

УДК 519.5

Модель диспергирования среды на границе жидкость – газ

**М. С. Самигулин, П. А. Кучерова,
А. Л. Елкина, И. Ю. Тагирова,
Ю. Ф. Данилов, Н. В. Невмержицкий**

Представлен способ численного моделирования процесса диспергирования среды на границе жидкость-газ за счет неустойчивостей Кельвина–Гельмгольца и Рэлея–Тейлора. В основу подхода положена подсеточная модель диспергирования, базирующаяся на аналитической зависимости амплитуды возмущения от условий на границе раздела сред. Модель реализована в методике ЛЭГАК в рамках численного моделирования динамики дисперсных сред, в которой динамика несущего компонента среды описывается в континуальном (эйлеровом), а динамика дисперсного компонента – в дискретном (лагранжевом) приближении. Возможности методики в моделировании процессов образования и динамики газожидкостных смесей демонстрируются на примерах описания результатов экспериментов с поверхностным диспергированием слоя воды под действием взрыва и ускорения жидкости сжатым газом.

Введение

Диспергирование жидкости под воздействием взрывных нагрузок является одним из основных механизмов образования горючих и зачастую опасных газодисперсных смесей при авариях на ядерных энергетических установках, объектах химической промышленности, хранилищах и трубопроводах жидкого топлива и др. Различают два типа диспергирования жидкости: объемное [1] – вызванное кавитацией на волнах разрежения, и поверхностное [2, 3] – вследствие роста и диспергирования струй на межфазной границе. Данная работа посвящена численному моделированию поверхностного диспергирования на границе жидкость–газ. На такой границе происходит рост возмущений за счет неустойчивостей Рэлея – Тейлора (РТ) [4] и/или Кельвина – Гельмгольца (КГ) [5] с последующим диспергированием жидкости в мелкодисперсное состояние.

В силу сложности рассматриваемого физического процесса прямое численное моделирование диспергирования очень трудоемко. Поэтому для оценки потока массы жидкости с поверхности в газ используются полуэмпирические модели, в основе которых лежат аналитические решения, полученные при заметных упрощающих предположениях и имеющие числовые параметры,

которые определяются экспериментально. Например, в работах [3, 6] подобная модель используется для описания потока массы с поверхности жидкости в газ при неустойчивости КГ.

Такой же подход используется и в данной работе. В отличие от упомянутых работ, которые ограничиваются одномерными моделями и неустойчивостью КГ, здесь предложена двумерная модель, учитывающая одновременно оба типа неустойчивости. В методике ЛЭГАК [7] в рамках численного моделирования двумерных течений дисперсных сред [8] предлагаемая модель диспергирования определяет поток диспергированной массы с поверхности, а также размеры и скорости частиц и их координаты в момент отрыва от поверхности. Учитываются только возмущения подсеточного масштаба. То есть динамика струй сеточного масштаба описывается по лагранжево-эйлеровой методике ЛЭГАК, использующей структурированную сетку с четырехугольными ячейками (в двумерном случае), а рост и диспергирование струй с длиной волны меньше размеров расчетной сетки описывает рассматриваемая модель диспергирования. Такой комбинированный подход позволяет моделировать процессы образования и эволюции газокпельных смесей различной природы.

В первом разделе статьи представлена математическая модель, второй – посвящен численной реализации модели, в третьем приводятся результаты численного моделирования экспериментов по исследованию поверхностного диспергирования жидкости.

1. Описание модели

При численном моделировании явлений с неустойчивой границей жидкость–газ на границе можно выделить возмущения двух масштабов: сеточного – с возмущениями больше характерных размеров ячеек расчетной сетки, и подсеточного – с возмущениями меньше сеточных. Предлагаемая модель диспергирования работает с возмущениями подсеточного масштаба. В ее основе – известное аналитическое решение [9], описывающее рост амплитуды гармонического возмущения на плоской границе невязких жидкости и газа в состоянии неустойчивостей КГ и РТ. Амплитуды гармонического возмущения $a = a_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)$, где λ – длина волны, на такой границе на

линейной стадии описываются уравнением: $\frac{da}{dt} = aI$, где $I = \sqrt{Bk^2 + Ck - Ak^3}$ – инкремент роста

гармоники с волновым числом $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, а коэффициенты подкоренного выражения

$$B = \frac{\rho_f \rho_g V_{fg}^2}{(\rho_f + \rho_g)^2}, \quad C = \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f + \rho_g} g_N, \quad A = \frac{\sigma}{\rho_f + \rho_g},$$

где ρ – плотность, $V_{fg} = \left| \vec{V}_{g\tau} - \vec{V}_{f\tau} \right|$ – скорость трения скольжения на межфазной границе, \vec{g} – ускорение межфазной границы, σ – коэффициент поверхностного натяжения; нижние индексы: f – жидкая фаза, g – газовая фаза, N – нормальная составляющая, τ – касательная составляющая.

Первый член в инкременте роста возмущений I определяет скорость роста возмущений за счет неустойчивости КГ, второй – за счет неустойчивости РТ, а последний описывает стабилизирующий эффект поверхностного натяжения. Условие экстремума для инкремента возмущений:

$\frac{dI}{dk} = \frac{1}{2} \frac{-3Ak^2 + 2Bk + C}{k^{1/2}(-Ak^2 + Bk + C)^{1/2}} = 0$. Отсюда можно определить волновое число самой быстрора-

стущей гармоники $k_* = \frac{2B + \sqrt{4B^2 + 12AC}}{6A}$, длину волны самой быстрорастущей гармоники

$\lambda_* = 2\pi/k_*$ и инкремент роста этой гармоники $I_* = I(k_*)$. Если растущие возмущения существуют, то по известному инкременту роста можно определить скорость диспергирования.

В методике моделирования дисперсных сред [8] межфазная граница в ячейке сетки описывается отрезком прямой. Введем понятие толщины диспергированного слоя, которая представляет собой толщину диспергированной массы, равномерно «размазанной» по межфазной границе в ячейке. Такую толщину слоя, диспергированного за один расчетный шаг, можно определить как

$$\delta = \frac{2}{\lambda_*} \int_0^{\lambda_*/4} (\varepsilon_p - \varepsilon_0) \lambda_* \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_*} x\right) dx = (\varepsilon_p - \varepsilon_0) \lambda_* \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{2\pi \lambda_*}{\lambda_* 4}\right) = \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{\pi} \lambda_* = \frac{2(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{k_*},$$

где $\varepsilon_p \lambda_*$ – амплитуда, при которой диспергируется самая быстрорастущая гармоника, а $\varepsilon_0 \lambda_*$ – амплитуда, которая остается после диспергирования и является начальным возмущением для следующего цикла роста и диспергирования, ε – параметр регулировки начальной скорости, в нижних индексах p – частица. Время, за которое амплитуда возмущения достигает критического значения (характерное время диспергирования), можно определить из решения уравнения для амплитуды:

$$\varepsilon_p \lambda_* = \varepsilon_0 \lambda_* \exp(I_* t_*) \text{ или } t_* = \frac{\ln(\varepsilon_p / \varepsilon_0)}{I_*}. \text{ Тогда скорость изменения толщины слоя жидкости}$$

$$\frac{d\delta_f}{dt} = \frac{\delta_*}{t_*} = \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_0}{\ln(\varepsilon_p / \varepsilon_0)} \frac{I_*}{k_*} \approx K_{dis} \frac{I_*}{k_*}, \quad (1)$$

где K_{dis} – коэффициент диспергирования – числовой параметр модели.

