

内部構造をもつ凝縮相からの蒸発・凝縮過程と衝撃波形成について

Evaporation and condensation processes from the condensed phase
with an internal structure and the formation of a shock wave

大西善元（鳥取大・工・応用数理） 山田 健（鳥取大院）
中島 俊（宇宙科学研究所）

Yoshimoto Onishi, Tottori University, Tottori 680-8552
Ken Yamada, Tottori University, Tottori 680-8552
Satoshi Nakajima, ISAS, Kanagawa 229-8510

Transient motions of a vapor due to evaporation and condensation processes from or onto the plane condensed phase with temperature field as its internal structure have been considered numerically based on the formulation of fluid dynamic level, i.e., the Navier-Stokes equations subject to the boundary conditions appropriate for evaporation and condensation derived earlier from the kinetic theory analysis. The consideration of the internal structure within the condensed phase may serve to clarify one of the characteristics of the imperfectness of the interface of the condensed phase. The results obtained here agree quite well with the corresponding ones from the Boltzmann equation of BGK type, describing appropriately the development of the transient flow field due to the weak evaporation processes caused by the continuous energy supply from the condensed phase. Moreover, the process of the formation of a shock wave is clearly observed at early stages owing to the series of weak compression waves catching up one after another. Also, the present problem is considered to be simulating a practical flow field within heat exchange systems such as heat pipes.

1. はじめに

蒸発・凝縮過程を伴う流れ場の研究は、熱・流体工学分野における重要なテーマの一つであり、今までに数多くの解析が行われている。これらは、ヒートパイプをはじめとする熱交換器などの熱・エネルギー輸送システムや半導体製造における真空薄膜蒸着装置など、蒸発・凝縮現象を利用した機器の設計、開発に役立ち、性能向上に貢献している。さらには、航空宇宙工学において重要となっているスペースシャトル、スペースプレーンなど飛翔体内の小規模で高性能な熱・エネルギー輸送システムの開発・設計および超高速飛翔体の大気圏再突入時における空気力学的加熱に対する熱防護システムの確立に向けての有用な情報をも与え得るものと期待できる。

蒸発・凝縮を伴うこのような流れ場を定性的に正しく取り扱うためには、本来ならば厄介な気体論方程式系（例えば、文献1）に基づかなければならない。この理由は、相変化は凝縮相界面近傍に生じる気体の非平衡性に起因し、考えている系が如何に連続体の極限と考えられる状態にあっても、相変化過程が存在する限りこの非平衡性は消えることはないからである。しかし、流体力学的定式化²⁾、つまり、流体力学方程式系の境界条件として気体論方程式系¹⁾から導出された凝縮相界面での巨視的条件³⁾を用いる定式化のことであるが、これに基づいても、定性的にはもちろんのこと定量的にも十分満足できる結果、つまり、気体論方程式系の解とほとんど一致するものが得られることが分かっている。ところが、ごく最近発表された実験結果⁴⁾と比較すると、これらの数値解析結果との間には定量的に多少異なる部分がある。実験の誤差の範囲内とも考えられなくもないが、気にはなるところである。シミュレーション側でのこの原因として、凝縮相界面の「不完全さ」(imperfectness)を考え、ある意味でこの影響を取り込んでいると考えてよいかもしれないひとつのパラメータ⁵⁾を導入して解析を行ってみた⁶⁾。このパラメータの値を適当に（実験結果との関連において）設定することによって、実験結果との数値的不一致は解消可能となったものの、残念ながらパラメータと凝縮相界面の「不完全さ」との間に合理性を見出すことが非常に難しく、またその値の物理的意味づけもできていない。単に、ある影響を考慮したということだけである。にもかかわらず、この種の問題の今後の工学的応用を考えると、ほんの一側面ではあっても、界面の「不完全さ」に関する要因は可能な限り考慮し、それらの影響をきちんと調べておくことは重要である。

そこで、ここでは凝縮相が内部にもつ流体力学的構造もある意味では界面の「不完全さ」に関係するのではないかと考え、この構造をもつことの影響を調べることにした。このことは、同時に、蒸発・凝縮現象による流れ場のシミュレーションをより実際に近い状態で行うことをも意味する。例えば、ヒートパイプ内の流れ場のより現実的なシミュレーションの一つとも言えるのではないと思われる。凝縮相の構造として、ここでは最も重要と思われる温度場を考慮した。凝縮相の片側を加熱あるいは冷却する。凝縮相内部における熱伝導により、気相と接している凝縮相界面の温度が変化して、蒸発あるいは凝縮過程が生じ、気相側に流れ場が形成される。この蒸発・凝縮過程に伴って波動（衝撃波、接触領域、膨張波）が生成され、それらが非定常な流れ場を定常へと推移させて行く。この非定常流れ場の定常への推移過程のシミュレーションを行うのである。これによって、例えば、時々刻々と温度変化する凝縮相界面での蒸発過程に伴って生じる一連の圧縮波が衝撃波へと確立してゆく過程なども把握できる。

ここでは、気体論方程式系ではなく、流体力学的定式化に基づいて数値解析を進める。当然ながら、空間における繰り返し計算を必要とするので、気体論方程式系に基づく場合にはもちらんのこと、この流体力学的定式化に基づいても、ここでの数値解析は多大な計算時間を要することに注意していただきたい。気体論方程式系に基づいた数値解析結果も一部⁷⁾あるので、ここでの結果と比較、検討することによって、この流体力学的定式化の有用性も認識できると思われる。

2. 支配方程式系と初期条件および境界条件

温度場を内部構造としてもつ凝縮相の界面からの蒸発・凝縮過程を考える。ここで扱う流れ場は、 $-D \leq x \leq 0$ を占める凝縮相、 $x > 0$ を占める気相からなる半無限1次元領域である。初期に、この流れ場は凝縮相、気相とも温度 T_0 で完全静止平衡状態にあるとし、このときの気体の圧力、密度をそれぞれ P_0 、 ρ_0 とする。ある瞬間 ($t=0$) に、凝縮相の一端 ($x=-D$) の温度を T_0 から T_c へと変化させる。例えば、温度上昇させたときには、凝縮相内部を通して凝縮相界面 ($x=0$) への熱伝達があり、界面の温度が時間と共に連続的に上昇する。この界面の温度上昇に伴い、蒸発過程と同時に気相側に波動が生じ、非定常な流れ場が形成される。この問題に対する定式化は、支配方程式としては凝縮相側を支配する1次元熱伝導方程式と気相側を支配する圧縮性1次元 Navier-Stokes 方程式系、凝縮相界

