

УДК 532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ РИХТМАЙЕРА–МЕШКОВА И ПЕРЕХОДА К РАЗВИТОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

© 2024 г. В. В. Змушко*, М. И. Полищук**, А. Н. Разин***, А. А. Синельникова****,
А. Н. Щербakov*****

Российский федеральный ядерный центр — ВНИИ экспериментальной физики, Нижегородская обл., Саров, Россия

*e-mail: VVZmushko@vniief.ru

**e-mail: MIPolischuk@vniief.ru

***e-mail: ANRazin@vniief.ru

****e-mail: AnASinelnikova@vniief.ru

*****e-mail: ANScherbakov@vniief.ru

Поступила в редакцию 31.10.2023 г.

После доработки 15.12.2023 г.

Принята к публикации 25.12.2023 г.

Предложен критерий для оценки момента перехода от этапа развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова к развитой турбулентности на шероховатых контактных границах слоистых газовых систем. Выполнено моделирование ряда лабораторных экспериментов. В первой серии экспериментов неустойчивость Рихтмайера–Мешкова возникает на двух контактных границах тонкого газового слоя после прохождения ударной волны. В опытах тонкий слой (гофрированная газовая занавеска) формируется путем прокачки тяжелого газа (SF_6) через сопловой блок поперек ударной трубы, заполненной воздухом. Во второй серии опытов ударная волна проходит через возмущенную по синусоиде контактную границу двух разноплотных газов (слойки воздух– SF_6 и He– SF_6). В этой серии опытов торец трубы либо соединен с атмосферой, либо закрыт жесткой стенкой. Моделирование развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и перехода к турбулентному перемешиванию выполнено с использованием неявного метода крупных вихрей (ILES) по методике МИМОЗА. Проведено сравнение с имеющейся экспериментальной информацией.

Ключевые слова: газовые слойки, контактные границы, ударные волны, неустойчивость, переход к развитой турбулентности, математическое моделирование.

DOI: 10.31857/S1024708424030068, EDN: PFUKLI

Численное моделирование турбулентного перемешивания (ТП), возникающего на шероховатых контактных границах (КГ) слоистых систем после прохождения ударных волн (УВ), представляет собой чрезвычайно сложную задачу. Некоторые математические вопросы моделирования остаются до сих пор не решенными, что не позволяет с необходимой точностью рассчитывать течения, возникающие во многих задачах физики высоких концентраций энергии, в частности, в задачах по управляемому термоядерному синтезу и ряде других научно-технических задач [1–4].

Отсутствие универсальной численной стратегии, пригодной для описания всех или, по крайней мере, многих турбулентных течений, привело к разработке нескольких расчетных методологий. Широкое применение на практике нашла ILES (implicit large eddy simulation) методология [5]. К настоящему времени не сложилось строгого определения ILES-методологии. В работе будем придерживаться следующего определения ILES-методологии расчета задач: а) для интегрирования газодинамических уравнений используются методы повышенного порядка точности, б) обеспечивается монотонность численного решения, в) присутствуют алгоритмы для отслеживания движения КГ и учитывающие возможное перемешивание соприкасающихся веществ.

В последние годы ILES-методологии в РФЯЦ-ВНИИЭФ уделяется все большее внимание. Так в [6, 7] представлены результаты моделирования ТП, возникающего в трехслойной газовой системе в результате развития неустойчивости Кельвина–Гельмгольца и Рихтмайера–Мешкова после прохождения УВ через контактные границы. В работах [8–10] изучалось влияние начальной шероховатости КГ и интенсивности

УВ на развитие неустойчивости Рихтмайера–Мешкова. В [11] на примере расчета распада вихря Тейлора–Грина проведено численное исследование влияния диссипативных погрешностей методики на скорость изменения кинетической энергии. Тестовые задачи для расчета газодинамических течений с учетом ТП представлены в [12].

Одним из самых сложных вопросов моделирования турбулентных течений остается вопрос перехода от этапа развития неустойчивости к ТП. До настоящего времени этому вопросу не уделялось должного внимания. И связано это с отсутствием каких-либо достоверных теоретических моделей и информативных экспериментальных данных по данному вопросу, что не позволяет оценить точность моделирования момента перехода к ТП, возникающего на КГ слоев после прохождения УВ. В работах [13–15] приведена экспериментальная информация, которая является одной из немногих пригодных для тестирования численных моделей, претендующих на расчет развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и моделирование перехода к ТП. Ниже экспериментальная информация [13–15] используется при отработке технологии расчета развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова с использованием ILES стратегии моделирования, реализованной в методике МИМОЗА [16].

В работе представлены результаты моделирования двух серий опытов. В первой серии в ударной трубе, заполненной воздухом, поперек трубы с помощью решетки сопел создается “гофрированная занавеска” из тяжелого газа (трехслойная система). В первой задаче этой серии УВ формируется на одном торце трубы, взаимодействует с занавеской, вызывая развитие неустойчивости на двух шероховатых КГ, проходит трубу и выходит через другой торец трубы в открытое пространство. Во второй задаче УВ после взаимодействия с занавеской выходит на закрытый жесткой стенкой торец, отражается от него и возвращается на занавеску, ускоряя перемешивание на границах тонкого слоя.

Во второй серии опытов в ударной трубе формируется двухслойная система с возмущенной по синусоиде КГ. Она разделяет либо воздух и SF_6 , либо He и SF_6 . В опытах на линейной и нелинейной стадиях развития неустойчивости замерялась скорость роста амплитуды возмущений на КГ после прохождения УВ. Кроме того, для нескольких моментов времени (на линейной и слабо нелинейной стадиях) приводятся формы струй.

Расчеты всех задач выполнены в 2D-постановке по методике МИМОЗА путем интегрирования уравнений Эйлера (используется однофазное приближение) [17] и применения алгоритма отслеживания динамики КГ. Предполагается, что турбулентность не оказывает заметного влияния на характеристики основного течения. Удовлетворительное согласие полученных расчетных и экспериментальных данных подтверждает правильность сделанного предположения.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Расчетная методика основана на лагранжево-эйлеровой стратегии и выделении веществ концентрациями. Такой подход является эффективным при моделировании задач механики сплошной среды с большими деформациями.

Расчет счетного шага состоит из двух этапов: на первом этапе выполняется интегрирование уравнений Эйлера, записанных в лагранжевых координатах, на втором этапе производится пересчет полученных сеточных значений на первоначальную разностную сетку с квадратными ячейками [18]. Для повышения точности вычислений используется реконструкция потоков на грани ячеек [18].

На лагранжевом этапе расчета границы ячеек сетки перемещаются со скоростью вещества, массы ячеек не изменяются. Интегрирование системы уравнений выполняется на разнесенной разностной сетке. Термодинамические параметры задачи относятся к центру счетной ячейки, координаты и компоненты скорости — к узлам. Используется полностью консервативная разностная схема «предиктор–корректор», аналогичная [19]. С целью предотвращения размытия КГ между веществами применяется алгоритм их выделения с помощью концентраций [18]. Для подавления паразитических осцилляций численного решения в окрестности больших градиентов газодинамических величин вводится искусственная вязкость, являющаяся суммой квадратичной [17] и линейной вязкостей. В смешанных ячейках (ячейках, содержащих несколько веществ) давление вычисляется покомпонентно с использованием уравнения состояния идеального газа, а затем усредняется с учетом объемных концентраций веществ.

Расчет многокомпонентной сплошной среды осуществляется посредством метода отслеживания КГ — VolumeofFluid (VoF) [18, 20].

Метод Volume-of-Fluid (VoF).

VoF-метод является одномерным алгоритмом отслеживания КГ. Многомерность достигается за счет принципа расщепления по координатным направлениям. Например, для задач с двумерной геометрией вычисление потоков объема на новую разностную сетку выполняется сначала вдоль строк, затем вдоль столбцов (применяется чередование порядка в процессе счета). Поток объема вещества в счетные ячейки новой разностной сетки вычисляется способом, основанным на анализе объемных концентраций ее прямых соседей (вдоль строки/столбца). Данный подход указывает на зависимость алгоритма метода VoF от объемных концентраций вещества в соседних счетных ячейках.

Другая особенность VoF-методов заключается в том, что при наличии в смешанной ячейке более двух компонентов, результат реконструкции КГ зависит от порядка обработки веществ в алгоритме. Неудачный порядок обработки веществ может приводить к преждевременному переносу компонента в соседние ячейки, формируя по сути искусственное (нефизичное) перемешивание веществ в расчете.

Вычисление числа Рейнольдса, масштабов турбулентности и определение критерия перехода к развитой турбулентности.

При вычислении масштабов длины неоднородностей, формирующихся в поле течения в расчетах, будем использовать число Рейнольдса $Re = u^* \cdot \delta / \nu_m$ (u^* – скорость, δ – длина, ν_m – кинематическая молекулярная вязкость жидкости), которое определяет отношение сил инерции к силам вязкости. В численных расчетах величина числа Рейнольдса существенным образом определяется выбором u^* , δ и зависит от класса рассматриваемых течений [21].

Анализ перехода к турбулентности в стационарных течениях рассматривался, в частности, в работе [21]. Детали перехода к турбулентному перемешиванию в нестационарных течениях приведены в работе [22]. Будем использовать значение числа Рейнольдса в качестве одного из условий при оценке масштабов вихревых образований (неоднородностей) с целью определения момента формирования развитой турбулентности.

В развитом турбулентном течении присутствуют все масштабы (линейные размеры) вихревых образований [22, 23]

$$\lambda_K < \lambda_v < \lambda < \lambda_L < \delta$$

Здесь $\lambda_K(t) = \delta \cdot Re^{-0.75}$ – колмогоровский масштаб (масштаб диссипации кинетической энергии), $\lambda_v(t) = c_v \lambda_K(t)$ – внутренний вязкий масштаб (нижняя граница инерционного интервала), $\lambda_L(t) = c_L \delta Re^{-0.5}$ – линейный масштаб Липмана–Тейлора (верхняя граница инерционного интервала), $\lambda_D(t) = c_d (\nu \cdot t)^{0.5}$ – ламинарный диффузионный масштаб (толщина пограничного слоя, предшествующего переходу к турбулентности), λ – линейный масштаб вихревых образований в инерционном интервале, c_v, c_L, c_d – параметры, которые определяются в экспериментах. В расчетах принято $c_v = 50$, $c_L = 5$, $c_d = 2.5$.

Из определения масштабов следует, что инерционный интервал начинает формироваться при числе Рейнольдса $Re \approx 10^4$ (при $Re = 10^4$ имеем $\lambda_L = \lambda_v$, т.е. верхняя и нижняя границы инерционного интервала совпадают) и его длина растет с увеличением числа Рейнольдса. Таким образом, развитая турбулентность наблюдается при числах Рейнольдса $Re \sim 10^4$ и выше, а в инерционном интервале для энергетического спектра выполняется закон пяти третей, впервые указанный Обуховым в 1941 г. В [22] на основании экспериментальной информации, численных и теоретических исследований для нестационарных течений принято, что переход к развитой турбулентности происходит в случае выполнения двух условий

$$Re > 10^4, \lambda_{\min} > \lambda_v$$

Здесь $\lambda_{\min} = \min(\lambda_D, \lambda_L)$. Эти условия используются ниже при оценке момента формирования развитой турбулентности в проведенных расчетах.

В данной работе при вычислении числа Рейнольдса масштаб длины определяется по выражению $\delta = a_s + a_b$ (a_s, a_b – амплитуды струй и пузырей), а в качестве скорости используется соотношение $u^* = \alpha U$, где U – скорость, которую приобретает контактная граница после прохождения УВ, параметр $\alpha = 0.1$ задает интенсивность пульсаций скорости на КГ [4].

