

## СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ИСПАРЕНИЯ

© 2024 г. В. Ю. Левашов<sup>a,\*,\*\*</sup>, А. П. Крюков<sup>a</sup>, А. Л. Кусов<sup>a</sup>

<sup>a</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

\*e-mail: vyl69@mail.ru

\*\*e-mail: levashovvy@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 02.08.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята к публикации 11.10.2024 г.

Методом совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды исследовано течение пара вблизи межфазной поверхности при испарении. Показано, что формирующаяся в этом процессе структура течения представляет собой совокупность 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 подход, позволяющий построить структуру течения при нестационарном испарении без решения кинетического уравнения Больцмана. Результаты применения этого подхода сравниваются с численными расчетами, выполненными с помощью метода совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды, а также путем прямого статистического моделирования Монте-Карло.

**Ключевые слова:** испарение, ударная волна, контактный разрыв, кинетическое уравнение Больцмана, метод прямого статистического моделирования Монте-Карло

**DOI:** 10.31857/S1024708424060129, **EDN:** FDKROS

Процесс испарения активно используется как в различных технических приложениях таких, например, как охлаждение микроэлектроники [1], системы кондиционирования воздуха [2], опреснение воды [3], так и наблюдается в различных природных явлениях, например, испарение воды с поверхности водоемов и почвы [4–7]. Как отмечается в [8], систематическое изучение процесса испарения было впервые начато работами Стефана [9, 10] и продолжается до настоящего времени. Исследования в данном направлении ведутся как с использованием расчетно-теоретических, так и экспериментальных методов исследований. Теоретические исследования процесса испарения осуществляются в настоящее время методами механики сплошной среды, молекулярно-кинетической теории и методами молекулярно-динамического моделирования [11–15]. В [16] рассмотрение задачи об испарении материала с поверхности заданной температуры осуществлялось с использованием метода прямого статистического моделирования Монте-Карло, а также решения уравнений Эйлера для задачи о распаде разрыва. В результате моделирования 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 независящей от плотности газа перед волной расширения. В [17] рассматривалась задача об испарении с плоской поверхности при внезапном повышении ее температуры. Основное внимание уделялось влиянию коэффициента испарения на картину движения газовой среды. Результаты решения получены на базе 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”.

В настоящей работе на базе метода совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды [18, 19] анализируется структура течения вблизи испаряющейся поверхности. Показано, что при определенных условиях формируется структура течения, аналогичная [17].

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается одномерная задача об испарении с плоской поверхности в область, заполненную неподвижным паром того же вещества, испарение которого реализуется. Пар занимает полупространство  $x > 0$  и находится в термодинамическом равновесии с конденсированной фазой, расположенной в полупространстве  $x < 0$ . Поверхность раздела фаз жидкость-пар представляет собой плоскость, расположенную на координате  $x = 0$ . Считается, что в начальный момент времени параметры пара (числовая плотность  $n_0$  и температура  $T_0$ ), находящегося около поверхности испарения, известны. Считается также, что вдали от поверхности испарения параметры пара остаются неизменными и равными  $n_0$  и  $T_0$ . В начальный момент времени температура поверхности увеличивается, становится равной  $T_w$  и остается неизменной в течение всего процесса. Температуре  $T_w$  соответствует числовая плотность испаряющегося вещества  $n_w$ , определяемая кривой насыщения. Рассматривается случай, когда  $T_w/T_0 = 1.1$ . Величина  $n_w$  варьируется в диапазоне от  $1.1 \leq n_w/n_0 \leq 4.3$ . Необходимо определить структуру течения, а также значения макропараметров (плотность, температуру, скорость) в каждой области этой структуры. Такая ситуация возможна на начальной стадии лазерной абляции. В обзоре [20] отмечается, что «русский тезаурус понятий “утрата”, “потеря” содержит слова “испаряться”, “улетучиваться”, имеющие непосредственное отношение к процессу абляции». В этой же работе при рассмотрении тепловой модели абляции (модели приповерхностного испарения) показана возможность формирования при определенных условиях стационарной волны испарения, параметры которой рассчитываются, и утверждается, «что в наносекундном диапазоне результаты расчетов, основанных на тепловой модели, хорошо согласуются с экспериментальными данными». Поскольку плотность жидкости значительно больше плотности пара, а характерные времена рассматриваемого процесса малы, предполагается, что поверхность раздела фаз пар-жидкость остается неподвижной.

Далее все величины представлены в безразмерном виде. Безразмерная температура вводится делением размерной величины на  $T_0$ , безразмерная плотность (концентрация) делением на  $n_0$ , безразмерная скорость на  $u_0 = \sqrt{RT_0}$ , где  $R$  – удельная газовая постоянная, а безразмерный поток массы на  $j_0 = n_0 u_0$ . Масштаб времени, характерный для процессов, описываемых уравнением Больцмана, определяется следующим условием:  $t_0 = \lambda_0/u_0$ , где  $\lambda_0$  – средняя длина свободного пробега молекул пара при параметрах  $n_0$  и  $T_0$ . Безразмерная координата определяется делением размерной величины на  $\lambda_0$ .

