

Influence of the Nucleation Process on the Flow Structure During Unsteady Evaporation

V. Yu. Levashov

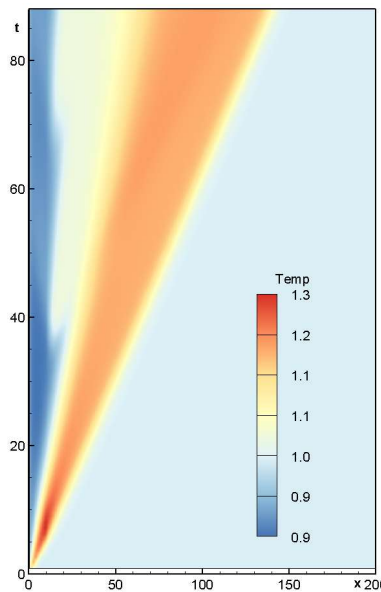
*Research Institute of Mechanics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, 119192, Russia*

vyl69@mail.ru, levashovvy@imec.msu.ru

Abstract

Using a method for joint solution of the Boltzmann kinetic equation, the equations of continuum mechanics, and the system of moment equations for homogeneous nucleation, the vapor flow that occurs near an interfacial surface during its evaporation from a flat surface due to an instantaneous increase in surface temperature was studied. It is shown that the flow formed as a result of evaporation has a specific structure consisting of several zones. The influence of bulk vapour condensation on this structure is examined.

Keywords: evaporation, bulk condensation, shock wave, contact discontinuity, Boltzmann kinetic equation.



$x-t$ temperature diagram for non-stationary evaporation taking into account the nucleation process

УДК 533.9

Влияние процесса нуклеации на структуру течения при нестационарном испарении

В. Ю. Левашов

*НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова,
Россия, Москва, 119192, Мичуринский проспект д. 1
vyl69@mail.ru, levashovvy@imec.msu.ru*

Аннотация

Методом совместного решения кинетического уравнения Больцмана, уравнений механики сплошной среды и системы моментных уравнений гомогенной нуклеации, исследовано течение пара, возникающее вблизи межфазной поверхности при его испарении с плоской поверхности в результате мгновенного увеличения ее температуры. Показано, что формирующееся в результате процесса испарение течение имеет определенную структуру, состоящую из нескольких зон. Рассмотрено влияние процесса объемной конденсации пара на эту структуру.

Ключевые слова: испарение, объемная конденсация, ударная волна, контактный разрыв, кинетическое уравнение Больцмана.

1. Введение

Настоящая работа является продолжением статьи [1], где было показано, что при испарении, вблизи межфазной поверхности формируется течение, состоящее из совокупности нескольких зон: неравновесная кинетическая область (слой Кнудсена); область равномерного потока, в которой скорость, плотность и температура не изменяются по координате; контактный разрыв и область с равномерным потоком за замыкающей ударной волной, предложен упрощенный подход, позволяющий восстановить структуру этого течения без решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды. Существование такого рода структуры отмечалось ранее в работах [2, 3].

В [2] на базе метода прямого статистического моделирования Монте-Карло, а также решения уравнений Эйлера для задачи о распаде разрыва, было обнаружено, что при невязком распаде разрыва с последующим истечением газа в среду с малой плотностью за головной ударной волной образуется горячий слой газа с температурой, существенно превосходящей начальную температуру толкающего газа и независимой от плотности газа перед волной расширения. В [3] в результате решения кинетического уравнения с S-модельным оператором столкновений, было показано, что при коэффициенте конденсации равном единице на некотором удалении от границы раздела фаз «формируется равномерный поток, который через размытый контактный разрыв сопрягается с равномерным потоком за ударной волной, распространяющейся с постоянной скоростью по невозмущенному газу».

Как отмечалось в [4, 5] пар, образующийся вблизи межфазной поверхности в результате испарения, оказывается пересыщенным. То есть отношение актуального давления пара к давлению насыщенного пара оказывается больше единицы даже при малых скоростях испарения, а с увеличением интенсивности процесса степень пересыщения растет и может быть достаточно значительной. Очевидно, что пересыщение должно повлечь за собой конденсацию пара, приводящую к уменьшению плотности и увеличению температуры пара [6]. Оба эти процесса влияют на величину массового потока, причем уменьшение плотности должно приводить к увеличению, а увеличение температуры к уменьшению интенсивности испарения

[7]. Вероятно, процесс нуклеации может также повлиять и на структуру течения, формирующуюся вблизи испаряющейся поверхности.

В настоящей работе на базе метода совместного решения кинетического уравнения Больцмана, уравнений механики сплошной среды [1] и системы уравнений, описывающих процесс гомогенной нуклеации [6, 8] анализируется структура течения вблизи испаряющейся поверхности.

2. Постановка задачи

Постановка задачи аналогична [1, 3]. Рассматривается процесс испарения с плоской поверхности раздела фаз жидкость-пар, расположенной на координате $x = 0$, в область $x > 0$, заполненную неподвижным паром того же вещества, испарение которого реализуется. Начальные параметры пара (числовая плотность – n_0 и температура – T_0) считаются известными. Предполагается также, что вдали от поверхности испарения параметры пара остаются неизменными и равными n_0 и T_0 . В начальный момент времени температура межфазной поверхности мгновенно увеличивается до T_w и остается неизменной в течение всего процесса. Рассматриваются различные отношения температур поверхности к температуре пара на бесконечности, т.е. T_w/T_0 и отношения числовой плотности испаряющегося вещества n_w , определяемой кривой насыщения, к числовой плотности пара на бесконечности, т.е. n_w/n_0 .

Профили макропараметров для всей расчетной области в различные моменты времени представлены для отношения температур $T_w/T_0 = 1.1$ и отношения плотностей $n_w/n_0 = 4.3$. Выбор именно таких величин объясняется тем, что именно для них в [1] численно исследовалось течение, формирующееся при испарении. Необходимо определить структуру течения и оценить характер влияния на эту структуру процесса объемной конденсации. Отношение n_w/n_0 определяется по линии насыщения для соответствующего отношения температуры T_w/T_0 .

Все величины далее будут представляться в безразмерном виде. В качестве базовых значений будут использоваться параметры пара вдали от межфазной поверхности, т.е. температура T_0 и концентрация n_0 . В качестве масштаба скорости используется величина $u_0 = \sqrt{RT_0}$, где R – удельная газовая постоянная. Базовая величина для плотности потока массы определяется выражением $j_0 = n_0 u_0$. Масштаб времени определяется условием: $t_0 = \lambda_0/u_0$, где λ_0 – средняя длина свободного пробега молекул пара при параметрах n_0 и T_0 . Безразмерная координата определяется делением размерной величины на λ_0 .

В качестве метода решения, как и в [1], использован метод совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды. В этом случае изменение параметров пара в слое Кнудсена описывается кинетическим уравнением Больцмана, а за пределами этого слоя – на базе системы уравнений механики сплошной среды.

Уравнение Больцмана для одномерной нестационарной постановки имеет следующий вид [9]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = J \quad (1)$$

Здесь $f(x, t, \xi)$ – функция распределения молекул по скоростям для пара; x – декартова координата; t – время; ξ – молекулярная скорость; J – интеграл столкновений, описывающий изменение функции распределения в результате межмолекулярных столкновений.

В отличие от [1], в настоящей работе учитывается возможность спонтанной (гомогенной) конденсации пара, находящегося в пересыщенном состоянии. Выделение скрытой теплоты фазового перехода, связанной с процессом объемной конденсации, учитывается с помощью источникового члена в уравнении энергии. В этом случае система уравнений механики сплошной среды имеет следующий вид [10]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} &= \frac{\partial \tau}{\partial x}, \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial [u(\rho e + \tau)]}{\partial x} &= \frac{\partial (u\tau)}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial x} + \dot{E}\end{aligned}\quad (2)$$

Здесь ρ – плотность парок капельной среды; u – скорость; p – давление; τ – тензор вязких напряжений; e – полная энергия; q – тепловой поток и \dot{E} – тепловой источник, обусловленный объемной конденсацией пара.