При вычислении числа $Re = u^* \cdot \delta / \nu_m$ для кинематической молекулярной вязкости SF_6 , воздуха и He принято $\nu_m^{SF_6} = 2.54 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-1}$, $\nu_m^{Air} = 15.4 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-1}$, $\nu_m^{He} = 118.0 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-1}$. Для вязкости смеси 50% Air + 50% SF_6 положим $\nu_m^{AS} = 4.65 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-1}$, а среднюю вязкость смеси 50% He + 50% SF_6 определим согласно [24]: $\nu_m^{HS} = 5.83 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{мс}^{-1}$.

При вычислении термодинамических параметров в расчетах используется уравнение состояния идеального газа.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Трехслойная система (газовая занавеска)

На рис. 1 приведена схема постановки проведенных расчетов. В опытах газовая занавеска формируется путем прокачки газа со скоростью ~ 10 см/сек через сопловой блок поперек ударной трубы [25]. Центры сопел ($x = 0$) расположены на расстоянии 3.6 мм друг от друга, диаметр сопел 3.0 мм. В расчетах ширина области решения (направление y) выбрана равной 18 мм, чтобы поперек области расположить 5 струй с длиной волны $\lambda = 3.6$ мм (в эксперименте занавеска состояла из 21 струи). Параметры воздуха, окружающего занавеску: $\rho = 0.001 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ — плотность, $p = 0.8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мс}^{-2}$ — давление, $\gamma = 1.4$ — показатель адиабаты. В опытах газовая занавеска содержит $\sim 45\%$ SF_6 , 43% Air и 12% паров ацетона. В расчетах смесь моделируется однородным газом с $\rho = 0.003 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$, $\gamma = 1.263$, скорость газа в занавеске полагается нулевой, $p = 0.8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{мс}^{-2}$.

Ударная волна формируется на правой границе области (рис. 1), последовательно проходит КГ1, КГ2 и уходит налево. Для описания в расчетах начального состояния тонкого слоя (смеси SF_6 и Air) используется выражение [15], задающее профиль концентрации SF_6 в занавеске на начальный момент времени:

$$C_{SF_6} = \frac{c_1 [1 + c_2 \cos(ky)]}{1 + c_2} \exp \left[-\frac{x^2 \alpha^2}{(1 + \beta \cos(ky))^2} \right]$$

Здесь C_{SF_6} — объемная доля тяжелого газа (SF_6). В проведенных расчетах задаются параметры $c_1 = 0.42$ — максимум концентрации, $k = 17.44 \text{ см}^{-1}$ — волновое число возмущения, $c_2 = 0.2$, $\alpha = 7 \text{ см}^{-1}$, $\beta = -0.04$.

Выполнено два расчета с числом Маха $M = 1.2$. В первом расчете левая граница области решения соединяется с атмосферой (УВ к моменту окончания расчета не возвращается на занавеску). В расчете 2 левая граница (жесткая стенка) удалена от центра занавески на расстояние $L = 13.7 \text{ см}$. В этом расчете изучается влияние отраженной от левой границы УВ на переход к турбулентности.

Граничные условия: на боковых стенках расчетной области ставятся периодические условия, на правой границе задаются газодинамические параметры, соответствующие величинам за фронтом УВ.

Двухслойные системы

Выполнено 4 расчета со слойкой воздух — SF_6 и 2 расчета с He — SF_6 . При моделировании задач варьировались числа Маха падающей на КГ ударной волны, отношение плотностей на КГ, начальные шероховатости КГ.

Опыт Jacobs—Krivets [26]

Схема постановки расчета опыта приведена на рис. 2. Ударная волна с числом Маха $M = 1.3$ формируется на правой границе области и движется налево. После прохождения УВ через КГ на ней развивается неустойчивость Рихтмайера—Мешкова. В геометрии, соответствующей опыту, выполнено четыре расчета задачи. В первом расчете (расчет опыта Jacobs—Krivets) левый торец трубы соединен с атмосферой (УВ не возвращается на КГ). В опытах получены фотокадры развития струй на ряд моментов времени. На момент окончания опытов перехода к перемешиванию не наблюдается.

Другие три расчета проведены в дополнение к расчету опыта. Они направлены на изучение перехода к турбулентности в зависимости от числа Маха УВ. При наличии взаимодействия УВ, отраженной от

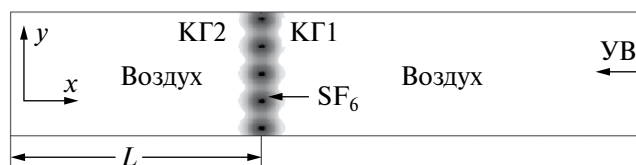


Рис. 1. Схема постановки расчетов с газовой занавеской: x, y — пространственные координаты, УВ — ударная волна, КГ1, КГ2 — контактные границы, L — расстояние от центра занавески до левого торца трубы.

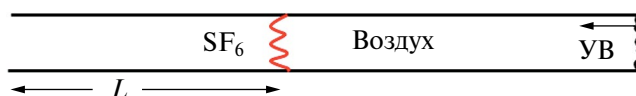


Рис. 2. Схема постановки расчетов с двухслойной системой.

торца, с возмущенной КГ по ним нет экспериментальных данных. Два расчета выполнены с открытым торцом при числах Маха ударной волны $M = 2$ и $M = 3$. В последнем расчете левый торец закрыт стенкой, $L = 61.5$ см. В расчете с жесткой стенкой отраженная от левого торца УВ выходит на КГ, ускоряя переход к ТП.

Во всех расчетах развития неустойчивости в двухслойной системе начальное возмущение КГ задается соотношением:

$$x = x_0 + a_0 \sin\left(\frac{2\pi y}{\lambda}\right)$$

Здесь x_0 — начальное положение КГ (координата x направлена вдоль трубы, y — по сечению трубы). В расчетах длина волны начального синусоидального возмущения и амплитуда принимались равными $\lambda = 5.9$ см, $a_0 = 0.29$ см. Параметры SF_6 : $\rho = 0.00524$ г/см³, $\gamma = 1.095$, параметры воздуха: $\rho = 0.00129$ г/см³, $\gamma = 1.28$. В начальный момент система покоится при атмосферном давлении.

Граничные условия: периодические условия на стенках трубы, на входе в трубу задаются газодинамические величины, соответствующие значениям за фронтом УВ. Разностная сетка в расчетах составлена из квадратных ячеек с длиной стороны $h = 0.02$ см (линейный размер ячейки выбран по результатам предварительных расчетов на сходимость решения).

Две задачи Motl с соавторами [27]

Как и в опыте Jacobs, контактная граница двух газов возмущена по синусоиде путем покачивания вертикальной ударной трубы в горизонтальном направлении. В отличие от опыта Jacobs-Krivets воздух заменен на He, чтобы повысить перепад плотностей на КГ.

В первой задаче число Маха ударной волны $M = 1.13$. Параметры He: $\rho = 0.000167$ г/см³, $\gamma = 1.63$, параметры SF_6 : $\rho = 0.0065$ г/см³, $\gamma = 1.094$. Начальное давление в газах $p = 0.98$ г/(см²·мс²). Длина волны начального синусоидального возмущения и амплитуда принимались равными $\lambda = 16.94$ см, $a_0 = 1.5$ см (согласно эксперименту). Во второй задаче число Маха $M = 1.95$. Длина волны начального синусоидального возмущения и амплитуда принимались равными $\lambda = 16.7$ см, $a_0 = 1.36$ см (как в эксперименте). В обоих расчетах правый торец трубы соединен с атмосферой, контактная граница располагалась при $x = 0$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТРЕХСЛОЙНОЙ СИСТЕМЫ

Природа перехода к ТП при развитии неустойчивости Рихтмайера–Мешкова не изучена. Не существует развитой теории описывающей все стадии эволюции неустойчивости и последующего перехода к перемешиванию. Визуальный анализ имеющейся экспериментальной информации указывает на три стадии в эволюции неустойчивости. На первой стадии образуются крупномасштабные

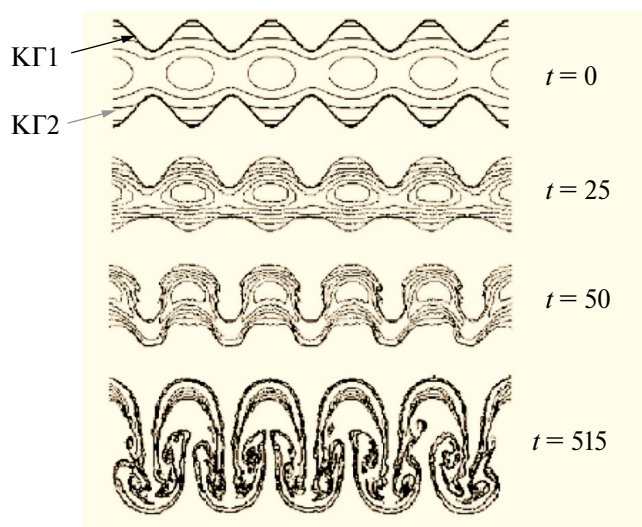


Рис. 3. Изолинии плотности, методика МИМОЗА, время в мкс.

образования — пузыри и струи. На этой стадии турбулентность отсутствует. На второй стадии у струй в результате обтекания носика легким веществом формируются грибоподобные шляпки. Края шляпки закручиваются, образуя разнонаправленные мелкомасштабные вихри вдоль ножки струи. Таким образом на второй стадии в поле течения существуют как крупные, так и мелкие масштабы. Этот отрезок времени будем считать первым (локальным) переходом к турбулентному перемешиванию. В процессе дальнейшего развития струй наступает третья стадия, на которой шляпки и ножки струй разрушаются вследствие взаимодействия вихревых образований различных размеров (в отсутствие подвода энергии происходит разрушение крупных вихревых образований). Будем называть эту стадию переходом к глобальному ТП.

Приведенные ниже результаты двух расчетов занавески получены на разностной сетке с квадратными ячейками со стороной $h = 0.0025$ см.

Расчет 1. Левая граница задачи — выход в атмосферу

На рис. 3 приведены изолинии плотности на 4 момента времени, полученные с использованием алгоритма VoF. В расчете УВ сначала проходит КГ1 затем КГ2.

Момент времени $t = 0$ соответствует времени прихода УВ на КГ1. При $t = 25$ мкс УВ прошла КГ2 и на ней начинается фазовая инверсия (сдвиг фазы на 180° под действием волны разрежения, движущейся от КГ2 к КГ1), которая заканчивается к моменту $t \approx 50$ мкс. Далее размер струй увеличивается, формируется грибоподобная шляпка и по краям шляпки возникают разнонаправленные вихревые образования. На приведенные моменты времени глобального перехода к ТП не наблюдается.

На рис. 4 на ряд моментов времени приведены изоповерхности плотности, которые демонстрируют картину развития неустойчивости (рост пузырей и струй) в опыте [13] и в расчете. Приведенные расчетные данные свидетельствуют, что вплоть до момента времени $t = 1115$ мкс в поле течения присутствуют крупномасштабные образования и разнонаправленные вихри по обеим сторонам ножки струи. Это указывает на отсутствие глобального перехода к ТП. Отмечаем удовлетворительное согласование результатов опытов и расчетов как по скорости роста пузырей, так и пройденному занавеской пути.

Расчет 2. Левая граница задачи — жесткая стенка, $L = 13.7$ см

В отличие от расчета 1 в данном расчете левая граница (торец трубы) — жесткая стенка. Такая постановка задачи позволяет проследить за воздействием отраженной от левой границы УВ на развитие неустойчивости. По результатам расчета установлено, что УВ отражается от торца в момент времени $t \approx 390$ мкс и возвращается на занавеску при $t \approx 665$ мкс.

