも水溶液の温度拡散速度が濃度拡散速度と比べて大変大きい、つまりルイス数(a/D)が約490なる大きな値をもつためであると考え、この限界厚さ h_C が融解面近傍に発生する対流セルのサイズに大きな影響を及ぼすものと推定できる。

結果的に本研究のような濃度差による融解は極めて小さな対流セルを生じさせる。したがって、この不安定層の厚み h_C に起因する対流セルの大きさと予め成形した波形のピッチ p の大きさがある程度同じときには、対流セルが波形によって横長に変形させられながらも、融解面に図7(b), (c)のような $x-z$ 面内で横長の凹凸形状を形成するものと思われ、流れ場の本質的構造はさめ肌周りの流れ場と類似しているといえる。逆に、大きく異なる場合には、初期の波形形状に依らない流れ場となり、図6(b)のような融解面形状になり、人工的な波形形状の発達の様子とさめ肌形状の発達の様子に類似性は認められない。

4.2 融解面近傍の流れ場の様子

前節の考察から融解面発達の様子とさめ肌発達の様子を模擬していると判断できるのは、 $p=3.5\text{ mm}$ の場合であるため、以後の観察はこのピッチに対して行なった。

図8はPIV法(可視化情報学会編, 2002)によって測定した、 $p=3.5\text{ mm}$ の場合の融解面近傍での速度ベクトルであり、それぞれ(a)融解時間



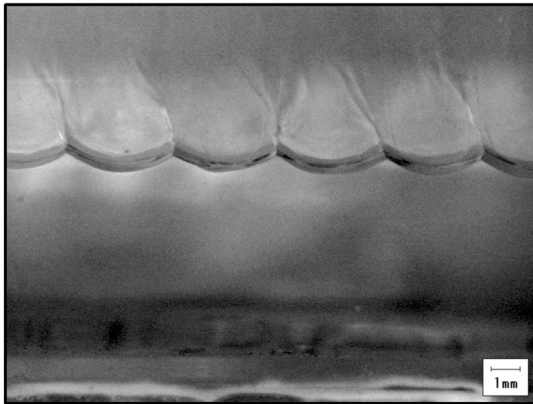
$t=180$ 秒, (b) 融解時間 $t=300$ 秒, (c) 融解時間 $t=600$ 秒, (d) 融解時間 $t=900$ 秒での結果である. 図中の破線は融解面を示す. ただし, 融解が進展すると, 界面がカメラの視野から外れる可能性があるためにカメラの位置を適宜調整し, 下げている. そのため (d) は (a) から (c) にくらべて融解面の位置が上昇しているように見えている.

図 8 (a) 融解時間 $t=180$ 秒のときは, 凸部分に集束した流れが速い上昇流になり, 凹部分には遅い下降流が流れ込んでいる様子を確認することができ, 融解面ごく近傍で下降流が上昇流に転じている様子をはっきりと確認できる. また, 左側 2 つの凸部分の上昇流がかなり上方まで到達していることから判断して, この時点での対流セルは x - y 面内でかなり縦長に形成され, 自然対流下ではかなり特異といえる流れ場を形成していると思われる. 凸部分近傍の水溶液は氷板融解時の潜熱の吸収により低温度であるが, 同時に凹部分の融解水が運ばれるために, 周囲の濃度よりも低濃度であると思われる. つまり, 水平方向に濃度勾配が現れ, 負の温度差浮力よりも優勢な濃度差浮力によって凸部で低濃度の上昇流が発生し, 凹部には高濃度の下降流が生じるのである.

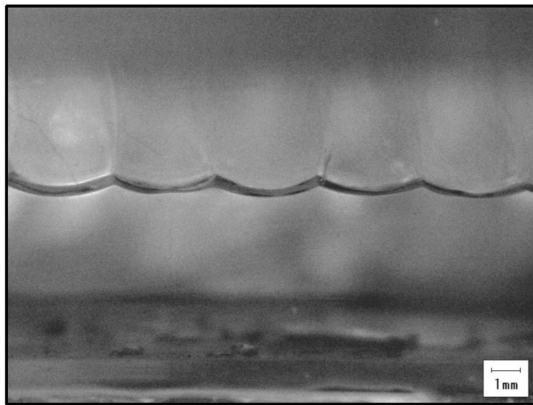
ここで, 図 9 (a) 融解時間 $t=120$ 秒でのシャドウグラフ法による濃度分布に注目すると, すべての凸部分から, ほぼ真上に伸びる低濃度領域が確認でき, これが PIV 結果の上昇流領域に対応する. したがって, 融解面近傍の流れ場を支配する駆動力は主に濃度差浮力であるといえる. このように, PIV 結果とシャドウグラフ結果により, さめ肌を模擬した凹凸状融解面近傍の流れ場の詳細構造を知ることができた. つぎに, この流れ場の時間変化と凹凸形状変化の関連性について考察していく.