Диспергированная масса жидкости переводится из континуального состояния в дисперсное состояние – частицы. Так как возмущения жидкости растут в сторону газа, а скорость движения границы может быть направлена или в сторону газа, или в сторону жидкости, то скорость роста возмущения будет иметь разный знак по отношению к скорости границы, что должно быть учтено при определении скорости частиц в момент отрыва. Полагается, что знак нормальной составляющей скорости границы V_N положителен, если нормальная составляющая направлена в сторону жидкости. Тогда нормальная к границе составляющая скорости частиц

$$V_{pN} = V_{fN} - \frac{da_*}{dt} = V_{fN} - a_* I_* = V_{fN} - \varepsilon_p \lambda_* I_*, \quad (2)$$

а касательная к границе составляющая скорости частиц полагается равной касательной составляющей скорости жидкости: $V_{p\tau} = V_{f\tau}$. По этим скоростям определяются составляющие скорости частиц в ячейке.

Подсеточная модель диспергирования получена при существенных упрощающих предположениях:

– исходная формула роста возмущений справедлива для малых возмущений, а диспергирование начинается на нелинейной стадии, когда амплитуда возмущений соизмерима с длиной волны;

– учитывается только одна (самая быстрорастущая) гармоника возмущения, а не спектр гармоник, который имеется в реальности;

– при определении толщины диспергированного слоя предполагается диспергирование только за счет срыва верхушки возмущения.

Предложенная модель диспергирования имеет три свободных параметра, которые калибруются на основе экспериментальных данных. Два из них были описаны выше: K_{dis} и ε_p . Третьим параметром является корректирующий коэффициент сопротивления $K_{ккс}$, присутствующий в формуле силы межфазного трения для частиц [8]:

$$\bar{f}_{pc} = K_{ккс} \frac{1}{2} A_p C_{pc} \rho_c |\bar{V}_p - \bar{V}_c| (\bar{V}_p - \bar{V}_c), \quad (3)$$

где A_p – площадь частицы, C_{pc} – коэффициент сопротивления, нижний индекс c – несущая фаза.

Поясним суть этого параметра. Напомним, что модель диспергирования применяется только к возмущениям подсеточного масштаба. Самые быстро растущие возмущения (струи), рассматриваемые в модели, в силу своей подсеточности, определяемой по длине волны, превращаются в частицы непосредственно в ячейках сетки, в которых находится контактная граница. Но длина струй L может быть заметно больше диаметра D и, соответственно, размеров ячеек сетки. Например, по данным работы [10], отдельные струи жидкости в газе сохраняют когерентность до

относительной длины $\frac{L}{D} \approx (15-30) \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_g}}$.

Так как коэффициент сопротивления частиц намного больше коэффициента сопротивления когерентной струи, раннее диспергирование струй (если рассчитывать динамику частиц с реальным коэффициентом сопротивления) приводит к тому, что частицы проникают в газ на заметно меньшую глубину, чем реальные струи. Дополнительный множитель $K_{ккс}$, названный корректирующим коэффициентом сопротивления и присутствующий в формуле силы трения (3), предназначен для сближения динамики частиц с динамикой «родительской» струи за счет уменьшения коэффициента сопротивления частиц.

Описанные ранее числовые параметры K_{dis} и ε_p в настоящей реализации модели диспергирования зафиксированы: $K_{dis} = 1$, $\varepsilon_p = 1$. Параметр $K_{ккс}$ будет определен далее.

2. Алгоритм реализации модели диспергирования

Модель поверхностного диспергирования используется на каждом шаге интегрирования по времени и автоматически подключается только для тех ячеек, через которые проходит контактная граница жидкость–газ. В алгоритме, реализующем модель диспергирования, можно выделить три этапа:

1. Определение положения контактной границы.
2. Анализ устойчивости возмущений на границе. Если возмущения неустойчивы, определяется масса, диспергированная за временной шаг.
3. Перевод диспергированной массы в частицы определенного диаметра с определенной скоростью.

Рассмотрим эти этапы более подробно.

Для определения положения межфазной границы используется модифицированный метод Янга [11]. Полагается, что граница является участком прямой линии и перпендикулярна вектору градиента объемных концентраций, определяемому по концентрациям жидкости в четырех соседних ячей-

ках: $\nabla\beta = \frac{\int\beta d\vec{l}}{A_{cell}}$, где β – объемная концентрация, \vec{l} – контур ячейки, A_{cell} – площадь ячейки сетки.

Действие ускорения межфазной границы $|g_N|$ зависит от направления вектора \vec{g}_N относительно вектора градиента объемной концентрации жидкости (который направлен в сторону жидкости). Если ускорение направлено в сторону жидкости, т. е. по вектору градиента, то граница неустойчивая и ускорение приводит к диспергированию, в противном случае граница устойчива.

Если граница неустойчивая, определяются самая быстрорастущая гармоника и поток диспергированной массы с единицы площади межфазной поверхности. В данной работе используется предположение, что жидкость на границе диспергируется на каждом расчетном шаге.

При численной реализации в модель внесен ряд дополнений. Так, в (2) введены числовые коэффициенты $\chi_{КГ}$ и $\chi_{РТ}$, позволяющие регулировать вклад каждой из неустойчивостей КГ и РТ

в диспергированную массу: $B = \chi_{КГ} \frac{\rho_f \rho_g V_{fg}^2}{(\rho_f + \rho_g)^2}$, $C = \chi_{РТ} \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_f + \rho_g} g_N$. По умолчанию $\chi_{КГ} = 1$,

$\chi_{РТ} = 1$.