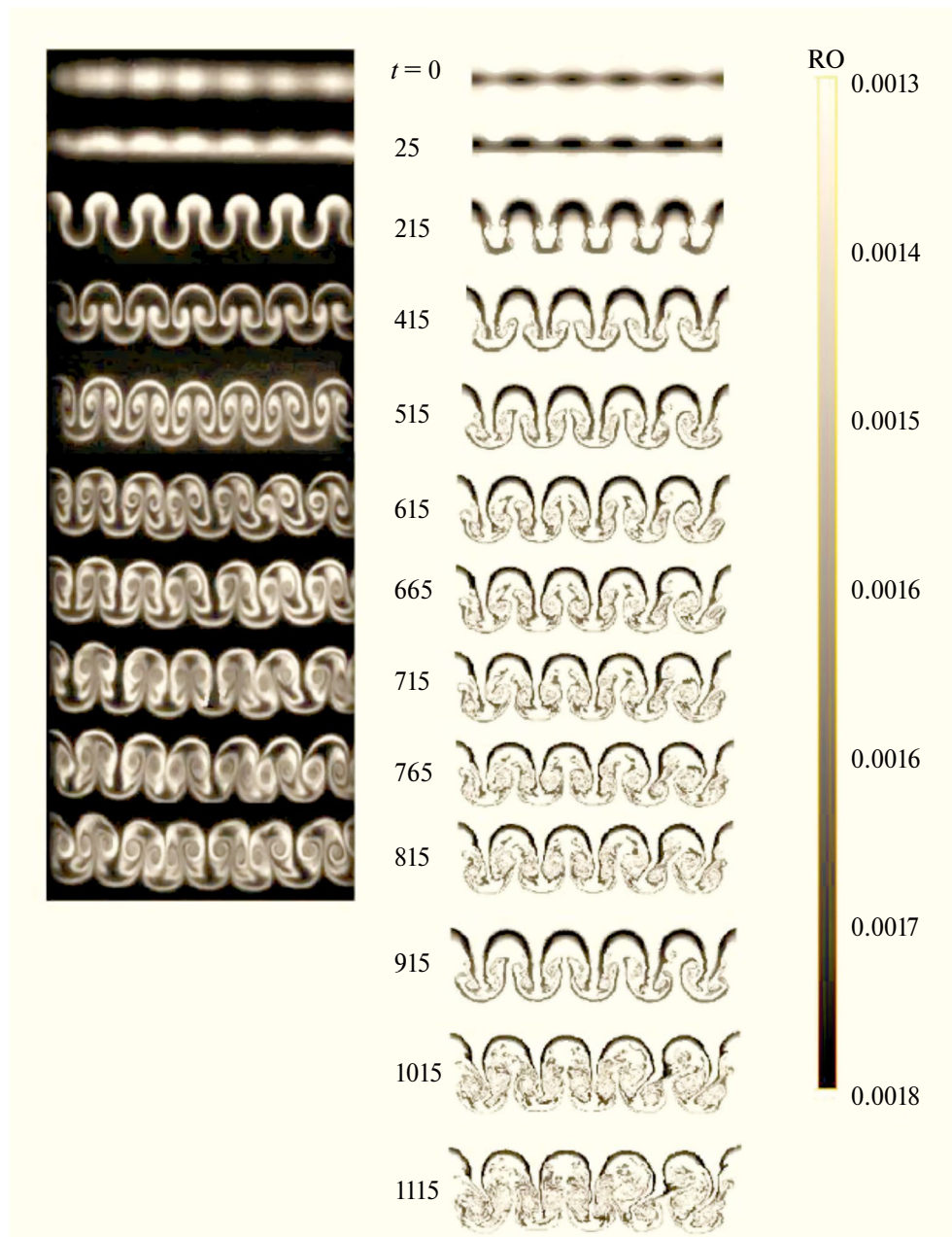


Рис. 4. Эволюция начального возмущения в опыте [13] (слева) и в расчете (справа), время в мкс: RO — плотность.

На рис. 5 как в опыте, так и в расчете при $t \approx 665$ мкс можно заметить начало глобального ТП практически сразу после прохождения через занавеску отраженной от торца трубы ударной волны. Если до прихода отраженной УВ на занавеску ($t < 665$ мкс) можно видеть крупномасштабные и мелкомасштабные (вдоль ножки струи) вихревые образования, то после прохождения УВ через занавеску крупные вихри разрушаются и наступает глобальное перемешивание.

На рис. 6 приведены поля концентраций (слева) и завихренности (справа) на моменты времени $t = 515$ мкс (верхний ряд) и $t = 665$ мкс (нижний ряд). Приведенная шкала завихренности показывает, что при $t = 665$ мкс (в момент перехода к ТП) интенсивность завихренности заметно выше, чем при $t = 515$ мкс, где отсутствует глобальное перемешивание газов.

Сопоставление зависимостей ширины занавески от времени в эксперименте и расчете выполнено на рис. 7. Представленные результаты свидетельствуют об удовлетворительном согласовании расчетных

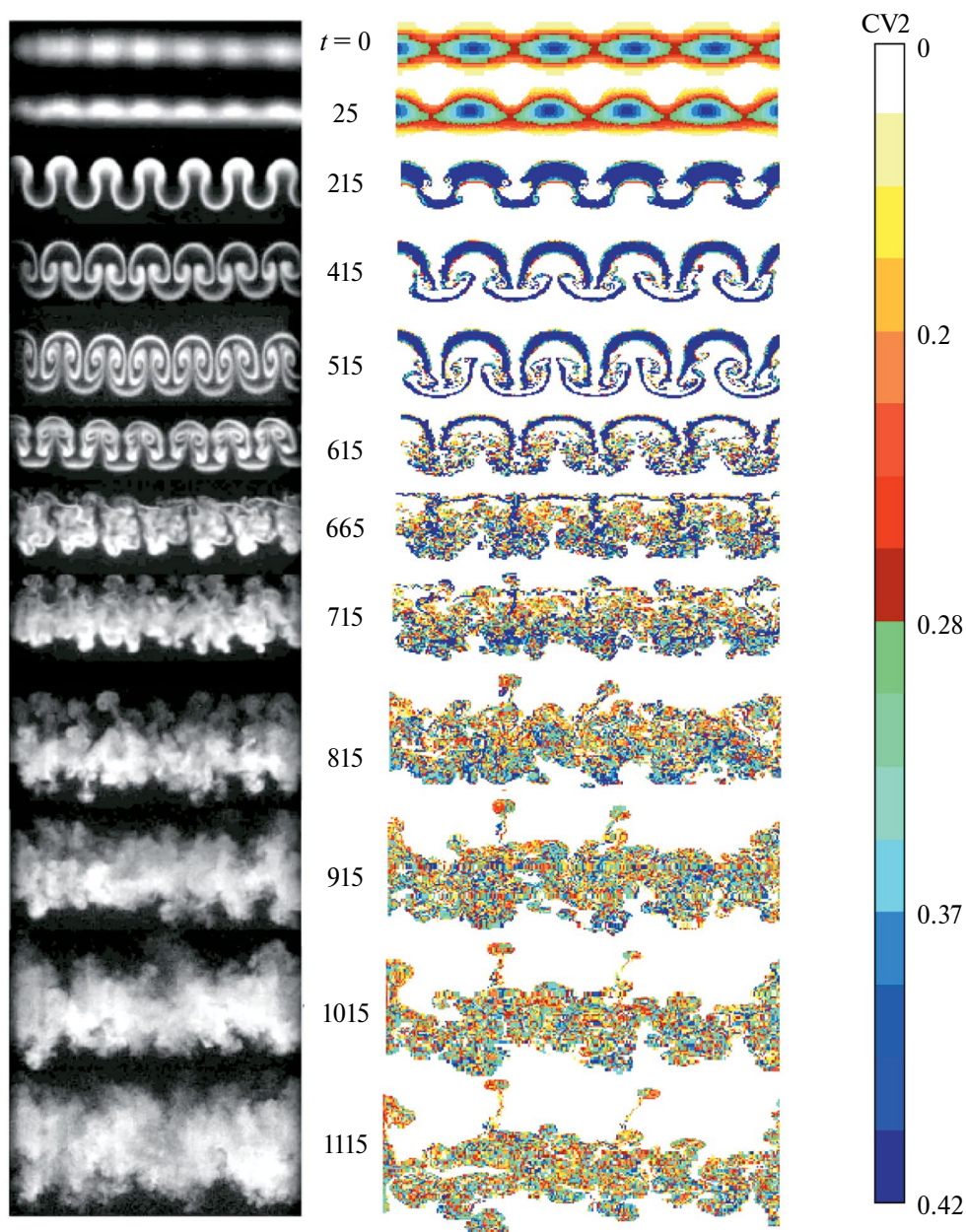


Рис. 5. Эволюция начального возмущения в опыте [13] (левый столбец), правый столбец — концентрации, полученные в расчете, время в мкс: CV2 — концентрация SF_6 .

данных с экспериментальными как по времени перехода к глобальному ТП, так и по ширине занавески на всем временном участке.

Выводы по результатам моделирования опыта с занавеской

В задаче с открытым торцом переход к глобальному ТП происходит в течение длительного времени (невозможно определить временную границу перехода). В задаче с закрытым торцом переход к глобальному ТП начинается сразу же после прохождения отраженной волны через занавеску. Используемая технология моделирования задач удовлетворительно описывает скорость роста пузырей, струй и момент перехода к турбулентности. Полученные данные позволяют предположить, что результаты моделирования следующих задач, для которых из-за малых времен наблюдения в опытах не достигнуто

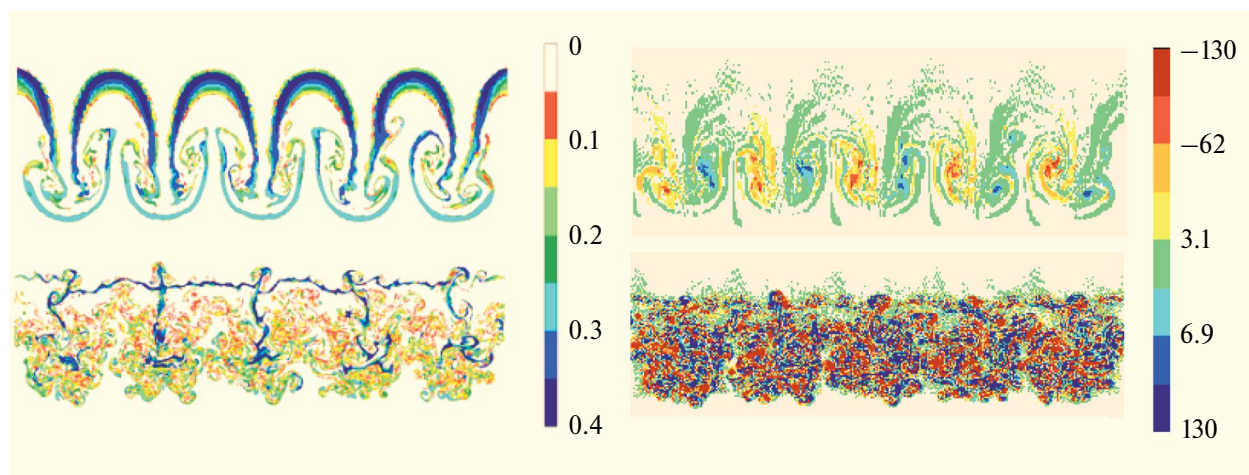


Рис. 6. Концентрации (слева) и z -компонента завихренности (справа) на моменты времени $t = 515$ мкс (верхний ряд), $t = 665$ мкс (нижний ряд)

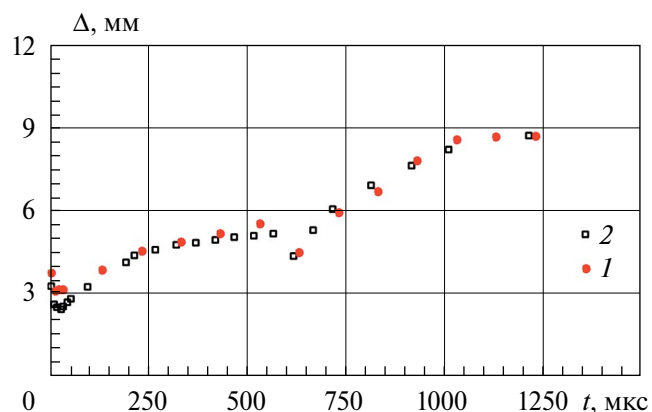


Рис. 7. Зависимость ширины занавески от времени в расчете —1 и эксперименте —2 (см. Fig. 10 в [13]).