Величина \dot{E} определяется как произведение теплоты фазового перехода (L) на источник образования массы в процессе объемной конденсации (см. далее).

Описание процесса объемной конденсации пара осуществляется с помощью системы моментных уравнений [8].

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho \Omega_0}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \Omega_0 u)}{\partial x} &= J_{CNT}, \\ \frac{\partial \rho \Omega_1}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \Omega_1 u)}{\partial x} &= J_{CNT} r_{cr} + \dot{r} \rho \Omega_0, \\ \frac{\partial \rho \Omega_2}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \Omega_2 u)}{\partial x} &= J_{CNT} r_{cr}^2 + 2\dot{r} \rho \Omega_1, \\ \frac{\partial \rho \Omega_3}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \Omega_3 u)}{\partial x} &= J_{CNT} r_{cr}^3 + 3\dot{r} \rho \Omega_2\end{aligned}\quad (3)$$

Здесь J_{CNT} – частота образования зародышей жидкой фазы; r_{cr} – критический радиус зародыша; \dot{r} – скорость роста капель, вычисляется по формуле Герца – Кнудсена. Моменты имеют следующий физический смысл: нулевой момент (Ω_0) соответствует числу капель в единице массы, произведение $4\pi\Omega_2$ представляет суммарную площадь поверхности капель в единице массы, а величина $4/3\pi\rho_l\Omega_3$ соответствует массовой доле жидкой фазы – C_l (ρ_l – плотность жидкой фазы). Размерность n -го момента $\Omega_n = m^n/\text{кг}$. Скорость нуклеации J_{CNT} и критический радиус r_{cr} рассчитываются согласно классической теории нуклеации [6, 8]:

$$J_{CNT} = \frac{\rho_v^2}{\rho_l} \sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m^3}} \exp\left[-\frac{\Delta G}{k_B T}\right], \quad (4)$$

$$r_{cr} = \frac{2\sigma m}{\rho_l k_B T \ln(S)}, \quad (5)$$

где σ – поверхностное натяжение; m – масса одной молекулы; ΔG – работа образования критического зародыша жидкой фазы; S – степень пересыщения. Величина теплового источника для уравнения энергии системы (2) рассчитывается из следующего выражения:

$$\dot{E} = \frac{4}{3}\pi\rho_l(J_{CNT}r_{cr}^3 + 3\dot{r}\Omega_2)L \quad (6)$$

Здесь первое слагаемое в скобках соответствует числу капель критического размера, возникающих в результате нуклеации, а второе слагаемое описывает изменение размера существующих капель в результате конденсации на их поверхности.

Таким образом, в отличие от [1] система уравнений (2) дополняется соотношениями (3)–(6). Возможность образования капель в слое Кнудсена не учитывается.

3. Результаты и их обсуждение

Используя представленный выше подход, можно получить зависимости макропараметров паро-капельной смеси от координаты для различных моментов времени. На рис. 1 представлены профили плотности паро-капельной смеси (a), температуры (b), скорости (v) и давления (z) для момента времени 88.8 с учетом (пунктир) и без учета (сплошная линия) процесса объемной конденсации при следующих параметрах: $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$. На рис. 2 для удобства анализа структуры течения в случае учета и не учета процесса гомогенной

конденсации, представлены профили макропараметров, отнесенные к максимальной величине: (*б*) – с учетом и (*а*) – без учета процесса объемной конденсации.

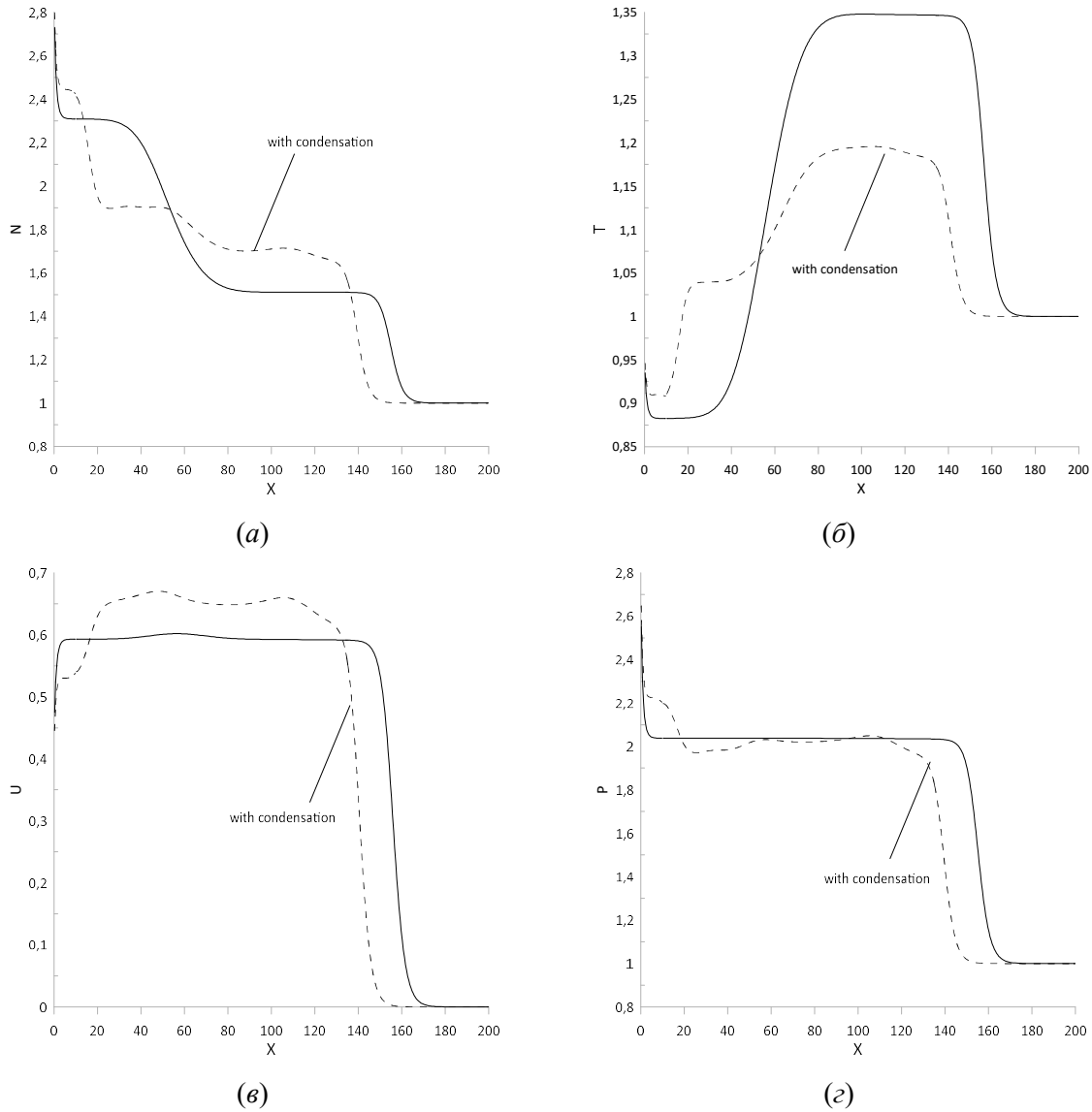


Рис. 1. Профили плотности – (*а*), температуры – (*б*), скорости – (*в*), давления – (*г*), для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$ в момент времени $t = 88.8$

Если анализировать данные по изменению макропараметров на рисунках 1 и 2, «двигаюсь» от невозмущенного пара к поверхности испарения (т.е. в направлении от больших значений координаты x к межфазной поверхности), то из рисунков видно, что в обоих случаях наблюдаются схожие области сформировавшейся структуры, а именно, формируется головная волна, набегающая на невозмущенный (с параметрами n_0 и T_0) пар. За головной волной наблюдается область постоянных параметров. Вблизи поверхности испарения присутствует неравновесная область – слой Кнудсена. В то же время, для случая с учетом процесса нуклеации наблюдаются некоторые различия в зоне между «Областью за волной» и «Слоем Кнудсена». Так, например, без учета процесса нуклеации за зоной «Область за головной волной» (т.е. после прохождения зоны контактного разрыва) наблюдается уменьшение температуры до некоторой постоянной величины. Небольшое увеличение температуры происходит только в слое Кнудсена. В случае учета процесса нуклеации наблюдается следующая ситуация: сначала температура уменьшается до некоторой постоянной величины, затем наблюда-

ется ее повторное уменьшение и увеличение температуры в слое Кнудсена. То есть уменьшение температуры происходит немонотонно. Вероятно, такой характер поведения температуры связан с выделением тепла в результате процесса объемной конденсации. Отметим, что минимальное значение температуры для случая отсутствия нуклеации меньше аналогичной величины, полученной с учетом нуклеации (см. рис. 1, б). Наблюдаются также и различия в изменении профилей плотности и скорости.

