

УДК 532.517.4

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ КОНТАКТНЫХ ГРАНИЦ НА РАЗВИТИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

В. В. Змушко, А. Н. Разин, А. А. Синельникова

Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607188 Саров, Россия
E-mails: VVZmushko@vniief.ru, ANRazin@vniief.ru, AnASinelnikova@vniief.ru

Исследуется процесс турбулентного перемешивания на контактных границах трехслойных газовых систем после прохождения ударной волны. Изучено влияние начальной шероховатости контактных границ на развитие неустойчивости и перемешивание газов, имеющих различную плотность. С использованием неявного метода крупных вихрей и пакета программ МИМОЗА выполнено моделирование развития неустойчивости Рихтмайера — Мешкова. Проведено сравнение полученных результатов с известными экспериментальными данными. Показано, что ширина области перемешивания, энтропия и масса перемешанных газов существенно зависят от степени шероховатости контактной границы.

Ключевые слова: трехслойная газовая система, контактные границы, ударные волны, турбулентное перемешивание, математическое моделирование.

DOI: 10.15372/PMTF20220304

Введение. После прохождения ударной волны (УВ) через шероховатую контактную границу (КГ) веществ, имеющих различную плотность, на этой границе развивается неустойчивость Рихтмайера — Мешкова (на наклонной границе развивается также неустойчивость Кельвина — Гельмгольца). В результате увеличения степени шероховатости тяжелое вещество проникает в легкое в виде струй, а легкое в тяжелое — в виде пузырей. С течением времени струи разрушаются, и в окрестности контактной границы образуется область, в которой контактирующие вещества перемешаны либо на молекулярном масштабе, либо на гетерогенном. При моделировании подобных задач наибольший интерес представляет изучение влияния перемешивания на характеристики исследуемого течения.

Рассматриваемые задачи возникают в физике высоких концентраций энергии, в частности при исследовании управляемого термоядерного синтеза и ряда других научно-технических проблем [1–7]. Если движение слоистых систем происходит под действием ударных волн, то в исследуемой области поле течения может иметь достаточно сложную структуру, а численное моделирование с требуемой точностью течений, содержащих разрывы, значительно затруднено [6]. Физические модели и методики расчета процессов развития неустойчивости и турбулентного перемешивания (ТП) на КГ слоистых систем

под действием УВ разрабатываются в течение длительного времени (см. работы [1–9] и библиографию к ним).

Существует ряд подходов (стратегий, методологий) и физических моделей для расчета турбулентных течений. В настоящее время развиваются в основном два направления численного моделирования процесса перемешивания: 1) RANS — моделирование задачи с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса газовой динамики (Reynolds-averaged Navier — Stokes (RANS)) и полуэмпирических моделей турбулентности для расчета пульсационных характеристик течения (в частности, модели Никиторова, модифицированной модели Никиторова, $(k-\varepsilon)$ -модели) [6]; 2) ILES — неявное моделирование больших вихрей (implicit large eddy simulation (ILES)) [10–13]. ILES имеет ряд преимуществ по сравнению с прямым численным моделированием (direct numerical simulation (DNS)) течений и моделированием больших вихрей (large eddy simulation (LES)). DNS позволяет получить удовлетворительные результаты лишь при средних числах Рейнольдса, но не позволяет описать с необходимой точностью мелкомасштабную турбулентность (вязкую диссипацию энергии). При использовании ILES отсутствует явное фильтрование уравнений, что позволяет избежать некоторых трудностей, возникающих при использовании LES. Еще одним преимуществом ILES является простота его реализации в программных комплексах. При движении УВ под острым углом к КГ расчет начальных данных для решения уравнений ТП с помощью RANS может вызвать затруднения, в то время как при использовании ILES шероховатость КГ задается достаточно просто.

В данной работе с использованием ILES численно изучается влияние начальной шероховатости КГ на результаты моделирования течения, возникающего в трехслойных газовых системах после прохождения УВ. С помощью пакета программ МИМОЗА [14–16] выполнено три серии расчетов (в каждой серии по три расчета) развития неустойчивости в трехслойной системе воздух — SF_6 — воздух и три расчета течения, возникающего в трехслойной системе воздух — He — воздух. Расчеты различаются формой заданных начальных возмущений на КГ и масштабом использованной разностной сетки.