глобальное перемешивание, будут также удовлетворительно описывать развитие неустойчивости и переход к ТП.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДВУХСЛОЙНЫХ СИСТЕМ

Особенность в постановке экспериментов состоит в том, что граница раздела между газами представляет собой тонкий диффузионный слой. При наличии диффузионного слоя по краям КГ скорость роста возмущений вычисляется по выражению [27]

$$V = \frac{da}{dt} = \frac{U A^+ k a^+}{\psi}$$

Здесь $U A^+ k a^+$ — линейная скорость роста амплитуды возмущений согласно модели Рихтмайера [28], U — скорость контактной границы после прохождения УВ, A^+ и a^+ — число Атвуда и амплитуда начального возмущения после прохождения УВ, k — волновое число начального возмущения, ψ — коэффициент, учитывающий уменьшение скорости роста возмущения из-за наличия диффузионного слоя. Значение ψ подбирается для лучшего согласования полученного численного решения с экспериментальной информацией.

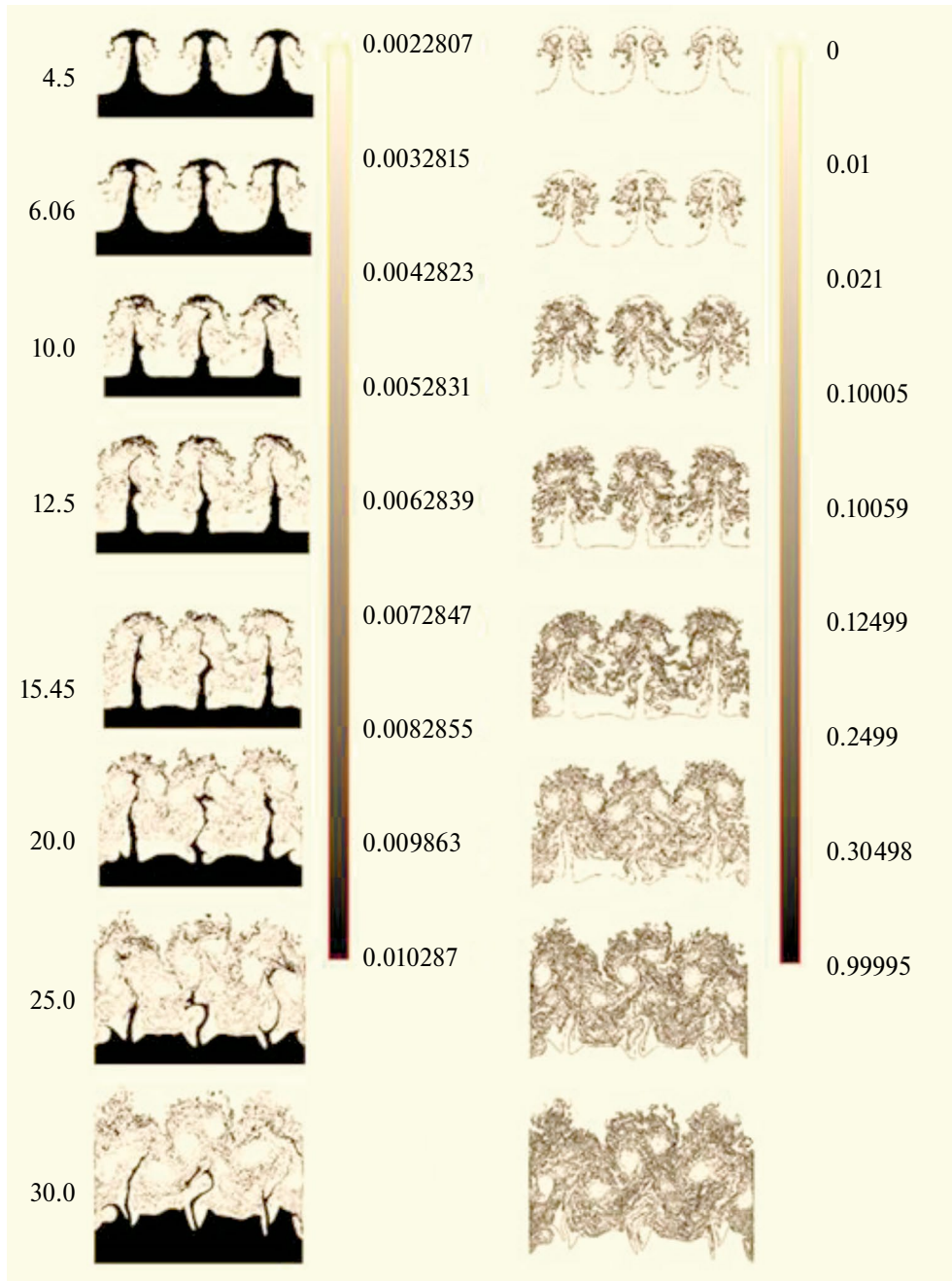


Рис. 8. Поле плотности (слева), справа — поле функции $F = \exp(|\nabla\rho|)$, расчет по методике МИМОЗА, время в мс.

В работе Jacobs [26] приведены данные по скорости роста струй и пузырей в интервале безразмерного времени $t_0 < t^* < 10$, где t_0 — время прихода УВ на КГ. Параметры такие:

$$t^* = C \cdot t, \quad C = k^2 a_0^+ A^+ U t$$

Здесь $k = 1.06 \text{ см}^{-1}$ — волновое число начального возмущения, $a_0^+ = 0.215 \text{ см}$ — амплитуда возмущения после прохождения через КГ ударной волны, $A^+ = 0.635$ — число Атвуда после прохождения через КГ ударной волны, $|U| = 9260 \text{ см/с}$ — скорость КГ, t — размерное время. Дополнительно к опытным данным в расчетах получена информация о характере развития неустойчивости на более поздний период времени, о переходе к ТП и воздействию отраженной от левого торца УВ на пузыри и струи, сформировавшиеся к этому времени.

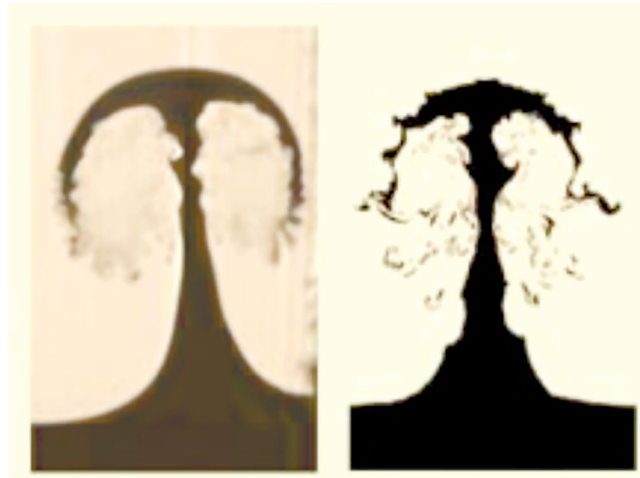


Рис. 9. Поле плотности (слева – эксперимент [26]), справа – расчет по методике МИМОЗА, $t = 6.06$ мс.

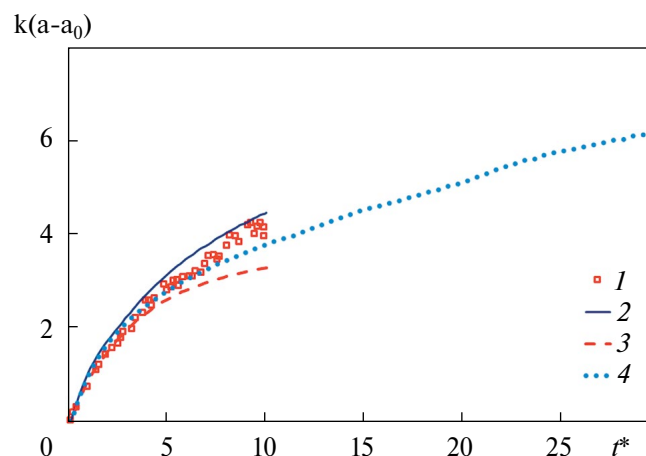


Рис. 10. Зависимость безразмерной амплитуды от безразмерного времени (данные экспериментов и теоретических моделей взяты из [26]): 1 – эксперимент, 2 – Sadot, 3 – Zhang&Sohn, 4 – МИМОЗА.

Расчет 3, опыт Jacobs, $M = 1.3$, левый торец трубы открыт

При взаимодействии УВ с КГ образуется две ударные волны, а между ними располагается контактный разрыв. Скорость контактного разрыва $U = -9.262$, скорости ударных волн, распространяющихся по воздуху и SF_6 соответственно, $D1 = 19.71$, $D2 = -18.89$, плотности слева $\rho = 0.01028$ и справа $\rho = 0.00229$ от контактного разрыва, давление $P = 1.748$. Размерности газодинамических величин: см, г, мс.

На рис. 8 на ряд моментов времени приведены формы струй.

Из представленных данных следует, что при $t = 4.5$ мс шляпка струи начинает разрушаться. По обеим сторонам ножки струи сформировались противоположно направленные локальные вихревые образования (локальные зоны перемешивания). Переход к глобальному перемешиванию на КГ происходит постепенно (нет явно выраженного момента времени), начиная с $t > 10.0$ мс.

На рис. 9 на момент времени $t = 6.06$ мс сопоставляются формы струй, полученные в эксперименте и расчете. Зависимости безразмерной амплитуды от безразмерного времени, полученные в экспериментах, численных расчетах и по двум теоретическим моделям, демонстрируются на рис. 10 ($a_0 = a_0^+$ – амплитуда возмущения после прохождения УВ через КГ). Отмечаем удовлетворительное согласие данных опытов и расчетов.

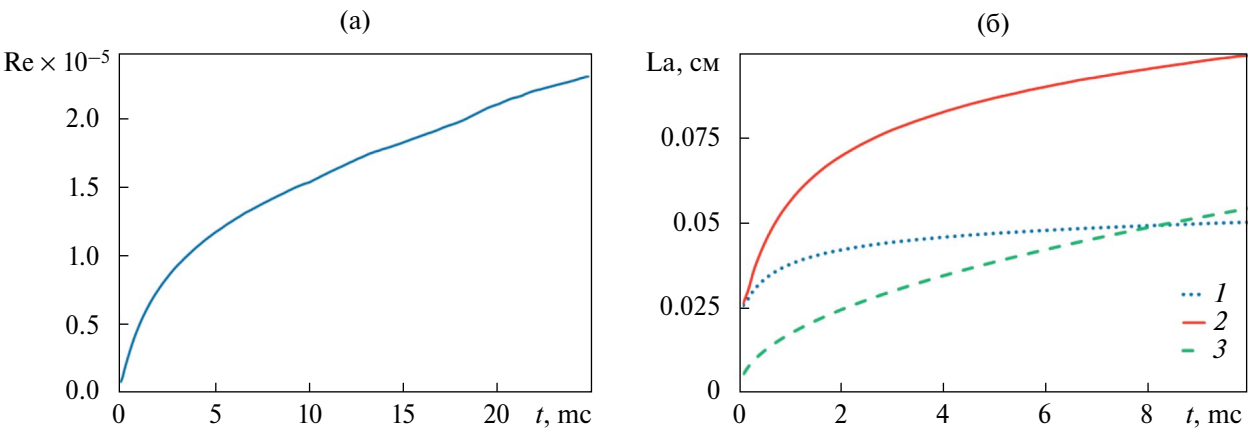


Рис. 11. Зависимость числа Рейнольдса (Re) и масштабов турбулентности (La) от времени: 1 – La_{nu} , 2 – La_L , 3 – $\min(La_L, La_D)$.