Концентрация частиц вблизи границы должна приводить к увеличению эффективной плотности газа и соответствующему снижению скорости роста возмущений в случае неустойчивости РТ. Для учета такого эффекта слагаемое, определяющее РТ неустойчивость, модифицировано:

$C = \chi_{РТ} \frac{\max(0, (\rho_f - \rho_{pg}))}{\rho_f + \rho_g} g_N$, где $\rho_{pg} = \frac{1}{\beta_g \omega} \left(\beta_g \omega \rho_g + \sum_{p \in cell} n_p \omega_p \right) = \rho_g + \frac{1}{\beta_g \omega} \sum_{p \in cell} n_p m_p$ – эффективная плотность газа вблизи границы. В обозначениях ω – объем, $cell$ – ячейка.

Для исключения из подсеточной модели гармоник сеточного масштаба (длина волны больше характерного размера ячейки), которые моделируются в континуальном приближении по методике ЛЭГАК, введен коэффициент $\chi_\Lambda = \min \left(1, \max \left(0, \frac{\Lambda_2 - \Lambda}{\Lambda_2 - \Lambda_1} \right) \right)$, где $\Lambda = \frac{\lambda_*}{\Delta} = \frac{2\pi}{k_* \Delta}$, где Δ – характерный размер ячейки сетки. Полагается, что $\Lambda_1 = 0,5$; $\Lambda_2 = 1$.

Коэффициент $\chi_\beta = \min \left(1, \max \left(0, \frac{\beta_{p2} - \beta_p}{\beta_{p2} - \beta_{p1}} \right) \right)$, где полагается, что $\beta_{p1} = 0,3$; $\beta_{p2} = 0,5$, огра-

ничивает скорость диспергирования в случае, когда концентрация частиц у границы велика. Это ограничение простым способом моделирует условие равновесия, когда скорости диспергирования

и прилипания частиц к границе совпадают. С учетом этих коэффициентов толщина диспергируемого на временном шаге слоя: $\Delta_f = \Delta_t \chi_\Lambda \chi_\beta K_{dis} \frac{I_*}{k_*}$, где Δ_t – временной шаг.

После определения толщины диспергированного слоя определяются его объем $\omega_p = \Delta_f A_i$ (A_i – площадь межфазной поверхности в ячейке) и диспергированная масса $M_{дисп} = \omega_p \rho_f$ в ячейке. Диспергированная масса переводится в дисперсное состояние – частицы. Скорость частиц определяется в зависимости от скорости границы по формулам (2). В настоящее время в модели отсутствует механизм определения диаметра вбрасываемых частиц и не учитывается возможный спектр диаметра образуемых частиц. Диаметр вбрасываемых частиц фиксирован и определяется пользователем при подготовке расчета.

3. Численное моделирование экспериментов с поверхностным диспергированием жидкости

В рамках валидации модели диспергирования среды на границе жидкость-газ проведено численное моделирование ряда экспериментов. Результаты трех из них представлены в данном разделе.

Первый эксперимент с диспергированием слоя воды проведен в вертикальном замкнутом канале высотой 9 см с квадратным сечением 4×4 см с прозрачными стенками [12]. В нижней части канала лавсановой пленкой толщиной 5 мкм был выделен объем газовой взрывчатой смеси (ГВС) высотой 2 см; на пленку был налит слой воды толщиной 5 мм, а верхняя часть камеры заполнена воздухом при атмосферном давлении. ГВС представляла собой смесь ацетилена с кислородом стехиометрического состава ($C_2H_2 + 2,5O_2$) при температуре 20 °С и давлении $P_0 = 760$ мм рт. ст. со следующими параметрами: плотность $\rho_0 = 1,35 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и скорость детонации $D = 2450$ м/с. Детонация ГВС инициировалась в 64 точках в нижней части объема ГВС, синхронно, электроискровым способом. В эксперименте от всех точек инициирования расходились практически сферические детонационные волны. Столкновение этих волн создает кратковременные возмущения на границе вода–ГВС и приводит к диспергированию слоя воды.

Двумерная расчетная модель экспериментальной установки представляет собой горизонтальный цилиндр с площадью сечения, совпадающей с площадью сечения экспериментальной установки, – 16 см² (радиус канала равен 2,25 см).

В эксперименте начальные возмущения на границе продукты взрыва–слой воды вызваны системой инициирования газовой смеси, трением слоя воды и газа о стенки сосуда, а также, возможно, лавсановой пленкой, которая перед детонацией разделяет ГВС и слой воды. В расчетах трение о стенку не учитывалось, детонация ГВС не моделировалась (предполагалась мгновенное энерговыделение в газе), а возмущения на границе с водой создавались заданием неоднородного поля плотности на этой границе. С учетом симметричности расчетной модели четыре возмущенные зоны моделируют решетку детонаторов 8 × 8 в эксперименте.

В расчетах начальные энергии в воде и воздухе соответствуют атмосферному начальному давлению 10⁻⁴ ГПа. Уравнения состояния (УРС) продуктов взрыва и воздуха совпадают. Для них использовано УРС идеального газа $p = (\gamma - 1)\rho e$, с $\gamma = 1,27$. Для воды – УРС Г. В. Коваленко [13].

Необходимые в моделях динамики частиц вязкость воздуха и коэффициент поверхностного натяжения воды полагались соответственно равными: $0,17 \cdot 10^{-9}$ г/(см·мкс) и $0,17 \cdot 10^{-10}$ г/мкс². На всех границах применялось условие жесткой стенки. В расчете использовалась сетка с линейным размером ячеек 0,01 см. Диаметр капель, образовавшихся при диспергировании, полагался равным 0,0001 см.

На рис. 1 приведены (x, t) -диаграммы границ газожидкостного слоя в эксперименте, а также в расчетах с учетом и без учета диспергирования. На рис. 2 представлены положения недиспергированных частей воды и объемная концентрация капель в расчете с диспергированием. Вертикальными линиями показаны положения границ двухфазной зоны в эксперименте. В расчете наблюдается более быстрое движение верхней границы двухфазной зоны. Причиной может быть заниженная интенсивность диспергирования слоя, что, в свою очередь, может объясняться тем, что в эксперименте на момент времени $t = 313$ мкс слой воды деформирован заметно сильнее, чем в расчете. Причина меньшей деформации слоя воды в расчете может заключаться в том, что начальные расчетные возмущения не соответствовали действительности. Кроме того, в расчете не учитывались возможная гофрировка УВ за счет системы инициирования и наличие разрывающейся лавсановой пленки, использовалась двумерная геометрия вместо трехмерной. Аналогичное опережающее движение в расчете наблюдается и для нижней границы двухфазной зоны после момента времени $t = 900$ мкс. Однако в целом можно констатировать, что результаты расчетов весьма сложного для численного моделирования процесса полного диспергирования слоя воды близки к экспериментальным.