В качестве основного метода решения, в настоящей работе использован метод совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды. Подробное описание этого подхода изложено в [19]. Применение данного подхода для исследования процессов испарения в парогазовую среду представлено в [18]. Здесь приведем лишь краткое описание метода. Известно [см., например, 21–24], что вблизи поверхности испарения/конденсации существует тонкий неравновесный слой (слой Кнудсена), в котором параметры пара претерпевают существенные изменения в результате межмолекулярных столкновений. В методе совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды поведение пара в слое Кнудсена описывается кинетическим уравнением Больцмана, которое для одномерной нестационарной постановки имеет следующий вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \xi_x \frac{\partial f}{\partial x} = J. \quad (1.1)$$

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

Как отмечается в [25, 19, 11], для решения (1.1) должны быть известны функции распределения по скоростям молекул, “летящих” внутрь кинетической области, т.е. на межфазной поверхности жидкость-пар ( $x = 0$ ) должна быть известна (задана) функция распределения по скоростям при  $\xi_x > 0$ , а на границе слоя Кнудсена при  $\xi_x < 0$ . На внешней границе слоя Кнудсена в качестве такой функции используется функция Чепмена–Энскога, рассчитанная по параметрам из первой расчетной точки

области сплошной среды. На межфазной поверхности в качестве граничной функции используется распределение Максвелла с температурой равной температуре поверхности ( $T_w$ ), числовой плотностью  $n_w$  и нулевой переносной скоростью [11]. Внешняя граница слоя Кнудсена располагалась на расстоянии  $10\lambda_0$  от поверхности испарения.

Результатом решения (1.1) является функция распределения молекул по скоростям. Макропараметры пара, такие как плотность, температура, давление, потоки массы, энергии и другие моменты функции распределения определяются интегрированием по трехмерному пространству скоростей [25]. За пределами слоя Кнудсена описание системы базируется на уравнениях механики сплошной среды, которые для одномерной постановки имеют следующий вид [26]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{\partial \rho e u}{\partial x} &= -p \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{4}{3} \mu \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \frac{\partial q}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь  $\rho = m_0 n$  – плотность (количество вещества в единице объема),  $p$  – давление,  $q$  – поток тепла,  $e$  – внутренняя энергия,  $\mu$  – коэффициент вязкости,  $m_0$  – масса молекулы.

На границе слоя Кнудсена осуществляется процедура “сшивания” полученных решений. При этом результаты решения кинетического уравнения Больцмана используются в качестве граничных условий для уравнений механики сплошной среды [19].

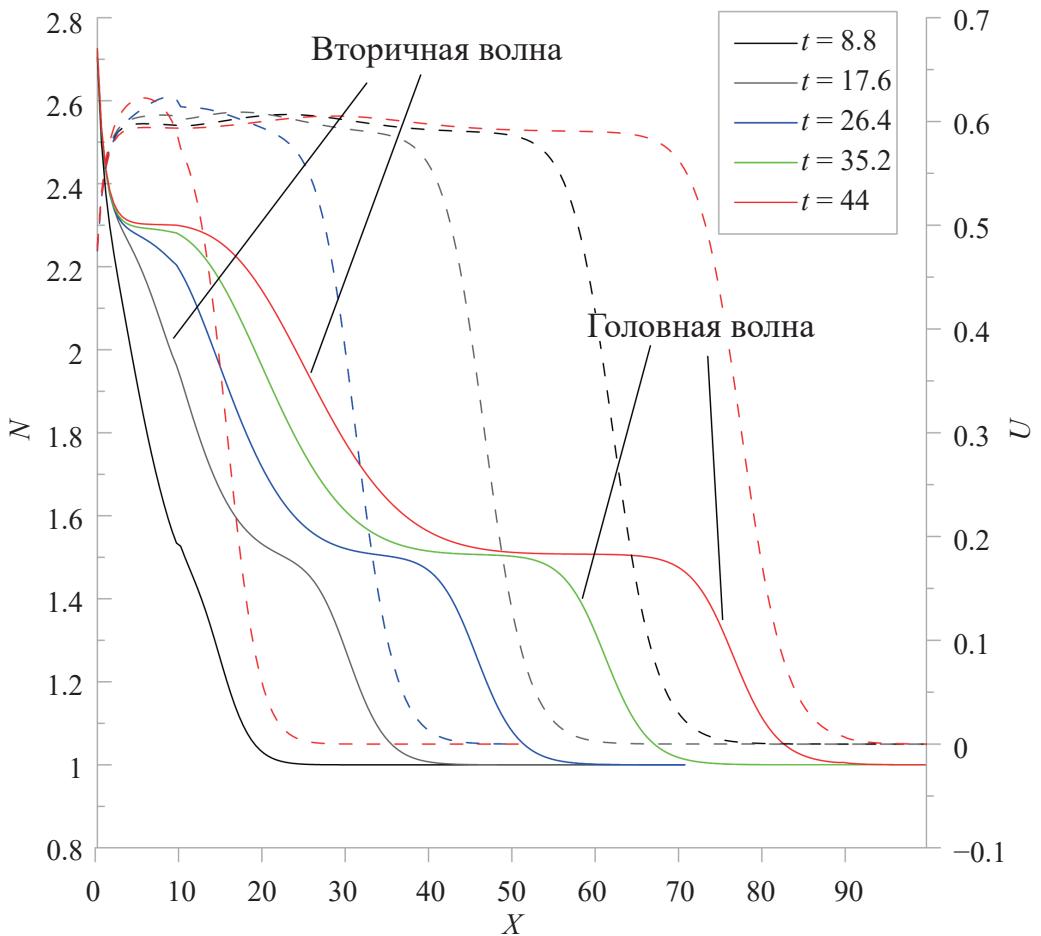
Применение данного подхода позволяет, с одной стороны, “обеспечить” уравнения механики сплошной среды корректными граничными условиями, учитывающими неравновесные процессы вблизи межфазной поверхности, а с другой стороны существенно сокращает время вычислений.