1. Постановка задачи. Рассматривается задача, представляющая интерес при численном моделировании развития неустойчивости на КГ под действием УВ. Подробное описание эксперимента с трехслойной системой воздух — SF_6 — воздух приведено в работе [17]. Экспериментальные данные дают недостаточно информации, пригодной для сравнения с расчетными данными (в частности, невозможно определить $(x-t)$ -диаграмму вершины струи и форму центральной области) [18–21].

Схема эксперимента [17] показана на рис. 1. В трубе устанавливаются две мембраны (контактные границы КГ1 и КГ2), которые поддерживаются тонкими проволочными сетками. Между мембранами закачивается тяжелый газ (SF_6), а слева и справа от них — воздух. До начала экспериментов газы находятся под давлением 10^5 Па. На левом конце трубы формируется УВ с числом Маха $M = 1,26$, которая движется по трехслойной газовой системе в направлении правого торца трубы, отражается от него и взаимодействует с КГ, вследствие чего на них развивается неустойчивость Рихтмайера — Мешкова (на

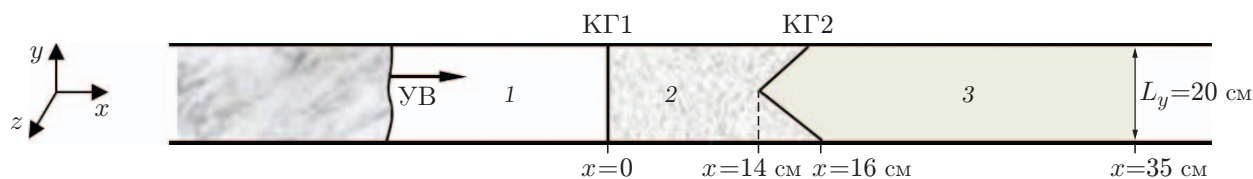


Рис. 1. Схема эксперимента:
1, 3 — воздух, 2 — SF_6

наклонных КГ имеется также неустойчивость Кельвина — Гельмгольца) с последующим переходом в режим турбулентного перемешивания.

Математическое моделирование лабораторных экспериментов выполнялось в двумерной постановке с помощью пакета программ МИМОЗА и уравнений Эйлера без учета ТП (ILES). Данная методика основана на подходе Лагранжа — Эйлера, выделении веществ концентрациями (см. [14–16]). Используется консервативная разностная схема предиктор-корректор второго порядка точности, аналогичная применявшейся в работе [22]. Дополнительно моделировалось течение, формирующееся после прохождения УВ по трехслойной системе воздух — Не — воздух (SF_6 заменен на гелий).

При вычислении термодинамических параметров в расчетах используется уравнение состояния идеального газа $P = (\gamma - 1)\rho E$ (E — удельная внутренняя энергия). Для воздуха принимаются следующие термодинамические параметры: показатель адиабаты $\gamma = 1,4$, начальная плотность $\rho_0 = 0,001184 \text{ г/см}^3$, начальное давление $P_0 = 10^6 \text{ г/(см} \cdot \text{с}^2)$, скорость звука $c_0 = 34386 \text{ см/с}$; для SF_6 : $\gamma = 1,076$, $\rho_0 = 0,00634 \text{ г/см}^3$, $P_0 = 10^6 \text{ г/(см} \cdot \text{с}^2)$, $c_0 = 13027 \text{ см/с}$; для Не: $\gamma = 1,63$, $\rho_0 = 0,000166 \text{ г/см}^3$, $P_0 = 10^6 \text{ г/(см} \cdot \text{с}^2)$, $c_0 = 99092 \text{ см/с}$. На стенках и правом торце трубы ставятся граничные условия жесткой стенки.

Расчет на каждом шаге по времени включает два этапа: на первом этапе выполняется интегрирование уравнений газовой динамики в лагранжевых координатах, на втором полученные сеточные значения пересчитываются на первоначальную прямоугольную сетку [16]. Пересчет величин осуществляется с помощью алгоритма, основанного на расщеплении по координатным направлениям и использовании одномерного алгоритма повышенного порядка точности.

