

ОТЧЕТ О ПРОДЕЛАННОЙ РАБОТЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОБОРУДОВАНИЯ ИВЦ НГУ

Аннотация

Организация пленочного течения газожидкостных смесей в стесненных условиях рассматривается как перспективная технология отвода высоких тепловых потоков. Интегральная эффективность теплообмена в подобных пленочных системах охлаждения в том числе определяется гидродинамикой потока. В рамках настоящего исследования выполнено численное моделирование адиабатного движения пленки воды, обдуваемой турбулентным воздушным потоком в миниканале. Вычисления проводились в среде Ansys Fluent. Для определения межфазной границы фаз применялся метод VOF (Volume Of Fluid) и гибридный подход CVOFLS (Coupled Volume Of Fluid Level-Set), при этом модели подсеточной вязкости не использовались. Проведена валидация расчетной модели по данным эксперимента. Наблюдалось удовлетворительное совпадение по осредненной толщине слоя жидкости. Качественно воспроизведена наблюдаемая в эксперименте картина раздельного течения, сопровождающегося генерацией капель и их осаждением на несмоченную стенку. Построенная численная модель успешно фиксирует многомасштабность волн, характерную для каналов, зазор в которых значительно превосходит постоянную Лапласа. Установлено, что в стесненной геометрии механизмами каплеобразования выступают интенсификация отрыва при слиянии (коалесценции) волн и разрыв газовых пузырей, захваченных слоем жидкости. Спецификой течения в каналах с малым зазором является значительное влияние пульсаций в газовом потоке на устойчивость волн. Показано, что сочетание VOF и Level-Set (CVOFLS) позволяет адекватно описывать структуру течения даже на относительно грубых расчетных сетках.

Тема работы

Исследование неустойчивостей, возникающих при стратифицированном течении пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в миниканале.

Состав коллектива

к.ф.-м.н., старший преподаватель НГУ, Роншин Федор Валерьевич. Почта: f.ronshin@g.nsu.ru, тел: +7-952-902-77-61

Публикации

Mungalov A. S., Kochkin D. Y., Ronshin F. V., Karchevsky A. L., Kabov O. A. Stratified to annular flow transition due to drop entrainment in a flat minichannel. Physics of Fluids. – 2025. Vol. 37. N. 9 – P. 094104. Q1 (IF 3.68), УБС 1.

Научное содержание работы

Современное состояние проблемы

Задача эффективного отвода экстремальных тепловых потоков приобретает критическую важность для широкого спектра современных технологий, включая аэрокосмическую отрасль, микро- и силовую электронику, лазерные системы, а также при разработке компонентов ускорительной техники (в частности, синхротронов [1–3]). Одним из перспективных методов охлаждения признано использование пленочного течения в каналах с малым зазором и высоким отношением ширины к высоте [4–11]. Логично предположить, что увеличение критического теплового потока возможно за счет турбулизации потока при увеличении расходов фаз. Для целенаправленного управления теплообменом и реализации всего потенциала метода необходимо глубокое понимание

физики процессов в рассматриваемых двухфазных системах, включая гидродинамические характеристики течения.

А. Двухфазное течение в мини- и микроканалах

Комплексное обобщение современных работ по гидродинамике и теплообмену при двухфазных течениях в каналах малого масштаба, охватывающее ламинарные, переходные и турбулентные режимы, приведено в публикациях [12–15]. Как справедливо отмечают Chinnov с коллегами [13], значительная часть исследований исторически фокусировалась на капиллярных системах, тогда как плоские мини- и микроканалы с выраженным отношением сторон изучены существенно фрагментарнее. Между тем именно подобные каналы с большим соотношением поперечных размеров востребованы в инженерных приложениях теплоотвода.

В открытых источниках описан широкий круг механизмов, инициирующих дестабилизацию стратифицированной структуры потока. В частности, в исследованиях [16–18] рассматривается потеря устойчивости, связанная с экспоненциальным ростом волн по механизму Кельвина–Гельмгольца. Влияние геометрического масштаба канала на дестабилизацию раздельного течения в ламинарных и турбулентных режимах детально разобрано Ullmann и Brauner [19]. Авторы систематизировали различные типы неустойчивостей: Кельвина–Гельмгольца, капельный унос, формирование волновых перемычек, вторичное смачивание стенок, а также эффекты, обусловленные поверхностным натяжением и краевым углом. На основе полученных данных предложены механистические модели, согласованные с экспериментальными картами режимов. Важно отметить, что классический критерий перехода от стратифицированного режима к кольцевому, базирующийся на неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, в условиях стесненной геометрии приводит к существенно завышенным оценкам.

В контексте раздельного течения в каналах малой высоты (500 мкм) с высоким соотношением сторон Чиннов с соавторами [20] зафиксировали боковую неустойчивость ламинарного газожидкостного потока и продемонстрировали ее определяющую роль в смене режимов течения на коротких участках, в том числе при переходе к кольцевому режиму. Для каналов с характерным размером порядка 100 мкм описана фронтальная неустойчивость, развивающаяся при взаимодействии жидкостной и газовой фаз в зоне инъекции жидкости, что приводит к образованию струйных структур в области смешения [21, 22]. Комплексное экспериментально-теоретическое исследование регулярных волновых структур при ламинарном стратифицированном течении в плоском микроканале представлено в работе Вожакова и Роньшина [23]. Линейный анализ устойчивости стратифицированного потока выполнен Barmak с коллегами [24], где дополнительно рассмотрено влияние высоты канала на стабильность пленки. В микроканале высотой 12,5 мкм зарегистрированы режимы течения, качественно отличные от наблюдаемых в каналах большей высоты [25]; установлено, что их формирование определяется модифицированной неустойчивостью Саффмана–Тейлора.

Важно отметить, что подавляющее большинство перечисленных выше неустойчивостей в каналах малого масштаба исследовалось исключительно в ламинарных условиях, тогда как вклад турбулентности в развитие неустойчивостей в подобных каналах остается существенно не изученным.

Б. Экспериментальное исследование волн в макроканалах

Когда генерация капель отсутствует, на пленке существуют высокоскоростные первичные волны и эфемерные вторичные волны, зарождающиеся на тыловых склонах

первичных структур [26]. С началом капельного отрыва формируются волны возмущения, несущие на своих тыловых склонах медленную и быструю рябь [26]. Ключевые параметры волн возмущения для кольцевого газожидкостного течения в трубах большого диаметра обобщили Алексеенко с коллегами [27]. Физика зарождения волн возмущения как в условиях полностью развитого кольцевого течения, так и на этапе стратифицированно-кольцевого перехода детально раскрыта в публикациях [28–30]. Динамика изменения основных характеристик индивидуальных волн возмущения по мере развития нисходящего кольцевого потока исследована Черданцевым с соавторами [31]. Роль вязкости жидкой фазы и пространственной ориентации кольцевого течения (восходящее/нисходящее) проанализирована в работах [32, 33]. Эволюция волнового рельефа в горизонтальном тракте при стратифицированно-кольцевом переходе изучена Здорниковым с коллегами [34]. Влияние высокочастотных осцилляций на волновую топографию кольцевого течения разобрано Черданцевым с соавторами [35]. Черданцев с соавторами [36] выделили три основных механизма диспергирования жидкости: разрыв по типу «мешка» (bag breakup), фрагментацию жидкостных лигаментов (ligament breakup) и вторичный унос, вызванный взаимодействием капель о поверхность пленки.