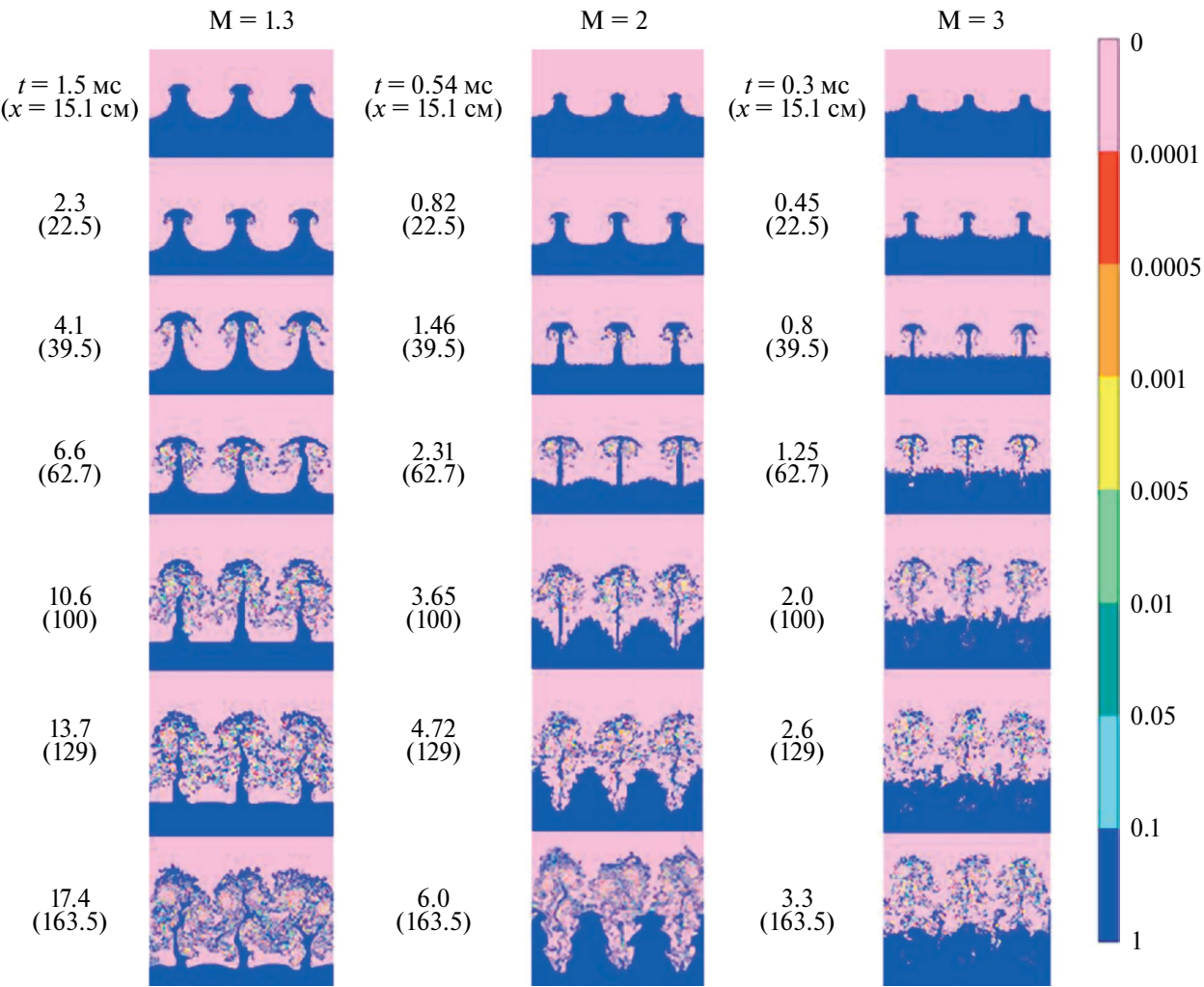


Рис. 12. Сравнение изоповерхностей концентраций при одинаковом пройденном контактной границей расстоянии. Слева $M = 1.3$, в центре $M = 2$, справа $M = 3$.

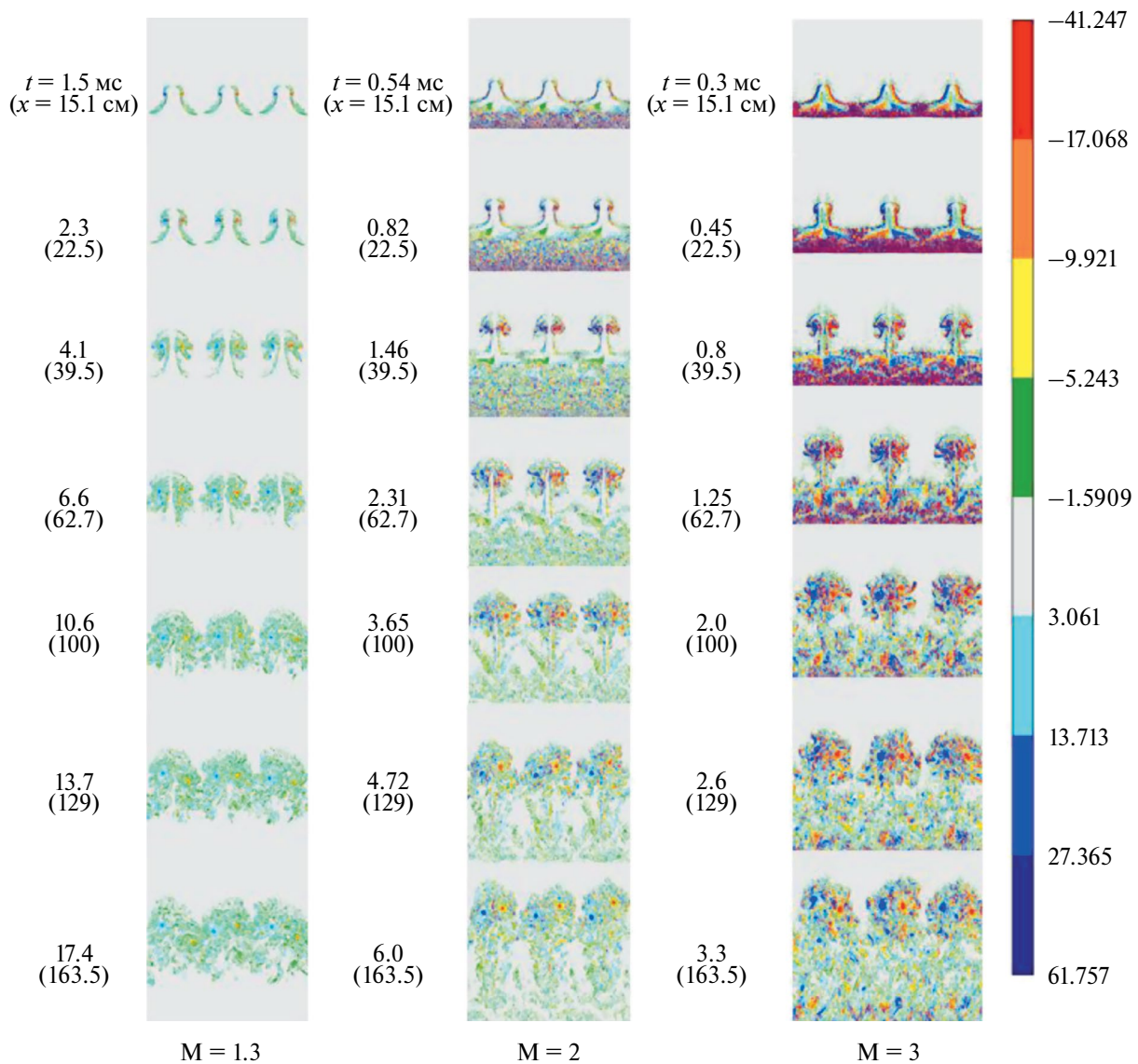


Рис. 13. Значения z-компоненты завихренности при различных интенсивностях ударной волны.

Проанализируем полученные результаты с точки зрения перехода к развитой турбулентности. Для этих целей определим масштабы турбулентности. На рисунках для масштабов λ_v , λ_L , λ_D используются обозначения La_{nu} , La_L , La_D соответственно.

На рис. 11 показаны зависимости числа Re и масштабов турбулентности от времени. Согласно данным рис. 11, число Рейнольдса достигает критического значения $Re = 10^4$ в расчете сразу же после прохождения УВ через КГ. Условие начала формирования инерционного интервала $\lambda_{min} = \lambda_v$ согласно рис. 11б выполняется при $t \approx 8.0$ мс, что близко к данным по началу глобального перемешивания (см. рис. 8).

Расчет 4, $M = 2$

Постановка задачи аналогична расчету 3, но увеличена интенсивность падающей на КГ ударной волны. При $M = 2$ взаимодействие УВ с КГ приводит к образованию двух УВ, между которыми предполагается контактный разрыв. Скорость контактного разрыва $U = -26.51$, скорости ударных волн в воздухе и SF_6 составляют $D1 = 4.328$ и $D2 = -33.03$ соответственно, плотности слева $\rho = 0.02656$

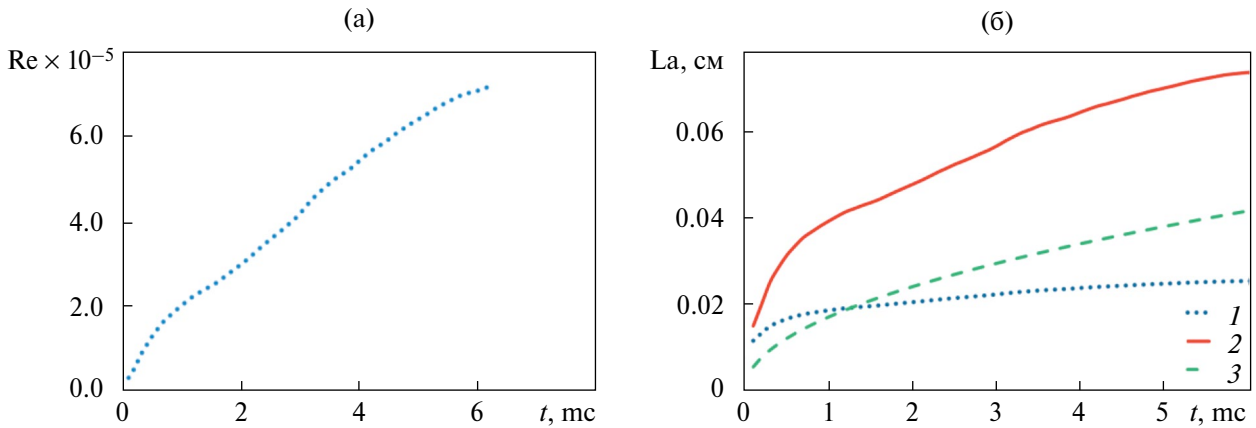


Рис. 14. Зависимость числа Рейнольдса (Re) и масштабов турбулентности (La) от времени, $M = 2$: 1 – La_{nu} , 2 – La_L , 3 – $\min(La_L, La_D)$.