На первом этапе расчета границы ячеек сетки перемещаются со скоростью, равной скорости переноса вещества, массы ячеек не изменяются. Интегрирование системы уравнений выполняется на разнесенной разностной сетке. Термодинамические параметры задачи соответствуют центру расчетной ячейки, координаты и компоненты скорости — узлам. Для предотвращения размытия КГ между веществами применяется алгоритм их выделения с помощью концентраций. Для численного описания УВ вводится искусственная вязкость, являющаяся суммой квадратичной и линейной вязкостей. В смешанных ячейках (ячейках, содержащих несколько веществ) давление вычисляется покомпонентно, а затем осредняется с учетом объемных концентраций веществ.

Для изучения влияния начальной шероховатости КГ на развитие неустойчивости и ТП выполнен ряд расчетов, различающихся начальной шероховатостью КГ и масштабом используемой расчетной сетки. Расчеты проведены на сетках с квадратными ячейками с длиной стороны $h = 1/16, 1/32, 1/64 \text{ см}$.

Структура течения (положение УВ, волн разрежения) анализировалась с помощью функции $F = 1 - e^{-10|\nabla\rho|}$ и растровых картин поля концентраций газов (визуализация зон, охваченных перемешиванием).

2. Результаты моделирования трехслойной газовой системы воздух — SF_6 — воздух. Задание начальной шероховатости КГ в расчетах является сложной проблемой, если амплитуда и длина волны возмущения в практических задачах не известны. В ряде экспериментов для формирования КГ поперек трубы устанавливается тонкая пленка. Под действием первой УВ пленка рвется на фрагменты различного размера (или испаряется при больших числах Маха УВ), при этом возникают различные начальные возмущения. Описать этот спектр возмущений в расчетах не представляется возможным, так как свойства пленки в экспериментах незначительно изменяются. В таких случаях в методических расчетах используются способы задания шероховатости КГ, позволяющие наиболее точно описать экспериментальные данные. Например, в работах [23, 24] при

проведении расчетов КГ деформируется с использованием функции $S + L + \varphi$, где S , L , φ — длинноволновое, коротковолновое и случайное возмущения. В некоторых случаях при проведении расчета разрывная КГ (разрыв газодинамических величин) заменяется слоем определенной ширины.

В данной работе представлены результаты решения двух задач. В первой задаче центральный слой заполнен тяжелым газом (SF_6), во второй — легким (He). Моделирование задач выполнено при различных начальных возмущениях КГ (три серии расчетов). В каждой серии проведено по три расчета с использованием квадратных ячеек с длиной стороны $h = 1/16, 1/32, 1/64$ см. Моделирование задачи, в которой центральный слой заполнен He , выполнено только на сетке с $h = 1/64$ см. Проведено три расчета для различных возмущений.

В серии 1 расчеты для трехслойной системы воздух — SF_6 — воздух КГ не возмущались. Неустойчивость на КГ развивалась вследствие несовпадения положений граней ячеек сетки и КГ. В серии 2 на КГ задавались одномодовые синусоидальные возмущения, в серии 3 — двухмодовые возмущения. Шероховатость КГ формировалась путем возмущения концентраций газов в ячейках, через которые проходит синусоида. В таких ячейках объемные концентрации рассчитывались в соответствии с долями площади ячейки, на которые ее делит синусоида.

СЕРИЯ 1. Результаты расчетов в виде поля концентраций, полученные на наиболее подробной сетке ($h = 1/64$ см), показаны на рис. 2, а. Поле концентрации определяет характер перемешивания контактирующих газов в окрестности КГ.

СЕРИЯ 2. Шероховатость КГ задается в виде одномодового малоамплитудного начального возмущения $D(y) = a_0 \sin(ky)$. Для данной серии расчетов амплитуда равна $a_0 = 0,03$ см, волновое число $k = 2\pi/\lambda = 6$ ($a_0 k \approx 0,18$). Проведено три расчета при $h = 1/16, 1/32, 1/64$ см. Результаты моделирования на сетке с $h = 1/64$ см приведены на рис. 2, б.

