



ИЗВЕСТИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА



НАУКА

— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Номер 5, 2024

Особенности использования движителя типа подводный парус и прямоточного волнового движителя на полупогружном катамаране <i>Е. А. Архангельский, А. В. Бойко., В. В. Прокофьев</i>	3
Кинематика первой волновой моды Фарадея на боковой стенке прямоугольного сосуда <i>В. А. Калининко</i>	15
Структура закрученного течения в области разветвления каналов при умеренных числах Рейнольдса <i>В. М. Молочников, И. В. Никифоров, Н. Д. Пашкова</i>	25
Оценка максимального перемещения конечного объема легкой жидкости в насыщенной пористой среде <i>А. А. Афанасьев, Е. А. Веденева, И. Е. Михеев</i>	41
Экспериментальное исследование поперечного размера вязкой струи при ее истечении из капиллярного канала <i>А. А. Сафронов, А. А. Коротеев, А. Е. Агафонов, А. Л. Григорьев, Н. И. Филатов</i>	52
Особенности моделирования течений наножидкостей (Обзор) <i>В. Я. Рудяк</i>	59
Движение упругой капли через отверстие в тонкой пластине <i>А. О. Руденко, А. Н. Рожков</i>	77
Численное моделирование влияния сверхзвуковых вихревых структур на теплообмен на несущих поверхностях летательных аппаратов <i>В. Е. Борисов, Т. В. Константиновская, А. Е. Луцкий</i>	87
Мгновенная и осредненная структура недорасширенной сверхзвуковой струи <i>В. И. Запрягаев, И. Н. Кавун, Н. П. Киселев, А. Н. Кудрявцев, А. А. Пивоваров, Д. В. Хотяновский</i>	97
О некоторых особенностях течения в ударном слое около полуконуса на пластине <i>М. А. Зубин, Ф. А. Максимов</i>	107
Влияние закрутки потока на дозвуковую струю воздуха в ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 <i>С. А. Васильевский, А. Ф. Колесников</i>	120
Сверхзвуковой поток газа в плоском канале с нормальным тлеющим разрядом в магнитном поле <i>С. Т. Суржиков</i>	129
Новые модели гетерогенного катализа для численного исследования течений и теплообмена в индукционном ВЧ-плазмотроне <i>А. А. Крупнов, М. Ю. Погосбемян, В. И. Сахаров</i>	145

CONTENTS

No. 5, 2024

Distinctive Features of Using the Propulsor of the Underwater Sail Type the Direct-Flow Wave Propulsor on a Semisubmerged Catamaran <i>E. A. Arkhangel'skii, A. V. Boiko, V. V. Prokof'ev</i>	3
Kinematics of the First Wave Faraday Mode on the Side Wall of a Rectangular Vessel <i>V. A. Kalinichenko</i>	15
Structure of Swirling Flow in the Channel Branching Area at Moderate Reynolds Numbers <i>V. M. Molochnikov, I. V. Nikiforov, N. D. Pashkova</i>	25
Estimation of the Maximum Migration Distance of a Finite Volume of Light Fluid in a Saturated Porous Medium <i>A. A. Afanasyev, E. A. Vedeneeva, I. E. Mikheev</i>	41
Experimental Investigation of the Transverse Size of a Viscous Jet Flowing out of a Capillary Channel <i>A. A. Safronov, A. A. Koroteev, A. E. Agafonov, A. L. Grigor'ev, N. I. Filatov</i>	52
Specific Features of Modeling Nanofluid Flows (a Review) <i>V. Ya. Rudyak</i>	59
Motion of an Elastic Drop through an Orifice in a Thin Plate <i>A. O. Rudenko, A. N. Rozhkov</i>	77
Numerical Modeling of the Effect of Supersonic Vortex Structures on the Heat Transfer on the Lifting Surfaces of Flight Vehicles <i>V. E. Borisov, T. V. Konstantinovskaya, A. E. Lutskii</i>	87
Instantaneous Average Structure of a Supersonic Underexpanded Jet <i>V. I. Zapryagaev, I. N. Kavun, N. P. Kiselev, A. N. Kudryavtsev, A. A. Pivovarov, D. V. Khotyanovskii</i>	97
Specific Features of the Flow in the Shock Layer near a Semicone on a Flat Plate <i>M. A. Zubin, F. A. Maksimov</i>	107
Effect of Flow Swirling on the Subsonic Air Jet in the VGU-4 HF Plasmatron <i>S. A. Vasil'evskii, A. F. Kolesnikov</i>	120
Supersonic Gas Flow in a Plane Channel with a Normal Glow Discharge in the Magnetic Field <i>S. T. Surzhikov</i>	129
New Models of Heterogeneous Catalysis for Numerical Study of Flows Heat Transfer in an Induction HF Plasmatron <i>A. A. Krupnov, M. Yu. Pogosbekyan, V. I. Sakharov</i>	145

УДК 532.5.528

ОСОБЕННОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДВИЖИТЕЛЯ ТИПА ПОДВОДНЫЙ ПАРУС И ПРЯМОТОЧНОГО ВОЛНОВОГО ДВИЖИТЕЛЯ НА ПОЛУПОГРУЖНОМ КАТАМАРАНЕ

© 2024 г. Е. А. Архангельский, А. В. Бойко*, В. В. Прокофьев**

*МГУ им. М.В. Ломоносова,
Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия*

**e-mail: mailband@mail.ru
**e-mail: vlad.prokof@yandex.ru*

Поступила в редакцию 05.06.2024 г.
После доработки 05.07.2024 г.
Принята к публикации 25.07.2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований эффективности применения прямо- точного волнового движителя и движителя типа подводный парус на моделях полупогружного судна- катамарана с малой площадью сечения по ватерлинии. Для движителя типа подводный парус наблю- даются качественно те же эффекты, что и для изученного ранее качающегося крыла — наибольшая эффективность наблюдается при положении движителя вблизи свободной поверхности, с погружением движителя его эффективность быстро падает. При погружении корпусов судна эффективность движи- теля меняется незначительно, рабочие же частоты значительно уменьшаются по сравнению с плава- ющими корпусами. Причем рабочие частоты меняются пропорционально масштабу модели судна. Были проведены всесторонние исследования эффективности прямо- точного волнового движителя, в качестве рабочего элемента которого использовалась наклонная пластина, закрепленная на корпу- сах полупогружного судна. Указаны оптимальные параметры движителя, при которых он эффективно работает на волнах максимальной крутизны (штормовых волнах). Эксперименты показали, что эффек- тивность волновых движителей типа качающееся крыло или подводный парус в их рабочем диапазоне частот несколько выше, чем у прямо- точного. Однако, в случае штормовых условий плавания, прямо- точный движитель имеет преимущество, так как именно здесь показывает наивысшую эффективность, а остальные рассмотренные варианты эффективны в диапазоне длин волн, зависящим от длины судна и, вообще говоря, не совпадающим с длиной штормовых волн.

Ключевые слова: морские волны, полупогружной катамаран, судно типа СМПВ, подводный парус, вол-новой движитель, прямо- точный волновой движитель, волновой канал, эксперимент.

DOI: 10.31857/S1024708424050018 **EDN:** NREMAU

Экспериментальные исследования [1, 2], проведенные с традиционными волновыми движителями в условиях гидроканалов на гладких периодических волнах показали, что скорость судна, оборудованного крыльевыми волновыми движителями (ВД) при фиксированной частоте волн примерно пропорцио- нальна их высоте. Амплитуда волн приближается к максимальной в штормовых условиях. Однако, в этих условиях крутизна волн увеличивается (достигает величин 0.07–0.09), такие волны опрокидываются и скорость частиц жидкости на гребнях волн приближается к фазовой скорости волн. Это приводит к зна- чительному увеличению сопротивления корпуса судна, движущегося против волн. В реальных штормовых условиях взаимодействие корпуса судна с волнами приводит к значительному уменьшению скорости судна вплоть до остановки, и даже дрейфа судна по волнам (см. [3]). Но там, где обычные винты не могут обеспечить движение против волн, волновые движители вряд ли смогут это сделать.

Однако, известна конструкция судов мало подверженных воздействию волн, это, так называемые, суда с малой площадью сечения по ватерлинии (СМПВ), также часто их называют полупогруженными

катамаранами. За границей такие суда обозначаются как SWATH (Small Waterplane Area Twin Hull). Суда этого типа имеют специальную форму корпуса — расположенную над водой платформу, укрепленную на двух подводных понтонах с помощью нескольких (к примеру, четырех) опор, которые образуют минимальную площадь сечения по ватерлинии. Такая конструкция применяется при постройке быстроходных судов, имеющих малое волновое сопротивление, а также, благодаря малой восприимчивости к воздействию морских волн, используется в конструкциях судов, предназначенных для ведения подводных работ в районах с большими глубинами. Исторический обзор и описание особенностей конструкции и мореходных характеристик СМПВ имеется, например, в работе [4].

Основные результаты снижения площади ватерлинии: снижение возмущающих сил и моментов качки, уменьшение продольной остойчивости и увеличение периодов качки, резкое снижение сопротивления и снижение качки на встречном волнении. Большие собственные периоды качки всех видов определяют встречное и лаговое волнение как наиболее благоприятные для СМПВ. Отмечается повышенная мореходность таких судов, а также высокая эффективность любых успокоителей качки. Последнее обстоятельство означает, что и воздействие традиционного волнового движителя (такого как качающееся крыло) на характеристики качки судна здесь гораздо сильнее чем на обычном судне. В предыдущей работе [3] было показано, что при достаточно заглубленных корпусах судна килевая качка в основном определяется взаимодействием движителя с волнами. Нужно добавить, что судно катамаранного типа наиболее подходит для установки волновых движителей, так как установка их рабочих органов в пространстве между корпусами не препятствуют стандартным судовым операциям (причаливание). Увеличенная ширина полупогруженного катамарана позволяет устанавливать волновые движители с максимальной площадью рабочих органов.

В работе [3] приведены результаты испытаний на волновом канале Института механики МГУ модели судна с малой площадью ватерлинии (СМПВ) длиной 1700 мм, оборудованной в первой серии волновым движителем типа машущее крыло с использованием подпружиненного жесткого крыльцевого профиля NASA-0015. Во второй серии тот же профиль, жестко закрепленный между корпусами судна, использовался в качестве рабочего элемента прямогочного ВД. Обнаружено, что с увеличением осадки катамарана сильно меняются его резонансные свойства при взаимодействии с волнами (при осадке, характерной для СМПВ, рабочие частоты уменьшаются примерно в два раза по сравнению с плавающими корпусами. При использовании ВД типа подводный парус наблюдается тот же эффект (об этом см. ниже). Для более подробного изучения эффектов была создана модель катамарана меньшего масштаба (1:2), длиной 840 мм. Рабочие частоты модели сместились соответственно в сторону больших частот, более удобных для исследований. На модели малого масштаба исследовалась также эффективность работы прямогочного ВД, в качестве рабочего органа которого использовалась жестко закрепленная на судне наклонная пластина. В результате серии экспериментов (предыдущая работа [3] и настоящее исследование) выяснено, что в области рабочих частот эффективность волновых движителей типа качающееся крыло или подводный парус несколько выше, чем у ПВД. Однако, у ПВД другой механизм образования тяги, зависящий от амплитуды и крутизны волн и не связанный с качкой судна и ПВД имеет преимущество на наиболее крутых волнах, в штормовых условиях.

На рис. 1 представлены зависимости высоты волн H_w (разность осредненных значений координат вершин и подошв волн) от частоты работы клиновидного волнопродуктора (ВП) для трех значений амплитуды качания клина (1 — максимальная амплитуда (max), 2 — средняя (mid) и 3 — минимальная (min)) при глубине канала 950 мм. Измерения проводились на расстоянии 20 м от клина ВП (здесь же находилась мерная база для испытания моделей судов). Видно, что высота волн в зависимости от частоты колебаний клина имеет максимум, особенно ярко выраженный для максимальной (в представленных экспериментах) амплитуды качания клина (1 на рис. 1). Для меньших амплитуд высота волн меняется более плавно — сплошные линии на рис. «Волны» аппроксимации экспериментальных точек полиномами для случаев 2 и 3. На том же рисунке тонкими линиями нанесена сетка кривых, соответствующих постоянным значениям крутизны волн (H_w/λ , где λ — длина волны).

В работе [3] приведены стандартные характеристики для реальных (стохастических) штормовых волн откуда следует, что начиная с волнения в 3 балла крутизна волн остается стабильной и не превосходит величины 0.07–0.09. В книге [5] отмечается, что на глубокой воде практически обрушение наблюдается при отношении высоты волны к длине 1/14. Из данных рис. 1 следует, что уменьшение высоты волн начи-

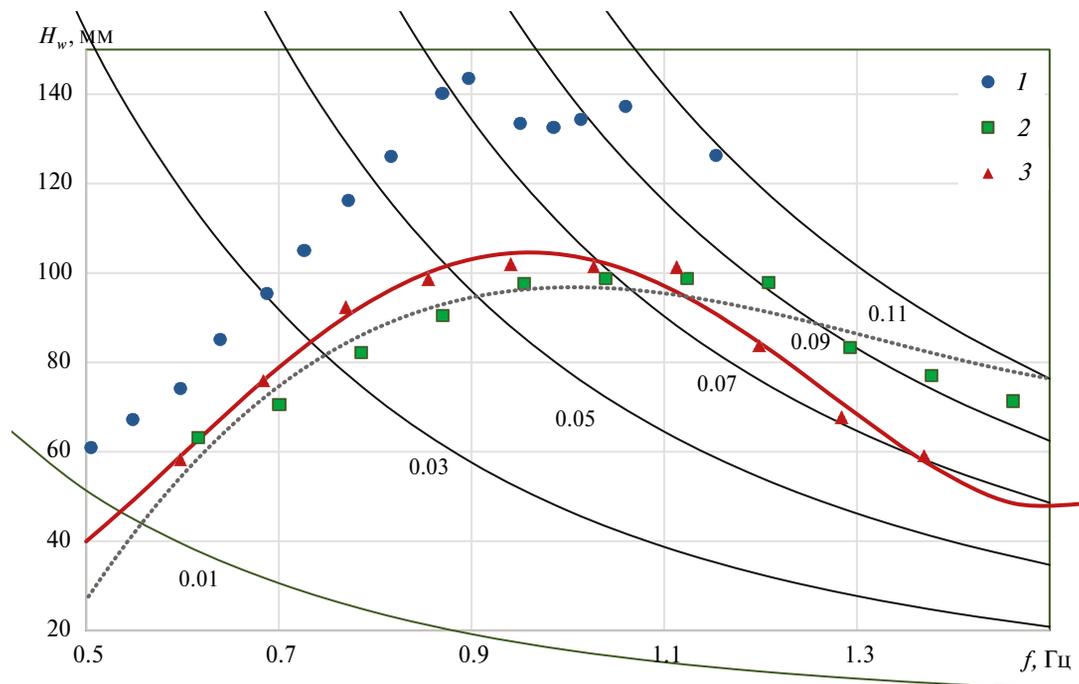


Рис. 1. Зависимость высоты волн H_w от частоты работы клиновидного волнопродуктора, пунктирная и красная линии — аппроксимации 3-го и 2-го режимов генерации волн полиномами. Нанесена сетка линий постоянной крутизны волн при глубине 950 мм (тонкие линии, числа около кривых — значения крутизны волн). 1 — максимальная амплитуда качения клина, 2, 3 — средняя и минимальная амплитуда соответственно.

нает происходить как раз в диапазоне крутизны 0.07–0.09. В этом диапазоне начинается опрокидывание волн, волнение теряет свой близкий к периодичному характер. Имеются основания предполагать, что волны с максимальной для канала крутизной могут моделировать штормовые морские волны. Отметим еще тот очевидный факт, что чем меньше амплитуда генерируемых волн, тем при большей частоте этих волн достигается крутизна штормовых волн.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для испытаний в гидроканале были построены две модели судов с малой площадью сечения по ватерлинии (полупогружных катамаранов). Схематический чертеж модели с основными размерениями показан на рис. 2 (вид спереди). Двухкорпусная плавающая конструкция состоит из двух полых цилиндрических пластмассовых корпусов-понтонных (1 на рис. 2) диаметром D длиной L_1 со съемными носовым и кормовым обтекателями специальной формы. К каждому корпусу с верхней стороны крепятся две пенопластовые стойки эллиптического сечения (3 на рис. 2). Высота каждого из четырех пилонов модели H_1 . Верхняя площадка модели (2 на рис. 2) образована пенопластовыми пилонами, связанными между собой прямоугольными деревянными рейками. Расстояние между центрами понтонов — D_1 . В зависимости от водоизмещения модели понтоны могли плавать на поверхности воды или погружаться под поверхность.

В пространстве между корпусами судна размещена проточная часть (4 на рис. 2), формируемая двумя параллельными пластинами из оргстекла высотой H_2 , длиной немного меньшей длины судна L_1 и расстоянием между пластинами D_2 . В проточной части осуществляется крепление элементов волновых движителей и стабилизатора, ширина рабочего элемента волнового движителя и стабилизатора определяется шириной проточной части D_2 . Боковые пластины формируют течение жидкости близкое к двумерному, что особо существенно для работы прямооточного ВД. Положение проточной части относительно корпуса судна могло регулироваться по вертикали, что позволяло легко регулировать заглубление рабочего органа ВД. В кормовой части находился горизонтальный стабилизатор, который мог устанавливаться на разной высоте относительно проточной части.

Проводились испытания моделей двух размеров. Основные размеры большой модели: длина понтонов 1700 мм, расстояние между центрами понтонов $D_1 = 1160$ мм, диаметр понтонов 110 мм, пластины проточной части имеют высоту $H_2 = 350$ мм, длину 1530 мм, расстояние между пластинами $D_2 = 960$ мм. Высота пилонов (сечение — эллипс с осями 200 и 82 мм) $H_1 = 900$ мм. Размеры малой модели: длина 840 мм, ширина $D_1 = 620$ мм, $D_2 = 460$ мм, высота пилонов $H_1 = 560$ мм.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ ВД ТИПА ПОДВОДНЫЙ ПАРУС

Ранее [3] в качестве волнового движителя изучался профиль НАСА-0015 с длиной хорды 170 мм (ширина профиля определяется шириной проточной части модели). В настоящей работе исследуется ВД типа подводный парус (см. [6]). Парус длиной 195 мм был закреплен на втулке, зафиксированной на стенках проточной части. Упругая связь паруса осуществлялась с помощью 4-х горизонтально натянутых резиновых жгутов (длина каждого жгута 780 мм, общая сила натяжения в состоянии покоя — 1440 гс). В проточной части судна на глубине 500 мм расположен стабилизатор (подробности в [3]), эксперименты проводились при глубине канала 950 мм и максимальной (max) амплитуде хода клина волнопродуктора.

На рис. 3 представлены зависимости средней скорости (за время наблюдения) от частоты волн при изменении осадки судна от 80 до 720 мм (остальные параметры одинаковы, заглубление оси втулки паруса 50 мм). При осадке 80 мм понтоны (диаметром 110 мм) находятся в плавающем состоянии. Максимум скорости достигается при частоте 0.77 Гц. Затем по мере роста осадки судна (уже при затопленных корпусах) скорость движения против волн уменьшается, достигает минимума и начинает возрастать. Максимум скорости смещается в сторону меньших частот волн. При осадке 720 мм он достигается при частоте 0.52 Гц. Скорость при этом лишь немного меньше случая плавающих корпусов. Нужно учесть, что высота волн здесь (65 мм) значительно меньше, чем в точке максимума для плавающих корпусов (116 мм).

На рис. 4 зависимости аналогичные рис. 3, только тут фиксирована осадка судна (720 мм) изменяется заглубление втулки паруса относительно невозмущенной поверхности воды. Здесь, как и в случае с профилем [3] наибольшая эффективность ВД наблюдается при заглублении паруса 50 мм (аналогичный результат был получен для качающегося профиля [3]).

На рис. 5 приведены данные по интенсивности качки судна (проводилось измерение вертикального перемещения луча лазера, находившегося на судне в сечении втулки крепления паруса). Осадка судна оставалась примерно одинаковой (710–730 мм), заглубление втулки 0, 50 и 300 мм. Для сравнения на том же графике приведена высота волн в зависимости от их частоты. В отличие от данных по скорости движения судна (рис. 4) максимум качки соответствует нулевому заглублению втулки крепления паруса. Наибольшая интенсивность качки смещена в сторону низких частот волн на еще большую величину по сравнению с максимумом скорости судна, причем размах качки тут заметно превосходит высоту волн.

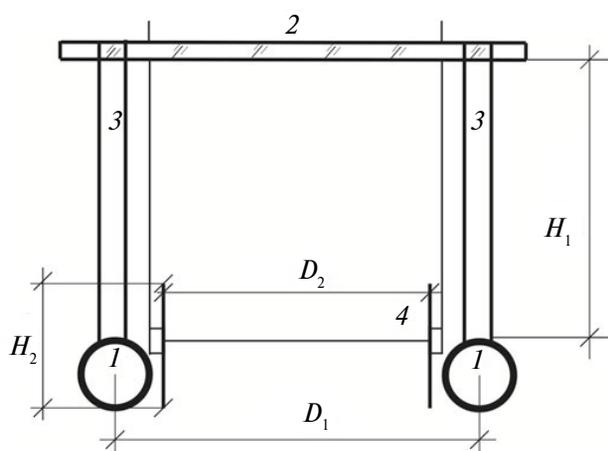


Рис. 2. Схема модели: 1 — пластмассовые корпуса-понтон, 2 — верхняя площадка модели, 3 — стойки эллиптического сечения, H_1 — высота пилонов, D_1 — расстояние между центрами понтонов, H_2 — высота пластины проточной части, D_2 — расстояние между пластинами.

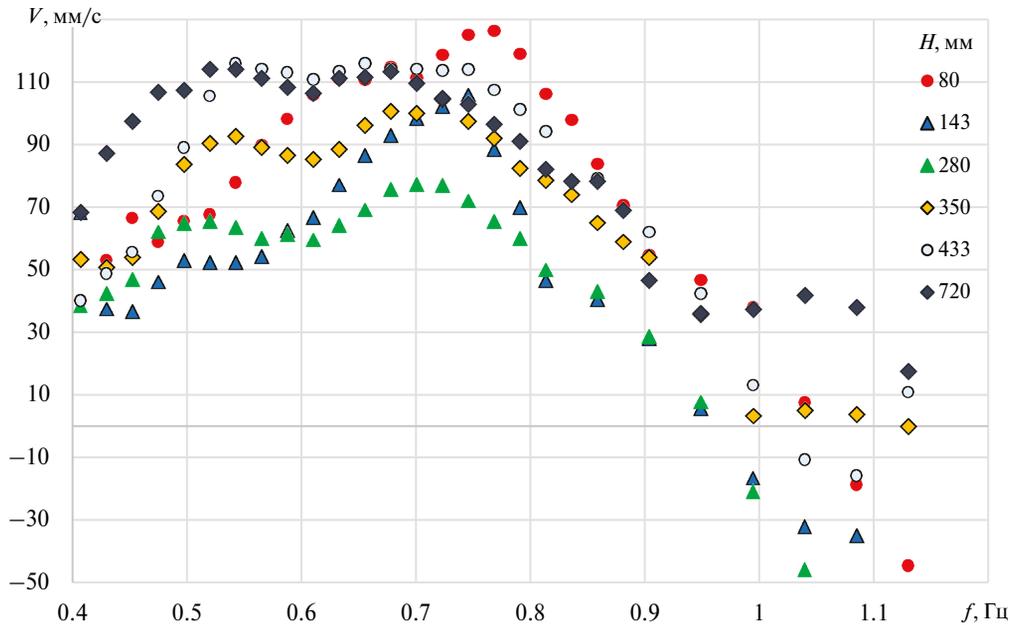


Рис. 3. Зависимость средней скорости от частот волн при изменении осадки H судна.

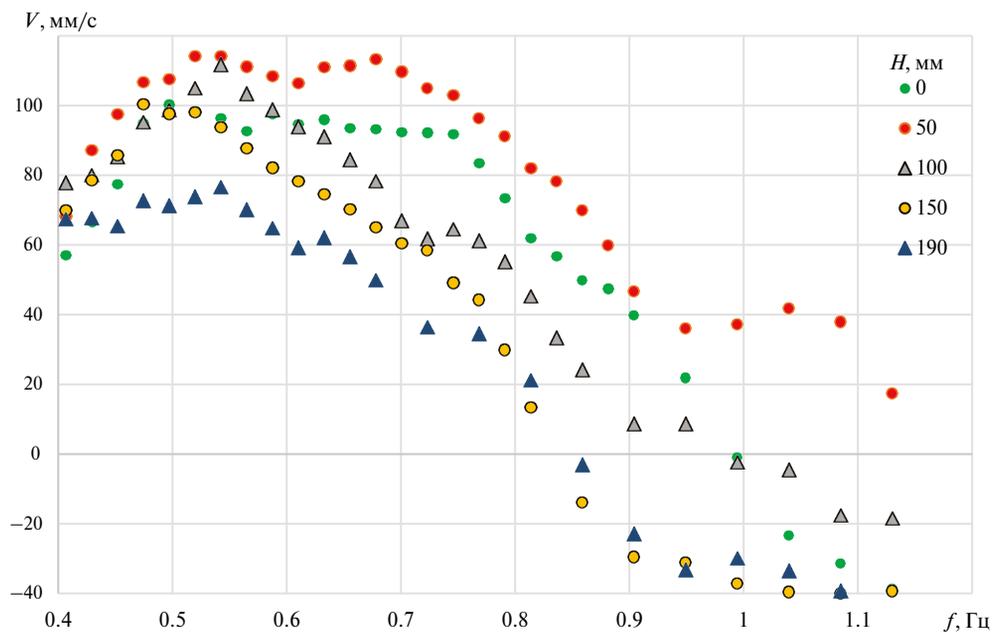


Рис. 4. Зависимость средней скорости от частот волн при осадке судна 720 мм при изменении глубины заглублиения H движителя.

Видно, что качка быстро убывает с ростом заглублиения паруса, что свидетельствует о том, что основным источником качки полупогруженного катамарана является периодическая сила, действующая со стороны волн на парус.

На рис. 6 представлено сравнение скорости движения против волн модели полупогруженного судна длиной 1700 мм с полностью погруженными корпусами — понтонами на одинаковых волнах (при тах амплитуде работы волнопродуктора) для трех различных типов ВД: 1 — подводный парус длиной 195 мм, при заглублиением 50 мм с осадкой 720 мм, 2 — качающийся профиль НАСА-0015 длиной 200 мм при том же заглублиением и с осадкой 660 мм (параметры натяжных устройств примерно одинаковы) и 3 — прямо-

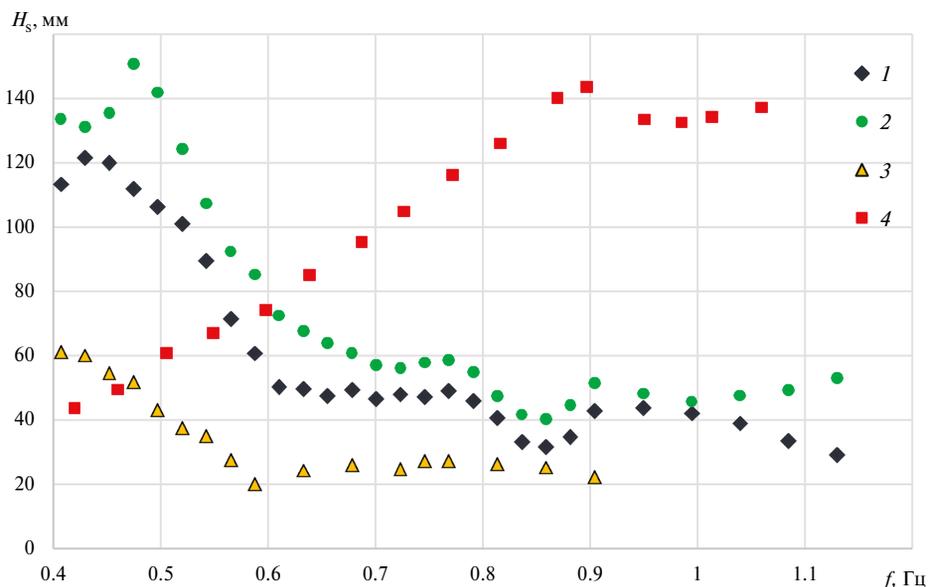


Рис. 5. Зависимость качки судна H_s от частот волн при осадке судна 710 мм. при изменении глубины погружения втулки крепления паруса H . Глубина погружения втулки 50, 0, 300 мм (1–3). 4 — высота волн при тах амплитуде работы ВП.

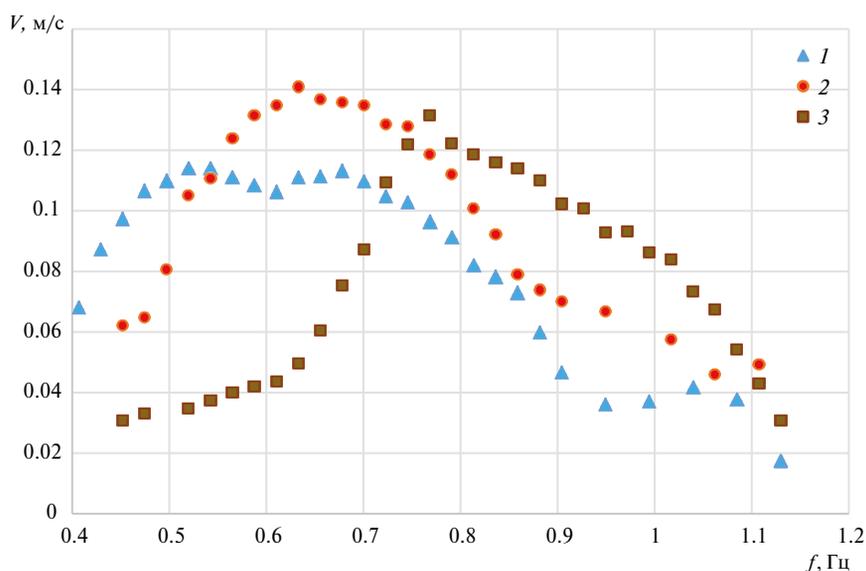


Рис. 6. Сравнение скорости движения модели против волн для трех различных типов ВД примерно с одинаковой площадью рабочего элемента и близкими осадками судна: 1 — подводный парус, 2 — жесткий профиль NACA-0015 (оба заглублены на 50 мм), 3 — прямоточный ВД (с фиксированным наклоном хорды профиля 30°).

точный ВД, в качестве рабочего элемента которого использовался тот же профиль, жестко установленный в проточной части модели судна под углом 30° при осадке судна 770 мм. Как и в случае плавающего катамарана (см. [3]) скорость движения с ВД типа подводный парус несколько меньше, чем с ВД типа качающийся профиль, а область наиболее эффективной работы сдвинута в сторону меньших частот. По сравнению с плавающим катамараном в случае полупогруженного судна рабочие частоты заметно смещены в сторону волн более низкой частоты. Для прямоточного ВД максимум скорости движения против волн смещается в сторону волн большей частоты и приближается к области генерации волн предельной крутизны (типа штормовых).

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА МАЛОЙ МОДЕЛИ

Эксперименты с большой моделью полупогружного катамарана показали, что область наиболее эффективной работы движителя типа машущее крыло или подводный парус по сравнению с обычным катамараном смещается в сторону малых частот волн. В нашем случае это область небольших высот волн, а, следовательно здесь заметно уменьшается эффект движения судна против волн. С целью переместить диапазон частот с наибольшей эффективности работы ВД типа подводный парус в область более интенсивного волнения были проведены эксперименты с меньшей моделью (длина 840 мм). Размеры этой малой модели приведены выше. Парус имел длину 100 мм, ширину 460 мм (ширина проточной части судна). Натяжное устройство — 4 резиновых нити сечением 2.4×2.4 мм, длиной 280 мм.

Угол отклонения паруса (также как профиля) зависит от упругости натяжного устройства. На рис. 7 показана зависимость скорости движения судна от суммарной силы натяжения нитей (в стационарных условиях), графики 1–4 соответствуют натяжению 50, 100, 200, 300 грамм силы. Осадка судна составляла 340 — 360 мм, заглубление втулки паруса 50–60 мм, стабилизатора 200–220 мм. Очевидно, что при нулевом натяжении парус превращается в флюгер не создающей подъемной силы, при большом натяжении приближается к пластине жестко связанной с корпусом судна (стабилизатор). Данные рис. 7 показывают, что имеется оптимальная величина натяжения (в данном случае около 100 грамм силы).

На рис. 8 показаны результаты испытаний ВД типа подводный парус на моделях полупогруженного судна различных масштабов на одинаковых волнах (max). Модель длиной 1700 мм с парусом длиной 195 мм и натяжением 1440 грамм силы испытывалась при осадках 433 и 720 мм. Малая модель длиной 840 мм с парусом длиной 100 мм и натяжением 380 грамм силы испытывалась при осадках 340 и 460 мм. Видно, что на малой модели значительно увеличились частоты наиболее эффективной работы (от 0.51 до 0.8 Гц), соответствующие длины волн уменьшились от 4.86 м до 2.46 м, то есть пропорционально уменьшению масштаба модели, так что отношение длины волн к общей длине судна остается примерно одинаковым (2.85 для большого масштаба и 2.93 для малого). Для обычных водоизмещающих судов это отношение также постоянно, но меньше примерно в два раза. Видно (см. рис. 8), что скорость малой модели по сравнению с большой увеличилась примерно в 1.6 раза, высота волн при соответствующих частотах увеличилась в 2 раза. На том же рисунке приведены зависимости скорости движения против волн при использовании прямоточного ВД на малой модели полупогружного катамарана. В качестве рабочего органа использовались пластины из оргстекла длиной 100 и 300 мм, установленные под углом 30° к оси модели. Осадка модели составляла 470 мм. Видно, что здесь максимум скорости движения судна сдвигается в сторону больших частот вплоть до момента возникновения волн предельной крутизны (штормовых волн). Исследование подробностей применения прямоточного ВД на полупогружном катамаране приведены ниже.

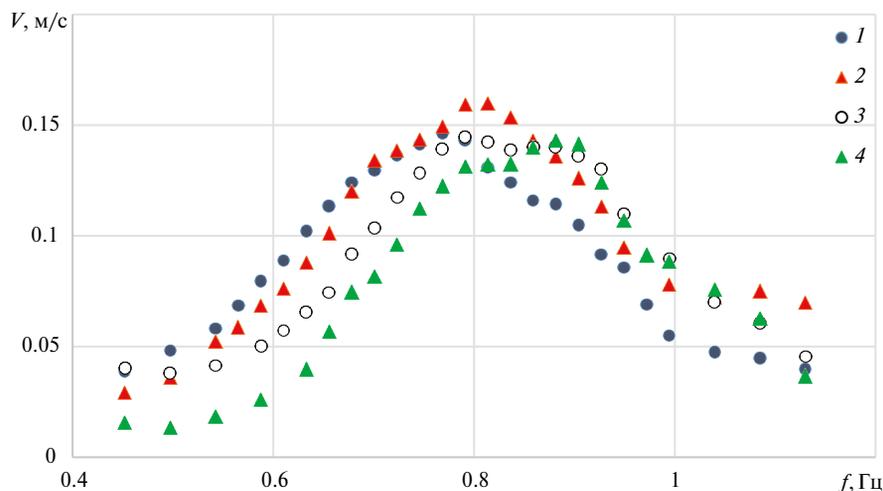


Рис. 7. Зависимость скорости движения судна с подводным парусом от суммарной силы натяжения нитей: 50, 100, 200, 300 грамм силы (1–4).

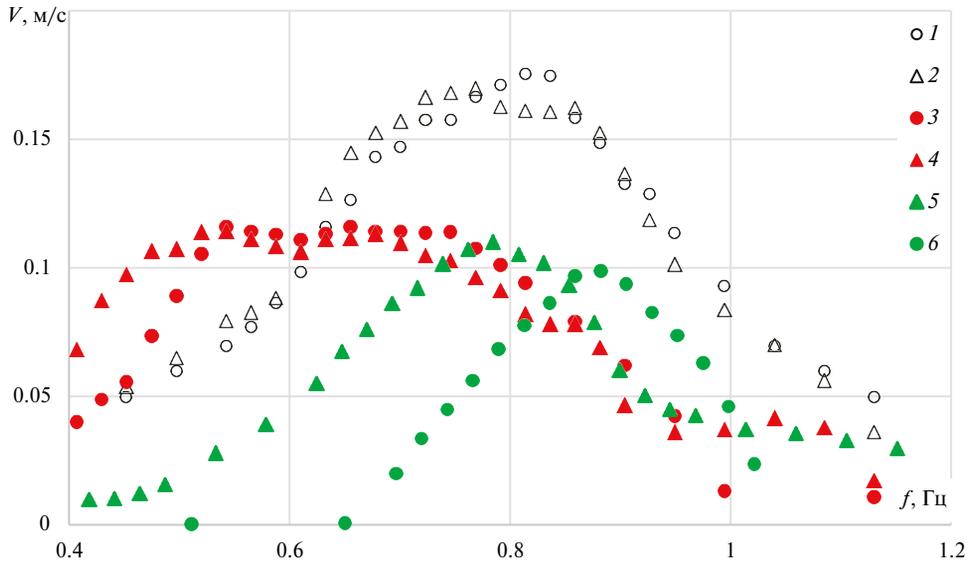


Рис. 8. Результаты испытаний ВД типа подводный парус и ПВД на моделях полупогруженного судна различных масштабов на одинаковых волнах. Малая модель с погружением движителя 55 мм и, осадкой корпусов 340, 460 мм (1, 2), большая модель с погружением движителя 50 мм, осадкой 433, 720 мм (3, 4), малой модели с ПВД, длина пластины 100, 300 мм (5, 6).

ПРЯМОТОЧНЫЙ ВОЛНОВОЙ ДВИЖИТЕЛЬ

На малом катамаране (длиной 840 мм) были также проведены исследования эффективности работы прямоточного ВД (ПВД, см [7]). В предыдущей работе [3] было показано, что эффективность работы ПВД значительно увеличивается с ростом осадки судна. Поэтому все исследования проведены при достаточно большой осадке — 470 мм. Во всех случаях верхняя кромка пластин устанавливалась на уровне невозмущенной поверхности жидкости (вопрос об оптимальном заглублении пластины был исследован ранее [8]) Там же было показано, что механизм создания силы тяги для качающегося профиля и ПВД принципиально различен. В первом случае создание тяги связано с подъемной силой, возникающей при обтекании профиля (или паруса) потоком жидкости, а во втором, в основном, с гидростатической силой, возникающей за счет разности уровней жидкости возникающей на пластине (как на плотине). Отметим, что здесь большую роль могут играть довольно протяженные боковые стенки проточной части, обеспечивающие двумерный характер течения в окрестности наклонной пластины.

На рис. 9 приведены зависимости скорости судна от частоты волн при различной их высоте (1 — min, 2 — mid, 3 — max). Характеристики этих волн показаны на рис. 1. Естественно, что с уменьшением высоты волн скорость движения модели уменьшается. Кроме того, точка максимума скоростей движения судна сдвигается в сторону больших частот и примерно совпадает с точкой максимума высоты волн, которая достигается при крутизне примерно равной 0.07–0.09 (см. рис. 1). Ниже приведены результаты экспериментальных исследований влияние на эффективность работы движителей параметров рабочей части прямоточного движителя (длины и наклона пластины) а также параметров волн.

На рис. 10 представлены зависимости скорости движения против волн от длины пластины (наклон везде одинаков 30°) для максимального (max) и минимального (min) режимов работы волнопродуктора. Осадка судна 460 мм. Разумеется, скорость движения судна больше на волнах большей амплитуды. Кроме того, максимум скорости с уменьшением высоты волн смещается в сторону больших частот и для режима min практически совпадает с максимумом высоты волн соответствующим максимальной крутизне волн (см. рис. 1). Зависимость положения максимума скорости от длины пластины для режима max можно объяснить тем, что для короткой пластины (длина 100 мм) подошва волны может опускаться ниже ее нижней кромки, находящейся на глубине 50 мм (при частоте 0.8 Гц высота волны достигает 120 мм, см. рис. 1). В такой ситуации эффект создания тяги должен исчезать.

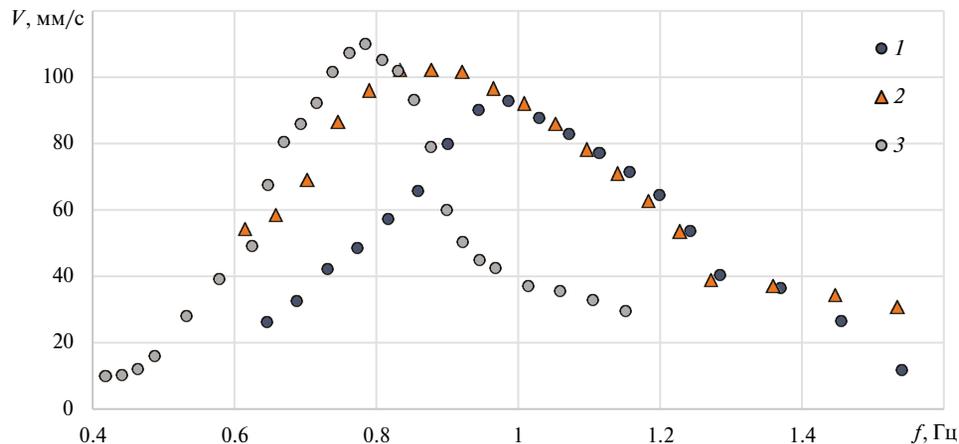


Рис. 9. Зависимости скорости от частоты волн при различной высоте волн. 1 — min, 2 — mid, 3 — max.

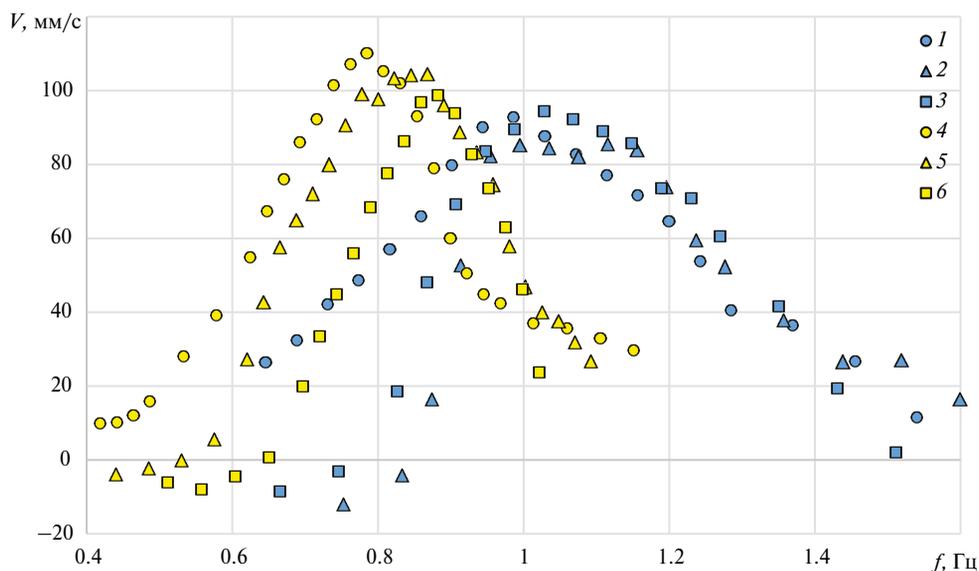


Рис. 10. Зависимость скорости движения судна против волн от длины пластины. Желтые знаки — режим работы волнопродуктора max, длина пластины 100, 200, 300 мм (1–3), голубые — min, длина 100, 140, 300 мм (4–6).

На рис. 11 представлены зависимости скорости от частоты волн (режим max) для пластины длиной 100 мм, осадка судна 470 мм, заглубление стабилизатора 170–175 мм. Верхняя кромка пластины установлена неизменно на нулевом уровне (в покое). Изменялся угол наклона пластины. Следовательно, нижняя кромка заглубляется по мере роста угла наклона (при изменении угла от 15° до 90° заглубление в спокойном состоянии меняется от 26 до 100 мм). Как было отмечено выше, уже при наклоне 30° замечен эффект взаимодействия подошвы волны с нижней кромкой пластины, при наклоне 15° максимум скорости достигается при высоте волн (87 мм) в три с лишним раза большей заглубления нижней кромки. При дальнейшем увеличении высоты волн нижняя кромка пластины в фазе взаимодействия с подошвой волны выходит из воды, эффект «плотины» исчезает, ситуация становится противоположной — доминирует фаза наката волн вдоль поверхности пластины. Как показано на рис. 11 в этом случае имеет место дрейф судна по волнам. При наклоне 90° волны взаимодействуют с вертикальным торцом. На умеренных волнах имеет место дрейф судна по волнам. Интересно, что на высоких волнах (высотой 143 мм) здесь опять появляется эффект «плотины» с движением судна против волн. Однако, наибольший эффект наблюдается при наклоне пластины 30° .

На рис. 12 представлены данные для скорости движения пластины против волн (режим работы ВП тах), верхняя кромка которой установлена на нулевом уровне, а нижняя заглублена на 70 мм (такое заглубление соответствует примерно половине максимальной высоте волн и взаимодействие с подошвой волны здесь слабое). Измерения проведены для разных углов наклона: 20° , 30° , 45° , 60° (1–4). Видно, что положение максимумов скорости в зависимости от частоты для всех углов наклона примерно одинаково и почти совпадает с положением максимумов высоты волн (при крутизне 0.07 — штормовые волны). Величина максимумов скорости зависит от угла наклона пластины и наибольшие скорости судна против волн реализуются при углах наклона пластины в диапазоне 30° – 45° .

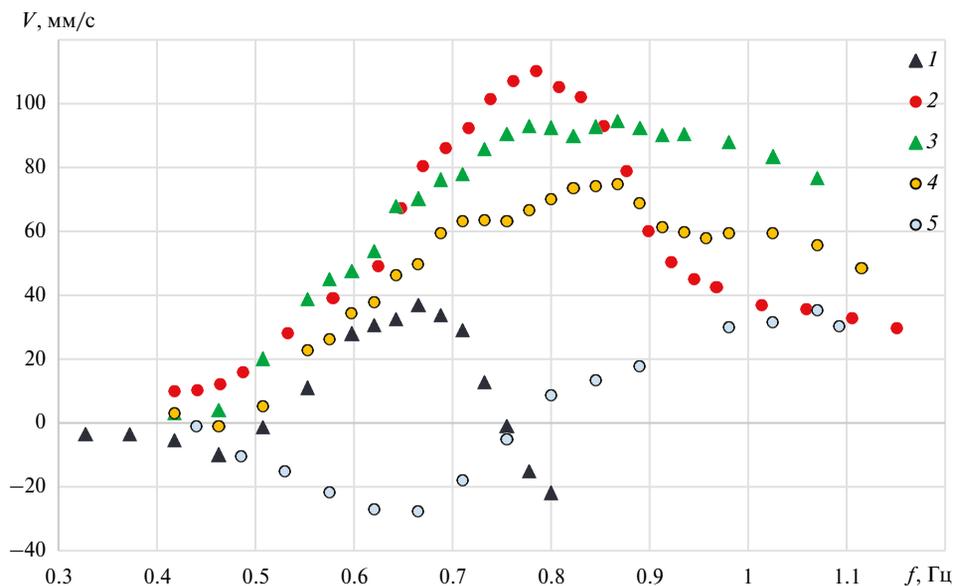


Рис. 11. Зависимость скорости от частоты волн для пластины длиной 100 мм при различных углах наклона пластины: 15° , 30° , 45° , 60° , 90° (1–5).