В качестве другого подхода в настоящей работе использовался метод прямого статистического моделирования Монте-Карло [27], основанном на имитации движения молекул газа, столкновений их между собой и взаимодействия молекул с границами расчетной области. Подробно применение метода прямого статистического моделирования Монте-Карло к исследованию задач с испарением представлено в [16, 28].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Распределения макропараметров, формирующихся вблизи поверхности испарения, для различных моментов времени представлены на рис. 1–5.

На рис. 1 представлены данные по изменениям скорости и концентрации пара вдоль координаты для различных моментов времени для случая  $n_w/n_0 = 4.3$ ,  $T_w/T_0 = 1.1$ . Анализ рис. 1 показывает, что на нестационарной стадии процесса испарения структура течения пара имеет вид, который схематично представлен на рис. 2 (для удобства анализа, значения безразмерных плотности  $N$ , скорости  $U$  и температуры  $T$  отнесены к соответствующим максимальным величинам  $N_{\max}$ ,  $U_{\max}$  и  $T_{\max}$ ). Вдали от поверхности испарения расположена область невозмущенного пара – область VI на рис. 2. В этой области параметры пара постоянны. Слева от нее располагается область V, параметры в которой претерпевают резкое изменение от параметров невозмущенного пара, до параметров области IV. Стоит отметить, что в области IV параметры пара (плотность, температура, скорость) остаются неизменными. Как следует из результатов, представленных на рис. 1, эта область начинает формироваться в первые моменты времени после начала процесса, и ее ширина постепенно увеличивается. Существует также еще одна область постоянных параметров – область II, левая граница которой находится на расстоянии нескольких длин свободного пробега от поверхности испарения. Положение этой левой границы не изменяется во времени. В то же время, правая граница области II, движется от поверхности испарения, т.е. ширина зоны II возрастает. При этом параметры пара в этой области также остаются неизменными. Между областями II и IV находится зона III, в которой некоторые параметры пара (плотность и температура) претерпевают резкое изменение. Причем, в отличие от V, где все параметры возрастают, в III наблюдается увеличение плотности и спад температуры. Скорость же в областях II, III, и IV остается примерно постоянной. Вблизи поверхности испарения существует узкая



**Рис. 1.** Профили безразмерной плотности  $N$  (сплошные линии) и безразмерной скорости  $U$  (пунктирные линии) для  $n_w/n_0 = 4.3, T_w/T_0 = 1.1$ .

область I (слой Кнудсена), в которой наблюдается резкое изменение макропараметров – уменьшение плотности и температуры, рост скорости.

На рис. 3 представлены результаты расчетов профилей макропараметров – температура (а), скорость (б) и давление (в) – для случая  $n_w/n_0 = 4.3, T_w/T_0 = 1.1$ , полученных методами прямого статистического моделирования Монте-Карло (на рисунке обозначены пунктиром) и методом совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды (сплошные линии) для разных моментов времени.

Из рис. 3 видно, что через некоторое время вблизи поверхности испарения формируется стационарная структура течения, аналогичная структуре, представленной на рис. 2. При этом параметры потока в областях II и IV остаются неизменными. Таким образом, в процессе испарения формируется структура течения в виде двух волн – головная волна, вторичная волна и области постоянных параметров за этими волнами, см. рис. 1.

Более наглядное представление о типе реализующейся структуры течения позволяют получить данные, представленные в виде  $(x-t)$  диаграмм.  $X-t$  диаграммы макропараметров для случая  $n_w/n_0 = 4.3, T_w/T_0 = 1.1$  представлены на рис. 4.

Из анализа данных рис. 4 видно, что головная волна представляет, согласно классификации [29], разрыв второго типа, т.е. ударную волну, движущуюся с постоянной скоростью  $W_{sw} = 1.74$  (скорость волны может быть определена по углу наклона на  $x-t$  диаграмме плотности). При этом видно, что фронт волны не претерпевает изменений. За головной волной реализуется поверхность разрыва первого типа (согласно [29]) – контактный разрыв. Из рис. 4 видно, что контактный разрыв с течением времени становится все более “размытым”. Средняя скорость движения контактного разрыва для рассматриваемого случая составляет  $W_{cb} \approx 0.62$ .