面での境界条件としては気体論方程式系¹⁾に対する漸近解析から得られた弱非線形漸近理論³⁾からの巨視的条件から成っており、これに、界面でのエネルギー連続条件が加わる。具体的に書くと以下ようになる。まづ、凝縮相内 ($-D \leq x \leq 0$) の温度場を支配する 1 次元熱伝導方程式は

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

気相 ($x > 0$) の運動を支配する圧縮性 Navier-Stokes 方程式系は、ここでの 1 次元問題に対して

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho(e + \frac{1}{2}u^2) \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x} \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + P - \tau_{xx} \\ \rho u(h + \frac{1}{2}u^2) - u\tau_{xx} + q \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

そして

$$P = \rho RT \quad (3)$$

$$\tau_{xx} = \frac{4}{3}\mu \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \left(\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{T}{T_0} \right) \quad (4)$$

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{T}{T_0} \right) \quad (5)$$

$$h = c_p T = \gamma e = \frac{\gamma}{\gamma - 1} RT, \quad (6)$$

ここで、 t は時間、 x は空間座標、 \tilde{T} は凝縮相内の温度、 κ は凝縮相媒質の温度拡散係数である。 ρ は気体の密度、 u は速度、 P は圧力、 T は温度、 e および h はそれぞれ単位質量当たりの内部エネルギーとエンタルピー、 τ_{xx} は粘性応力、 q は熱流束である。 μ と λ は粘性係数および熱伝導係数で、温度 T の 1 次に比例する。 R は単位質量当たりの気体定数、 $\gamma = c_p/c_v$ は比熱比 (ここでは $\gamma = 5/3$) で、 c_v と c_p はそれぞれ気体の定積比熱と定圧比熱である。添字 0 は一様な初期状態での諸量の値を表すものとする。

指定すべき初期条件は、ここでの問題に対しては、至る所

$$u = 0, \quad P = P_0, \quad T = \tilde{T} = T_0 \quad (7)$$

となる。次に、境界条件を考える。まづ、気相の無限遠 ($x \rightarrow \infty$) では、初期の状態がずっと保持されているとするので初期条件 (7) と同じ条件となる。また、凝縮相の一方の端 ($x = -D$) では、その温度を T_c と設定する。したがって

$$\tilde{T} = T_c \quad (\text{at } x = -D) \quad (8)$$

そして、凝縮相界面上 ($x = 0$) では、エネルギー連続条件および気体の速度 u 、圧力 P 、温度 T の間に成り立つ次の関係式³⁾

$$-\lambda_c \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} + \left(h_L + \frac{1}{2}u^2 \right) \rho u - \frac{4}{3}\mu u \frac{\partial u}{\partial x} \quad (9)$$

$$\frac{P - P_W}{P_W} = C_4^* \frac{u}{(2RT_W)^{\frac{1}{2}}}, \quad (C_4^* = -2.132039) \quad (10)$$

$$\frac{T - T_W}{T_W} = d_4^* \frac{u}{(2RT_W)^{\frac{1}{2}}}, \quad (d_4^* = -0.446749) \quad (11)$$

を使う。ここで、 λ_c は凝縮相媒質の熱伝導係数である。簡単のため、一定と仮定しておく。 T_W は凝縮相界面の温度を表わすが、これは解と共に決まるべき量で、未だ未知量のみである。 P_W は凝縮相界面の温度 T_W の一意的な関数で、ここではこの温度 T_W に対する飽和蒸気圧力とする。したがって、 P_W は次の Clapeyron-Clausius の関係式⁸⁾

$$\frac{P_W}{P_0} = \exp \left\{ -\Gamma \left(\frac{T_0}{T_W} - 1 \right) \right\}, \quad \Gamma \equiv \frac{h_L}{RT_0} \quad (12)$$

より、 T_W と関係づけられている。 h_L は媒質の単位質量当たりの潜熱を表わす。ここで導入された無次元の潜熱パラメータ Γ は、例えば、 H_2O の場合、 $\Gamma = 19$ (at $T_0 = 25$)、 $\Gamma = 13$ (at $T_0 = 100$) 程度である。その他の物質に関する Γ の値については、Table 1 を参照されたい。

3. 無次元特性パラメータ

ここでの問題解析のために、速度のスケール U_0 として初期状態での音速 $c_0 \equiv (\gamma RT_0)^{1/2}$ をとり、そして、長さのスケール L および時間スケール τ_0 として、それぞれ

$$\left. \begin{aligned} L &\equiv \frac{\sqrt{\pi}}{2} l_0 = \left(\frac{2}{\gamma} \right)^{\frac{1}{2}} c_0 \frac{\mu_0}{P_0} \\ \tau_0 &\equiv \frac{L}{(2RT_0)^{1/2}} = \left(\frac{\gamma}{2} \right)^{1/2} \frac{L}{c_0} = \frac{\mu_0}{P_0} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

をとる。ここで、 l_0 は初期状態での気体分子の平均自由行程で

$$l_0 \equiv \frac{\mu_0}{P_0} \left(\frac{8RT_0}{\pi} \right)^{1/2} \quad (14)$$

で定義される。時間スケール τ_0 に初期状態での分子の最確速度 $(2RT_0)^{1/2}$ を用いた理由は、気体論方程式系に基づく結果 (例えば、文献 7) との比較を考えてのことである。また、Prandtl 数を $Pr = c_p \mu_0 / \lambda_0$ で定義し、Reynolds 数 Re および Knudsen 数 Kn を形式的に $Re = \rho_0 L U_0 / \mu_0$ 、 $Kn = l_0 / L$ で定義する。 $Re = (8\gamma/\pi)^{1/2} / Kn$ なる関係 (BGK 型 Boltzmann 方程式において成立する) に注意すれば、今の場合、 $Kn = 2/\sqrt{\pi}$ より、Reynolds 数 Re は単に $Re = \sqrt{2\gamma}$ となる。したがって、系の振舞いは、次の 6 つの無次元パラメータ