В. Теоретические и численные исследования волн в каналах различного масштаба

Моделирование волновой динамики жидкостной пленки, обдуваемой турбулентным потоком газа, представляет собой сложную задачу. Построение физически достоверной модели требует комплексного учета турбулентных эффектов, взаимосвязанной динамики обеих фаз и нелинейной эволюции межфазной границы.

Одним из наиболее перспективных современных подходов к исследованию локальной динамики тонкопленочных течений с формированием капель является применение методов вычислительной гидродинамики (CFD). Несмотря на высокие требования к вычислительным ресурсам, стремительное развитие компьютерных технологий делает CFD все более доступным инструментом.

Для моделирования турбулентности используются различные стратегии. Наиболее точным, но и наиболее ресурсоемким, является прямое численное моделирование (DNS). Bender с соавторами [44] применили комбинацию DNS для турбулентного газового потока и длинноволновой теории для описания эволюции пленки, показав, что ее динамика определяется не только средним касательным напряжением, но и пространственно-временными характеристиками его пульсаций. В некоторых DNS-исследованиях [37, 40] для упрощения постановки задачи использовались периодические граничные условия на входе и выходе.

Альтернативой DNS служит метод крупных вихрей (LES) [39, 43], в котором энергоемкие крупномасштабные вихревые структуры разрешаются напрямую, а влияние мелкомасштабной турбулентности учитывается с помощью подсеточных моделей. Хотя LES менее затратен, чем DNS, для исследования уноса капель все равно требуется чрезвычайно детальная сетка в пристенной области, где расположена пленка, что сохраняет высокую вычислительную стоимость [45]. Еще одним вариантом является использование осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (RANS), которые требуют значительно меньших ресурсов. Однако для корректного описания двухфазных течений RANS-модели нуждаются в специальной коррекции для демпфирования турбулентности вблизи межфазной границы, поскольку стандартные модели завышают интенсивность турбулентных пульсаций в газовой фазе. Такой подход был предложен Egorov [46] и успешно реализован в ряде работ [38, 41, 42, 47]. Данный подход не учитывает пульсации

касательного напряжения, которые оказывают существенное влияние на динамику пленки [44].

В контексте размерности задачи исследование Varallo с соавторами [38] наглядно продемонстрировало необходимость трехмерного моделирования для получения результатов, согласующихся с экспериментальными данными, что подчеркивает ключевую роль трехмерных эффектов в структуре течения. Что касается масштабного перехода от макро- к микроканалам, Angirekula и Gupta [48] исследовали волновую структуру пленки при кольцевом течении без уноса капель в миниканале (при значительно меньших скоростях жидкости, чем в настоящей работе) и наблюдали режимы как с коалесценцией волн, так и без нее, в зависимости от фазовых скоростей и вязкости. Minakov с коллегами [49] разработали трехмерную математическую модель стратифицированного течения в плоском миниканале и проанализировали волновую структуру пленки в отсутствие уноса. Комплексный обзор исследований по численному моделированию двухфазного кольцевого течения с систематизацией по размерности задачи, моделям межфазной границы и подходам к моделированию турбулентности представлен в работах [38, 41].

Список литературы

1. M. V. Pukhovoy, K. V. Zolotarev, V. V. Vinokurov, V. A. Vinokurov, K. A. Finnikov, E. F. Bykovskaya, and O. A. Kabov, "Calculation of cooling systems for CVD–diamond filters of the siberian ring photon source," *Interfac. Phenom. Heat Transfer* 11(2), 81–93 (2023).
2. M. V. Pukhovoy, K. V. Zolotarev, V. V. Vinokurov, V. A. Vinokurov, D. Y. Kochkin, E. F. Bykovskaya, and O. A. Kabov, "Physical and mathematical modeling of unsteady coupled heat and mass transfer in CVD-diamond windows of the siberian circular photon source," *Eurasian J. Math. Comput. Appl.* 12(2), 92–106 (2024).
3. M. Pukhovoy, V. Vinokurov, V. Vinokurov, E. Bykovskaya, and K. Zolotarev, "Analysis of the possibility of cooling the diamond vacuum window of the siberian circular photon source workstation under ultra-high thermal loads," *Interfacial Phenom. Heat Transfer* 13(3), 43–59 (2025).
4. O. Kabov, D. Zaitsev, and E. Tkachenko, "Interfacial thermal fluid phenomena in shear driven thin liquid films," *Int. Heat Transfer Conf.* 16, 1061–1067 (2018).
5. O. A. Kabov, Y. V. Lyulin, I. V. Marchuk, and D. V. Zaitsev, "Locally heated shear-driven liquid films in microchannels and minichannels," *Int. J. Heat Fluid Flow* 28(1), 103–112 (2007).
6. O. A. Kabov, D. V. Zaitsev, V. V. Cheverda, and A. Bar-Cohen, "Evaporation and flow dynamics of thin, shear-driven liquid films in microgap channels," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 35(5), 825–831 (2011).
7. V. V. Cheverda and O. A. Kabov, "Crisis of heat transfer on a micro-finned heater with gas-driven FC-72 film flow in a mini-channel," *Thermophys. Aeromech.* 26(3), 461–464 (2019).
8. A. L. Karchevsky, I. V. Marchuk, and O. A. Kabov, "Calculation of the heat flux near the liquid-gas-solid contact line," *Appl. Math. Model.* 40(2), 1029–1037 (2016).
9. O. A. Kabov, D. V. Zaitsev, D. P. Kirichenko, and V. S. Ajaev, "Interaction of levitating microdroplets with moist air flow in the contact line region," *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* 21(2), 60–69 (2017).
10. N. E. Sibiryakov, D. Y. Kochkin, O. A. Kabov, and A. L. Karchevsky, "Determining the heat flux density in the area of a contact line during the evaporation of liquid into a bubble," *J. Appl. Ind. Math.* 17(3), 628–639 (2023).