СЕРИЯ 3. Амплитуда начального возмущения задается в виде суперпозиции двух мод $D(y) = a_1 \sin(k_1 y) + a_2 \sin(k_2 y)$ при $\lambda_1 = 3$ см, $a_1 = 0,05$ см, $\lambda_2 = 0,4$ см, $a_2 = 0,01$ см. Выполнено три расчета при $h = 1/16, 1/32, 1/64$ см. Результаты моделирования на сетке с $h = 1/64$ см приведены на рис. 2, в.

Исследуем процесс формирования течения в трубе под действием проходящей (основной) УВ. Основная УВ выходит на КГ1 в момент времени $t \approx 0$. При взаимодействии скачка с КГ1 происходит распад разрыва, в результате чего вправо (по области 2 на рис. 1) и влево (по области 1) распространяются УВ, а КГ1 начинает двигаться в направлении правого торца трубы. При $t \approx 0,8$ мс фронт волны начинает взаимодействовать с КГ2 (при взаимодействии с наклонной КГ фронт волны искривляется). В результате распада разрыва на КГ2 в область 3 распространяется УВ, а по области 2 (навстречу потоку) движется волна разрежения. На КГ2 происходит фазовая инверсия (вершина струи поворачивается вправо). В момент времени $t \approx 1,3$ мс основная УВ достигает правого торца трубы, отражается от него и при $t \approx 1,7$ мс взаимодействует с КГ2. При $t \approx 3,2$ мс вершина КГ2 касается правого торца трубы.

После прохождения через КГ основной УВ границы ускоряются в направлении движения скачка и на них зарождается завихренность потока $\omega = \nabla \times \mathbf{u}$. В двумерном случае (без учета вязкости) эволюция завихренности описывается уравнением

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2} - \omega \nabla \cdot \mathbf{u},$$

где $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$; ρ , p , $\mathbf{u}$ — плотность, давление, скорость. Из уравнения эволюции следует, что завихренность потока определяется величиной градиентов газодинамических

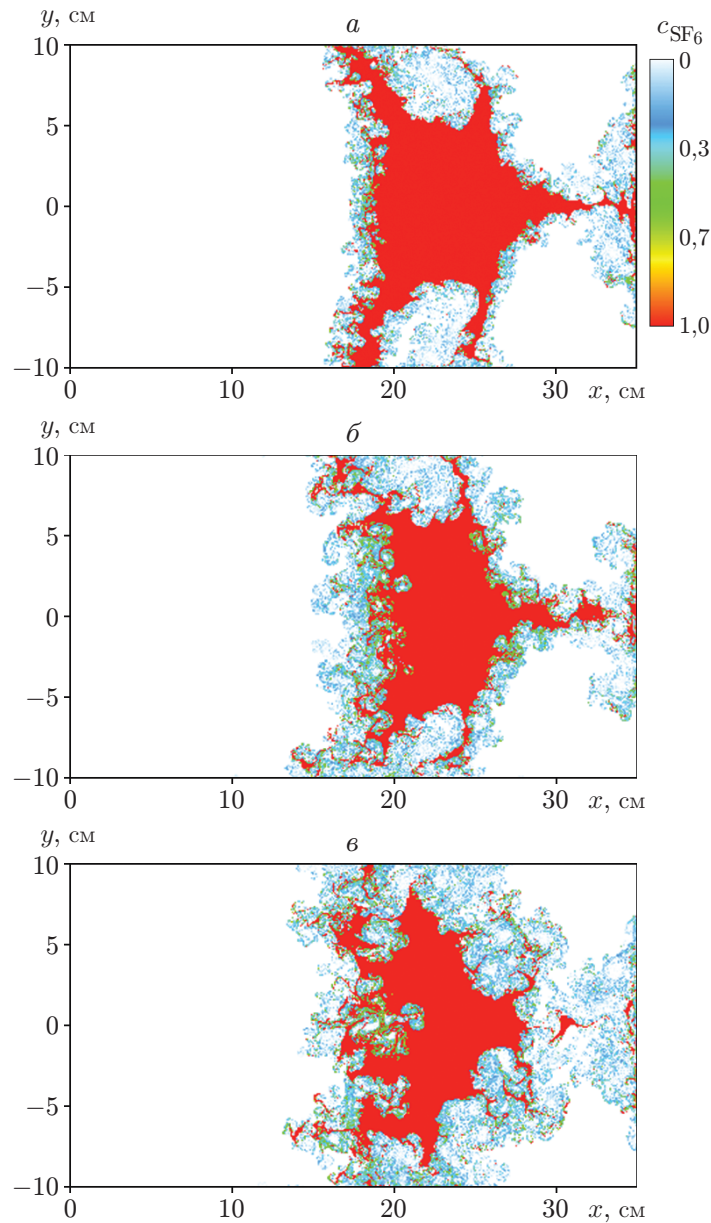


Рис. 2. Поле концентрации SF_6 при $t = 4,4$ мс в различных сериях расчетов:

a — серия 1, $б$ — серия 2, $в$ — серия 3

величин. Так, по мере удаления основной УВ от КГ завихренность развивается медленно (градиенты газодинамических величин малы). После прохождения через КГ отраженной от торца трубы УВ завихренность потока вследствие больших градиентов на фронте скачка увеличивается существенно.

Согласно импульсной модели Рихтмайера (см., например, [1]) скорость роста амплитуды возмущений можно оценить по соотношению

$$\frac{da}{dt} = U A k a, \quad A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1},$$

где U — скорость, которую приобретает КГ после прохождения УВ; A — число Атвуда; ρ_2, ρ_1 — плотности веществ слева и справа от КГ; k, a — волновое число и амплитуды

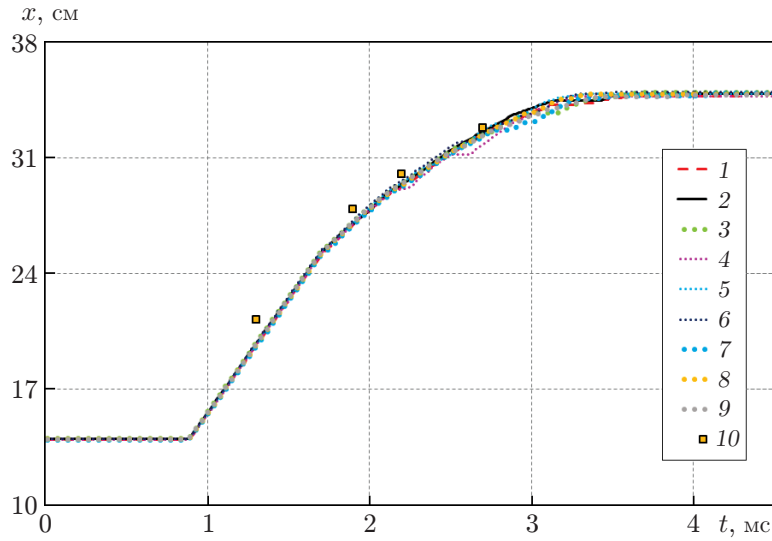


Рис. 3. $(x-t)$ -диаграмма движения вершины струи в различных сериях расчетов (1–9) и эксперименте (10):

1–3 — серия 1, 4–6 — серия 2, 7–9 — серия 3; 1, 4, 7 — $h = 1/16$ см, 2, 5, 8 — $h = 1/32$ см, 3, 6, 9 — $h = 1/64$ см

да возмущения КГ. Интегрируя данное уравнение, получаем линейную скорость роста амплитуды $a(t) = a(0)[1 + UAkt]$, которая тем больше, чем больше произведение ka .

На рис. 3 приведены $(x-t)$ -диаграммы движения вершины струи, полученные в расчетах и эксперименте. Видно, что результаты расчетов и эксперимента удовлетворительно согласуются.

Из данных, приведенных на рис. 2, следует, что в расчете появляется асимметрия течения.

Сравнение данных, представленных на рис. 2, 3, показывает, что результаты моделирования зависят как от начальной шероховатости КГ, так и от размера ячейки сетки.

3. Результаты моделирования трехслойной газовой системы воздух — Не — воздух. Геометрия задачи такая же, как и в рассмотренном выше случае, но центральный слой заполняется гелием (эксперименты с таким набором газов не проводились). Замена тяжелого газа на легкий оказывает существенное влияние на структуру течения. Сформировавшаяся на левом торце трубы УВ проходит через центральный слой и взаимодействует с КГ2. В результате распада разрыва на КГ2 в область 3 (см. рис. 1) и навстречу потоку (в область 2) распространяются УВ. Таким образом, с КГ1 взаимодействует отраженная УВ (в рассмотренной выше задаче с КГ1 взаимодействует волна разрежения). В отличие от задачи, рассмотренной в п. 2, при прохождении основной (первой) УВ через КГ2 не происходит фазовой инверсии шеврона. При $t \approx 0,75$ мс основная УВ достигает правого торца трубы, отражается и в момент времени $t \approx 1,0$ мс возвращается на КГ2.