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_0}, \quad \frac{\kappa}{\kappa_0}, \quad \frac{T_c}{T_0}, \quad \Gamma, \quad Pr, \quad \frac{D}{L} \quad (15)$$

を指定すれば、 t/τ_0 、 x/L の関数として一意的に定まることになる。ここで、 $\kappa_0 \equiv \lambda_0 / (\rho_0 c_p)$ は初期状態での気体の温度拡散係数である。参考のため、幾つかの物質に対する熱伝導比 λ_c/λ_0 、温度拡散係数比 κ/κ_0 および潜熱パラメータ Γ の値を Table 1 に示してある。

Table 1: Values of the parameters for various substances

Substances	T_0 (°K)	λ/λ_0	κ/κ_0	Γ
水	300	33	0.0004	19
水	370	28	0.0074	13
2 酸化炭素	216.58	15	0.0926	9
2 酸化炭素	255	10	0.3263	7
2 酸化炭素	280	7	0.7241	6
アルゴン	90	21	0.0607	9
アルゴン	140	5	0.8152	5
窒素	80	17	0.0720	8
窒素	110	6	0.4232	6
エチルアルコール	370	6	0.0123	12
アンモニア	300	17	0.1551	10

4. 計算結果および考察

(15) 式におけるパラメータに種々の値を設定して、シミュレーションによる数値解析を行った。ここでは、考える媒質を Table 1 に示したような実際の媒質に特定せず、仮想的な媒質に対する計算を行ってみた。これは、(15) 式における特性パラメータの個々の影響を調べるのに役立つと思われるからである。ここでは、まづ、潜熱パラメータ Γ の流れ場に対する影響を調べることにした。その結果の一部を示す。今の場合、凝縮相媒質の温度拡散係数 κ は一定と仮定しているの、凝縮相内部の温度分布は比較的単純になっている。その温度分布の一例を Fig. 1 に示しておく。流れ場に関しては、全体の図を通して、凝縮相片側 ($x = -D$) での温度上昇あるいは温度下降 ($T_0 \rightarrow T_c$) により、熱が凝縮相内を伝わって凝縮相界面 ($x = 0$) に達し、蒸発または凝縮過程を引き起こすと同時に非定常な流れ場が形成

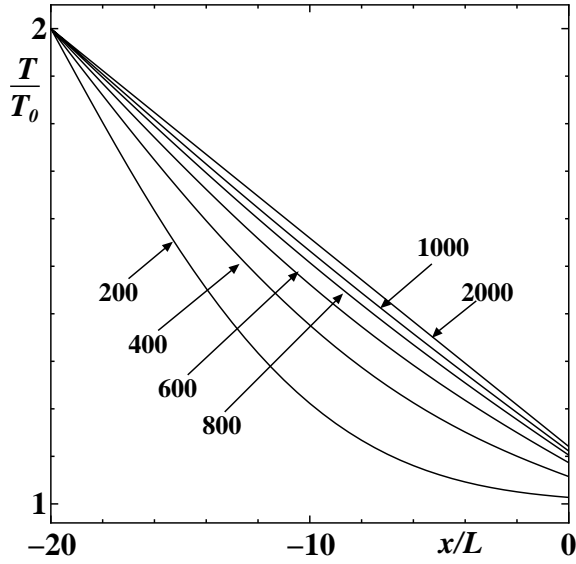


Fig. 1: Transient temperature distributions \tilde{T}/T_0 within the condensed phase ($-20 \leq x/L \leq 0$). The interface surface is at $x = 0$. $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $\Gamma = 7.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The numbers in the figure indicate the time t/τ_0 .

されつつある様子が把握できよう。それと同時に、非定常な流れ場が最終状態へ推移して行く様子も見取れよう。この最終の状態はもちろん定常状態ではない。衝撃波（蒸発の場合）あるいは膨張波（凝縮の場合）の背後から凝縮相の間に一様な領域が形成されるという意味である。この一様領域は、当然ながら、時間と共に単純に拡大する（接触領域については、時間と共に多少拡散するが）。

Figures 2 と 3 に、凝縮相の片側端点 ($x = -D$ 、今の場合 $x/L = -20$) での温度上昇 ($T_c/T_0 = 2.0$) により、熱が凝縮相界面に達した後、そこで蒸発過程を引き起こす要因としての跳びを含む分布を示しておく。Figure 2 は界面近傍における凝縮相側と気相側での温度分布を示しており、界面 ($x = 0$) での温度不連続性、つまり、温度の跳びの存在が明らかになっている。Figure 3 では、温度の跳びおよびそれに付随して生じる圧力の跳び（界面温度 T_W に対する飽和蒸気圧力 P_W と界面での気体の圧力の差）が時々刻々と変化する様子を示している。境界条件 (10)、(11) から分かるように、この温度の跳びと圧力の跳びが凝縮相界面で相変化を引き起こしているのである。これらの跳びは当然ながらある時間までは時間と共に増大する。しかし、おおよそ $t/\tau_0 \sim 2000$ 程度以上経過するとその跳びは一定（グラフ上での差はなくなる）となり、気相の流れ場はほぼ最終の状態に確立すると見なせる。時間 $t/\tau_0 \sim 1000$ 程度を境に、界面近傍での温度分布状態および界面での跳びの変化は極めて小さくなっている。

また、潜熱パラメータ Γ が小さくなると温度の跳び、したがって、圧力の跳びは大きくなることも分かる。つまり、界面での蒸発過程は Γ の値の減少に伴って相対的に強くなる、したがって、生成される衝撃波も強いと言える。この理由は、界面でのエネルギー連続条件 (9) 式を参照すればある程度理解できよう。与えられた熱伝導係数比 λ_c/λ_0 に対して、 Γ つまり潜熱 h_L が相対的に小さい値の場合には、 $\partial\tilde{T}/\partial x$ は小さい値でよい、つまり、凝縮相内部での温度勾配は小さくて良い。凝縮相片側 ($x = -D$) での温度は一定な T_c に設定されているから、凝縮相界面での温度 T_W は、この場合、 T_c に近い値、つまり、比較的大きな値をもつことになる (Figure 2 での Case (a) と Case (b) を参照せよ)。これによって、界面での温度不連続したがって圧力不連続も相対的に大きくなり、比較強い蒸発過程が生じることになる。この傾向は、定温度凝縮相からの蒸発過程の場合とは逆となっている (Γ の値が大きいと蒸発過程も強い)。注意すべきは、潜熱パラメータ Γ の値が、ここで用い