11. V. S. Ajaev and O. A. Kabov, "Heat and mass transfer near contact lines on heated surfaces," *Int. J. Heat Mass Transfer* 108, 918–932 (2017).
12. E. V. Rebrov, "Two-phase flow regimes in microchannels," *Theor. Found. Chem. Eng.* 44(4), 355–367 (2010).
13. E. A. Chinnov, F. V. Ron'shin, and O. A. Kabov, "Regimes of two-phase flow in micro- and minichannels (review)," *Thermophys. Aeromech.* 22(3), 265–284 (2015).
14. L. E. O'Neill and I. Mudawar, "Review of two-phase flow instabilities in macro and micro-channel systems," *Int. J. Heat Mass Transfer* 157, 119738 (2020).
15. L. Cheng and G. Xia, "Flow patterns and flow pattern maps for adiabatic and diabatic gas liquid two phase flow in microchannels: Fundamentals, mechanisms and applications," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 148, 110988 (2023).
16. Y. Taitel and A. E. Dukler, "A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow," *AIChE J.* 22(1), 47–55 (1976).
17. N. Brauner and D. M. Maron, "Analysis of stratified/nonstratified transitional boundaries in horizontal gas—liquid flows," *Chem. Eng. Sci.* 46(7), 1849–1859 (1991).
18. N. Brauner and D. M. Maron, "The role of interfacial shear modelling in predicting the stability of stratified two-phase flow," *Chem. Eng. Sci.* 48(16), 2867–2879 (1993).
19. A. Ullmann and N. Brauner, "The prediction of flow pattern maps in minichannels," *Multiphase Sci. Technol.* 19(1), 49–73 (2007).
20. E. A. Chinnov, F. V. Ron'shin, and O. A. Kabov, "Two-phase flow patterns in short horizontal rectangular microchannels," *Int. J. Multiphase Flow* 80, 57–68 (2016).
21. F. V. Ronshin, Y. A. Dementyev, and E. A. Chinnov, "Experimental study of two-phase flow regimes in slit microchannels," *Microfluid. Nanofluid.* 27(4), 1–16 (2023).
22. F. Ronshin and E. Chinnov, "Experimental characterization of two-phase flow patterns in a slit microchannel," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 103, 262–273 (2019).
23. I. S. Vozhakov and F. V. Ronshin, "Experimental and theoretical study of two-phase flow in wide microchannels," *Int. J. Heat Mass Transfer* 136, 312–323 (2019).
24. I. Barmak, A. Gelfgat, H. Vitoshkin, A. Ullmann, and N. Brauner, "Stability of stratified two-phase flows in horizontal channels," *Phys. Fluids* 28(4), 044101 (2016).
25. Y. A. Dementyev, E. A. Chinnov, D. Y. Kochkin, F. V. Ronshin, A. A. Evstrapov, V. S. Gusev, and O. A. Kabov, "An experimental investigation of adiabatic two-phase flow patterns in a slit microchannel with 1:800 aspect ratio," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 154, 111153 (2024).
26. A. V. Cherdantsev, "Experimental investigation of mechanisms of droplet entrainment in annular gas-liquid flows: A Review," *Water* 14(23), 3892 (2022).
27. S. V. Alekseenko, A. V. Cherdantsev, O. M. Heinz, S. M. Kharlamov, and D. M. Markovich, "Analysis of spatial and temporal evolution of disturbance waves and ripples in annular gas–liquid flow," *Int. J. Multiphase Flow* 67(S), 122–134 (2014).
28. S. V. Alekseenko, A. V. Cherdantsev, M. V. Cherdantsev, S. V. Isaenkov, and D. M. Markovich, "Study of formation and development of disturbance waves in annular gas–liquid flow," *Int. J. Multiphase Flow* 77, 65–75 (2015).
29. S. V. Isaenkov, A. V. Cherdantsev, I. S. Vozhakov, M. V. Cherdantsev, D. G. Arkhipov, and D. M. Markovich, "Study of primary instability of thick liquid films under strong gas shear," *Int. J. Multiphase Flow* 111, 62–81 (2019).
30. A. V. Cherdantsev, S. A. Zdornikov, M. V. Cherdantsev, S. V. Isaenkov, and D. M. Markovich, "Stratified-to-annular gas-liquid flow patterns transition in a horizontal pipe," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 132, 110552 (2022).

31. M. V. Cherdantsev, S. V. Isaenkov, A. V. Cherdantsev, and D. M. Markovich, "Development and interaction of disturbance waves in downward annular gas-liquid flow," *Int. J. Multiphase Flow* 138, 103614 (2021).
32. S. V. Isaenkov, I. S. Vozhakov, M. V. Cherdantsev, D. G. Arkhipov, and A. V. Cherdantsev, "Effect of liquid viscosity and flow orientation on initial waves in annular gas-liquid flow," *Appl. Sci.* 10(12), 4366 (2020).
33. J. Vasques, A. Cherdantsev, M. Cherdantsev, S. Isaenkov, and D. Hann, "Comparison of disturbance wave parameters with flow orientation in vertical annular gas-liquid flows in a small pipe," *Exp. Therm. Fluid Sci.* 97, 484–501 (2018).
34. S. A. Zdornikov, S. V. Isaenkov, and A. V. Cherdantsev, "Axial and azimuthal development of disturbance waves in annular flow in a horizontal pipe," *Int. J. Multiphase Flow* 172, 104704 (2024).
35. A. V. Cherdantsev, S. V. Isaenkov, M. V. Cherdantsev, and D. M. Markovich, "The effect of high-frequency oscillations on the disturbance waves in annular flow," *Int. J. Multiphase Flow* 143, 103754 (2021).
36. A. V. Cherdantsev, D. B. Hann, and B. J. Azzopardi, "Study of gas-sheared liquid film in horizontal rectangular duct using high-speed LIF technique: Three-dimensional wavy structure and its relation to liquid entrainment," *Int. J. Multiphase Flow* 67, 52–64 (2014).
37. J. M. Rodriguez, *Numerical Simulation of Two-Phase Annular Flow* (Rensselaer Polytechnic Institute, 2009).
38. N. Varallo, R. Mereu, G. Besagni, and C. N. Markides, "Computational fluid dynamics modelling of the regular wave flow regime in air-water downwards annular flows," *Chem. Eng. Res. Des.* 201, 631–644 (2024).
39. J. Yang, C. Narayanan, and D. Lakehal, "Large Eddy & Interface Simulation (LEIS) of disturbance waves and heat transfer in annular flows," *Nucl. Eng. Des.* 321, 190–198 (2017).
40. K. Kim and H. Choi, "Direct numerical simulation of a turbulent core annular flow with water-lubricated high viscosity oil in a vertical pipe," *J. Fluid Mech.* 849, 419–447 (2018).
41. W. Fan, H. Li, and H. Anglart, "Numerical investigation of spatial and temporal structure of annular flow with disturbance waves," *Int. J. Multiphase Flow* 110, 256–272 (2019).
42. W. Fan, A. V. Cherdantsev, and H. Anglart, "Experimental and numerical study of formation and development of disturbance waves in annular gas liquid flow," *Energy* 207, 118309 (2020).
43. A. Saxena and H. M. Prasser, "A study of two-phase annular flow using unsteady numerical computations," *Int. J. Multiphase Flow* 126, 103037 (2020).
44. A. Bender, A. Stroh, B. Frohnäpfel, P. Stephan, and T. Gambaryan-Roisman, "Combined direct numerical simulation and long-wave simulation of a liquid film sheared by a turbulent gas flow in a channel," *Phys. Fluids* 31(2), 022103 (2019).
45. H. Choi and P. Moin, "Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman's estimates revisited," *Phys. Fluids* 24(1), 011702 (2012).
46. Y. Egorov, "Validation of CFD codes with PTS-relevant test cases," *Technical Report* (Fifth Euratom Framework Program, 2004).
47. E. Zanetti, A. Berto, S. Bortolin, M. Magnini, and D. Del Col, "Annular two phase flow in a small diameter tube: OpenFOAM simulations with turbulence damping vs optical measurements," *Int. J. Thermofluids* 24, 100871 (2024).
48. V. K. R. Angirekula and R. Gupta, "A numerical study of wave characteristics in axisymmetric gas-liquid annular flow in microchannels," *Chem. Eng. Res. Des.* 182, 629–644 (2022).

49. A. V. Minakov, A. S. Lobasov, A. V. Shebelev, D. V. Zaitsev, and O. A. Kabov, "Flow regimes of a liquid film carried away by a gas flow in a flat horizontal channel under isothermal conditions," J. Appl. Ind. Math. 16(3), 490–500 (2022).