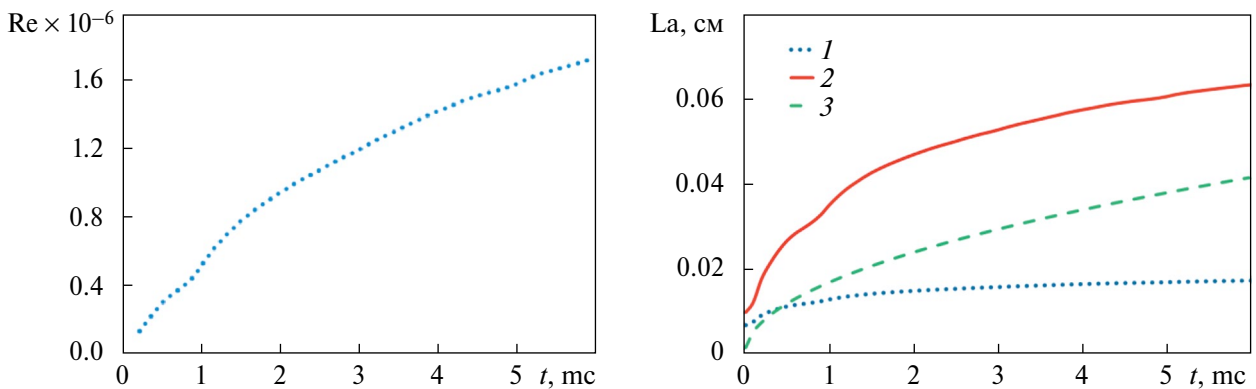


Рис. 15. Зависимость числа Рейнольдса (Re) и масштабов турбулентности (La) от времени, $M = 3$: 1 – La_{nu} , 2 – La_L , 3 – $\min(La_L, La_D)$.

и справа $\rho = 0.00515$ от контактного разрыва, давление $P = 5.42$. Размерности газодинамических величин: см, г, мс.

Расчет 5, $M = 3$

Постановка задачи аналогична расчету 4, но увеличена интенсивность падающей на КГ ударной волны. При взаимодействии УВ с КГ образуется две ударные волны, а между ними располагается контактный разрыв. Скорости контактного разрыва $U = -48.12$, ударных волн $D1 = -12.48$ и $D2 = -53.64$, распространяющихся по воздуху и SF_6 соответственно, плотности слева ($\rho = 0.05089$) и справа ($\rho = 0.008987$) от контактного разрыва. Размерности газодинамических величин: см, г, мс.

На рис. 12 и 13 сопоставляются формы струй, полученные в расчетах при трех интенсивностях ударных волн $M = 1.3$, $M = 2$, $M = 3$. Сравнение выполнено на времена, когда струями пройдены одинаковые расстояния

Как и предполагалось, развитие струй заметно зависит от интенсивности ударной волны. Это подтверждается и сравнением (рис. 13) величин z -компонент завихренности, полученных при различных интенсивностях ударных волн: модуль z -компоненты завихренности увеличивается с увеличением числа M . Отметим, что при пройденных занавеской больших расстояниях характер перемешивания заметно зависит от числа Маха падающей на КГ ударной волны.

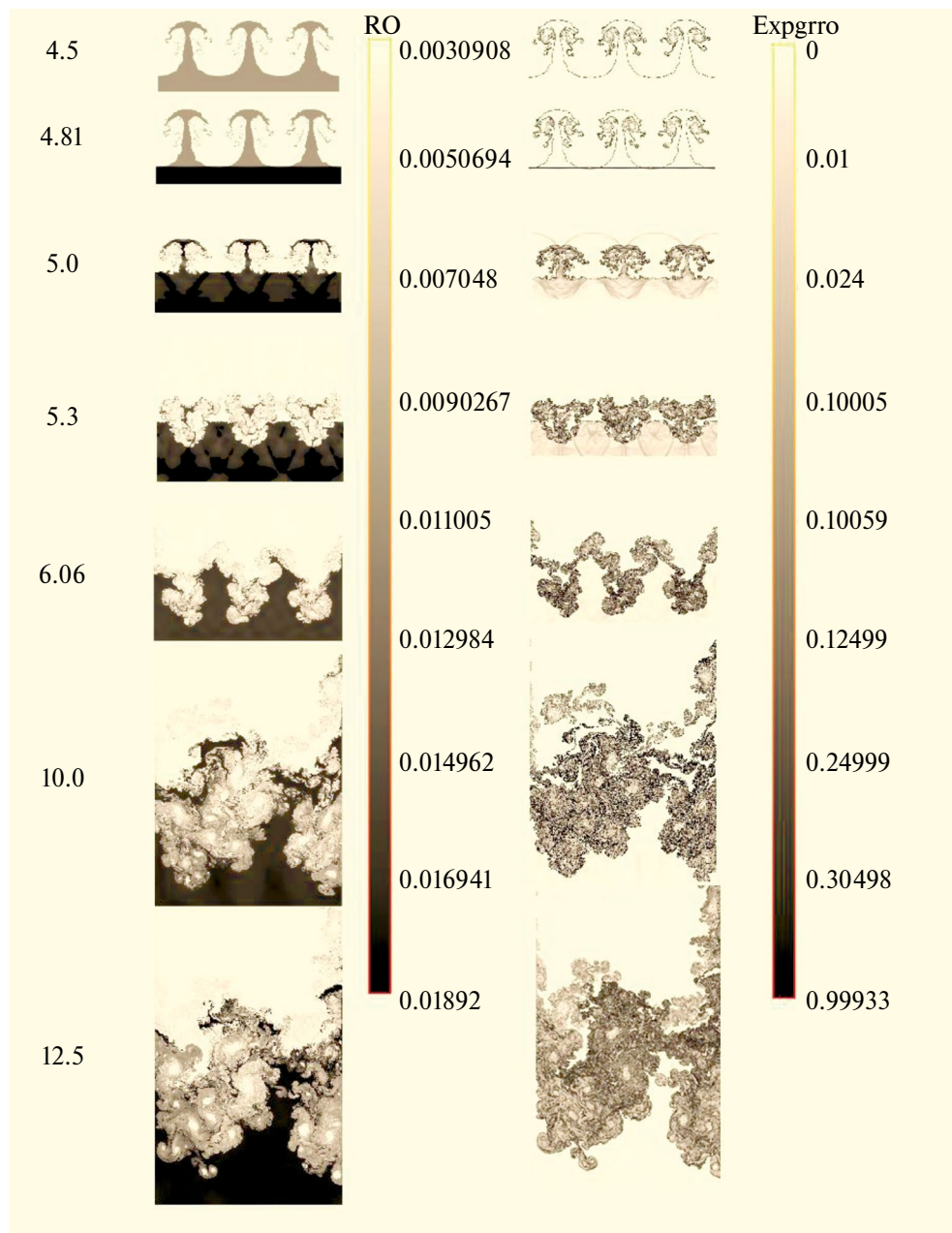


Рис. 16. Поле плотности (слева) и поле функции $F = \exp(|\nabla p|)$ (справа) на ряд моментов времени, расчет по методике МИМОЗА, время в мс.

На рис. 14 показаны зависимости числа Re и масштабов турбулентности от времени для $M = 2$. Согласно данным рис. 14, число Рейнольдса в расчете достигает критического значения $Re = 10^4$ сразу же после прохождения УВ через КГ. Условие начала формирования инерционного интервала $\lambda_{\min} = \lambda_v$ согласно рис. 14б выполняется при $t \approx 1.3$ мс, что заметно раньше времени начала глобального перемешивания (см. рис. 12 и 13).

На рис. 15 показаны зависимости числа Re и масштабов турбулентности от времени в расчете с $M = 3$.

По приведенным на рис. 15 данным число Рейнольдса достигает критического значения $Re = 10^4$ в расчете сразу же после прохождения УВ через КГ. Условие начала формирования инерционного интервала $\lambda_{\min} = \lambda_v$ согласно рис. 15б выполняется при $t \approx 0.4$ мс, что заметно раньше времени начала ($t > 2.0$ мс) глобального перемешивания (см. рис. 12 и 13).

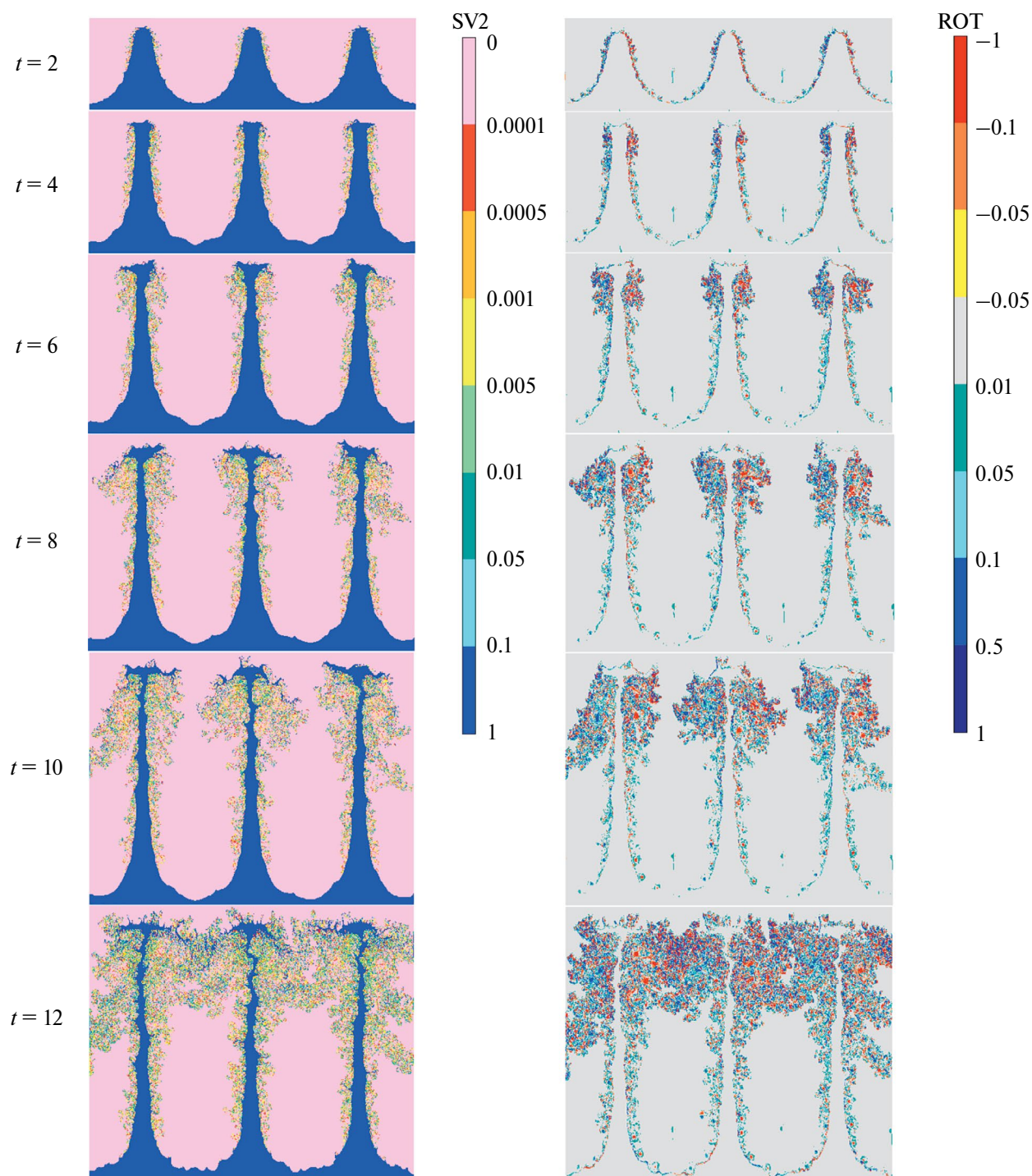


Рис. 17. $M = 1.13$, концентрации (слева) и z -компонента завихренности (справа), время в мс: ROT — z -компонента завихренности.

Выводы по результатам моделирования задач в постановке *Jacobs*. Используемый в расчетах вариант определения числа Рейнольдса при экспериментальном уточнении определяющих параметров может быть пригодным для оценки момента перехода к развитой турбулентности. Без экспериментальных данных невозможно совершенствовать предложенный алгоритм для определения момента перехода от этапа развития неустойчивости к развитой турбулентности.