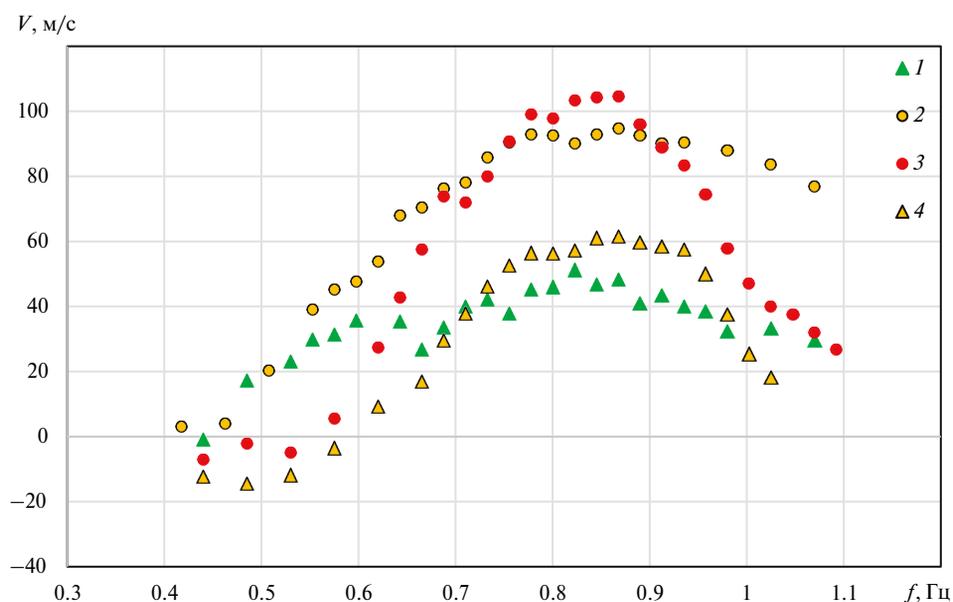


Рис. 12. Зависимость скорости от частоты волн для пластин с одинаковыми положением верхней кромки (0 мм) и заглублением нижней кромки (70 мм) при различных углах наклона пластины: 20° , 30° , 45° , 60° (1–4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены экспериментальные исследования в гидроканале института механики МГУ движения против волн полупогруженного катамарана длиной 1700 мм, оснащенного волновым движителем типа подводный парус. Обнаружено, что при значительно погруженных корпусах катамарана основным источником килевой качки судна является сам движитель. Качка максимальна при положении паруса вблизи свободной поверхности и быстро убывает с погружением паруса на глубину. Однако, как и в случае с волновым движителем типа качающееся крыло, максимальная эффективность движителя наблюдается при его заглублинии примерно на уровень подошвы набегающих волн. При плавающих корпусах катамарана максимальная скорость наблюдается при отношении длины волн к длине судна примерно 1.5 (как и для обычных плавающих судов). С погружением корпусов катамарана (при постоянном заглублинии движителя) максимальная скорость движения судна сначала падает, а затем увеличивается, причем длина наиболее эффективных волн увеличивается примерно в два раза по сравнению со случаем плавающих корпусов.

Были проведены эксперименты с моделью полупогруженного катамарана примерно в 2 раза меньшего масштаба (длиной 840 мм). Оказалось, что отношение длины волн, где скорость достигает максимума, к общей длине судна, остается примерно постоянной, но по сравнению с обычным судном значительно. Зависимость скорости от натяжения упругой связи имеет максимум. Эксперименты с прямоточным волновым движителем (наклонная, жестко закрепленная на судне, пластина) показали, что максимум скорости движения судна сдвигается в сторону коротких волн, вплоть до волн предельной крутизны (примерно равной 0.07–0.09).

Проведены экспериментальные исследования влияния на эффективность работы прямоточного движителя параметров его рабочей части (длины и наклона пластины). Оказалось, что для эффективной работы пластины ПВД ее нижняя кромка должна находиться несколько ниже подошвы набегающих волн, оптимальный угол наклона пластины находится в диапазоне 30°–45°. Имеется оптимальный размер пластины, зависящий от высоты волн.

Эффективность волновых движителей типа качающееся крыло или подводный парус несколько выше, чем у ПВД. Однако, в случае штормовых условий плавания, ПВД имеет преимущество, так как именно в таких условиях показывает наивысшую эффективность, а остальные рассмотренные варианты эффективны в диапазоне длин волн, зависящим от длины судна и, вообще говоря, не совпадающим с длиной штормовых волн.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глушко В.Н. Исследование влияния параметров морского волнения на величину тяги, создаваемой волновым движителем в виде колеблющегося крыла с упругой заделкой // Прикладная гидромеханика. 2009. Т. 11. С. 47–53.
2. Прокофьев В.В., Такмазьян А.К., Филатов Е.В. Результаты испытаний судна с различными волновыми движителями в гидроканале // Изв. РАН МЖГ. 2019. № 6. С. 38–47
3. Прокофьев В.В., Архангельский Е.А., Бойко А.В. Использование волновых движителей на судне с малой площадью ватерлинии // Изв. РАН МЖГ. 2023. №1. С. 41–53.
4. Дубровский В.А. Главное о судах с малой площадью ватерлинии // Тр. Крыловского государственного научного центра. 2021. т. 3. № 397. С. 75–82
5. Колс К.А. Под парусом в шторм /перевод с англ. 1985. Л.: Гидрометеиздат. 128 с
6. Прокофьев В.В., Бойко А.В., Чикаренко В.Г. Плавающий якорь. Патент № 2326018, 2008
7. Прокофьев В.В., Такмазьян А.К., Филатов Е.В., Чикаренко В.Г., Якимов А.Ю. Судовой волнодвижитель. Патент № 2528449. 2014
18. Прокофьев В.В., Такмазьян А.К., Филатов Е.В. Испытание и расчет движения модели судна с прямоточным волновым движителем // Изв. РАН МЖГ. 2017. №4. С. 24–38.

DISTINCTIVE FEATURES OF USING THE PROPULSOR OF THE UNDERWATER SAIL TYPE AND THE DIRECT-FLOW WAVE PROPULSOR ON A SEMISUBMERGED CATAMARAN

E. A. Arkhangel'skii, A. V. Boiko **, and V. V. Prokof'ev *

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, 119192 Russia

**e-mail: vlad.prokof@yandex.ru*

*** e-mail: mailband@mail.ru*

We present the results of experimental investigations of the efficiency of the direct flow wave propulsor and the propulsor of the underwater sail type on the models of semisubmerged catamaran boat with a small area of the section along the waterline. The effects observable in the case of the propulsor of the underwater sail type are qualitatively the same as for the previously studied swinging wing, namely, the greatest efficiency is observable, when the propulsor is situated near the free surface, while its efficiency is rapidly reduced with propulsor immersion. The propulsor efficiency varies only slightly with ship hull immersion, whereas the working frequencies are considerably reduced as compared with those of floating structures. In this case, the working frequencies vary in proportion to the model boat scale. Comprehensive studies of the direct-flow wave propulsor efficiency were performed, an inclined flat plate being fixed at the hulls of a semisubmerged ship as a working element. The optimal parameters of the propulsor were noted, when it efficiently operates on the waves with the greatest steepness (storm waves). Experiments showed that the efficiency of the wave propulsors of the swinging wing or underwater sail types in their operation ranges is somewhat higher than that of the direct-flow propulsor. However, under the rough water conditions the direct-flow propulsor has its own advantages, since precisely in this case it demonstrates its greatest efficiency, while the other versions considered are efficacious in the wavelength range dependent on the ship length and, generally speaking, do not coincide with the storm wave length.

Keywords: sea waves, semisubmerged catamaran, SWATH, underwater sail, wave propulsor, direct-flow wave propulsor, wave channel, experiments.

УДК 532.59

КИНЕМАТИКА ПЕРВОЙ ВОЛНОВОЙ МОДЫ ФАРАДЕЯ НА БОКОВОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СОСУДА

© 2024 г. В. А. Калиниченко

Институт проблем механики им. А. Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

e-mail: kalin@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 23.07.2024 г.

После доработки 10.08.2024 г.

Принята к публикации 23.08.2024 г.

Представлены новые результаты экспериментов по исследованию первой волновой моды Фарадея на поверхности жидкости малой глубины в прямоугольном сосуде. Для регулярных волн сняты резонансные зависимости и проведен анализ волновых профилей. Показано, что наличие подвижного локального поверхностного возвышения в виде горба связано с нелинейностью волновых колебаний жидкости. Проведено сравнение с теоретической моделью нелинейных гравитационных волн. Исследован механизм разрушения первой волновой моды Фарадея, состоящий в формировании плоского струйного выброса на боковой стенке сосуда в результате фокусировки течений жидкости в растущем гребне и поверхностном горбе.

Ключевые слова: волна Фарадея, переменные Лагранжа, регулярная волна, разрушение стоячей волны, плоская струя.

DOI: 10.31857/S1024708424050025 **EDN:** NRCMTG

В экспериментах по изучению механизма разрушения стоячих поверхностных гравитационных волн исследовались или низшая осесимметричная волновая мода в круговом цилиндрическом сосуде [1, 2], или вторая волновая мода в достаточно узком прямоугольном сосуде [3, 4]. В обоих случаях волновое движение жидкости характеризуется наличием пучностей в центре сосуда и на боковых стенках. Основное внимание уделялось формированию струйного выброса при схлопывании каверны на стадии формирования гребня волны, когда центральная часть жидкости перемещается вверх, и наблюдаемая в центре сосуда при разрушении волны высокоскоростная струя может рассматриваться как свободная. Указанная постановка эксперимента исключала эффекты боковых стенок сосуда. С другой стороны, для практических приложений особое значение имеют низшие волновые моды как наиболее энергонесущие — основная асимметричная и первая волновые моды колебаний жидкости в круговом цилиндрическом и прямоугольном сосудах соответственно.

В настоящей работе обсуждаются результаты экспериментов по возбуждению первой моды двумерной стоячей гравитационной волны на поверхности воды в прямоугольном сосуде, совершающем колебания в вертикальном направлении. Волновая картина характеризуется одним узлом в центре сосуда и двумя пучностями на боковых стенках. Если для регулярной волны предельной высоты характерна высокая степень нелинейности, то при разрушении первой моды на боковой стенке формируется тонкая плоская высокоскоростная струя большой высоты подъема.

В реальных условиях при набегании волн на вертикальную стенку в случае глубокой воды часто образуются волновые структуры, близкие к стоячим или прогрессивно-стоячим волнам [5, 6], и при расчете динамических нагрузок на морские гидротехнические сооружения вертикального профиля используется нелинейная теория стоячих волн [7]. При относительно малой глубине жидкости ударные давления со стороны набегающих волн могут достигать очень больших значений, причем при подходе неразрушающейся волны к вертикальной стенке наблюдается образование высокоскоростной вертикальной струи —

см. обзор [8]. Аналитическое описание этого явления отсутствует, а среди имеющихся полуэмпирических и приближенных математических моделей отметим пионерскую работу [9]. Имеется большое количество экспериментальных работ (напр., [10, 11]), в которых в больших гидрлотках длиной до 50 м оценивались ударные давления и определялись условия формирования струйного выброса при набегании волн на вертикальную стенку. Следует отметить работу [12], в которой на основе экспериментальных данных проведен детальный анализ устойчивости сформировавшихся плоских струй. Автору известны лишь две экспериментальные работы [13, 14], в которых исследовалась первая мода разрушающейся стоячей гравитационной волны в плоском прямоугольном сосуде, совершающей колебания в горизонтальном направлении. Наряду с измерением давления на боковой вертикальной стенке в [13] по материалам высокоскоростной видеосъемки проведен анализ условий формирования плоской струи, а в [14] исследован эффект гидрофобности стенки. Отметим, что при интерпретации данных эксперимента [13] по струеобразованию в стоячих волнах не совсем корректно использована модель [9] для прогрессивных волн, взаимодействующих с вертикальной стенкой.

Основная цель настоящей работы — экспериментальное исследование кинематики первой моды гравитационных волн Фарадея на свободной поверхности жидкости малой глубины в прямоугольном сосуде. В случае регулярных волн проводится сравнение результатов теоретической модели и лабораторного эксперимента. Обсуждается переход от регулярных волн к волнам разрушающимся. Основное внимание уделяется формированию плоской струи на боковой стенке на стадии формирования гребня волны. Тематика статьи связана с исследованием малоизученного явления разрушения основной волновой моды в прямоугольном сосуде, а полученные результаты могут способствовать решению прикладных проблем, для которых характерны интенсивные колебания жидкости со свободной поверхностью в виде стоячих волн.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на электромеханическом вибростенде «Исследования динамики и структуры осциллирующих течений», входящем в состав УНУ «ГФК ИПМех РАН». Аналогично [15, 16] исследовались двумерные волновые движения в режиме основного резонанса Фарадея, когда частота вертикальных колебаний сосуда Ω в два раза превышала частоту возбуждаемых волн. Параметрическое возбуждение первой моды ($n = 1$) стоячих гравитационных волн на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде длиной $L = 50$ см и шириной $W = 4$ см. волн осуществлялось при изменении частоты Ω при фиксированной амплитуде вертикальных колебаний сосуда s , а высота волны H определялась как расстояние между подошвой волны и вершиной гребня.

Проведены серии экспериментов, в которых глубина воды составляла $h = 5, 7.5, 10, 12.5$ и 20 см; при длине первой моды гравитационной волны $\lambda = 2L = 100$ см отношение вертикального масштаба задачи к горизонтальному h / λ составляло величину от 0.05 до 0.2. Для сравнения с первой модой несколько опытов проведены со второй волновой модой — $n = 2$; $h = 5$ см; $s = 1.9$ см, $\lambda = L = 50$ см.

Регистрация волновых движений производилась посредством фотокамер Canon PowerShot SX50HS и DSC-RX100M7 с частотой 120 и 1000 кадров/с и разрешением 1920×1080 . Визуализация волнового течения осуществлялась с помощью пластиковых частиц, изготовленных из полиэтилентерефталата и алюминия и имеющих средний размер порядка 0.02 см. Для получения треков этих частиц-трассеров использовался плагин Flowtrace программы ImageJ.

В качестве рабочей жидкости использовалась дегазированная водопроводная вода. Эксперименты проводились при температуре 20–22°C.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Регулярные волны

Наблюдаемые в эксперименте волны Фарадея можно разделить на два класса — регулярные и разрушающиеся. К регулярным отнесем волны, профиль которых повторяется через период волны T . На рис. 1 представлены профили первой (a – e) и второй (z) мод регулярной гравитационной волны при различной глубине h жидкости. Высота H всех волн не велика, и если ввести крутизну волны как отношение высоты к длине волны, то эта величина не превосходит $H / \lambda < 0.1$. Волны на рис. 1 нелинейные, что проявляется

в асимметрии профиля (ордината гребня больше ординаты ложбины) и значительных колебаниях узлов. Особо отметим, что при прохождении поверхности жидкости через невозмущенный уровень ($t = T / 4$) на всех видеокдрах четко прослеживается вторая по отношению к основной гармоника.

Резонансная зависимость $H(\Omega)$ высоты волн Фарадея от частоты колебаний сосуда является показательной характеристикой параметрического резонанса как способа возбуждения стационарных колебаний жидкости.

На рис. 2а приведены резонансные зависимости для первой и второй мод регулярных волн при варьировании глубины жидкости. В экспериментах для возбуждения волн использовался основной параметрический резонанс — при определенных частотах Ω вертикальных колебаний сосуда свободной поверхности жидкости возбуждаются стоячие волны частоты $\Omega/2$. Таким образом, кривые 1–5 позволяют для каждой моды оценить как частоту, так и значения стационарной высоты волны. Кроме того, для зависимостей (1–3, 5) при $h = 5, 7.5, 10$ см ($h / \lambda = 0.05, 0.075, 0.1$) высота волны H растет с увеличением частоты Ω — эффект жесткой восстанавливающей силы. При глубине $h = 20$ см ($h / \lambda = 0.2$) наклон резонансной зависимости (4) меняется, величина H растет с уменьшением Ω — эффект мягкой восстанавливающей силы. Отметим, что согласно [18] критическое значение безразмерной глубины жидкости, при которой происходит переход от мягкой к жесткой резонансной зависимости, оценивается как $h / \lambda \simeq 0.14$, причем для всех представленных на рис. 2а режимов возбуждения волн Фарадея теоретическая модель [15, 17] достаточно точно описывает данные опыта.

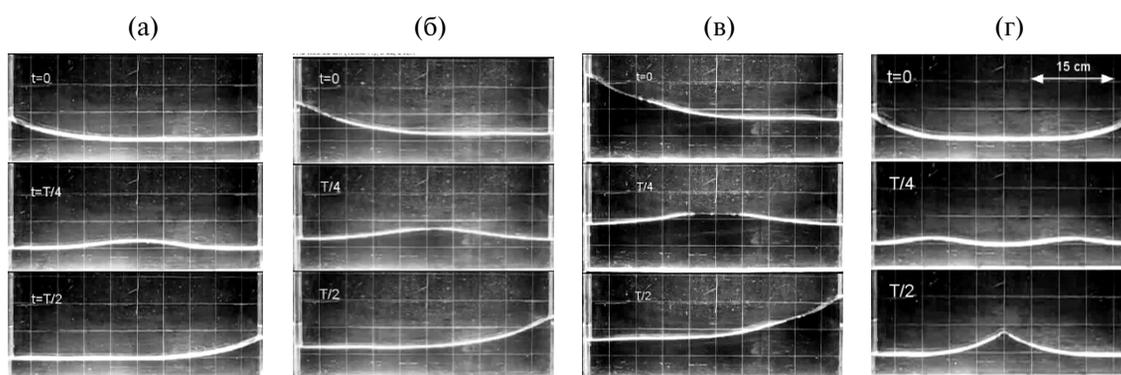


Рис. 1. Профили регулярных волн с шагом по времени четверть периода: а–в — $n = 1$, ($h = 5, 7.5, 10$ см, $T = 1.356, 1.224, 1.110$ с, $H = 4.0, 5.8, 7.9$ см); г — $n = 2$, $T = 0.814$ с, $H = 4.4$ см. Временной интервал для трех профилей на а–г соответствует четверти периода волны.

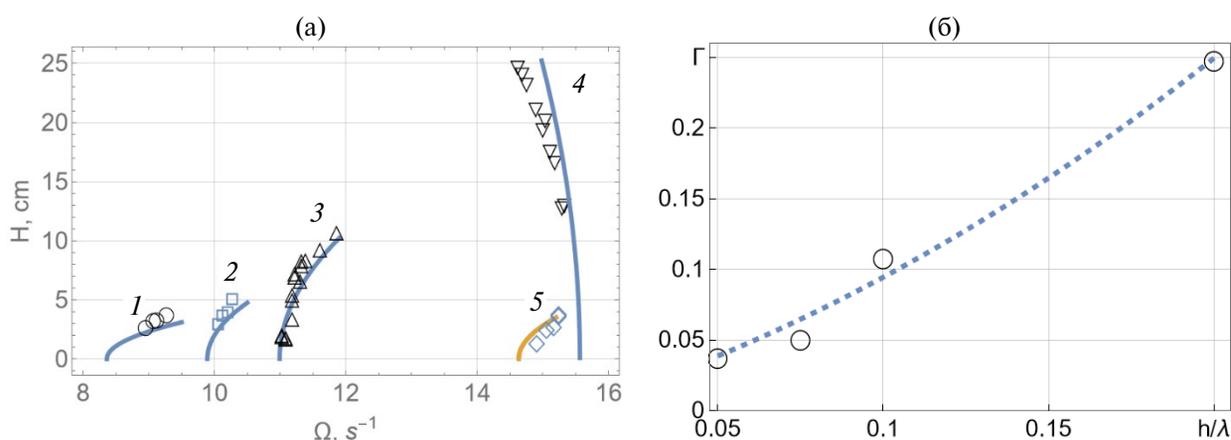
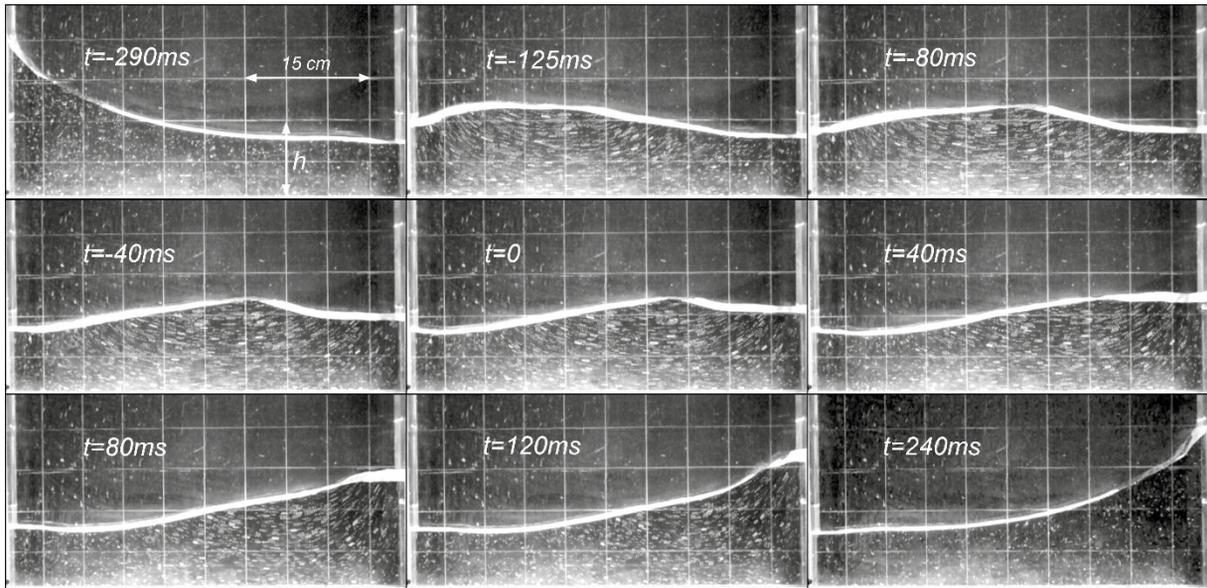


Рис. 2. а) Резонансные зависимости $H(\Omega)$ для первой 1–4 и второй 5 мод регулярных волн на поверхности воды различной глубины h : 1–4 — $n = 1$, $h = 5, 7.5, 10, 20$ см; 5 — $n = 2$, $h = 5$ см; сплошные кривые — рассчитанная зависимость $H(\Omega)$ для гравитационных волн Фарадея [15, 17]; б) зависимость крутизны волны предельной высоты от безразмерной глубины жидкости ($n = 1$).

Увеличение глубины жидкости приводит к росту предельной крутизны $\Gamma = H / \lambda$ регулярной гравитационной волны, как это показано на рис. 2б. Данные эксперимента для первой моды аппроксимируются квадратичной зависимостью $\Gamma = 3.906h^{*2} + 0.449h^* + 0.002$, $h^* = h / \lambda$.

Проведем анализ наблюдаемых в эксперименте профилей первой волновой моды при глубине воды $h = 10$ см, причем особое внимание уделим проявлению высшей гармоники. На рис. 3а представлена последовательность профилей в течение полупериода регулярной волны, причем отсчет времени ($t = 0$) производился с момента прохождения свободной поверхностью воды невозмущенного уровня на правой

(а)



(б)

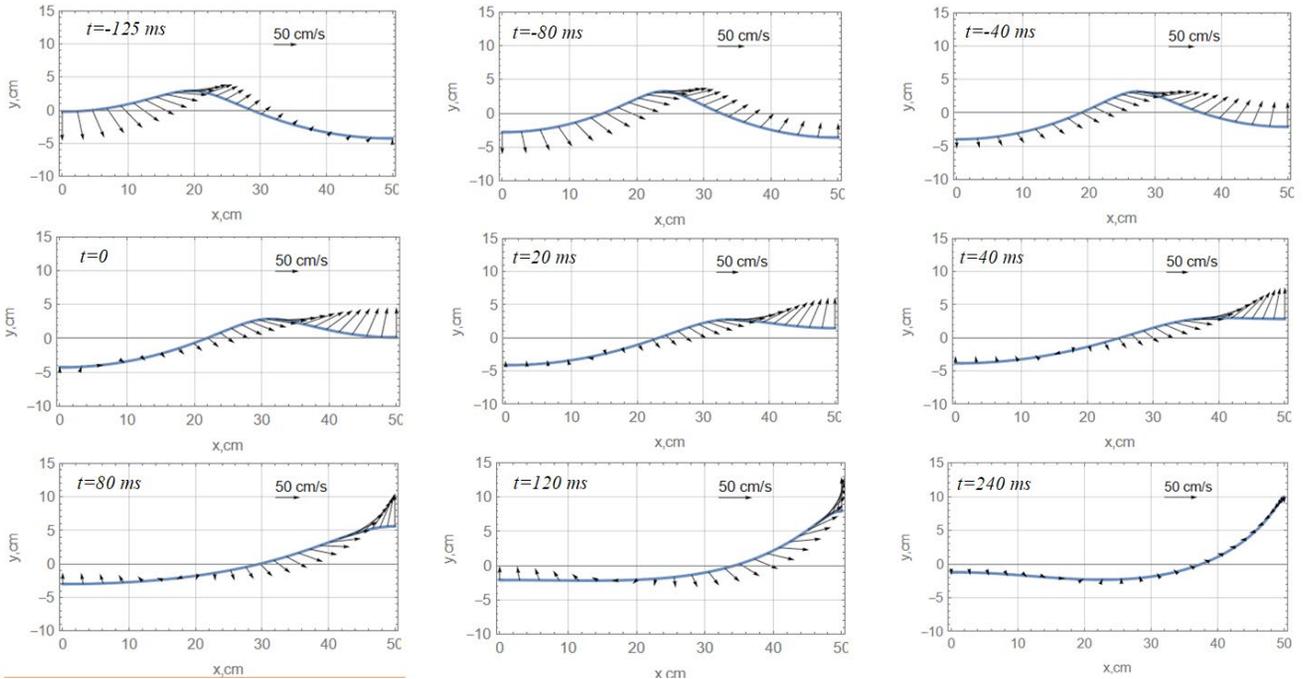


Рис. 3. Регулярная волна на свободной поверхности воды ($h = 10$ см; $T = 1.058$ с; $\Omega = 11.87$ с⁻¹; $H = 10.8$ см; $\omega = 5.938$ с⁻¹; $s = 0.7$ см): а) последовательность снимков свободной поверхности в течение полупериода волны (видеосъемка с частотой кадров 1000 к/с); б) профили и скорости частиц свободной поверхности, рассчитанные по (2.1).

стенке сосуда. Это соответствует переходу от ложбины к гребню волны, и именно такой отсчет времени используется ниже при анализе разрушающихся волн и формирования струи на стенке. Каждый снимок на рис. 3а получен в результате наложения 20 видеок кадров, что при частоте кадров 1000 к/с соответствует временному интервалу 20 мс. Данный способ представления видеоматериала позволяет получить треки частиц–трассеров.

При $t = -290, 240$ мс имеем профили максимального развития: на одной стенке — вершина гребня, на другой — подошва волны. Поскольку колебания жидкости происходят в замкнутом сосуде, то указанные профили определяют стоячую волну. На снимках, соответствующих $t = -125 - 0$ мс, прослеживается поверхностный горб, перемещающийся слева направо. Хотя само локальное возвышение перемещается, треки трассеров под вершиной горба не являются замкнутыми — рис. 4. Таким образом, наблюдаемый поверхностный горб — результат проявления нелинейных эффектов, характерных для рассматриваемой волны. Данный вывод можно интерпретировать, воспользовавшись результатами нелинейных моделей [17, 19].

Для описания профиля стоячих гравитационных волн и расчета скорости частиц жидкости на свободной поверхности используем переменные Лагранжа (a, b, t) ; во втором приближении [17, 19]

$$\begin{cases} x = a - H \frac{\operatorname{ch}k(h+b)}{2\operatorname{sh}kh} \sin ka \cos \psi + H^2 k \frac{\sin 2ka}{32\operatorname{sh}^2 kh} (1 + \cos 2\psi) - \\ - \frac{3}{64} H^2 k \frac{\operatorname{ch}2k(h+b)}{\operatorname{sh}^4 kh} \sin 2ka \cos 2\psi + \frac{1}{16} H^2 k \frac{\operatorname{ch}2k(h+b)}{\operatorname{sh}^2 kh} \sin 2ka, \\ y = b + \frac{H \operatorname{sh}k(h+b)}{2 \operatorname{sh}kh} \cos ka \cos \psi + H^2 k \frac{\operatorname{sh}2k(h+b)}{32\operatorname{sh}^2 kh} (1 + \cos 2\psi) + \\ + \frac{3}{64} H^2 k \frac{\operatorname{sh}2k(h+b)}{\operatorname{sh}^4 kh} \cos 2ka \cos 2\psi - \frac{1}{16} H^2 k \frac{\operatorname{sh}2k(h+b)}{\operatorname{sh}^2 kh} \cos 2ka, \end{cases} \quad (2.1)$$

где $\psi = \frac{\Omega t}{2} + \theta(t) \simeq \frac{\Omega t}{2}$, $\omega \simeq \frac{\Omega}{2}$, $\omega = \sqrt{gk \operatorname{th} kh}$, $n = 1$; $L = 50$ см; $k = n\pi / L = 0.062$ см⁻¹.

Для расчета поля скоростей продифференцируем (2.1) по времени t (производная вдоль траектории частицы) и получим горизонтальную и вертикальную составляющие скорости.

Результаты расчетов волнового профиля и скорости частиц жидкости приведены на рис. 3б при использовании параметров эксперимента a . Из сравнения а и б следует скорее качественное, чем количественное соответствие между экспериментом и моделью. Наблюдаемый в опытах и полученный в расчетах поверхностный горб связан с нелинейностью стоячей волны. Рассчитанное поле скоростей свидетельствует о фокусировке частиц жидкости в растущий гребень или поджатии профиля к правой стенке.

Приведенные на рис. 4 видеок кадры описывают растущий гребень на интервале $t = 0 - 240$ мс от момента прохождения поверхностью воды невозмущенного уровня на правой стенке сосуда до вершины волны и полностью соответствуют рис. 3а. Треки частиц–трассеров на кадрах (2–5) показывают, что происходит своеобразная фокусировка жидкости в растущий гребень. Отметим практически нулевую длину треков на кадре б, соответствующем максимальному развитию волны.

На кадрах 1 и 4 рис. 4 приведены векторы скорости частиц–трассеров, определенные по длине трека отдельной частицы за время экспозиции с последующей компьютерной обработкой с помощью пакетов ImageJ и Mathematica. По результатам обработки треков построено поле скоростей — рис. 4, кадры 1 и 4. Значения модуля скорости частиц на кадре 4 оценивается диапазоном 50–70 см/с. Отметим, что максимальная скорость частиц свободной поверхности на рис. 3б порядка 80 см/с.

2.2. Разрушающиеся волны

Процесс разрушения второй волновой моды на поверхности воды показан на рис. 5. Если механизм разрушения поверхностных волн Фарадея, состоящий в образовании свободного струйного всплеска в центре сосуда а, рассмотрен в [4], то формирование струйных выбросов на боковых стенках б не исследовалось. Для второй моды такой анализ затруднен из-за падения фрагментов жидкости от распавшейся струи на стадии а — см. первые два кадра б. Ниже приведены результаты экспериментов по разрушению первой моды стоячих волн Фарадея.

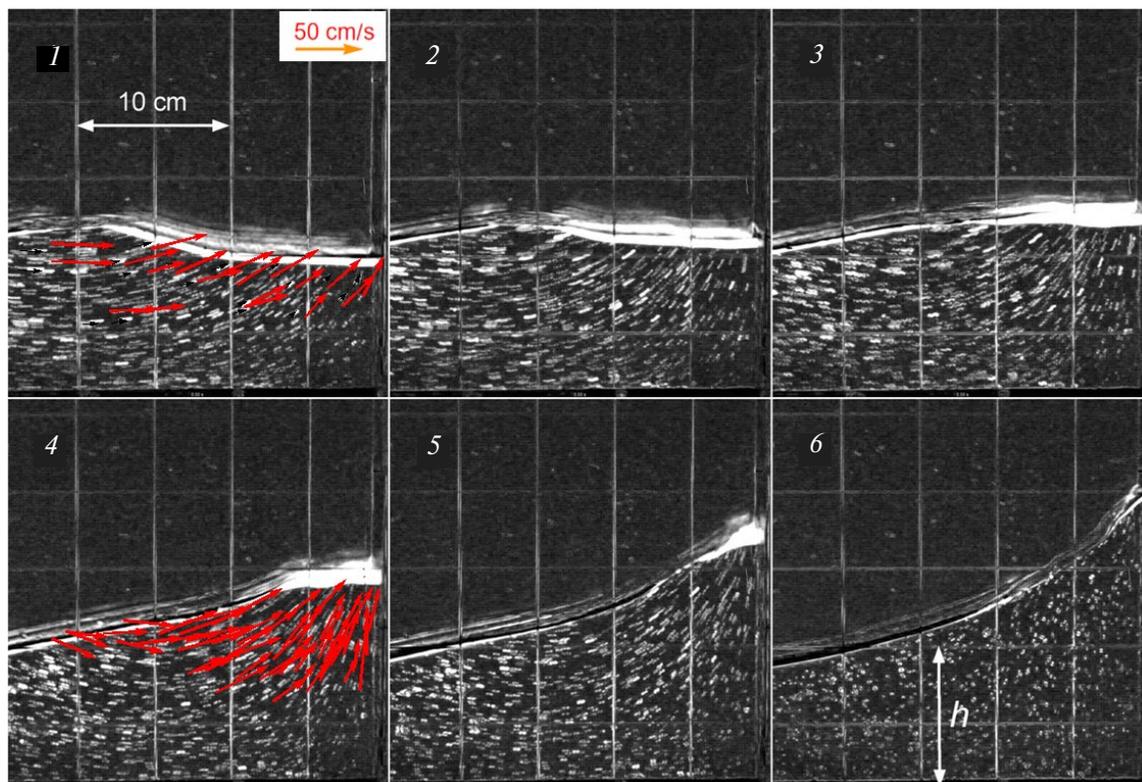


Рис. 4. Профили регулярной волны и траектории частиц-трассеров ($h = 10$ см; $T = 1.058$ с; $H = 10.8$ см; $\omega = 5.938$ с $^{-1}$; $s = 0.7$ см): 1–6 — $t = 0, 40, 80, 120, 160, 240$ мс; правая половина сосуда. На кадрах 1 и 4 показано поле скоростей частиц-трассеров.

(a)



(б)

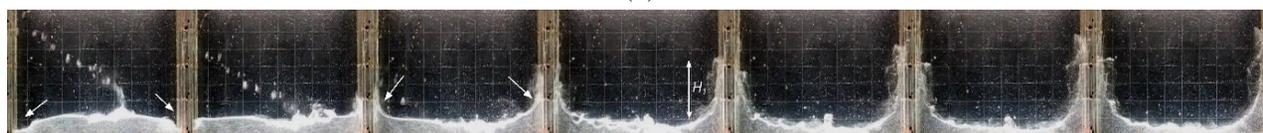


Рис. 5. Последовательность кадров (слева направо), отображающих процесс разрушения второй волновой моды: а) — схлопывание каверны в центре сосуда и формирование струйного всплеска на стадии формирования гребня; б) — две каверны и формирование двух плоских струй (стрелки) на боковых стенках сосуда на стадии формирования впадины волны; $n = 2$; $h = 5$ см; $s = 1.9$ см; $\Omega = 15.70$ с $^{-1}$; шаг по времени 0.04 с; видеосъемка, 120 к/с; H_j — высота всплеска.

Регулярная первая мода на поверхности воды глубиной $h = 10$ см наблюдалась при частоте колебаний сосуда $\Omega = 11.87$ с $^{-1}$ — рис. 3а. Если, двигаясь вдоль резонансной кривой 3 на рис. 2а, увеличить частоту колебаний сосуда до значения $\Omega = 12.24$ с $^{-1}$, то наблюдается разрушающаяся на боковых стенках волна.

На рис. 6 представлена последовательность снимков свободной поверхности в течение полупериода волны (частота кадров 1000 к/с). Каждый снимок получен путем наложения 50 видеок кадров, но на снимке показан только каждый десятый волновой профиль. Таким образом, например, при $t = (-200, -150)$ мс на снимке видны шесть волновых профилей, а треки формируются 6 точками.

Из анализа представленного на рис. 6 материала следует, что перемещающийся к правой стенке поверхностный горб имеет более крутой передний фронт. На снимке $t = (-70, -20)$ мс при подходе горба

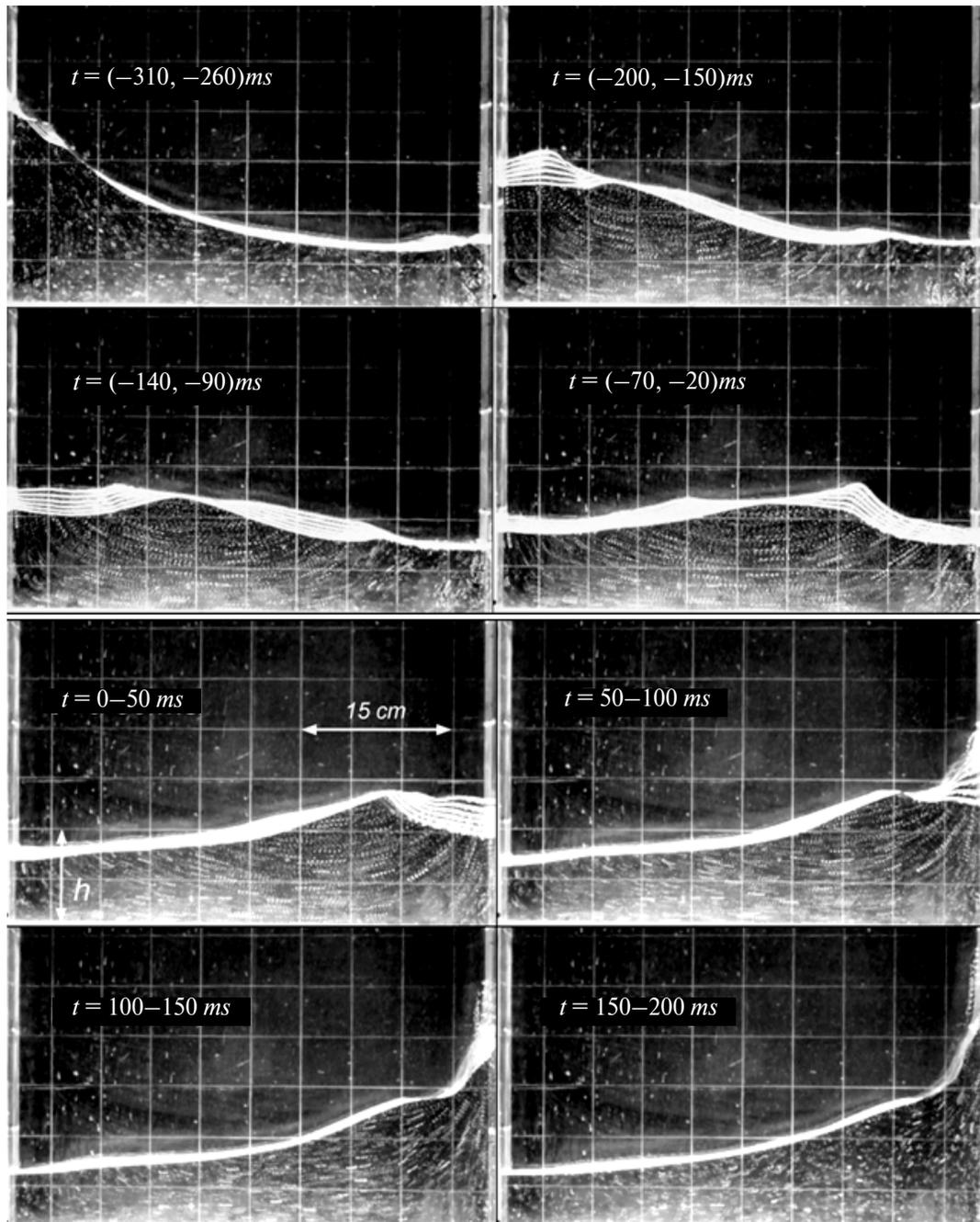


Рис. 6. Разрушающаяся первая волновая мода на свободной поверхности воды ($h = 10$ см; $T = 1.026$ с; $\Omega = 12.24$ с $^{-1}$; $\omega = 6.12$ с $^{-1}$; $s = 0.7$ см).

к стенке между его передним фронтом и ложбиной волны просматривается каверна по форме близкая к сектору круга с прямым центральным углом радиусом около 10 см. В отличие от второй моды на рис. 5а эта каверна не схлопывается, а сливается с уменьшающейся ложбиной и растущим горбом: $t = 0-50$ и $50-100$ мс. На этих же снимках траектории частиц-трассеров подтверждают фокусировку течения на боковую стенку сосуда с последующим образованием струи при $t = 100-150$ мс.

В более крупном масштабе процесс формирования струйного течения на стенке показан на рис. 7. Каждый снимок на рисунке получен при наложении 20 последовательных видеок кадров, что соответствует 20 мс при частоте кадров 1000 к/с. По представленным фотографиям можно проследить фокусировку течения 1, 2, зарождение струи 3 и струйное течение вдоль вертикальной стенки 4, 5. На снимке 6 имеем струю максимального подъема при неподвижных трассерных частицах.

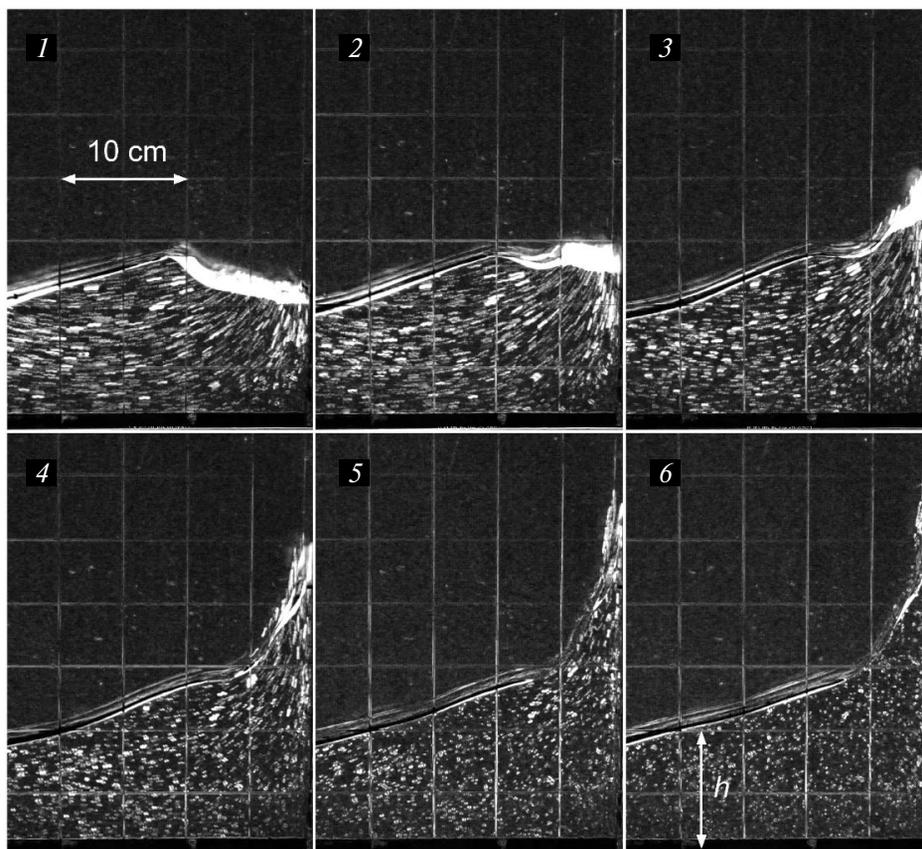


Рис. 7. Детализация процесса формирования плоской струи на боковой стенке: 1–6 – $t = 0, 40, 80, 120, 160, 200$ мс; наложение 20 видеокадров (20 мс). Экспериментальные параметры такие же, как в подписи к рис. 6.

На рис. 8 показан процесс формирования плоской струи на боковой стенке при видеосъемке под углом. Приведенные снимки свидетельствуют о двумерном волновом движении жидкости при ширине сосуда $W = 4$ см. Если на кадре 3 прослеживаются признаки зарождения струи, то на (4–6) это сформировавшаяся движущаяся вертикально вверх плоская струя. Отметим устойчивость края или ребра струи на всех снимках; кадр 6 соответствует максимальному подъему струйного всплеска.

Проведем сравнительный анализ временных зависимостей высоты $H_1(t)$ подъема плоской струи в случае разрушающейся волны и высоты растущего гребня регулярной волны; величина H_1 отсчитывается от горизонтального невозмущенного уровня воды.

На рис. 9а представлены зависимости $H_1(t)$ для регулярной 1 и разрушающейся 2 первой волновой моды на свободной поверхности воды глубины $h = 10$ см, см. рис. 3 и 6. Если в случае регулярной волны максимальное значение $H_1 \sim 10$ см, то для струйного всплеска $H_1 \sim 18$ см. Для данных 1 и 2 аппроксимирующие функции имеют вид $H_1 = 7.4 \cos(5.9 t) - 8.5 \cos(10.1 t) + 1.1$ и $H_1 = 26.7 \cos(5.9 t) - 19.7 \cos(11.7 t) - 5.8$, соответственно. На рис. 9а они показаны пунктирными кривыми. При известных $H_1(t)$ оценки максимальной вертикальной скорости составляют: для регулярных волн 1 порядка 40 см/с, а для разрушающихся 2 – 80 см/с. Кинематику растущего гребня можно также описать на основании формулы (2.1) – кривая (3), которая неплохо соответствует данным опыта.

Если ввести безразмерное время $t^* = \Omega t / 2$ и безразмерную высоту подъема плоской струи $H_1^* = H_1 / H_{\text{lim}}$ (H_{lim} – предельная высота регулярной волны, см. рис. 2 (а)), то данные по подъему плоской струи в случае разрушающейся волны на свободной поверхности воды различной глубины h и различных частот Ω колебаний сосуда можно сгруппировать и описать безразмерной аппроксимирующей функцией. Отметим, что высота подъема плоской струи в 2.5 раза превышает предельную высоту регулярной волны. На рис. 9б приведены данные эксперимента в форме $H_1^*(t^*)$ и аппроксимирующая их функция $H_1^* = 0.43 \sin(t^*) + 1.92 \cos(t^*) - 1.96 \cos(2 t^*) + 0.08$.

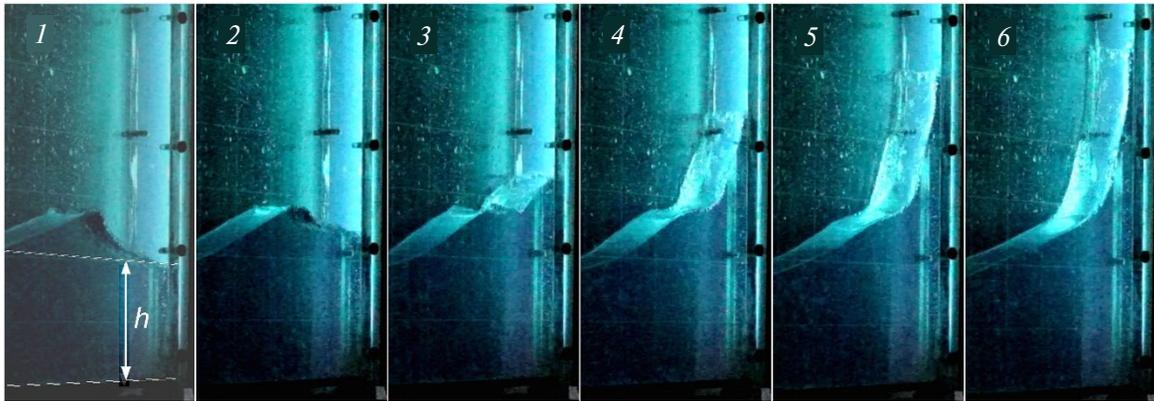


Рис. 8. Разрушение первой моды на боковой стенке при видеосъемке под углом: 1–6 — $t = 0, 40, 80, 120, 160, 200$ мс. Экспериментальные параметры такие же, как в подписи к рис. 6.