Подробное описание работы, включая используемые алгоритмы

Численное моделирование было реализовано в двумерном и трехмерном приближениях с применением программного комплекса Ansys Fluent (версия 2020 R2). Расчетная область включала участок длиной 50 мм от точки первого контакта фаз до выходного сечения. Оба подводящих канала (газовый и жидкостный) имели длину 3 мм до зоны смешения. Жидкость подавалась перпендикулярно основному потоку через щелевой ввод высотой 300 мкм. На входе газа проверялись два варианта граничных условий: задание постоянной скорости и использование скоростного профиля, взятого из предварительного однофазного расчета. Граничные условия включали задание постоянной скорости на входе жидкости и условия фиксированного давления на выходе из канала. Для верхней и нижней стенок применялись условия прилипания и непротекания. Чтобы предотвратить искусственный разрыв пленки, на нижней стенке задавался нулевой равновесный краевой угол смачивания, тогда как для верхней стенки он составлял 60° . В качестве начального условия на нижнюю поверхность наносилась пленка жидкости толщиной 150 мкм.

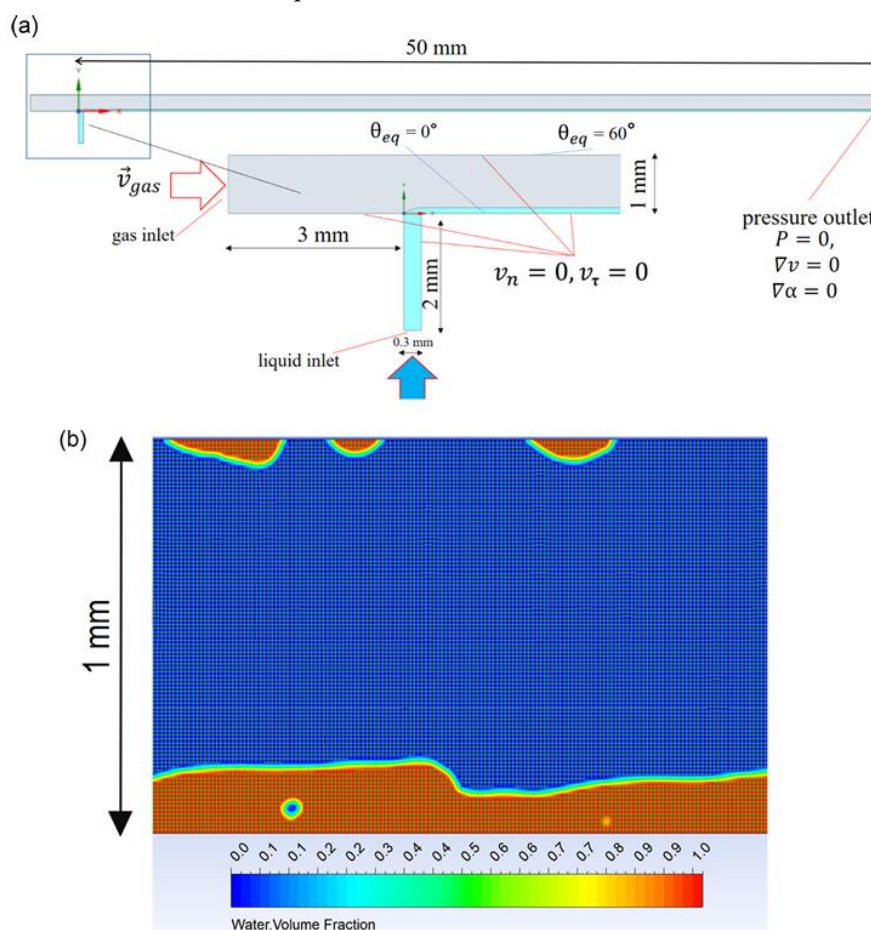


Рис. 1. а) Расчетная область, начальные и граничные условия для двумерной постановки моделирования течения пленки, увлекаемой газовым потоком. б) Расчетная сетка.

Дискретизация расчетной области выполнялась с помощью структурированной неизменяемой сетки, фрагмент которой приведен на Рис. 1б. Элементы сетки имели квадратную форму. Размер ячейки в базовом (мелком) варианте составлял 10×10 мкм. Анализ сеточной сходимости продемонстрировал, что качественные характеристики течения остаются инвариантными при переходе от сетки с шагом 15×15 мкм (243 009 узлов) к сетке 10×10 мкм (541 607 узлов). Кроме того, осредненная по времени толщина пленки не значительно изменялась таком измельчении сетки (Рис. 2).

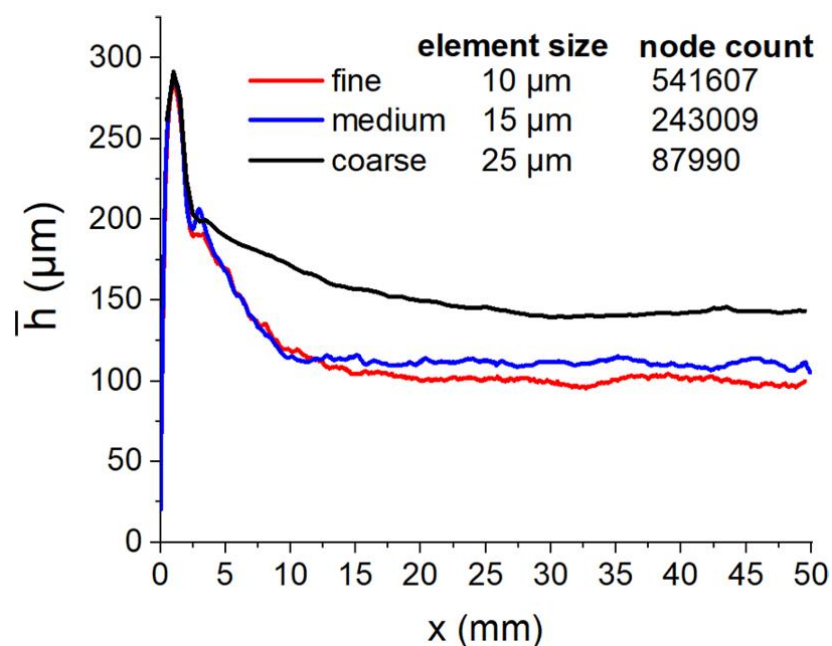


Рис. 2. Сходимость численного решения для двумерной постановки задачи, $\bar{h}$ – усредненная по времени локальная толщина пленки, x – расстояние от области первого контакта фаз вдоль миниканала, начало отсчета $x = 0$ соответствует точке первого контакта фаз.

Трехмерная постановка задачи рассматривала сегмент канала с продольным размером 28 мм и поперечным размером 3 мм. На боковых границах применялись периодические условия для учета трехмерных эффектов при минимальных вычислительных затратах. Расчетная сетка содержала 5,59 млн кубических ячеек с характерным размером 25 мкм. (Рис. 3 б). В качестве рабочих жидкостей использовалась вода и воздух при комнатной температуре.