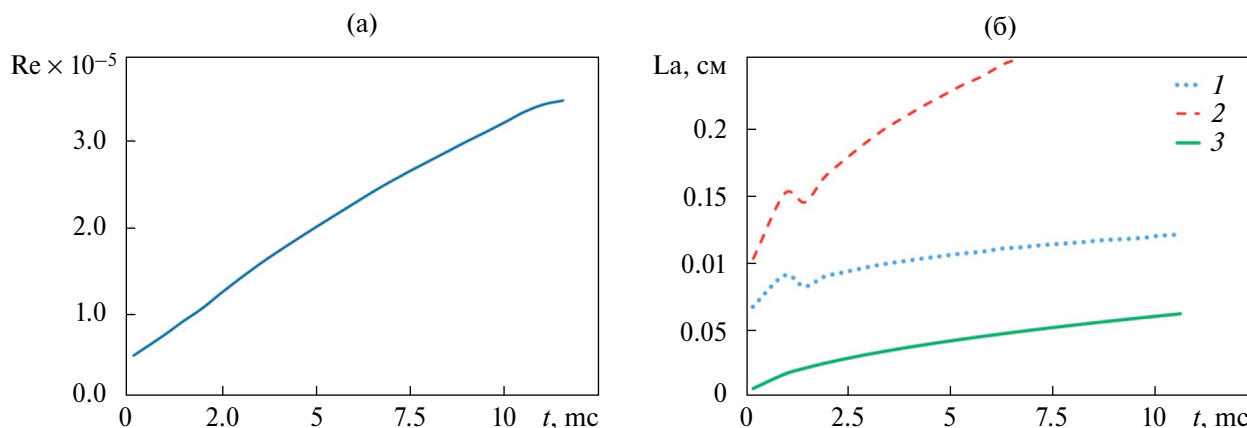


Рис. 18. Зависимость числа Рейнольдса (Re) и масштабов турбулентности (La) от времени: 1 – La_{nu} , 2 – La_L , 3 – $\min(La_L, La_D)$.

Расчет 6. Постановка задачи аналогична расчету 3, но левый торец трубы закрыт, $L = 61.5$ см

Цель расчета состоит в том, чтобы оценить влияние отраженной от левого торца трубы ударной волны на момент перехода к перемешиванию. На рис. 16 на ряд моментов времени приведены изоповерхности плотности в столбце слева, и изоповерхности функции $F = \exp(|\nabla \rho|)$ (правый столбец), полученные в расчете по алгоритму VoF.

Полученные при моделировании данные (рис. 16) свидетельствуют, что до взаимодействия УВ с КГ ($t < 4.81$ мс) на краях струй формируются вихревые образования (локальные вихревые образования). Отраженная от торца УВ возвращается на КГ при $t \approx 4.81$ мс. При $t \approx 5$ мс скачок взаимодействует с ножками струй, а в момент времени $t \approx 5.3$ мс шляпка и ножка струи разрушаются, происходит обращение фазы (на месте струй образуются пузыри, на месте пузырей – струи). Таким образом, прохождение отраженной от торца трубы УВ через КГ приводит к мгновенному образованию зоны глобального перемешивания.

Расчет 7. Первая задача Motl et al

УВ движется из легкого газа в тяжелый (из He в SF_6). Число Маха УВ $M = 1.13$. При взаимодействии УВ с КГ образуется две ударные волны, а между ними располагается контактный разрыв. Скорость контактного разрыва $U = -5.827$, скорости ударных волн, распространяющихся по гелию и SF_6 , $D1 = 93.8$ и $D2 = -16.24$ соответственно, плотности слева и справа от контактного разрыва $\rho = 0.01013$ и $\rho = 0.000225$. Размерности газодинамических величин: см, г, мс.

Форма струй, полученная в расчетах на ряд моментов времени, показана на рис. 17. Приведенные данные свидетельствуют, что при $t = 2$ мс шляпка струи не сформирована, но с острия струи срываются отдельные (малые) фрагменты тяжелого и легкого газов. На момент времени $t = 4$ мс острие струи деформируется встречным потоком, начинает формироваться шляпка струи. Вдоль ножки струи увеличивается интенсивность перемешивания, струя вытягивается и на момент времени $t = 12$ мс наблюдается смыкание струй, что подтверждается и структурой z -компоненты завихренности потока (рис. 17). До момента окончания расчета ножка и шляпка струи не разрушены (отсутствует глобальное перемешивание).

На рис. 18 показаны зависимости числа Re и масштабов турбулентности от времени. Как можно видеть, число Рейнольдса достигает значения $Re = 10^4$ в расчете сразу же после прохождения УВ через КГ. Условие начала формирования инерционного интервала $\lambda_{\min} = \lambda_v$ согласно рис. 18б не выполняется вплоть до момента окончания расчета $t \approx 12$ мс, т.е. отсутствует переход к глобальному перемешиванию, что согласуется и с картиной течения, приведенной на рис. 17.

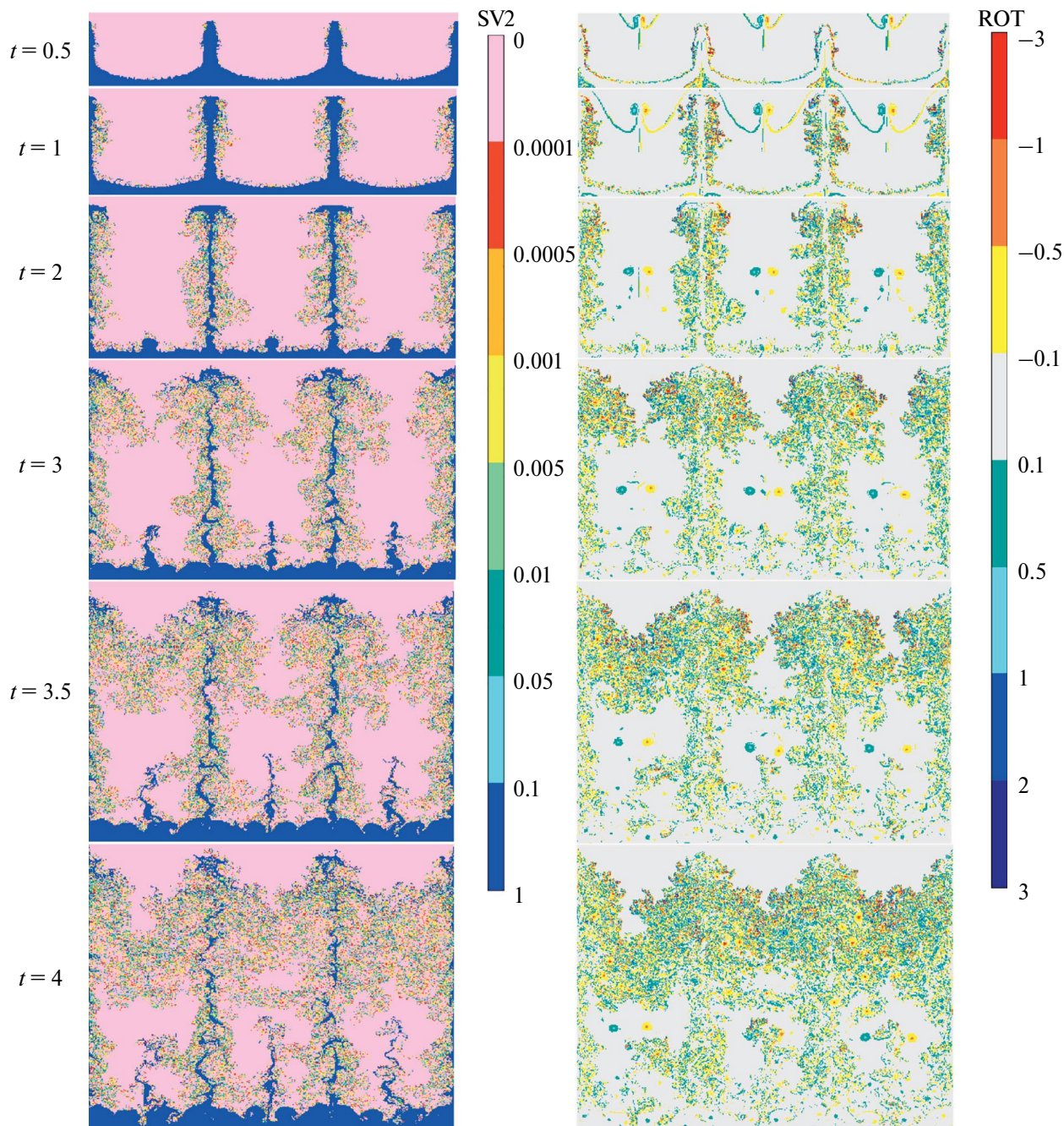


Рис. 19. $M = 1.95$, концентрации (слева) и z – компонента завихренности (справа), время в мс, ROT – z -компонента завихренности.

Расчет 8. Вторая задача Motl с соавторами

УВ движется из легкого газа в тяжелый (из He в SF_6). В отличие от расчета 7 число Маха УВ увеличено до $M = 1.95$. При взаимодействии УВ с КГ образуется две ударные волны (одна движется по He, вторая – по SF_6) а между ними располагается контактный разрыв. Газодинамические параметры после распада разрыва: скорость контактного разрыва $U = -33.28$, скорости ударных волн, распространяющихся по He и SF_6 , $D1 = 86.3$ и $D2 = -39.7$ соответственно, плотности слева и справа от контактного разрыва $\rho = 0.0448$ и $\rho = 0.0006$, давление $P = 9.74$. Размерности газодинамических величин: см, г, мс.

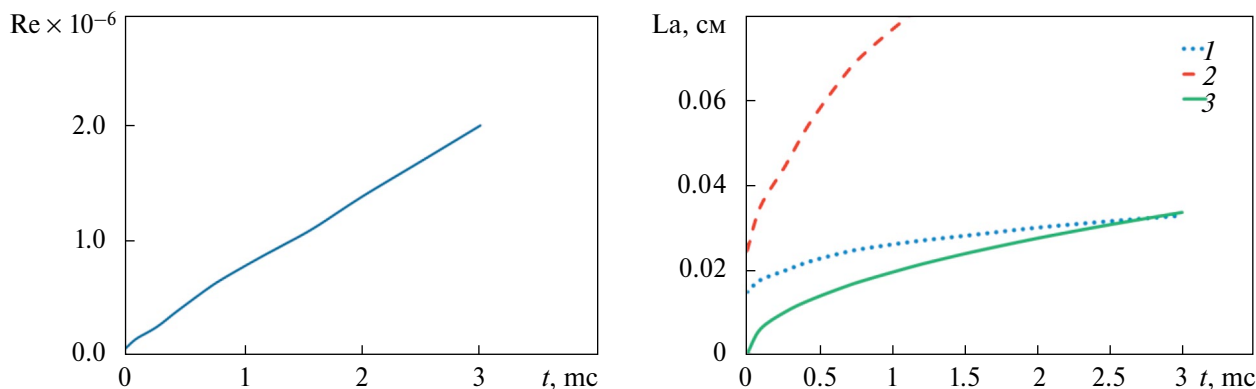


Рис. 20. Зависимость числа Рейнольдса (Re) и масштабов турбулентности (La) от времени: 1 – La_{nu} , 2 – La_L , 3 – $\min(La_L, La_D)$.

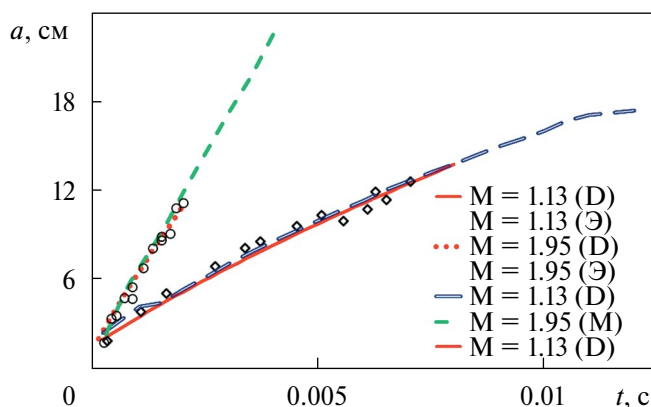


Рис. 21. Эволюция ширины зоны, определенная в опытах (Э), рассчитанная по модели Димонте [4] (D) и смоделированная по методике МИМОЗА (M).