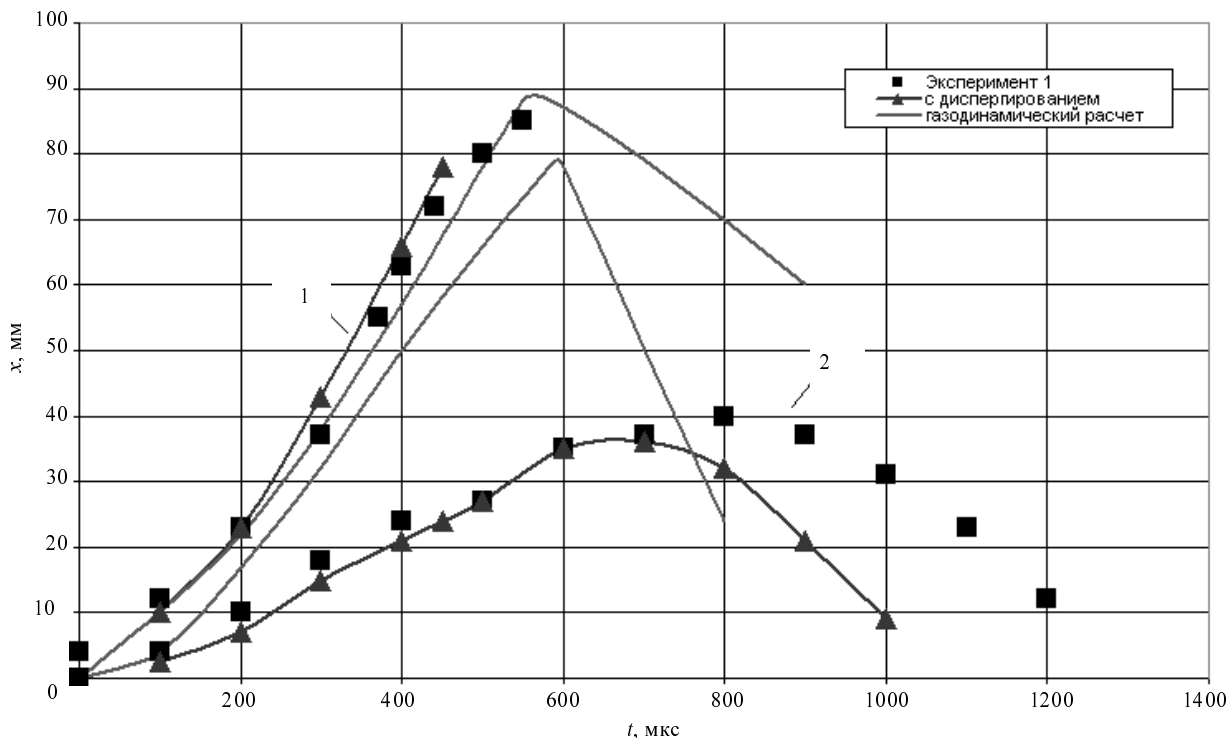


Рис. 1. Моделирование эксперимента 1. (x, t) -диаграмма границ разлетающегося слоя [12]:
1 – верхний край разлетающегося слоя, 2 – нижний край

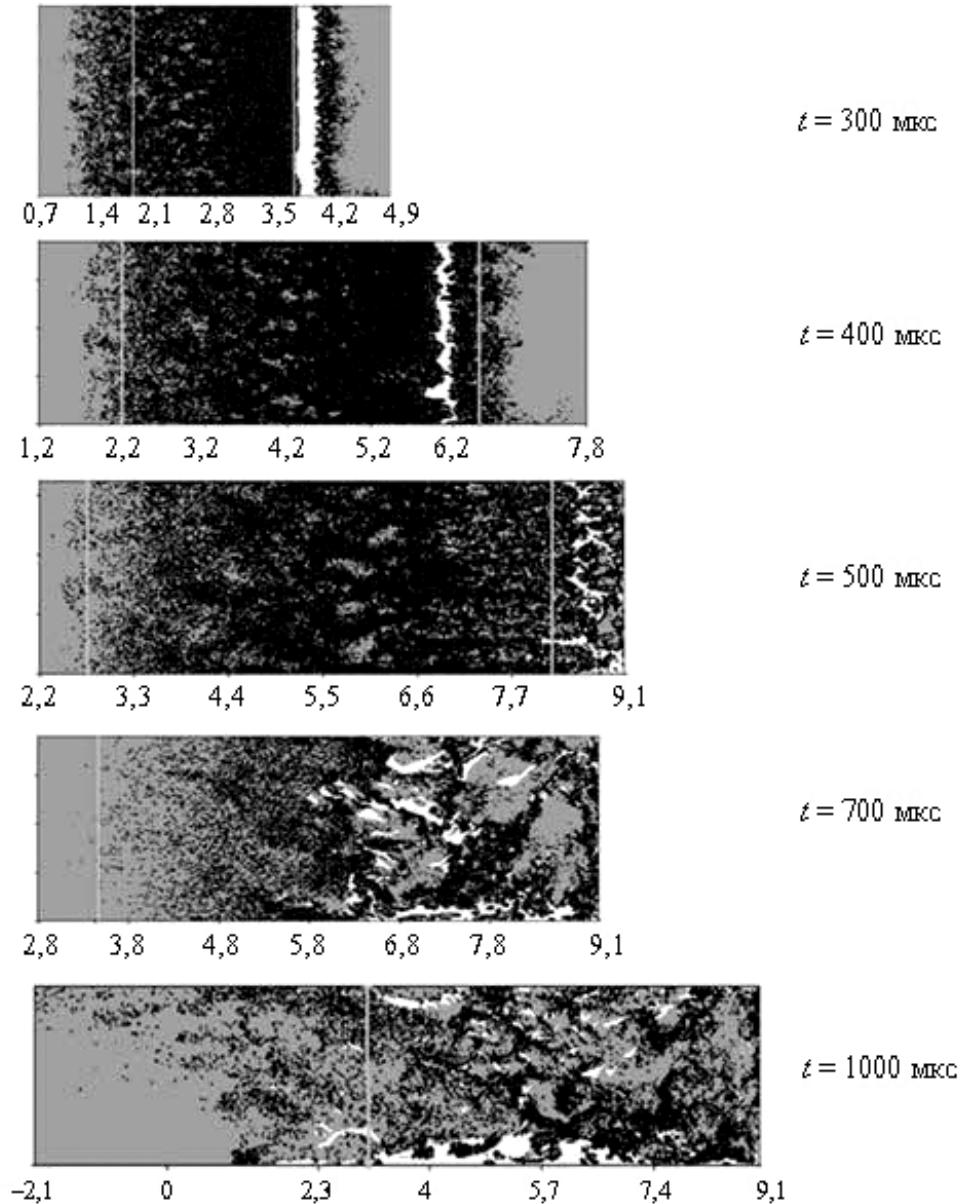


Рис. 2. Расчет эксперимента 1. Объемные концентрации частиц и контактные границы (время – в мкс, размеры – в см). Серый цвет – газ, белый – недиспергированные части жидкости, черный – частицы, вертикальные линии – положения границ двухфазной зоны в эксперименте