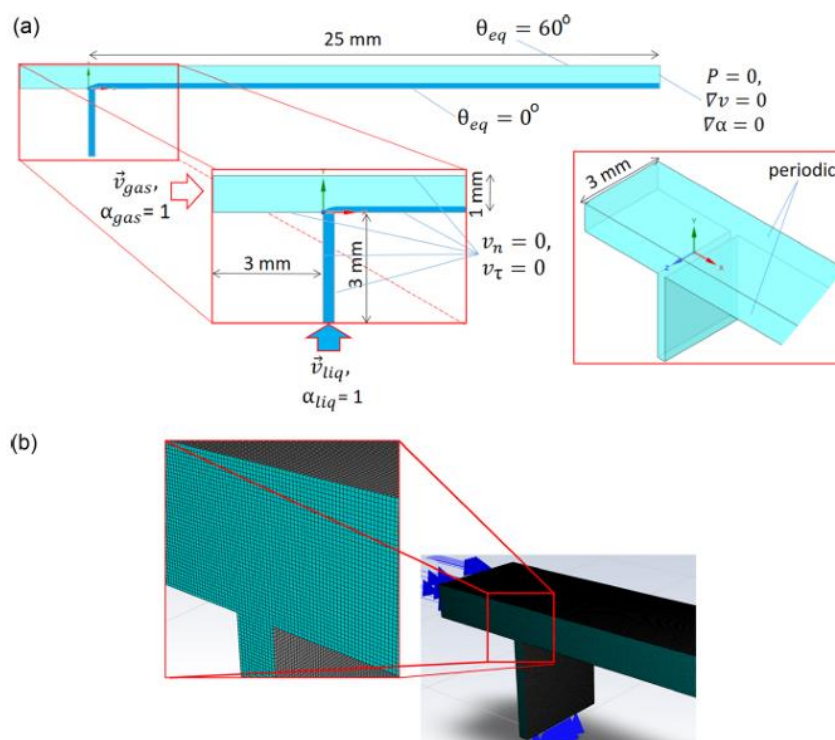


Рис. 3. а) Начальные и граничные условия для трехмерной постановки задачи о течении пленки, увлекаемой газовым потоком в плоском миниканале. б) Сегмент расчетной сетки.

Для численного решения системы уравнений Навье–Стокса применялся итерационный алгоритм разделения по давлению, обеспечивающий согласованность полей скорости и давления (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations). Аппроксимация конвективных потоков выполнялась схемой второго порядка точности с противоточной стабилизацией, тогда как диффузионные члены дискретизировались по центрально-разностной схеме. Для реконструкции межфазной поверхности применялся геометрический алгоритм, обеспечивающий кусочно-линейное представление границы раздела в пределах каждой ячейки. Дискретизация по времени осуществлялась неявным способом с автоматической адаптацией шага: его величина динамически корректировалась таким образом, чтобы безразмерное число Куранта не превышало 0,25 в двумерных расчетах и 0,5 в трехмерных. Более детальная информация о решаемых уравнениях представлена в работе [Mungalov A. S., Kochkin D. Y., Ronshin F. V., Karchevsky A. L., Kabov O. A. Stratified to annular flow transition due to drop entrainment in a flat minichannel. *Physics of Fluids*. – 2025. Vol. 37. N. 9 – P. 094104.]

Полученные результаты

В целях количественной верификации численной модели по экспериментальным данным был построен профиль средней толщины жидкостной пленки вдоль продольной координаты канала. Результаты сопоставления экспериментальных измерений и численных расчетов сведены на Рис. 4. Визуализация потока (рис. 4 а) позволяет четко идентифицировать капли, осевшие на изначально несмоченной стенке канала. Изоповерхность объемной доли жидкости $\alpha_{liq} = 0,5$, соответствующая межфазной границе и извлеченная из результатов 3D-моделирования методом CVOFLS на относительно грубой сетке, приведена на Рис. 4 б. Визуализация наглядно демонстрирует волновой рельеф пленки и наличие капель на верхней стенке.

Сопоставление экспериментального профиля толщины пленки с результатами 2D-моделирования свидетельствует об удовлетворительном качественном и количественном согласии (Рис. 4 с). Для трехмерной постановки расхождения между экспериментом и расчетом в зоне развитого течения оказываются значительно более выраженными. Основная причина кроется в недостаточной детализации расчетной сетки.

На качественном уровне, при идентичных параметрах (Рис. 4 б), экспериментальные наблюдения также фиксируют интенсивный отрыв капель от межфазной поверхности. Осевшие на изначально несмоченной стенке капли подвергаются коалесценции, что сопровождается ростом их характерного размера. Указанное явление успешно воспроизводится и в численных расчетах.