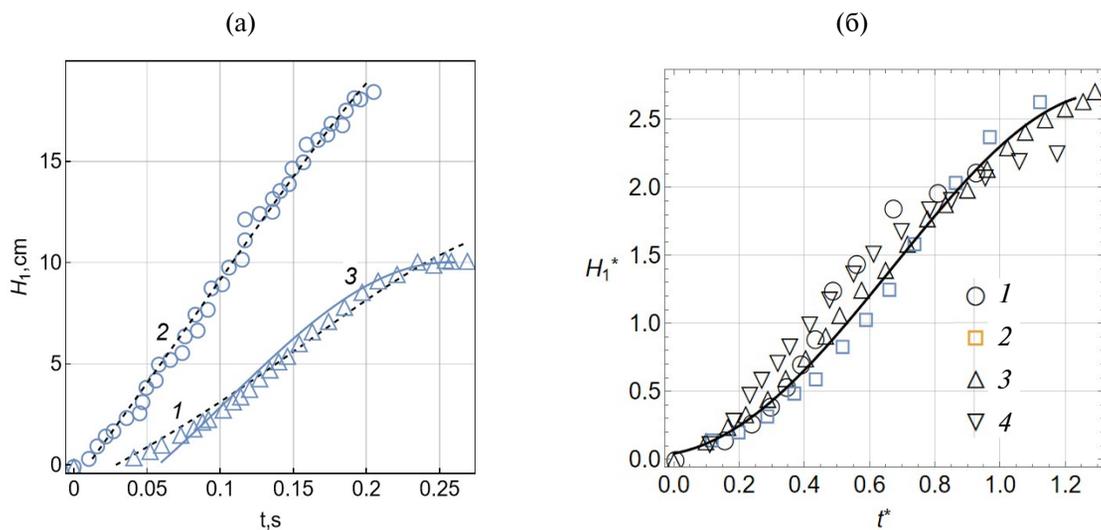


Рис. 9. а) Временная зависимость высоты струйного всплеска на боковой стенке для первой волновой моды: 1, 2 — $T = 1.058, 1.026$ с (период волны); 3 — расчет по (2.1); $h = 10$ см; $s = 0.7$ см; $\omega = 5.938$ с $^{-1}$ (по результатам видеосъемки со скоростью 1000 к/с); б) Временная зависимость высоты струйного всплеска в безразмерной форме $H_1^*(t^*)$: 1–4 — $(h, s, \Omega / 2, H_{lim}) = (5, 1.9, 4.88, 4), (7.5, 1.9, 5.51, 5.5), (10, 1.9, 5.72, 7), (10, 0.7, 6.12, 7)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены новые экспериментальные результаты исследования первой волновой моды Фарадея на поверхности жидкости малой глубины в прямоугольном сосуде.

Для регулярных волн сняты резонансные зависимости и проведен анализ волновых профилей. Показано, что предельная высота регулярной волны возрастает с увеличением глубины жидкости. Анализ волновых профилей первой моды гравитационных волн показал, что наличие поверхностного горба связано с нелинейностью волновых колебаний жидкости. Проведено сравнение с теоретической моделью нелинейных гравитационных волн. Фарадея.

Экспериментально исследован механизм разрушения первой волновой моды, состоящий в формировании плоского струйного выброса на боковой стенке сосуда в результате фокусировки течений жидкости в растущем гребне и поверхностном горбе. Показано, что высота подъема плоской пристеночной струи в 2.5 раз превосходит предельную высоту регулярной волны.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-19-00451. Эксперименты проводились на стенде ДСО (уникальная научная установка Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hogrefe J.E., Peffley N.L., Goodridge C.L., Shi W.T., Hentschel H.G.E., Lathrop D.P. Power law singularities in gravity capillary waves // *Physica D*. 1998. V. 123. № 1. P.183–205. doi: 10.1016/S0167-2789(98)00120-1
2. Zeff B.W., Kleber B, Fineberg J., Lathrop D.P. Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface // *Nature*. 2000. V. 403. № 6768. P. 401–404. doi: 10.1038/35000151
3. Jiang L., Perlin M., Schultz W.W. Period tripling and energy dissipation of breaking standing waves // *J. Fluid Mech.* 1998. V. 369. P. 273–299. doi: 10.1017/S0022112098001785
4. Калиниченко В.А. О разрушении волн Фарадея и формировании струйного всплеска // *Изв. РАН. МЖГ*. 2009. № 4. С. 112–122.
5. Шулейкин В.В. Физика моря. М.: Изд-во АН СССР, 1953. 990 с.
6. Chan E.S., Melville W.K. Deep water plunging wave pressures on a vertical plane wall // *Proc. R. Soc. London. Ser. A*. 1988. V. 417. № 1852. P. 95–131. doi: 10.1098/rspa.1988.0053
7. Лаппо Д.Д., Стрекалов С.С., Завьялов В.К. Нагрузки и воздействия ветровых волн на гидротехнические сооружения. Теория. Инженерные методы. Расчеты. Л. : ВНИИГ им. Б.Е. Веденеева, 1990. 433 с.
8. Ibrahim R.A. Assessment of breaking waves and liquid sloshing impact // *Nonlinear Dyn.* 2020. V. 100. P. 1837–1925. doi: 10.1007/s11071-020-05605-7
9. Cooker M.J., Peregrine D.H. Violent motion as near breaking waves meet a vertical wall // *Breaking Waves*. IUTAM. Berlin: Springer, 1992. P. 291–297. doi:10.1007/978-3-642-84847-6_32
10. Hull P., Müller G. An investigation of breaker heights shapes and pressures // *Ocean Eng.* 2002. V. 29(1). P. 59–79. doi:10.1016/s0029-8018(00)00075-5
11. Bredmose H., Hunt-Raby A., Jayaratne R., Bullock G.N. The ideal flip-through impact: experimental and numerical investigation // *J Eng Math*. 2010. V. 67. P. 115–136. doi: 10.1007/s10665-009-9354-3
12. Watanabe Y., Ingram D.M. Transverse instabilities of ascending planar jets formed by wave impacts on vertical walls // *Proc. R. Soc.* 2015. V. A471: 20150397. doi: 10.1098/rspa.2015.039
13. Lugni C., Brocchini M., Faltinsen O.M. Wave impact loads: the role of the flip-through // *Phys. Fluids*. 2006. V. 18. P. 122101. doi:10.1063/1.2399077
14. Korkmaz F.C., Güzel B. Insights from sloshing experiments in a rectangular hydrophobic tank // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2023. Vol. 146. P. 110920. doi: 10.1016/j.expthermflusc.2023.110920
15. Калиниченко В.А., Нестеров С.В., Секерж-Зенькович С.Я., Чайковский А.А. Экспериментальное исследование поверхностных волн при резонансе Фарадея // *Изв. РАН. МЖГ*. 1995. № 1. С. 122–129.
16. Калиниченко В.А. Частоты и профили стоячих изгибно-гравитационных волн // *Изв. РАН. МЖГ*. 2023. № 5. С. 103–109. doi: 10.31857/S1024708423600306
17. Нестеров С.В. Параметрическое возбуждение волн на поверхности тяжелой жидкости // *Морские гидрофиз. исследования*. 1969. № 3(45). С. 87–97.
18. Sekerj-Zenkovitch S.Ya., Bordakov G.A., Kalinichenko V.A., Shingareva I.K. Faraday Resonance in water waves at nearly critical depths // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 1998. V.18. No. 2. P. 123–133. doi: 10.1016/S0894-1777(98)10020-1
19. Секерж-Зенькович Я.И. К теории стоячих волн конечной амплитуды на поверхности тяжелой жидкости // *Докл. АН СССР*. 1947. Т. 8. № 4. С. 551–553.

KINEMATICS OF THE FIRST WAVE FARADAY MODE ON THE SIDE WALL OF A RECTANGULAR VESSEL

V. A. Kalinichenko^{a,*}

^a *Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

*e-mail:kalin@ipmnet.ru

New results of experiments on studying the first Faraday wave mode on the surface of a shallow liquid in a rectangular vessel are given. For regular waves, resonance dependences were measured and the wave profiles were analyzed. It is shown that the presence of a moving local surface elevation in the form of a hump is associated with the nonlinearity of wave oscillations of liquid. A comparison is made with a theoretical model of nonlinear gravity waves. The mechanism of breaking the first Faraday wave mode consisting in the formation of a plane jet ejection on the side wall of the vessel as a result of focusing fluid flows in the growing crest and surface hump has been studied.

Keywords: Faraday wave, Lagrange variables, regular wave, breaking of standing wave, plane jet.

УДК 532.526

СТРУКТУРА ЗАКРУЧЕННОГО ТЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ РАЗВЕТВЛЕНИЯ КАНАЛОВ ПРИ УМЕРЕННЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

© 2024 г. В. М. Молочников^{a,b,*}, И. В. Никифоров^{a,**}, Н. Д. Пашкова^{a,***}

^a Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр РАН», Казань, Россия

^b Казанский национальный исследовательский технический университет
им А.Н. Туполева, Казань, Россия

*e-mail: vmolochnikov@mail.ru

**e-mail: ilya.nkfrv1@gmail.com

***e-mail: pashkova-2000@mail.ru

Поступила в редакцию 16.04.2024 г.

После доработки 10.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований стационарного закрученного течения в области разветвления каналов, имитирующей проксимальный анастомоз конец-в-бок бедренной артерии человека. Эксперименты выполнялись при числе Рейнольдса, равном 1460, что соответствует интервалу физиологических значений при оценке по максимальному расходу крови в артерии за период сердечных сокращений. Поддерживалось равное соотношение расходов по обоим ответвлениям. Степень закрутки потока на входе в область разветвления составляла 0.125. Выполнялась визуализация течения и измерения мгновенных векторных полей скорости потока каждого ответвления с использованием техники SIV. Выявлены основные закономерности влияния закрутки на вихревую структуру течения в основной артерии ниже области разветвления и в шунте. Рассматривается возможность использования закрутки потока для создания более благоприятных гемодинамических условий в области анастомоза. Особое внимание уделяется появлению признаков локальной турбулизации потока при наличии и отсутствии закрутки.

Ключевые слова: разветвляющиеся каналы, проксимальный анастомоз, закрутка потока, стационарное течение, область отрыва потока, профили скорости, осциллограмма, признаки ламинарно-турбулентного перехода.

DOI: 10.31857/S1024708424050034 EDN: NRBDDB

Разветвляющиеся каналы часто встречаются в различных технических устройствах: системах транспортировки горючего и охлаждающей жидкости, элементах химических технологий и т.д. Часто область разветвления представляет собой гладкий прямой канал с ответвлением, установленным к нему под некоторым углом. При этом в каналах ниже разветвления, как правило, формируются отрывные течения, интенсивность которых зависит как от угла между ответвлением и подводящим каналом, так и от доли расхода, протекающего через каждое ответвление. Отрыв потока приводит к повышению гидродинамического сопротивления таких каналов и другим неблагоприятным последствиям.

Отдельной и чрезвычайно важной разновидностью разветвляющихся каналов являются элементы сердечно-сосудистой системы человека и, в частности, область соединения шунта, обходящего пораженный участок артерии, с артерией-хозяином (проксимальный и дистальный анастомоз). Режим течения крови в таких сосудах, как правило, ламинарный. Отрыв потока может инициировать более ранний (по числу Рейнольдса) переход к турбулентности [1] в артерии или шунте в области анастомоза. Кроме того, для отрывной области характерно наличие зон низкого напряжения сдвига, его значительных временных и пространственных градиентов. Как показали многочисленные исследования, эти факторы часто приводят к интенсивному росту внутреннего слоя стенки артерии и шунта (гиперплазия интимы), сужению про-

света сосудов вплоть до их полной закупорки (окклюзии) и необходимости повторного хирургического вмешательства [2–5]. Согласно опубликованным данным [6–8], примерно 10–15% случаев использования сосудистых трансплантатов заканчиваются окклюзией в течение первого года после операции, а около половины сохраняет свою работоспособность в течение 5–10 лет [9].

Известно, что закрутка потока может способствовать уменьшению пространственных масштабов отрывных областей. Однако эти выводы подтверждены, главным образом, для классического случая отрыва — турбулентного [10–12] или ламинарного [13, 14] закрученного течения в осесимметричном канале с внезапным расширением. Причем в случае ламинарного течения подобные исследования проводились лишь в области достаточно низких чисел Рейнольдса ($Re < 800$) [15, 16]. Привлекательным выглядит использование закрутки потока для создания более благоприятных гемодинамических условий в области анастомоза, однако публикации результатов подобных исследований носят единичный характер. Так, в работах Н. На с соавторами [17], впервые в экспериментах с использованием модели кровеносного сосуда «*in vitro*» (а не в живом сосуде «*in vivo*») предпринята попытка использовать закрутку потока в шунте для уменьшения размеров отрывной области в артерии-хозяине дистального анастомоза «конец-в-бок» под углом 45° . Выявлен целый ряд последствий положительного влияния закрутки на формирование вихревых структур и вторичных течений в области отрыва потока и на распределение сдвиговых напряжений на стенках сосудов в области анастомоза. Исследования в [17] проведены для стационарного режима течения. Позже эти же авторы выполнили подобные исследования для пульсирующего закрученного течения [18]. Они показали, что закрутка приводит к выравниванию асимметричного распределения напряжения сдвига на стенке сосуда, уменьшает протяженность отрывных областей, снижает амплитуду колебаний параметров потока и разрушает вторичные течения (подобие вихрей Дина), которые в незакрученном потоке локализируются в пределах рециркуляционных областей. В цитируемых работах [17, 18] закрутка потока в модели дистального анастомоза выполнялась при помощи четырехходовых шнековых завихрителей. Рядом авторов для обеспечения закрутки потока предложены различные варианты спиральных сосудистых трансплантатов. Уменьшение области рециркуляции в стенозированном сосуде за счет закрутки потока при помощи спиральных трубок различной конфигурации в стационарном и пульсирующем потоке экспериментально установлено в [19]. Благоприятное воздействие закрутки потока на структуру течения в области дистального анастомоза при использовании спиральной конфигурации модели шунта выявлено на основе визуальных исследований в [20, 21].

Несмотря на обнадеживающие результаты, можно констатировать, что исследования влияния закрутки потока на гемодинамику в области анастомоза находятся в начальной стадии. Между тем, установленным считается факт естественной физиологической закрутки потока крови в крупных артериальных сосудах [22]. Этот факт был впервые обнаружен в первой половине прошлого века и позднее многократно подтвержден с использованием современной диагностической техники [23–25]. Однако в многочисленных экспериментальных и расчетных исследованиях гемодинамики сосудистых трансплантатов естественная физиологическая закрутка потока не моделируется и не принимается во внимание.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния закрутки потока на структуру течения в области разветвления каналов, имитирующей проксимальный анастомоз бедренной артерии человека. На данном этапе рассматривается стационарный режим течения. Особое внимание уделяется последствиям воздействия закрутки на течение в областях отрыва потока, формируемых в основной артерии и шунте, а также на появление признаков локальной турбулизации потока.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальные исследования проводились в специализированной установке, схема и подробное описание которой представлены в [26]. Здесь ограничимся лишь кратким описанием принципа ее работы. Расход рабочей жидкости в тракте установки обеспечивается за счет гидростатического напора, создаваемого напорным баком, в котором уровень жидкости поддерживается постоянным. Величина расхода регулируется путем включения в работу необходимой номенклатуры сопел в дозаторе, который установлен в магистрали между напорным баком и рабочим участком. После прохождения через рабочий участок жидкость поступает в бак-хранилище, откуда при помощи насоса возвращается в напорный бак.

Рабочий участок установки выполнен в форме разветвляющегося канала, имитирующего проксимальный анастомоз бедренной артерии «конец-в-бок» (рис. 1). Все элементы рабочего участка изготовлены из прозрачных трубок с внутренним диаметром $d = 17.4$ мм. Материал трубок — поликарбонат. Боковое ответвление (шунт) располагается под углом 60° к основному каналу (артерии) [27].

В настоящих экспериментах на расстоянии $5d$ вверх по потоку от области разветвления устанавливался лопаточный завихритель (рис. 2). Во входном сечении завихрителя угол установки (угол атаки) лопаток составлял 0 градусов с осью канала, в выходном — 23° . Такая конструкция завихрителя должна была обеспечить значение степени закрутки потока $Y = 0.12 - 0.17$ перед разветвлением. В качестве степени закрутки Y используется наиболее часто применяемая величина, представляющая собой отношение осевого потока момента количества движения к осевому потоку осевого количества движения закрученного потока

$$Y = \frac{\int_0^R \rho U_\theta U_x r^2 dr}{R \int_0^R \rho U_x^2 r dr} \quad (1)$$

Здесь: U_θ и U_x — локальная окружная и осевая скорость, соответственно; r — текущий радиус; ρ — плотность рабочей жидкости; R — радиус канала.

Перед завихрителем располагался прямолинейный участок трубы с внутренним диаметром $d = 17.4$ мм. Его длина $L = 900$ мм ($L/d = 53$) выбиралась из условия ее достаточности для достижения (при числе Рейнольдса, реализуемом в эксперименте) развитого ламинарного течения перед входом в рабочий участок с профилем скорости, соответствующим решению Пуазейля.

Установка была снабжена системой измерений мгновенных двумерных векторных полей скорости потока SIV (Smoke Image Velocimetry) [28, 29]. Метод SIV является аналогом классического метода PIV, однако, в отличие от последнего, использует многократно более высокую концентрацию трассеров, в качестве которых в настоящем исследовании использовались полиамидные частицы диаметром 5 мкм. Благодаря этой особенности метода при обработке покадрового изображения рассматривается не перемещение отдельных частиц (трассеров), как принято в классической технике PIV, а фрагментов с наиболее похожим друг на друга распределением яркости. Кроме того, метод использует алгоритмы, устойчивые к большим относительным смещениям фрагментов изображений. По этой причине он обеспечивает более высокое, по сравнению с PIV, пространственное разрешение и способствует снижению шумов измерений.

Измерительная область рабочего участка размещалась в прозрачном боксе. Бокс был заполнен глицерином, коэффициент преломления которого практически такой же, как у поликарбоната. Стенки бокса в области измерений, через которые формируется лазерный нож и проводится съемка картины течения, были выполнены из стекла. Такая конструкция обеспечивает возможность измерения мгновенных векторных полей скорости потока в плоскости лазерного ножа с использованием полевых оптических методов без заметных искажений.

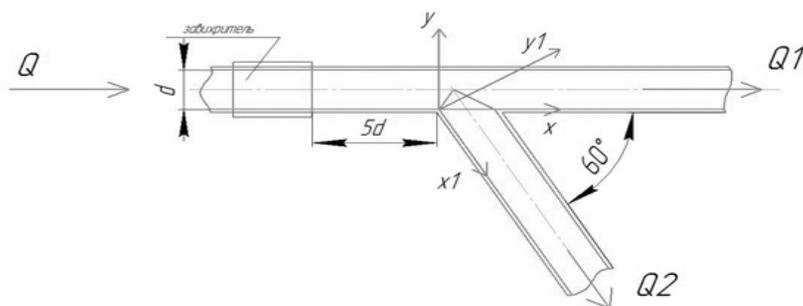


Рис. 1. Схема рабочего участка установки и система координат.



Рис. 2. Внешний вид лопаточного завихрителя.

В качестве рабочей жидкости использовался водный раствор глицерина с массовым содержанием последнего 56.3% (кинематическая вязкость $\nu = 7.85 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ при температуре 24.3°C). Температура рабочей жидкости при проведении серии опытов изменялась не более, чем на 0.5° и контролировалась при помощи аттестованного датчика температуры. Вязкость рабочей жидкости подтверждалось прямыми измерениями при помощи вискозиметра с пределом погрешности 0.35%.

Эксперименты включали визуализацию потока, которая позволяла получить качественную картину течения и проследить ее динамику, а также измерения мгновенных векторных полей скорости как в случае закрутки потока перед разветвлением, так и при ее

отсутствии. Измерения выполнялись в подводящем канале ниже по потоку от завихрителя, в обоих ответвлениях в геометрической плоскости симметрии разветвления и в параллельных ей плоскостях. Исследования проводились на стационарном режиме течения при числе Рейнольдса $Re = 1460$, рассчитанном по внутреннему диаметру рабочего участка d и среднерасходной скорости потока $\langle U \rangle$ в подводящем канале. Выбранное для экспериментов значение числа Рейнольдса соответствовало интервалу физиологических значений при оценке по максимальному расходу крови в бедренной артерии человека за период сердечных сокращений. Соотношение расходов по ответвлениям в экспериментах составляло $Q_1/Q = Q_2/Q = 0.5$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Структура течения в подводящем канале

По результатам SIV-измерений проанализирована эволюция структуры течения на участке гладкого канала (подводящем участке артерии) между завихрителем и областью разветвления (анастомозом). Здесь при представлении результатов, в отличие от рис. 1, начало координат располагалось в выходном сечении завихрителя. Установлено, что степень закрутки потока вблизи завихрителя составляет $Y = 0.16$, а зависимость $Y(x/d)$ имеет немонотонный характер, который можно объяснить отсутствием осевой симметрии поля течения вблизи завихрителя из-за влияния следа за его лопатками, характерным для лопаточных завихрителей [30]. При $x/d > 2.5$ степень закрутки плавно снижается с замедлением темпа снижения при приближении к области разветвления, и достигает величины $Y \approx 0.125$ непосредственно перед разветвлением (рис. 3), что находится в пределах естественных физиологических значений.

Профили продольной компоненты скорости потока U_x вблизи завихрителя имеют характерную M-образную форму (рис. 4а), однако в непосредственной близости от завихрителя область возвратных течений отсутствует. Далее вниз по потоку профили $U_x(y)$ в значительной степени выравниваются. Сопоставление профилей скорости в двух взаимно перпендикулярных плоскостях xu и xz свидетельствует, что за исключением сечения, расположенного непосредственно за завихрителем, они хорошо согласуются между собой. Интенсивность пульсаций скорости на оси канала составляет порядка 8–9%, а вблизи стенки — от 20

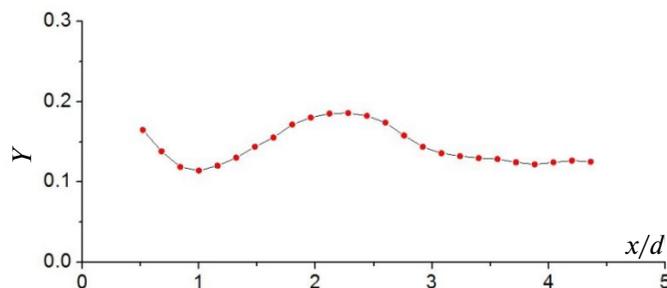


Рис. 3. Изменение степени закрутки с увеличением расстояния от завихрителя.

до 40% от среднерасходной скорости потока (рис. 4б) в зависимости от расстояния от завихрителя. В зоне стабилизации степени закрутки потока Y вблизи разветвления ($x/d > 3.5$) окружная компонента скорости при $r/R > 0.15$ слабо изменяется по радиусу канала (рис. 5).

Скорость потока в сечении перед разветвлением демонстрирует колебания с частотой порядка 1 Гц и амплитудой около $0.4 \langle U \rangle$. Эти колебания могут быть следствием прецессии ядра вихря, формируемого в прямолинейном канале между завихрителем и областью разветвления. Возникновение прецессии может быть вызвано наличием зоны существенного торможения потока в центре канала вблизи завихрителя или небольшой асимметрией расположения завихрителя относительно оси канала.

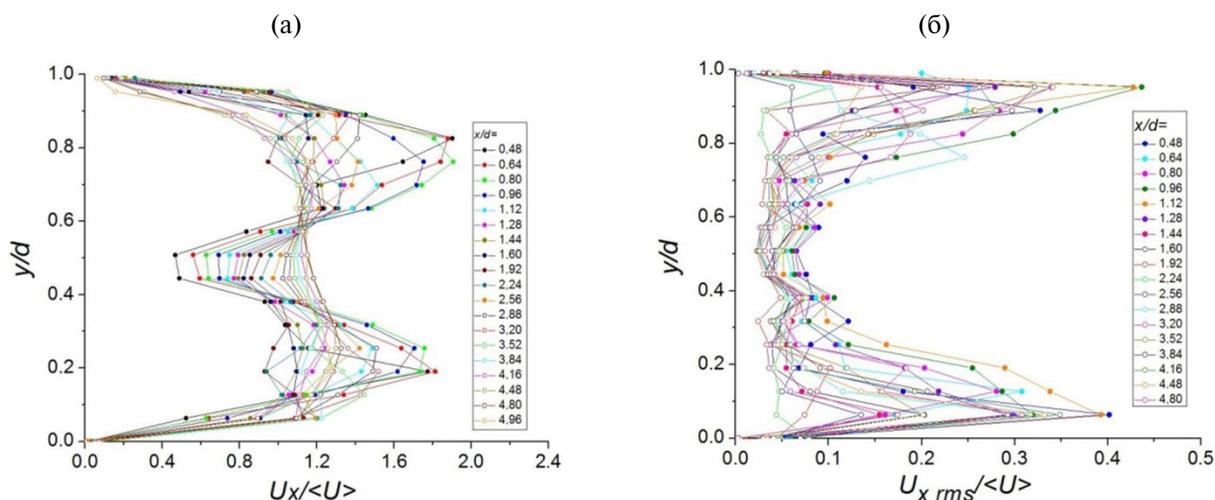


Рис. 4. Профили продольной компоненты скорости потока (а) и ее среднеквадратичных пульсаций (б) в гладком канале вниз по течению от завихрителя.

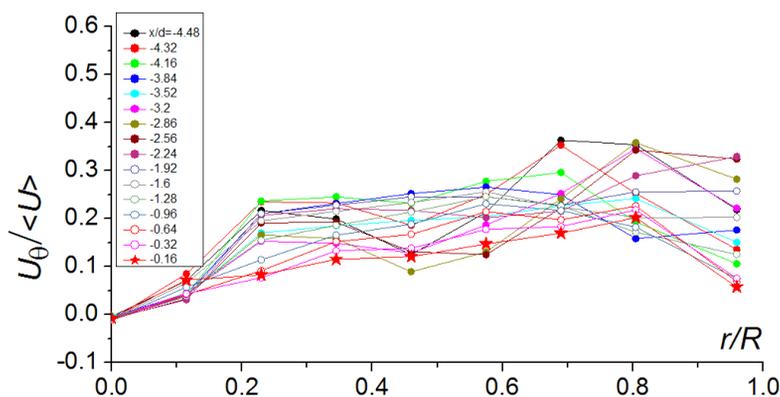


Рис. 5. Профили окружной компоненты скорости потока в канале вниз по течению от завихрителя.

2.2. Влияние закрутки потока на структуру течения в области разветвления каналов

Визуализация течения показала, что при отсутствии закрутки потока в обоих ответвлениях формируются стационарные отрывные области: в ответвлении Q1 (артерия) — вблизи верхней образующей, а в ответвлении Q2 (шунт) — вблизи образующей, прилегающей к тупому углу ответвления (рис. 6а). В слое смешения на границе этих областей видны крупномасштабные вихревые структуры, которые периодически сносятся вниз по потоку. Подобное явление наблюдалось авторами и при обтекании поперечного полуцилиндрического выступа, расположенного на стенке прямоугольного канала при умеренных числах Рейнольдса [31]. Оно связано, по-видимому, с конвективной неустойчивостью слоя смешения на границе рециркуляционной области. Визуализация течения в плоскости симметрии разветвления показала, что закрутка потока приводит к ликвидации области возвратного течения в ответвлении Q1. Однако на этом

режиме вблизи оси симметрии ответвления при $x/d \approx 1.0$ появляется область сильно заторможенного течения протяженностью приблизительно 1.5–2.5 диаметра канала, хорошо видная на картине визуализации (рис. 6б). По координате y в плоскости симметрии ответвления размер этой области составляет приблизительно $0.3 d$. В следе за областью торможения видны низкочастотные колебания потока.

Данные визуализации показали, что, в отличие от ответвления Q1, закрутка потока не вносит радикальных изменений в структуру течения в ответвлении Q2, а приводит лишь к некоторому изменению пространственного масштаба области отрыва потока вблизи образующей, примыкающей к тупому углу ответвления (рис. 6).

Результаты SIV измерений подтвердили выводы, сделанные на основе визуальных наблюдений. В результате анализа профилей скорости в ответвлении Q1 (рис. 7а) установлено, что область возвратного течения (область отрыва потока) вблизи верхней образующей ответвления под действием закрутки полностью исчезает (рис. 7а). Появление зоны торможения, обнаруженное в результате визуализации течения, подтверждается наличием области значительного дефекта скорости на профилях ее продольной компоненты (рис. 7б). О пространственной форме этой области можно судить по зависимостям $U_x(x/d)$ при различных значениях z/R (рис. 8). Эти зависимости построены в параллельной xz плоскости, смещенной от нее на расстояние $0.11 d$, т.е. проходящей через точку минимума профиля скорости при $x/d = 1.07$ (см. рис. 7б). Видно, что, несмотря на отсутствие возвратного течения в плоскости симметрии разветвления (плоскости xu), в верхней части ответвления Q1 (при $z/R > 0.34$) вблизи боковой стенки формируется рециркуляционная область, протяженность которой по координате x/d составляет до $1.0 d$ при приближении к стенке канала.

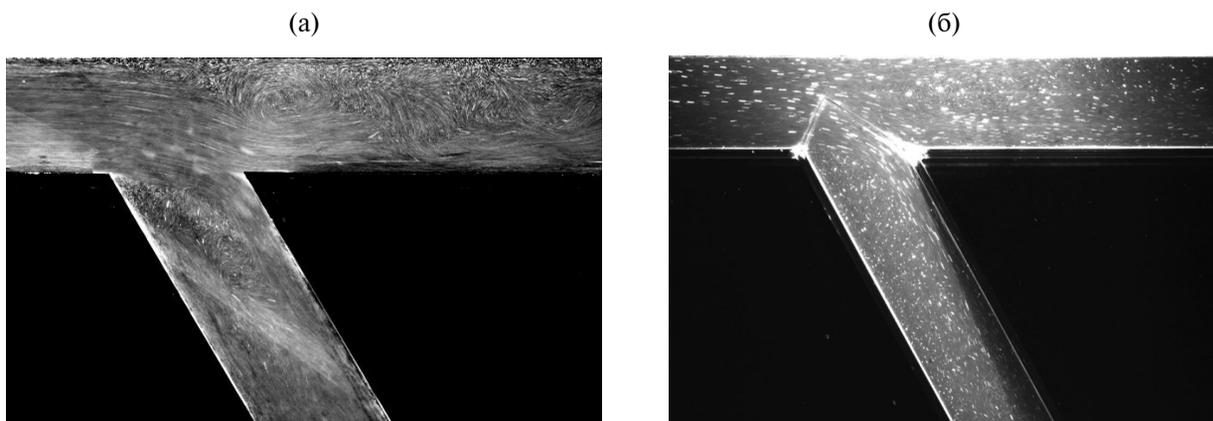


Рис. 6. Стоп-кадры визуализации течения в области разветвления каналов (проксимальный анастомоз) при $Re = 1460$: а — без закрутки потока; б — с закруткой потока при $Y = 0.125$.

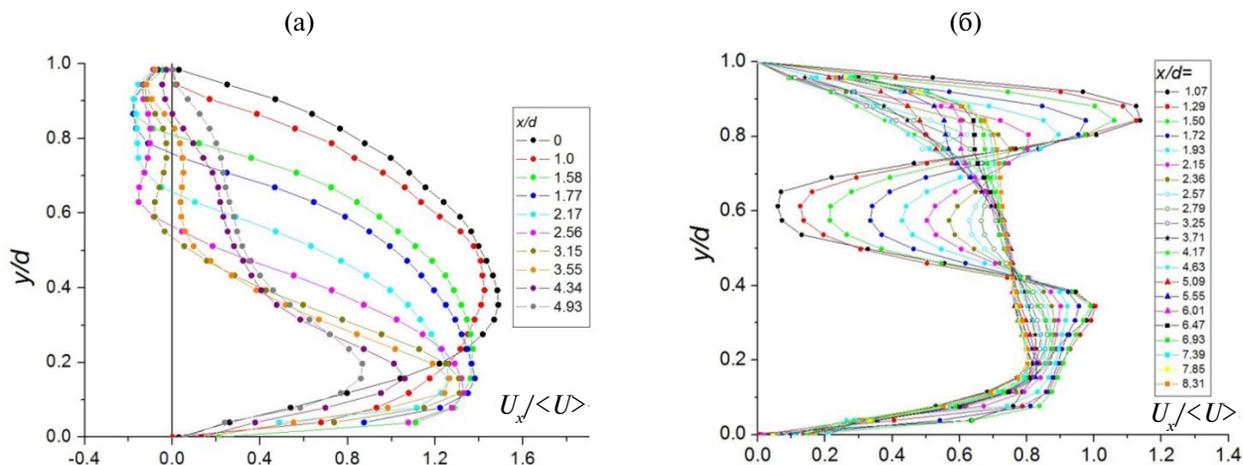


Рис. 7. Профили скорости в ответвлении Q1: а — без закрутки; б — с закруткой потока.

Механизм образования зоны торможения потока (зоны дефекта скорости) и области возвратного течения вблизи боковой стенки ответвления, по-видимому, связан с явлением распада вихря, прецессия которого наблюдалась в подводящем канале (артерии) перед разветвлением.

Перестройка потока в ответвлении Q1 (рис. 9) под влиянием закрутки влечет за собой изменения в распределении интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости потока $U_{x rms}$. В обоих случаях максимальные значения $U_{x rms}$ достигаются в сдвиговых слоях, где поперечный градиент скорости наибольший: при отсутствии закрутки — в окрестности границы отрывной области, в закрученном потоке — в окрестности границ области торможения (дефекта скорости). Однако при отсутствии закрутки максимальные значения пульсаций $\max(U_{x rms})$ по длине отрывной области растут вплоть до $x/d \approx 5$, а в случае закрутки потока их наибольшие значения наблюдаются в начале области торможения, затем $\max(U_{x rms})$ практически монотонно снижается вниз по течению (рис. 10).

Степень закрутки потока Y в ответвлении Q1 при удалении от области разветвления постепенно затухает (рис. 11). Выравнивается и распределение окружной компоненты скорости потока U_θ по радиусу канала r (рис. 12), при этом наибольшая неравномерность $U_\theta(r)$ наблюдается вблизи окрестности области дефекта скорости. Максимальные значения окружной компоненты скорости снижаются от $U_\theta/\langle U \rangle = 0.19$ при $x/d = 2.15$ до $U_\theta/\langle U \rangle = 0.07$ при $x/d = 4.22$. При этом положение максимума U_θ смещается к оси канала. Небольшое отличие окружной скорости от нуля на оси канала объясняется погрешностью измерений малых значений окружной скорости в этой области и погрешностями в позиционировании лазерного ножа.

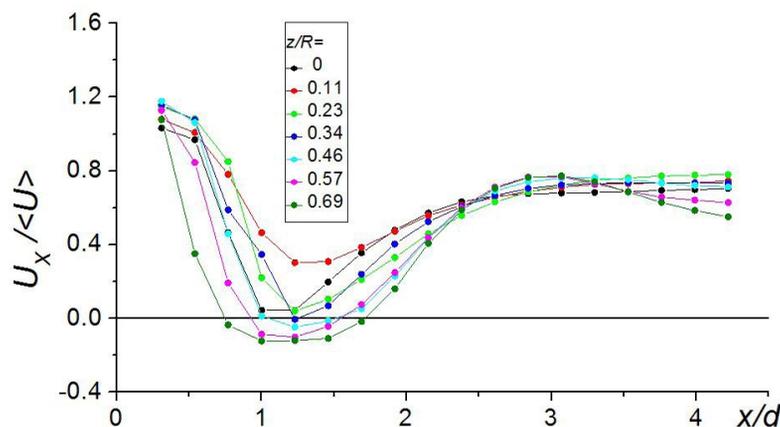


Рис. 8. Зависимости распределения продольной компоненты скорости потока по длине ответвления Q1 на различных расстояниях от плоскости симметрии.

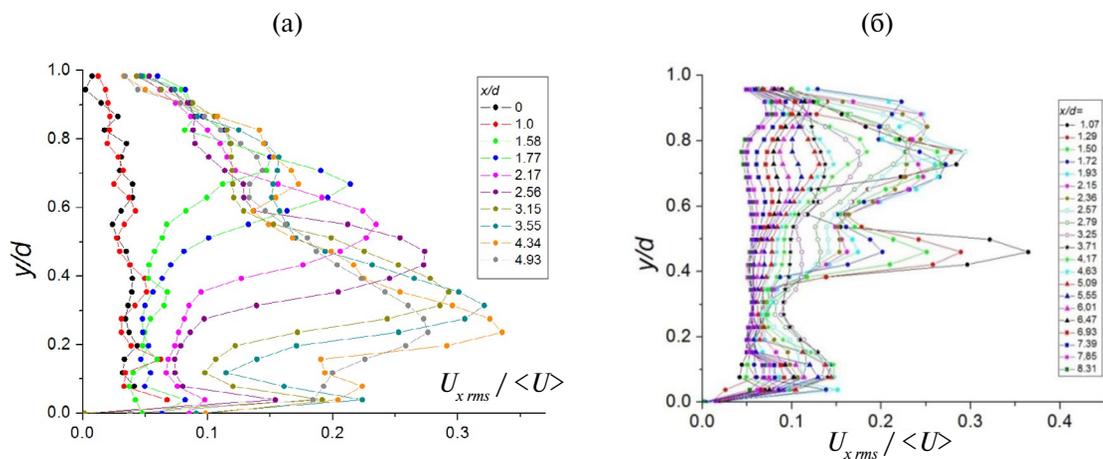


Рис. 9. Профили среднеквадратичных пульсаций скорости в ответвлении Q1: а — без закрутки; б — с закруткой потока.

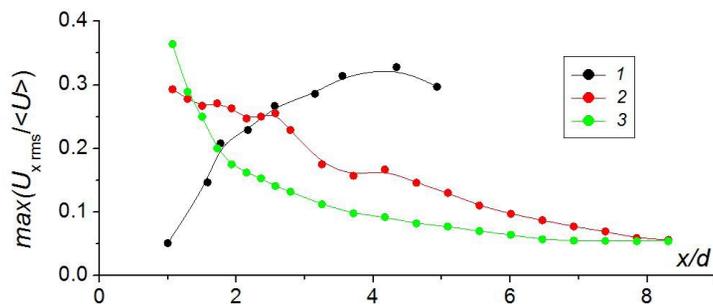


Рис. 10. Изменение максимальных значений интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q1: 1 – при отсутствии закрутки; 2 – на верхней и 3 – нижней границе области торможения закрученного потока.

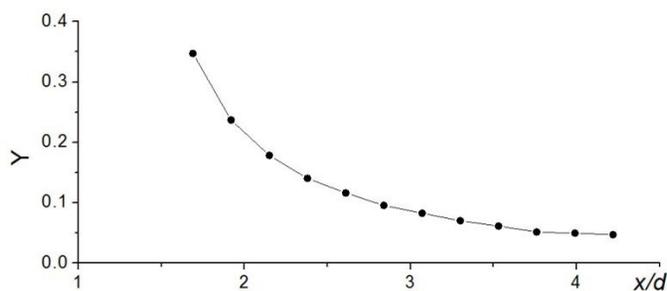


Рис. 11. Степень закрутки потока в ответвлении Q1.

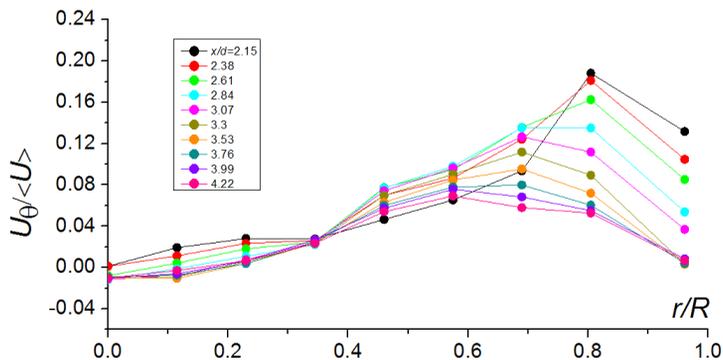


Рис. 12. Распределение окружной компоненты скорости потока по радиусу канала в ответвлении Q1.

Значительно меньшее влияние закрутки на структуру потока в ответвлении Q2 (шунте), обнаруженное по результатам визуализации течения (рис. 6), также подтверждается данными SIV измерений. Так, область возвратного течения вдоль образующей, прилегающей к тупому углу разветвления, сохраняется, однако под влиянием закрутки ее продольный размер в этом ответвлении возрастает почти в 1.5 раза: с $0.8 d$ без закрутки (рис. 13а) до примерно $2 d$ при ее наличии (рис. 13б). Однако поперечный размер этой области (по координате y) практически не изменяется. Максимальная скорость в зоне высокоскоростной струи, образующейся над областью отрыва потока в этом ответвлении (шунте) также остается неизменной. Однако в закрученном потоке размер этой области по координате y становится несколько больше, в результате чего увеличивается поперечный градиент скорости на ее границе (рис. 13а), что приводит к ожидаемому росту интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости в этой области. Это хорошо видно как на профилях пульсаций (рис. 14), так и при сравнении изменения максимальных значений интенсивности пульсаций $\max(U_{x,rms}/\langle U \rangle)$ по длине ответвления Q2 (рис. 15).

Формирование зоны торможения (дефекта скорости) в ответвлении Q1 (артерии) или отрыва потока в ответвлении Q2 (шунте) могут вызвать нарастание возмущений и последующий переход к локальной

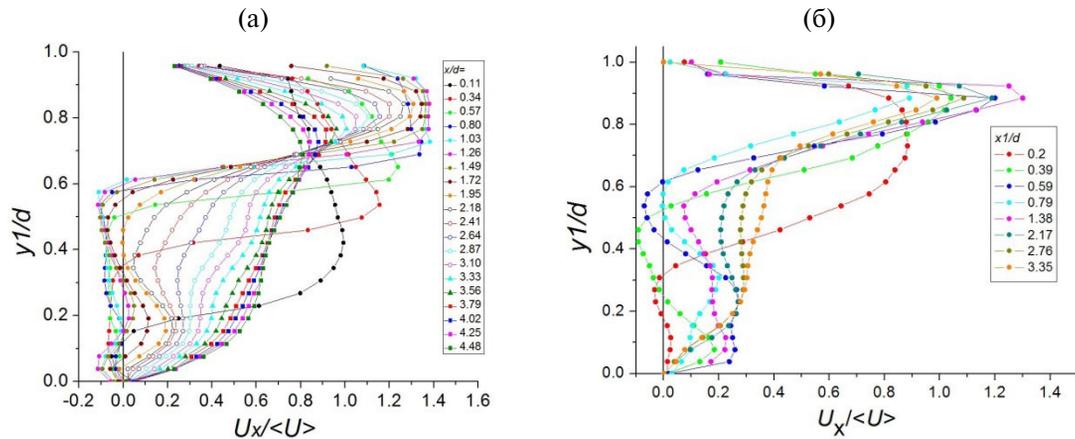


Рис. 13. Профили продольной компоненты скорости в ответвлении Q2: а — с закруткой; б — без закрутки потока.

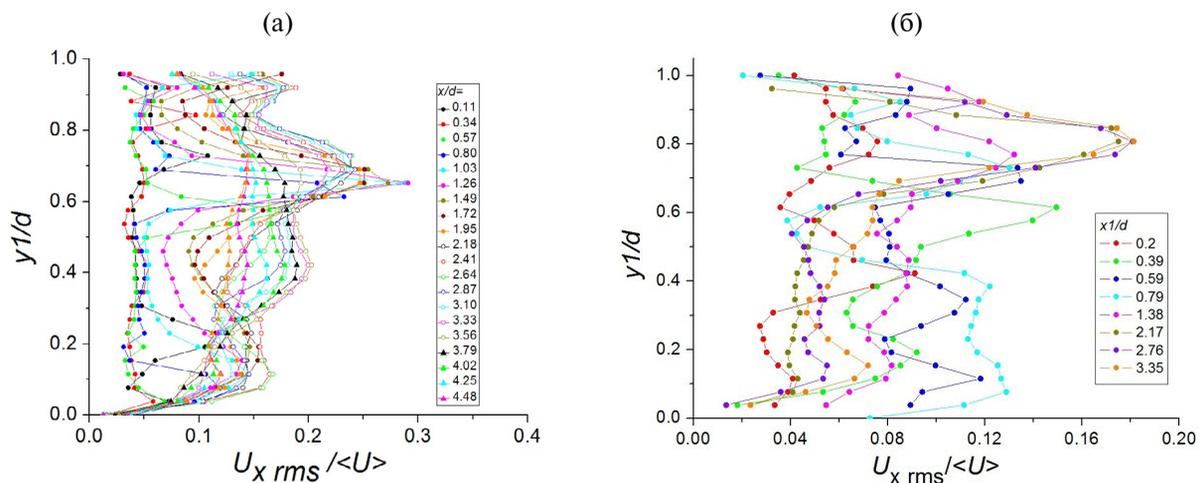


Рис. 14. Профили среднеквадратичных пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q2: а — с закруткой; б — без закрутки потока.

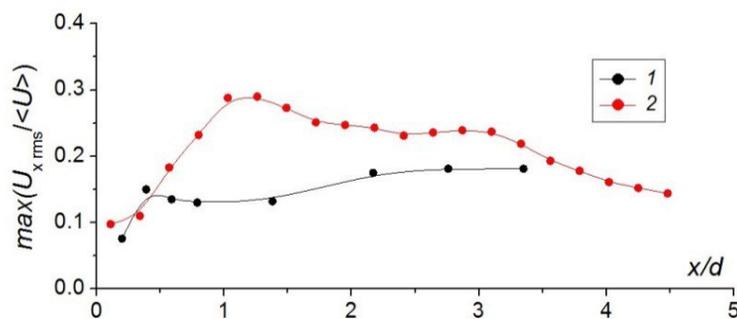


Рис. 15. Изменение максимальных значений интенсивности пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q2: 1 — при отсутствии закрутки; 2 — в условиях закрутки потока.

турбулентности даже при рассматриваемом в настоящем эксперименте числе Рейнольдса. В литературе отсутствует общепризнанное однозначное определение термина «турбулентность» [32]. Поэтому чаще всего в классических работах приводятся некоторые признаки турбулизации течения [33]. В случае развитой однородной и изотропной турбулентности таким признаком может служить наличие в спектре пульсаций скорости так называемого «инерционного интервала», в пределах которого происходит каскадная передача энергии от крупных вихрей к мелким (диссипативным) и справедлив закон « $-5/3$ ». Од-

нако определение начала ламинарно-турбулентного перехода на основе такого подхода проблематично. По этой причине возможную турбулизацию рассматриваемых течений будем оценивать по нарастанию амплитуды пульсаций скорости, заполнению высокочастотной области спектра пульсаций, а также, где это возможно, по наличию перемежаемости — чередованию участков ламинарного и турбулентного течения на осциллограммах скорости потока. Появление последнего признака иногда отмечается в качестве одного из этапов перехода к турбулентности [33].

Анализ осциллограмм скорости показывает, что в случае закрутки потока в начале области торможения в ответвлении Q1 ($x/d = 1.3$) наблюдаются низкочастотные пульсации скорости высокой амплитуды (кривые 1 и 3 на рис. 16). Как показывают данные визуализации течения, область торможения потока представляет собой сложную вихревую структуру, основу которой составляют два последовательных крупномасштабных вихря, вращающихся в противоположных направлениях. Размеры этих вихрей, их пространственное и взаимное положение изменяются по времени, что приводит к низкочастотным колебаниям, как самой зоны торможения, так и формы ее границ. За пределами этой зоны (между зоной торможения и стенками ответвления) амплитуда пульсаций скорости резко снижается (кривая 2 на рис. 16). Вниз по потоку непосредственно за зоной торможения на осциллограммах скорости наблюдается перемежающийся характер течения (рис. 17). Кроме того, амплитуда пульсаций в высокочастотной области спектра здесь выше, чем на границах зоны торможения (рис. 18). Эти факты свидетельствуют о появлении признаков локального ламинарно-турбулентного перехода. С удалением от зоны торможения ($x/d \geq 2.5$) амплитуда пульсаций скорости в высокочастотной области спектра существенно снижается, что подтверждает локальность процесса ламинарно-турбулентного перехода.