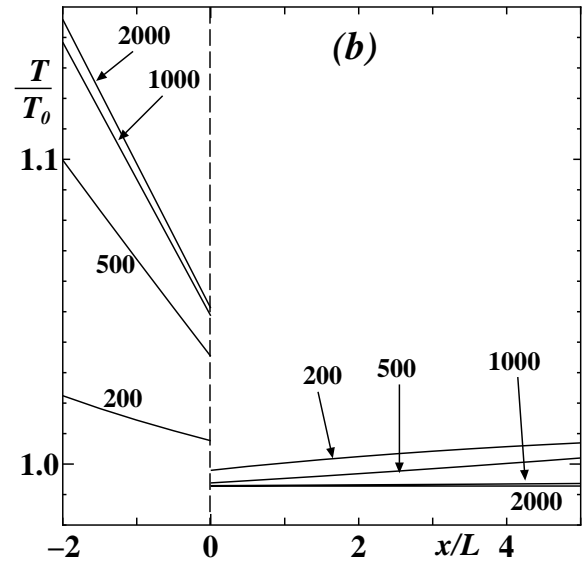
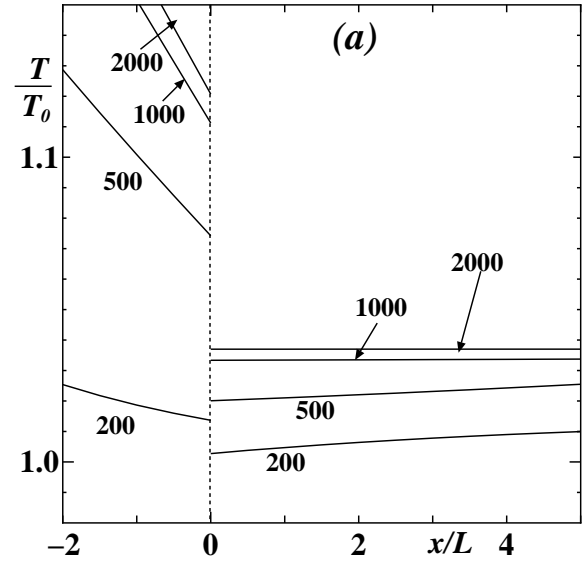


Fig. 2: Transient temperature distributions in the close vicinity of the interface at $x = 0$ (evaporation case). $-20 \leq x/L \leq 0$: \tilde{T}/T_0 of the condensed phase. $x/L > 0$: T/T_0 of the gas phase. $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Case (a): $\Gamma = 7.0$. Case (b): $\Gamma = 11.0$.

た程度の大きさの場合に当てはまるということである。

次に、Figs. 4 と 5 には、凝縮相端点での温度下降 ($T_c/T_0 = 0.5$) の場合に、凝縮過程を引き起こす要因となる界面近傍での温度分布および界面での温度、圧力の跳びを示す。ここで用いた境界条件 (10) と (11) より、蒸発過程と凝縮過程は「単純な逆過程」と考えてよい。したがって、流れ場に対する Γ の影響も前述の蒸発過程による流れ場に対するものと基本的に同じである。

Figures 6 と 7 には、2 種類の潜熱パラメータ Γ の場合の蒸発過程による流れ場の様子とその推移過程を示す。時刻 $t/\tau_0 \sim 2000$ 程度で流れ場がほぼ確立しているのが分かるであろう。生成された衝撃波のおおよその Mach 数 M_s は、今の場合、それぞれ $M_s = 1.115$ ($\Gamma = 7$ の場合)、 $M_s = 1.084$ ($\Gamma = 11$ の場合) 程度となっている。これらの衝撃波に関して特徴的なことは、衝撃波後端が丸みを帯びていることであろう。これらの「丸み」は、流れ場の確立過程において、時々刻々と変化する界面温度によって連続的に弱い蒸発過程が起こり、その結果として生成される弱い衝撃波（圧縮波と呼ぶべきかもしれない）がどんどんと前方の衝撃波に追いつきつつある結果と考えられる。したがって、ある時刻以降には、この衝撃波後端の「丸み」は

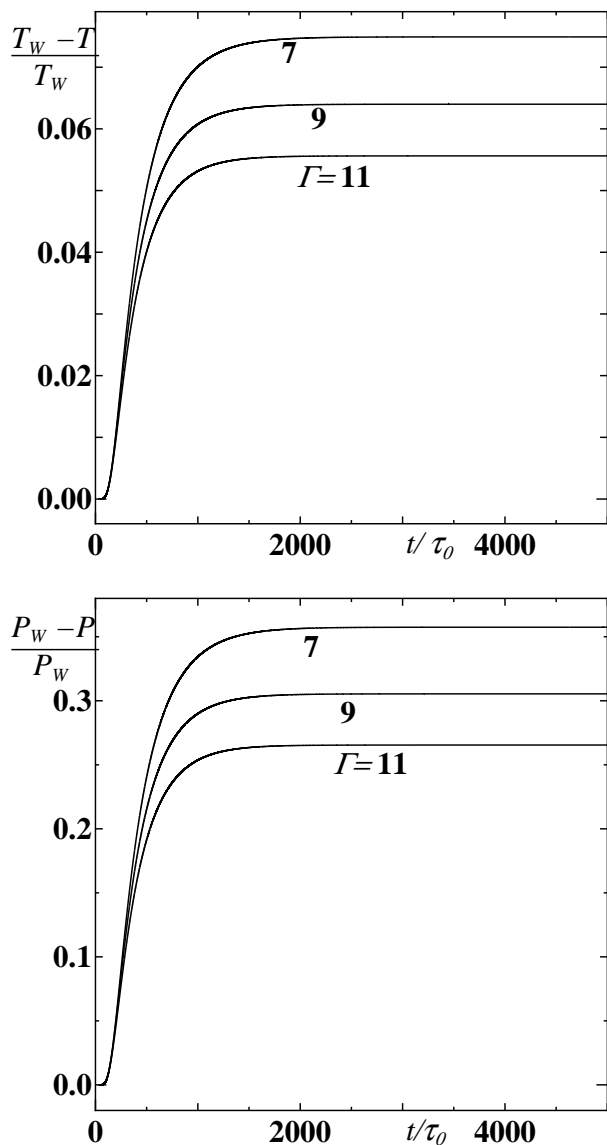


Fig. 3: Time variations of the differences in temperature and pressure occurring at the interface at $x = 0$ (evaporation case). T and P indicate the values of the temperature and pressure of the vapor at $x = 0$. $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$.