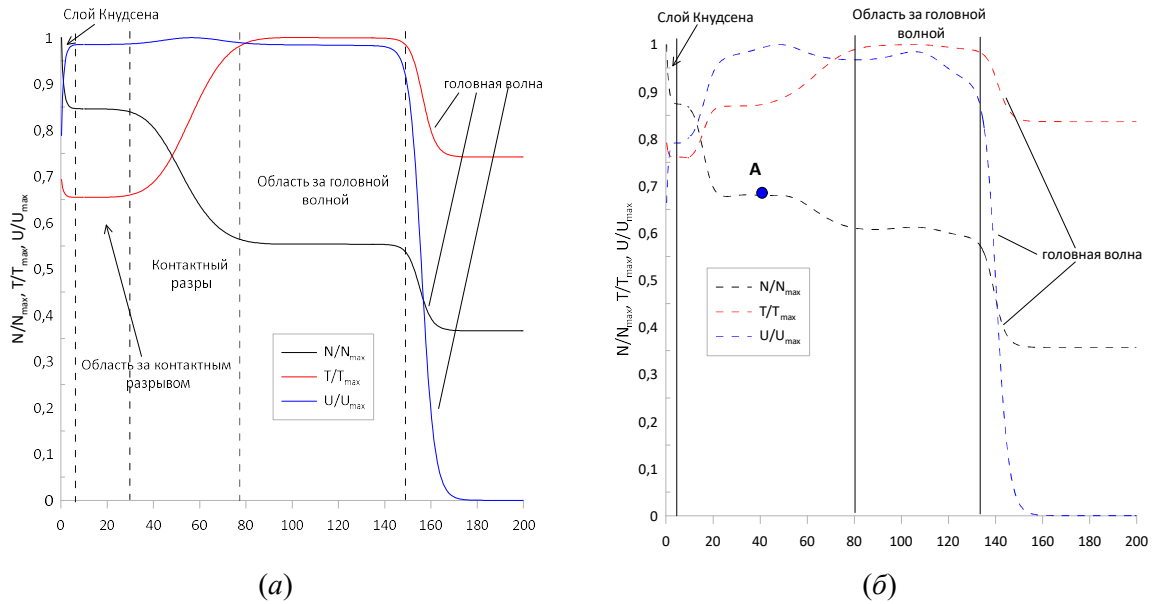


Рис. 2. Структура течения для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$ для момента времени $t = 88.8$: (а) – без учета процесса конденсации, (б) – с учетом процесса конденсации

Для более наглядного анализа влияния нуклеации на течение пара при испарении, на рисунках 3–8 представлены $x-t$ диаграммы, построенные без учета процесса нуклеации (рисунок, обозначенный буквой (а)) и с учетом процесса объемной конденсации (рисунок, обозначенный буквой (б)).

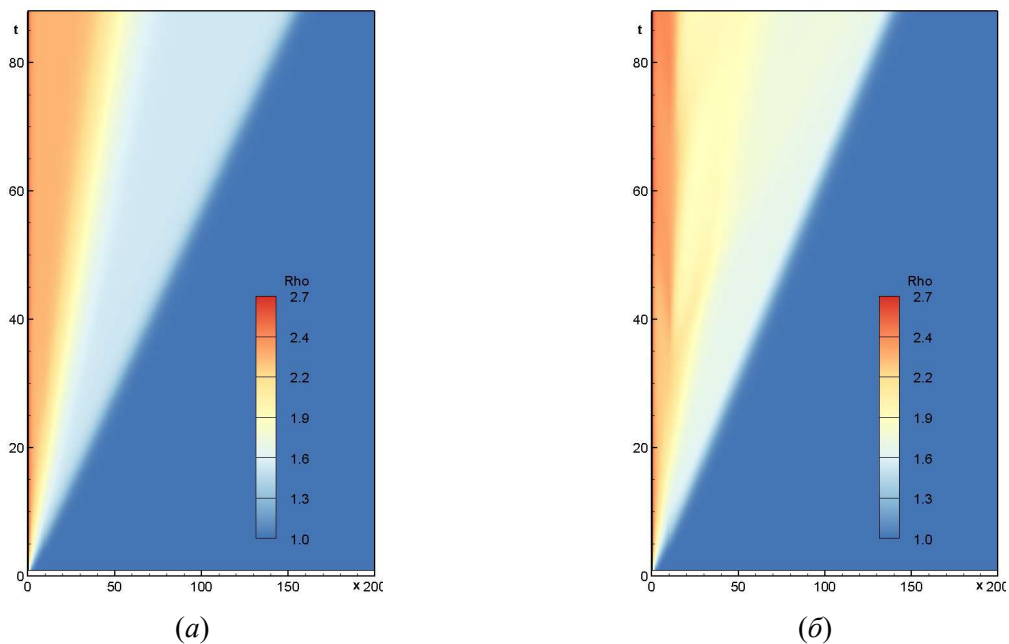


Рис. 3. $x-t$ диаграмма плотности без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

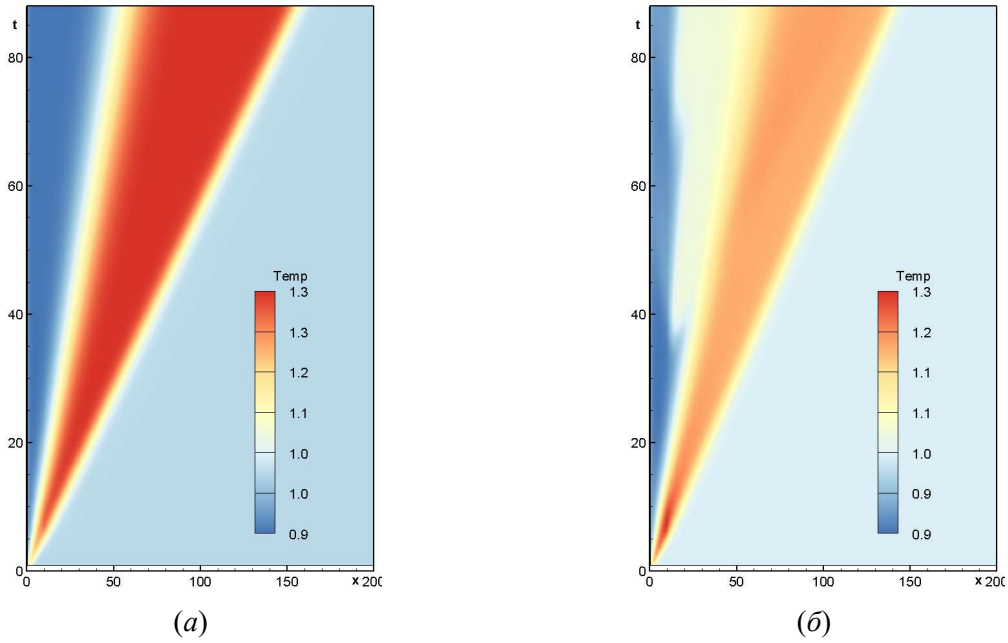


Рис. 4. $x-t$ диаграмма температуры без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