При отсутствии закрутки потока вихревая структура течения в ответвлении Q1 (артерии) совершенно другая. На границе отрывной области, которая формируется в этом ответвлении, формируются квазирегулярные крупномасштабные вихревые структуры, которые периодически сносятся вниз по потоку. Движение этих вихрей приводит к отчетливой периодичности пульсаций скорости на осциллограммах как в слое смешения на границе отрывной области, так и за ее пределами (рис. 19) с частотой $f_v = 22.7$ Гц (кривая 1 на рис. 20). Крупномасштабные вихри сохраняют достаточно высокую интенсивность на протяжении

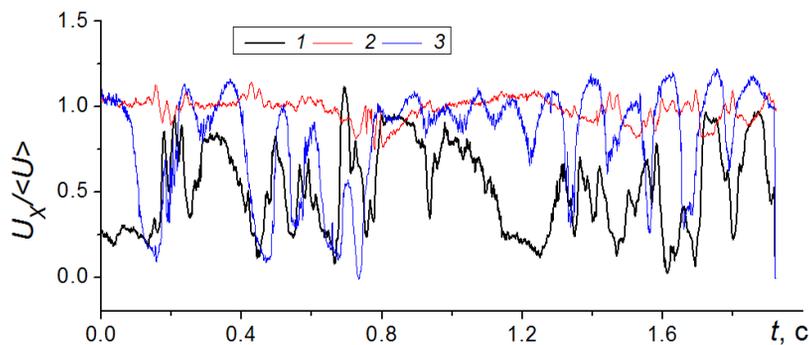


Рис. 16. Осциллограммы продольной компоненты скорости в области торможения потока (дефекта скорости) ответвления Q1 при $x/d = 1.3$: 1 — $y/d = 0.46$ (нижняя граница зоны торможения); 2 — высокоскоростной поток ниже зоны торможения; 3 — $y/d = 0.76$ (верхняя граница зоны торможения).

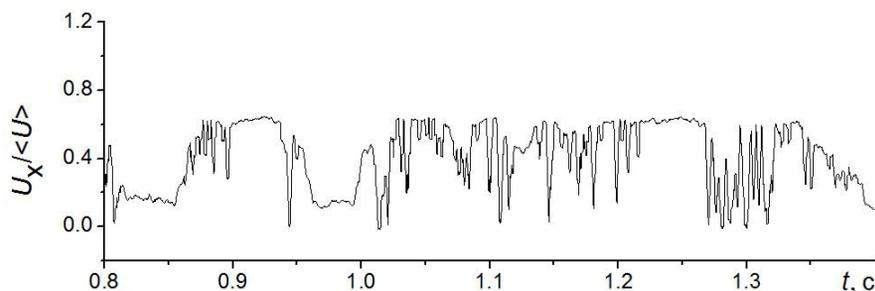


Рис. 17. Перемежающийся характер течения в ответвлении Q1 непосредственно за зоной торможения при $x/d = 2.8$.

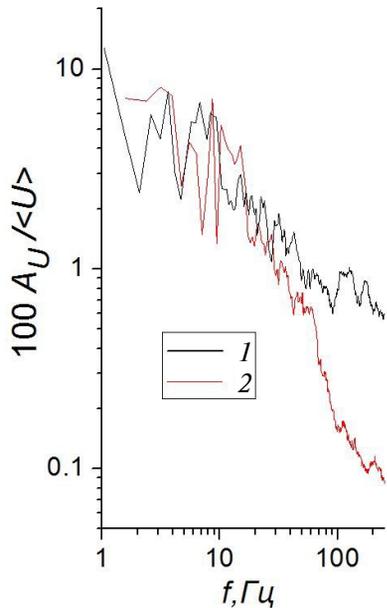


Рис. 18. Сравнение спектров пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q1: 1 – $x/d = 2.8$; $y/d = 0.76$ (за зоной торможения); 2 – $x/d = 1.3$; $y/d = 0.46$ (слой смешения в нижней части зоны торможения).

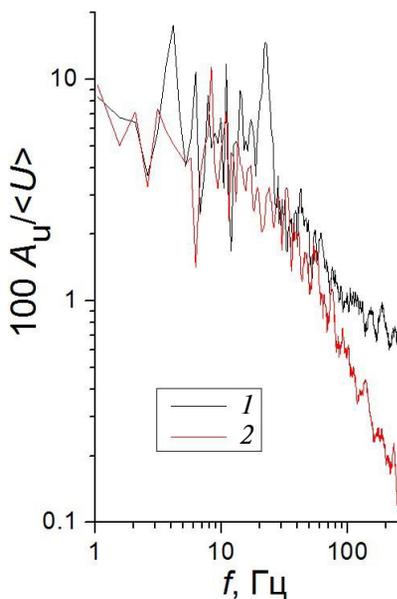


Рис. 20. Сравнение спектров пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q1: 1 – $x/d = 1.5$; $y/d = 0.52$ (слой смешения на границе области отрыва потока); 2 – $x/d = 4.5$; $y/d = 0.47$ (слой смешения на границе области отрыва потока ниже по течению).

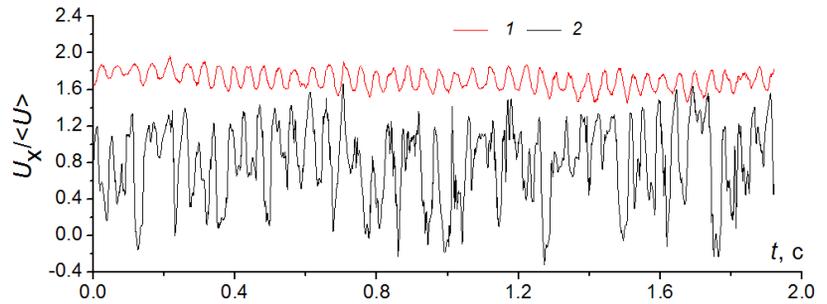


Рис. 19. Осциллограммы скорости потока в ответвлении Q1 при отсутствии закрутки при $x/d = 1.5$: 1 – $y/d = 0.16$ (в зоне высокоскоростной струи над областью отрыва потока); 2 – $y/d = 0.52$ (в слое смешения на границе отрывной области).

более трех калибров вниз по потоку от области разветвления: при $x/d = 3$ в спектрах пульсаций скорости ответвления Q1 еще наблюдается максимум амплитуды на частоте f_v . Затем вихри постепенно теряют свою интенсивность, и при $x/d = 4.5$ локальный максимум амплитуды на частоте f_v пропадает (рис. 20). Наряду с формированием и движением крупномасштабных вихрей, в ответвлении Q1 при отсутствии закрутки потока имеют место признаки локального ламинарно-турбулентного перехода, а именно заполнение высокочастотной области спектра в пределах слоя смешения на границе отрывной области. Относительно высокие амплитуды пульсаций скорости в этой части спектра сохраняются приблизительно до $x/d = 3.5 - 4.0$, а далее вниз по потоку они существенно снижаются.

Крупномасштабные квазирегулярные вихревые структуры, которые при отсутствии закрутки формируются в слое смешения отрывной области ответвления Q1, способны вызывать интенсивные пульсации давления. Эти пульсации передаются на стенки ответвления (артерии) и могут рассматриваться в качестве одного из неблагоприятных факторов, ухудшающих гемодинамическую ситуацию в артерии в области анастомоза. Отметим, что в случае закрутки потока квазипериодическое образование крупномасштабных вихрей в ответвлении Q1 не наблюдается.

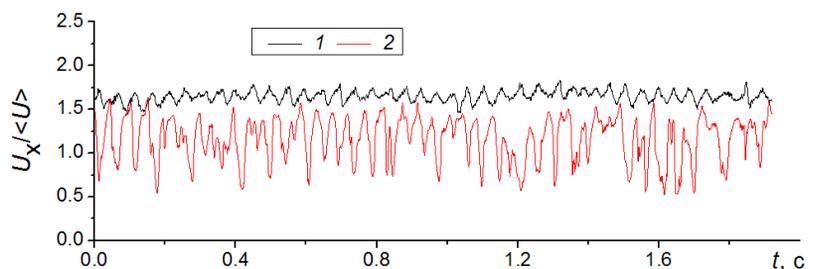


Рис. 21. Осциллограммы скорости потока в ответвлении Q2 при отсутствии закрутки: 1 – $x/d = 1.0$; $y/d = 0.9$ (в зоне высокоскоростной струи над областью отрыва потока); 2 – $x/d = 2.5$; $y/d = 0.85$ (в слое смешения на границе отрывной области).

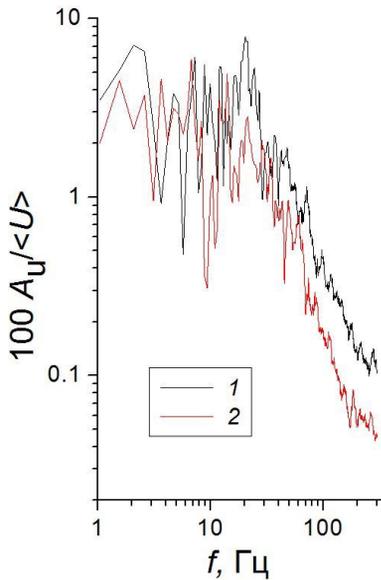


Рис. 22. Сравнение спектров пульсаций продольной компоненты скорости потока в ответвлении Q2: 1 – $x/d = 2.5$; $y/d = 0.85$ (слой смешения на границе области отрыва потока в зоне наибольших среднеквадратичных пульсаций скорости); 2 – $x/d = 4.5$; $y/d = 0.8$ (слой смешения на границе области отрыва потока ниже по течению).

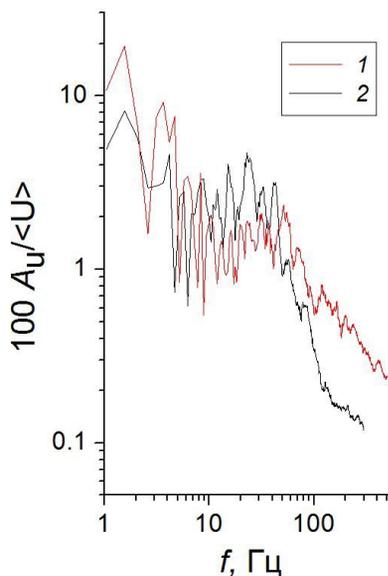


Рис. 24. Спектры пульсаций скорости потока в ответвлении Q2 в присутствии закрутки потока: 1 – $x/d = 1.03$; $y/d = 0.65$ (в слое смешения в области наибольших пульсаций скорости); 2 – $x/d = 3.1$; $y/d = 0.69$ (в слое смешения вниз по потоку).

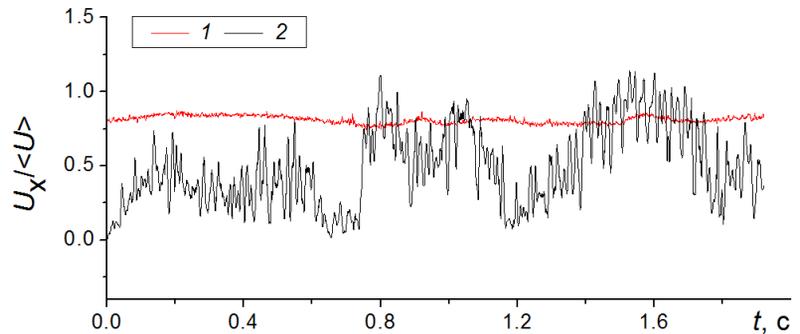


Рис. 23. Осциллограммы скорости потока в ответвлении Q2 в присутствии закрутки: 1 – $x/d = 0.57$; $y/d = 0.76$ (над отрывной областью в начале ее формирования); 2 – $x/d = 1.03$; $y/d = 0.65$ (в слое смешения в области наибольших пульсаций скорости).

Вихревая структура течения в ответвлении Q2 при отсутствии закрутки потока схожа с соответствующей структурой в ответвлении Q1: в слое смешения на границе отрывной области также формируются крупномасштабные квазирегулярные вихревые структуры (рис. 21). Эти вихри сносятся вниз по потоку с частотой $f_v \approx 21$ Гц (рис. 22), близкой к частоте формирования подобных вихрей в ответвлении Q1 при отсутствии закрутки потока. Однако амплитуда пульсаций скорости на частоте f_v образования этих вихрей существенно ниже, чем в ответвлении Q1. Тем не менее, частота $f_v \approx 21$ Гц в спектре пульсаций скорости хорошо выделяется и при $x/d = 4.5$ (кривая 2 на рис. 22). Амплитуда пульсаций скорости в относительно высокочастотной области спектра наибольшая при $x/d = 2.5$, а затем снижается, однако ее величина при отсутствии закрутки потока мала, что не позволяет судить о появлении признаков ламинарно-турбулентного перехода в ответвлении Q2 при отсутствии закрутки потока.

В случае закрутки потока в слое смешения на границе отрывной области ответвления Q2, как показывает визуализация течения, также формируются крупномасштабные вихревые структуры. Зона начала их образования совершает продольные колебания. Эти колебания отражаются на осциллограмме в виде низкочастотных пульсаций скорости, на которые накладываются пульсации относительно высокой частоты (кривая 2 на рис. 23). По-видимому, высокий уровень максимальных значений среднеквадратичных пульсаций скорости в слое смешения на границе этой области (рис. 15) вызван именно низкочастотными колебаниями области отрыва потока. В зоне высокоскоростной струи над отрывной областью подобные пульсации, в отличие от случая отсутствия закрутки потока, отсутствуют (кривая 1 на рис. 23). Наличие высокочастотных пульсаций скорости в слое смешения (заполнение высокочастотной области спектра) ответвления Q2 в случае закрутки потока можно рассматривать в качестве признака локальной турбулизации течения. Наиболее заметен этот процесс в начальных сечениях отрывной области (кривая 1 на рис. 24). Далее вниз по потоку амплитуда пульсаций скорости в области относительно высоких частот существенно снижается (рис. 24).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные исследования структуры стационарного закрученного потока в области разветвления каналов, имитирующей проксимальный анастомоз бедренной артерии человека. Ответвление (шунт) устанавливалось под углом 60 градусов к прямолинейному каналу (артерии). Число Рейнольдса, при котором проводились исследования, соответствовало максимальному значению расхода крови в артерии за период сердечных сокращений. Степень закрутки потока перед разветвлением $Y = 0.125$ находилось в пределах значений, характерных для естественной физиологической закрутки крови в артерии. На основе анализа результатов визуализации течения и SIV-измерений мгновенных векторных полей скорости потока установлены основные закономерности влияния закрутки на вихревую структуру течения в обоих ответвлениях.

Установлено, что вблизи верхней образующей ответвления Q1 при отсутствии закрутки потока формируется отрывная область. Потеря устойчивости слоя смешения на внешней границе этой области приводит к образованию крупномасштабных квазирегулярных вихревых структур. Эти структуры сносятся вниз по потоку с частотой $f_v = 22.7$ Гц и сохраняются до $x/d \approx 3$. В области x/d от 1 до 3.5–4.0 в слое смешения наблюдаются признаки локального ламинарно-турбулентного перехода: заполнение высокочастотной области спектра и высокий уровень пульсаций скорости в этой области. Пульсации давления, генерируемые квазирегулярными вихревыми структурами, могут передаваться на стенки ответвления, что, наряду с низким поверхностным трением в рециркуляционной области и пульсациями скорости, обусловленными процессами ламинарно-турбулентного перехода, оказывают неблагоприятное воздействие на гемодинамику в области ответвления Q1 (артерии).

Закрутка потока кардинально изменяет структуру течения в ответвлении Q1. Область возвратного течения, наблюдаемая в плоскости симметрии ответвления при отсутствии закрутки, полностью исчезает. При этом вблизи начала ответвления Q1 в окрестности его оси симметрии образуется зона торможения потока (зона дефекта скорости), сложной пространственной конфигурации, в которой имеется небольшая область возвратного течения вблизи боковой образующей ответвления. Механизм формирования этой зоны заключается, по-видимому, в распаде вихря, прецессия которого наблюдается в закрученном потоке перед областью разветвления. Крупномасштабные квазирегулярные вихревые структуры, формирующиеся при отсутствии закрутки потока в слое смешения рециркуляционной области, на границах зоны торможения отсутствуют. В начале зоны торможения интенсивность пульсаций скорости в закрученном потоке выше, чем в слое смешения отрывной области при отсутствии закрутки, однако протяженность области, где наблюдается это превышение, составляет всего 1–2 диаметра ответвления. Под влиянием закрутки примерно в 2.5 раза сокращается протяженность области, в которой наблюдаются признаки локальной турбулизации потока. Таким образом, закрутка потока на уровне естественных физиологических значений оказывает благоприятное влияние на гемодинамическую обстановку в артерии ниже проксимального анастомоза.

Установлено, что в закрученном потоке отрывная область в ответвлении Q2 сохраняется, однако ее протяженность увеличивается примерно в 1.5 раза. При этом поперечный размер этой области практически не изменяется. Под влиянием закрутки исчезают крупномасштабные квазирегулярные вихревые структуры, формирующиеся при отсутствии закрутки в слое смешения отрывной области. Однако, если при отсутствии закрутки признаков локального ламинарно-турбулентного перехода в ответвлении Q2 не обнаружено, то в закрученном потоке такие признаки наблюдаются в начальных сечениях отрывной области. Таким образом, закрутка потока в артерии оказывает в большей степени неблагоприятное суммарное влияние на гемодинамику ответвления Q2 (шунта) проксимального анастомоза.

Полученные результаты могут быть полезны не только для анализа гемодинамики при шунтировании артерий, но и при проектировании разветвляющихся каналов систем транспортировки текучих сред и систем охлаждения в различных технических устройствах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях, Новосибирск: Наука. Сиб. Предприятие РАН. 1999. 328 с.

2. *Tiwari A., Cheng K.S., Salacinski H., Hamilton G., Seifalian A.M.* Improving the patency of vascular bypass grafts: the role of suture materials and surgical techniques on reducing anastomotic compliance mismatch // *European journal of vascular and endovascular surgery*. — 2003. V. 25, № 4. P. 287–295.
<https://doi.org/10.1053/ejvs.2002.1810>
3. *Henry F.S., Collins M.W., Hughes P.E., How T.V.* Numerical investigation of steady flow in proximal and distal end-to-side anastomoses // *J. Biomech. Eng.* 1996. V.118. №3. P. 302–310.
<https://doi.org/10.1115/1.2796011>
4. *Liu X., Sun A., Fan Y., Deng X.* Physiological significance of helical flow in the arterial system and its potential clinical applications // *Annals of Biomed. Eng.* 2015. V. 43. P. 3–15.
<https://doi.org/10.1007/s10439-014-1097-2>
5. *Molochnikov V.M., Dushin N.S., Pashkova N.D., Gataulin Ja. A., Smirnov E.M., Yukhnev A. D.* Flow Structure and Transition to Local Turbulence Downstream of an Asymmetric Narrowing that Imitates Arterial Stenosis // *Fluid Dynamics*. 2023. V. 58. №2 P. 214–226.
<https://doi.org/10.1134/S0015462822602303>
6. *Canver C.C.* Conduit options in coronary artery bypass surgery // *Chest*. 1995. V. 108. № 4. P. 1150–1155.
<https://doi.org/10.1378/chest.108.4.1150>
7. *Davies M.G., Hagen P.O.* Pathobiology of intimal hyperplasia // *British Journal of Surgery*. 1994. V. 81. № 9. P. 1254–1269.
<https://doi.org/10.1002/bjs.1800810904>
8. *Ghista D.N., Kabinejadian F.* Coronary artery bypass grafting hemodynamics and anastomosis design: a biomedical engineering review // *Biomedical engineering online*. 2013. V. 12. P. 1–28.
<https://doi.org/10.1186/1475-925X-12-129>
9. *Kuyanov J., Dubovoi A., Fomichev A., Khelinskii D., Parshin D.* Hemodynamics of vascular shunts: trends, challenges, and prospects // *Biophysical Reviews*. 2023, V.15. №5. P. 1287–1301.
<https://doi.org/10.1007/s12551-023-01149-3>
10. *Dellenback P.A., Metzger D.E., Neitzel G.P.* Measurements in turbulent swirling flow through an abrupt axisymmetric expansion // *AIAA journal*. 1988. V. 26. № 6. P. 669–681.
<https://doi.org/10.2514/3.9952>
11. *Mak H., Balabani S.* Near field characteristics of swirling flow past a sudden expansion // *Chemical engineering science*. 2007. V. 62. № 23. P. 6726–6746.
<https://doi.org/10.1016/j.ces.2007.07.009>
12. *Vanierschot M.* Large scale flow instabilities in sudden expansion flows in the subcritical swirl regime // *Proceedings of the 19th International Symposium on Applications of Laser and Imaging Techniques to Fluid Mechanics. LISBON Simposia, 2018*. 10 pp.
13. *Hammad K.J., Ötügen M.V., Arik E.B.* A PIV study of the laminar axisymmetric sudden expansion flow // *Experiments in fluids*. 1999. V. 26. № 3. P. 266–272
<https://doi.org/10.1007/s003480050288>
14. *Badekas D., Knight D.D.* Eddy correlations for laminar axisymmetric sudden expansion flows // *J. Fluids Eng.* 1992. V. 114. № 1. P. 119–121.
<https://doi.org/10.1115/1.2909986>
15. *Khe A.K., Vanina V.S., Cherevko A.A., Parshin D.V., Chebotnikov A.V., Boiko A.V., Tulupov A.A.* Application of magnetic resonance imaging for studying the three-dimensional flow structure in blood vessel models // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2019. V. 60. P. 257–264.
<https://link.springer.com/article/10.1134/S002189441902007X>
16. *Boiko A.V., Akulov A.E., Chupakhin A.P., Cherevko A.A., Denisenko N.S., Savelov A.A., Stankevich Yu. A., Khed A.K., Yanchenko A.A., Tulupov A.A.* Measurement of viscous flow velocity and flow visualization using two magnetic resonance imagers // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2017. V. 58. P. 209–213.
<https://link.springer.com/article/10.1134/S0021894417020031>
17. *Ha H., Choi W., Park H., Lee S.J.* Advantageous swirling flow in 45° end-to-side anastomosis // *Exp. Fluids*. 2014. V. 55. P. 1–13.
<https://doi.org/10.1007/s00348-014-1861-y>

18. *Ha H., Choi W., Lee S.J.* Beneficial fluid-dynamic features of pulsatile swirling flow in 45° end-to-side anastomosis // *Medical Engineering and Physics*. 2015. V.37. P. 272–279.
<https://doi.org/10.1016/j.medengphy.2015.01.007>
19. *Ha H., Hwang D., Choi W.-R., Baek J., Lee S.J.* Fluid-Dynamic Optimal Design of Helical Vascular Graft for Stenotic Disturbed Flow // *PLOS ONE*. 2014. V. 9. № 10. e111047
<https://doi.org/10.1371/journal.pone.0111047>
20. *Bernad S.I., Bosioc A., Bernad E.S., Craina M.L.* Comparison between experimentally measured flow patterns for straight and helical type graft // *Bio-Medical Materials and Engineering*. 2014. V. 24. № 1. P. 853–860.
21. *Bernad S.I., Bosioc A.I., Bernad E.S., Craina M.L.* Helical type coronary bypass graft performance: Experimental investigations // *Bio-Medical Materials and Engineering*. 2015. V. 26. № s1. P. S477–S486
22. *Агафонов А.В., Талыгин Е.А., Бокерия Л.А., Городков А.Ю.* Гидродинамические особенности закрученного потока крови в левых отделах сердца и аорте // *Acta Naturae (русскоязычная версия)*. 2021. Т. 3. № 4. С. 4–16.
23. *Kilner P.J., Yang G.Z., Mohiaddin R.H., Firmin D.N., Longmore D.B.* Helical and retrograde secondary flow patterns in the aortic arch studied by three-directional magnetic resonance velocity mapping // *Circulation*. 1993. V. 88. № 5. P. 2235–2247.
<https://doi.org/10.1161/01.CIR.88.5.2235>
24. *Stonebridge P.A., Suttie S.A., Ross R., Dick J.* Spiral laminar flow: a survey of a three-dimensional arterial flow pattern in a group of volunteers // *European Journal of Vascular and Endovascular Surgery*. 2016. V. 52. № 5. P. 674–680.
<https://doi.org/10.1016/j.ejvs.2016.07.018>
25. *Багаев С.Н., Захаров В.Н., Орлов В.А.* Основополагающие явления и законы в структурно-функциональной организации сердечно-сосудистой системы // *Атеросклероз*. — 2022. Т. 7. № 2. С. 68–89.
26. *Молочников В.М., Хубулава Г.Г., Калинин Е.И., Пашкова Н.Д., Никифоров И.В.* Экспериментальное и численное исследование структуры потока в модели дистального анастомоза бедренной артерии // *Российский журнал биомеханики*. 2023. №3. С. 36–52
27. *Kuyanov Y.O., Presnyakov S.S., Dubovoi A.V., Chupakhin A.P., Parshin, D.V.* Numerical study of the tee hydrodynamics in the model problem of optimizing the low-flow vascular bypass angle // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2019. V. 60. P. 1038–1045.
<https://link.springer.com/article/10.1134/S0021894419060087>
28. *Mikheev N.I., Dushin N.S.* A Method for Measuring the Dynamics of Velocity Vector Fields in a Turbulent Flow Using Smoke Image-Visualization Videos // *Instruments and Experimental Techniques*. 2016. V. 59. № 6. P. 882–889.
<https://doi.org/10.1134/S0020441216060063>
29. *Mikheev N.I., Goltsman A.E., Saushin I.I., Dushina, O.A.* Estimation of turbulent energy dissipation in the boundary layer using Smoke Image Velocimetry // *Experiments in Fluids*. 2017. V. 58. № 8. P. 1–10.
<https://doi.org/10.1007/s00348-017-2379-x>
30. *Helgadóttir Á., Lalot S., Beaubert F., Pálsson H.* Mesh twisting technique for swirl induced laminar flow used to determine a desired blade shape // *Applied Sciences*. 2018. V. 8. № 10. 1865. 17 pp.
<https://doi.org/10.3390/app8101865>
31. *Molochnikov V.M., Mazo A.B., Malyukov A.V., Kalinin E.I., Mikheev N.I., Dushina O.A., Paereliy A.A.* Distinctive features of vortical structures generation in separated channel flow behind a rib under transition to turbulence // *Thermophysics and Aeromechanics*. 2014. V. 21. № 3. P. 309–317
<https://doi.org/10.1134/S0869864314030056>
32. *Davidson P.A.* *Turbulence: An Introduction For Scientists and Engineers*, Oxford University Press: Oxford, MS, USA, 57. 2015. 629 с.
33. *Uruba V.* *Turbulence Handbook for Experimental Fluid Mechanics Professionals*, Skovlunde: Dantec Dynamic. 2012. 148 с.

STRUCTURE OF SWIRLING FLOW IN THE CHANNEL BRANCHING AREA AT MODERATE REYNOLDS NUMBERS

V. M. Molochnikov^{a,b,*}, I. V. Nikiforov^{a,**}, and N. D. Pashkova^{a,***}

^a Federal Research Center “Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences”, Kazan, Russia

^b Tupolev Kazan National Research Technical University (KAI), Kazan, Russia

*e-mail: vmolochnikov@mail.ru

**e-mail: ilya.nkfrv1@gmail.com

***e-mail: pashkova-2000@mail.ru

The results of experimental studies of steady-state swirling flow in the area of channel branching, that imitates the proximal end-to-side anastomosis of the human femoral artery, are given. The experiments were carried out at a Reynolds number of 1460. This corresponds to the range of physiological values when estimating by the maximum blood flow rate in the artery during the period of cardiac contractions. For both branches, an equal ratio of the flow rates was maintained. At the inlet to the branching area, the degree of flow swirl was equal to 0.125. Using the SIV (Smoke Image Velocimetry) technique, flow was visualized and the instantaneous vector flow velocity fields of each branch were measured. The main patterns of the influence of swirl on the vortex structure of flow in the main artery below the branching area and in the shunt have been revealed. The possibility of using flow swirl to create more favorable hemodynamic conditions in the anastomotic area is being considered. A particular attention is paid to the appearance of signs of local flow turbulization in the presence and absence of swirl.

Keywords: branching channels, proximal anastomosis, flow swirling, steady-state flow, flow separation region, velocity profiles, oscillogram, signs of laminar-turbulent transition.

УДК 532.546

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОГО ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КОНЕЧНОГО ОБЪЕМА ЛЕГКОЙ ЖИДКОСТИ В НАСЫЩЕННОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

© 2024 г. А. А. Афанасьев*, Е. А. Веденева**, И. Е. Михеев

МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

*e-mail: afanasyev@imec.msu.ru

**e-mail: el_vedeneva@imec.msu.ru

Поступила в редакцию: 16.04.2024 г.

После доработки: 10.06.2024 г.

Принята к публикации: 11.06.2024 г.

Исследуется течение легкой жидкости в пористой среде, насыщенной другой тяжелой жидкостью. Рассмотрена одномерная постановка задачи, описывающей двухфазное течение в вертикальной изолированной пористой колонне. Предполагая, что объем легкой жидкости конечен, оценено ее максимальное перемещение вверх под действием силы Архимеда. Предложен простой метод приближенной оценки этого перемещения. Показано, что в широком диапазоне параметров жидкостей и пористой среды оно определяется всего одним критерием подобия, а влияние других параметров мало. Рассчитана зависимость максимального перемещения от выделенного критерия подобия. Результаты исследования могут быть полезны при оценке максимального расстояния, на которое закачиваемый газ распространяется от скважины по водонасыщенному пласту.

Ключевые слова: фильтрация, критическая насыщенность, фазовая проницаемость, гистерезис, закачка газа.

DOI: 10.31857/S1024708424050048 EDN: NQXRGA

Климатические изменения стимулируют исследование процессов, сопровождающих размещение углекислого газа (CO_2) в проницаемых геологических пластах [1]. Закачка в недра парниковых газов, в частности CO_2 , снижает воздействие человека на окружающую среду и, в перспективе, способствует замедлению эффекта глобального потепления. Водонасыщенные пласты являются перспективными объектами для геологического хранения CO_2 , так как они повсеместно распространены в осадочных бассейнах. Выбор наиболее перспективного объекта сопряжен с оценкой различных показателей хранения, например, емкости — объема газа, который может быть размещен в пласте, или приемистости — максимального темпа нагнетания газа. Также важна оценка безопасности размещения CO_2 , т.е. целостности и герметичности объекта хранения [2, 3].

При закачке CO_2 в пласт важно учитывать эффект плавучести газа, представляющего собой более легкую фазу. Под действием силы Архимеда CO_2 стремится перетечь в зоны меньших глубин. Газ всплывает в водонасыщенной пористой среде. Если пласт имеет структурный наклон, то сила Архимеда приводит к течению газа вдоль пласта в направлении уменьшения глубины. В результате CO_2 может переместиться на значительное расстояние от скважины. Это напрямую влияет на безопасность хранения, так как в направлении течения могут быть геологические разломы и заброшенные скважины, представляющие собой возможные пути утечки CO_2 . В этой связи актуальна оценка максимального расстояния, на которое CO_2 переместится от скважины [4–6].

В работе [6] проведено обширное параметрическое исследование максимального перемещения CO_2 в наклонном пласте. Методом Монте-Карло рассчитывались различные сценарии закачки CO_2 с учетом многих осложняющих факторов, как, например, гистерезис относительной фазовой проницаемости [7]. Показано, что максимальное перемещение CO_2 от скважины определяется критерием подобия, характеризующим силу Архимеда, и разностью критических насыщенных газа в процессах пропитки и дренажа. Эта разность фактически характеризует эффект гистерезиса.

Настоящая работа направлена на подробное исследование влияния гистерезиса на максимальное перемещение CO_2 . Цель работы — определить критерии подобия, имеющие наибольшее влияние, и разработать методы оценки максимального расстояния, на которое газ распространится от скважины. Для того чтобы упростить исследование и сконцентрироваться на влиянии гистерезиса, рассмотрена упрощенная одномерная постановка задачи с осью x , направленной вдоль наклонного пласта (рис. 1). Предполагается, что газ и вода являются несмешивающимися несжимаемыми жидкостями, далее обозначаемыми символами g и l . Закачка CO_2 приводит к образованию локализованной зоны, насыщенной газом. При этом объем размещенного в пласте газа конечен. Считая, что такое состояние существует при $t = 0$, исследуется течение CO_2 вдоль пласта (т.е. в направлении оси x) и оценивается его максимальное перемещение x_{\max} .

Сделанное предположение о несжимаемости жидкостей не является ограничительным для приложений, связанных с геологическим хранением CO_2 . Во-первых, коэффициент сжимаемости воды мал, а, во-вторых, в пластовых условиях (при давлении более 100 бар) CO_2 — сверхкритическая жидкость, имеющая плотность 500–800 кг/м³ [1]. Коэффициент сжимаемости этой жидкости значительно меньше, чем у совершенного газа. Предполагается, что газ остается в пласте на глубинах более 1000 м, где он находится в сверхкритическом состоянии, поэтому сделанное предположение будем считать не слишком грубым.

Предположение о несмешивающейся фильтрации конечно же можно назвать сильным, учитывая, что 10–20% закачанного CO_2 растворяется в воде [3]. Однако подробное исследование влияния растворения на максимальное перемещение, проведенное нами ранее в [5, 6], не является целью настоящей теоретической работы. Еще одним упрощающим допущением рассматриваемой модельной постановки задачи является предположение о равенстве фазовых давлений в жидкости и газе. Фактически рассматривается фильтрация в пределе бесконечно больших чисел Бонда. Оценка влияния капиллярного давления может являться предметом отдельных исследований. Предварительные результаты показывают, что при уменьшении числа Бонда максимальное перемещение газа уменьшается.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим фильтрацию в бесконечной вертикальной колонне, наполненной пористой средой. Предполагаем, что пористость и проницаемость имеют однородное распределение и не изменяются со временем. Введем координатную ось x , направленную вдоль колонны вверх против направления действия силы тяжести (рис. 1). В начальный момент времени, $t = 0$, пористая среда при $0 \leq x \leq L$ насыщена легкой жидкостью g (газом). При $x < 0$ и $x > L$ среда насыщена тяжелой жидкостью l (водой). Полагаем, что на значительном удалении от зоны $0 \leq x \leq L$, т.е. при $|x/L| \gg 1$, жидкость l покоится. Это может

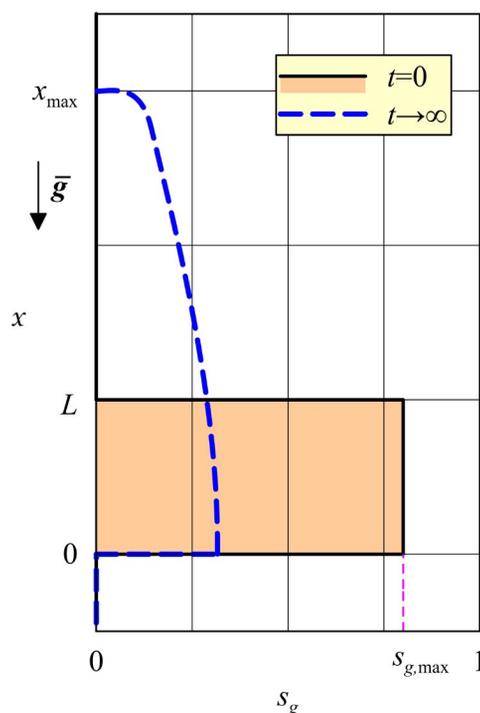


Рис. 1. Схема распределения насыщенности легкой жидкости g при $t = 0$ и $t \rightarrow \infty$. Сила тяжести действует в противоположном оси x направлению.

достигаться установкой при $|x / L| \gg 1$ непроницаемых стенок, препятствующих течению жидкости вдоль оси x .

Предполагается, что обе жидкости l и g — несжимаемые несмешивающиеся среды, характеризующиеся постоянными значениями плотности ρ_l и ρ_g , причем $\rho_l > \rho_g$. Также жидкости характеризуются постоянными динамическими вязкостями μ_l и μ_g .

Так как $\rho_l > \rho_g$, то на жидкость g действует сила Архимеда. Следовательно, при $t > 0$ она начнет перемещаться вверх. Это движение будет сопровождаться капиллярным захватом жидкости g в виде неподвижных пузырьков при их относительно малом критическом объемном содержании в поровом пространстве. Таким образом, подвижный объем фазы g будет уменьшаться со временем. В результате при $t \rightarrow \infty$ вся жидкость g будет обездвижена, так как ее насыщенность при любом x будет меньше или равна критическому значению. При этом g достигнет некоторой максимальной координаты x , которую дальше обозначим x_{\max} . Цель настоящей работы заключается в получении простых оценок для x_{\max} при различных параметрах жидкостей и пористой среды.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Задачу рассматриваем в одномерном приближении, предполагая, что при каждом x параметры течения имеют одинаковые значения в поперечном сечении колонны. Также предположим, что давления в обеих жидкостях одинаковые. Тогда уравнения, описывающие двухфазную фильтрацию жидкостей, принимают вид [8-10]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi \rho_i s_i) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_i u_i) = 0, \quad i = g, l \quad (1)$$

$$u_i = -k \frac{k_{ri}}{\mu_i} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_i g \right) \quad (2)$$

$$s_g + s_l = 1 \quad (3)$$

где ϕ — пористость, ρ — плотность, s — насыщенность, u — скорость фильтрации, k — абсолютная проницаемость, k_r — относительная фазовая проницаемость, μ — динамическая вязкость, p — поровое давление, g — проекция ускорения свободного падения на направление оси x , а индексами g и l обозначены параметры фаз g и l . Уравнения (1) — законы сохранения массы, записанные для каждой жидкости, (2) — закон фильтрации Дарси, а (3) — замыкающее соотношение для насыщенностей.

Так как обе жидкости предполагаются несжимаемыми однородными средами, то ρ_i можно сократить в левой части (1). Таким образом, уравнения (1) фактически представляют собой условия сохранения объема каждой из фаз. Несжимаемость среды также означает, что постановка задачи не требует задания начального распределения давления. Это распределение мгновенно вырабатывается при $t > 0$ и фактически оно определяется с точностью до прибавления произвольной константы. Таким образом, начальные условия сводятся к

$$\begin{aligned} s_g &= s_{g,\max} \quad (0 \leq x \leq L), \\ s_g &= 0 \quad (x < 0 \cup x > L) \end{aligned} \quad (4)$$

где $s_{g,\max}$ — максимальная насыщенность фазы g .

Условие отсутствия потока при больших x записывается в виде:

$$|x / L| \gg 1: \quad u_i = 0 \quad (5)$$

Характерный вид кривых относительной фазовой проницаемости приводится на рис. 2. Предполагается, что кривая $k_{rl}(s_g)$ не зависит от направления изменения насыщенности s_g . Фазовая проницаемость k_{rl} равна 1 при $s_g = 0$. Она убывает с ростом s_g , обращаясь в ноль при $s_g = s_{g,\max} = 1 - s_{lc}$, где s_{lc} — крити-

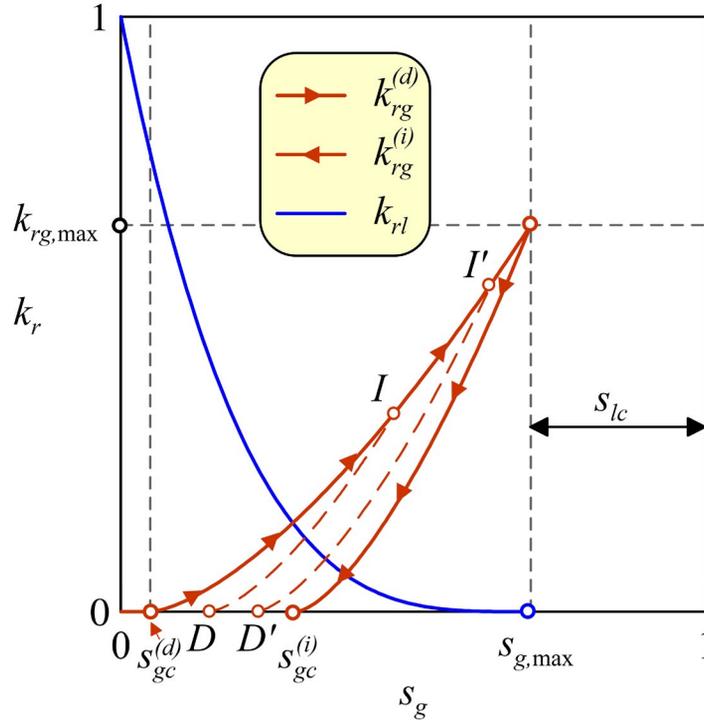


Рис. 2. Схема кривых относительной фазовой проницаемости для условий дренажа и пропитки.

ческая насыщенность жидкости l [9]. Отметим, что согласно (4), при $t = 0$ насыщенность s_g не превышает максимального значения $s_{g,max}$.

Фазовая проницаемость k_{rg} зависит от направления изменения насыщенности s_g , т.е. она проявляет гистерезисное поведение. Предположим, что при заданном $x_{s_g} = 0$ и далее s_g начинает расти, т.е. полагая, что g — газ, происходит процесс дренажа. В этом случае $k_{rg}(s_g) = k_{rg}^{(d)}(s_g)$ (рис. 2). Если s_g меньше критического значения $s_{gc}^{(d)}$, то $k_{rg}^{(d)} = 0$, т.е. жидкость g не движется. При $s_g > s_{gc}^{(d)}$, $k_{rg}^{(d)}$ растет с s_g , достигая максимального значения $k_{rg,max}$ при $s_g = s_{g,max}$. Если далее процесс дренажа сменяется на процесс пропитки, т.е. s_g уменьшается, то $k_{rg} = k_{rg}^{(i)}$. Кривая пропитки $k_{rg}^{(i)}(s_g)$ лежит ниже кривой дренажа $k_{rg}^{(d)}(s_g)$. Фазовая проницаемость $k_{rg}^{(i)}$ обращается в ноль при $s_g = s_{gc}^{(i)} \geq s_{gc}^{(d)}$. Таким образом, если s_g достигла значения $s_{g,max}$, то она уже не может опуститься ниже значения $s_{gc}^{(i)}$.

Фактически кривые $k_{rg}^{(d)}(s_g)$ и $k_{rg}^{(i)}(s_g)$ соответствуют максимальной петле гистерезиса, в которой s_g достигает значения $s_{g,max}$. Предположим что в процессе дренажа s_g достигает меньшего значения, которому на рис. 2 соответствует точка I при $s_g = s_{g,hy}$. Если далее дренаж сменяется пропиткой, то k_{rg} соответствует кривая DI , расположенная между $k_{rg}^{(d)}(s_g)$ и $k_{rg}^{(i)}(s_g)$. Уменьшению s_g соответствует движение от I к D , где точка D определяет критическую насыщенность $s_{gc}^{(d)}$, а точка I — исторически максимальную насыщенность $s_{g,hy}$. Если пропитка сменяется дренажем, то k_{rg} возрастает вдоль отрезка DI пока s_g не достигнет значения $s_{g,hy}$, а $k_{rg}(s_g)$ не совпадет с $k_{rg}^{(d)}(s_g)$. При дальнейшем росте s_g выполняется равенство $k_{rg} = k_{rg}^{(d)}$. Если в чередующихся процессах пропитки и дренажа достигается следующее максимальное значение, которому, например, соответствует точка I' , то процессу пропитки соответствует кривая $D'I'$.

Таким образом, гистерезис k_{rg} определяется кривыми $k_{rg}^{(d)}(s_g)$ и $k_{rg}^{(i)}(s_g)$ и исторически максимальным значением $s_{g,hy}$, достигнутым к данному моменту времени. Для математического описания гистерезиса k_{rg} используется модель [7], которая основывается на следующих соотношениях:

$$s_{gc} = s_{gc}^{(d)} + \frac{s_{g,hy} - s_{gc}^{(d)}}{1 + C(s_{g,hy} - s_{gc}^{(d)})}, \quad C = \frac{1}{s_{gc}^{(i)} - s_{gc}^{(d)}} - \frac{1}{s_{g,max} - s_{gc}^{(d)}} \quad (6)$$

$$k_{rg}(s_g) = k_{rg}^{(i)}(s_g^*) \frac{k_{rg}^{(d)}(s_{g,hy})}{k_{rg,max}} \quad (s_g < s_{g,hy}), \quad (7)$$

$$s_g^* = s_{gc}^{(i)} + (s_{g,max} - s_{gc}^{(i)}) \frac{s_g - s_{gc}}{s_{g,hy} - s_{gc}}$$

где уравнения (6) определяют критическую насыщенность s_g , т.е. абсциссу точки D на рис. 2, а уравнения (7) — кривую DI .

В настоящей работе положим, что

$$k_{rg}^{(j)} = k_{rg,max} \left(\frac{s_g - s_{gc}^{(j)}}{s_{g,max} - s_{gc}^{(j)}} \right)^{n_g} \quad (s_g \geq s_{gc}^{(j)})$$

$$k_{rl} = \left(\frac{s_{g,max} - s_g}{s_{g,max}} \right)^{n_l}$$

где n_g и n_l — константы [11], а $j = d, i$.

3. УРАВНЕНИЯ В БЕЗРАЗМЕРНОМ ВИДЕ

Выберем L в качестве характерного масштаба длины. Так как фильтрация жидкости g происходит под действием силы Архимеда, то в качестве масштаба давления естественно взять $(\rho_l - \rho_g)gL$. Тогда $u_{scl} = (k / \mu_l)(\rho_l - \rho_g)g$ есть характерная скорость фильтрации (2). Масштаб u_{scl} характеризует интенсивность течения, вызванного силой Архимеда. Так как истинная скорость течения жидкости характеризуется $u_{scl} / \phi(1 - s_{lc})$, то в качестве масштаба времени естественно выбрать $\phi(1 - s_{lc})L / u_{scl}$.

В соответствии с выбранными масштабами введем безразмерные переменные

$$x = \hat{x}L, \quad t = \hat{t}\phi(1 - s_{lc})L / u_{scl}, \quad u = \hat{u}u_{scl},$$

$$p + \rho_l gx = \hat{p}(\rho_l - \rho_g)gL, \quad s_i = (1 - s_{lc})\hat{s}_i, \quad k_{rg} = k_{rg,max}\hat{k}_{rg} \quad (8)$$

где «крышкой» обозначены безразмерные и масштабированные величины. Выбор $1 - s_{lc}$ в качестве масштаба насыщенности обусловлен тем, что доля s_{lc} порового пространства всегда остается насыщенной неподвижной связанной фазой l . Эта доля фактически не влияет на течение и, таким образом, может быть исключена из рассмотрения с помощью введения масштабного коэффициента.

Подставляя (8) в уравнения (1) — (5) и для упрощения обозначений опуская у безразмерных переменных знак «крышки», получим

$$\frac{\partial s_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i}{\partial x} = 0, \quad i = g, l \quad (9)$$

$$u_g = -Mk_{rg} \left(\frac{\partial p}{\partial x} - 1 \right), \quad u_l = -k_{rl} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (10)$$

$$t = 0: \quad s_g = 1 \quad (0 \leq x \leq 1), \quad s_g = 0 \quad (x < 0 \cup x > 1) \quad (11)$$

$$|x| \gg 1: \quad s_g = 0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (12)$$

$$M = k_{rg,max} \frac{\mu_l}{\mu_g} \tag{13}$$

где M — отношение подвижностей жидкостей.