実質的には消滅し、比較的シャープな後端をもつ「通常の衝撃波」となると思われる。Figure 8 には、Fig. 7 の初期段階に対応する流れ場を示す。点線は BGK 型 Boltzmann 方程式系¹⁾に基づく結果⁷⁾である。凝縮相界面の極近傍を除けば、比較的良好な一致が見られるであろう。この凝縮相界面近傍では、気体論的境界層 (Knudsen 層) が存在する、つまり、気体論からの結果においてはその領域で諸量が大きな勾配をもつからである。因みに、気体論の結果⁷⁾は、時刻 $t/\tau_0 = 1000$ のとき、凝縮相界面上で、 $P/P_0 = 1.334$ 、 $\rho/\rho_0 = 1.341$ 、 $T/T_0 = 0.995$ 、 $u/c_0 = 0.128$ を与えている (Figure 8 における $x = 0$ の点線部分参照。残念ながら、認識し難いが)。

また、Figures 9 と 10 には、凝縮過程による流れ場を示す。 $\Gamma = 7$ と $\Gamma = 11$ の 2 種類の潜熱パラメータの場合の結果である。この場合には、界面での凝縮過程によって膨張波が生成され、流れ場中へと伝播して行く。ほぼ時刻 $t/\tau_0 \sim 2000$ 程度で流れ場は確立していると見てよい。Figure 10 に対応する初期段階での流れ場を Fig. 11 に示す。そこでは、流体力学的諸量、特に、密度および温度場に凝縮相界面近傍での急峻な勾配の存在が見られる。これらの勾配は流体力学的レベルのもので、界面からおおよそ $x/L \sim 25$ 程度の領域内で生じている。

今回は、凝縮相内に温度場の存在を考慮して解析を行ったが、

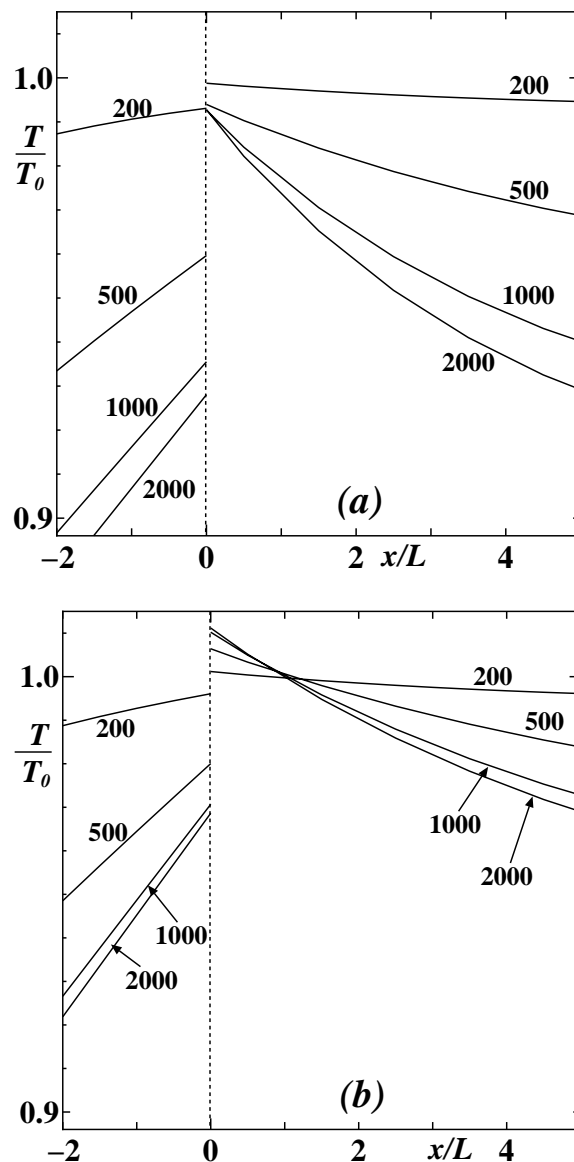


Fig. 4: Transient temperature distributions in the close vicinity of the interface at $x = 0$ (condensation case). $-20 \leq x/L \leq 0$: \tilde{T}/T_0 of the condensed phase. $x/L > 0$: T/T_0 of the gas phase. $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 0.5$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Case (a): $\Gamma = 7.0$. Case (b): $\Gamma = 11.0$.

凝縮相界面の「不完全さ」に対する知見を得るという観点からすると、この方向での解析にはまだまだ検討すべき部分が数多く残っている。例えば、凝縮相が液体である場合には凝縮相内の流動をも考慮する必要があるだろう。しかし、今回の解析は、少なくとも今までより僅かながらではあるが実際の蒸発・凝縮現象による流れ場のより忠実なシミュレーションになっているものと考えられる。ここでは、気体論方程式系¹⁾から理論的に導かれた巨視的条件³⁾の成り立つ範囲においてのみの比較的弱い蒸発・凝縮過程の場合に限定した。つまり、流体力学的レベルで課した境界条件 (10)、(11) の成立範囲 $|T(0) - T_w|/T_w \leq 1$ および $|P(0) - P_w|/P_w \leq 1$ をほぼ満たす場合である。Figures 3 と 5 より、ここでの計算状況では、この条件を十分満たしていることがわかるであろう。強い蒸発・凝縮過程を伴う場合に対しては、最近発表した別の流体力学的定式化⁹⁾を使用すれば、気体論方程式系¹⁾に基づく結果と一致する解が得られるものと思われる。当然、気体論方程式系に基づく場合に比べれば、遥かに楽である。今後、強い場合の解析を行う予定で、現在進行中である。これによって、蒸発・凝縮現象に伴う流れ場のより詳しい情報を得ることが可能となろう。