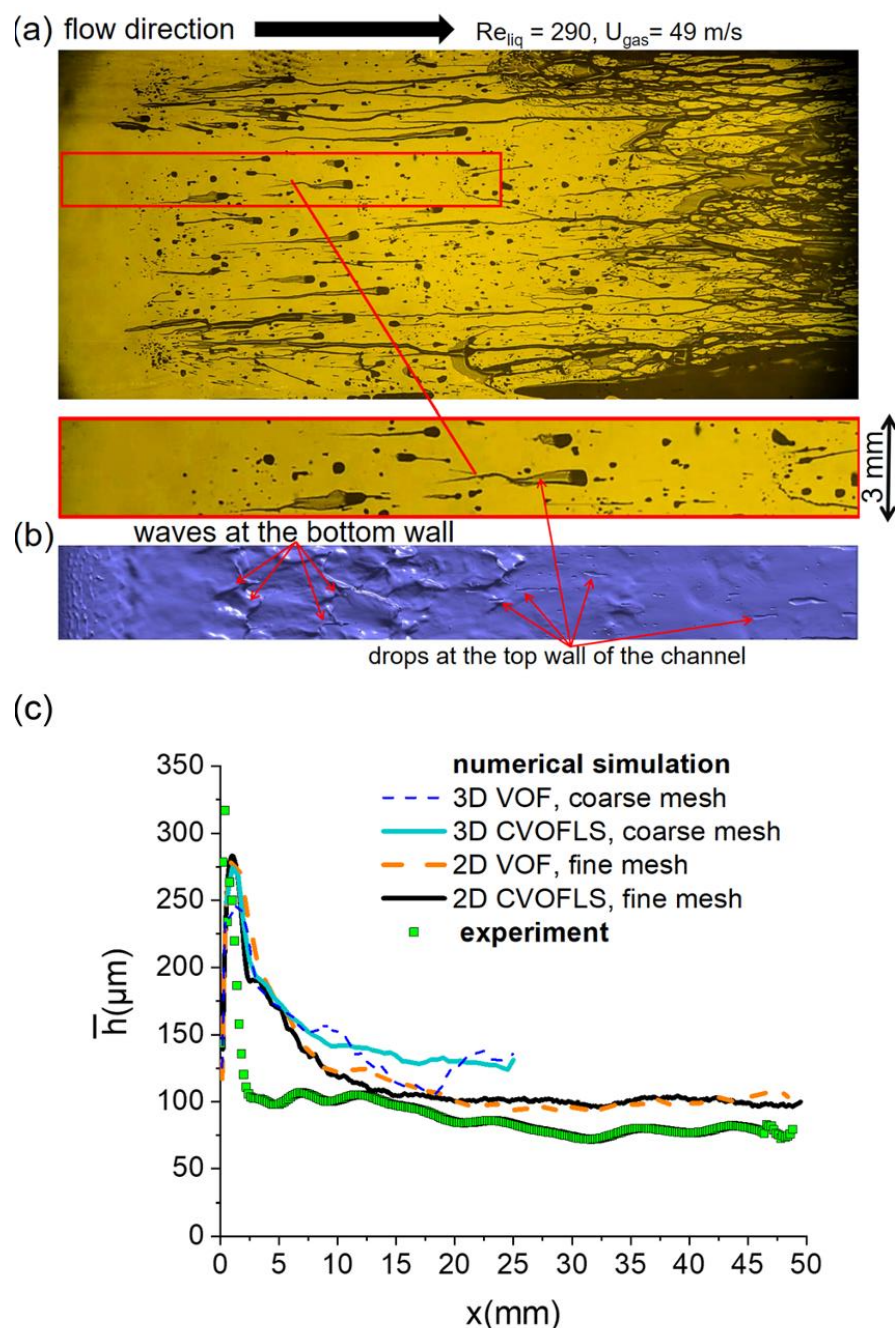


Рис. 4. а) Шлирен-изображение течения, демонстрирующее наличие капель на верхней стенке. ($Re_{liq} = 290$, $U_{gas} = 49$ м/с). б) Иповерхность объемной доли жидкости $\alpha_{liq} = 0,5$ (межфазная граница), полученная в результате трехмерного численного моделирования методом CVOFLS ($Re_{liq} = 300$, $U_{gas} = 50$ м/с). в) Сопоставление профиля осредненной по времени толщины пленки, полученного в эксперименте, с результатами двумерного и трехмерного численного моделирования (методы VOF и CVOFLS).

Формирование волн начинается в зоне ввода жидкости в канал, где встречаются потоки жидкости и газа. Вблизи ввода наблюдаются высокочастотные возмущения малой амплитуды. Процесс формирования волн возмущения представлен на Рис. 5. На Рис. 5 также приведены векторы скорости, иллюстрирующие характеристики течения в газовой фазе. Хотя скорость пленки жидкости отлична от нуля, она значительно ниже скорости газа. Размер каждого вектора скорости пропорционален величине локальной скорости. Таким образом, использование векторного представления позволяет визуализировать вихревые структуры в газовой фазе. Высокочастотные возмущения могут иметь разные скорости и,

как следствие, сливаться. Далее по течению формируются волны возмущения вследствие слияния мелкомасштабных волн.

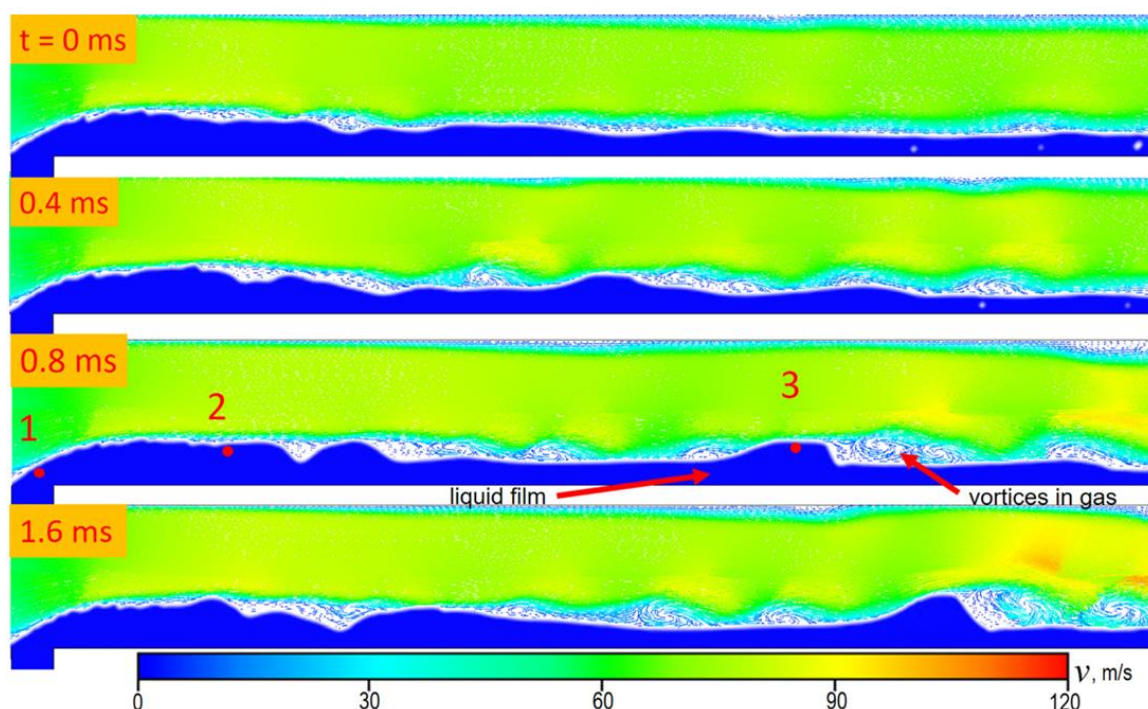


Рис. 5. Процесс формирования волн возмущения (двумерная постановка, метод CVOFLS). Точка 1 — возникновение первых высокочастотных возмущений с малыми амплитудами. Область между точками 1 и 2 — зона слияния высокочастотных возмущений малой амплитуды. Точка 3 — формирование возмущений с амплитудой приблизительно 100 мкм.

При исследовании процессов на грубой расчетной сетке (размер ячейки 25×25 мкм²) волновая структура была качественно схожа с наблюдаемой в каналах, размер которых значительно превышает постоянную Лапласа. Наблюдались как волны медленной, так и быстрой ряби (Рис.6 слева). На Рис.6 представлена пространственно-временная диаграмма толщины пленки жидкости, полученная методом CVOFLS для грубой сетки, на которой четко видна быстрая рябь на волнах возмущения. Масштаб по оси высоты на Рис. 6 выбран таким образом, чтобы выделить быструю рябь, в связи с чем волны медленной ряби на этом рисунке не видны. Однако при уменьшении размера ячейки до 10 мкм (мелкая сетка) вероятность появления быстрой ряби снизилась из-за уменьшения продольного размера волн возмущения. Это связано с тем, что на более грубых сетках сила поверхностного натяжения оказывается заниженной. Волны медленной ряби, напротив, наблюдались как на грубой, так и на мелкой сетках.