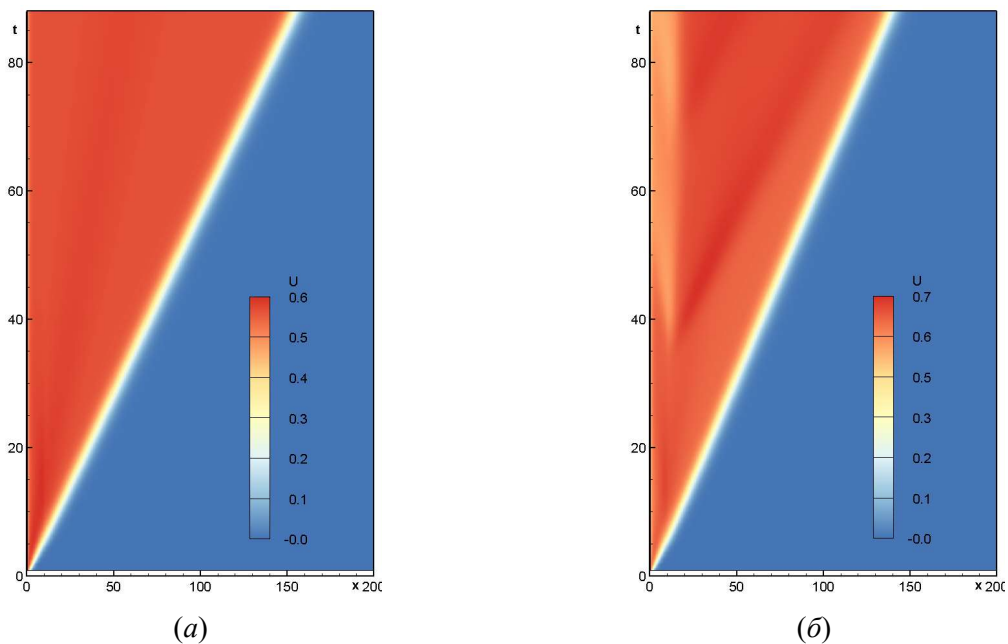


Рис. 5. $x-t$ диаграмма скорости без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

Из анализа рисунков 2–8 видно, что и в первом (без конденсации), и во втором (с учетом конденсации) случае головная волна движется по невозмущенному пару с постоянной скоростью. В то же время процесс нуклеации приводит к небольшому замедлению скорости этой волны. Так, для случая без конденсации головная волна движется со скоростью 1.75, а для случая с образованием конденсата скорость волны составляет 1.53.

Отметим, что несмотря на схожесть сформировавшейся головной волны для случаев учета и не учета объемной конденсации, применение законов сохранения на данной поверхности разрыва не является корректным. Следуя [11] законы сохранения на головной волне можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 n_6 W_S &= n_4 (W_S - v_4), \\
 n_6 T_6 + n_6 W_S^2 &= n_4 T_4 + n_4 (W_S - v_4)^2, \\
 \frac{\gamma}{\gamma-1} T_6 + \frac{1}{2} W_S^2 &= \frac{\gamma}{\gamma-1} T_4 + \frac{1}{2} (W_S - v_4)^2
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Здесь, как и в [1], нижним индексом «6» обозначены параметры невозмущенного пара, т.е. далеко от поверхности испарения, индексом «4» параметры пара сразу за головной волной, W_S – скорость головной волны.

При известной скорости движения головной волны и параметрам пара перед волной (n_6 и T_6) система (7) позволяет определить параметры за головной волной (n_4 и T_4). Так, для скорости волны равной 1.53 (определяется из $x-t$ диаграмм), система (7) дает следующие значения для макропараметров пара за волной: $n_4 = 1.28$, $T_4 = 1.18$, $v_4 = 0.33$. Описанный выше численный подход (т.е. использование системы (1)–(6)) дает другие величины, а именно: $n_4 = 1.71$, $T_4 = 1.19$, $v_4 = 0.66$. Таким образом, в случае учета процесса объемной конденсации, величина плотности уменьшается на 16 %, температура остается практически неизменной (возрастает меньше, чем на 1 %), а скорость потока увеличивается в 2 раза. Здесь важно отметить, что в системе (7) возможность объемной конденсации не предполагается.

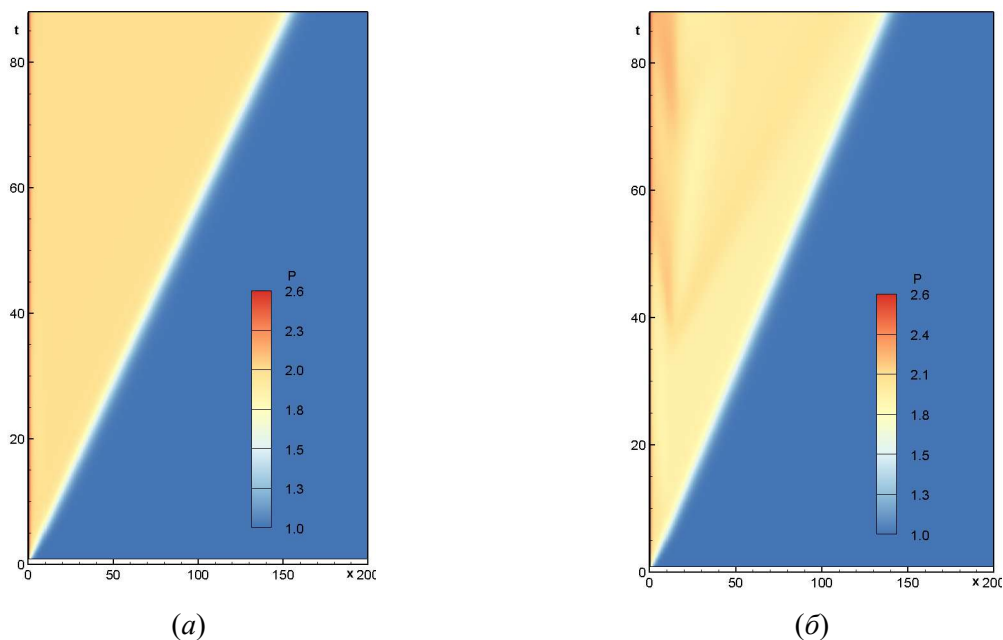


Рис. 6. $x-t$ диаграмма давления без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

Представленные на рис. 1 профили макропараметров позволяют сделать выводы о причинах различий, в каждой зоне возникающей структуры, для случая учета/не учета процесса объемной конденсации. Вероятно, что на макропараметры в каждой области возникающей структуры оказывают влияние несколько факторов, а именно, изменение макропараметров за счет «прохождения» через головную волну, а также эффекты, связанные с процессом образования капель. Из рис. 1, а видно, что в обоих случаях в слое Кнудсена наблюдается уменьшение плотности пара, а также наличие области постоянной плотности. В случае не учета процесса конденсации (для момента времени 88.8) эта область находится в интервале координат от ~ 6 до ~ 24 . Для случая учета нуклеации такая область расположена в интервале координат от ~ 24 до ~ 52 в тот же момент времени. При этом, в первом плотность равна ~ 2.3 , а во втором ~ 1.9 . Уменьшение плотности связано с образованием капель конденсата (см. данные для массовой доли жидкости – C_1 (пунктирные линии на рис. 9)). Образование капель приводит также и к повышению температуры в интервале координат ~ 24 до ~ 52 .

Также видно, что в интервале координат от 16 до 130 скорость пара в случае наличия процесса нуклеации на $\sim 10\%$ больше аналогичной величины в случае не учета этого эффекта. Вероятно, увеличение скорости связано с тепловыделением в результате процесса нуклеации. Вероятно, увеличение скорости пара приводит к повышению плотности пара в интервале координат ~ 53 до ~ 136 .