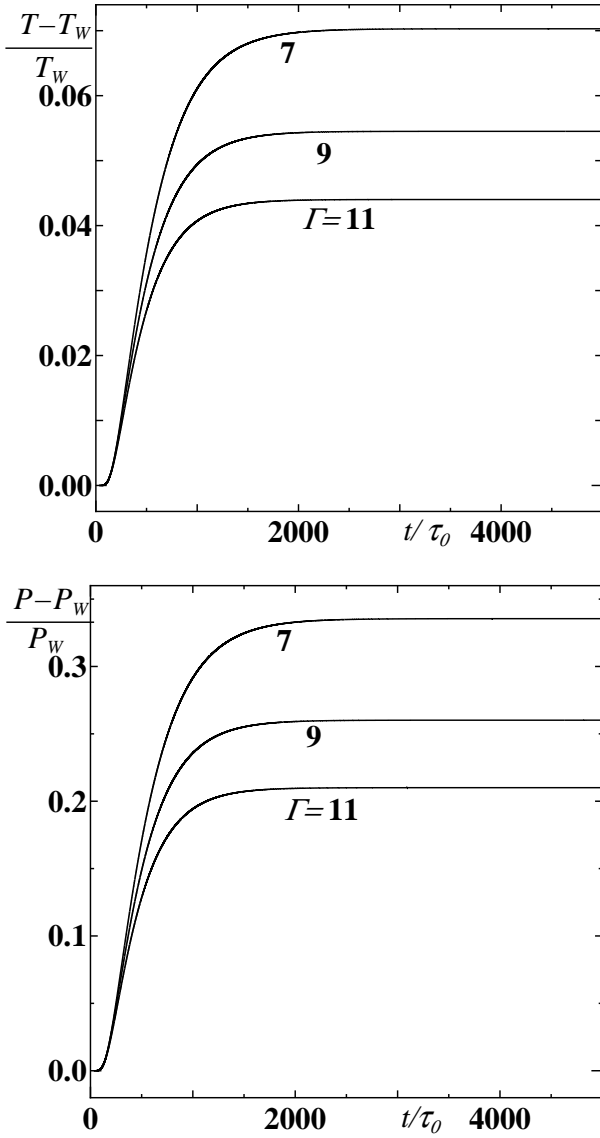


Fig. 5: Time variations of the differences in temperature and pressure occurring at the interface at $x = 0$ (condensation case). T and P indicate the values of the temperature and pressure of the vapor at $x = 0$. $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 0.5$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$.

参考文献

- 1) P.L. Bhatnager, E.P. Gross and M. Krook: Phys. Rev. **94** (1954) 511-525.
- 2) 田中智広、大西善元、三浦宏之: 第 77 期流体工学部門講演会講演論文集 (1999 年 10 月) pp.113-114
- 3) Y. Onishi and Y. Sone: J. Phys. Soc. Japan **47** (1979) 1676-1685.
- 4) T. Furukawa and M. Murakami: *Rarefied Gas Dynamics*, edited by R. Brun, R. Campargue, R. Gatignol, J.C. Lengrand, Cépaduès-Éditions, Toulouse, France, 1999, pp. 519-526.
- 5) R. Mager, G. Adomeit and G. Wortberg: *Rarefied Gas Dynamics: Physical Phenomena* (Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 117), edited by E.P. Muntz, D.P. Weaver and D.H. Campbell, Washington D.C.: AIAA, 1989, pp. 460-469.
- 6) 津幡勝彦、大西善元、大信田丈志: 第 78 期流体工学部門講演会講演論文集 (2000 年 9 月)
- 7) Y. Onishi and K. Yamada: in preparation.
- 8) L.D. Landau and E.M. Lifshitz: *Statistical Physics*, Pergamon Press, 1969, §82.
- 9) 大西善元: 第 50 理論応用力学講演会講演論文集蒸発・凝縮過程を伴う非平衡流とその解析法 (2001 年 1 月) pp. 61-64.

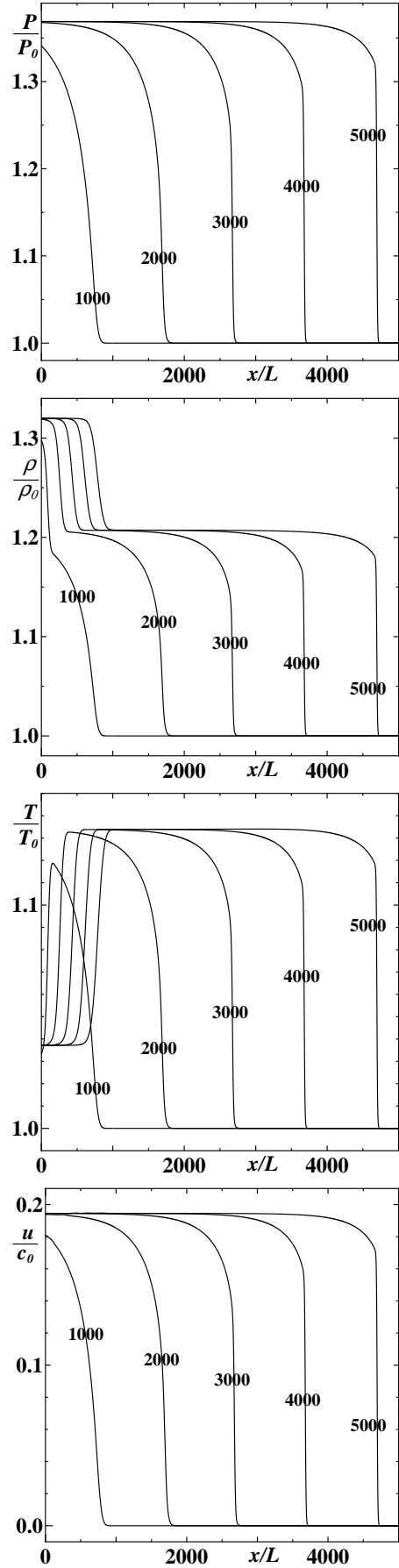


Fig. 6: Transient distributions of the fluid dynamic quantities (evaporation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $\Gamma = 7.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The Mach number of the shock wave is about $M_s = 1.115$ (at about $t/\tau_0 = 5000$). The interface surface is at $x = 0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 .