Складывая уравнения (9) и учитывая, что сумма насыщенностей равна единице, получим

$$\frac{\partial}{\partial x}(u_g + u_l) = 0 \tag{14}$$

Подставляя (10) в (14) и интегрируя получившееся соотношения с учетом граничных условий (12), получим

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{Mk_{rg}}{Mk_{rg} + k_{rl}} \tag{15}$$

Подставляя (15), (10) в (9) для $i = g$, получим одно уравнение на насыщенность s_g

$$\frac{\partial s_g}{\partial t} + \frac{\partial G}{\partial x} = 0 \tag{16}$$

$$G(s_g, s_{g,hy}) = \frac{Mk_{rg}(s_g, s_{g,hy})k_{rl}(s_g)}{Mk_{rg}(s_g, s_{g,hy}) + k_{rl}(s_g)} \tag{17}$$

$$s_{g,hy}(t, x) = \max_{t' \leq t} s_g(t', x) \tag{18}$$

Таким образом, исследование фильтрации сводится к решению одного уравнения гиперболического типа (16), в котором функция потока G (17) зависит не только от значения s_g в данный момент времени t , но и от исторически максимального значения насыщенности $s_{g,hy}$ (18). При $s_g = s_{g,hy}$ имеем кривую $G(s_g, s_g)$ для процесса дренажа, а при $s_{g,hy} = 1$ кривая $G(s_g, 1)$ описывает процесс пропитки (рис. 3).

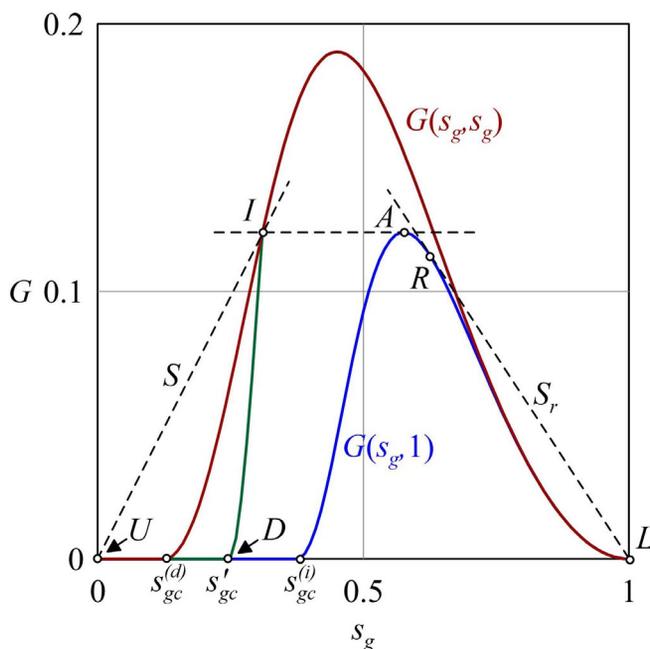


Рис. 3. Типичный вид функции $G(s_g, s_{g,hy})$ при $s_g = s_{g,hy}$ (дренаж) и $s_{g,hy} = 1$ (пропитка). Используются масштабированные в соответствии с (8) значения s_g .

Решение уравнения (16) при начальных условиях (11) может быть получено методом характеристик, скорость которых пропорциональна производной $\partial G / \partial s_g$ при $s_{g,hy} = \text{const}$ в случае пропитки или $s_{g,hy} = s_g$ в случае дренажа [8, 9]. Зависимость G от $s_{g,hy}$ существенно осложняет процесс аналитического решения задачи. В этой связи дальше построим приближенное решение задачи и оценим его точность с помощью сравнения с численным решением уравнения (16) при начальных условиях (11).

4. ПРИМЕР ТЕЧЕНИЯ

Рассмотрим результаты прямого численного моделирования течения при $M = 3.7$, $n_l = n_g = 2$, $s_{gc}^{(d)} = 0.125$ и $s_{gc}^{(i)} = 0.375$. В соответствии с (11), при $t = 0$ вся жидкость g находится при $0 \leq x \leq 1$, причем ее насыщенность равна 1. Таким образом, безразмерный объем жидкости

$$V = \int_{-\infty}^{+\infty} s_g dx = 1 \tag{19}$$

равен единице при $t = 0$. Так как газ моделируется несжимаемой средой, интеграл (19) не изменяется со временем. Следовательно площадь под графиком функции $s_g(x)$ при любом t равна 1.

При $0 < t \ll 1$ изменения s_g со временем сконцентрированы при $x = 1$. Эти изменения происходят из-за распада разрыва, который при $t = 0$ находится при $x = 1$. В положительном направлении оси x распространяется сильный разрыв S , на котором s_g скачком возрастает от 0 до некоторого значения s'_g (рис. 4, $t = 2.2$). Причем, при выбранных параметрах течения $s_g = s'_g = \text{const}$ во всей области, простирающейся от $x = 1$ до S . В отрицательном направлении оси x от $x = 1$ распространяется последовательность волн, состоящая из сильного разрыва S_r и присоединенной к нему волны Римана. Таким образом, сила Архимеда приводит к распаду начального разрыва при $x = 1$ за счет течения легкой жидкости g вверх, а тяжелой жидкости l вниз.

Начальный разрыв при $x = 0$ устойчивый, так как на нем s_g возрастает с x , т.е. тяжелая жидкость расположена под легкой.

В соответствии с общими принципами графического решения задачи о распаде произвольного разрыва в среде, описываемой уравнением (16), необходимо на плоскости $\{s_g, G\}$ построить огибающую к функции G [9]. В рассматриваемом случае нахождение решения осложняется тем, что G зависит не только от s_g , но и от $s_{g,hy}$. Опуская детали, опишем решение задачи при $x \sim 1$, которое является автомодельным относи-

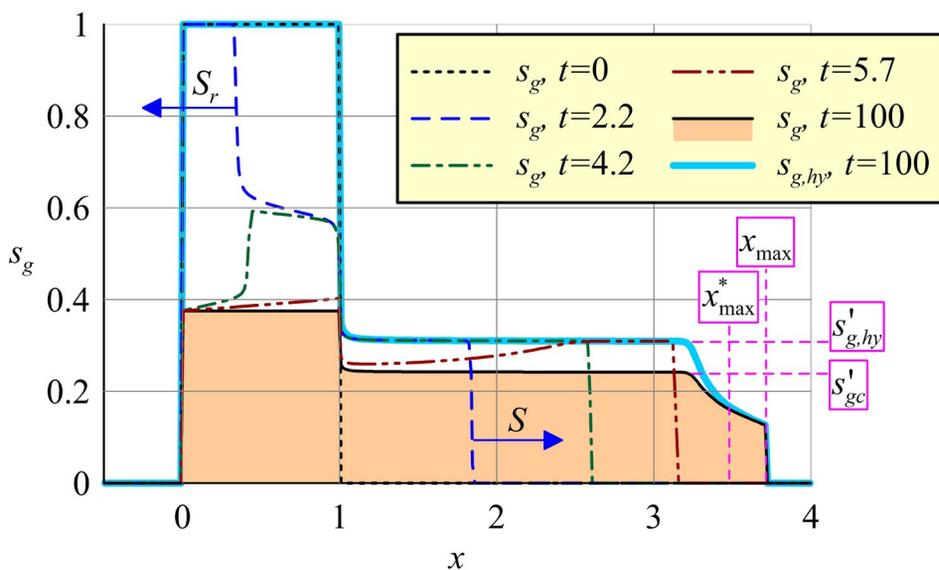


Рис. 4. Рассчитанные распределения $s_g(x)$ в последовательные моменты времени. При $t \geq 100$ параметры течения практически не изменяются со временем. Жирная кривая показывает распределение $s_{g,hy}$ при $t \gg 1$.

тельно переменной $\xi = (x - 1) / t$. Состоянию сверху и снизу от начального разрыва на плоскости $\{s_g, G\}$ соответствуют точки U и L при $s_g = 0$ и $s_g = 1$ (рис. 3).

При малых t и $0 \leq x \leq 1$ происходит пропитка, а $s_{g,hy} = 1$. Следовательно, течение в этой области описывается кривой $G(s_g, 1)$. Разрыву S_r соответствует касательная к $G(s_g, 1)$, проведенная из точки L (рис. 3). Точка касания R соответствует состоянию за разрывом S_r . Отрезок RA кривой $G(s_g, 1)$ соответствует присоединенной к S_r волне Римана, которая простирается от S_r до $x = 1$. В точке A при $x = 1$ характеристическая скорость $\partial G / \partial s_g$ равна нулю.

При малых t и $x > 1$ происходит процесс дренажа, а $s_{g,hy} = s_g$. Следовательно, течение в этой зоне описывается кривой $G(s_g, s_g)$. Разрыву при $x = 1$ и $t > 0$ соответствует переход с линии $G(s_g, 1)$ из зоны пропитки при $x \leq 1$ на линию $G(s_g, s_g)$ в зоне дренажа при $x > 1$. Причем, так как скорость этого разрыва равна нулю, то на плоскости $\{s_g, G\}$ ему соответствует горизонтальный отрезок AI (рис. 3). Разрыву S , распространяющемуся в область $x > 1$, соответствует отрезок UI . Таким образом, решение задачи о распаде произвольного разрыва описывается кривой $LRAIU$, огибающей LRA и UI .

Описанная волновая конфигурация существует только при малых t , до тех пор пока разрыв S_r не достигнет границы $x = 0$. После взаимодействия с этой границей от $x = 0$ вверх распространяются отраженные волны, которые догоняют разрыв S (рис. 4, $t = 4.2$ и 5.7). В зависимости от вида функции $G(s_g, s_{g,hy})$, в частности от расположения ее точек перегиба, это могут быть различные последовательности сильных разрывов и волн Римана. Их взаимодействие с S приводит к снижению s_g за разрывом S . Таким образом, $s_{g,hy}$ тоже опускается ниже s_g у верхнего края зоны, насыщенной жидкостью g .

С ростом t насыщенность s_g при каждом x за передним фронтом газа S снижается, приближаясь к критическому значению s_{gc} , а скорость фильтрации стремится к нулю. Скорость разрыва S также снижается по мере того как S достигает максимальной координаты x_{max} . Фактически при $t \geq 100$ распределение s_g можно уже считать не зависящим от t (рис. 4, $t = 100$). В значительном диапазоне x , исключая малую зону за фронтом S , это распределение кусочно-постоянное. При $0 \leq x \leq 1$ $s_g = s_{gc}^{(i)}$, а при $x > 1$ $s_g = s'_{gc}$.

Заметим, что последовательности волн, в том числе и в задаче о распаде произвольного разрыва при $x \sim 1$ и $t \ll 1$, могут отличаться от описанных. Например, при $s_{gc}^{(i)} \approx s_{gc}^{(d)}$ в область $x > 1$ будет распространяться не уединенный разрыв S , а разрыв с присоединенной волной Римана. Однако, такие изменения — детали, не имеющие значительного влияния на проводимые ниже рассуждения.

5. СЛУЧАЙ $s_{gc}^{(i)} = s_{gc}^{(d)}$

При отсутствии гистерезиса фазовой проницаемости можно получить точную формулу для x_{max} . В этом случае во всей области, насыщенной жидкостью g , при $t \rightarrow \infty$ имеем $s_g = s_{gc}^{(d)}$. Учитывая интеграл (19), получим, что $1 = s_{gc}^{(d)} x_{max}$. Следовательно

$$x_{max} = \frac{1}{s_{gc}^{(d)}} \tag{20}$$

Согласно (20), уменьшение критической насыщенности приводит к увеличению x_{max} . Действительно, если жидкость g обездвиживается при меньшей насыщенности $s_{gc}^{(d)}$, то g очевидно может переместиться выше по колонне.

6. ОЦЕНКА ДЛЯ x_{max}

В случае общего положения $s_{gc}^{(i)} \neq s_{gc}^{(d)}$ получить простое уравнение для x_{max} не представляется возможным. Выведем приближенное соотношение для x_{max} , предположив кусочно-постоянное распределение $s_g(x)$ при $t \rightarrow \infty$ (рис. 4). Пренебрежем неоднородным распределением s_g в малой окрестности за разрывом S , положив $s_g = s'_{gc}$ всюду при $x > 1$. Тогда площадь под графиком $s_g(x)$ можно представить в виде:

$$s_{gc}^{(i)} + s'_{gc} (x_{max}^* - 1) = 1 \tag{21}$$

где x_{max}^* — оценка длины x_{max} , полученная в сформулированном приближении. Выражая x_{max}^* из уравнения (21), получим:

$$x_{\max}^* = 1 + \frac{1 - s'_{gc}}{s_{gc}^{(i)}} \quad (22)$$

где s'_{gc} — абсцисса точки D на рис. 3. Величину s'_{gc} можно легко найти, используя уравнение (6) и графическое построение на рис. 3. Очевидно, что $x_{\max}^* < x_{\max}$ (рис. 4). Таким образом, уравнение (22) дает заниженную оценку для x_{\max} .

Для оценки точности оценки (22) сравним рассчитанные в соответствии с (22) x_{\max}^* и значения x_{\max} , полученные с помощью прямого численного моделирования фильтрации. Предварительный анализ результатов моделирования показал, что их удобно представить на плоскости $\{H, s_{gc}^{(d)} x_{\max}\}$, где

$$H = \frac{s_{gc}^{(i)} - s_{gc}^{(d)}}{s_{gc}^{(d)}}. \quad (23)$$

На рис. 5, а представлены результаты расчетов при $M = 3.7$, $n_l = n_g = 2$ и различных значениях $s_{gc}^{(d)}$ и $s_{gc}^{(i)}$. Действительно, кривые соответствуют фиксированным значениям $s_{gc}^{(d)}$, а различным значениям критерия подобия H тогда соответствуют различные $s_{gc}^{(i)}$. Согласно (20), при $H = 0$, т.е. при $s_{gc}^{(i)} = s_{gc}^{(d)}$, имеем $s_{gc}^{(d)} x_{\max} = 1$.

Результаты расчетов демонстрируют, что при увеличении H перемещение x_{\max} снижается. Действительно, большим H соответствуют большие критические насыщенности $s_{gc}^{(i)}$ и, следовательно, большие объемы фазы g , обездвиживаемой при $s_{gc} \leq s_{gc}^{(i)}$. Таким образом, меньший объем g остается в подвижном состоянии, что в свою очередь снижает x_{\max} . Этот результат сохраняется в широком диапазоне M , n_l и n_g (рис. 5, б–г).

Согласно рис. 5, x_{\max}^* служит очень хорошей оценкой снизу для x_{\max} . Действительно, результаты численного моделирования лежат выше соответствующих x_{\max}^* . Однако, ошибка $s_{gc}^{(d)}(x_{\max} - x_{\max}^*)$ не превосходит 0.05 и она меньше в большинстве рассмотренных случаев. Таким образом, уравнение (22) позволяет рассчитать x_{\max} с погрешностью не более 5%.

Проведенные расчеты демонстрируют, что x_{\max} зависит от каждого из параметров $s_{gc}^{(d)}$, $s_{gc}^{(i)}$, M , n_l и n_g . Например, при увеличении M длина x_{\max} увеличивается (рис. 5, б). Это связано с тем, что согласно (13), большим M соответствуют малые вязкости жидкости g . Можно ожидать, что менее вязкая жидкость g распространится дальше по вертикальное колонне. Малое влияние числа M на x_{\max} связано с параметрами сильных разрывов и волн Римана, характеризующихся числом M . Так как процесс фильтрации зависит от максимальной насыщенности $s_{g,hy}$, которая в свою очередь зависит от M , то и при больших t расстояние x_{\max} тоже зависит от M .

Несмотря на нелинейную зависимость x_{\max} от $s_{gc}^{(d)}$, $s_{gc}^{(i)}$, M , n_l и n_g , при малых значениях параметра H все рассчитанные кривые $x_{\max}(H)$ (и $x_{\max}^*(H)$) подобны друг другу (рис. 5). При $H < 2$, x_{\max} сильно зависит только от H и слабо зависит от других критериев подобия. Действительно, увеличению H от 0 до 2 соответствует снижение $s_{gc}^{(d)} x_{\max}$ от 1 до 0.4, т.е. на 0.6 безразмерных единиц. При этом изменению других параметров (например, M) соответствуют гораздо меньшие изменения x_{\max} . Таким образом, при $H < 2$ перемещение x_{\max} фактически зависит только от критерия подобия H . При $H \geq 2$ кривые $x_{\max}(H)$ на рис. 5 выполаживаются. При таких H влияние других критериев подобия может быть важным для точной оценки x_{\max} . Тем не менее, один из основных результатов проведенных расчетов заключается в том, что для оценки x_{\max} наиболее важным является критерий подобия H .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано течение в насыщенной пористой среде конечного объема легкой жидкости, на которую действует сила Архимеда. В виде конечного соотношения предложена оценка максимального расстояния, на которое жидкость распространится вверх по пористой среде. Показано, что полученное соотношение для максимального расстояния дает заниженную оценку, которая тем не менее имеет погрешность не более 5%. Показано, что расстояние наиболее чувствительно к одному критерию подобия, пропорциональ-

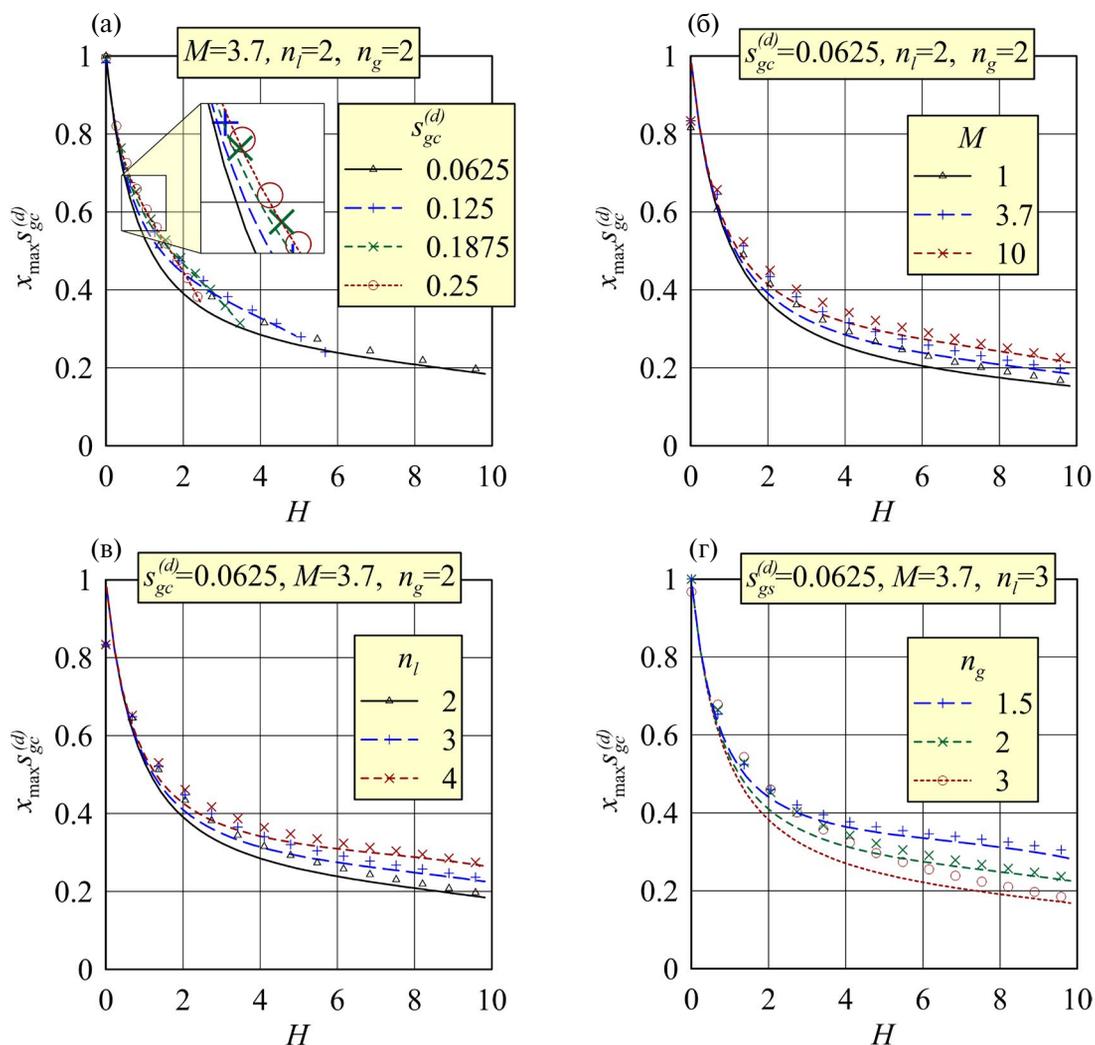


Рис. 5. Рассчитанные перемещения легкой жидкости g при различных критериях подобия. Точки соответствуют результатам численного моделирования, а кривые — приближенной оценке X_{\max}^* .

ному разности критических насыщенных в процессах пропитки и дренажа. Оценено влияние других критериев подобия, которое остается малым в широком диапазоне параметров течения.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-71-10051, <https://rscf.ru/project/19-71-10051/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bickle M.J. Geological carbon storage // Nat. Geosci. 2009. V. 2. № 12. P. 815–818. DOI: 10.1038/ngeo687.
2. Bachu S., Bonijoly D., Bradshaw J., Burruss R., Holloway S., Christensen N.P., Mathiasen O.M. CO₂ storage capacity estimation: Methodology and gaps // Int. J. Greenh. Gas Control. 2007. V. 1. № 4. P. 430–443. DOI: 10.1016/S1750-5836(07)00086-2.
3. Afanasyev A., Penigin A., Dymochkina M., Vedeneva E., Grechko S., Tsvetkova Yu., Mikheev I., Pavlov V., Boronin S., Belovus P., Osipov A. Reservoir simulation of the CO₂ storage potential for the depositional environments of West Siberia // Gas Sci. Eng. 2023. V. 114. 204980. DOI: 10.1016/j.jgsce.2023.204980.
4. Huppert H.E., Neufeld J.A. The fluid mechanics of carbon dioxide sequestration // Annu. Rev. Fluid Mech. 2014. V. 46. P. 255–272. DOI: 10.1146/annurev-fluid-011212-140627.
5. Afanasyev A., Vedeneva E., Grechko S. Scaling analysis for a 3-D CO₂ plume in a sloping aquifer at a late stage of injection // J. Nat. Gas Sci. Eng. 2022. V. 106. 104740. DOI: 10.1016/j.jngse.2022.104740.

6. Afanasyev A., Vedeneeva E., Mikheev I. Monte Carlo simulation of the maximum migration distance of CO₂ in a sloping aquifer // Gas Sci. Eng. 2023. V. 117. 205078. DOI: 10.1016/j.jgsce.2023.205078.
7. Killough J.E. Reservoir Simulation With History-Dependent Saturation Functions // Soc. Pet. Eng. J. 1976. V. 16. № 1. P. 37–48. DOI: 10.2118/5106-па.
8. Buckley S.E., Leverett M.C. Mechanism of fluid displacement in sands // Trans. 1942. V. 146. P. 107-116. DOI: 10.2118/942107-G.
9. Баренблат Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
10. Афанасьев А.А., Султанова Т.В. Исследование нестационарного двухмерного вытеснения в пористой среде в автомодельной постановке // Изв. РАН МЖГ. 2017. № 4. С. 62-72. DOI: 10.7868/S0568528117040065.
11. Brooks R., Corey A. Hydraulic properties of porous media // Hydrology Papers, Colorado State University. 1964. № 3. 27 p.

ESTIMATION OF THE MAXIMUM MIGRATION DISTANCE OF A FINITE VOLUME OF LIGHT FLUID IN A SATURATED POROUS MEDIUM

A. A. Afanasyev*, E .A. Vedeneeva**, and I. E. Mikheev

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, Russia

**e-mail: afanasyev@imec.msu.ru*

***e-mail: el-vedeneeva@imec.msu.ru*

Flow of a light fluid through a porous medium saturated with another (heavy) fluid is studied. The one-dimensional formulation of the problem describing two-phase flow in a vertical isolated porous column is considered. Assuming that the volume of light liquid is finite, its maximum upward motion under the action of the buoyancy force is estimated. A simple method for approximate estimate of this migration distance is proposed. It is shown that it is determined by only a single dimensionless number (similarity criterion) over a wide range of fluid and porous medium parameters, and the effect of other parameters is small. The dependence of the maximum migration distance on the distinguished similarity criterion is calculated. The results of study can be useful in estimating the maximum distance over which the injected gas propagates from the well through a water-saturated formation.

Keywords: flow through a porous medium, critical saturation, phase permeability, hysteresis, gas injection.

УДК 532.555

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОГО РАЗМЕРА ВЯЗКОЙ СТРУИ ПРИ ЕЕ ИСТЕЧЕНИИ ИЗ КАПИЛЛЯРНОГО КАНАЛА

© 2024 г. А. А. Сафронов*, А. А. Коротеев, А. Е. Агафонов, А. Л. Григорьев, Н. И. Филатов

АО ГНЦ «Центр Келдыша», Москва, Россия

*e-mail: a.a.safir@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.05.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Радиусы отверстия капиллярного канала и истекающей из него струи в общем случае различны. Трение жидкости о стенки канала приводит к параболическому распределению скорости, в то время как малые касательные напряжения на границе свободной струи обуславливают выравнивание скоростного профиля. Диссипативные эффекты влияют как на длину участка установления профиля скорости, так и ее осредненное по радиусу значение, а также установившийся радиус струи. Ранее соответствующая задача теоретически решалась в осесимметричном приближении. Однако при малых значениях числа Рейнольдса условие симметрии не выполняется из-за возникновения участка изгибного течения. Помимо этого, в струях, истекающих с малой скоростью, возникают явления глобальной и граничной неустойчивости капиллярного течения. Совокупность нелинейных взаимосогласованных эффектов приводит к несимметричной относительно оси деформации профиля скорости на участке установления и неоднозначности зависимости радиуса струи от числа Рейнольдса. В работе впервые представлены результаты экспериментального изучения зависимости установившегося радиуса высоковязких струй от скорости при возникновении участка изгибного течения.

Ключевые слова: капиллярная гидродинамика, вязкая струя, самопроизвольный изгиб струи, самоиндуцированный капиллярный распад.

DOI: 10.31857/S1024708424050054 EDN: NQXKBVT

Истечение струй из капиллярных каналов встречается во многих технических приложениях. Одной из важных решаемых задач является генерация мелкодисперсных капельных потоков с заданными характеристиками. Размер капель, формирующихся в результате капиллярного распада струи, зависит от ее радиуса. При ламинарном течении профиль скорости жидкости на выходе из канала близок к параболическому. Далее касательные напряжения на границе жидкости исчезают, поле скорости на переходном участке в окрестности выходного сечения канала перестраивается и в дальнейшем скорость жидкости в струе принимает постоянное значение. Закономерности изменения профиля скорости зависят от значения числа Рейнольдса $Re = 2r_0\rho u_0/\mu$, где ρ и μ — плотность и динамическая вязкость жидкости, u_0 — осредненная скорость жидкости в канале, r_0 — радиус канала. Ранее установлено, что в маловязкой струе осредненная скорость жидкости увеличивается в $4/3$ раз, а радиус струи на удалении от выходного сечения канала равен $r_\infty = (3/4)^{1/2}r_0$. Если вязкостью пренебречь нельзя, а значение числа Рейнольдса достаточно велико, конечная скорость будет меньше, а радиус струи больше асимптотических значений. В работе [1] данный вопрос исследовался теоретически и экспериментально для осесимметричной струи в предположении, что $Re \gg 1$. Результаты анализа показали, что $r_\infty/r_0 = 1$ в случае $Re \approx 16$. При меньших $Re - r_\infty > r_0$, а при $Re > 16 - r_\infty < r_0$.

В работе [2] проведено исследование отношения r_∞/r_0 для $Re < 16$. В линейном приближении проведен анализ закономерностей развития возмущений поля скорости струи в окрестности выхода капиллярного канала. Определены волновое число ответственных за протекание переходных процессов возмущений,

а также фактор их роста. Результаты расчетов, выполненных с использованием теоретической модели, а также проведенные эксперименты характеризуют мультстабильность поведения системы. По мнению авторов [2] линейная модель не позволяет дать исчерпывающее описание истечения из-за сложностей переходных процессов на выходе канала. В работах [3–5] предпринималась попытка численного определения профиля скорости струи на выходе в осесимметричном приближении. Однако из-за ряда принципиальных трудностей в полной мере решить поставленную задачу не удалось. Исследование влияния капиллярных эффектов на закономерности истечения высокоскоростных вязких струй проводилось в работе [6]. Сравнение результатов численного моделирования с экспериментом показало лишь качественное соответствие полученных результатов. Ряд эффектов, включая колебания, сопровождающие установление профиля скорости, описать не удалось. Влияние капиллярного мениска в окрестности выходного сечения канала на изменение профиля скорости в высокоскоростной струе исследовано в работе [7].

В представленной работе рассмотрены закономерности истечения из капиллярного канала вязкой струи с малой скоростью при значениях числа Вебера $We = r_0 \rho u_0^2 / \sigma$ (σ — поверхностное натяжение), близких к единице. Актуальность исследования обусловлена разработкой капельных холодильников — излучателей (КХИ) — бескаркасных систем отвода низкопотенциального тепла в циклах космических энергетических установок большой мощности [8–10]. Концепция КХИ основана на использовании радиационного охлаждения свободно распространяющегося в космосе мелкодисперсного капельного потока для излучения тепла. Капли горячего сверхвысоковакуумного теплоносителя создаются генератором, а остывшие собираются в уловителе. При уменьшении скорости капель, возрастает время их полета. За счет этого можно увеличить размер капель при сохранении перепада температуры в излучателе. Увеличение размера повышает технологичность и снижает стоимость КХИ. Для создания генераторов «медленных» капель необходимо решение ряда задач, связанных с исследованием капиллярных течений.

НИЗКОСКОРОСТНОЕ КАПИЛЛЯРНОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ СТРУИ

В работах [11, 12] продемонстрировано существование глобальной неустойчивости в капиллярной струе, истекающей с малой вязкостью. Теоретический анализ развития неустойчивости проводился с помощью методики, разработанной А.Г. Куликовским; полученные результаты получили экспериментальное подтверждение. В работе [13] исследован самоиндуцированный капиллярный распад струи под действием граничной неустойчивости. Возмущения возникают в результате отрыва от струи зародышей капель. Короткие волны движутся против течения к выходу канала и при отражении от него из-за эффекта Доплера изменяют длину волны. Часть спектра сформировавшихся таким образом длинноволновых возмущений растет в соответствии с закономерностями теории конвективной неустойчивости. Их развитие приводит к распаду струи, в результате которого генерируются новые бегущие волны. В результате анализа процесса в линейном приближении обоснована многозначность функции зависимости длины распадающейся струи от скорости. Экспериментальные исследования подтвердили этот результат. В работе [14] проведено численное моделирование закономерностей самоиндуцированного распада вязких струй. Работа [15] направлена на проведение комплекса исследований влияния вязкости на граничную скорость перехода режима конвективной неустойчивости струйного течения к абсолютной неустойчивости. Показано, что вблизи границы абсолютной неустойчивости в капиллярном течении возникают явления, приводящие к изгибу струи. Применительно к концепции создания КХИ в работе [10] исследованы закономерности самопроизвольного изгиба вязкой струи, истекающей из капиллярного канала в вакуум в условиях микрогравитации. Показано, что определяющим механизмом формирования изгибного течения струи является действие вязких сил.

Механизм формирования изгибного течения связан с протеканием процессов установления профиля скорости в жидкости за срезом канала. Если характерная длина установления профиля скорости в струе равна L , а смещение оси струи относительно оси форсунки в этой точке составляет δ (рис. 1), величина вязких сил, действующих вдоль оси струи $F_v \sim \mu u_0 r_0^2 / L$. Момент этой силы, искривляющей струю и усиливающий малое начальное возмущение, $M_v \sim \delta \cdot F_v$. При наличии изгиба поле скорости жидкости в струе деформируется с возникновением нескомпенсированного напряжения, инициирующего противодействующий изгибу момент. Считая малой кривизну струи k , можно получить величины разности «пробега» жидких частиц на краях струи из-за изгиба $\sim 2r_0 k L$, противодействующего ему напряжения $\tau_{op} \sim r_0 \mu (dk/dt)$ и соответствующего момента $M_{op} \sim r_0^3 \tau_{op}$. Когда кривизна мала можно использовать приближенное со-

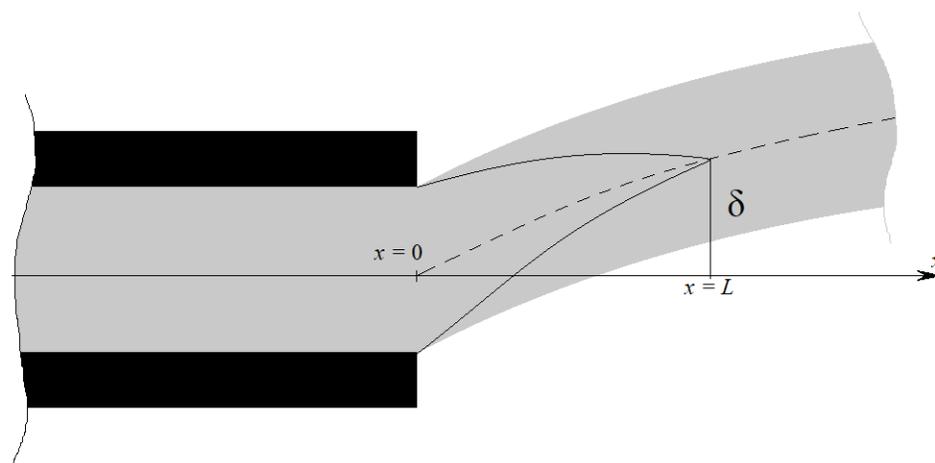


Рис. 1. Схема изгибного течения струи.

отношение $k \sim \delta/L^2$ и получить выражение для скорости изменения δ на начальной стадии изгиба струи, характеризующее линейное возрастание малого начального изгибного возмущения:

В нелинейной стадии вязкому изгибающему моменту противодействуют силы поверхностного натяжения и инерции. В итоге формируется стационарное изгибное течение струи.

Из рассмотренного выше следует, что изгиб струи сопровождается деформацией поля скорости в области переходного течения при установлении профиля скорости струи. В то же время характеристики явления изгиба зависят от длины струи, связанной с особенностями ее самоиндуцированного распада. Дополнительным осложняющим фактором является нелинейность перечисленных процессов.

Закономерности медленных струйных течений исследовались экспериментально. Помимо критериев Рейнольдса и Вебера, использовалось число Онезорге $Oh = \mu/(r_0 \rho \sigma)^{1/2}$ (отношение сил вязкости и поверхностного натяжения). Критерии связаны соотношением $2 \cdot We^{1/2} = Re \cdot Oh$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ

Струи создавались путем механического вытеснения жидкости из резервуара через капиллярные каналы с помощью винтового механизма, приводимого шаговым двигателем. Метод получения струй позволял с высокой точностью поддерживать расход жидкости на заданном уровне.

Эксперименты проводились при различных температурах с вакуумным маслом ВМ1-С и растворами глицерина в воде. Вязкость измерялась вискозиметром, поверхностное натяжение — тензиометром. Внутренний диаметр вертикальных (отклонение от направления действия силы тяжести не более 0.3°) капиллярных каналов из нержавеющей стали составлял 0.50 мм, внешний — 0.785 мм. Съемка осуществлялась цифровым микроскопом высокого разрешения; на диаметр струи на цифровых снимках приходилось ~ 90 пикселей. При обработке экспериментальных данных граница струи на цифровом снимке определялась по методике [13], основанной на расчете второй производной яркости пикселей в направлении, перпендикулярном границе струи. Пример фотографии струи и оцифрованных значений координат ее границы приведен на рис. 2.

Минимальная скорость истечения соответствовала значению, при котором еще наблюдается устойчивое формирование струи; максимальная составляла 2 м/с и определялась особенностями экспериментальной установки. Длина канала превышала 50 радиусов. Максимальное значение числа Рейнольдса в экспериментах ~ 40 , т.е. ниже границы перехода к турбулентному режиму.

В экспериментах измерялась зависимость отношения установившегося радиуса струи к радиусу капиллярного канала форсунки r_{st}/r_0 от Re для струй с различным значением Oh . Погрешность измерения r_{st}/r_0 не превышала 2%, определения Re — 3%, Oh — 2%. При генерации струи веретенообразной формы (рис. 3) установившимся радиусом считалось его наибольшее значение в окрестности среза канала.

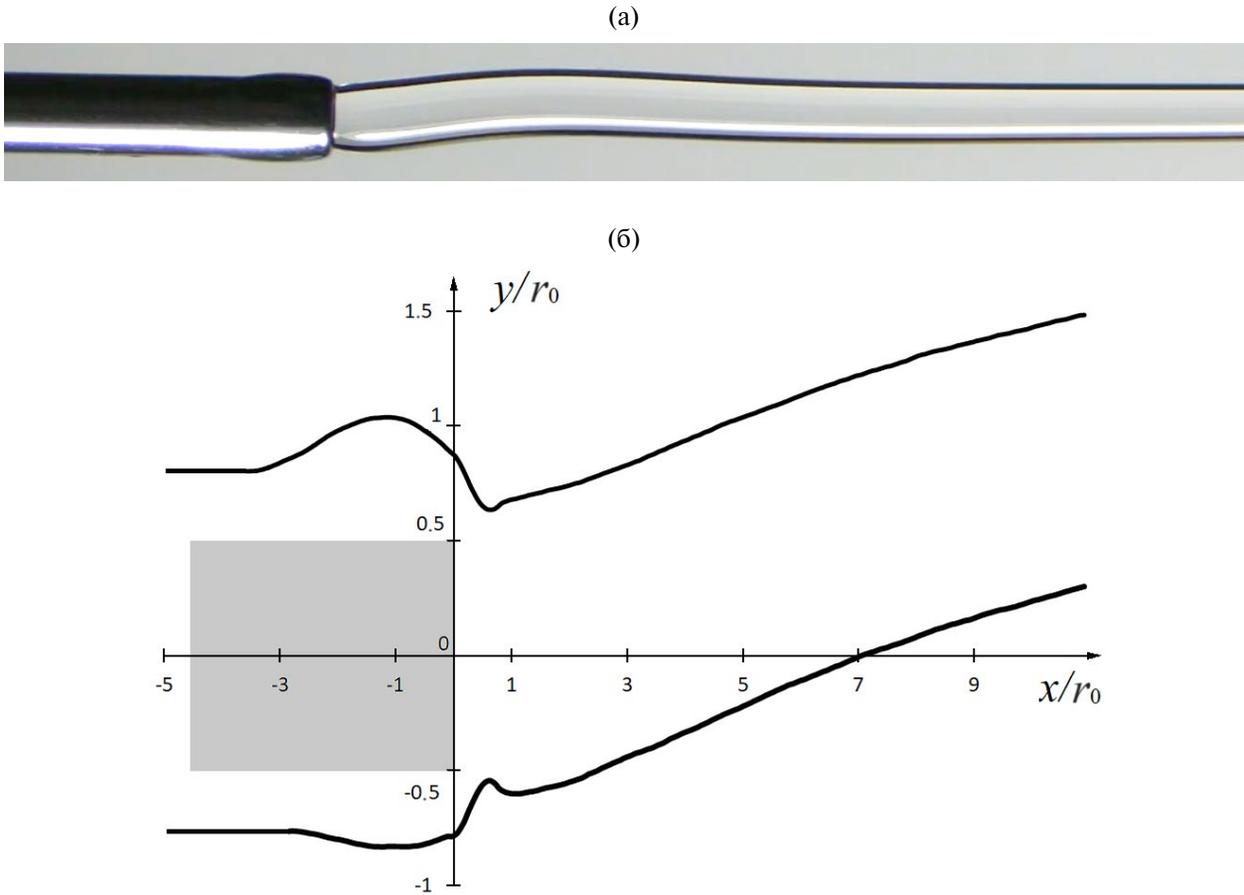


Рис. 2. Изгибное течение вязкой струи при $Re = 2.35$, $Oh = 3.2$ (а) и положение границы струи (обезразмеривание по радиусу), $x = 0$ — срез канала (б); расширение границы при $x < 0$ обусловлено формированием мениска на форсунке.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты экспериментальных измерений зависимости r_{st}/r_0 от Re для различных Oh представлены на рис. 4. Результаты экспериментальных исследований при $Re > 8$ соответствуют представленным в работах [1, 2, 6]. В частности, в проведенных экспериментах отношение $(r_{st}/r_0) = 1$ при $Re \approx 16$. Однако при меньших значениях числа Рейнольдса наблюдались не только несоответствие результатов данным работ [1, 2, 6], но и многозначность экспериментально полученной зависимости $r_{st} = r_{st}(r_0, Re)$.

При $Re < 7$ эта зависимость разделялась на две кривые (рис. 4б). Значениям $Oh = 0.5$ и $Oh = 0.25$ соответствует значительно большее отношение r_{st}/r_0 нежели $Oh > 3$. В некоторых случаях при одном значении Re радиус струй с различными Oh отличался в полтора раза. Качественное объяснение этому следующее. При малых Oh и u_0 распад струи происходил в результате действия механизма граничной неустойчивости, из-за чего длина струи составляла $\sim 10r_0$ (рис. 5). Струи с большим значением Oh имели длину в десятки раз больше. При этом, как видно из рис. 2, характерная длина волны изгибного возмущения превышала $10r_0$. Из-за малой длины в струях с умеренным значением Oh изгибное возмущение с амплитудой, достаточной для деформации поля скорости в переходном слое не формируется.

На рис. 4в приведены результаты, полученные для струй с $Oh > 3$. В этом случае также наблюдается разделение зависимости на две кривые. Все точки, соответствующие кривой с меньшим значением отношения $r_{st}/r_0(Re)$ получены в эксперименте со струей с $Oh = 7.5$. Эти результаты представлены на отдельном графике рис. 4г. Видно, что разделение зависимости на ветви происходит в окрестности $Re = 1$, где при больших значениях Oh величина изгиба струи может превышать 15° .

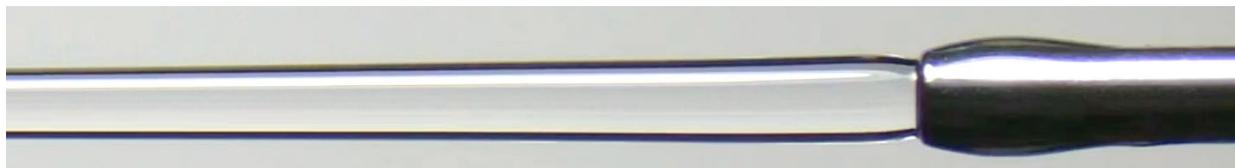


Рис. 3. Струя веретенообразной формы.

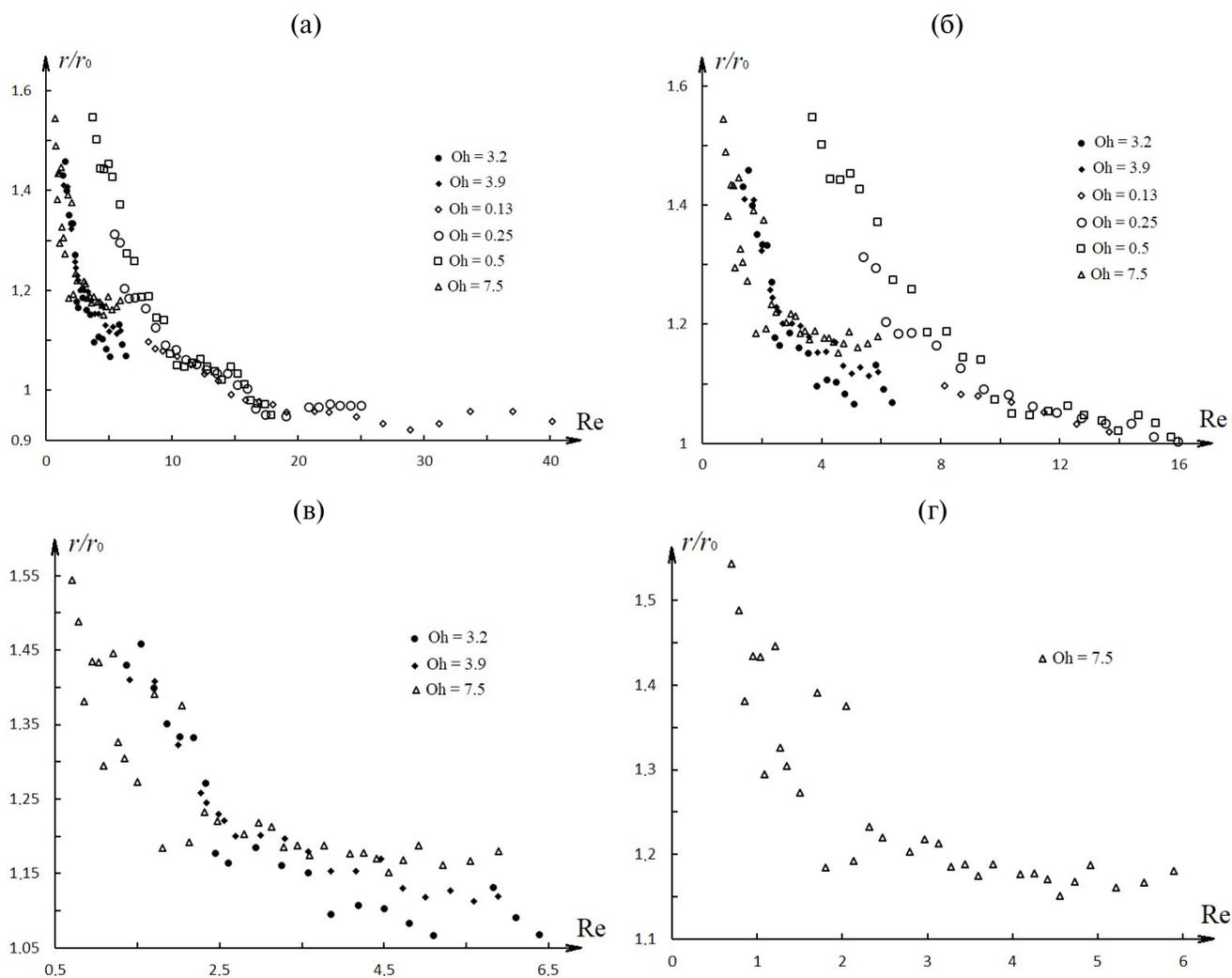


Рис. 4. Результаты экспериментальных измерений зависимости r_{sr}/r_0 от Re для различных значений Oh , представленные в различных масштабах.

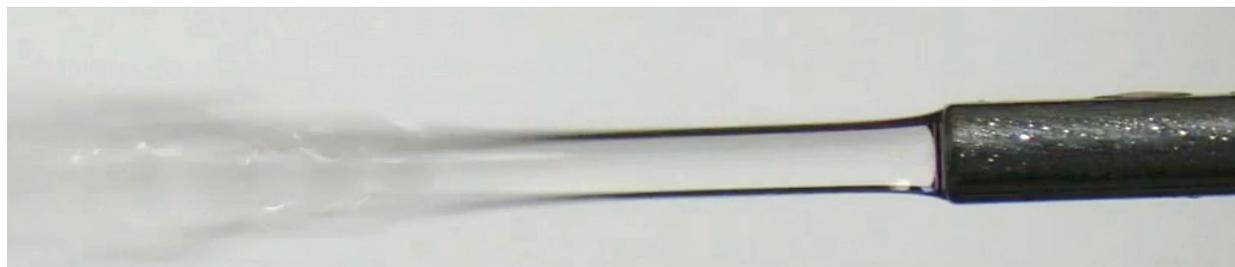


Рис. 5. Струя малой длины.

Различные квазистационарные состояния изгибного течения соответствуют разным значениям r_{sp}/r_0 при одном и том же Re. При изгибном течении вязкой струи предположение осесимметричного течения, традиционно используемое для анализа закономерностей установления профиля скорости в струе, не является корректным как из-за изгиба оси, так и потому, что в области переходного течения радиус кривизны оси соизмерим с радиусом струи, а ее профиль не является круговым (см. рис. 2).