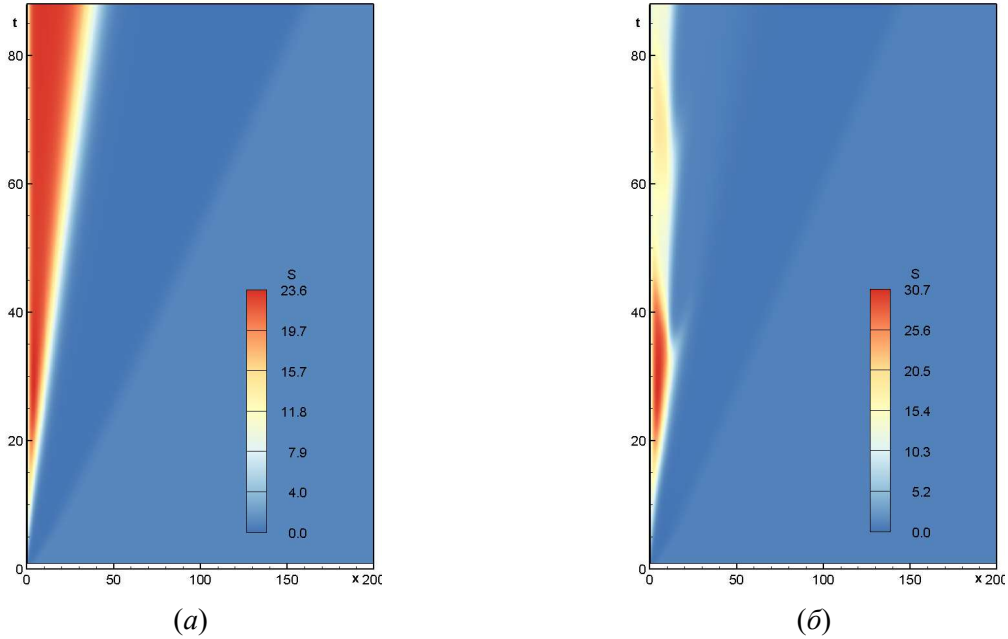


Рис. 7. $x-t$ диаграмма степени пересыщения без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

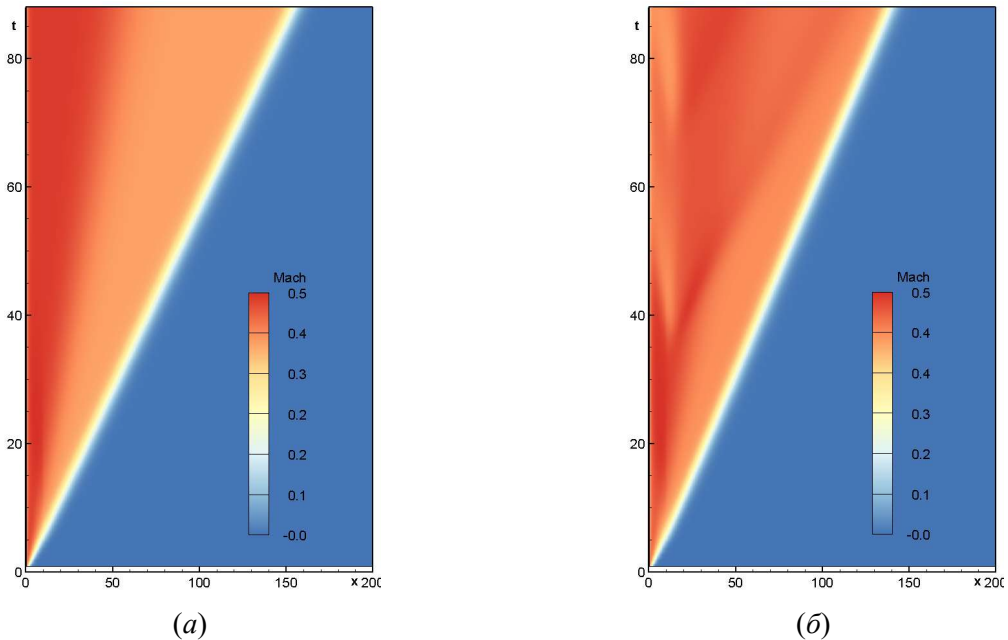


Рис. 8. $x-t$ диаграмма локального числа Маха без учета процесса нуклеации – (а) и с учетом процесса нуклеации – (б) для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$

На рис. 9 представлено изменение плотности – рис. 9, а, температуры – рис. 9, б, скорости – рис. 9, в и плотности потока массы – рис. 9, г (сплошные линии) в зависимости от переменной $x\sqrt{T_0/T_w}/t$ в различные моменты времени. На этих же рисунках представлены данные по изменению массовой доли жидкости – C_1 (пунктирные линии). Из рисунков видно изменение представленных параметров в результате образования капель жидкой фазы. Таким

образом, можно сделать следующий вывод. Установление параметров пара за головной волной в данном случае является результатом двух процессов:

1. натекание на покоящийся газ волны, с числом Маха больше 1;
2. изменение макропараметров, в частности плотности пара, температуры и скорости потока, в области между слоем Кнудсена и областью за головной волной в результате процесса объемной нуклеации.