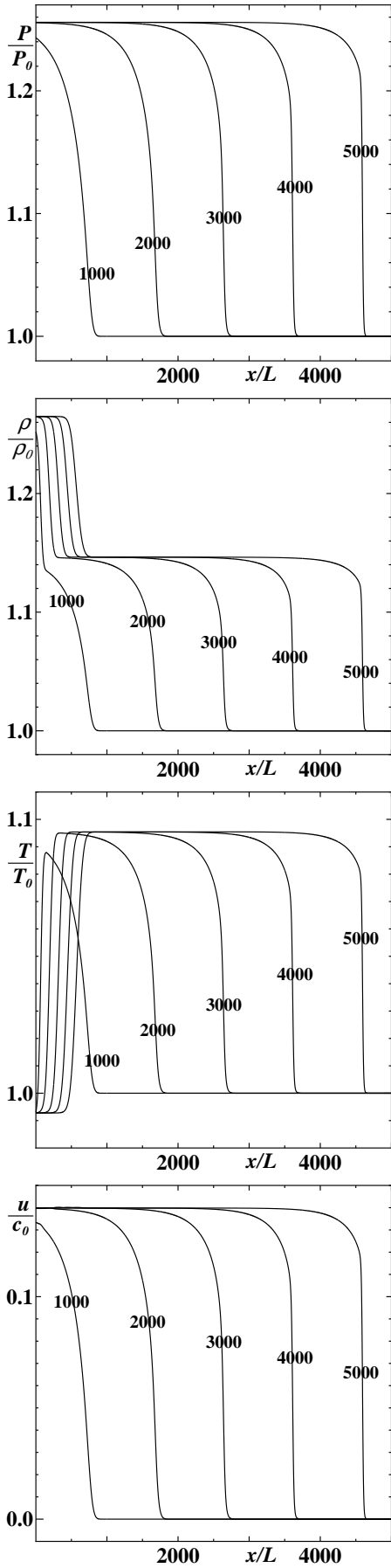


Fig. 7: Transient distributions of the fluid dynamic quantities (evaporation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $\Gamma = 11.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The Mach number of the shock wave is about $M_s = 1.084$ (at about $t/\tau_0 = 5000$). The interface surface is at $x = 0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 .

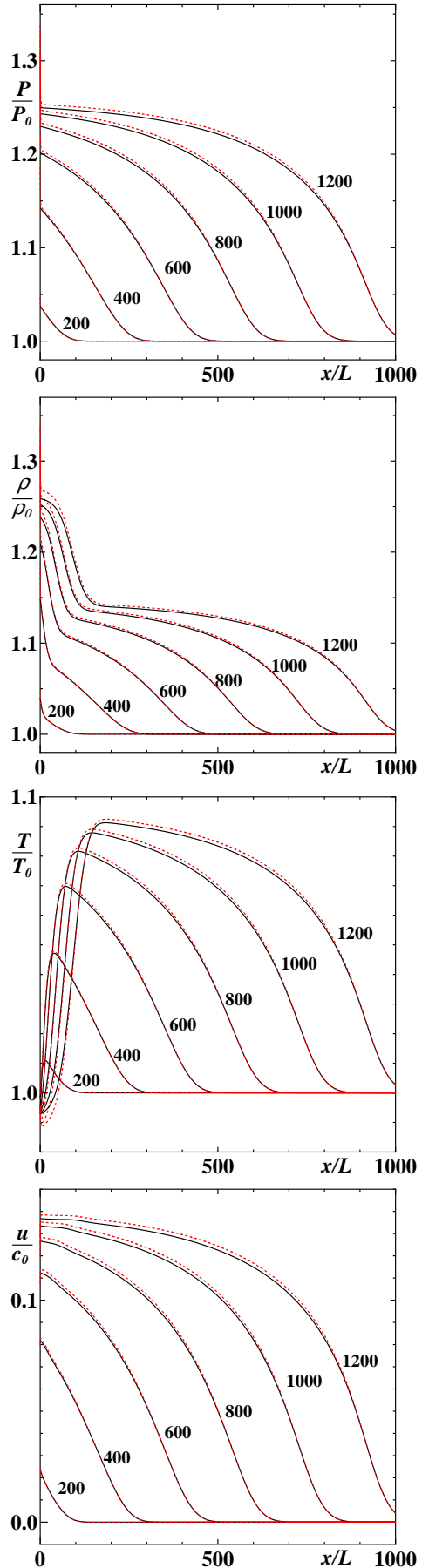


Fig. 8: Time development of the distributions of the fluid dynamic quantities at early stages (evaporation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 2.0$, $\Gamma = 11.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The interface surface is at $x = 0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Dashed lines: the results⁷⁾ based on the Boltzmann equation of BGK type.