図 8 (b) 融解時間 $t=300$ 秒では下降流が比較的大きな領域で確認でき, 左側凸部分の上昇流を押し潰している. その分, 真中の凸部分から生じている上昇流の領域も大きい. 図 9 (a) の凸部か

図 8 融解面近傍の水溶液の速度ベクトル. (a) は融解時間 $t=180$ 秒, (b) は融解時間 $t=300$ 秒, (c) は融解時間 $t=600$ 秒, (d) は融解時間 $t=900$ 秒の速度ベクトルを示す.



(a)



(b)

図 9 融解面近傍のシャドウグラフ結果. (a) は融解時間 $t = 120$ 秒, (b) は融解時間 $t = 900$ 秒の結果を示す.

らの上昇流は, その大きな浮力により水溶液層上部に低温度の低濃度層を形成し, その層は融解の進行とともに厚く発達していくものと思われる. 図 8 (b) において上昇流が下降流に転じている部分が確認できるのは, この低濃度・低温度層によって, 対流セルが y 方向に押し潰されているためと考える. このような挙動は図 8 (c) 融解時間 $t = 600$ 秒にみられるように時間が経過するにつれ, 顕著になっていく. このように融解の進行とともに低濃度層が発達し, 流れ場に影響を及ぼすようになる.

図 8 (d) 融解時間 $t = 900$ 秒では上昇流の大きさは, より小さくなっており, 融解面付近の流れもかなり混沌としているといえる. 濃度差浮力と

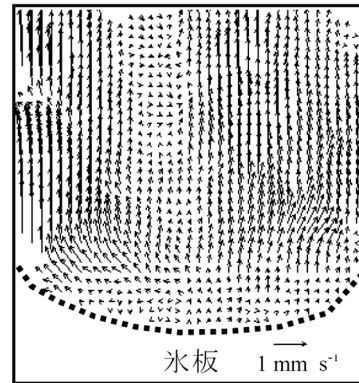


図 10 凹部近傍に発生している上昇流. 融解時間 $t = 120$ 秒の速度ベクトルを示す.

温度差浮力が対向する本研究のような場合, 流れ場が時間経過とともに混沌としてくることは Shi and Lu (2006) も報告している. また, 図 9 (b) 融解時間 $t = 900$ 秒での濃度分布では凸部からの低濃度の上昇流はあまりはっきりとしない. これは上昇流と周囲の水溶液の濃度差が小さいことを意味しており, PIV 結果と総合して考えると, 濃度差浮力による流れの駆動力が弱くなり, 流れ場全体が混沌としたものと考えられる. しかしながら融解実験中, 凸部分のほぼすべてから低濃度の上昇流が発生し続けているので, この部分の濃度勾配が小さくなり, 融解速度が小さく凸形状が持続できることを意味している.

次に z 方向 (奥行き方向) に形成される凸形状について検討を加える. 図 10 は融解時間 $t = 120$ 秒での融解面近傍の速度ベクトルであり, 図 8 の測定位置を z 方向に少しずらして測定したものである. 実際の流れ場には z 方向の速度成分も少なからず存在するが, ここで注目したいのは, 図 8 とは異なり, 凹部分から弱い上昇流が発生していることである. 可視化断面での融解面は図 7 (b), (c) にみられるように, z 方向では弱い凸形状に発達している. つまり, 凸形状になっている部分からは前述の如く, 融解水を含んだ低濃度の上昇流が発生し, 凸形状を形成していると考えられ, 図 7 から判断すれば, このような流れが z 方向にいくつも発生している. また, 図 7 より, その大きさはおよそ 1 mm 前後であり, 図 1 のさめ肌の大きさと一致する. つまり, 奥行き方向には本質

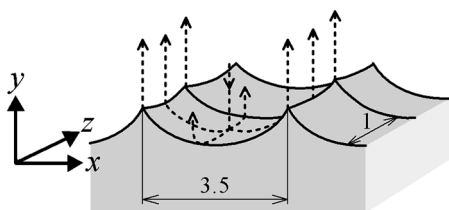


図 11 融解面近傍の 3 次元な流れ場の模式図. 単位は mm.