Два других эксперимента (2 и 3) были выполнены на установке, представляющей собой вертикальный цилиндрический сосуд с открытым нижним торцом, где размещался поршень. На поршень наливался слой жидкости (в эксперименте 2 – вода плюс поверхностно-активное вещество (ПАВ), в эксперименте 3 – только вода), а часть сосуда над поршнем постепенно заполнялась

сжатым воздухом. После достижения определенного давления поршень начинал ускоренно двигаться вниз, что приводило к росту возмущений на верхней границе слоя жидкости. Исходные условия экспериментов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Начальные условия экспериментов

Номер эксперимента	Жидкость	T , °C	ρ , кг/м ³	μ , кг/(м·с)	σ , Н/м	P , атм	$H_{ж}$, мм	$M_{п}$, г	G_{max} , м/с ²
2	Вода + ПАВ 4,8 %	20	1000	$2 \cdot 10^{-3}$	70	8.2	80	270	9198
3	Вода	20	1000	10^{-3}	72	1.5	79	329	1669

Примечание: T – температура; ρ – плотность; μ , σ – коэффициенты динамической вязкости и поверхностного натяжения жидкости; P – давление поршня в начале движения; $H_{ж}$ – толщина слоя жидкости; $M_{п}$ – масса поршня; G_{max} – максимальное значение ускорения слоя жидкости.

Экспериментальные данные получены в виде теневых фотографий (рис. 3, 4), где указаны смещения S поршня в момент съемки. В этих экспериментах начальные возмущения на границе жидкость–газ не задавались, но двухфазная зона возникала, что свидетельствует о наличии неустойчивых начальных возмущений контактной границы. Длина волны и амплитуда этих возмущений неизвестны. В расчетах начальные возмущения границы также не задавались.

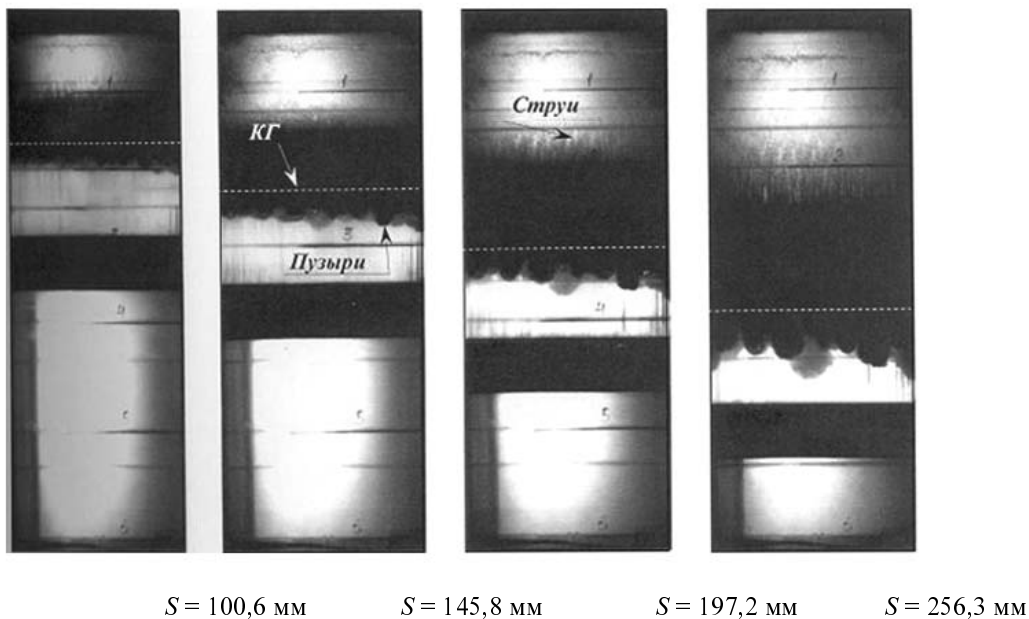


Рис. 3. Эксперимент 2. Кинограмма развития турбулентного перемешивания на границе воздух–вода + ПАВ 4,8 %

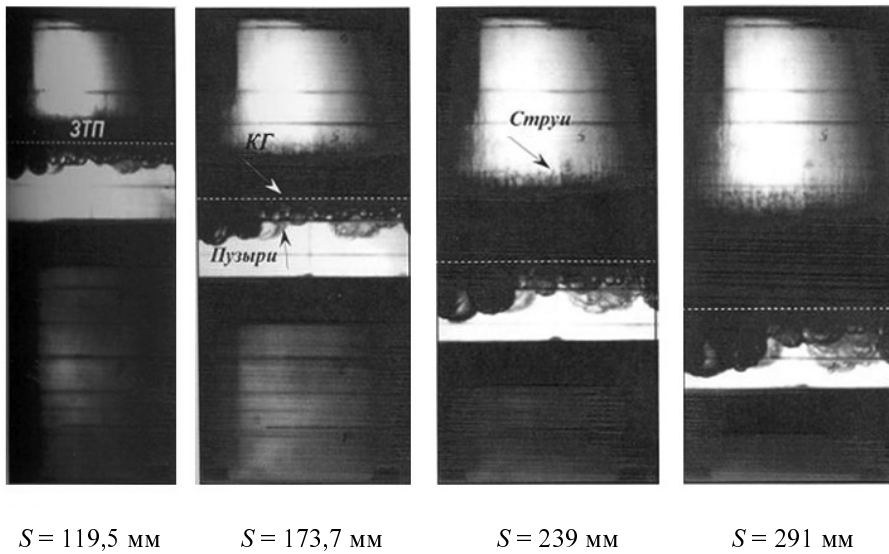


Рис. 4. Эксперимент 3. Кинограмма развития турбулентного перемешивания на границе воздух – вода

Моделируемая вычислительная область схематично представлена на рис. 5. Для моделирования эксперимента 2 использовались следующие значения: $L_1 = 155$ см, $L_2 = 8$ см, $M_3 = 270$ г,