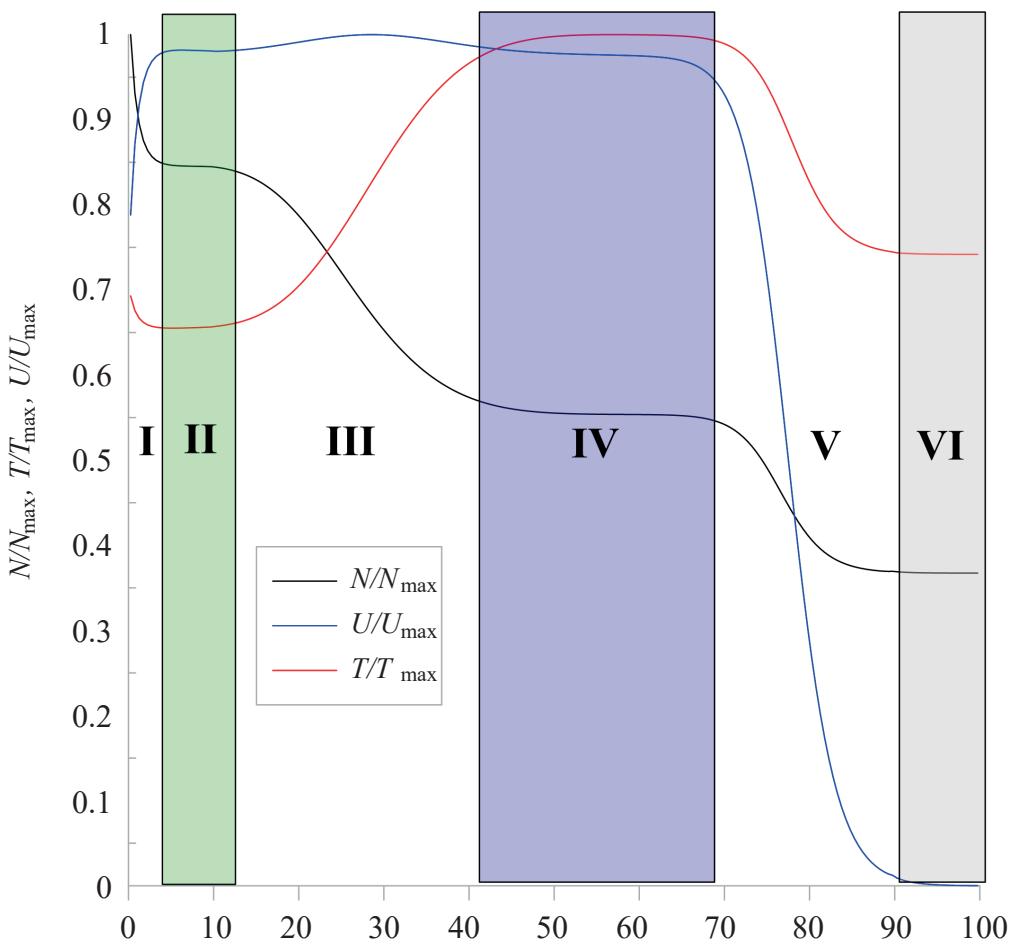


Рис. 2. Схематичное изображение структуры течения.

Анализ структуры течения позволяет записать соответствующие законы сохранения на каждой поверхности разрыва. В безразмерном виде в системе координат, связанной с фронтом ударной волны, эти соотношения можно записать следующим образом [29]:

*Головная волна*

$$n_{VI}W_{sw} = n_{IV}(W_{sw} - u_{IV}), \quad (2.1)$$

$$n_{VI}T_{VI} + n_{VI}W_{sw}^2 = n_{IV}T_{IV} + n_{IV}(W_{sw} - u_{IV})^2, \quad (2.2)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}T_{VI} + \frac{1}{2}W_{sw}^2 = \frac{\gamma}{\gamma-1}T_{IV} + \frac{1}{2}(W_{sw} - u_{IV})^2. \quad (2.3)$$