的にさめ肌現象と同じ凹凸形状が形成されていると思われる.

以上の観察結果から, さめ肌を模擬した波形融解面近傍の流れ場と凹凸形状の発達の様子について, 次のように結論付けることができる. 融解面近傍の流れ場は主に濃度差浮力を駆動力とし, 凹凸形状に沿った図 11 の模式図のような流れ場を形成している. つまり, 凸部分からは低濃度の上昇流が発生し, 凹部には比較的高濃度の下降流が流れ込む. また, z 方向にも凹凸形状が形成され, x 方向に大きく凹であっても z 方向で凸の部分からは弱い上昇流が発生している. 凸形状, および凹形状は流れ場の構造 (上昇流か下降流か) を決定付ける大きな因子であるが, 逆に流れ場によってその形状を持続することができる. つまり, 低濃度の上昇流によって, この上昇流部分の濃度境界層が厚く濃度勾配が小さくなり, 凸部分付近の融解速度は小さくなり, 凸形状が維持される. 凹部では高濃度の下降流によって融解速度が大きくなって凹形状が維持あるいは発達する. ただ今回の実験においては予め与えた初期形状が, 自然に形成されるさめ肌の凹凸に対して, 大きすぎたために凹凸は衰退に向かったが, 凸部での上昇流特性は観測された. さめ肌近傍の流れ場も本質的に, これと同様の流れ場であるため, 凹凸形状を維持できるものと思われる. したがって, 融解面近傍では非常に規模が小さな対流セルが無数に存在していることになり, そのセルが熱・物質移動を促進し, 氷板融解量を増加させ, 融解面をさめ肌 (凹凸形状) に形成する要因のひとつであると結論付けられる.

4.3 流速と温度の時間変化

図 12 は, 図 8 において凸部分から発生している上昇流速の最大値と, 凹部分に流れ込む下降

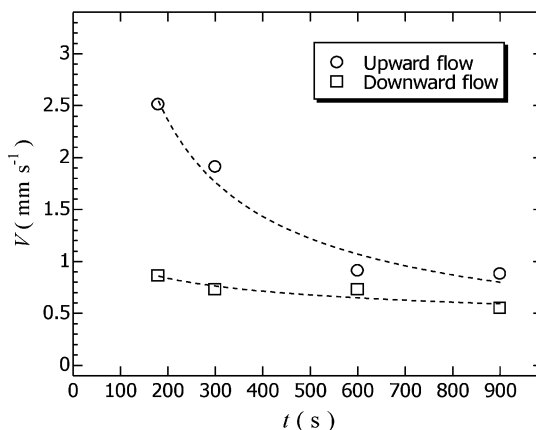


図 12 融解面近傍の上昇流および下降流の絶対速度の最大値の時間変化. $\circ$ は上昇流を示し, $\square$ は下降流を示す.

流速の最大値に関する時間変化を示したものである. 融解初期段階では上昇流と下降流は 2 倍以上の流速の違いがある. その後, 時間の経過と共にその差は縮まっていくものの, 上昇流は集束しているために, 下降流より常に速いようである. 時間の経過とともに上昇流の速度が低下していることの原因は水溶液の濃度低下による濃度差浮力の減少と思われるが, 次第に波形の凸形状がなだらかになっていくことも上昇速度低下の原因のひとつではないかと考える. つまり, この実験において, 予め与えた初期形状は自然にできるさめ肌の凹凸よりも極端な凹凸であったために, より平坦な形状に向かう傾向にあった.