Представленные результаты получены в условиях нормальной силы тяжести. Аналогичные эксперименты в условиях микрогравитации как правило проводились с маловязкими жидкостями ($Oh \sim 10^{-3}$ [13]). Результаты экспериментов с $Oh \sim 1$ представлены лишь в работе [15] для двух серий экспериментов, посвященных исследованиям качественных характеристик капиллярного течения. Решение задачи экспериментального изучения закономерностей изгибных течений вязких струй в условиях микрогравитации приобретает в этой связи особую актуальность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты свидетельствуют о том, что при значениях Re, сравнимых с единицей, закономерности перестройки поля скорости в струе, истекающей из форсунки, определяются не только соотношением сил инерции и вязкости, но также и действием силы поверхностного натяжения, один из механизмов влияния которой связан с явлением изгибного течения. Характерная длина волны изгибного возмущения, описанного в данной работе, а также наблюдаемого в экспериментах в условиях микрогравитации [15], превышает $\sim 10r_0$. Если длина распадающейся под действием механизма граничной неустойчивости струи оказывается меньше этого значения, изгибное течение не формируется, а поле скорости близко к осесимметричному. При уменьшении величины поверхностного натяжения длина струи возрастает и в ней формируются изгибные возмущения. При этом переход от параболического к практически постоянному радиальному распределению скорости происходит в результате развития не осесимметричных возмущений, что приводит к заметному (десятки процентов) изменению радиуса струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Middleman S., Gavis J. Expansion and contraction of capillary jets of Newtonian liquids // *Physics of Fluid*. 1961. N. 4. I. 355. P. 355–359.
2. Simon L., Wronski G., Wronski S. The shape of low-speed capillary jets of Newtonian liquids // *J. Fluid Mech*. 1966. V. 35. P. 1. P. 185–198.
3. Kruyt N.P., Cuvelier C., Segal A., Zanden J. A total linearization method for solving viscous free boundary flow problems by the finite element method // *International journal for numerical methods in fluids*. 1988. V. 8. I. 3. P. 351–363.
4. Brasseur E., Fyrillas M.M., Georgiou G.C., Crochet M.J. The time-dependent extrudate-swell problem of an Oldroyd-B fluid with slip along the wall // *J. Rheol*. 1998. V. 42. P. 549–566.
5. Mitsoulis E., Georgiou G., Kountouriotis Z. A study of various factors affecting Newtonian extrudate swell // *Computers & Fluids*. 2012. V. 57. P. 195–207.
6. Georgiou G.C., Papanastasiou T.C., Wilkes J.O. Laminar Newtonian jets at high Reynolds number and high surface tension // *AIChE Journal*. 1988. V. 34. N. 9. P. 1559–1562.
7. Chesnokov Y.G., Razumovskij N.A. Free surface of a high speed capillary jet // *Applied Scientific Research*. 1998. V. 59. P. 77–88.
8. Сафронов А.А. Радиационное остывание немонодисперсного капельного потока в бескаркасных системах отвода низкопотенциального тепла в космосе // *Инженерно-физический журнал*. 2024. Т. 97. №1. С. 20–28.
9. Коротеев А.А., Сафронов А.А., Филатов Н.И., Григорьев А.Л., Хлынов А.В. Исследование генераторов капель бескаркасных систем теплоотвода в космосе // *Космическая техника и технологии*. 2023. №1(40). С. 83–94.
10. Сафронов А.А., Коротеев А.А., Филатов Н.И., Григорьев А.Л. Изгиб вязкой струи, истекающей из капиллярного отверстия // *Инженерно — физический журнал*. 2022. Т. 95. № 1. С. 72–79.
11. Yakubenko P.A. Capillary instability of an ideal jet of large but finite length // *European Journal of Mechanics. B, Fluids*. 1997. V. 16. N. 1. P. 39–48.
12. Yakubenko P.A. Global capillary instability of an inclined jet // *Journal of Fluid Mechanics*. 1997. V. 346. I. 10. P. 181–200.

13. *Umemura A., Osaka J., Shinjo J.* Coherent capillary wave structure revealed by ISS experiments for spontaneous nozzle jet disintegration // *Microgravity Sci. Technol.* 2020. V.32. P. 369–397.
14. *Сафронов А.А., Коротеев А.А., Григорьев А.Л., Филатов Н.И.* Моделирование самоиндуцированного капиллярного распада струи вязкой жидкости. *Известия высших учебных заведений // Прикладная нелинейная динамика.* 2023. Т. 31. № 6. С. 673–685.
15. *Vihinen I., Honohan A.M., Lin S.P.* Image of absolute instability in a liquid jet // *Physics of Fluids.* 1997. 9(11). P. 3117–3119.

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE TRANSVERSE SIZE OF A VISCOUS JET FLOWING OUT OF A CAPILLARY CHANNEL

A. A. Safronov*, A. A. Koroteev, A. E. Agafonov, A. L. Grigor'ev, and N. I. Filatov

Keldysh Research Center, Moscow, 125438 Russia

**e-mail: a.a.safr@yandex.ru*

The radii of the orifice of a capillary channel and a jet flowing out of it are generally different. Fluid friction on the channel walls leads to the parabolic velocity distribution, while small shear stresses at the free jet boundary are responsible for the velocity profile equalization. Dissipation has an effect on both the length of the region, where the velocity profile is settled, and its radius-average value, as well as on the steady-state jet radius. Previously, the corresponding problem was theoretically solved in the axisymmetric approximation. However, the symmetry condition is not fulfilled in the case of small Reynolds numbers, owing to the occurrence of a bend flow region. Moreover, in the jets flowing out at a low velocity there occur the phenomena of global and boundary instability of the capillary flow. The totality of the nonlinear, mutually-agreed effects leads to velocity profile deformation, such that it becomes asymmetric with respect to the axis in the region, where its value is settled, and the nonuniqueness of the Reynolds-number dependence of the jet radius. The results of an experimental investigation of the dependence of the steady radius of highly viscous jets on the outflow velocity are for the first time presented for the case in which the bend flow region arises.

Keywords: capillary fluid dynamics, viscous jets, spontaneous jet bending, self-induced capillary breakdown.

УДК 532.584:532.516:535.135:532.5.011.1

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕЧЕНИЙ НАНОЖИДКОСТЕЙ (ОБЗОР)

© 2024 г. В. Я. Рудяк

Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет, Новосибирск, Россия

e-mail: valery.rudyak@mail.ru

Поступила в редакцию 07.05.2024 г.

После доработки 07.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Обсуждаются проблемы, возникающие при моделировании наножидкостей. Анализируется возможность применения двухжидкостного и одножидкостного описаний. Дан обзор теплофизических свойств наножидкостей и показано, что их вязкость и теплопроводность зависят не только от концентрации наночастиц, но также от их размера и материала. Подробно изучается поведение параметров подобия, их зависимость от концентрации, размера и материала наночастиц. Показано, что в общем случае невозможно решать задачу просто варьируя параметры подобия. Приведены два примера решения задачи о теплоотдаче двух разных наножидкостей, с обычными сферическими наночастицами и с углеродными нанотрубками. В последнем случае наножидкость является неньютоновской. Показано, что наножидкости позволяют получить очень высокие значения превышения коэффициента теплоотдачи.

Ключевые слова: вязкость, гидродинамическое моделирование, наножидкости, параметры подобия, теплопроводность, теплоотдача.

DOI: 10.31857/S1024708424050069 **EDN:** NQVZLW

Дисперсные жидкости широко распространены как в природных условиях, так и в различных промышленных системах. Их экспериментальное изучение на протяжении многих десятилетий является одним из центральных направлений исследований механики жидкостей. Одновременно активно развивались и методы моделирования таких течений [1–4]. Разработка гидродинамических методов описания течений дисперсных жидкостей потребовало и создания моделей соответствующих коэффициентов переноса, основа которых была заложена классическими работами Дж. Максвелла и А. Эйнштейна [5,6].

Около тридцати лет тому назад появился новый тип дисперсных жидкостей, получивший название наножидкости. На удивление процессы переноса в них не описывались уже упоминавшимися классическими теориями, равно как и многочисленными их обобщениями. Этого следовало ожидать. В обычных крупнодисперсных жидкостях изменения в коэффициентах переноса были вызваны гидродинамическими возмущениями, формирующимися в окрестности частиц. Наночастицы являются мезообъектом, их размеры (они фиксированы и меняются от 1 до 100 нм) занимают промежуточное положение между размерами молекул и макроскопических частиц. Это определяет и новые механизмы процессов переноса, здесь меняется структура жидкости. Наножидкостями называются и дисперсные жидкости с углеродными нанотрубками (УНТ). Характерный диаметр их укладывается в диапазон размеров наночастиц, тогда как длина обычно превышает 4–5 мкм.

Интерес к наножидкостям вызван в первую очередь их возможными применениями. Они уже с успехом используются или планируется их применение в косметической и парфюмерной промышленности, в трибологии, в различных биомедицинских и теплофизических технологиях, в нефтегазовой индустрии [7–10]. Практическое применение наножидкостей требует понимания характера их течений. Многообразие возможных течений делает практически невозможным их экспериментальное изучение.

Альтернативой является моделирование таких течений. К настоящему времени опубликованы тысячи соответствующих статей. К сожалению, ко многим опубликованным данным следует относиться очень осторожно, а ряд из них просто неправильные. Связано это с тем, что течения наножидкостей все еще нередко пытаются описывать как течения обычных суспензий. Сегодня уже ясно, что делать этого нельзя. Кроме того, при моделировании задачу традиционно решают в некоторых безразмерных переменных, просто варьируя появляющиеся параметры подобия. Такой подход также обычно не применим.

Цель данной статьи состоит в том, чтобы вскрыть проблемы, возникающие при моделировании наножидкостей, и показать, как и какими методами следует его реализовывать. Здесь последовательно анализируются ситуации, когда течения наножидкостей можно описывать гидродинамически, рассматриваются двухжидкостное и одножидкостное описания. Подробно изучается поведение параметров подобия, их зависимость от концентрации, размера и материала наночастиц, приводится ряд примеров.

1. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

Динамику течения можно описывать несколькими альтернативными способами. Возможен эйлеров, лагранжевый или эйлеров–лагранжевый подходы, каждый из них имеет свои достоинства и границы применимости. Прекрасный обзор лагранжевого описания течений дисперсных сред представлен в [11]. На практике при описании течений наножидкостей обычно используется эйлеров подход. Именно он и будет рассматриваться.

Наножидкость — это суспензия, состоящая из базовой жидкости и наночастиц. Гидродинамическое описание ее течений возможно, если можно ввести некоторые средние макроскопические переменные. Это предполагает, что они достаточно нечувствительны к изменениям плотности, импульса и энергии, обусловленным индивидуальными движениями молекул и наночастиц, то есть микроскопическими флуктуациями указанных величин можно пренебречь. Масштаб таких флуктуаций определяется при формулировании гипотезы сплошности, которая задает структуру конфигурационного пространства системы. В частности, материальная точка в пространстве, описывающем простую жидкость, определяется как физически бесконечно малый объем, то есть объем, содержащий достаточно большое число молекул. Этот объем равен

$$v_{hf} = \left(\frac{4}{3}\right)\pi r_{hf}^3,$$

где r_{hf} — гидродинамический физически бесконечно малый масштаб длины среды. Для жидкости, он равен [12]: $r_{hf} \sim \sqrt{\sigma L}$, где σ и L — соответственно характерный размер молекул жидкости и линейный масштаб течения. Таким образом, $v_{hf} \sim (\sigma L)^{\frac{3}{2}}$. Флуктуации макроскопических наблюдаемых обратно

пропорциональны корню квадратному из числа частиц в системе. Поэтому число молекул в физически бесконечно малом объеме должно удовлетворять условию: $\sqrt{N_{hf}} = \sqrt{n(\sigma L)^{\frac{3}{2}}} \gg 1$. Это соотношение в жидкости практически всегда выполняется.

Дисперсная жидкость является совокупностью двух разных континуумов: несущей жидкости и псевдогаза частиц. Такая система может находиться в различных состояниях. В первом случае эти два континуума могут иметь разные макроскопические скорости и температуры. С другой стороны, дисперсная жидкость может двигаться с единой макроскопической скоростью и иметь одну температуру. Выше уже показано, что несущая жидкость почти всегда может описываться методами сплошной среды и для нее можно ввести соответствующие макроскопические переменные. Чтобы псевдогаз частиц также описывать гидродинамически, следует определить соответствующие физически бесконечно малый масштаб

$r_{hp} \sim \sqrt{dL}$ и объем $v_{hp} \sim (dL)^{\frac{3}{2}}$, где d — характерный размер дисперсных частиц. Если флуктуации средних значений плотности, скорости и температуры псевдогаза частиц относительно этого объема малы, то его динамику также можно описать методами механики сплошной среды. В этом случае дисперсная среда представляет собой совокупность двух континуумов с взаимопроникающим движением [1], состояние каждого компонента дисперсной жидкости описывается парциальной плотностью ρ_α , скоростью u_α

и энергией E_α . Все компоненты заполняют один и тот же объем, и в каждой точке пространства определены плотности, скорости и энергии всех l компонент. Чтобы гидродинамическое описание псевдогаза частиц было возможным, должно выполняться соотношение $r_{hp} \ll L$, а флуктуации соответствующих макроскопических переменных относительно физически бесконечно малого объема v_{hp} должны быть малыми. Нетрудно видеть, что выполнение этих соотношений в каждом конкретном случае накладывает достаточно жесткие условия на размеры частиц и их объемные концентрации.

Если условия существования сплошнородного описания для каждого компонента выполняется, то можно сформулировать соответствующие уравнения переноса. Такое описание носит название многожидкостного. Уравнения переноса для парциальных переменных получаются обычным образом, как следствие выполнения законов сохранения массы, импульса и энергии всей системы и их локального сохранения внутри компонента. Это можно сделать феноменологически [4] или методами неравновесной статистической механики [13, 14]. При отсутствии фазовых переходов или химических реакций эти уравнения для бинарной системы имеют вид ($\alpha = 1, 2$)

$$\begin{aligned} \frac{d_\alpha \rho_\alpha}{dt} &= -\rho_\alpha \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha, \quad \frac{d_\alpha}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}_\alpha \cdot \nabla, \\ \rho_\alpha \frac{d_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{dt} &= -\nabla \cdot \mathbf{J}_{2\alpha} + \mathbf{j}_{2\alpha}, \\ \rho_\alpha \frac{d_\alpha E_\alpha}{dt} &= -E_\alpha \nabla \cdot \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{J}_{2\alpha} : \nabla \mathbf{u}_\alpha - \nabla \cdot \mathbf{J}_{3\alpha} + j_{3\alpha} - \sum_{\varphi \neq \alpha} \left(\mathbf{J}_{\alpha\varphi} : \nabla \mathbf{u}_{\alpha\varphi} + \frac{1}{2} \mathbf{j}_{2\alpha} \cdot \mathbf{u}_{\alpha\varphi} \right), \end{aligned} \quad (1.1)$$

где $\mathbf{u}_{\alpha\varphi} = \mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}_\varphi$ диффузионные скорости, $\mathbf{J}_{2\alpha}$ и $\mathbf{J}_{3\alpha}$ — тензор напряжений и вектор потока тепла соответственно, $\mathbf{j}_{2\alpha}$ и $j_{3\alpha}$ — силы межфазного взаимодействия.

Вывод определяющих соотношений для гетерогенных систем осложняется неоднородностью их состава. При исследовании характера деформирования некоторого выделенного объема смеси необходимо учесть реакции, связанные не только со смещением внешней границы объема, но и со смещениями межфазных границ. Ситуация существенно упрощается, если, как это имеет место в суспензиях, межфазная граница не меняет свою форму. В этом случае, используя термодинамику необратимых процессов или неравновесную статистическую механику, удастся сформулировать функциональный вид определяющих соотношений. Здесь следует иметь в виду, однако, что в зависимости от величины диффузионных скоростей и температур относительно градиентов гидродинамических переменных могут реализоваться различные режимы течения. Межфазные силы и потоки для этих режимов будут иметь разную структуру. В случае малых диффузионных скоростей, температур и их градиентов в линейном приближении они для бинарной системы имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{2\alpha} &= p_\alpha \mathbf{U} - \mu_\alpha (\nabla \mathbf{u}_\alpha)^s - \mu_{\alpha\beta} (\nabla \mathbf{u}_\beta)^s - \sum_{\gamma, \varphi}^{1,2} \left[\mu_{\alpha\gamma\varphi}^s (\mathbf{u}_{\gamma\varphi} \nabla T_\gamma)^s + \mu_{\alpha\gamma\varphi}^V \mathbf{u}_{\gamma\varphi} \cdot \nabla T_\gamma \mathbf{U} \right], \\ \mathbf{J}_{3\alpha} &= -\lambda_\alpha \nabla T_\alpha - \lambda_{\alpha\gamma} \nabla T_\gamma, \quad \mathbf{J}_{\alpha\beta} = -\eta_{\alpha\beta} (\nabla \mathbf{u}_\beta)^s - \sum_{\gamma, \varphi}^{1,2} \left[\eta_{2\alpha\gamma\varphi}^s (\mathbf{u}_{\gamma\varphi} \nabla T_\gamma)^s + \eta_{2\alpha\gamma\varphi}^V \mathbf{u}_{\gamma\varphi} \cdot \nabla T_\gamma \mathbf{U} \right], \\ j_{2\alpha} &= -\eta_{\alpha\beta} \mathbf{u}_{\alpha\beta}, \quad j_{3\alpha} = -\lambda_{\alpha\beta} T_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

где T_α — парциальная температура, а индекс s означает бездивергентный тензор второго ранга.

Все входящие сюда кинетические коэффициенты являются интегралами по времени от соответствующих двухвременных корреляционных функций [14] и принципиально их можно вычислить. Особенностью определяющих соотношений (1.2) является появление нового тензора напряжений $\mathbf{J}_{\alpha\beta}$, связанного с наличием в системе диффузионных скоростей. Второй особенностью является наличие в соотношениях перекрестных кинетических коэффициентов, определяющих вклад в процессы переноса наличия частиц или молекул. Поэтому, например, в бинарной системе связанная с градиентами часть тензора напряжений несущей жидкости зависит от градиентов скоростей обеих компонент. Входящий сюда коэффициент вязкости μ_α — это коэффициент сдвиговой вязкости несущего флюида или псевдогаза частиц. В то же

время коэффициент $\mu_{\text{эф}}$ связан с процессами переноса импульса, обусловленным взаимодействием частиц с молекулами. Сложность состоит в том, что этот и ему подобные коэффициенты переноса фактически нельзя измерить. Как уже отмечалось, принципиально их можно смоделировать. Для разреженных газозвесей это сделано в [14]. Таким образом, применение уравнений двухжидкостной гидродинамики для моделирования динамики течений дисперсных жидкостей сталкивается с рядом принципиальных трудностей, хотя и возможно.

Использование двухжидкостного описания для наножидкости, как правило, нецелесообразно и по следующей причине. Наночастицы в метрике несущей жидкости являются материальными точками, если только характерный размер течения не слишком мал. Поскольку обычно объемные концентрации наночастиц ϕ не превышают 6–8%, то нет причин выделять континуум псевдогаза наночастиц. Наножидкость можно считать однородным флюидом. Чтобы описывать ее динамику гидродинамически введем новый физически бесконечный масштаб: $r_{hmf} \sim \sqrt{(\sigma + d)L}$. Наножидкость тогда можно описывать средними макроскопическими переменными. Конечно, их флуктуации относительно указанного физически бесконечно малого объема должны быть малыми. Это накладывает вполне определенные ограничения на концентрации и размеры наночастиц. Обычно такие флуктуации действительно малы, проблемы возникают только при изучении течений в достаточно малых микро- или наноканалах.

Плотность наножидкости при одножидкостном описании определяется соотношением: $\rho = \phi \rho_p + (1 - \phi)\rho_0$, где ρ_0 и ρ_p — соответственно плотность базовой жидкости и материала наночастиц. Температура T , давление p и скорость \mathbf{u} наножидкости считаются едиными, так что уравнения переноса имеют вид [15–17]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) &= 0, \quad \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \\ \frac{\partial \rho w}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} w) &= \nabla \cdot (\rho D w) + \nabla \cdot (\rho D_T w), \\ \frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} h) &= \nabla \cdot (\lambda \nabla T), \quad h(T) = \int_{T_0}^T c_p dT. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь h — энтальпия, w — массовая концентрация наночастиц, D и D_T — коэффициенты диффузии и термодиффузии, а $\boldsymbol{\tau}$ — тензор напряжений. Кроме того, введена удельная теплоемкость наножидкости $c_p = \rho^{-1} [\phi \rho_p c_{pp} + (1 - \phi) \rho_f c_{pf}]$, c_{pp} и c_{pf} — соответственно удельная теплоемкость наночастиц и базовой жидкости [18].

Основным критерием применимости одножидкостного описания (1.3) является малость флуктуаций и молекул, и наночастиц относительно соответствующего физически бесконечно малого объема $v_{hmf} \sim [(\sigma + d)L]^{\frac{3}{2}}$. В достаточно малых микро- и в особенности в наноканалах это условие может не выполняться для наножидкостей с достаточно крупными частицами. В этих условиях одножидкостное описание окажется не применимым. Однако и использование двухжидкостного (1.1) в этом случае как правило невозможно. В таком случае динамика несущей жидкости будет описываться гидродинамически, а дисперсных частиц — посредством некоторого кинетического уравнения, причем и уравнение гидродинамики, и кинетическое уравнение содержат источники членов, описывающие межфазные взаимодействия [14].

Сложность использования уравнений (1.3) состоит в том, что для их замыкания необходимо задать коэффициенты переноса. Теории эффективных коэффициентов переноса наножидкостей нет, а классические теории, как уже отмечалось, не применимы. Поэтому при решении необходимо использовать реальные экспериментальные данные. В следующем разделе они будут обсуждаться. Вторая проблема, которая является связана с тем, что примерно четверть всех наножидкостей являются неньютоновскими [19, 20].

2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА НАНОЖИДКОСТЕЙ

Исследованию коэффициентов переноса наножидкостей посвящено много публикаций. И сегодня получены достаточно надежные экспериментальные данные, которые в ряде случаев оформлены соответ-

ствующими корреляциями [20–26]. При изучении вязкости наножидкостей, прежде всего, было установлено, что она существенно больше, чем это предсказывают классические теории [6, 27]. Во всех случаях зависимость коэффициента вязкости μ конкретной наножидкости от объемной концентрации наночастиц может быть описана квадратичной функцией

$$\mu = \mu_0 \left(1 + a_1 \varphi + a_2 \varphi^2 \right), \quad (2.1)$$

где μ_0 — коэффициент вязкости базовой жидкости, а a_i — некоторые константы. Несколько примеров такой зависимости, полученной разными авторами для наножидкостей на основе воды и этиленгликоля приведены в табл. 1 (здесь *bf* обозначает тип базовой жидкости, *W* — вода, *EG* — этиленгликоль, а *np* — материал наночастиц). Большинство приведенных здесь корреляций получены при концентрациях наночастиц не превышающих 5–8%. В отличие от универсальных классических соотношений Эйнштейна, Бэтчелора и т.п., корреляции, приведенные в табл. 1, чрезвычайно разнородны. Это связано с тем, что коэффициент вязкости наножидкости зависит не только от концентрации дисперсных частиц, но также от их размера. Впервые это удалось показать методом молекулярной динамики, см. обзор [37]. Позднее это было подтверждено многочисленными экспериментальными данными, пример такой зависимости приведен на рис. 1. Здесь представлена зависимость относительного коэффициента вязкости $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$ наножидкостей на основе воды от размера наночастиц SiO_2 , Al_2O_3 , TiO_2 и ZrO_2 при фиксированной их объемной концентрации равной 2%. Характерной чертой этой зависимости является снижение вязкости наножидкости с увеличением размера наночастиц.

Таблица 1. Коэффициенты формулы (2.1) зависимости коэффициента вязкости наножидкостей от объемной концентрации частиц

<i>bf</i>	<i>np</i>	a_1	a_2
<i>W</i>	TiO_2 [28]	5.45	108.2
<i>W</i>	Al_2O_3 [29]	7.23	123
<i>W</i>	Al_2O_3 [15]	39.11	533.9
<i>W</i>	Al_2O_3 [31]	6	72
<i>W</i>	Al_2O_3 [34]	4.93	222.4
<i>W</i>	Al_2O_3 [35]	11	42
<i>W</i>	TiO_2 [31]	7.1	148
<i>W</i>	ZrO_2 [32]	8.5	146.4
<i>W</i>	Fe_2O_3 [33]	18.64	248.3
<i>EG</i>	TiO_2 [30]	10.6	112.36
<i>EG</i>	Cu [28]	11	—
<i>EG</i>	SiO_2 [36]	8.78	246.9
<i>EG</i>	SiO_2 [36]	4.41	79.44

Зависимость коэффициента вязкости наножидкости от размера частиц свидетельствует о том, что коэффициенты a_i в (2.1) должны зависеть от размера частиц. Универсальных соотношений, описывающих зависимость коэффициента вязкости наножидкостей от концентрации частиц и их размера нет. Для некоторых частных случаев они предлагались. В работе [36] для наножидкостей на основе этиленгликоля с частицами оксида кремния на основе обработки экспериментальных данных была предложена формула (σ — характерный размер молекул этиленгликоля)

$$\mu_r = 1 + 2.5\varphi + 6.2\varphi^2 + 13.427e^{-0.013d/\sigma} \left(\varphi + 38.33\varphi^2 \right). \quad (2.2)$$

Эта корреляция также квадратичная по концентрации наночастиц, но ее коэффициенты (см. (2.1)) зависят от размера частиц.

Анализ данных, приведенных на рис. 1, позволяет выявить еще одну характерную черту вязкости. Она должна зависеть и от материала наночастиц. На это указывают данные, для наночастиц SiO_2 , Al_2O_3 , TiO_2 размером 100 нм. Эта зависимость сначала была установлена методом молекулярной динамики [38], а затем уже подтверждена экспериментально [39].

Зависимость коэффициента вязкости наножидкости от температуры является важнейшей ее теплофизической характеристикой. При сравнительно небольших концентрациях частиц в наножидкостях относительный коэффициент вязкости практически не меняется с ростом температуры [40–42]. Так что зависимость вязкости наножидкостей от температуры определяется главным образом этой зависимостью базовой жидкости.

Выше уже отмечалось, что примерно четверть всех изученных наножидкостей являются неньютоновскими, даже если базовая жидкость ньютоновская [19, 20]. Практически все изученные неньютоновские жидкости являются либо псевдопластичными, либо вязкопластичными. В первом случае их реология хорошо описывается моделью степенной жидкости

$$\mu = k_v \gamma^{n-1}, \quad (2.3)$$

а во втором — моделью жидкости Хершеля–Балкли

$$\tau = \tau_0 + k_v \gamma^n, \quad (2.4)$$

где γ — скорость сдвига, k_v — параметр консистентности, n — индекс жидкости, а τ_0 — предел текучести жидкости.

Несколько типичных примеров реологии наножидкостей на основе этиленгликоля и воды приведены в табл. 2. Здесь nD обозначает наноплазмы. С ростом концентрации наночастиц наножидкости могут становиться неньютоновскими, даже если при более низких концентрациях они были ньютоновскими. Второе важное обстоятельство состоит в том, что реология может меняться с уменьшением размера наночастиц. Наконец с ростом концентрации наночастиц индекс жидкости снижается, а параметр консистентности напротив растет.

Теплопроводность наножидкостей также зависит и от концентрации наночастиц и от их размера. Ее характерной чертой является замедление роста с увеличением концентрации частиц [44–46]. По этой причине зависимость относительного коэффициента теплопроводности наножидкостей от концентрации частиц описывается соотношением типа (сравни с (4))

$$\lambda_r = 1 + b_1 \varphi - b_2 \varphi^2. \quad (2.5)$$

Здесь $\lambda_r = \frac{\lambda}{\lambda_0}$, а λ_0 — коэффициент теплопроводности базовой жидкости. Входящие в (2.5) коэффициенты не универсальны. Так для наножидкости с частицами Al_2O_3 размером 150 нм

$$\lambda_r = 1 + 6.42\varphi - 39.5\varphi^2, \quad (2.5a)$$

с частицами TiO_2 размером 150 нм

$$\lambda_r = 1 + 4.82\varphi - 23.1\varphi^2, \quad (2.5b)$$

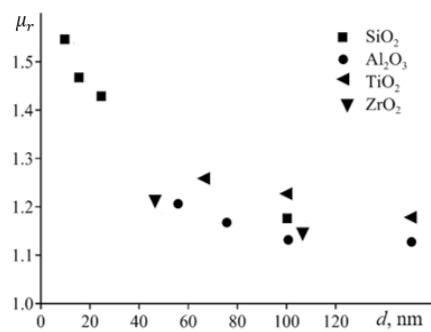


Рис. 1. Зависимость относительного коэффициента вязкости наножидкостей на основе воды от размера частиц.

Таблица 2. Реологические параметры нескольких наножидкостей

<i>bf</i>	<i>np</i>	$\phi, \%$	τ_0, mPa	$k_v, \text{mPa}\cdot\text{s}^n$	<i>n</i>
<i>EG</i>	TiO ₂ (150 нм) [19]	0.25	0	17.33	1
		2	0	156.0	0.742
		4	615.5	212.4	0.696
		6	2044	695.0	0.582
	Al ₂ O ₃ (150 нм) [19]	0.25	0	17.22	1
		2	0	42.5	0.875
		4	121.8	57.67	0.835
		6	382.3	140.0	0.746
	Cu (107 нм) [43]	0.32	0	17.5	1
		1.59	0	20.74	0.989
		3.18	0	29.89	0.97
	Cu (81 нм) [43]	1.59	0.05	106.4	0.41
<i>W</i>	Al (95 нм) [43]	1.25	27.20	2.20	0.915
		2.5	145.0	13.6	0.705
		5.0	756.0	1030.0	0.255
	nD (5 нм) [19]	0.25	0	6.37	0.84
		0.50	0	24	0.55
		1.00	0	101	0.42
		2.00	0	479	0.29

с частицами ZrO₂ размером 44 нм

$$\lambda_r = 1 + 4.68\phi - 29.6\phi^2, \quad (2.5\text{в})$$

с частицами ZrO₂ размером 105 нм

$$\lambda_r = 1 + 4.55\phi - 12.7\phi^2. \quad (2.5\text{г})$$

Неуниверсальность зависимостей (2.5а)–(2.5г) обусловлена в первую очередь зависимостью коэффициента теплопроводности от размера частиц. Эта зависимость иллюстрируется табл. 3, где приведены данные для наножидкостей с частицами оксидов меди, кремния, алюминия, циркония, и титана. Размеры частиц варьировались от 10 до 150 нм. В качестве базовой жидкости во всех случаях использовалась вода, а объемная концентрация наночастиц равнялась 2%. Измерения были проведены при температуре 25°C. Во всех случаях коэффициент теплопроводности растет с увеличением размера наночастиц и этот рост монотонный.

В табл. 3 присутствуют наножидкости с частицами одного размера, но разных материалов. Их теплопроводность различна, это указывает на ее зависимость от материала наночастиц. Все классические теории теплопроводности крупнодисперсных жидкостей предполагают ее зависимость от материала частиц. В теории Максвелла [5] эта зависимость учитывается введением коэффициента теплопроводности материала частиц. В работе [44], однако, показано, что коэффициент теплопроводности наножидкости

не коррелирует с теплопроводностью частиц. Методом молекулярной динамики [47] (см. и [37]) было установлено, что теплопроводность наножидкостей тем больше, чем выше плотность наночастиц. В [44] это подтверждено экспериментально и показано, что она практически линейно растет с увеличением плотности материала частиц. Наличие такой зависимости позволило авторам [44, 54] на основе большого числа экспериментальных данных создать корреляцию, описывающую зависимость коэффициента теплопроводности от концентрации наночастиц, их размера и плотности

$$\lambda_r = 1 + (0.0193 + 0.00383\tilde{\rho})\sqrt{\phi\tilde{d}}, \quad (2.6)$$

где $\tilde{\rho} = \frac{\rho_p}{\rho_0}$, ρ_p , а $\tilde{d} = \frac{d}{\sigma}$. Формула (2.6) с точностью около 5% описывает разные данные.

Таблица 3. Зависимость относительно коэффициента теплопроводности наножидкостей на основе воды от размера частиц

SiO ₂		Al ₂ O ₃		TiO ₂		ZrO ₂	
<i>d</i>	λ_r	<i>d_p</i>	λ_r	<i>d</i>	λ_r	<i>d</i>	λ_r
10	1.015	50	1.061	71	1.066	44	1.077
16	1.027	75	1.082	100	1.084	105	1.087
25	1.040	100	1.100	150	1.100	—	—
100	1.072	150	1.133	—	—	—	—

3. ПАРАМЕТРЫ ПОДОБИЯ

Решение уравнений (1.3) является серьезной математической проблемой. Тем не менее она решается, обычно могут использоваться пакеты ANSYS Fluent или σ-flow. Последний широко применялся более десяти лет при решении задач гидродинамики, тепломассообмена и горения. В основе пакета лежит алгоритм решения уравнений гидродинамики методом конечных объемов, основы которого сформулированы в работах [49–51]. Обычно при решении задачи уравнения переноса записываются в безразмерном виде, в результате в них появляются различные параметры подобия. В большинстве задач по моделированию течений наножидкостей фиксируется некоторый параметр подобия и находится соответствующее решение задачи. Затем меняя параметр подобия, получается зависимость данной характеристики течения от него. К сожалению, полученное так решение вообще не имеет физического смысла. Следует разобраться почему. Прежде всего, самое простое. Нередко при решении уравнения сохранения импульса вместо коэффициента динамической вязкости используют кинематический коэффициент $\nu = \frac{\mu}{\rho}$. Делать

этого нельзя, поскольку в этом случае невозможно получить правильную зависимость рассчитанных параметров течений от концентрации наночастиц. Действительно, плотность наножидкости является линейной функцией концентрации частиц, а коэффициент вязкости (4) квадратичной. Естественно, кинематический коэффициент вязкости также является квадратичной функцией от концентрации частиц, однако не ясно, какой. Эту зависимость предварительно надо получить. Простое разложение отношения $\frac{\mu}{\rho}$ в ряд по концентрации приводит к качественно иной зависимости от нее по сравнению с (2.1).

По той же причине необходимо проявлять определенную осторожность при использовании числа Рейнольдса $Re = \frac{\rho UL}{\mu}$ (*U* — характерная скорость жидкости). Одним и тем же числам Рейнольдса могут соответствовать разные наножидкости. Действительно, число Рейнольдса является квадратичной функцией концентрации частиц. Но коэффициент вязкости является функцией размера частиц и их материала. Поэтому часто приводящиеся в работах по моделированию течений наножидкостей зависимости тех или иных параметров от числа Рейнольдса без конкретизации характеристик наножидкости просто невозможно физически разумно интерпретировать. Ситуация может стать еще сложнее. Например,

для течения Пуазейля в трубе радиуса h и длиной L скорость стационарного течения можно выразить через перепад давления Δp : $U = \frac{\Delta p h^2}{2\mu L}$. В результате определенное по этой скорости число Рейнольдса обратно пропорционально квадрату коэффициента вязкости, и его зависимость от концентрации частиц становится еще более сложной.

Поскольку исследуемая наножидкость нередко имеет неньютоновские свойства, то число Рейнольдса для степенной жидкости определяется следующим образом [52]

$$\text{Re} = \frac{\rho U^{2-n} h^n}{8^{n-1} k_v \left(\frac{3n+1}{4n} \right)^n}. \quad (3.1)$$

В этом случае зависимость от концентрации наночастиц, как хорошо понятно становится нетривиальной задачей, поскольку и индекс жидкости, и параметр консистентности являются ее функциями (см. табл. 2). Таким образом, решать задачу, вводя число Рейнольдса в этом случае практически невозможно.

Нередко в расчетах тем или иным образом определяют коэффициент вязкости (иногда даже берут соответствующее экспериментальное значение, но коэффициент теплопроводности определяют через число Прандтля $\text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda}$. Однако для наножидкости Pr_{nf} является сложной квадратичной функцией и концентрации наночастиц, и их размера, и материала m

$$\text{Pr}_{nf} = \text{Pr}_0 \left[1 + k_1(d, m)\phi + k_2(d, m)\phi^2 \right]. \quad (3.2)$$

Совершенно очевидно, что число Прандтля меняется с изменением концентрации частиц. Удельная теплоемкость является линейной функцией концентрации, а коэффициенты вязкости и теплопроводности — квадратичными, причем вязкость растет с уменьшением размера частиц, а теплопроводность напротив снижается. Пример зависимости (3.2) показан на рис. 2 а для наножидкости на основе воды с частицами ZrO_2 двух разных размеров. Здесь приведена зависимость от концентрации наночастиц относительного числа Прандтля $\text{Pr}_r = \frac{\text{Pr}_{nf}}{\text{Pr}_0}$ (Pr_0 — число Прандтля базовой жидкости). С ростом концентрации частиц число Прандтля наножидкости растет, причем коэффициенты k_i в (3.2) не универсальны, они зависят от размера частиц и их материала. Вторая зависимость представлена на рис. 2б, где приведены данные наножидкости на основе воды с частицами Al_2O_3 и TiO_2 от их концентрации, размеры частиц в обоих случаях одинаковы. Стоит отметить, что коэффициенты k_i в (3.2) в общем случае могут быть

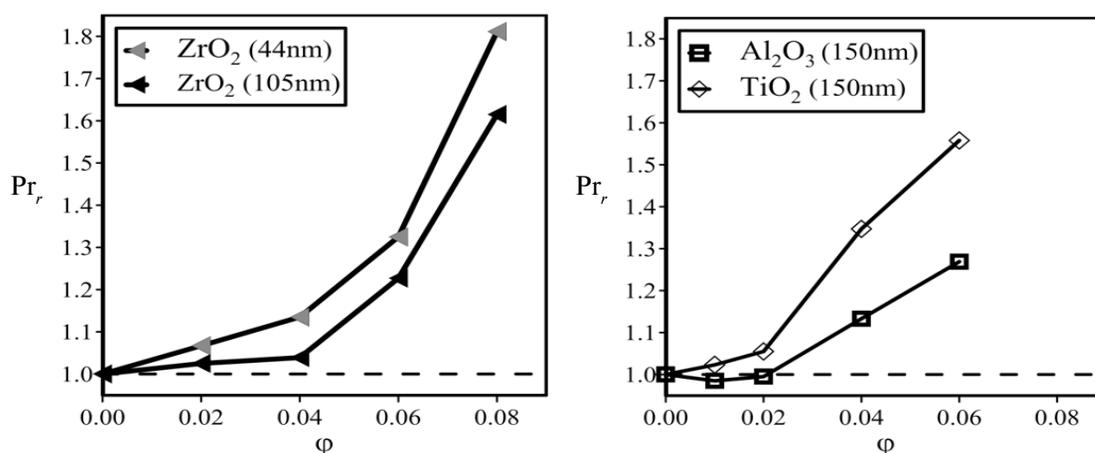


Рис. 2. Зависимость относительного числа Прандтля $\text{Pr}_r = \text{Pr}/\text{Pr}_w$ наножидкости на основе воды от концентрации частиц ZrO_2 (а) и от концентрации частиц Al_2O_3 и TiO_2 (б).

знакопеременными. Поэтому при некоторых значениях параметров наножидкости число Прандтля наножидкости может оказаться ниже числа Прандтля базовой жидкости. На рис. 2б это имеет место при малых концентрациях оксида алюминия.

Наблюдаемое повышение числа Прандтля с ростом концентрации частиц связано с тем, что с ее увеличением коэффициент вязкости наножидкости возрастает значительно быстрее, чем коэффициент теплопроводности. Действительно, в приведенных данных измерений максимальное превышение коэффициента теплопроводности фиксируется у наножидкости с частицами ZrO_2 (выше 28%) в то же время коэффициент вязкости с увеличением концентрации частиц возрастает более чем вдвое. Возможно и обратное. Особенно значительный рост коэффициента теплопроводности наножидкостей наблюдается при использовании металлических частиц [53]. Коэффициент вязкости и теплоемкость такой наножидкости меняется очень слабо и будет наблюдаться снижение числа Прандтля по сравнению с соответствующим значением для базовой жидкости. Зависимость коэффициентов вязкости и теплопроводности наножидкостей от размера наночастиц противоположная. Поэтому максимальные значения относительного числа Прандтля должны наблюдаться у наножидкостей с малыми частицами. По мере их роста число Прандтля будет снижаться. Это подтверждает рис. 3, построенный по данным [31, 44]. Еще более сложная ситуация реализуется при использовании числа Нуссельта $Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$, где α — коэффициент теплоотдачи. В ламинарном режиме течения коэффициент теплоотдачи растет пропорционально концентрации частиц, но одновременно он зависит от их размера и вязкости. Выявить зависимость от этих параметров трудно даже при наличии соответствующих экспериментальных данных. Сложность растет при попытке построить адекватную зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, что достаточно типично в работах по моделированию теплоотдачи наножидкости. Чтобы построить правильную зависимость, необходимо в каждом случае фиксировать наножидкость, размер, материал наночастиц и их концентрацию. Для этих данных нужно определить числа Нуссельта и Рейнольдса, так будет получена первая точка зависимости. Затем надо последовательно варьировать концентрацию частиц, определяя в каждом случае число Нуссельта и соответствующее ему число Рейнольдса.

Если теплообмен происходит при конвекции в поле тяжести, то естественным параметром подобия является число Грасгофа

$$Gr = \frac{gL^3\beta}{\nu^2}(T_c - T_0), \text{ или } Gr = \frac{gp^2L^3\beta}{\mu^2}(T_c - T_0), \quad (3.3)$$

где β — коэффициент объемного расширения, g — ускорение свободного падения, T_c — температура поверхности теплообмена и T_0 — температура теплоносителя. Входящие сюда параметры являются функциями концентрации частиц, а часть — еще и их размера и материала. Критерий подобия (3.3) является поэтому сложной функцией концентрации, размера и материала частиц. Фиксируя его, нельзя предсказать, какой именно наножидкости он будет соответствовать. Второе приведенное здесь соотношение сформулировано относительно коэффициента динамической вязкости. Поскольку экспериментально обычно он и определяется, то именно в этой формулировке критерий Грасгофа и следует использовать в расчетах.

При решении задач магнитной гидродинамики характерным параметром подобия является число Гартмана $Ha = BL\sqrt{\frac{\sigma}{\mu}}$, B — индукция магнитного поля, а σ — коэффициент электропроводности. Для наножидкости число Гартмана зависит от концентрации наночастиц,

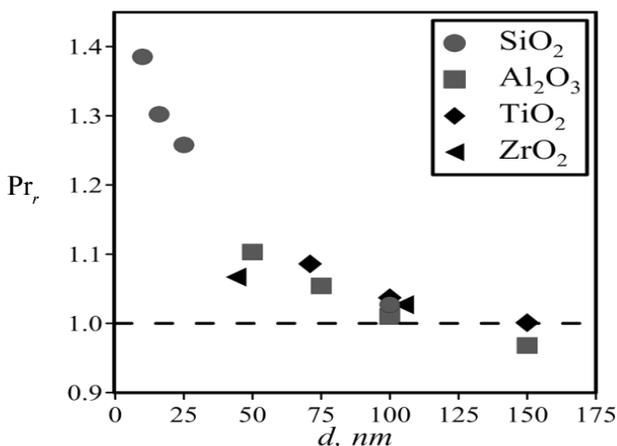


Рис. 3. Зависимость относительного числа Прандтля наножидкости от размера наночастиц $\phi = 2\%$.

их размера и материала. Эти зависимости существенно различны для коэффициентов вязкости и электропроводности. Электропроводность наножидкостей растет практически линейно с увеличением их объемной концентрации [43, 54, 55], и он зависит и от размера наночастиц, и от свойств базовой жидкости. С увеличением размера частиц электропроводность наножидкости снижается. Фиксируя этот параметр, нельзя сказать, какой конкретно наножидкости он будет соответствовать. Более того, в [43] показано, что электропроводность наножидкостей на основе этиленгликоля с частицами меди двух размеров неплохо описывается формулой [56]

$$\sigma = \frac{1 + 2\xi + 2(1 - \xi)\varphi}{1 + 2\xi - (1 - \xi)\varphi} \sigma_0 + \frac{8\epsilon_r^2 \epsilon_0^2 \zeta^2}{\mu d^2},$$

где ξ — отношение электропроводностей базовой жидкости и частиц, ϵ_r, ϵ_0 — относительные диэлектрические постоянные наночастиц и вакуума, соответственно, ζ — дзета потенциал, а σ_0 — электропроводность базовой жидкости. Первый член в этой модели соответствует коэффициенту теплопроводности Максвелла [5], а второй описывает термофоретическое движение наночастиц. Таким образом, коэффициент электропроводности наножидкости зависит также от ее вязкости и дзета потенциала.

Наконец следует обсудить использование числа Пекле $Pe = \frac{c_p \rho UL}{\lambda} = PrRe$. Выше уже показано, что фиксированное число Прандтля получается лишь для заданной жидкости при фиксированных концентрации частиц, их размере и материале. Для каждой конкретной наножидкости, варьируя расход, можно менять число Рейнольдса, но так нельзя получить зависимость характеристик течения от концентрации частиц и их размера.

Отметим, что при моделировании течений наножидкостей необходимо использовать корреляции, построенные на основе экспериментальных измерений. При фиксированной температуре зависимости коэффициентов вязкости и теплопроводности имеют соответственно вид (2.1) и (2.4). Зависимость от размера также предлагалась в ряде статей (см. также (2.2) и (2.5)). Известны и многочисленные корреляции, описывающие зависимость вязкости и теплопроводности и от концентрации наночастиц, и от температуры [57]. Эти корреляции имеют свою область применимости, и их нельзя использовать вне этой области. Кроме того, для описания коэффициента теплопроводности наножидкости встречаются корреляции типа [64]

$$\lambda = \lambda_{bf}(1 - \varphi) + \lambda_p \varphi + 3C \left(\frac{\sigma}{d} \right) \varphi \lambda_{bf} Re^2 Pr$$

или [58]

$$\lambda = \lambda_{bf} \left[1 + 64.7 \left(\frac{\sigma}{d} \right)^{0.369} \left(\frac{\lambda_{bf}}{\lambda_p} \right)^{0.7476} Pr^{0.9955} Re^{1.2321} \right].$$

Подобные корреляции нередко использовались в расчетах течений наножидкостей. Вместе с тем они содержат критерии подобия, которые сами являются сложными функциями параметров наножидкостей. Поэтому использовать их при моделировании практических невозможно.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА НАНОЖИДКОСТЕЙ

Экспериментальное изучение теплообмена является одним из центральных направлений исследования наножидкостей. С соответствующей литературой можно познакомиться по обзорам [59–61]. Установлена высокая эффективность использования для этой цели наножидкостей. Вместе с тем их разнообразие столь велико, что не удастся экспериментально изучить все необходимые ситуации. Кроме того, эксперимент дает некоторую интегральную информацию, а нередко нужны детальные сведения о динамике течения. Получить ее можно, используя численное моделирование. В этом разделе приведено два примера моделирования теплообмена наножидкостей. Основное внимание уделялось подтверждению адекватности использования одножидкостной модели течения (1.3).

Рассматривается ламинарное течение в круглом миниканале ньютоновской наножидкости на основе воды с частицами оксида алюминия размером 150 нм. Длина обогреваемого участка 0.9 м. Перед измерительным участком расположен участок гидродинамической стабилизации течения длиной 1 м. Наножидкость поступает в канал с температурой $T_0 = 23^\circ\text{C}$. Течение осесимметричное и профиль осевой скорости на входе является параболическим. На стенке при $0 \leq z \leq L$ труба теплоизолирована, а при $L < z \leq 2L$ задан постоянный поток тепла. Постановка задачи соответствовала условиям эксперимента [62]. Все теплофизические характеристики наножидкости, включая коэффициенты переноса, зависят от температуры. Эта зависимость здесь и ниже моделировалась интерполяцией экспериментальных данных полиномами. Коэффициенты вязкости и теплопроводности наножидкости описывались следующими корреляциями [32]: $\mu = \mu_w(1 + 6\phi + 72\phi^2)$, $\lambda = \lambda_w(1 + 6.42\phi - 39.5\phi^2)$.