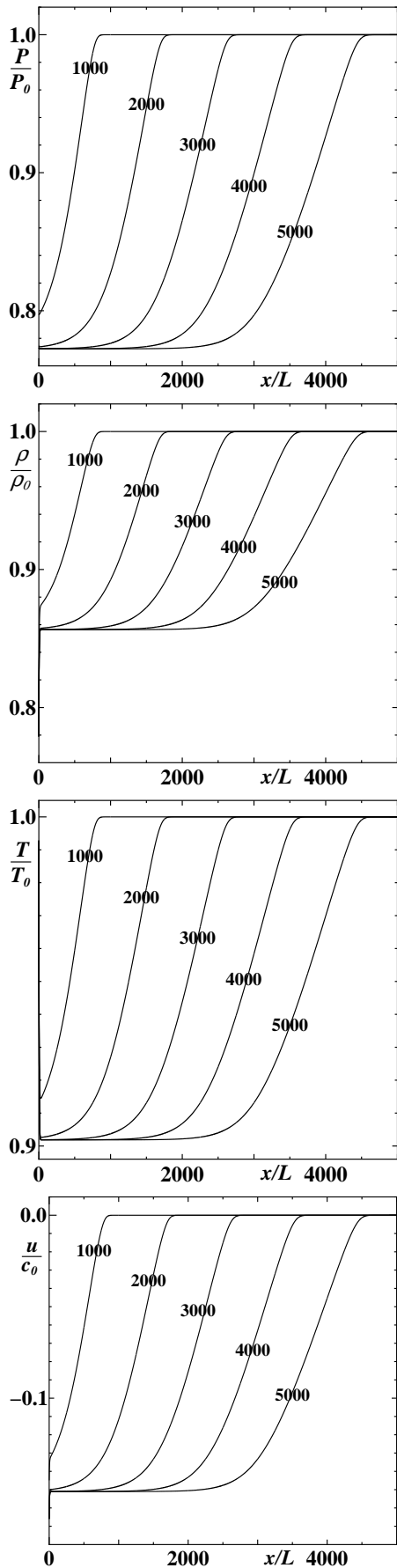


Fig. 9: Transient distributions of the fluid dynamic quantities (condensation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 0.5$, $\Gamma = 7.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The interface surface is at $x = 0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Note that $\rho/\rho_0|_{x=0} = 0.779$, $T/T_0|_{x=0} = 0.993$ at $t/\tau_0 = 5000$.

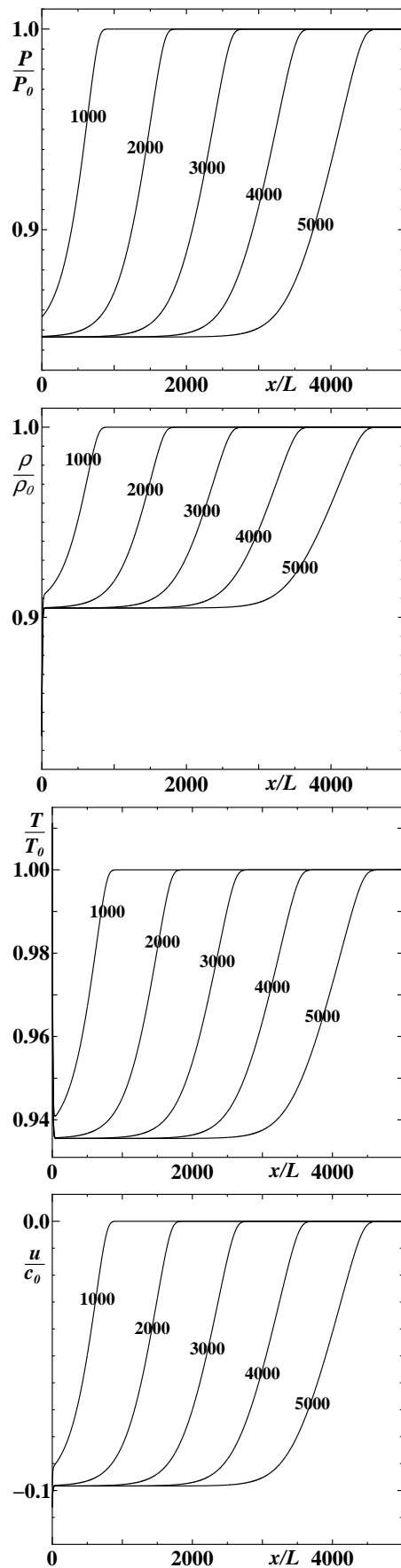


Fig. 10: Transient distributions of the fluid dynamic quantities (condensation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 0.5$, $\Gamma = 11.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The interface surface is at $x = 0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Note that $\rho/\rho_0|_{x=0} = 0.837$, $T/T_0|_{x=0} = 1.011$ at $t/\tau_0 = 5000$.

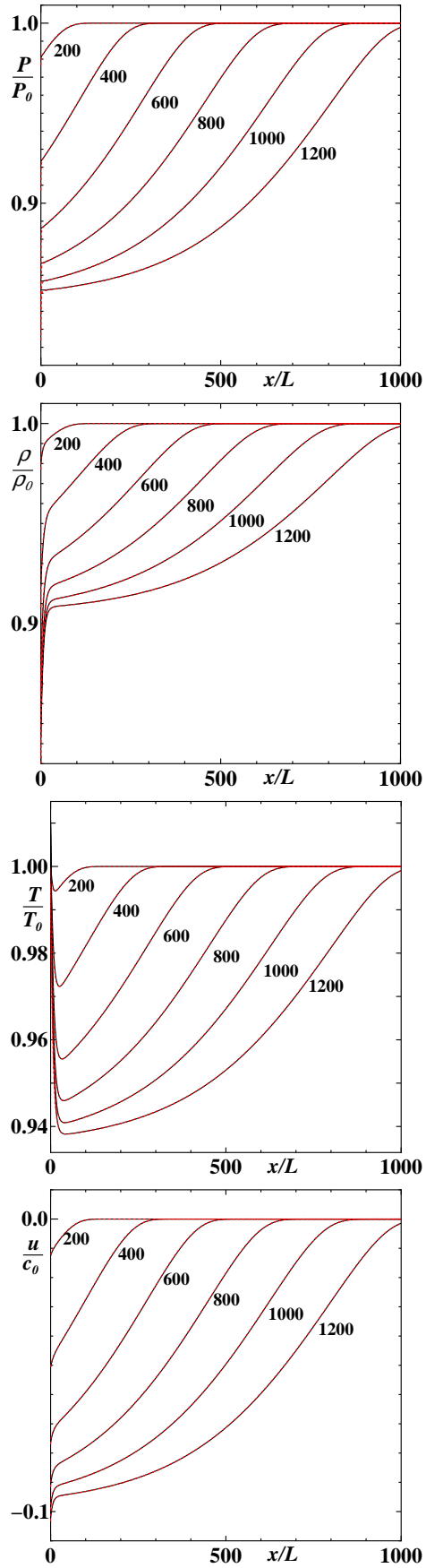


Fig. 11: Time development of the distributions of the fluid dynamic quantities at early stages (condensation case). $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$, $\kappa/\kappa_0 = 0.32$, $T_c/T_0 = 0.5$, $\Gamma = 11.0$, $Pr = 1.0$ and $D/L = 20.0$. The numbers in the figures indicate the time t/τ_0 . Dashed lines: the results⁷⁾ based on the Boltzmann equation of BGK type (the difference between the present results and the Boltzmann's is hardly noticeable).