Выполнено три расчета на сетке с квадратными ячейками ($h = 1/64$ см) при различной степени шероховатости КГ. В расчете 1 шероховатость на КГ не задавалась. Возмущения на КГ2 формировались вследствие несогласованности положений КГ2 и линий сетки. В расчетах 2, 3 на КГ задавались такие же возмущения, как и при моделировании трехслойной системы воздух — SF₆ — воздух.

На рис. 4 приведены результаты трех расчетов в виде растровой картины для функции $F = 1 - e^{-10|\nabla\rho|}$ в моменты времени $t \approx 0,75$ мс и $t \approx 2,5$ мс. Данные для момента времени $t \approx 0,75$ мс соответствуют форме и степени шероховатости для КГ в момент выхода УВ

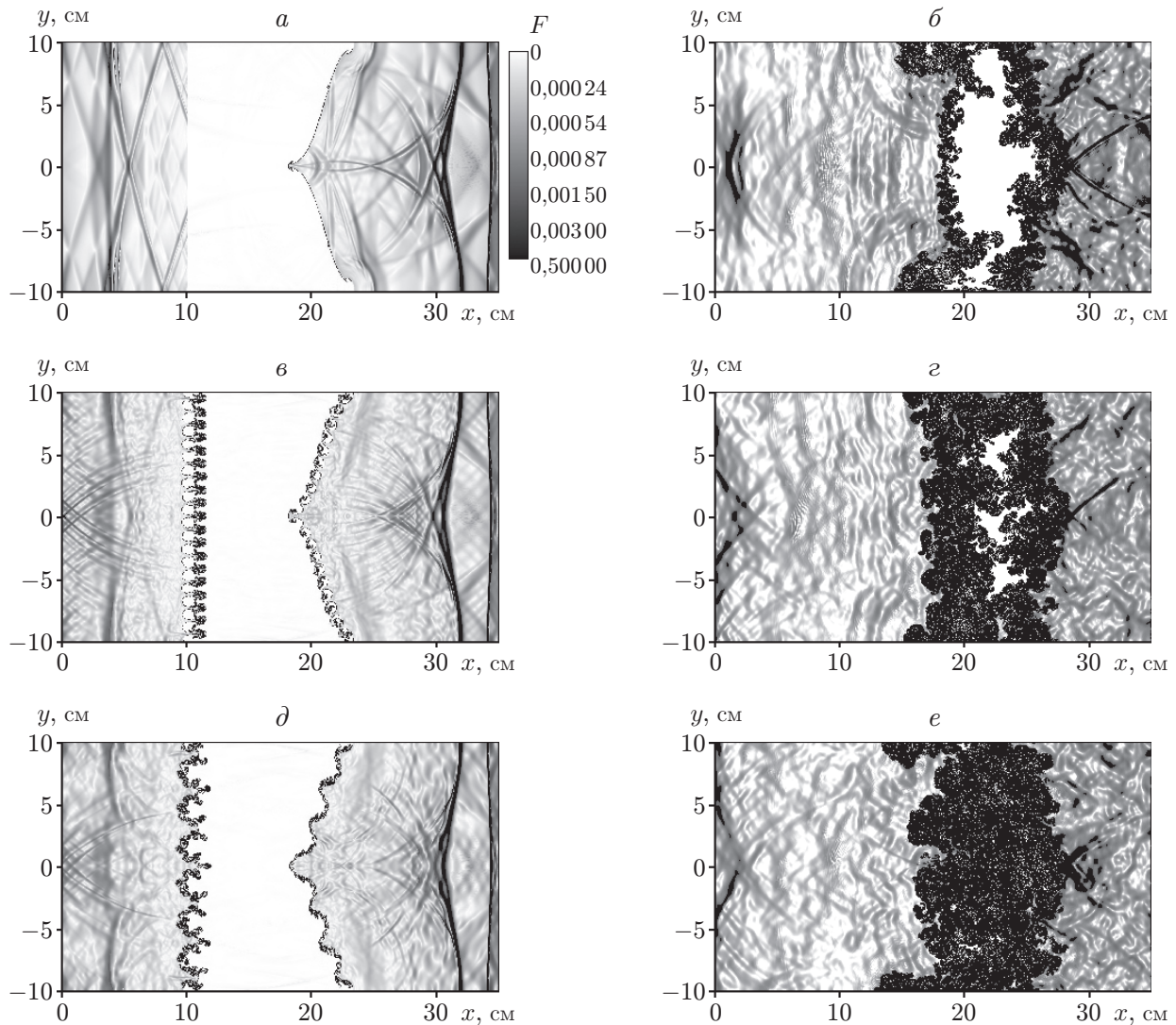


Рис. 4. Растровые картины для функции $F = 1 - e^{-10|\nabla\rho|}$, полученные в различных расчетах:

$a, б$ — расчет 1, $в, г$ — расчет 2, $д, е$ — расчет 3; $a, в, д$ — $t = 0,75$ мс, $б, г, е$ — $t = 2,5$ мс

на правый торец трубы. Следует отметить, что процессы развития неустойчивости на обеих КГ существенно различаются. В момент окончания расчетов 1, 2 в центральном слое остается область чистого (не охваченного перемешиванием) He, в то время как в расчете 3 в момент времени $t \approx 2,5$ мс происходит полное перемешивание He с окружающим его воздухом.

Сравнение результатов расчетов для трехслойных систем воздух — SF_6 — воздух и воздух — He — воздух показывает, что центральный слой, содержащий легкий газ, перемешивается быстрее, чем слой, содержащий тяжелый газ.

Во всех выполненных расчетах вычислялись энтропия $\Omega(t) = \int \rho \omega^2 dx dy$ и масса смешанных газов $M(t) = \int \rho^2 c_1 (1 - c_1) dx dy$, где ω — завихренность потока; c_1 — массовая концентрация воздуха. Анализ зависимостей энтропии и массы газов, участвующих

в перемешивании, от времени показал, что результаты расчетов существенно зависят от размера ячейки используемой разностной сетки. При измельчении сетки в расчетах определяются мелкие вихревые образования, что приводит к изменению энтропии и массы смешанных газов.

Заключение. Выполнены двумерные расчеты параметров течения в трехслойных газовых системах воздух — SF_6 — воздух и воздух — He — воздух после прохождения ударной волны. Исследовалось влияние начальной шероховатости контактных границ на процесс перемешивания контактирующих газов. Расчеты проводились на сетках с различным размером ячеек для различных форм возмущения контактных границ. Моделирование проведено с помощью пакета программ МИМОЗА без использования полуэмпирической модели, учитывающей перемешивание (ILES).