Развитие струй во времени демонстрируется на рис. 19, где приведены изоповерхности концентраций и z – компоненты завихренности потока. Приведенные данные демонстрируют, что при $t = 1$ мс с острия струи срываются отдельные (небольшие) фрагменты тяжелого и легкого газов. При $t > 3$ мс струи начинают вытягиваться и разрушаться, наблюдается начало глобального перемешивания (происходит разрушение ножки струи), что подтверждается и структурой z -компоненты завихренности потока.

На рис. 20 показаны зависимости числа Re и масштабов турбулентности от времени. Согласно данным рис. 20, число Рейнольдса достигает значения $Re = 10^4$ сразу же после прохождения УВ через КГ. Условие начала формирования инерционного интервала $\lambda_{\min} = \lambda_v$ согласно рис. 20б выполняется при $t \approx 2.7$ мс, что несколько раньше, чем происходит переход к глобальному перемешиванию (по данным рис. 19 $t \approx 3.5$ мс).

Эволюция ширины зоны, определенная в опытах, рассчитанная по модели Димонте [4] и смоделированная по методике МИМОЗА при числах Маха ударной волны $M = 1.13$ и $M = 1.95$ показана на рис. 21. Наблюдается удовлетворительное согласие представленных данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены детальные (разные интенсивности ударных волн, числа Атвуда, шероховатости контактных границ) численные исследования развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова и перехода к развитой турбулентности на контактных границах газовых слоев. Предложен метод для оценки момента перехода от этапа развития неустойчивости к развитой турбулентности. Проведено моделирование двух

серий опытов: опыты с тонким слоем тяжелого газа (есть экспериментальная информация по переходу к турбулентному перемешиванию) и с возмущенной по синусоиде контактной границы двух разноплотных газов (имеются экспериментальные данные по скорости роста струй). Расчеты выполнены по методике МИМОЗА с использованием ILES стратегии моделирования с привлечением VoF-метода отслеживания движения контактных границ.

В результате анализа полученной информации установлено:

1) скорость роста амплитуды начальных возмущений, измеренная в опытах Balakumar с соавторами (трехслойная газовая система), Jacobs с соавторами и Motl с соавторами (двухслойные газовые системы), удовлетворительно описывается в расчетах по методике МИМОЗА. Методика МИМОЗА удовлетворительно описала и момент перехода к турбулентному перемешиванию в опытах с трехслойной газовой системой;

2) использованное при моделировании определение числа Рейнольдса превышает критическое значение $Re_k \approx 10^4$ (используемое в ряде работ для оценки момента перехода к турбулентности) сразу же после взаимодействия ударной волны с контактной границей, хотя наблюдаемая в расчетах структура пузырей и струй не указывает на наличие развитой турбулентности;

3) после прохождения через границу соприкасающихся веществ первой ударной волны (в отсутствии других ударных волн) переход к перемешиванию происходит не мгновенно, а в течении конечного интервала времени (невозможно установить момент начала перехода);

4) при взаимодействии отраженной от торца трубы ударной волны с пузырями и струями, сформировавшимися на шероховатой контактной границе после прохождения первой ударной волны, происходит быстрый переход (мгновенный) к перемешиванию контактирующих газов;

5) время перехода к перемешиванию сокращается при увеличении числа Маха падающей на контактную границу ударной волны;

6) возможность применения рассмотренного в работе критерия определения времени перехода к развитой турбулентности по моменту начала формирования инерционного интервала в энергетическом спектре требует дальнейших исследований с привлечением новой экспериментальной информации.

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (НЦФМ) по Государственному контракту № Н.4ц.241.4Д.23.1085.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. 304 с.
2. Янилкин Ю.В., Стаценко В.П., Козлов В.И. Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2009. 507 с.
3. Невмержицкий Н.В. Гидродинамические неустойчивости и турбулентное перемешивание веществ. Лабораторное моделирование. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2018. 246 с.
4. Разин А.Н. Моделирование турбулентного перемешивания в газовых слоях. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2020. 290 с.
5. Grinstein F.F., Margolin L.G., Rider W.J. (editor) Implicit large eddy simulation: computing turbulent fluid dynamics, Cambridge university press. 2007.
6. Бодров Е.В., Змушко В.В., Невмержицкий Н.В., Разин А.Н., Сеньковский Е.Д., Сотсков Е.А. Расчетно-экспериментальное исследование развития турбулентного перемешивания в газовой слоеке при прохождении ударной волны // Изв. РАН. МЖГ. 2018. № 3. С. 54–62.
<https://doi.org/10.7668/S0568528118030052>
7. Янилкин Ю.В. Двумерное численное моделирование опыта по перемешиванию в трехслойной газовой системе с условием прилипания на стенках ударной трубы // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2022. Вып. 2. С. 17–26.
8. Большакова А.Э., Змушко В.В., Невмержицкий Н.В., Разин А.Н., Сеньковский Е.Д., Сотсков Е.А. Численное моделирование развития неустойчивости на контактных границах трехслойной газовой системы. Сравнение с экспериментальными данными // ПМТФ. 2021. Т. 62. № 1. С. 43–54.
<https://doi.org/10.15372/PMTF20210105>

9. Змушко В.В., Разин А.Н., Синельникова А.А. Влияние начальной шероховатости контактных границ на развитие неустойчивости после прохождения ударной волны // ПМТФ. 2022. Т. 63. № 3. С. 34–42. <https://doi.org/10.15372/PMTF20220304>
10. Змушко В.В., Разин А.Н., Синельникова А.А., Шербаков А.Н. Влияние интенсивности ударной волны на развитие неустойчивости на шероховатых контактных границах трехслойной газовой системы // ЖВММФ. 2023. Т. 63. № 3. С. 89–101. <https://doi.org/10.31857/S0044466923030134>, EDN: DZYLAC
11. Разин А.Н., Змушко В.В., Синельникова А.А. Влияние диссипативных погрешностей методики МИМОЗА на скорость изменения кинетической энергии при распаде вихря Тейлора-Грина // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2023. Вып. 1. С. 29–41.
12. Янилкин Ю.В., Бондаренко Ю.А., Гончаров Е.А., Гужова А.Р., Колобянин В.Ю., Софронов В.Н., Стаценко В.П. Тесты для гидрокодов, моделирующих ударноволновые течения в многокомпонентных средах. Саров: Изд-во ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2018.
13. Balakumar B.J., Orlicz G.C., Tomkins C.D., Prestridge K.P. Simultaneous particle-image velocimetry-planar laser-induced fluorescence measurements of Richtmyer-Meshkov instability growth in a gas curtain with and without reshock // Physics of Fluids. 2008. V.20. 124103.
14. Orlicz G.C., Balakumar B.J., Tomkins C.D., Prestridge K.P. A Mach number study of the Richtmyer-Meshkov instability in a varicose, heavy-gas curtain // Physics of Fluids. 2009. V. 21(6). 064102.
15. Orlicz G.C., Balasubramanian S., Prestridge K.P. Incident shock Mach number effects on Richtmyer-Meshkov mixing in a heavy gas layer // Physics of Fluids. 2013. V. 25. № 11. 114101.
16. Змушко В.В., Плетенёв Ф.А., Сараев В.А., Софронов И.Д. Методика решения трехмерных уравнений газовой динамики в смешанных лагранжево-эйлеровых координатах // ВАНТ. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики. 1988. Вып.1. С. 22–27.
17. Софронов И.Д., Афанасьева Е.А., Винокуров О.А., Воропинов А.И., Змушко В.В., Плетенев Ф.А., Рыбаченко П.В., Сараев В.А., Соколова Н.В., Шамраев Б.Н. Комплекс программ МИМОЗА для решения многомерных задач механики сплошной среды на ЭВМ “Эльбрус-2” // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1990. Вып.2. С. 3–9.
18. Zmushko V.V. Computation of convective flows and their realization in MIMOZA code // International Workshop “New Models of Numerical Codes for Shock Wave Processes in Condensed Media” / Oxford / September 15–19. 1997.
19. Ладагин В.К., Пастушенко А.М. Об одной схеме расчета газодинамических течений // Численные методы механики сплошной среды. 1977. Т. 8. № 2. С. 66–72.
20. Youngs D.L. Time dependent multi-material flow with large distortion / Numerical methods for fluid dynam. Ed by K.W. Morton and J.H. Baines eds.. Academic press, 1982.
21. Dimotakis P.E. The mixing transition in turbulent flows // J. Fluid Mech. 2000. V.409. P. 69–98
22. Zhou Ye, Remington B.A., Robey H.F., Cook A.W., Glendinning S.G., Dimits A., Buckingham A.C., Zimmerman G.B., Burke E.W., Peyser T.A., Cabot W., Eliason D. Progress in understanding turbulent mixing induced by Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov instabilities // Physics of Plasmas. 2003. 10(5). P. 1883–1896.
23. Монин А.Е., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М: Наука, 1967.
24. Tanaka Y., Nakajima M., Kubota H., Makita T. Viscosity of SF₆+N₂ and SF₆+He gaseous mixtures // J. Chemical Engineering of Japan. 1980. V.13. № 2.
25. Gowardhan A.A., Grinstein F. Numerical simulation of Richtmyer-Meshkov instabilities in shocked gas curtains // J. of Turbulence. 2011. 12(43). P. 1–24.
26. Jacobs J.W., Krivets V.V. Experiments on the late-time development of single-mode Richtmyer-Meshkov instability // Physics of Fluids. 17. 034105. 2005.
27. Moil B., Oakley J., Ranjan D., Weber C., Anderson M., Bonazza R. Experimental validation of a Richtmyer-Meshkov scaling law over large density ratio and shock strength ranges // Physics of Fluids. 21. 126102. 2009.
28. Richtmyer R.D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids // Commun. Pure Appl. Math. 13. 297. 1960.

Simulation of the Development of Richtmyer-Meshkov Instability and Transition to Developed Turbulence

V. V. Zmushko*, M. I. Polishchuk**, A. N. Razin***,
A. A. Sinel'nikova****, and A. N. Shcherbakov*****

*Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics (RFNC–VNIIEF),
Sarov, Russia*

*e-mail: VVZmushko@vniief.ru

**e-mail: MIPolischuk@vniief.ru

***e-mail: ANRazin@vniief.ru

****e-mail: AnASinelnikova@vniief.ru

*****e-mail: ANScherbakov@vniief.ru

A criterion for estimating the instant of transition from the stage of development of the Richtmyer–Meshkov instability to developed turbulence on rough contact interfaces of layered gas systems is proposed. A number of laboratory experiments are simulated. In the first series of experiments, the Richtmyer–Meshkov instability arises on two contact interfaces of a thin gas layer after passage of a shock wave. In the experiments, a thin layer (corrugated gas curtain) is formed by pumping a heavy gas (SF_6) through a nozzle block across an air-filled shock tube. In the second series of experiments, the shock wave passes across the contact interface of two gases of different densities (air- SF_6 and He- SF_6 layerings) perturbed along a sinusoid. In this series of experiments, the end face of the tube is either connected to the atmosphere or closed by a rigid wall. Development of the Richtmyer–Meshkov instability and transition to turbulent mixing are simulated using the implicit large eddy (ILES) method by means of the MIMOZA technique. A comparison with the available experimental information is made.

Keywords: gas layers, contact interfaces, shock waves, instability, transition to developed turbulence, mathematical modeling