Сопоставление данных расчета и измерения среднего коэффициента теплоотдачи и перепада давления в канале представлено на рис. 4. Экспериментальным данным соответствуют темные метки, а расчетам без и с учетом термодиффузии — штриховая и непрерывные линии. Средний коэффициент теплоотдачи определяется соотношением: $\alpha = GC_p(T_i - T_o)S^{-1}(\bar{T}_w - \bar{T})^{-1}$, где \bar{T}_w — температура стенки канала, $\bar{T} = \frac{(T_i + T_o)}{2}$ — средняя температура жидкости, T_i , T_o — соответственно температура на входе и выходе из обогреваемого участка, T_w — локальная температура стенки канала, G — массовый расход, а S — площадь поверхности обогреваемого участка. Во всех случаях расчетные данные хорошо согласуются с экспериментальными. Сопоставление расчетных данных показывает, что учет термодиффузии при малых концентрациях частиц (1–2%) практически не влияет на величину среднего коэффициента теплоотдачи. И только при наибольшей концентрации частиц (6%) вклад термодиффузии становится заметным, но не превышает 5%. Термодиффузия оказывает столь же слабое влияние и на расчет перепада давления вдоль обогреваемого участка (см. рис. 4б), а значит и на гидравлическое сопротивление. Ее учет примерно на 3% снижает перепад давления вследствие уменьшения вязкости наножидкости вблизи стенок канала.

Значительное превышение вязкости у наножидкости по сравнению с базовой ставит вопрос об эффективности ее применения как с точки зрения интенсификации теплообмена, так и затрат энергии на ее прокачивание. Если при фиксированном значении перепада давления наножидкость повышает коэффициент теплоотдачи по сравнению с базовой, то ее использование эффективно. На рис. 5а приведена зависимость среднего коэффициента теплоотдачи от перепада давления в канале для воды (нижняя кривая) и наножидкостей при концентрации частиц 1, 2, 6% (снизу вверх). При фиксированном значении перепада давления с увеличением концентрации частиц значение коэффициента теплоотдачи наножидкости монотонно повышается. Анализ данных свидетельствует о том, что наножидкости являются существенно более эффективным теплоносителем, чем вода.

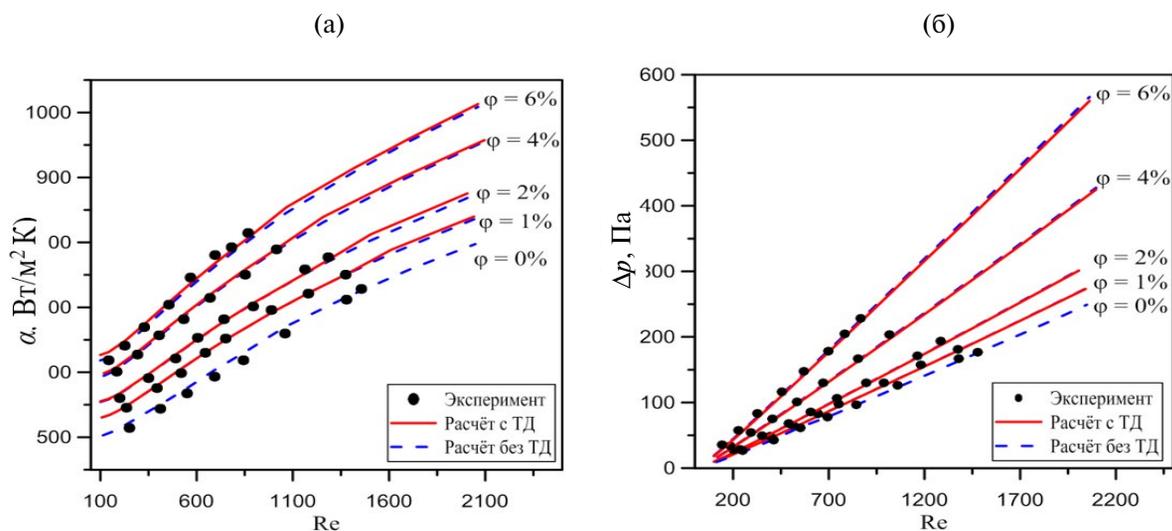


Рис. 4. Зависимость коэффициента теплоотдачи (а) и перепада давлений (б) от числа Рейнольдса.

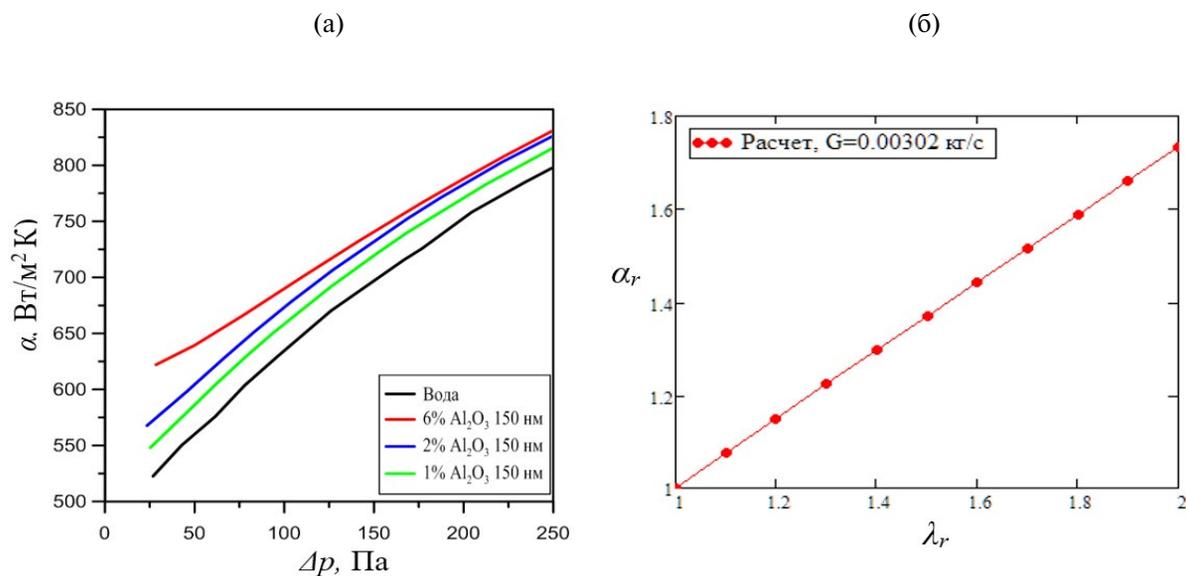


Рис. 5. Зависимости (а) среднего коэффициента теплоотдачи наножидкостей от перепада давления при различных концентрациях наночастиц и (б) относительного коэффициента теплоотдачи от относительного коэффициента теплопроводности, при постоянном расходе.

Поскольку рассматривался ламинарный режим течения, то важно разобраться, чем в первую очередь определяется теплообмен наножидкостей. Коэффициент теплообмена растет с увеличением концентрации наночастиц (см. рис. 4), при этом он растет пропорционально росту коэффициента теплопроводности. Это иллюстрирует рис. 5б, где приведена зависимость среднего относительного коэффициента теплоотдачи $\alpha_r = \frac{\alpha}{\alpha_0}$ от относительного коэффициента теплопроводности при разных концентрациях частиц

и фиксированном расходе равном 0.00302 кг/с (α_0 — коэффициент теплоотдачи базовой жидкости).

Второй пример, который ниже будет рассмотрен, относится к моделированию теплообмена в подобном микротрубочном канале наножидкостей на основе изопропилового спирта (ИПС) с одностенными нанотрубками (ОСУНТ). Для замыкания уравнений переноса использовались экспериментальные измерения [63, 64]. Эти наножидкости неньютоновские и их реология описывается моделью (6), причем с ростом концентрации ОСУНТ индекс жидкости снижается, а параметр консистентности растет. Сопоставление экспериментальных данных (метки) зависимости среднего коэффициента теплопередачи с расчетными (линии) от массового расхода наножидкости представлено на рис. 6а. Данные снизу вверх соответствуют концентрациям ОСУНТ 0, 0.1 и 0.25%. Во всех случаях погрешность моделирования не превышает 6%. О хорошем согласовании экспериментальных и расчетных данных свидетельствует и рис. 6б, где сопоставлены перепады давления в канале. Использование наножидкостей значительно повышает среднее значение коэффициента теплоотдачи, при концентрации ОСУНТ 0.25% коэффициент теплоотдачи увеличился почти в полтора раза. Подобные превышения коэффициента теплоотдачи с помощью обычных наножидкостей практически недостижимы.

Псевдопластический характер реологии наножидкостей существенно меняет характеристики течения и теплообмена в канале. Распределение вязкости наножидкости неоднородно по радиусу канала, она значительно снижается от центра канала к его стенкам. Так, например, при концентрации ОСУНТ 0.25% вязкость в центре канала почти в тысячу раз выше, чем вблизи стенки. Чем ниже индекс жидкости, тем сильнее проявляется данный эффект. В псевдопластической жидкости профиль скорости в центре канала выполаживается и формируется область квазитвердого течения. Поскольку скорость в центральной части канала уменьшается, а расход жидкости фиксирован, то скорость в пристеночной области увеличивается. Это приводит к росту коэффициента теплопередачи. С увеличением концентрации наночастиц эффект усиливается. Таким образом, усиление неньютоновских свойств наножидкостей значительно способствует интенсификации теплообмена.

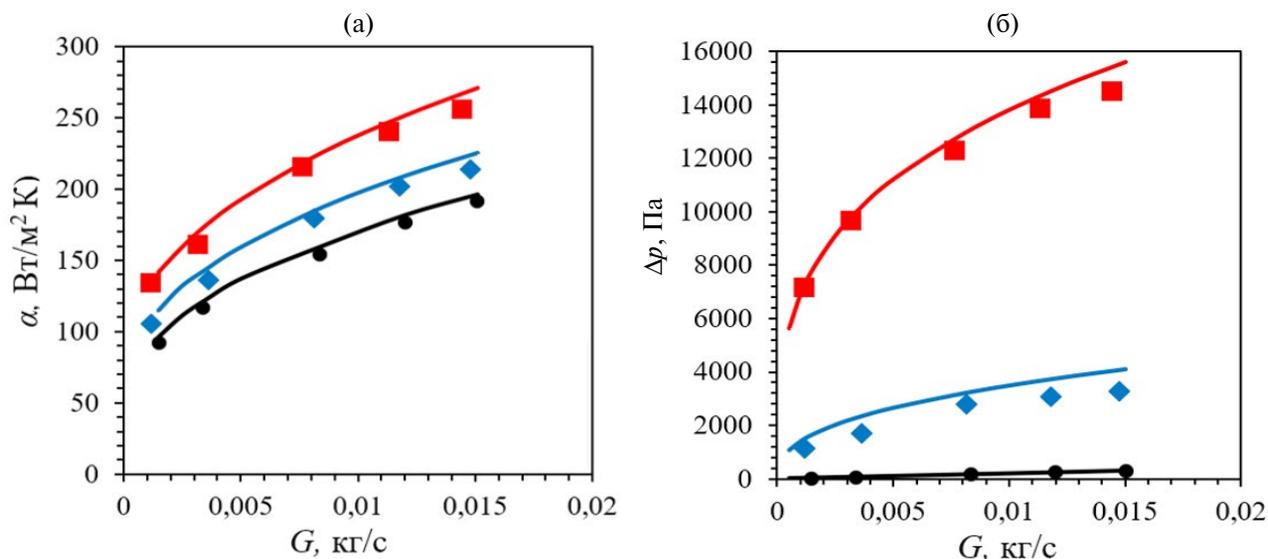


Рис. 6. Зависимость среднего коэффициента теплоотдачи (а) и перепада давления (б) от расхода наножидкости.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Данная статья посвящена проблемам, появляющимся при моделировании течений наножидкостей. Стоит сформулировать основные выводы. Первое, течения наножидкостей вполне успешно моделируются одножидкостными уравнениями гидродинамики. Непременным условием применения уравнений (1.3) является использование эффективных экспериментально измеренных коэффициентов переноса. Поскольку коэффициенты переноса зависят и от размера частиц, и от их материала, моделирование должно осуществляться для течений вполне определенных наножидкостей. В расчетах категорически нельзя использовать формулы для коэффициентов переноса, полученные для крупнодисперсных жидкостей. Наножидкости — это особый класс дисперсных жидкостей.

Второе. К использованию параметров подобия следует относиться чрезвычайно осторожно. Самый простой совет состоит в том, что при решении уравнений переноса их следует использовать в размерном виде. Тем самым можно найти зависимость всех параметров течения наножидкости от расхода, концентрации частиц и их размера. После этого можно будет построить, если это необходимо, соответствующие зависимости от параметров подобия, например, от числа Рейнольдса. Однако здесь получатся серии кривых, которые будут соответствовать разным концентрациям частиц при фиксированном их размере или разным размерам при фиксированной концентрации частиц. Попытка использовать параметры подобия обычным образом, просто варьируя их, приведет к зависимостям, которые физически нельзя будет интерпретировать. В каждой точке такой зависимости они будут соответствовать разным наножидкостям. Тем не менее параметры подобия можно использовать, но повторимся очень осторожно. Так, например, рассматривая число Рейнольдса для наножидкостей с определенными частицами, но при различной их концентрации его целесообразно переписать так: $Re = Re_0 \left[1 - \varphi + \left(\frac{\rho_p}{\rho_0} \right) \varphi \right] \left(1 + a_1 \varphi + a_2 \varphi^2 \right)^{-1}$,

где Re_0 — число Рейнольдса базовой жидкости, а характерная скорость течения может быть определена по расходу. Варьируется при этом Re_0 и φ . Ситуация, конечно, тоже нетривиальная, но полученная зависимость будет адекватной. Кроме того, коэффициенты a_i являются еще и функцией размера частиц. Если же необходимо получить, например, зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса, то сделать это можно лишь для фиксированной концентрации частиц и фиксированном их размере. Если нужна зависимость от концентрации или размера наночастиц, то получится набор соответствующих кривых.

Следует отметить еще одно важное обстоятельство. В данной статье вообще не рассматривалось моделирование турбулентных течений. Это связано с двумя обстоятельствами. Первое состоит в том, что моделирование турбулентных течений ньютоновских наножидкостей может выполняться обычным образом и примеры таких расчетов существуют. Принципиальные сложности появляются в случае, когда необходимо моделировать турбулентные течения неньютоновских наножидкостей. Здесь достаточно

надежно удается моделировать лишь неньютоновские жидкости, описываемые моделью степенной жидкости [51, 65].

Последнее. Выше уже упоминалось, что значительная часть наножидкостей имеет неньютоновскую реологию. Ранее в [19] экспериментально было показано, что реология наножидкости может измениться с ростом концентрации наночастиц и уменьшением их размера. Если первое выглядит достаточно естественно и характерно также для крупнодисперсных жидкостей, то экспериментально объяснить изменение реологии с уменьшением размера наночастиц не удастся. Это сделано методом молекулярной динамики в появившейся недавно статье [66], где установлено, что изменение реологии связано с изменением структуры наножидкости. Структура наножидкости меняется тем сильнее, чем меньше размер дисперсных частиц (при фиксированной концентрации частиц) и чем больше их концентрация.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре обсуждаются проблемы, возникающие при моделировании течений наножидкостей. Анализируется возможность применения двухжидкостного и одножидкостного описаний. Показано, что течения наножидкостей обычно вполне можно моделировать с помощью уравнений (3.1). Применение этих уравнений требует использования эффективных коэффициентов переноса. Необходимо иметь в виду, что и вязкость, и теплопроводность наножидкостей зависят не только от концентрации наночастиц, но также от их размера и материала.

Подробно изучается поведение параметров подобия, их зависимость от концентрации, размера и материала наночастиц. Отмечается, что в общем случае невозможно решать задачу просто варьируя параметры подобия. Приведены два примера решения задачи о теплоотдаче двух разных наножидкостей, с обычными сферическими наночастицами и с углеродными нанотрубками. В последнем случае наножидкость является неньютоновской. Показано, что наножидкости позволяют получить очень высокие значения превышения коэффициента теплоотдачи.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (соглашение № 20-19-00043).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рахматулин Х.А.* Основы газодинамики взаимопроникающих движений сжимаемых сред // ПММ. 1956. Т. 20. № 2. С. 184–195.
2. *Соу С.* Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971. 536 с.
3. *Ханпель Дж., Бреннер Г.* Гидродинамика при малых числах Рейнольдса. М.: Мир, 1976. 632 с.
4. *Низматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч.1. М.: Наука. 1987. 464 с.
5. *Maxwell J.C.* A treatise on electricity and magnetism. Oxford: Clarendon Press, 1881. 425 p.
6. *Einstein A.* Eine neue bestimmung der moleküldimensionen // Ann. Phys. 1906. Bd. 324. № 2. S. 289–306.
7. *Murshed S.M.S., de Castro C.A.N.* Nanofluids: synthesis, properties and applications. New York: NOVA Science Publishers, 2014. 278 p.
8. *Li J., Zhang X., Xu B., Yuan V.* Nanofluid research and applications: A review // Int. Communications Heat Mass Transfer. 2021. V. 127. P. 105543.
9. *Zhao J., Huang Y., He Y., Shi Y.* Nanolubricant additives: A review // Friction. 2021. V. 9. № 5. P. 891–917.
10. *Kaggwa A., Carson J.K.* Developments and future insights of using nanofluids for heat transfer enhancements in thermal systems: a review of recent literature // Int. Nano Lett. 2019. V. 9. № 4. P. 277–88.
11. *Osiptsov A.N.* Development of full Lagrangian approach for modeling dilute dispersed media flows (a review) // Fluid Dynamic. 2024. V. 59. № 1. P. 1–48.
12. *Рудяк В.Я.* Нелокальное решение уравнения Больцмана // ЖТФ. 1995. Т. 65. № 11. С. 29–40.
13. *Рудяк В.Я., Белкин А.А.* Уравнения многожидкостной гидродинамики // Мат. моделирование. 1996. Т.8. № 6. С. 33–37.
14. *Рудяк В.Я.* Статистическая аэрогидромеханика. Т. 2. Гидромеханика. Новосибирск: НГАСУ, 2005. 468 с.
15. *Boungiorno J.* Convective transport in nanofluids // J. Heat Transfer. 2006. V. 128. P. 240–250.
16. *Ryzhkov I.I., Minakov A.V.* The effect of nanoparticle diffusion and thermophoresis on convective heat transfer of nanofluid in a circular tube // Int. J. Heat Mass Transfer. 2014. V. 77. P. 956–969.

17. *Гузей Д.В., Минаков А.В., Рудяк В.Я.* Численное моделирование вынужденной конвекции наножидкости при ее ламинарном течении с учетом термодиффузии // ИФЖ. 2022. Т. 95. № 2. С. 526–536.
18. *Zhou S-Q, Ni R.* Measurement of the specific heat capacity of water-based Al₂O₃ nanofluid // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 093123.
19. *Minakov A.V., Rudyak V.Ya., Pryazhnikov M.I.* Rheological behavior of water and ethylene glycol nanofluids with oxide nanoparticles // Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects. 2018. V. 554. P. 279–285.
20. *Rudyak V.Ya.* Thermophysical characteristics of nanofluids and transport process mechanisms // J. Nanofluids. 2019. V. 8. P. 1–16.
21. *Murshed S.M.S., Estellé P.* A state of the art, review on viscosity of nanofluids // Renewable Sustainable Energy Reviews. 2017. V. 76. P. 1134–1152.
22. *Koca D.H., Doganay S., Turgut A., Tavman I.H., Saidurd R., Mahbubulf I.M.* Effect of particle size on the viscosity of nanofluids: A review // Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2018. V. 82. P. 1664–1674.
23. *Rudyak V.Ya.* Features of transport processes of nanofluids // Interfacial Phenomena and Heat Transfer. 2021. V. 9. № 2. P. 29–50.
24. *Said Z., Sundar L.S., Tiwari A.K., Ali H.M., Sheikholeslami M., Bellos E., Babar H.* Recent advances on the fundamental physical phenomena behind stability, dynamic motion, thermophysical properties, heat transport, applications, and challenges of nanofluids // Physics Reports. 2022. V. 946. № 2. P. 1–94.
25. *Ambreen T., Kim M.H.* Influence of particle size on the effective thermal conductivity of nanofluids: A critical review // Appl. Energy. 2020. V. 264. № 16. P. 114684.
26. *Gonçalves I., Souza R., Coutinho G., Miranda J., Moita A., Pereira J. E., Moreira A., Lima R.* Thermal conductivity of nanofluids: A review on prediction models, controversies and challenges // Applied Sciences. 2021. V. 11. № 6. P. 2525.
27. *Batchelor G.K.* The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles // J. Fluid Mech. 1977. V. 83. № 1. P. 97–117.
28. *Pak B.C., Cho Y.I.* Hydrodynamic and heat transfer study of dispersed fluids with submicron metallic oxide particles // Experimental Heat Transfer. 1998. V. 11. Pp. 151–170.
29. *Maïga S.E.B., Nguyen C.T., Galanis N., Roy G.* Heat transfer behaviors of nanofluids in a uniformly heated tube // Superlattices and Microstructures. 2004. V. 35. № 3–6. P. 543–557.
30. *Chen H., Ding Y., Tan C.* Rheological behavior of nanofluids // New J. Physics. 2007. V. 9. P. 367.
31. *Minakov A.V., Rudyak V.Ya., Pryazhnikov M.I.* Systematic experimental study of the viscosity of nanofluids // Heat Transfer Engineering. 2020. V. 41, № 5. P. 457–460.
32. *Рудяк В.Я., Минаков А.В., Пряжников М.И.* Теплофизические свойства наножидкостей и критерии подобия // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. № 24. С. 9–16.
33. *Colla L., Fedele L., Scattolini M., Bobbo S.* Water-based Fe₂O₃ nanofluid characterization: Thermal conductivity and viscosity measurements and correlation // Advances Mech. Eng. 2012. V. 2012. Article ID 674947.
34. *Ho C.J., Wei L.C., Li Z.W.* An experimental investigation of forced convective cooling performance of a microchannel heat sink with Al₂O₃/water nanofluid // Appl. Therm. Eng. 2010. V. 30. № 2–3. P. 96–103.
35. *Лобасов А.С., Минаков А.В., Рудяк В.Я.* Изучение режимов смешения жидкости и наножидкости в Т-образном микромиксере // ИФЖ. 2018. Т. 91. № 1. С. 133–145.
36. *Рудяк В.Я., Димов С.В., Кузнецов В.В., Бардаханов С.П.* Измерение коэффициента вязкости наножидкости на основе этиленгликоля с частицами двуокиси кремния // Доклады Академии наук. 2013. Т. 450. № 1. С. 43–46.
37. *Rudyak V.Ya., Belkin A.A., Krasnolutskii S.L.* Molecular dynamics modelling transport processes of fluids and nanofluids in bulk and nanochannels // Advances in Molecular Dynamics Simulations Research / S. Köhler ed. New York: Nova science publisher, 2021. P. 1–86.
38. *Rudyak V.Ya., Krasnolutskii S.L.* Dependence of the viscosity of nanofluids on nanoparticle size and material // Phys. Lett. A. 2014. V. 378. P. 1845–1849.
39. *Рудяк В.Я., Минаков А.В., Сметанина М.С., Пряжников М.И.* Экспериментальные данные о зависимости вязкости наножидкостей на основе воды и этиленгликоля от размера и материала частиц // Доклады Академии наук. 2016. Т. 467. № 3. С. 289–291.
40. *Namburu P.K., Kulkarni D.P., Dandekar A., Das D.K.* Experimental investigation of viscosity and specific heat of silicon dioxide nanofluids // Micro & Nano Letters. 2007. V. 2, № 3. P. 67–71.
41. *Nguyen C.T., et al.* Viscosity data for Al₂O₃-water nanofluid—hysteresis: is heat transfer enhancement using nanofluids reliable? // Int. J. Therm. Sci. 2008. Vol. 47. P. 103–111.

42. Rudyak V.Ya., Dimov S.V., Kuznetsov V.V. On the dependence of the viscosity coefficient of nanofluids on particle size and temperature // *Technical Phys. Lett.* 2013. V. 39. № 9. P. 779–782.
43. Rudyak V.Ya., Pryazhnikov M.I., Minakov A.V. Thermal conductivity, rheology and electrical conductivity of water- and ethylene glycol-based nanofluids with copper and aluminum particles // *Physical Mesomechanics.* 2024. V. 27. № 2. P. 205–216.
44. Pryazhnikov M.I., Minakov A.V., Rudyak V.Ya., Guzey D.V. Thermal conductivity measurements of nanofluids // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2017. V. 104. № 1. P. 1275–1282.
45. Zhu H.T., Zhang C.Y., Tang Y.M., Wang J.X. Novel synthesis and thermal conductivity of CuO nanofluid // *J. Phys. Chem. C.* 2007. V. 111. № 4. P. 1646–1650.
46. Li X., Zou C., Zhou L., Qi A. Experimental study on the thermo-physical properties of diathermic oil based SiC nanofluids for high temperature applications // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2016. V. 97. P. 631–637.
47. Rudyak V. Ya., Belkin A. A., Tomilina E. A. Force acting on nanoparticle in fluid // *Technical Phys. Lett.* 2008. V. 34. № 6. P. 519–521.
48. Ceotto D., Rudyak V.Ya. Phenomenological formula for thermal conductivity coefficient of water-based nanofluids // *Colloid J.* 2016. V. 78. № 4. P. 509–514.
49. Rudyak V.Ya., Minakov A.V., Gavrilov A.A., Dekterev A.A. Application of new numerical algorithm of solving the Navier — Stokes equations for modeling the work of a viscometer of the physical pendulum type // *Thermophysics & Aeromech.* 2008. V. 15. № 2. P. 333–345.
50. Gavrilov A.A., Minakov A.V., Dekterev A.A., Rudyak V.Ya. A numerical algorithm for modeling laminar flows in an annular channel with eccentricity // *J. Applied Industrial Math.* 2011. V. 5. № 4. P. 1–12.
51. Гаврилов А.А., Минаков А.В., Дектерев А.А., Рудяк В.Я. Численный алгоритм для моделирования установившихся ламинарных течений неньютоновских жидкостей в кольцевом зазоре с эксцентриситетом // *Выч. технологии.* 2012. Т. 17. № 1. С. 44–57.
52. Metzner A.B., Reed J.C. Flow of non-Newtonian fluids — correlation of the laminar, transition, and turbulent-flow regions // *A.I.Ch.E. J. B1.* 1995. V. 1. № 4. P. 434–440.
53. Wang X.-Q., Mujumdar A.S. Heat transfer characteristics of nanofluids: A review // *Int. J. Thermal Sciences.* 2007. V. 46. P. 1–19.
54. Sarojini K.G.K., Manoj S.V., Singh P.K., Pradeep T., Das S.K. Electrical conductivity of ceramic and metallic nanofluids // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects.* 2013. V. 417. P. 39–46.
55. Iglesias T.P., Rivas M.A., Iglesias R., Reis J.C.R., Cohelho F. Electric permittivity and conductivity of nanofluids consisting of 15 nm particles of alumina in base Milli-Q and Milli-Ro water at different temperatures // *J. Chem. Thermodynamics.* 2013. V. 66. P. 123–130.
56. Dong M., Shen L.P., Wang H., Wang H.B., Miao J. Investigation on the electrical conductivity of transformer oil-based AlN nanofluid // *J. Nanomaterials.* 2013. Article ID 842963.
57. Guo Z. A review on heat transfer enhancement with nanofluids // *J. Enhanc. Heat Transfer.* 2020. V. 27. P. 1–70.
58. Chon C.H., Kihm K.D., Lee S.P., Choi S.U.S. Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al₂O₃) thermal conductivity enhancement // *Applied Phys. Lett.* 2005. V. 87. № 15. P. 153107.
59. Ahmad H.P., Saeed A., Masoud A., Boshra M., Omid M., Somchai W. An updated review on application of nanofluids in heat exchangers for saving energy // *Energy Conversion & Management.* 2019. V. 198. P. 111886.
60. Aydın D.Y., Gürü M. Nanofluids: preparation, stability, properties, and thermal performance in terms of thermo-hydraulic, thermodynamics and thermo-economic analysis // *J. Thermal Analysis Calorimetry.* 2021. V. 47. № 60. P. 1–34.
61. Zhang X., Li J. A review of uncertainties in the study of heat transfer properties of nanofluids // *Heat Mass Transfer.* 2023. V. 59. P. 621–653.
62. Guzey D.V., Minakov A.V., Rudyak V.Ya. On efficiency of convective heat transfer of nanofluids in laminar flow regime // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2019. V. 139. Pp. 180–192.
63. Rudyak V., Minakov A., Pryazhnikov M. Preparation, characterization, and viscosity studying the single-walled carbon nanotube nanofluid // *J. Molecular Liquids.* 2021. V. 329. № 1. P. 115517.
64. Rudyak V.Ya., Pryazhnikov M.I., Minakov A.V., Shupik A.A. Comparison of thermal conductivity of nanofluids with single-walled and multi-walled carbon nanotubes. *Diamond & Related Materials.* 2023. V. 139. P. 110376.
65. Gavrilov A.A., Rudyak V.Ya. Reynolds averaged modeling of turbulent flows of power-law fluids // *J. Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 2016. V. 277. P. 45–55.
66. Rudyak V.Ya., Belkin A.A., Rafalskaya T.A. Molecular dynamics study of the rheology of benzene-based nanofluids with metal particles // *J. Molecular Liquids.* 2024. V. 403. P. 124805.

SPECIFIC FEATURES OF MODELING NANOFLUID FLOWS (A REVIEW)

V. Ya. Rudyak

Novosibirsk State University of Architecture and Civil Engineering, Novosibirsk, Russia

e-mail: valery.rudyak@mail.ru

Problems arising when modeling nanofluids are discussed. The possibility of using two- and one-fluid descriptions is analyzed. The thermophysical properties of nanofluids are reviewed and it is shown that their viscosity and thermal conductivity depend not only on the concentration of nanoparticles, but also on their size and material. The behavior of similarity parameters and their dependence on the concentration, size and material of nanoparticles are studied in detail. It is shown that in the general case it is impossible to solve the problem simply by varying the similarity parameters. Two examples of solving the problem of heat transfer of two different nanofluids, with conventional spherical nanoparticles and with carbon nanotubes, are given. In the latter case, the nanofluid is non-Newtonian. It has been shown that nanofluids make it possible to obtain very high values of excess of the heat transfer coefficient.

Keywords: viscosity, hydrodynamic modeling, nanofluids, similarity parameters, thermal conductivity, heat transfer.

УДК 532.65

ДВИЖЕНИЕ УПРУГОЙ КАПЛИ ЧЕРЕЗ ОТВЕРСТИЕ В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ

© 2024 г. А. О. Руденко*, А. Н. Рожков**

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*e-mail: arudenko@ipmnet.ru

**e-mail: rozhkov@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 14.06.2024 г.

После доработки 24.07.2024 г.

Принята к публикации 10.08.2024 г.

Исследуются удары капель воды и полимерных растворов по тонкой пластине с одиночным круглым отверстием. Диаметры капель перед ударом d_i совпадают с диаметрами отверстий d_j . Их значения равны 3 мм. Капли падали с высоты 5, 10 и 20 мм и достигали скорости перед ударом 0.31, 0.44 и 0.63 м/с. Капли пролетали через отверстие, слегка касаясь его краев. Методами высокоскоростной фотографии зафиксированы различные стадии столкновения капли с препятствием. Обнаружено, что при изученных параметрах удара наблюдается значительное замедление струи отверстием, вплоть до полной остановки полета капли. Обсуждаются механизмы наблюдаемых явлений и влияние различных факторов.

Ключевые слова: капля, отверстие, удар, движение, распад, вода, полимерные растворы.

DOI: 10.31857/S1024708424050073 EDN: NQSYHY

Движение капли через отверстие в пластине — явление, которое наблюдается при столкновении капли со средствами защиты от инфицированных капель, а именно, с медицинскими масками и фильтрами. Отверстия/каналы в средствах защиты пропускают воздух, но препятствуют движению капель, что блокирует распространение инфекции в воздушной среде [1, 2]. Другим примером взаимодействия капли и отверстия является истечение капли из сопла печатающей головки струйного принтера [3, 4]. В работах [5, 6] проведено исследование влияния поверхностного натяжения и вязкости жидкости на движение капли через отверстие. Вместе с тем, в некоторых случаях жидкость кроме вязкости и капиллярности может обладать упругими свойствами, которые жидкости имеют в силу естественных причин [7, 8], либо специальные добавки целенаправленно придают жидкости упругость для обеспечения тех или иных функциональных показателей [4]. Настоящая работа предпринята с целью выявления особенностей движения капли через отверстие в случае наличия у жидкости упругих свойств. Предварительные результаты анонсированы в [9].

Прототипом рассматриваемой здесь экспериментальной конфигурации является столкновение капли с тонким цилиндром или нитью. Изучены удары капель воды [10–15] и полимерных растворов [16].

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент заключался в метании капли исследуемой жидкости на пластину с отверстием и наблюдении за процессом прохождения капли через отверстие при помощи скоростной видеозаписи (рис. 1).

Капля падала с высоты $h_0 = 5, 10$ и 20 мм, отрываясь от иглы диаметром $d_c = 0.8$ мм. К моменту пересечения с отверстием для высот падения $h_0 \approx 5, 10$ и 20 мм [16] измеренная скорость капли достигала значений $v_i \approx 0.2011, 0.2736$ и 0.4931 м/с. Эти значения скорости приблизительно соответствуют скоростям, вычисленным по формуле $v_i \approx (2gh_0)^{1/2} = 0.31, 0.44$ и 0.63 м/с (здесь $g = 9.81$ м/с² — ускорение свободного падения). В опытах диаметр отверстия $d_j = 3$ мм, диаметр каплей перед ударом $d_i = 3.00 \pm 0.06$ мм (согласно данным видеозаписи (рис. 2–4)), масса такой капли составляет $m \approx \rho \pi d_i^3 / 6 = 14.14$ мкг, толщина пластины 0.44 мм.

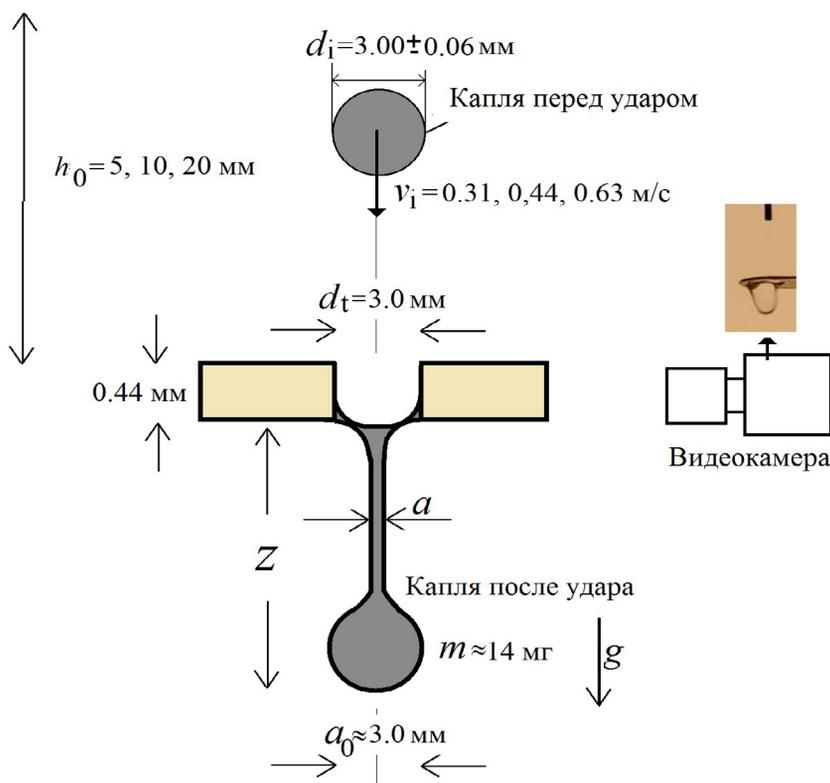


Рис. 1. Схема эксперимента.

Испытывались водные растворы полиакриламида молекулярной массой 11 млн. и массовой долей 0, 100 и 1000 млн⁻¹ (ПАА-100 и ПАА-1к) [17]. Растворы ПАА-100 и ПАА-1к имитировали реальную ротовую жидкость. Модуль упругости G и время релаксации θ данных жидкостей максимально приближены к соответствующим реологическим параметрам реальной ротовой жидкости $G = 0.11$ Па, $\theta = 0.33$ с (пунктиры на рис. 1 источника [16]). Используемые в настоящем исследовании рабочие жидкости (ПАА-100 и ПАА-1к) имеют реологические параметры: $G = 89.5 \pm 2.7$ мПа, $\theta = 27.3 \pm 6.0$ мс и $G = 139.1 \pm 4.3$ мПа, $\theta = 198.5 \pm 46.5$ мс [17]. Добавки ПАА существенно не меняют поверхностное натяжение растворов, которое остается примерно таким же, как и воды $\gamma = 72.6$ мН/м [17]. Реологические параметры определялись методом утончающейся нити в рамках реологических моделей Oldroyd-B и Upper-Convected Maxwell (UCM) [8]. Модели совпадают в случае больших упругих деформаций [18], характерных для исследуемых здесь течений. Результаты реологических испытаний модельных и реальных жидкостей и их сопоставление представлены на рис. 1 источника [16]. Показано, что наилучшее приближение обеспечивают растворы ПАА из диапазона массовой доли $c \approx 252 \div 2102$ млн⁻¹. В качестве альтернативных жидкостей могут быть использованы растворы полиэтиленоксида ПЭО массовой доли $c \approx 12449 \div 19320$ млн⁻¹, как это следует из рис. 1 источника [16].

Скоростная видеозапись осуществлялась бытовым смартфоном Honor 30S(CDY-NX9A). Частота кадров видеозаписи составляла 960 Гц.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследовались капли воды, а в качестве упругих жидкостей испытаниям подвергнуты водные растворы полиакриламида молекулярной массы 11 млн. и концентраций 100 и 1000 млн⁻¹ (ПАА-100 и ПАА-1к). Как показали реологические испытания ротовой жидкости, именно эти растворы наиболее близко могут моделировать гидродинамику ротовой жидкости [8, 16].

Типичные результаты наблюдений представлены на рис. 2–4.

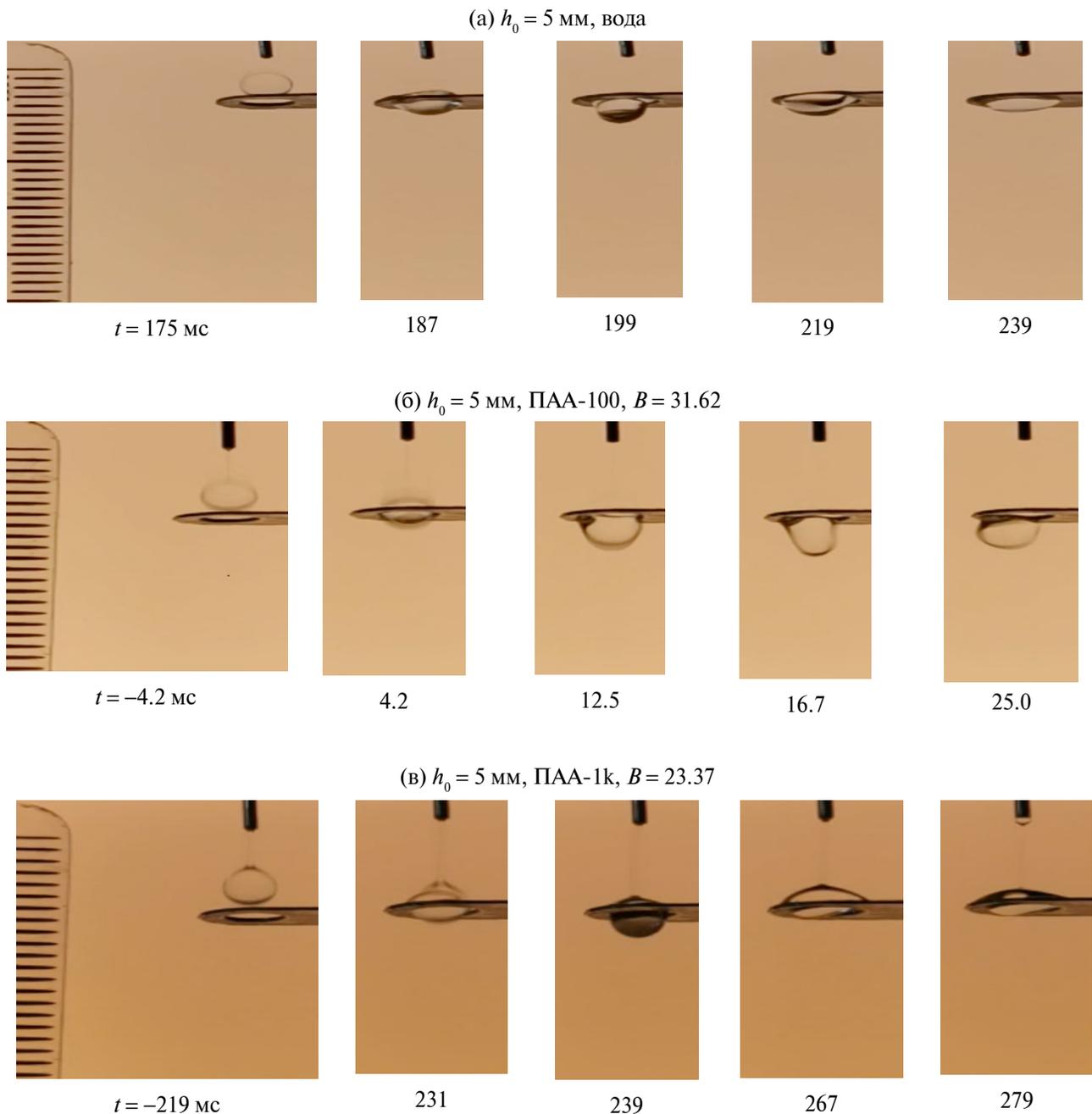


Рис. 2. Видеозаписи движения капель воды, ПАА-100 и ПАА-1к (а-в) через отверстие в пластине при падении капли с высоты 5 мм. Цена деления линейки на кадре 1 мм. $B = \pi d_1 G \theta^2 / (4m_0)$ — количественный параметр, описывающий предполагаемый переход к разрушению капли [4].

Путем обработки видеозаписей построены траектории движения капель $z = z(t)$ для различных жидкостей и высот падения h_0 (рис. 5). Наблюдения и измерения показали, что, несмотря на совпадение диаметров отверстия и капель, капли двигались через отверстие с касаниями краев отверстий в пластине, в результате чего их траектории отличались от траекторий бесконтактного («беспрепятственного») движения через отверстие. Вероятно, контакты обусловлены колебаниями капель в полете. Данные рис. 5 также свидетельствуют, что касания вызывают более сильное торможение при малых высотах падения, когда инерция мала. Также более сильное торможение наблюдается у жидкостей с более высоким уровнем упругих добавок, что свидетельствует о благоприятном эффекте упругости жидкостей при использовании защитных средств.

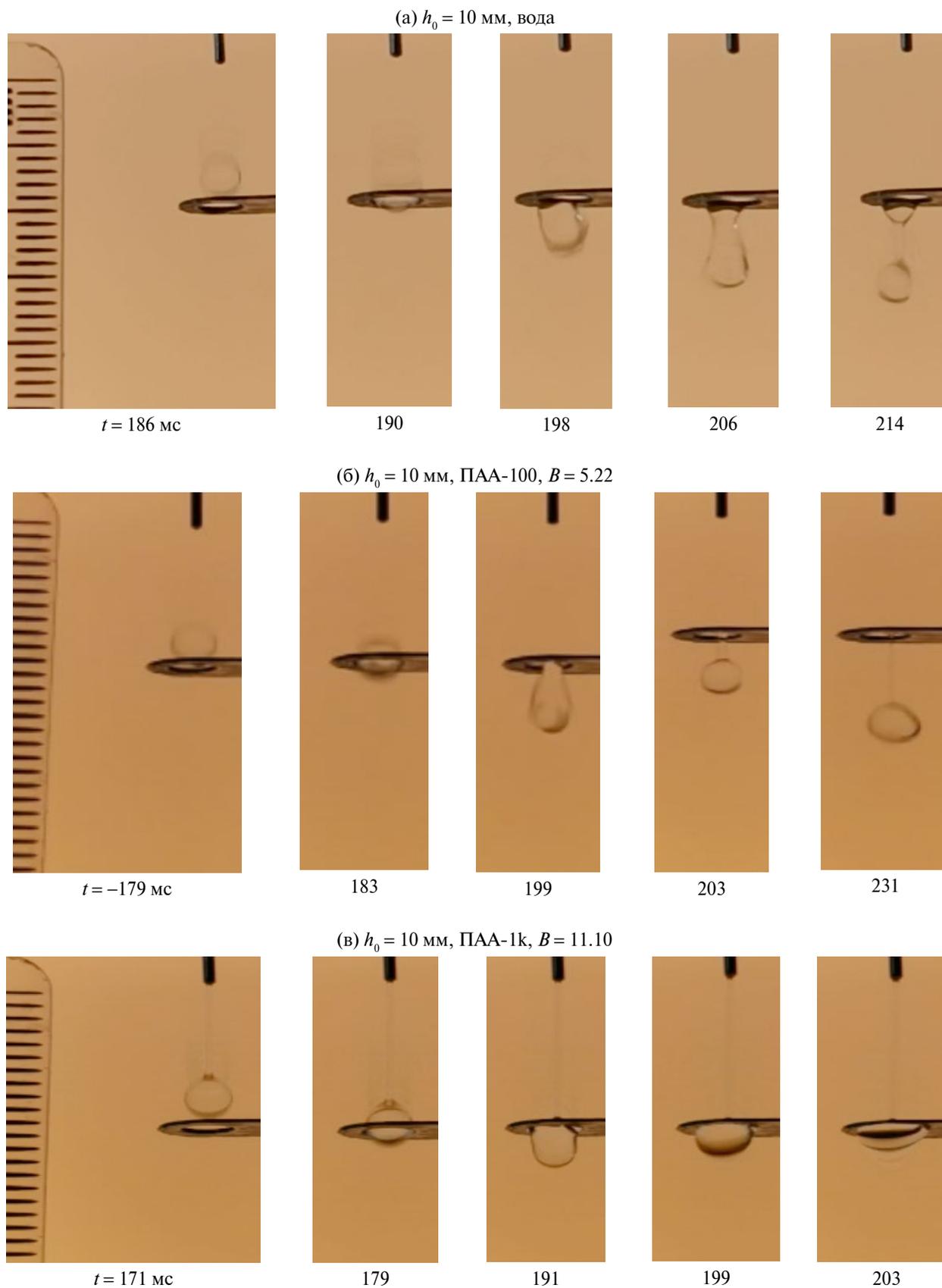


Рис. 3. Видеозаписи движения каплей воды, ПАА-100 и ПАА-1к (а-в) через отверстие при падении с высоты $h_0 = 10$ мм. Цена делений линейки на кадре 1 мм.