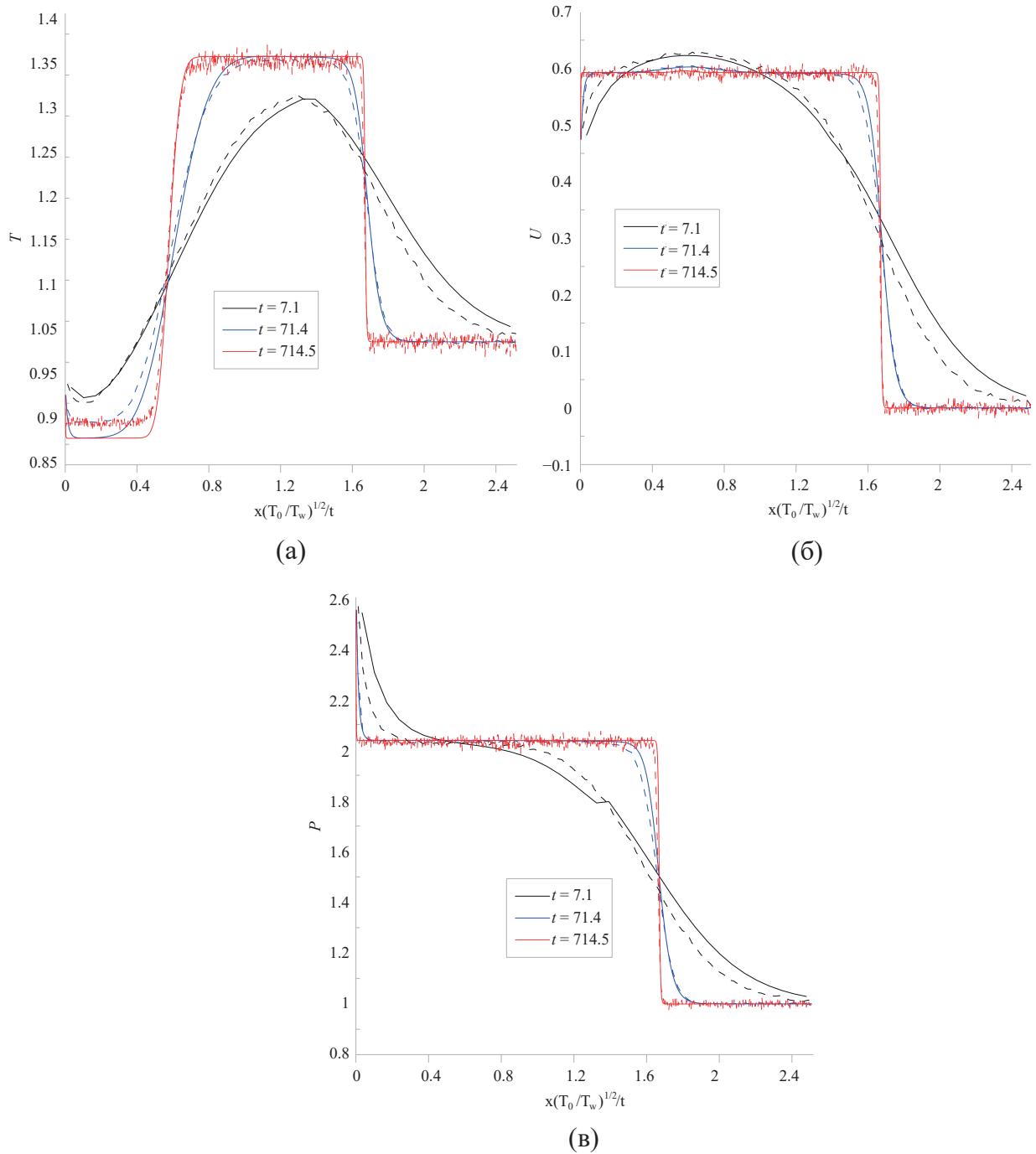
*Контактный разрыв*

$$\begin{aligned} u_{IV} &= u_{II}, \\ p_{IV} &= p_{II} \rightarrow n_{IV}T_{IV} = n_{II}T_{II}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь нижний индекс обозначает величины макропараметров в соответствующей области структуры (см. рис. 2).

Согласно [24] существует взаимосвязь между потоком массы испаряющегося вещества ( $n_{II}u_{II}$ ), плотностью испаряющегося вещества ( $n_w$ ) и плотностью пара на внешней границе слоя Кнудсена ( $n_{II}$ ). Для рассматриваемой в настоящей работе ситуации эта взаимосвязь имеет следующий вид:

$$n_{II}u_{II} = 0.6\sqrt{2T_S}(n_w - n_{II})\sqrt{\frac{n_{II}}{n_w}} \quad (2.5)$$



**Рис. 3.** Профили макропараметров для разных моментов времени при  $n_w/n_0 = 4.3$ ,  $T_w/T_0 = 1.1$ : (а–в) – температура, скорость, давление. Сплошные линии – метод совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды, пунктирные линии – метод прямого статистического моделирования Монте-Карло.

Также можно воспользоваться соотношением [24] между интенсивностью испарения и скачком температуры. Для рассматриваемого случая эта взаимосвязь будет иметь вид:

$$\frac{T_w - T_{II}}{T_S} = 0.265 \frac{n_w - n_{II}}{\sqrt{n_w n_{II}}} \quad (2.6)$$

Таким образом, имеем систему шести уравнений (2.1)–(2.6), содержащую (при заданных  $n_{VI}$ ,  $T_{VI}$ ,  $T_w$  и  $n_w$ ) 6 неизвестных величин:  $n_{IV}$ ,  $v_{IV}$ ,  $T_{IV}$ ,  $W_{sw}$ ,  $n_{II}$ ,  $T_{II}$ .