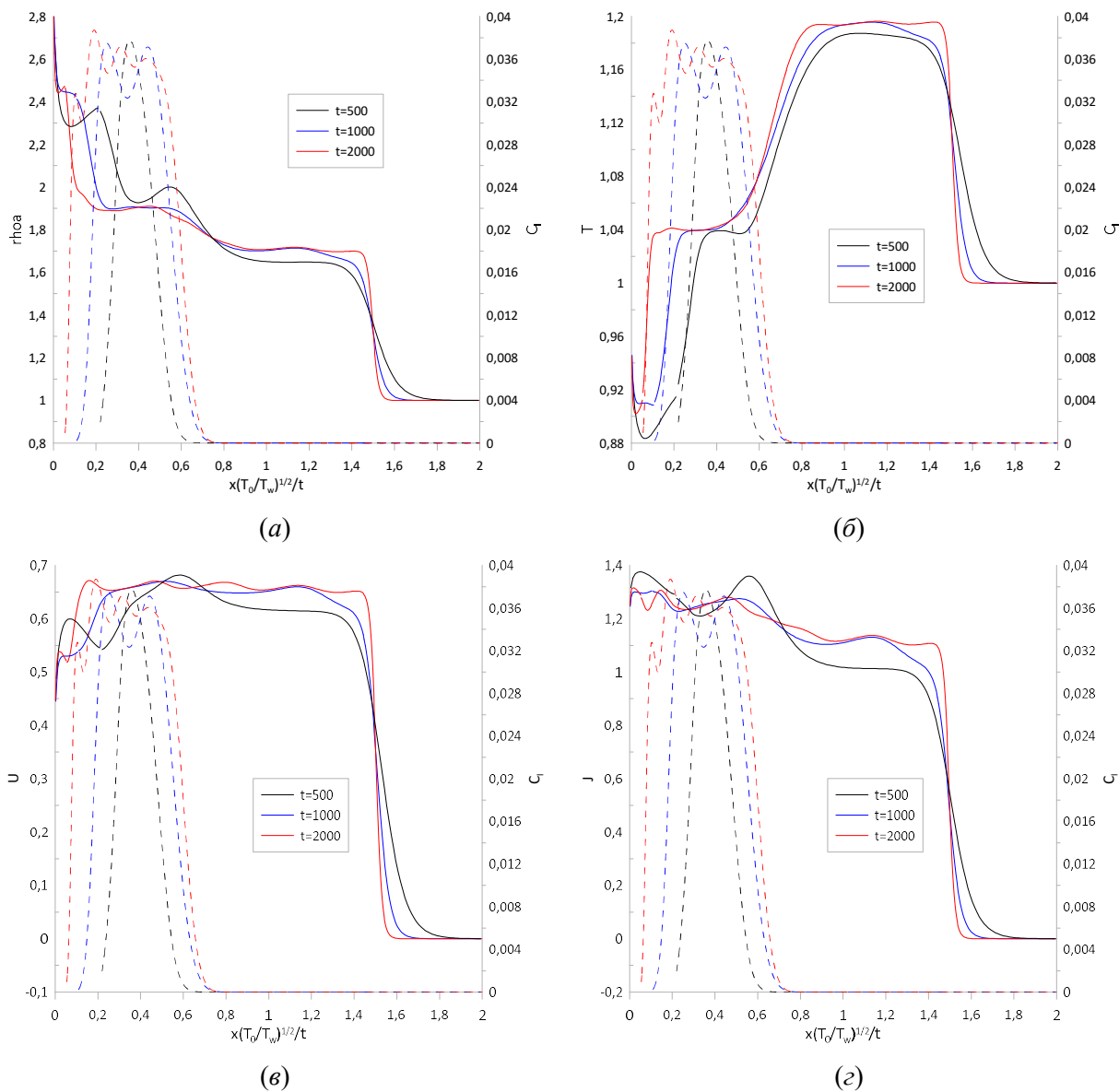


Рис. 9. Профили плотности (а), температуры (б), скорости (в) и плотности потока массы (г) для различных моментов времени для $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$. Пунктирные линии – массовая доля жидкости в различные моменты времени

В таблице 1 представлены результаты решения для различных отношении n_w/n_0 , T_w/T_0 . Приведено сравнение с результатами применения упрощенного подхода [1] т.е. без учета процесса нуклеации. Как и выше предполагается, что область заполнена паром с параметрами $T_6 = 1.0$, $n_6 = 1.0$, $v_6 = 0.0$. Как отмечалось ранее, для случая учета процесса нуклеации наблюдаются различия в структуре потока в области, расположенной между зонами «Слой Кнудсена» и «Область за головной волной». В этой области основное влияние на макропараметры оказывает процесс нуклеации. В то же время интересно оценить степень влияния процесса нуклеации на параметры пара вниз по потоку, т.е. на величины макропараметров за головной волной, а также на скорость распространения головной волны.

Таблица 1

Параметры пара за головной волной

T_w/T_0	n_w/n_0	T_4		n_4		v_4		W_{sw}	
		Учет нуклеации	Подход [1]	Учет нуклеации	Подход [1]	Учет нуклеации	Подход [1]	Учет нуклеации	Подход [1]
1.05	2.2	1.09	1.17	1.32	1.25	0.32	0.31	1.35	1.51
1.1	4.3	1.2	1.34	1.7	1.51	0.66	0.59	1.57	1.74
1.2	14.8	1.56	1.79	2.48	2.04	1.31	1.16	2.14	2.28
1.3	39.9	2.12	2.34	3.0	2.47	1.89	1.69	2.77	2.84

Из таблицы видно, что несмотря на тот факт, что процесс нуклеации реализуется непосредственно за слоем Кнудсена, его влияние распространяется далее вниз по потоку и приводит: к уменьшению скорости головной волны и скорости пара за головной волной, увеличению плотности и температуры пара.

В таблице 2 представлены сравнения параметров в зоне постоянных параметров с учетом и без учета процесса нуклеации в области между слоем Кнудсена и областью за головной волной. На рис. 2, б точка сравнения обозначена буквой А. Отметим, что для каждого рассматриваемого случая, представленного в таблице 2, точка сравнения находится на разном удалении от межфазной поверхности. Координата точек сравнения представлена в таблице. На рис. 10 координата области структуры, для которой производилось сравнение, обозначено точкой «А» и «А_{cond}» для случая учета и не учета процесса нуклеации соответственно. Параметры в этой области обозначены в таблице 2 нижним символом «2».

Таблица 2

Параметры пара в точке А (см. рис. 2, б и рис. 10)

X		T_w/T_0	n_w/n_0	T_2		n_2		v_2	
Учет нуклеации	Подход [1]			Учет нуклеации	Подход [1]	Учет нуклеации	Подход [1]	Учет нуклеации	Подход [1]
39	13	1.1	4.3	1.04	0.88	1.9	2.3	0.66	0.59
67	45	1.2	14.8	1.08	0.75	3.46	4.687	1.33	1.16
120	91	1.3	39.9	1.12	0.64	5.52	8.85	1.93	1.64

Из табл. 1 видно, что влияние процесса нуклеации на параметры пара за головной волной не велико. При этом, для всех рассмотренных случаев, в этой области течения плотность и скорость пара увеличивается, в то время как температура уменьшается. Важно отметить, что различия между случаями учета и не учета нуклеации возрастают с увеличением отношения температур T_w/T_0 и, как следствие, увеличения отношения концентраций n_w/n_0 .

Данные табл. 2 показывают, несколько иное поведение параметров пара. Так, учет конденсации приводит к уменьшению плотности, но к увеличению скорости и температуры. При этом, как и для области за головной волной, различия возрастают с ростом отношения температур T_w/T_0 . Данные по профилям температуры и скорости представлены на рис. 11. Как видно из рис. 11, как для случая испарения без объемной конденсации, так и с учетом последней наблюдается увеличение скорости потока испарившегося пара в слое Кнудсена. Это, в свою очередь, приводит к понижению температуры пара. Процесс конденсации связан с выделением тепла в результате фазового перехода, что приводит к повышению температуры вблизи испаряющейся поверхности (рис. 11, а). Например, рассмотрим следующий случай: $T_w/T_0 = 1.2$, $n_w/n_0 = 14.8$ (синяя линия на рис. 10 и 11). Без учета процесса конденсации наблюдается уменьшение температуры в слое, протяженность $10\lambda_0$, до величины 0.76. Причем до координаты примерно $75\lambda_0$ величина температуры остается неизменной. Далее

наблюдается рост температуры. В случае же учета конденсации наблюдается падение температуры до величины 0.95 в слое протяженностью около $2\lambda_0$ от поверхности испарения и эта температура остается неизменной до координаты примерно $8\lambda_0$. Далее наблюдается небольшой подъем температуры до величины 1.1, область постоянной температуры (протяженность этой области около $80\lambda_0$) и дальнейший рост температуры до температуры за головной волной. Отметим, что в области за головной волной температура в случае учета конденсации примерно в 1.2 раза меньше, чем без учета конденсации. Вероятно, это связано с увеличением скорости пара при наличии конденсации (см. рис. 11, б).

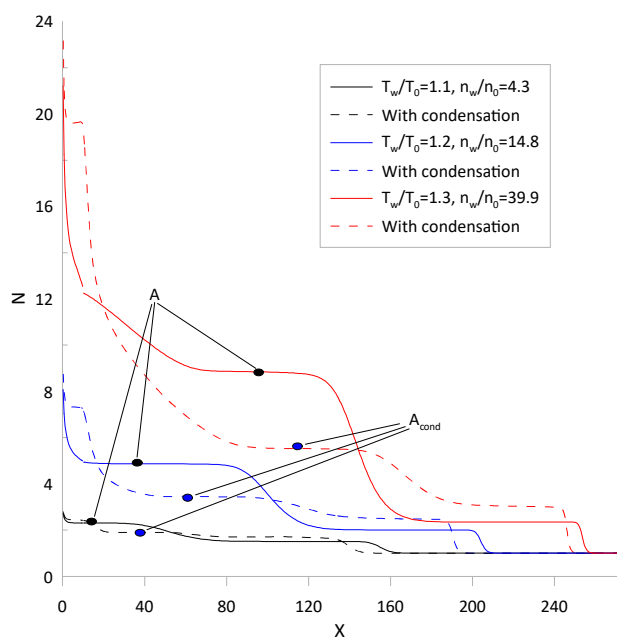


Рис. 10. Профили плотности для различных отношений n_w/n_0 и T_w/T_0 . Пунктирные линии относятся к случаю учета процесса конденсации. Черными и синими точками обозначены координаты области структуры, для которой представлены данные в табл. 2