図 13 は氷板温度 T_s , および水溶液内温度 T_L (図 4 参照) の時間変化を示したものである. 両温度とも, 時間の経過に対して単調に低下している. これは 3 章の説明にあるような氷板融解に伴う潜熱の吸収によるものである. 氷板温度は水溶液温度よりも急激で大きな降下を示している. これは両者の物性 (温度伝導率) が異なることと, 両者の体積の違いによるものである. 特に融解初期で氷板の温度降下速度が大きいのは, 融解面が高濃度の水溶液に接するので, 融解面の濃度勾配が急激なため融解速度が大きく, 多くの融解の潜熱を吸収するためである. 融解の進行につれて, 水溶液の濃度低下と氷板の温度低下による融解面の濃度増加によって, 融解面の濃度勾配が小さくなり, 融解速度が減少し, 温度降下は緩慢になっ

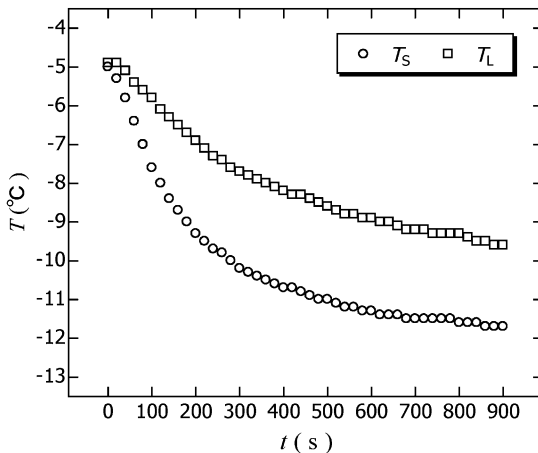


図 13 氷板温度と水溶液温度の時間変化. T_s は氷板温度, T_l は水溶液温度を示す.

ていくのである.

5. 結言

これまで, 二成分系水溶液中で上面から融解する氷板に生じるさめ肌とその近傍の流れ場について, その構造を理解するために十分といえる観察結果は無かった. 本研究では, 流れ場の可視化を容易にするため, さめ肌を模擬した融解面形状を初期状態とした氷板の融解実験を行い, 流れ場を観察し, 流れ場と凹凸形状の関係を明確に捉えることができた. その結果を要約すれば, 以下のようになる.

- (1) さめ肌を模擬して融解面に成形した二種類の波形のうち, $p=7\text{mm}$ の場合の融解挙動はさめ肌の融解挙動を模擬しているとはいえなかったが, $p=3.5\text{mm}$ の場合はさめ肌の融解挙動を模擬しているといえる. これは主に, 融解面近傍に形成される不安定層の厚みと人工的に成形した波形ピッチ (p) の大きさの差異によるものと考えられる.
- (2) 融解面近傍の流れ場の PIV 結果とシャドウグラフ法により確認した濃度分布により, 凸部分からは低濃度の水溶液が集束して上昇流が発生していることが分かった. また, その流れの駆動力は主に濃度の違いによる密度差に基づく浮力であると考えられる.
- (3) 上昇流は, 融解の進行とともに水溶液層上部に発達する低濃度層によって, 次第に押し潰される. さらに融解が進行すると水溶液層全体の濃度が低

下し, 流れ場が混沌とするものの, 凸部分からは, 常に上昇流が発生していることが確認できた.

(4) 融解面の凹凸形状は流れ場を決定付ける大きな因子であるが, 逆に流れ場によって, その形状を持続できている. つまり, 凸部分から発生している低濃度の上昇流によって凸部分の濃度勾配が低下し融解速度が小さくなり, 凸形状が維持される. 凹部分では, 比較的高濃度の下降流が流れ込むことで融解速度が大きくなって凹形状が維持される. この規模の小さな対流が融解面での熱・物質移動を促進する原因のひとつであると思われる.

本来は平滑面に自発的に形成されるさめ肌を, 人工的に模擬形状として予め与えた場合の流れ場を観察することは, さめ肌近傍の流れ場そのものを観察していることと完全には同義ではないが, 本研究により, まずはこの種の研究に関する端緒を得ることができたのではないかと考える.

謝 辞

本研究を遂行するに当たり, 常に心の支えにさせて頂いた恩師の松美彩優氏に深く感謝の意を表するとともに, 実験装置の製作にご協力頂いた秋田大学工学資源学部機械工学科の藤田忠技術職員, 加藤隆一技術職員に感謝する次第である.