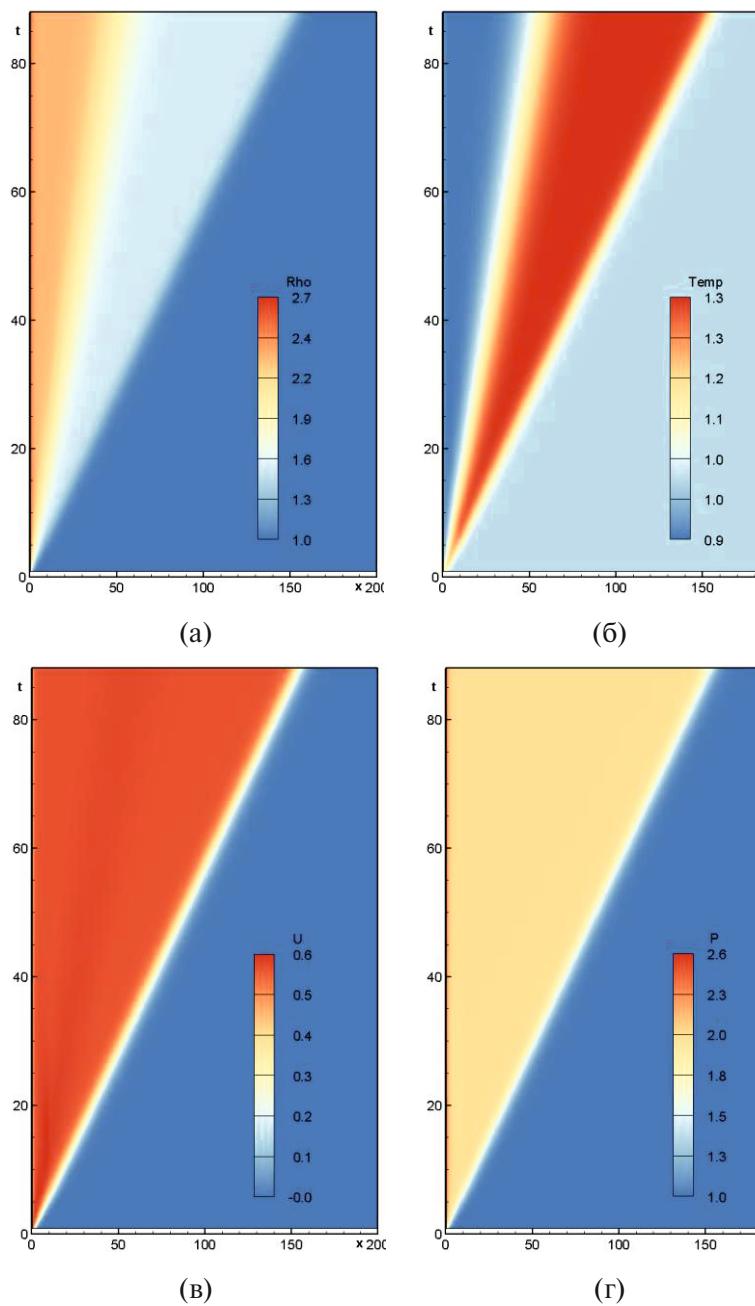


Рис. 4.  $X-t$  диаграммы течения ( $n_w n_0 = 4.3$ ,  $T_w T_0 = 1.1$ ): (а–г) – плотность, температура, скорость, давление.

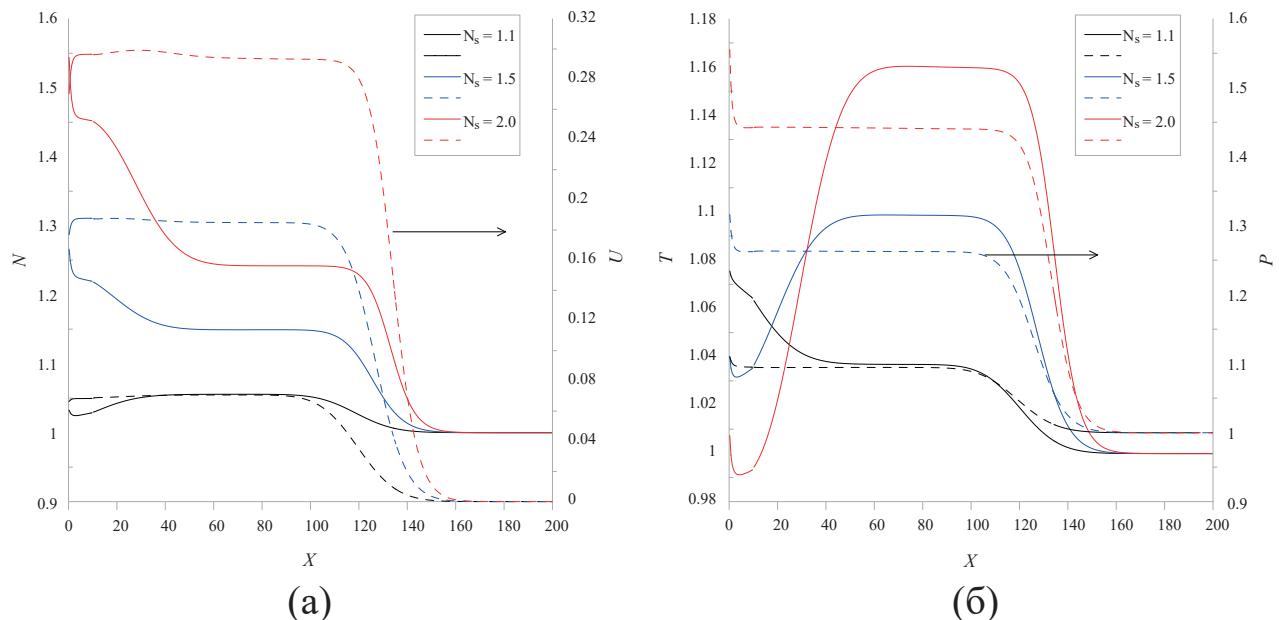
Результаты решения системы (2.1)–(2.6) и сравнение с расчетами, выполненными на базе метода совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды (КУБ&УМСС), представлены в табл. 1.

Из таблицы видно, что результаты решения системы (2.1)–(2.6) близки к данным, полученным путем более точного сшивного решения.