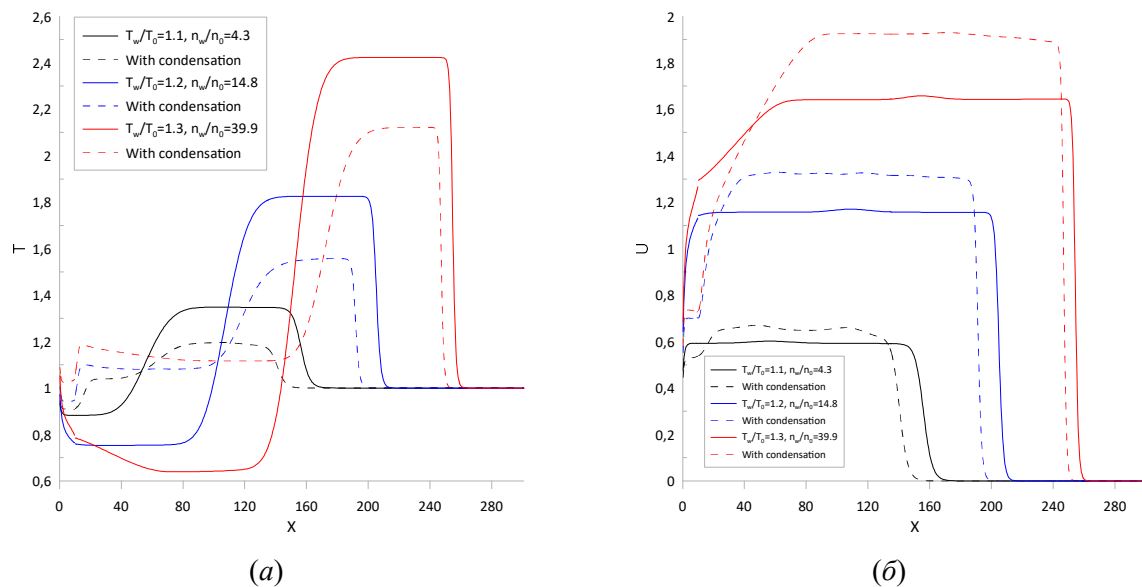


Рис. 11. Профили температуры (а) и скорости (б) для различных отношений n_w/n_0 и T_w/T_0 . Пунктирные линии относятся к случаю учета процесса конденсации

Для более наглядного представления процесса формирования структуры при конденсации, на рис. 12 и 13 представлены графики плотности (*a*), скорости (*б*) и температуры (*в*) для различных соотношений n_w/n_0 и T_w/T_0 для различных моментов времени в зависимости от переменной $x(T_0/T_w)^{1/2}/t$.

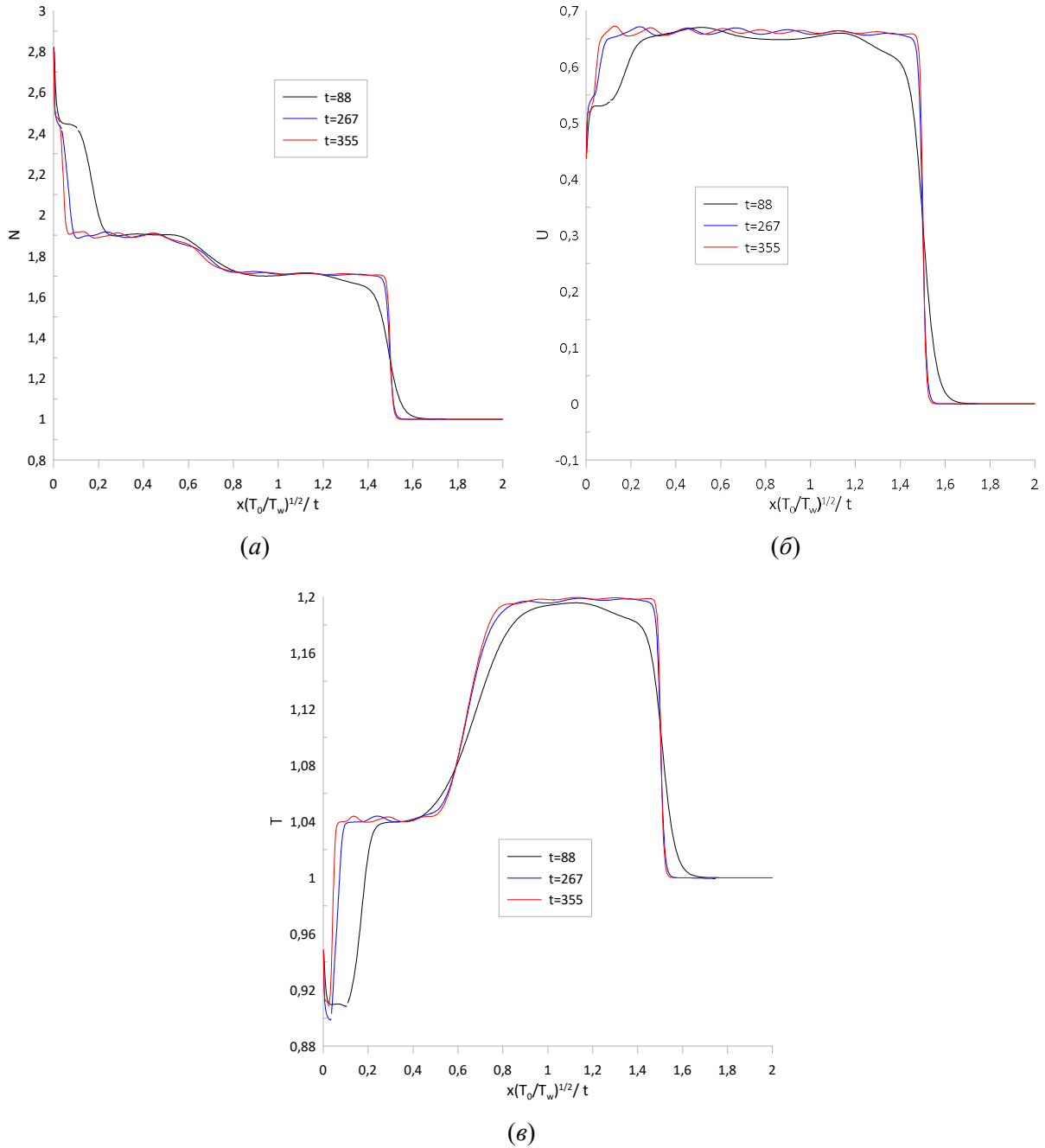


Рис. 12. Профили макропараметров для разных моментов времени при $n_w/n_0 = 4.3$, $T_w/T_0 = 1.1$: (a) – плотность, (б) – скорость, (в) – температура