文 献

- Beckermann, C. and Viskanta, R., 1988: Double-diffusive convection due to a melting, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31**, 2077-2089.
- Carrier Air Conditioning Company, 1965: *Hand Book of Air Conditioning System Design*, McGraw-Hill Book Company, 32-35.
- 可視化情報学会編, 2002: *PIV ハンドブック*, 森北出版, 63-103.
- 甲藤好郎, 1964: 伝熱概論, 養賢堂, 222-225.
- Mergui, S., Geoffroy, S. and Benard, C., 2002: Ice block melting into a binary solution: Coupling of the interfacial equilibrium and the flow structure, *Trans. ASME (J. Heat Transfer)*, **124**, 1147-1157.
- 流れの可視化学会編, 1986: *新版 流れの可視化ハンドブック*, 朝倉書店, 291-312.
- Sammakia, B. and Gebhart, B., 1983: Transport near a vertical ice surface melting in water of various salinity levels, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **26**, 1439-1452.
- Schutz, W. and Beer, H., 1992: Melting of ice in pure

- and saline water inside a square cavity, *Chemical Engineering and Processing*, **31**, 311–319.
- Seki, N., Fukusako, S. and Sugawara, M., 1977: A criterion of onset of free convection in a horizontal melted water layer with free surface, *Trans. ASME (J. Heat Transfer)*, **99**, 92–98.
- 関 信弘編, 1988: 伝熱工学, 森北出版, 244–245
- Shi, Kefeng and Lu, Wen-Qiang, 2006: Time evolution of double-diffusive convection in a vertical cylinder with radial temperature and axial solutal gradients, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **49**, 995–1003.
- Sugawara, M. and Irvine, F., T., 2000: The effect of concentration gradient on the melting of a horizontal ice plate melting from above, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **43**, 1591–1601.
- 菅原征洋, 福迫尚一郎, 関 信弘, 1974: 表面加熱を受ける水平凍結層の融解現象, 機論第 2 部, **40**, 3155–3165.
- Sugawara, M., Irvine, F., T. and Tago, M., 2003: Heat and mass transfer characteristics of a temperature and concentration combined convection due to a vertical ice plate melting, *Trans. ASME (J. Heat Transfer)*, **125**, 39–47.
- Sugawara, M., Ishikura, T. and Beer, H., 2005: Effect of cavity inclination on a temperature and concentration controlled double diffusive convection at ice plate melting, *Heat Mass Transfer*, **41**, 432–441.
- Sugawara, M., Tamura, E., Satoh, Y., Komatsu, Y., Tago, M. and Beer, H., 2007: Visual observations of flow structure and melting front morphology in horizontal ice plate from above into a mixture, *Heat Mass Transfer*, **43**, 1009–1018.

Flow field observations near the melting front of an ice plate that simulates sharkskin morphology

Yoshimi KOMATSU^{1)*}, Masahiro SUGAWARA²⁾ and Makoto TAGO¹⁾

*1) Akita University, Graduate School of Engineering and Resource Science,
1-1 Tegatagakuen-machi, Akita-City, 010-8502*

** corresponding author*

*2) Akita University, Mineral Industry Museum,
Faculty of Graduate School of Engineering and Resource Science,
28-2 Oosawa Tegata, Akita-City, 010-8502*

Abstract: When an ice plate melts into a binary aqueous solution, a very coarse melting surface called “sharkskin” appears on the flat melting front immediately after melting begins. It is well known that the sharkskin enhances the melting rate of the ice plate; however, the flow pattern near the sharkskin has not been studied in detail thus far. In this study, we adopt the PIV method to investigate the flow field and the shadowgraph method to investigate the concentration field near the melting front of an ice plate, which simulates sharkskin morphology; the correlations between the flow field and the melting front shapes are considered. Melt water rises from the convex parts of the melting surface because of buoyancy due to the concentration gradient, and the high-concentration solution flows toward the centers of the concave parts. These flow structures maintain the melting front convex and concave configuration.

(2011 年 6 月 22 日受付, 2011 年 9 月 5 日改稿受付, 2011 年 9 月 22 日最終改稿受付,
2011 年 9 月 27 日受理, 討論期限 2012 年 5 月 15 日)