При использовании системы (2.1)–(2.6) важно знать, всегда ли структура течения соответствует схеме, представленной на рисунках 2 и 4. Для ответа на этот вопрос были проведены расчеты нестационарных стадий процесса испарения для различных отношений  $n_w/n_0$ . Результаты расчетов представлены на рис. 5. Анализ рис. 5 позволяет сделать следующий вывод. При отношении  $n_w/n_0 \approx 1.1$  наблюдаются различия в структуре течения по сравнению с другими значениями  $n_w/n_0$ . Так, например, для этого случая плотность пара за слоем Кнудсена уменьшается, а температура за контактным разрывом больше, чем в области за ударной волной (в отличие от варианта  $n_w/n_0 \geq 1.5$ ). Тем не менее,

Таблица 1. Параметры пара в различных зонах

	Начальные параметры	
$T_w$	1.1	1.1
$n_w$	4.3	3.0
$T_{VI}$	1.0	1.0
$n_{VI}$	1.0	1.0
$v_{VI}$	0.0	0.0
	Результаты решения	
	КУБ&УМСС	Система (2.1)–(2.6)
$T_{IV}$	1.35	1.34
$n_{IV}$	1.51	1.51
$V_{IV}$	0.59	0.59
$T_{II}$	0.88	0.91
$n_{II}$	2.31	2.24
$V_{II}$	0.59	0.59
$W_{sw}$	1.72	1.74

Рис. 5. Зависимости  $N$ ,  $U$  (а) и  $T$ ,  $P$  (б) от координаты при  $n_w/n_0 = 1.1, 1.5, 2.0$  и  $T_w = 1.1$  для момента времени  $t = 88.0$ .

анализ данных по изменению скорости, давления и температуры позволяет сделать вывод о существовании двух разрывов – ударной волны и контактного и в этом случае, т.е. при  $n_w/n_0 \approx 1.1$ . Результаты сравнения расчетов по системе (2.1)–(2.6) и методом совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды (КУБ&УМСС) для отношения  $n_w/n_0 \approx 1.1$  представлены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры пара в различных зонах при  $n_w/n_0 = 1.1$  и  $T_w = 1.1$ 

Начальные параметры		
$T_w$	1.1	
$n_w$	1.1	
$T_{VI}$	1.0	
$n_{VI}$	1.0	
$v_{VI}$	0.0	
Результаты решения		
	КУБ&УМСС	
	Система (2.1)–(2.6)	
$T_{IV}$	1.037	1.05
$n_{IV}$	1.056	1.07
$V_{IV}$	0.071	0.094
$T_{II}$	1.06	1.08
$n_{II}$	1.03	1.04
$V_{II}$	0.07	0.094
$W_{sw}$	1.36	1.36

Из таблицы видно, что результаты решения системы (2.1)–(2.6) удовлетворительно совпадают с более точным решением. Наибольшие различия этих расчетов получаются при определении скоростей за контактным разрывом и за ударной волной.

Таким образом, можно считать, что в первом приближении система (2.1)–(2.6) предоставляет возможность установить структуру течения при нестационарном испарении с плоской поверхности без решения системы (1.1), (1.2) или метода прямого статистического моделирования Монте-Карло, а также позволяет определить интенсивность процесса массопереноса при испарении с плоской поверхности.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов решения задачи о нестационарном испарении в среду собственного пара методами совместного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнений механики сплошной среды, а также метода прямого статистического моделирования Монте-Карло показал, что в рассмотренном в работе диапазоне отношений температур и числовых плотностей, наблюдается формирование вблизи испаряющейся поверхности структуры, состоящей из областей постоянных параметров, ударной волны и контактного разрыва.

Показано, что упрощенный подход, базирующийся на уравнениях сохранения на ударной волне и контактном разрыве, дополненный кинетическими соотношениями для потока массы испаряющегося вещества и скачка температуры позволяет установить структуру течения при нестационарном испарении без решения кинетического уравнения Больцмана совместно с уравнениями механики сплошной среды или метода прямого статистического моделирования Монте-Карло.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-19-00044. Авторы благодарят П.Ю. Георгиевского за помощь в подготовке x-t диаграмм и анализ структуры возникающего течения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lu. Z., Salamon T.R., Narayanan S., Bagnall K.R., Hanks D. F., Antao Dion. S., Barabadi B., Sircar J., Simon M.E., Wang E. N. Design and Modeling of Membrane-Based Evaporative Cooling Devices for Thermal Management

of High Heat Fluxes // IEEE. Trans. Compon. Packaging. Manuf. Technol. 2016. V. 6. № 7. P. 1056–1065. DOI:10.1109/TCPMT.2016.2576998