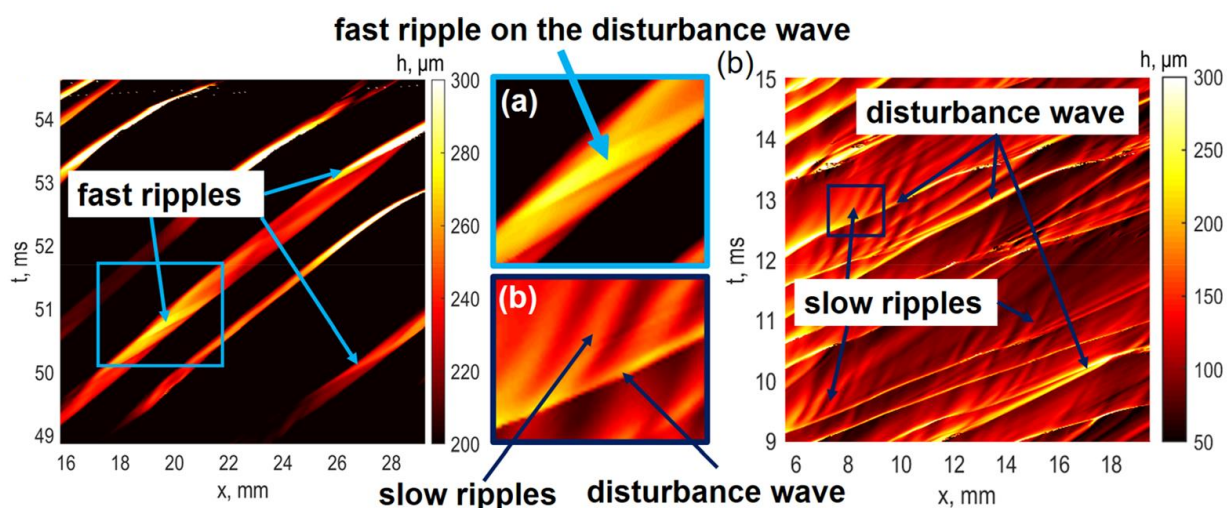


Рис. 6. Пространственно-временная диаграмма толщины пленки жидкости, полученная методом двумерного численного моделирования CVOFLS для различных расчетных сеток: (a) размер ячейки - 25 мкм и (b) размер ячейки - 10 мкм.

В расчетах наблюдалось несколько механизмов каплеобразования, в частности, связанный с коалесценцией волн (Рис. 7). Высоты волн могут различаться под действием различных факторов. В этом случае скорость газа над волной существенно возрастает для волн большей амплитуды в миниканале, что приводит к ускорению высокоамплитудных волн по сравнению с волнами меньшей амплитуды. Таким образом, коалесценция волн представляет собой одну из причин неустойчивости, способствующую каплеобразованию. Используемая модель также позволяет исследовать поведение пузырьков, захваченных жидкой фазой. Обнаружен дополнительный механизм диспергирования, связанный с динамикой газовых включений (Рис. 8). При схлопывании пузырьков, захваченных жидкостью, происходит локальный выброс жидкости с формированием капель. Стоит отметить, что в результате схлопывания относительно крупных пузырьков, увлеченных жидкостью, происходит отрыв капель (Рис. 8). Еще один наблюдаемый механизм формирования капель связан со взаимодействием волны с пульсациями в газовой фазе (Рис. 9).

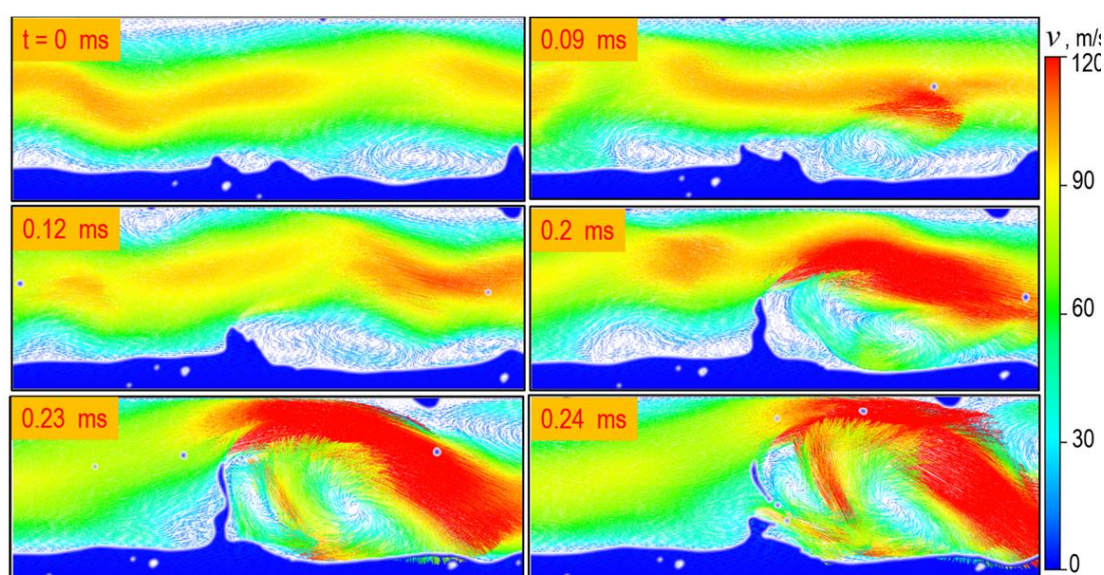


Рис. 7. Формирование капель вследствие коалесценции волн (2D, CVOFLS).

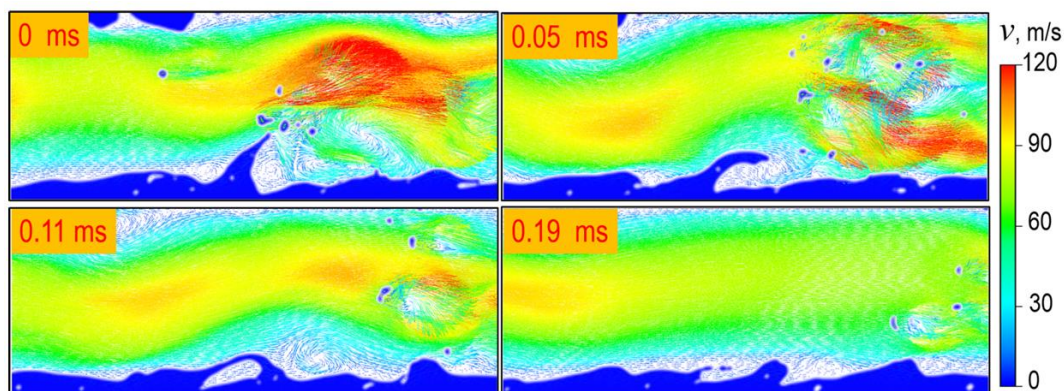


Рис. 8. Формирование капель вследствие разрыва пузыря, захваченного пленкой жидкости (2D, CVOFSL).

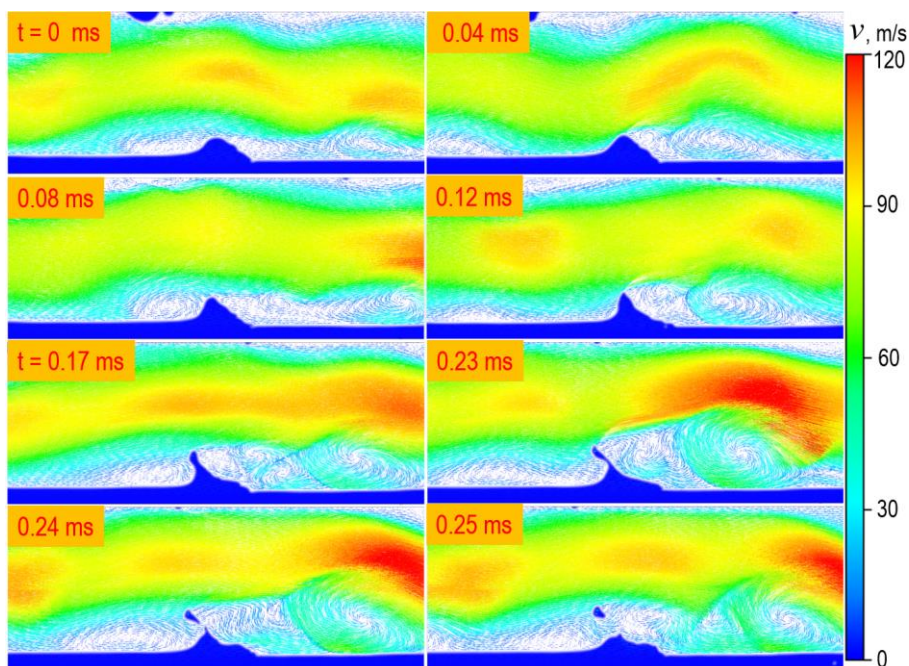


Рис. 9. Формирование капель вследствие взаимодействия волны с пульсациями в газе, (2D, CVOFSL).