В качестве начальной шероховатости на контактных границах задавались одномодовые синусоидальные либо двухмодовые возмущения. Установлено, что при использовании ILES масса перемешанных газов и энтропия существенно зависят от начальной шероховатости границ и размера расчетной ячейки разностной сетки. Следует отметить, что полученные в расчетах $(x-t)$ -диаграмма вершины струи и форма центральной области удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лебо И. Г.** Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования / И. Г. Лебо, В. Ф. Тишкин. М.: Физматлит, 2006.
2. **Иногамов Н. А.** Гидродинамика перемешивания / Н. А. Иногамов, А. Ю. Демьянов, Э. Е. Сон. М.: Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та, 1999.
3. **Неуважаев В. Е.** Математическое моделирование турбулентного перемешивания. Снежинск: Всерос. науч.-исслед. ин-т техн. физики, 2007.
4. **Янилкин Ю. В.** Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах / Ю. В. Янилкин, В. П. Стаценко, В. И. Козлов. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2009.
5. **Невмержицкий Н. В.** Гидродинамические неустойчивости и турбулентное перемешивание веществ. Лабораторное моделирование. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2018.
6. **Разин А. Н.** Моделирование турбулентного перемешивания в газовых слоях. Саров: Всерос. науч.-исслед. ин-т эксперим. физики, 2020.
7. **Гаранин С. Ф., Буйко А. М., Якубов В. Б.** Неустойчивость Рэлея — Тейлора высокоскоростных конденсированных лайнеров // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 5. С. 26–43.
8. **Pl'kaev R. I., Meshkov E. E., Nikiforov V. V.** Hydrodynamic instabilities research at VNIIEF: Past, current and future // Proc. of the 6th Intern. workshop on the physics of compressible turbulence mixing, Marseille (France), 18–21 June 1997. Marseille: Inst. Univ. des Systems Thermiques Industriels, 1997. P. 203–207.
9. **Разин А. Н., Долголева Г. В., Мжачих С. В. и др.** Развитие методик и программ расчета турбулентных течений с использованием модели В. В. Никифорова // Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика. 2007. Вып. 1. С. 121–133.
10. **Grinstein F. F.** Implicit large eddy simulation: computing turbulent fluid dynamics / F. F. Grinstein, L. G. Margolin, W. J. Rider. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2007.
11. **Coarse grained simulation and turbulent mixing** / Ed. by F. F. Grinstein. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2016.