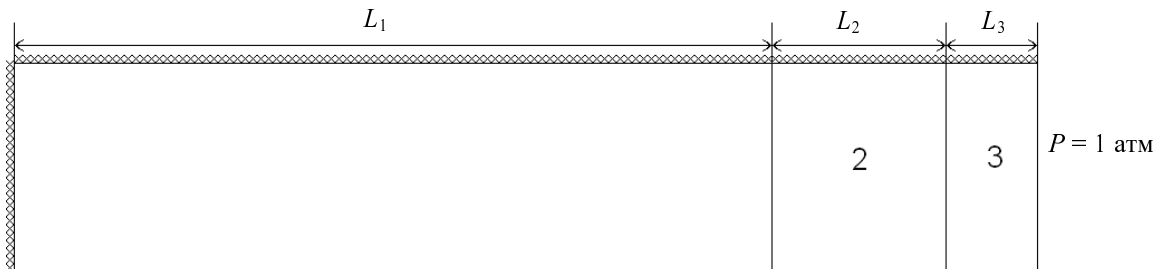


Рис. 5. Геометрия расчетов экспериментов 2 и 3: 1 – сжатый воздух, 2 – слой воды, 3 – поршень

$L_3 = \frac{M_3}{\pi r^2 \rho_3} = 0,6$ см. Начальные плотность и энергия воздуха в верхней камере ускорительного канала определялись из условия адиабатичности сжатия идеального газа при заполнении канала:

$$\rho_1 = \left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{1/\gamma_1} \rho_{10} \quad (\rho_{10} \text{ и } P_0 - \text{плотность и давление идеального газа при нормальных условиях});$$

$$\varepsilon_1 = \frac{P_1}{(\gamma_1 - 1)\rho_1} \quad (\gamma_1 = 5/3 - \text{показатель адиабаты}). \text{ Отсюда } \rho_1 = 0,0054 \text{ г/см}^3, \quad \varepsilon_1 = 0,38 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{мкс}^2;$$

в жидкости и поршне: $\rho_2 = 1$ г/см³, $\varepsilon_2 = 0$, $\rho_3 = 1,3$ г/см³, $\varepsilon_3 = 0$. В расчетах эксперимента 3 использовались значения $L_1 = 155$ см, $L_2 = 7,9$ см, $M_3 = 329$ г, $L_3 = 0,73$ см, $\rho_1 = 0,0016$ г/см³, $\varepsilon_1 = 0,234 \cdot 10^{-2}$ см²/мкс².

В расчетах экспериментов 2 и 3 использовалась сетка с линейным размером ячеек 0,25 см. Диаметр капель, образовавшихся при диспергировании, полагался равным 0,001 см. Расчеты проводились в плоской постановке, все границы области задавались как жесткие стенки.

На результатах экспериментов 2 и 3 проводилась калибровка корректирующего коэффициента сопротивления $K_{ккс}$ в предлагаемой модели диспергирования. В табл. 2 сведены исходные данные расчетов, в которых расчетные зависимости толщины двухфазной зоны от смещения поршня $H = H(2S)$, где S – путь, пройденный границей раздела жидкость–газ, близки к экспериментальным зависимостям. В идентификаторах расчетов первая цифра определяет номер эксперимента, а вторая – номер расчета. Результаты расчетов экспериментов 2 и 3 показаны на рис. 6–9.

Таблица 2

Исходные данные расчетов

Номер	2_1	2_2	3_1	3_2
$K_{ккс}$	0,06	0,1	0,03	0,06

В расчетах, как и в экспериментах (см. рис. 3, 4), сначала возникают мелкомасштабные возмущения границы, а затем характерные размеры этих возмущений постепенно растут (см. рис. 6, 7, где серым цветом (вверху) обозначен газ; белым (внизу) – недиспергированные части жидкости, черным – частицы). То есть в расчетах воспроизводится экспериментальный эффект укрупнения возмущений границы и постепенного «поглощения» мелких возмущений крупными.

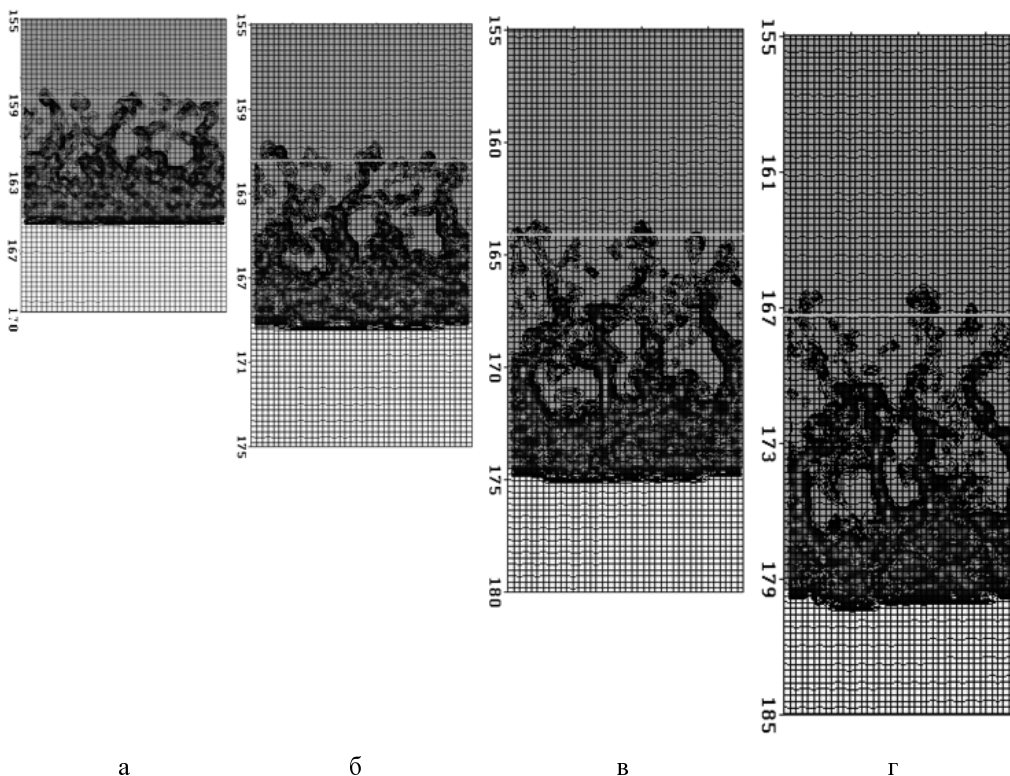


Рис. 6. Расчет эксперимента 2. Контактная граница и объемная концентрация частиц: а – $t = 550$ мкс, $S = 10,2$ см; б – $t = 650$ мкс, $S = 14,2$ см; в – $t = 775$ мкс, $S = 19,9$ см; г – $t = 875$ мкс, $S = 24,9$ см