Основной массив вычислений базировался на гибридном методе CVOFSL, который традиционно обеспечивает более корректное определение сил поверхностного натяжения по сравнению со стандартным VOF-подходом. Для верификации различий в описании межфазного натяжения была проведена серия контрольных расчетов классическим методом VOF. При анализе трехмерной постановки на грубой сетке выявлено, что VOF уступает CVOFSL в точности отображения пространственной волновой структуры жидкостной пленки [Рис. 10 (а, b)]. Более того, в заданных условиях метод VOF практически не фиксировал процесс формирования капель [Рис. 10 (а)]. В то же время, модель CVOFSL, даже при ограниченном разрешении сетки, успешно улавливает ключевые гидродинамические особенности [Рис. 10(с, d)]: генерацию относительно крупных трехмерных волн, отрыв капель и захват пузырьков. Это свидетельствует о том, что применение CVOFSL оправдано даже на сетках со средней детализацией, гарантируя физически обоснованные результаты. При переходе к двумерным расчетам на высокодетализированной сетке расхождения между прогнозами VOF и CVOFSL становятся незначительными. В текущей работе не ставилась задача детального моделирования процесса осаждения капель и последующего растекания жидкости по верхней границе

канала. Следует признать, что стандартные подходы, базирующиеся на концепции равновесного краевого угла смачивания, не способны адекватно описать данную физику. Для корректного воспроизведения динамики формирования верхней пленки в перспективных исследованиях необходимо внедрение более сложных граничных условий, учитывающих гистерезис смачивания и динамическую зависимость краевого угла от скорости перемещения трехфазной контактной линии. В аспекте моделирования турбулентности применение осредненных по Рейнольдсу уравнений (RANS) демонстрирует определенные ограничения, так как выявленный механизм капельного уноса в микканале напрямую детерминируется флуктуациями градиента давления и скорости. Для повышения точности описания газовой фазы в трехмерной постановке целесообразно использование метода крупных вихрей (LES).

Подводя итог, можно констатировать, что выбранные численные подходы обеспечивают адекватное описание сложной многомасштабной волновой динамики. Они позволяют качественно воспроизвести ключевые физические механизмы: от уноса капель до захвата газовых включений, а также выявить специфические эффекты, проявляющиеся исключительно при переходе от крупномасштабных каналов к стесненным условиям течения.

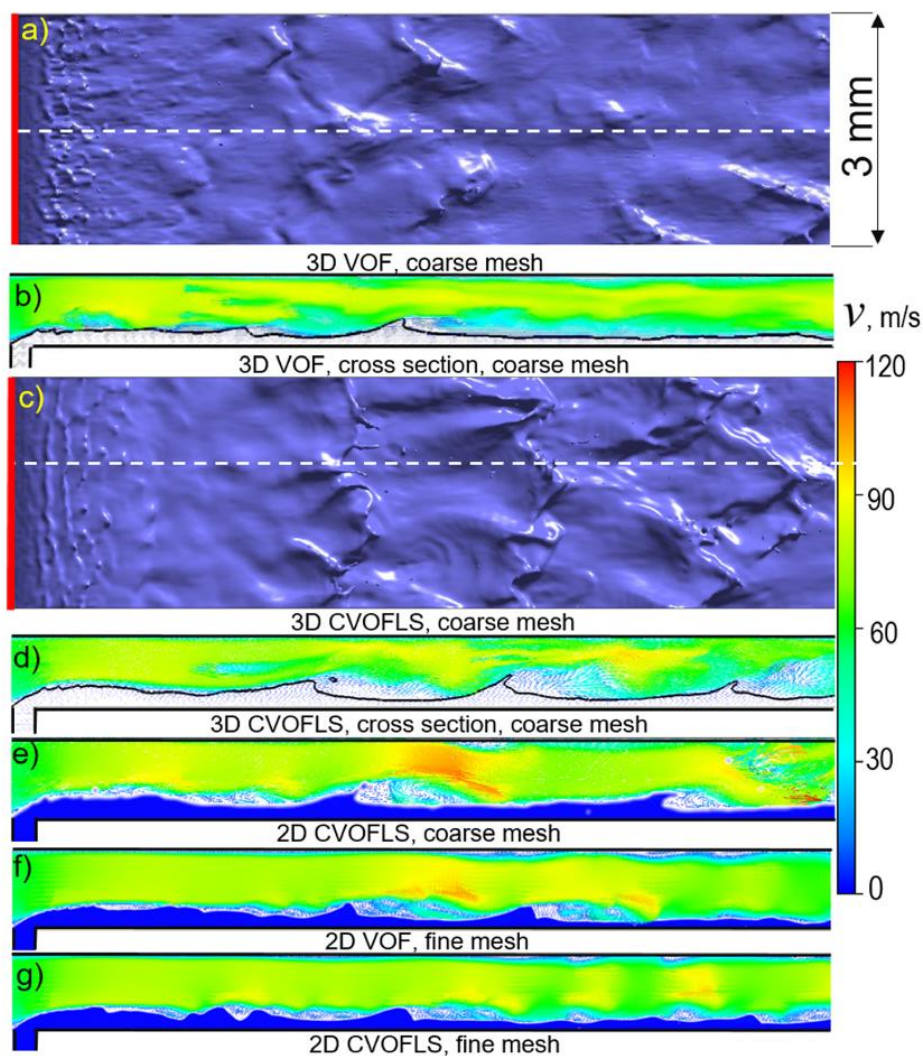


Рис. 10. Сравнение результатов численного моделирования, полученных на различных расчетных сетках и с применением разных методов (VOF, CVOFLS) в двумерной и трехмерной постановках. Красная линия на рис. (a) и (b) обозначает положение ввода жидкости. Белая пунктирная линия на рис. (a) и (c) указывает на положение поперечного сечения, показанного на рис. (b) и (d) соответственно

Эффект от использования кластера в достижении целей работы.

Использование вычислительного кластера ИВЦ НГУ стало критически важным фактором, позволившим достичь целей данного исследования. Моделирование нестационарного турбулентного двухфазного течения с отслеживанием межфазной границы (методы VOF/CVOFLS) требует колоссальных вычислительных затрат из-за необходимости разрешения тонких пленок жидкости, турбулентности и применения явных схем по времени с малым шагом (ограничение по числу Куранта). Благодаря ресурсам кластера удалось: выполнить трехмерное моделирование (сетка > 5.5 млн узлов); провести анализ сеточной сходимости и верификацию моделей на различных пространственных дискретизациях; сократить общее машинное время расчетов за счет эффективного распараллеливания задач. Таким образом, вычислительные мощности ИВЦ НГУ обеспечили необходимую глубину и достоверность численного эксперимента, позволив выявить новые гидродинамические эффекты в стесненных условиях турбулентных двухфазных течений.