12. **Zhou Y., Williams R. J. R., Ramaprabhu P., et al.** Rayleigh — Taylor and Richtmyer — Meshkov instabilities: A journey through scales // *Phys. D.* 2021. V. 423. 132838. DOI: 10.1016/j.physd.2020.132838.
13. **Drikakis D., Grinstein F., Youngs D.** On the computation of instabilities and symmetry-breaking in fluid mechanics // *Progr. Aerospace Sci.* 2005. V. 41. P. 609–641.
14. **Змушко В. В., Плетенев Ф. А., Сараев В. А., Софронов И. Д.** Методика решения трехмерных уравнений газовой динамики в смешанных лагранжево-эйлеровых координатах // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач мат. физики.* 1988. Вып. 1. С. 22–27.
15. **Софронов И. Д., Афанасьева Е. А., Винокуров О. А. и др.** Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ “Эльбрус-2” // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Мат. моделирование физ. процессов.* 1990. Вып. 2. С. 3–9.
16. **Zmushko V. V.** Computation of convective flows and their realization in MIMOZA code // *Proc. of the Intern. workshop “New models of numerical codes for shock wave processes in condensed media”, Oxford (UK), Sept. 15–19, 1997. S. 1., 1997. P. 423–430.*
17. **Holder D., Barton C.** Shock-tube Richtmyer — Meshkov experiments: inverse chevron and half height // *Proc. of the 9th Intern. workshop on the physics of compressible turbulent mixing, Cambridge (UK), 19–25 July 2004. Cambridge: Univ. of Cambridge, 2004. P. 43.*
18. **Grinstein F.** Initial conditions and modeling for simulations of shock driven turbulent material mixing // *Comput. Fluids.* 2017. V. 151. P. 58–72.
19. **Hahn M., Drikakis D., Youngs D., Williams J.** Richtmyer — Meshkov turbulent mixing arising from an inclined material interface with realistic surface perturbations and reshocked flow // *Phys. Fluids.* 2011. V. 23. 046101.
20. **Grinstein F.** On integrating large eddy simulation and laboratory turbulent flow experiments // *Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A.* 2009. V. 367. P. 2931–2945.
21. **Haines B., Grinstein F., Schwarzkopf J.** Reynolds-averages Navier — Stokes initialization and benchmarking in shock-driven turbulent mixing // *J. Turbulence.* 2013. V. 14, N 2. P. 46–70.
22. **Ладагин В. К., Пастушенко А. М.** Об одной схеме расчета газодинамических течений // *Числ. методы механики сплош. среды.* 1977. Т. 8, № 2. С. 66–72.
23. **Tritschler V. K., Hickel S., Hu X. Y., Adams N. A.** On the Kolmogorov inertial subrange developing from Richtmyer — Meshkov instability // *Phys. Fluids.* 2013. V. 25. 071701.
24. **Groom M., Thornber B.** The influence of the initial perturbation power spectra on the growth of a turbulent mixing layer induced by Richtmyer — Meshkov instability // *Phys. D.* 2020. V. 407. 132463.

*Поступила в редакцию 15/VI 2021 г.,
после доработки — 15/VI 2021 г.
Принята к публикации 26/VII 2021 г.*