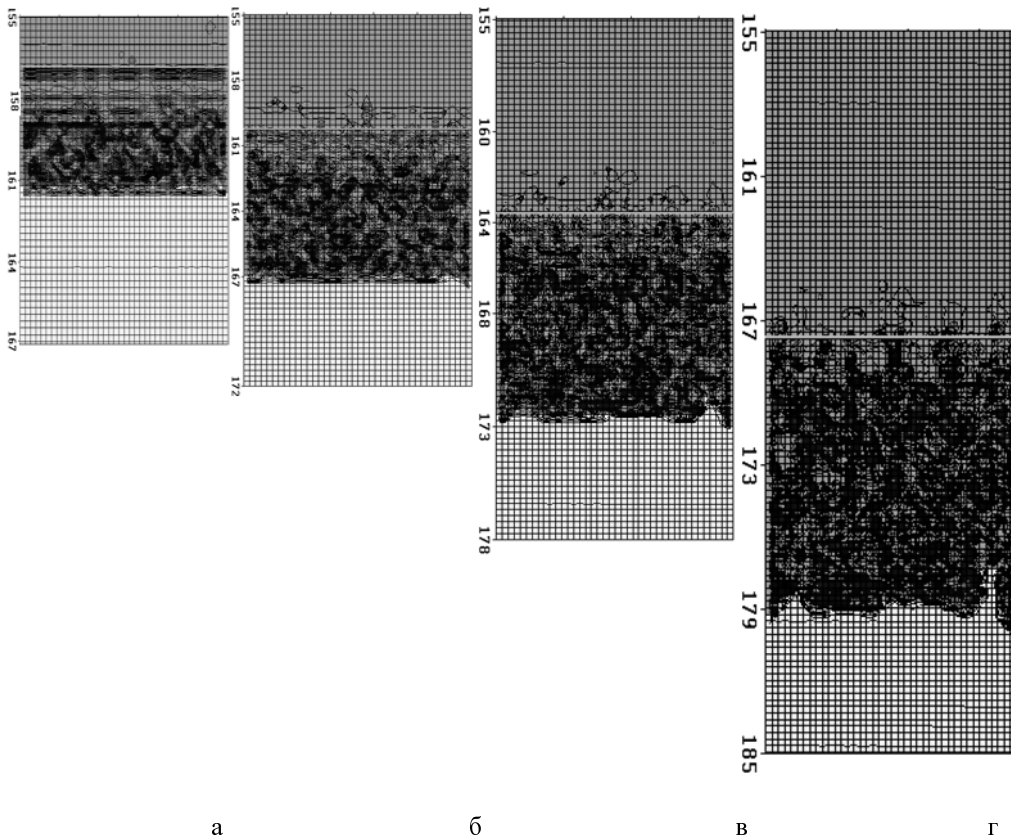


Рис. 7. Расчет эксперимента 3. Контактная граница и объемная концентрация частиц: а – $t = 1000$ мкс, $S = 6,4$ см; б – $t = 14000$ мкс, $S = 12$ см; в – $t = 17000$ мкс, $S = 17,6$ см; г – $t = 20000$ мкс, $S = 23,8$ см

На рис. 8, 9 приведены экспериментальные и расчетные зависимости толщины двухфазной зоны от смещения поршня. Положение границ двухфазной зоны в расчетах (см. горизонтальные линии на рис. 6, 7) определялось следующим образом. Для каждого столбца сетки, в котором есть капли воды, вычислялась средняя объемная концентрация дисперсной фазы: $\tilde{\beta}_{p,k} =$

$$= \frac{\sum_i (\beta_{p,i,k} + \beta_{f,i,k}) \omega_{i,k}}{\sum_i \omega_{i,k}}.$$

В данной работе для определения границы двухфазного слоя полагалось, что $\tilde{\beta}_{p,k} \geq 0,01$.

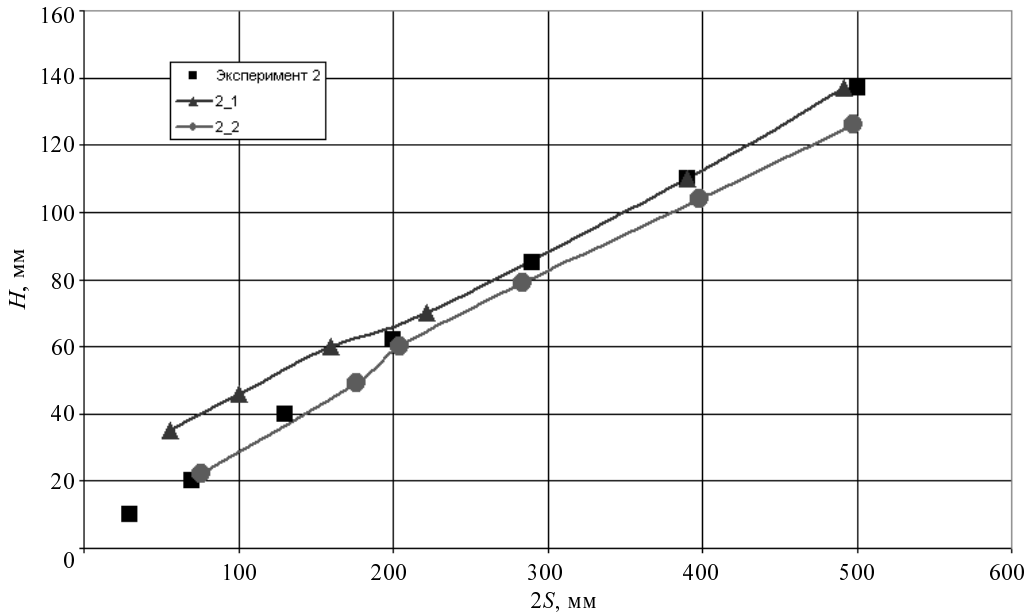


Рис. 8. Моделирование эксперимента 2. Зависимость толщины двухфазной зоны от удвоенного смещения