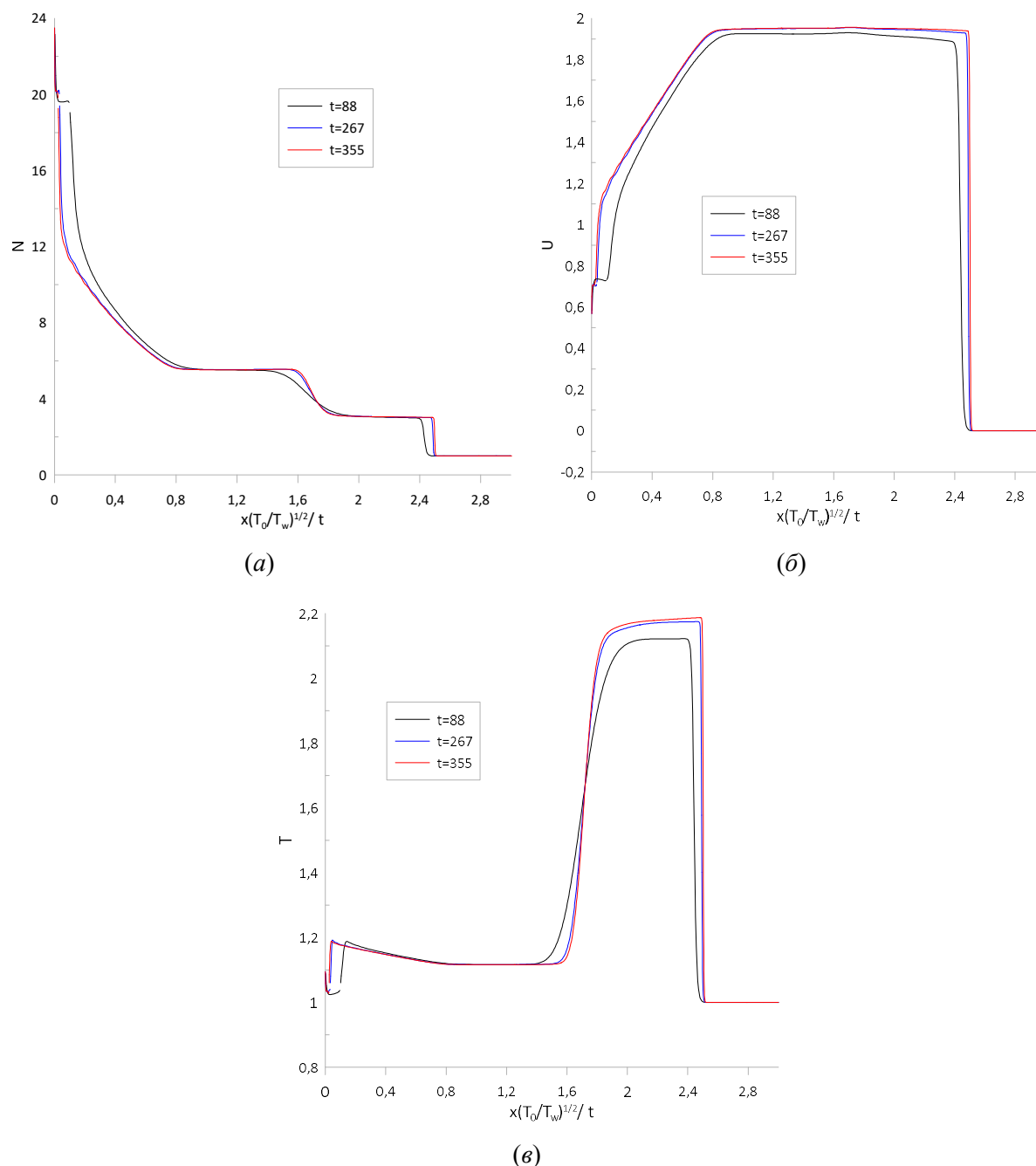


Рис. 13. Профили макропараметров для разных моментов времени при $n_w/n_0 = 39.9$, $T_w/T_0 = 1.3$: (a) – плотность, (б) – скорость, (в) – температура

4. Заключение

Результаты решения задачи об испарении в собственный пар методом совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды с учетом процесса гомогенной нуклеации показали, что процесс нуклеации оказывает влияние на величины макропараметров как вблизи, так и на удалении от поверхности испарения. Установление параметров пара за головной волной (вдали от поверхности испарения) является результатом двух процессов: 1) Натекание на покоящийся газ волны, с числом Маха больше 1; 2) Изменение макропараметров, в частности плотности пара, температуры и скорости потока, в области между слоем Кнудсена и областью за головной волной в результате процесса объемной нуклеации. Показано, что применение законов сохранения в стандартной форме, т.е. без учета процесса объемной конденсации, не является корректным.

Благодарности и ссылки на гранты

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

Литература

1. Левашов В. Ю., Крюков А. П., Кусов А. Л. Структура течения вблизи поверхности испарения // Изв. РАН МЖГ. 2024. № 6. С. 127–137. <https://doi.org/10.31857/S1024708424060129>
2. Кусов А. Л., Лунев В. В. О нестационарном разлете разреженного газа при испарении конденсированного материала с его перегретой поверхности // Изв. РАН МЖГ. 2012. № 4. С. 130–144.
3. Титарев В. А. Шахов Е. М. Теплоотдача и испарение с плоской поверхности в полупространство при внезапном повышении температуры тела // Изв. РАН МЖГ. 2002. № 1. С. 141–153.
4. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М: Наука. 1970.
5. Labuntsov D. A., Kryukov A. P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transf. 1979. Vol. 22. No. 7. Pp. 989–1002. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(79\)90172-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(79)90172-8)
6. Kalikmanov V. I. Nucleation Theory. Springer Netherlands. 2013. p. 17
7. Левашов В. Ю., Майоров В. О., Крюков А. П. Изменение величины испарительного потока в результате объемной конденсации пара вблизи межфазной поверхности // ПЖТФ, 2023. Vol. 49, iss. 10. Pp. 9–12. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2023.10.55426.19532>
8. Майоров В. О., Крюков А. П., Левашов В. Ю. Исследование влияния объемной конденсации на интенсивность тепло- и массопереноса. // Инженерно-физический журнал. 2024. Т. 97. № 7. С. 1704.
9. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М. Наука. 1967. 440 с
10. Лабунцов Д. А., Ягов В. В. Механика двухфазных систем: Учебное пособие для вузов. М.: Издательство МЭИ. 2000. 374 с.
11. Черный Г. Г. Газовая динамика. М.: Наука. 1988. 424 с.

References

1. Levashov V. Yu, Kryukov A. P., Kusov A. L., Flow structure near an evaporation surface, *Fluid Dynamics*, 2024, vol. 59, issue 6, pp. 1850–1859. <https://doi.org/10.1134/S0015462824603619>
2. Kusov A. L., Lunev V. V., Unsteady rarefied-gas expansion on evaporation of a condensed material from its overheated surface, *Fluid Dynamics*, 2012, vol. 47, pp. 543–555. <https://doi.org/10.1134/S0015462812040138>
3. Titarev V. A., Shakhov E. M., Heat Transfer and Evaporation from a Plane Surface into a Half-Space upon a Sudden Increase in Body Temperature, *Fluid Dynamics*, 2002, vol. 37, pp. 126–137. <https://doi.org/10.1023/A:1015147203313>
4. Anisimov S. I., Imas Ya. A., Romanov G. S., Khodyko Yu. V., *The effect of high-power radiation on metals*, Moscow: Nauka, 1970 [in Russian].
5. Labuntsov D. A., Kryukov A. P., Analysis of intensive evaporation and condensation, *J. Heat Mass Transf.*, 1979, vol. 22, issue 7, pp. 989–1002. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(79\)90172-8](https://doi.org/10.1016/0017-9310(79)90172-8)
6. Kalikmanov V. I., *Nucleation Theory*, Springer Netherlands, 2013, p. 17.
7. Levashov V. Yu, Mayorov V. O., Kryukov A. P., Change in evaporation flux due to homogeneous condensation of vapour near the interfacial surface, *Technical Physics Letters*, 2023, vol. 49, issue 5, pp. 49–52. <https://doi.org/10.21883/TPL.2023.05.56028.19532>
8. Maiorov V. O., Levashov V. Y., Kryukov A. P., Effect of volume condensation on the intensity of heat and mass transfer, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2024, vol. 97, pp. 1704–1709. <https://doi.org/10.1007/s10891-024-03049-z>

9. Kogan M. N., *Dynamics of rarefied gas*, M.: Nauka, 1967, 440 p. [in Russian].
10. Labuntsov D. A., Yagov V. V., *Mechanics of Two-Phase Systems: A Textbook for Universities*, Moscow: MPEI Publishing House, 2000, 374 p. [in Russian].
11. Cherny G. G., *Gas Dynamics*, Moscow: Nauka, 1988, 424 p. [in Russian].

Статья поступила в редакцию 10 апреля 2026 г.