2. Amer O., Boukhanouf R., Ibrahim H.G. A Review of Evaporative Cooling Technologies // IJESD. 2015. 6. 111. DOI:10.7763/IJESD.2015.V6.571
3. Humplik T., Lee J., O'Hern S.C., Fellman B.A., Baig M.A., Hassan S.F., Atieh M.A., Rahman F., Laoui T., Karnik R., Wang E.N. Nanostructured materials for water desalination // Nanotechnology. 2011. 22(29).292001. doi: 10.1088/0957-4484/22/29/292001.
4. Gimeno L., Nieto R., Drumond A., Duran-Quesada A.M. Ocean Evaporation and Precipitation . In: Meyers, R.A. (eds) Encyclopedia of Sustainability Science and Technology. New York. :Springer, 2012.https://doi.org/10.1007/978-1-4419-0851-3\_734
5. Chiu L., Gao S., Shie C. Oceanic Evaporation: Trends and Variabilities, In book: Remote Sensing – Applications. 2012. DOI: 10.5772/36503.
6. Zhang Yanqun, Wang Jiandong, Gong S., Wu Z. Measuring and modeling of soil evaporation for winter wheat with drip irrigation //TCSAE. 2014. 30. 91–98. DOI:10.3969/j.issn.1002-6819.2014.07.011.
7. Solovev D., Соловьев А. Актуальные проблемы в исследовании переноса тепла и влаги в приводном слое атмосферы // Процессы в геосредах. 2015. № 4 (4). С. 55–63.
8. Кнаке О., Странский И.Н. Механизм испарения // УФН. 1959. Т. LXVIII. Вып. 2. С. 261–305.
9. Stefan J. VersucheUber die verdampfung. Sitzungsber. kais // Akad. Wiss. Wien. Math. 1873. V. 68. P. 385–423.
10. Stefan J. Ubereinigeprobleme der theorie der warmeleitung // Sitzungber., Wien, Akad. Mat. Natur. 1889. V. 98. P. 473–484.
11. Крюков А. П., Левашов В. Ю., Жаховский В. В., Анисимов С. И. Тепло и массоперенос на межфазных поверхностях конденсат—пар // УФН. 2021. 191(2). С.113–146. DOI: 10.3367/UFNr.2020.04.038749
12. Stephan S., Schaefer D., Langenbach K., Hasse H. Mass transfer through vapour–liquid interfaces: a molecular dynamics simulation study // Mol. Phys. 2020. V. 119. P. 1-13. DOI:10.1080/00268976.2020.1810798.
13. Frezzotti A., Barbante P. Simulation of shock induced vapor condensation flows in the Lennard-Jones fluid by microscopic and continuum models. // Phys. Fluids. 2020. 32 (12): 122106. https://doi.org/10.1063/5.0032439
14. Zhakhovsky Vasily V., Kryukov Alexei P., Levashov Vladimir Yu, Shishkova Irina N., Anisimov Sergey I. Mass and heat transfer between evaporation and condensation surfaces: Atomistic simulation and solution of boltzmann kinetic equation // PNAS. 2019. 116(37). P. 18209–18217. DOI: 10.1073/pnas.1714503115
15. Kobayashi K., Hori K., Kon M., Sasaki K., Watanabe M. Molecular dynamics study on evaporation and reflection of monatomic molecules to construct kinetic boundary condition in vapor–liquid equilibria // Heat and Mass Transfer. 2016. 52. DOI: 10.1007/s00231-015-1700-6.
16. 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.
17. Тимарев 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.
18. Kryukov A.P., Levashov V.Yu., Shishkova I.N. Evaporation-Condensation Problem In Vapour-Gas Mixtures // Proc. 25th Int. Symp. on RGD, Novosibirsk, 2007, p.1176–1181.
19. Попов С.П., Черемисин Ф.Г. Совместное численное решение уравнений Больцмана и Навье–Стокса // Вычислительная динамика разреженного газа. 2000. М.: ВЦ РАН, с. 75–103
20. Анисимов С.И., Лукьянчук Б.С. Избранные задачи теории лазерной абляции// УФН. 2002. Т. 172. № 3. С. 301–333.
21. Муратова Т.М., Лабунцов Д.А. Кинетический анализ процессов испарения и конденсации // ТВТ. 1969. Т. 7. № 5. С. 959–967.
22. Коган М.Н., Макашев Н.К. О роли слоя Кнудсена в теории гетерогенных реакций и в течениях с реакциями на поверхности// Изв. АН СССР. МЖГ. 1971. №6. С. 3–11.
23. Анисимов С.И., Рахматулина А.Х. Динамика расширения пара при испарении в вакуум // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. Вып. 3. С. 869–876.
24. Labuntsov D.A., Kryukov A.P. Analysis of intensive evaporation and condensation // Int. J. Heat Mass Transfer. 1979. Vol. 22, P. 989–1002.

25. Коган М.Н. Динамика разреженного газа, М.: Наука, 1967. 440 с.
26. Лабунцов Д.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем: Учебное пособие для вузов, М.: Издательство МЭИ, 2000. 374 с.
27. Bird G.A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows. Oxford: ClarendonPress, 1994. 458 p.
28. Кусов А.Л., Лунев В.В. Применение метода прямого статистического моделирования Монте-Карло при решении задачи о нестационарном разлете разреженного газа в случае его испарения с перегретой поверхностью материала в вакуум // Космонавтика и ракетостроение, 2010. № 1(58). С. 36–45.
29. Черный Г.Г. Газовая динамика. М.: Наука, 1988. 424 с.

## FLOW STRUCTURE NEAR AN EVAPORATION SURFACE

V. Yu. Levashov<sup>a,\*,\*\*</sup>, A. P. Kryukov<sup>a</sup>, and A. L. Kusov<sup>a</sup>

<sup>a</sup>*Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, 119192 Russia*

\*e-mail: vyl69@mail.ru

\*\*e-mail: levashovvy@imec.msu.ru

**Abstract**—The vapor flow near an interphase surface is studied by solving jointly the kinetic Boltzmann equation and the equations of continuum mechanics in the case of evaporation. It is shown that the flow structure formed in this case represents the totality of several zones, namely, the kinetic nonequilibrium region (Knudsen layer), the uniform flow region, where the velocity, density, and temperature are coordinate-independent, the contact discontinuity, and a region of uniform flow behind a closing shock wave. An approach is proposed, which makes it possible to construct the flow structure in the case of time-dependent evaporation without solving the kinetic Boltzmann equation. The results of the application of this approach are compared with numerical calculations obtained using the joint solution of the kinetic Boltzmann equation and the continuum mechanics equations and also by means of the direct statistical Monte-Carlo simulation.

**Keywords:** evaporation, shock waves, contact discontinuities, kinetic Boltzmann equations, Monte-Carlo method of direct statistical simulation