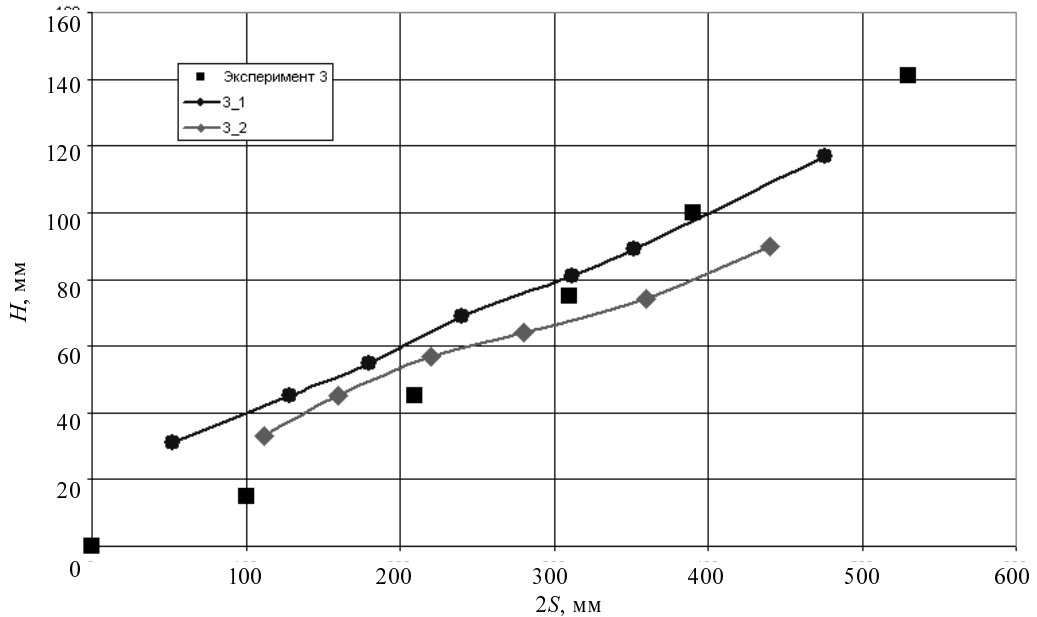


Рис. 9. Моделирование эксперимента 3. Зависимость толщины двухфазной зоны от удвоенного смещения

Результаты расчетов показывают, что подбором корректировочного коэффициента трения можно согласовать расчетные и экспериментальные скорости роста толщины двухфазной зоны.

При этом изменение ее толщины в экспериментах с разницей величины ускорения более чем в 5 раз описывается близкими значениями $K_{ккс}$. Это свидетельствует о возможности использования отработанной по результатам нескольких экспериментов методики для прогнозирующего моделирования процесса диспергирования жидкости.

В заключение отметим, что в расчетах экспериментов 2 и 3 наблюдается нарушение симметрии течения. Выполненные расчеты этих экспериментов без модели диспергирования продемонстрировали сохранение одномерности течения.

Анализ показал, что малые возмущения неизбежно появляются вследствие ошибок округления, вызванных машинной точностью. В расчете без модели диспергирования эти возмущения слишком малы по сравнению с характерным размером ячеек сетки, поэтому они не сказываются на течении в расчете – не усиливаются со временем и не приводят к нарушению симметрии. Иначе обстоит дело с моделью диспергирования. Модель учитывает высокочастотные возмущения на подсеточном уровне, которые в процессе счета задачи развиваются моделью сначала до мелко-масштабных, а затем и до более крупных, вызывая несимметрию одномерного по постановке газодинамического течения.

Заключение

В рамках методики численного моделирования двумерных течений дисперсных сред создана модель диспергирования жидкости на межфазной границе при неустойчивостях типа РТ и КГ. Результаты трех верификационных расчетов, моделирующих эксперименты с диспергированием слоя жидкости под воздействием возмущений, создаваемых газом, показывают возможность применения разработанного подхода для моделирования течений газожидкостных сред с поверхностным диспергированием жидкости. Вопросы точности предлагаемого подхода при моделировании неустойчивых и, тем более, турбулизованных течений, требуют дальнейших исследований.

Список литературы

1. Кедринский В. К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: изд-во СО РАН, 2000.
2. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О динамике разрушения жидкой пленки за фронтом ударной волны // ФГВ. 1987. № 1. С. 123–127.
3. Lopez de Bertodano M. A., Assad A., Beur S. G. Experiments for entrainment of droplets in the annual regime // Int. J. of Multiphase Flow. 2001. Vol. 27. P. 685–699.
4. Taylor G. I. The instability of liquid surface when accelerated in a direction perpendicular to their planes // I. Proc. Roy. Soc. 1950. Vol. A201. P. 192.

5. Helmholtz H. L. F. *Über discontinuirlische Flüssigkeits-Bewegungen*. Berlin: Monatsberichte Konigl. Preus. Akad. Wiss., 1868. P. 215.

6. Mata C., Pereyga E., Trallero J. L., Joseph D. P. Stability of stratified gas-liquid flows // *Int. J. of Multiphase Flow*. 2002. Vol. 28. P. 1249–1268.

7. Авдеев П. А., Артамонов М. В., Бахрах С. М. и др. Комплекс программ ЛЭГАК для расчета нестационарных течений многокомпонентной сплошной среды и принципы реализации комплекса на многопроцессорных ЭВМ с распределенной памятью. // *ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов*. 2001. Вып. 3. С. 14–18.

8. Самигулин М. С., Спиридонов В. Ф., Воронова О. А и др. Методика численного моделирования двумерных течений дисперсных сред на лагранжево-эйлеровых расчетных сетках // *Там же*. 2013. Вып. 4. С. 31–43.

9. Нигматулин Р. И. *Динамика многофазных сред*. М.: Наука, 1987.

10. Burger M., Cho S. H., Berg E. V., Schatz A. Breakup of melt jets as pre-condition for pre-mixing: Modeling and experimental verification // *Nucl. Eng. and Design*, 1995. Vol. 155. P. 215–225.

11. Youngs D. L. Time-dependent multi-material flow with large fluid distortion // *Numerical Methods for Fluid Dynamics*. Academic Press, 1982.

12. Мешков Е. Е., Невмержицкий Н. В. Развитие турбулентного перемешивания тонкого жидкого слоя, ускоряемого сжатым газом в замкнутом объеме // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. Вып. 8. С. 34–37.

13. Коваленко Г. В., Сапожников А. Т. Табличное уравнение состояния воды // *ВАНТ. Сер. Методики программы численного решения задач математической физики*. 1979. Вып. 4(6). С. 40–46.

A Model of Medium Dispersion at a Liquid-gas Interface

**M. S. Samigulin, P. A. Kucherova, A. L. Yolkina, I. Yu. Tagirova, Yu. F. Danilov,
N. V. Nevmerzhitsky**

An approach to the numerical simulation of the medium dispersion process at a liquid-gas interface owing to Kelvin-Helmholtz and Rayleigh-Taylor instabilities is described. A subgrid model of dispersion based on the analytical dependence of the perturbation amplitude on the conditions at the interface forms the basis for this approach. The model has been implemented in the LEGAK code for the numerical simulation of the dispersed medium dynamics, in which the carrying component dynamics is described in continuum (Eulerian) approximation and the disperse component dynamics – in discrete approximation. The code capabilities to simulate the generation and dynamics of gas-droplet mixtures are demonstrated by the example of describing results of experiments with the explosion-induced surface dispersion of a water layer and liquid acceleration by the compressed gas.