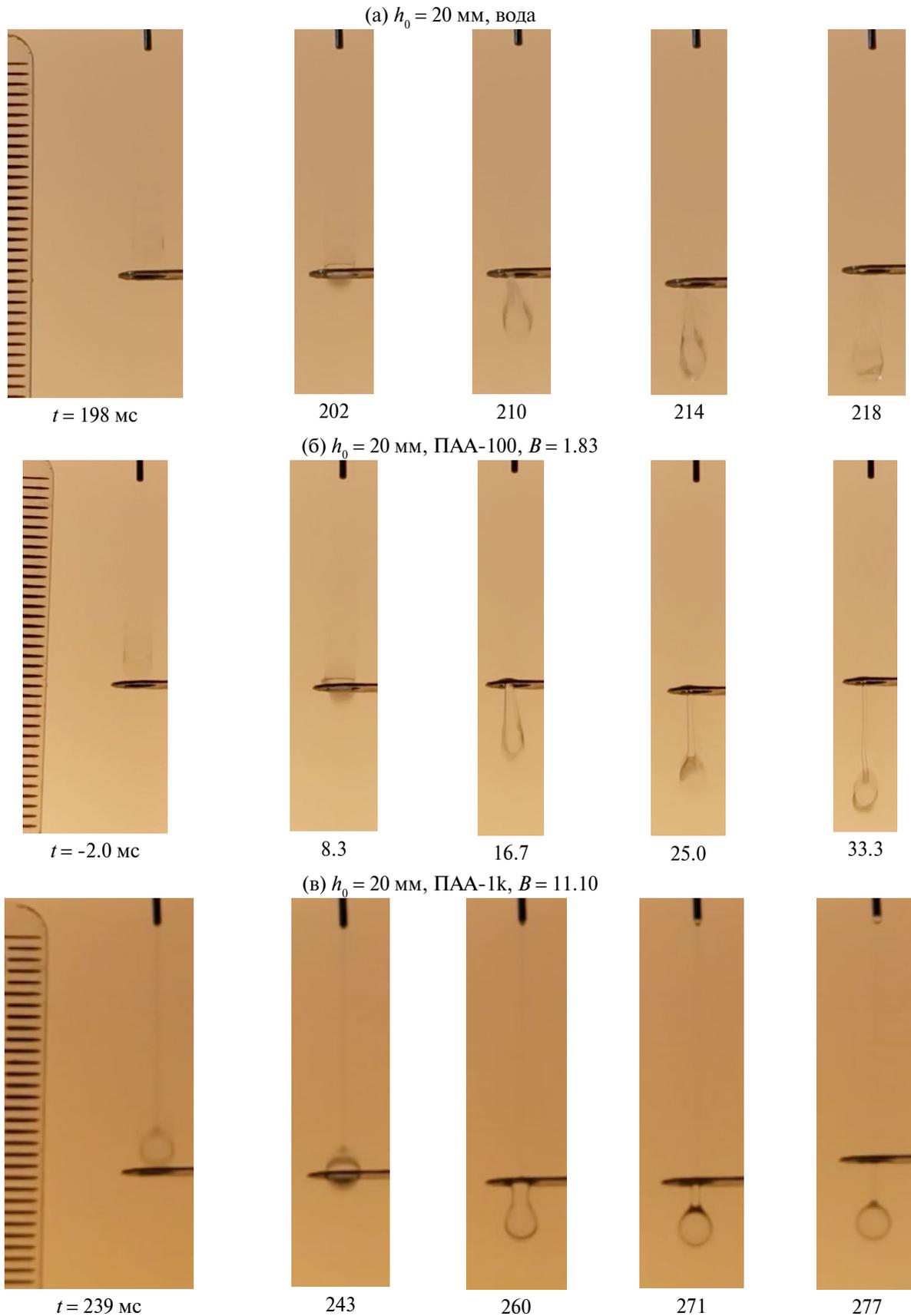


Рис. 4. Видеозаписи движения капель воды, ПАА-100 и ПАА-1к (а–в) через отверстие при падении с высоты $h_0 = 20$ мм. Цена делений линейки на кадре 1 мм.

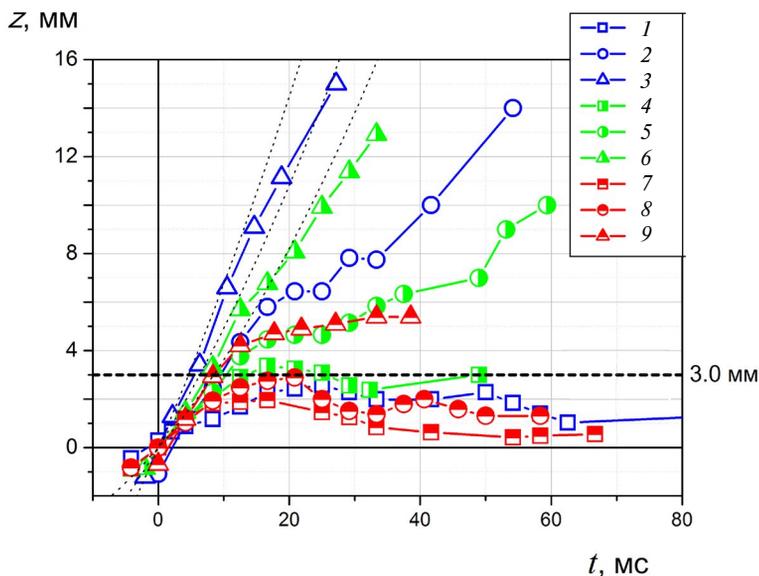


Рис. 5. Зависимость перемещения струи z от времени для различных жидкостей при падении каплей с высот $h_0 = 5, 10$ и 20 мм. 1 — вода $h_0 = 5$ мм, 2 — вода $h_0 = 10$ мм, 3 — вода $h_0 = 20$ мм, 4 — ПАА100 $h_0 = 5$ мм, 5 — ПАА100 $h_0 = 10$ мм, 6 — ПАА100 $h_0 = 20$ мм, 7 — ПАА1к $h_0 = 5$ мм, 8 — ПАА1к $h_0 = 10$ мм, 9 — ПАА1к $h_0 = 20$ мм; Пунктиром показаны теоретические «беспрепятственные» траектории каплей $z = (2gh_0)^{1/2}t + gt^2/2$ для высот $h_0 = 5, 10$ и 20 мм. Горизонтальная пунктирная линия разделяет область отрыва каплей от пластины $z > 3$ мм и область захвата каплей отверстием в пластине $z < 3$ мм.

Рисунки 2–5 свидетельствуют, что существуют два режима движения каплей через отверстие: с отрывом капли от пластины и захват капли отверстием в пластине. Отрыву капли способствует более высокая инерция капли, а захвату — упругие напряжения в капле. За границу между двумя режимами движения принят диаметр исходной капли $d_i = 3.0$ мм (рис. 5).

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Раздел посвящен механизму отрыва капли от пластины. Движение капли через отверстие управляется конкуренцией 1) силы инерции, которая направлена на продолжение полета капли; 2) силы поверхностного натяжения, которая вызывает торможение капли и стремление вернуть ее в отверстие; 3) силы упругого натяжения мостика между каплей и пластиной, также замедляющей каплю; 4) силы тяжести, стремящейся оторвать каплю от пластины. Уравнение данного движения

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -\pi a \gamma + \pi \frac{a^2}{4} (p_c - \tau) + mg \quad (3.1)$$

где $m \approx \rho \pi d_i^3 / 6$ — масса капли жидкости, ρ — плотность жидкости, a — диаметр мостика, z — длина мостика (рис. 1), $p_c = \gamma / (a/2)$ — капиллярное давление в мостике (давление Лапласа), γ — поверхностное натяжение, τ — осевая компонента тензора упругого напряжения, a_0 — начальный диаметр мостика (приблизительно совпадающий с диаметром отверстия d_i), θ — время релаксации жидкости, g — ускорение свободного падения. Жидкость считается несжимаемой. Для величины τ известна оценка $\tau = G(a_0/a)^4 \exp(-t/\theta)$ [4, 18].

Первое слагаемое в правой части уравнения (3.1) представляет натяжение мостика, сформированного поверхностным натяжением, второе слагаемое в правой части — вклад упругости, третье слагаемое — сила тяжести. Поверхностное натяжение и упругие напряжения тормозят движение капли, а сила тяжести ускоряет движение. Соотношение данных трех факторов определяет судьбу капли — оторвется ли капля от пластины и улетит прочь (отрыв капли), либо останется внутри отверстия на пластине (захват капли). Варианты движения можно видеть на рис. 2–4.

Для предварительных оценок положим, что удлинение мостика $z(t)$ сопровождается его утончением $a(t)$ с приблизительно постоянным количеством жидкости в мостике $\pi(a/2)^2 z \approx \pi a_0^3 / 6$, подобно тому, как

это происходит при метании микроструй [4]. В этом случае уравнение (3.1) сводится к дифференциальному уравнению 2-го порядка:

$$\frac{d^2z}{dt^2} = -\frac{\pi a_0^{1.5} \gamma m^{-1}}{(6z)^{0.5}} - \frac{3\pi a_0 G}{8m} z \exp\left(-\frac{t}{\theta}\right) + g. \quad (3.2)$$

Начальные условия можно задать в виде $t = 0, z \approx 0, dz/dt = v_i$. Решение уравнения (3.2) описывает траекторию движения капли после преодоления отверстия. Уравнение интегрировалось численно при помощи пакета прикладных программ MatLab.

С целью демонстрации роли определяющих факторов вычисления проведены для четырех базовых случаев 1) $G = 0, \gamma = 0, g \neq 0$; 2) $G = 0, \gamma \neq 0, g = 0$; 3) $G \neq 0, \gamma = 0, g = 0$; 4) $G \neq 0, \gamma \neq 0, g \neq 0$. Траектории представлены на рис. 6. (На рисунках G, θ, γ и g_0 соответствуют параметрам G, θ, γ и g .)

Рисунки 7–9 представляют сплошными линиями результаты численного решения уравнения (3.2). Реологические параметры G и θ оценены путем подбора наилучшего приближения методом наименьших квадратов [18]. Экспериментальные траектории показаны крестиками/ноликами для случаев отрыва/захвата каплей отверстием.

Данные для $h_0 = 5$ мм (рис. 2) не описываются теоретической моделью удовлетворительно, так как расчетная конфигурация, показанная на рис. 1, не реализуется. В частности, не формируется жидкий мостик, который управляет отрывом или захватом капли, соответственно, нет оснований для правомерности уравнения (3.2). Каплям при таких ударах не удается преодолеть отверстия и создать конфигурацию рис. 1.

Результаты расчетов для траекторий отрывающихся каплей при $h_0 = 10$ и 20 мм представлены сплошными линиями на рис. 8, 9 и они качественно согласуются с экспериментальными данными (крестики — траектории оторвавшихся каплей, нолики — захваченные капли). С увеличением упругости кривые перемещаются вниз. Использование уравнения (3.2) для аппроксимации экспериментальных данных позволило оценить значения параметров реологической модели Максвелла/Олдройда-Б в данном режиме деформирования. Установленные значения приведены на графиках. Модуль упругости оказался заметно выше, а время релаксации примерно совпало со временем релаксации, измеренным методом утончающейся нити [17]. Полученные данные совместно с данными упругих всплесков [18] могут быть использованы для построения реологических моделей упругих полимерных жидкостей в широком диапазоне деформационных параметров.

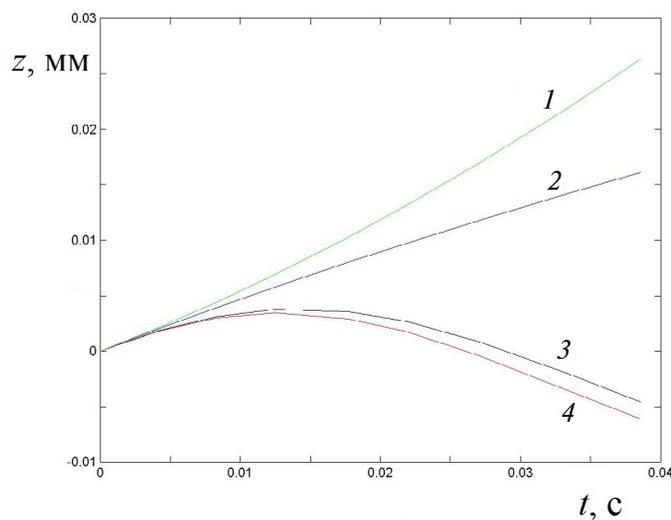


Рис. 6. Режимы течения как функции определяющих параметров. Цифрами обозначены варианты: 1 — $G = 0, \gamma = 0, g = 9.81$ м/с², 2 — $G = 0, \gamma = 0.072$ Н/м, $g = 0$, 3 — $G = 100$ Па, $\theta = 0.1$ с, $\gamma = 0.072$ Н/м, $g = 9.81$ м/с², 4 — $G = 100$ Па, $\theta = 0.1$ с, $\gamma = 0, g = 0$. Вычисления проведены с использованием пакета прикладных программ MatLab для случая $v_i = 0.49$ м/с, $a_0 = 3$ мм.

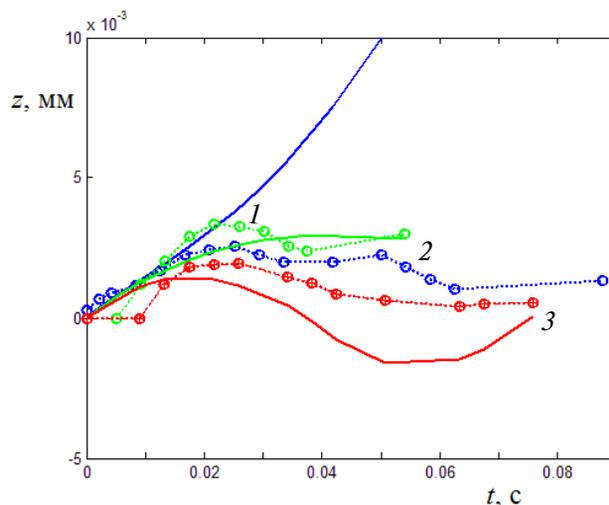


Рис. 7. Численные решения уравнения (3.2) (сплошные кривые) в сравнении с экспериментальными данными для падения каплей различных жидкостей с высоты $h_0 = 5$ мм, $v_i = 0.2011$ м/с (рис. 2). 1 — вода, $G = 0$, 2 — ПАА100, $G = 51$ Па, $\theta = 0.061$ с, 3 — ПАА1к, $G = 146$ Па, $\theta = 0.031$ с. Нолики отвечают захвату каплей отверстием. Реологические параметры G и θ оценены путем подбора наилучшего приближения методом наименьших квадратов.

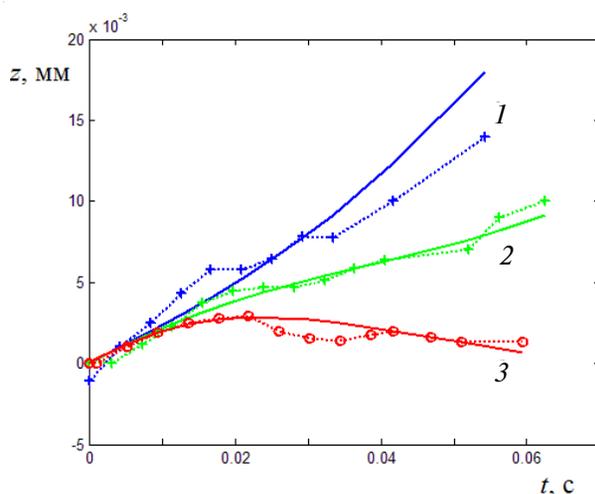


Рис. 8. Численные решения уравнения (3.2) в сравнении с экспериментальными данными для падения каплей различных жидкостей с высоты $h_0 = 10$ мм, $v_i = 0.2736$ м/с (рис. 3). 1 — вода, $G = 0$, 2 — ПАА100, $G = 71$ Па, $\theta = 0.021$ с, 3 — ПАА1к, $G = 151$ Па, $\theta = 0.021$ с. Крестики отвечают отрыву каплей от отверстия, нолики — захвату каплей отверстием. Реологические параметры G и θ оценены путем подбора наилучшего приближения методом наименьших квадратов.

В работе [4] в рамках предположения о доминировании упругости предложен приближенный критерий разрушения упругой капли при соударении с твердым препятствием

$$B = \frac{\pi d_i G \theta^2}{4 m_0} \leq 1.45 \quad (3.3)$$

Параметр B был рассчитан для экспериментов данной работы и представлен на рис. 2–4. В качестве реологических параметров использованы значения G и θ , полученные в ходе настоящей работы (G и θ на рис. 7–9). Наблюдается уменьшение параметра B при приближении к ситуации, когда капля отрывается от пластины. Такая зависимость согласуется с тенденцией, предсказанной критерием (3.3).

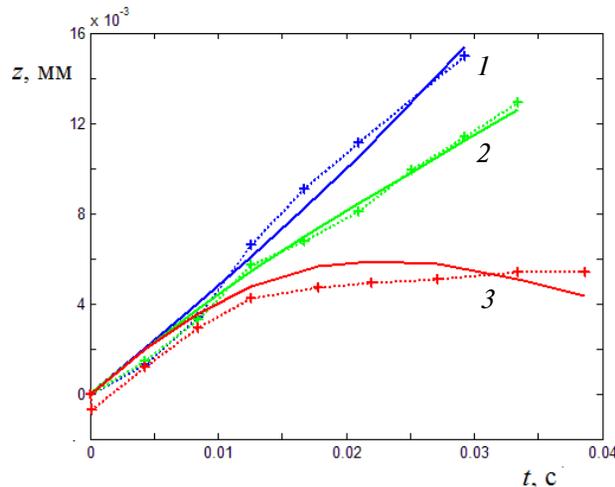


Рис. 9. Численные решения уравнения (3.2) в сравнении с экспериментальными данными для падения капель с высоты $h_0 = 20$ мм, $v_i = 0.4931$ м/с (рис. 4). 1 — вода, $G = 0$, 2 — ПАА100, $G = 91$ Па, $\theta = 0.011$ с, 3 — ПАА1к, $G = 151$ Па, $\theta = 0.021$ с. Крестики отвечают отрыву капель от отверстия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдения и измерения показали, что, несмотря на совпадение диаметров отверстия и капель, капли двигались через отверстие с касаниями пластины, в результате чего их траектории отличались от траекторий бесконтактного («беспрепятственного») движения через отверстие. Вероятно, контакты обусловлены колебаниями капель в полете. Проведенное исследование показывает, что касания вызывают более сильное торможение при малых высотах падения, когда доминирование инерции подавляется контактами капли и стенок отверстия. Также более интенсивное торможение наблюдается у жидкостей с более высоким уровнем упругих добавок, что свидетельствует о благоприятном эффекте упругости жидкостей при контактах с защитными средствами. Таким образом, именно упругость ротовой жидкости обуславливает использования медицинских масок для защиты от инфекций, переносимых воздушно-капельным путем.

Сопоставление данных численного моделирования и экспериментального моделирования показывает качественное согласие даже в случае некоторого отклонения картины течения от предполагаемой конфигурации отрыва капли от пластины, показанной на рис. 1. В случаях отрыва капель от пластины удастся оценить значения параметров реологической модели Максвелла, которые в данном режиме деформирования оказались отличны от данных измерений методом утончающейся нити, в котором реализуются невысокие скорости деформаций.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-19-00451.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dbouk T., Drikakis D.* On coughing and airborne droplet transmission to humans // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. P. 053310.
2. *Bourouiba L.* Fluid Dynamics of Respiratory Infectious Diseases // *Annu. Rev. Biomedical Engineering*. 2021. V. 23. P. 547–577.
3. *Nielsen N.J.* History of ThinkJet printhead development // *Hewlett-Packard Journal*. 1985. May. P. 4–10.
4. *Базилевский А.В., Мейер Д.Д., Рожков А.Н.* Динамика и разрушение импульсных микроструй полимерных жидкостей. // *Изв. РАН. МЖГ*. 2005. № 3. С. 45–63.
5. *Lorenseau E., Quere D.* Drops impacting a sieve // *Journal of Colloid and Interface Science*. 2003. V. 263. P. 244–249.

6. Федюшкин А.И., Рожков А.Н., Руденко А.О., Гневушев А.А., Пунтус А.А. Режимы течения капли через отверстие // Материалы XIV Международной конференции по прикладной математике и механике в аэрокосмической отрасли (АММАГ'2022). Материалы конференции. Москва, 2022. С. 101–103.
7. Базилевский А.В., Ентов В.М., Рожков А.Н. Распад жидкого мостика — метод реологического тестирования биологических жидкостей // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2011. № 4. С. 119–129
8. Рожков А.Н. Упругость и релаксационные свойства ротовой жидкости // Российский журнал биомеханики. 2021. Т. 25. № 4. С. 393–405.
9. Руденко А.О., Рожков А.Н. Движение упругой капли через отверстие в пластине // Материалы XXIII Международной конференции по вычислительной механике и современным прикладным программным системам (ВМСППС'2023). Материалы конференции. Москва, 2023. С. 417–419.
10. Lorenceau E., Clanet C., Quere D. Capturing drops with a thin fiber // Journal of Colloid and Interface Science. 2004. V. 279. P. 192–197.
11. Kim S., Kim W. Drop impact on a fiber // Phys. Fluids. 2016. V. 28. P. 042001.
12. Fedyushkin A.I., Rozhkov A.N., Rudenko A.O. Collision of water drops with a thin cylinder // Journal of Physics: Conference Series. 2021. V. 2057. P. 012034.
13. Базилевский А.В., Рожков А.Н. Эффекты коалесценции при столкновении капель воды с тонким цилиндром // Девятая международная научная конференция — Школа молодых ученых. Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах. Москва, ИПМех РАН, 18–20 октября 2023. С. 118–121.
14. Федюшкин А.И., Гневушев А.А., Захаров А.С., Рожков А.Н. Влияние силы тяжести при обтекании жидкой каплей тонкой нити // Девятая международная научная конференция — Школа молодых ученых. Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах. Москва, ИПМех РАН, 18–20 октября 2023. С. 109–112.
15. Базилевский А.В., Рожков А.Н. Удар микроструи воды по микроволокну // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2023. № 5. С. 110–118.
16. Руденко А.О., Рожков А.Н. Удар упругой капли по тонкому цилиндру // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2024. Т. 66. № 3. С. 236–247.
17. Rozhkov, A., Prunet-Foch, B., Vignes-Adler, M. Star-like breakup of polymeric drops in electrical field // Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2015. V. 226. P. 46–59.
18. Базилевский А.В., Рожков А.Н. Всплеск упругой жидкости — реологический тест полимерных растворов // Высокомолекулярные соединения. Серия А. 2018. Т. 60. № 3. С. 235–248.

MOTION OF AN ELASTIC DROP THROUGH AN ORIFICE IN A THIN PLATE

A. O. Rudenko* and A. N. Rozhkov **

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119526 Russia

*e-mail: arudenko@ipmnet.ru

**e-mail: rozhkov@ipmnet.ru

Impingement of drops of water and polymer solutions on a thin plate with a solitary round orifice is studied. The drop diameter before the impingement d_i coincides with that of the orifice d_o and is equal to 3 mm. The drops fell from heights of 5, 10, and 20 mm, their velocities before the impingement amounting to 0.31, 0.44, and 0.63 m/s. The drops flew through the orifice touching slightly its edges. High-speed photography was used to fix different stages of the collision between a drop and the obstacle. It is found that a considerable deceleration of the jet by the orifice can be observable for the impingement parameters considered, down to the complete stopping of the drop flight. The mechanisms of the observable phenomena and the effect of different factors are discussed.

Keywords: drop, orifice, impingement, motion, breakdown, water, polymer solutions.

УДК 533.6

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВЕРХЗВУКОВЫХ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА ТЕПЛООБМЕН НА НЕСУЩИХ ПОВЕРХНОСТЯХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

© 2024 г. В. Е. Борисов^а, Т. В. Константиновская^{а, *}, А. Е. Луцкий^а

^аИнститут прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

*e-mail: konstantinovskaya.t.v@gmail.com

Поступила в редакцию 15.01.2024 г.

После доработки 05.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Рассматривается совместное обтекание двух последовательно расположенных прямоугольных крыльев. Исследуются тепловые нагрузки на основное крыло в зависимости от интенсивности вихревых образований с генератора. Рассмотрены следующие режимы: число Маха набегающего потока $M_\infty = 3$, угол установки генератора 10° и 20° . Показано, что в определенных условиях при взаимодействии вихревых структур с основным крылом температура поверхности последнего значительно снижается.

Ключевые слова: сверхзвуковое обтекание, концевой вихрь, ударная волна, температура крыла, тепловые потоки.

DOI: 10.31857/S1024708424050082 EDN: NQNLYW

Изучение аэродинамики полета летательных аппаратов (ЛА) на сверхзвуковых скоростях имеет практическую важность с точки зрения создания новых и усовершенствования имеющихся моделей сверхзвуковых ЛА. Данный вопрос включает в себя много аспектов, один из которых — изучение теплообмена в пограничном слое ЛА, в частности на крыльях, которые являются несущим элементом ЛА. В силу большой практической значимости вопросы тепловых нагрузок привлекали внимание многих отечественных и зарубежных исследователей с середины XX в. Их основные физические механизмы изложены в большом количестве отечественных и зарубежных статей и монографий (например, [1–5]). Основное внимание при этом уделялось дозвуковым режимам [6, 7].

Нынешний уровень развития технологий может привести к возобновлению интереса к сверхзвуковому транспорту в долгосрочной перспективе. Так, был проведен ряд социальных исследований, которые показали, что скорость передвижения в настоящее время является ключевым критерием выбора транспорта для поездок на дальние расстояния. На основе данных о перевозках в мире был определен перечень перспективных маршрутов для сверхзвуковых перевозок и смоделирована динамика соответствующих перевозок в долгосрочной перспективе. Перед ведущими конструкторскими бюро стоит задача спроектировать конкурентоспособный сверхзвуковой пассажирский самолет второго поколения, способный преодолеть проблемы последнего поколения самолетов этого класса [8]. Проблема теплового нагрева конструкции является существенной, ведь при полете на таких скоростях температура воздуха, обтекающего поверхность самолета, повышается, что приводит к нагреву самой конструкции (так называемый «аэродинамический нагрев»). Нагрев воздуха происходит в ударных волнах, образующихся вокруг самолета, а также в пограничном слое из-за трения поверхности о воздух. Выделяющееся на поверхности тепло частично поступает в конструкцию планера, частично передается окружающей воздушной массе, температура которой равна температуре воздуха на данной высоте полета.

Возникающие в полете тепловые потоки влияют не только на прочность конструкции ЛА, но и изменяют аэрогазодинамические характеристики обтекания ЛА (см. например, [9–13]). Остаются не до конца изученными, в частности, вопросы механизма образования тепловых потоков и их влияние

на характеристики полета, а также вопросов, связанных с изменением температуры (тепловых потоков) поверхности, влияние на проектирование ЛА. Например, в ходе экспериментальных исследований пограничных слоев при сверхзвуковом обтекании треугольного крыла наблюдался ряд явлений, которые еще не имеют адекватного объяснения. К ним относятся, в том числе, локальные зоны аномально высокой плотности [14] и повышенных тепловых потоков [15] на поверхности крыла. Кроме того, экспериментальные данные по этой теме разнятся. Одной из причин этого может быть сложность характера обтекания моделей и степень равномерности потока в экспериментальных установках [15]. Ввиду того, что экспериментальное исследование тепловых нагрузок, действующих на высокоскоростные летательные аппараты, в аэродинамических трубах представляет определенные трудности, то по мере совершенствования математических моделей, вычислительных алгоритмов и роста производительности вычислительных систем все большее значение приобретает численное моделирование. Расчет тепловых потоков предъявляет достаточно высокие требования к численным алгоритмам даже в сравнительно простом случае безотрывного обтекания. Обтекание летательных аппаратов под углом атаки, как правило, сопровождается отрывом пограничного слоя, что вносит дополнительные трудности при численном моделировании.

Таким образом, актуальное состояние тематики показывает, что необходимы дальнейшие исследования влияния различных факторов на тепловые потоки на поверхности ЛА в полете, которые представляют интерес для разработки новых поколений высокоскоростных ЛА.

Особенно это актуально на фоне вновь возросшего интереса к таким ЛА, в том числе, в гражданской промышленности.

На теплообменные процессы влияют многие факторы, в том числе неоднородности набегающего потока, которые могут быть обусловлены, в частности, наличием вихревых структур. Современные сверхзвуковые летательные аппараты различного назначения имеют достаточно сложную форму, характеризующуюся наличием многих конструктивных элементов. На оребренных элементах могут так же, как и на крыльях, образовываться концевые вихри. Концевые вихри, возникшие в передней зоне течения, могут существенно повлиять на обтекание, включая теплообмен, элементов конструкции, расположенных ниже по потоку.

В представленной работе численно исследованы вихревые структуры и связанные с ними тепловые потоки на поверхности основного крыла в тандеме крыльев (крыло-генератор вихря и основное крыло). Проведено сравнение полученных результатов с параметрами обтекания одиночно установленного крыла (крыла в невозмущенном набегающем потоке). Проведен анализ областей отрыва на подветренной стороне основного крыла в рассмотренных вариантах конфигураций течения и изменения гидродинамических параметров на поверхности основного крыла. Проведено исследование влияния вихревых структур от крыла-генератора на распределение температуры и тепловых потоков на основном крыле. В представленных расчетах использовался вариант авторского компьютерного кода ARES [16] для уравнений Навье—Стокса и осредненных по Рейнольдсу и Фавру нестационарных уравнений Навье—Стокса (URANS) с улучшенными аппроксимационными свойствами на произвольных неструктурированных сетках, который может быть использован для решения широкого круга практических и теоретических задач.

Полученные результаты могут быть использованы при аэродинамическом проектировании высокоскоростных летательных аппаратов. Выявление основных закономерностей влияния сверхзвукового вихря на аэродинамику крыла и особенностей эволюции вихря при взаимодействии с поверхностями представляет самостоятельный теоретический интерес.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящей работе численно исследуется сверхзвуковое обтекание тандема модельных крыльев [11] в нескольких конфигурациях (рис. 1).

Во всех рассмотренных компоновках течения основное крыло имело прямоугольную форму в плане с ромбовидным профилем основания и максимальной относительной толщиной 13.3%. Его полуразмах и хорда равны $l_1 = 0.095$ м и $b = 0.03$ м соответственно. На расстоянии четырех хорд крыла выше по потоку расположено крыло-генератор, имеющее аналогичный профиль, но два варианта размаха l_2 : вдвое меньший и равный размаху основного крыла.

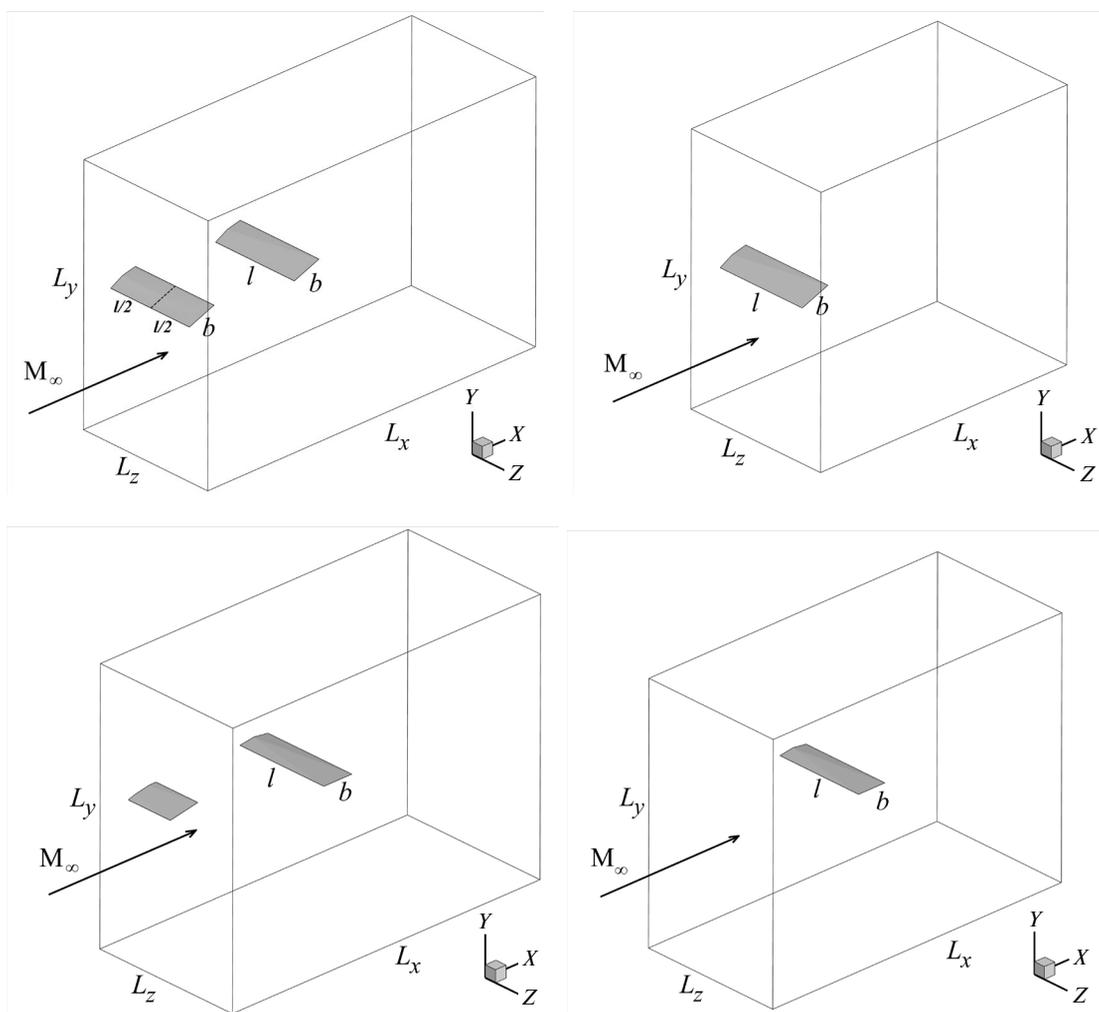


Рис. 1. Расчетная область для рассмотренных конфигураций: сверху — для анализа зоны отрыва, снизу — для анализа влияния на тепловые потоки.

Число Маха набегающего потока задавалось $M_\infty = 3$, число Рейнольдса — $Re_L = 1 \times 10^7$. Углы установки генератора принимались 10° и 20° , при этом угол атаки основного крыла устанавливался 0° и 20° . При обтекании крыла-генератора формируется вихревая пелена за его задней кромкой и концевой вихрь, сходящийся с его боковой (концевой) кромки. Относительное расположение генератора и основного крыла выбрано таким образом, чтобы указанные вихревые структуры пересекали основное крыло.

В расчетах рассматривается три варианта условий на поверхности крыльев: адиабатическая стенка, обтекание крыла с холодной поверхностью, обтекание крыла с горячей поверхностью.

Координаты в области расчета построены следующим образом. Направление оси O_x совпадает с направлением набегающего потока, ось O_y перпендикулярна ему, а ось O_z сонаправлена с осью крыльев; при этом задняя кромка основного крыла имеет координаты $x = 0.015$, $y = 0$. Плоскость крепления крыльев имеет координату $z = 0$. Течение рассматривалось на расстоянии вплоть до 6.5 хорд крыла вниз по потоку от задней кромки основного крыла.

Значения газодинамических величин в концевом вихре значительно отличаются от параметров набегающего потока, достигая в нем локальных экстремумов. Так, в сверхзвуковом концевом вихре на оси наблюдаются, например, максимум завихренности и минимум плотности и давления, а на границе наблюдается максимум тангенциального числа Маха. Общая структура концевого вихря показана на рис. 2.

В случае конфигураций с коротким генератором при взаимодействии концевого вихря с поверхностью основного крыла образуются вторичные вихри, часть из которых имеет направление вращения, проти-

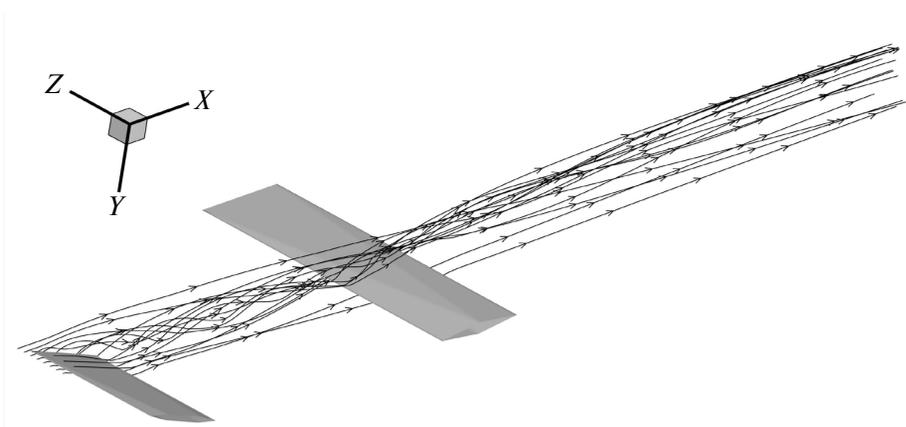


Рис. 2. Общая структура концевой вихря: линии тока в зоне концевой вихря с крыла-генератора.

воположное направлению вращения концевой вихря (рис. 3). Механизм образования вторичных вихрей в рассмотренных случаях качественно схож с аналогичным процессом для несжимаемых течений [17].

В случае конфигурации с длинным генератором концевой вихрь с него попадает в зону концевой хорды основного крыла и «закручивается» вокруг концевой вихря с основного крыла, образуя в итоге единую вихревую структуру.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ

При проведенных расчетах течение рассматривалось как трехмерное течение совершенного вязкого сжимаемого газа с использованием системы осредненных по Фавру нестационарных уравнений Навье—Стокса (URANS) [18].

В данном подходе используются «эффективные» значения коэффициентов вязкости и теплопроводности, представляющие из себя сумму коэффициента динамической вязкости и турбулентной вязкости и функцию от них соответственно. Значение турбулентной вязкости определяется применяемой моделью турбулентности. В данной работе использована однопараметрическая модель турбулентности Спаларта—Аллмараса (SA) для сжимаемых течений [19] с модификацией Эдвардса [20]. Модель турбулентности SA является одной из наиболее часто используемых моделей в аэродинамике, для которой проведено много модификаций и верификаций [21].

Для аппроксимации уравнений модели по пространству использовался метод конечных объемов со схемой реконструкции TVD 2-го порядка точности. Для аппроксимации уравнений модели по времени применялась как неявная схема на основе метода LU-SGS, так и явная схема. Используемый численный метод подробно описан в [22].

Расчеты проводились на неструктурированных гексагональных сетках, состоящих из порядка 5.5 — 6 млн ячеек в зависимости от конфигурации. Для более аккуратных вычислений было произведено сгущение сетки в зоне формирования и распространения вихрей.

Численные данные были получены с использованием авторского программного комплекса ARES [16] расчета трехмерных турбулентных течений вязкого сжимаемого газа, который был разработан и программно реализован в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН.

Численные расчеты были проведены на гибридной суперкомпьютерной системе К-60 [23] в ИПМ им. М.В. Келдыша РАН с использованием 112 или 196 процессоров.

РЕЗУЛЬТАТЫ.

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА ОТРЫВ ПОТОКА

Исследовано влияние вихревой пелены и концевой вихря от крыла-генератора на отрыв потока на основном крыле. Исследования проведены для конфигураций, при которых оба крыла установлены под углом атаки 20° , но генератор имеет разный размах (равный размаху основного крыла и половина

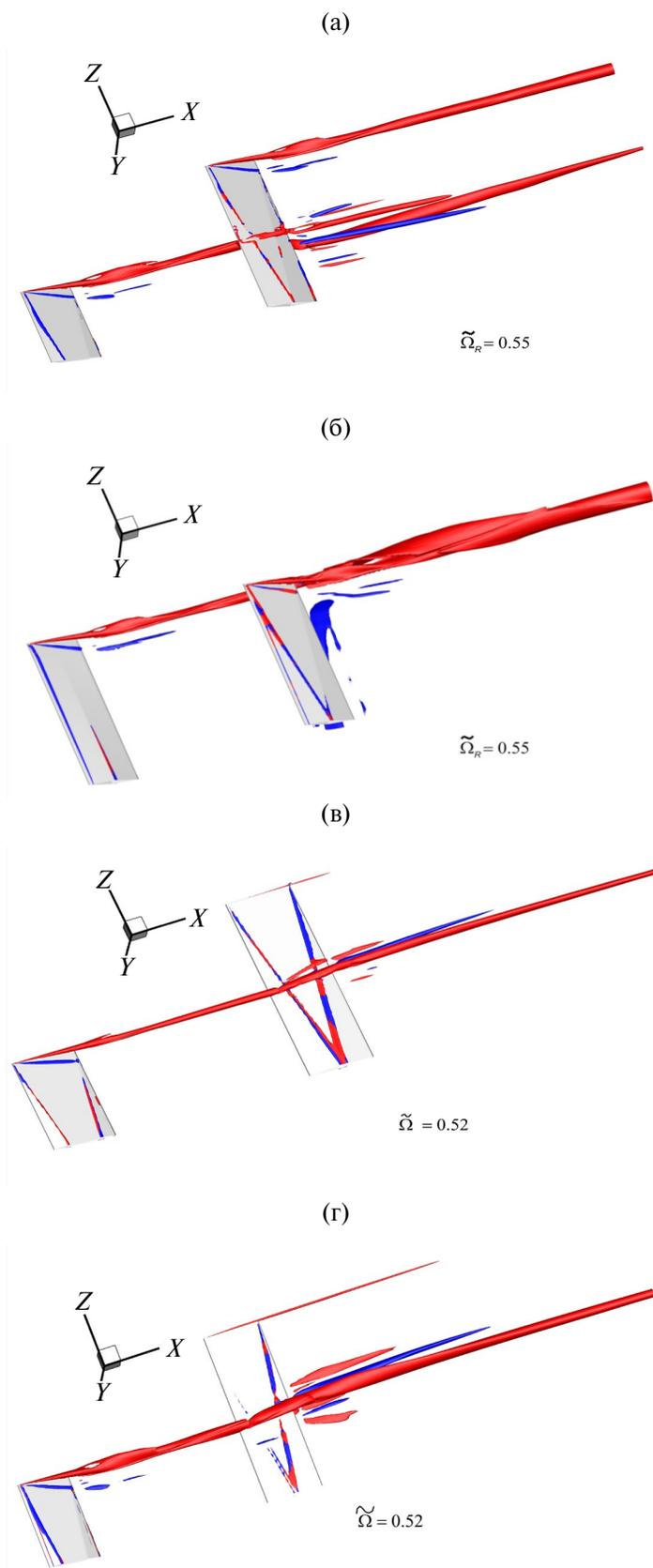


Рис. 3. Взаимодействие вихревых структур генератора с основным крылом. Адиабатическое условие. Наличие вторичных вихрей, цветом выделено направление их вращения. Конфигурации (сверху вниз): $\alpha_1 = \alpha_2 = 20^\circ$ короткий (а) и длинный (б) генератор, $\alpha_1 = 10^\circ \alpha_2 = 0^\circ$ (в), $\alpha_1 = 20^\circ \alpha_2 = 0^\circ$ (г).

от него). На рис. 4 показаны полученные зоны отрыва. Наибольшее влияние наблюдается для тандема с крылом-генератором большого размаха — размеры области отрыва на основном крыле значительно уменьшаются под действием вихревой пелены с крыла-генератора. Для тандема с коротким генератором концевой вихрь с него провоцирует появление дополнительной зоны отрыва в области взаимодействия, что связано с появлением в этом случае поперечного градиента давления в этой зоне (рис. 5).

В данной работе отрыв потока рассматривается только при адиабатическом условии на поверхности крыла. При дальнейшей работе планируется провести анализ отрыва и для изотермического условия на поверхности крыла.

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕВЫХ СТРУКТУР НА ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ

Рассматриваются конфигурации течения, где основное крыло установлено под углом атаки 0° . Крыло генератор имеет два варианта установки: 10° и 20° .

Для вариантов конфигурации течения с условием адиабатической стенки влияние вихревых структур крыла-генератора приводит к значительному снижению температуры на поверхности основного крыла.

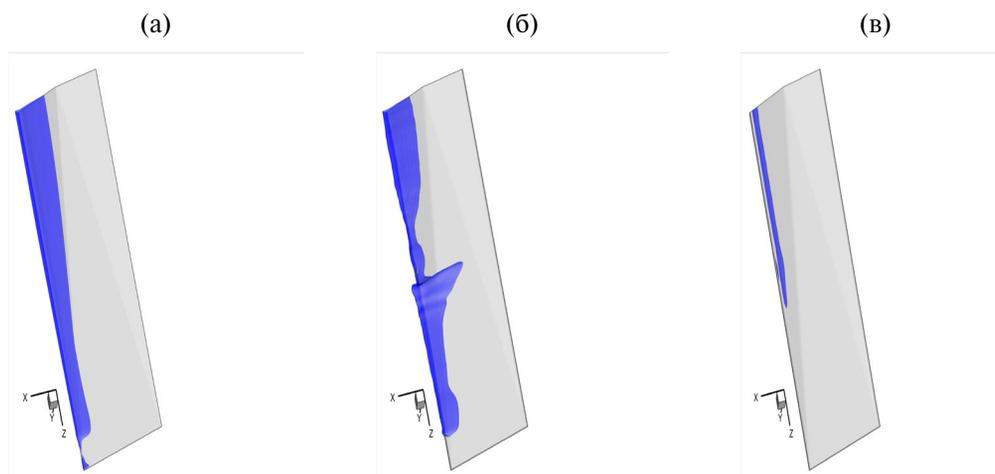


Рис. 4. Области отрыва потока, изображены изоповерхности отрицательных значений продольной скорости, крыло под углом атаки 20° : невозмущенный набегающий поток (а), тандем с коротким генератором (б), тандем с длинным генератором (в).

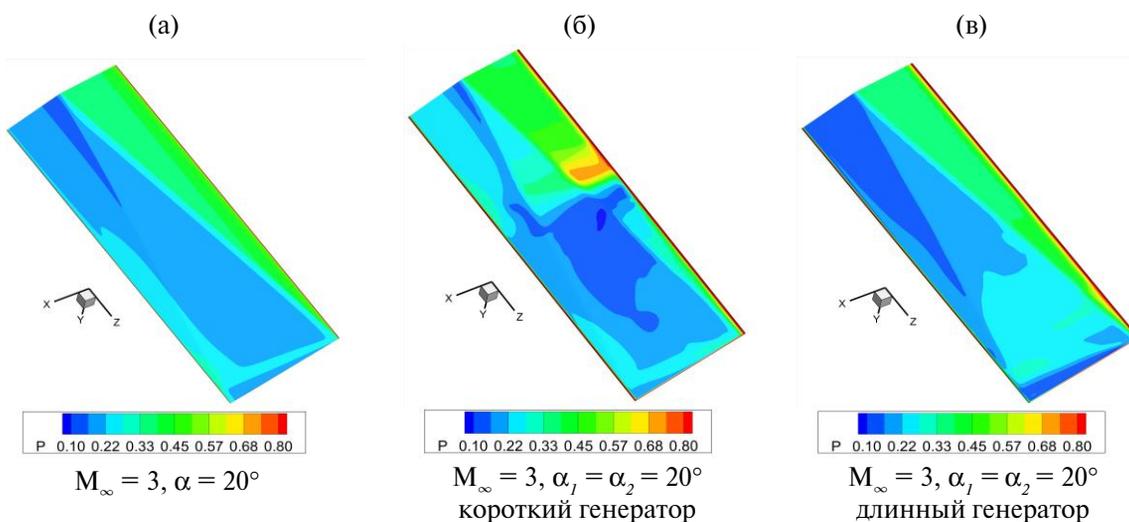


Рис. 5. Распределение давления на подветренной стороне основного крыла: обтекание невозмущенным потоком (а); короткий генератор (б); длинный генератор (в). Поперечный градиент давления для короткого генератора (б) вызывает отрыв в области взаимодействия.

При обтекании основного крыла невозмущенным потоком максимальная и средняя по поверхности температуры принимают, соответственно, значения $T_{\max} = 2.556$ и $T_{\text{ave}} = 2.380$. Здесь и далее указана температура по отношению к статической величине в набегающем потоке. Распределение температуры на крыле при данном условии и влияние на него вихревых структур показано на рис. 6.

Для конфигурации с углом установки генератора в 10° соответствующие величины таковы $T_{\max} = 2.578$, $T_{\text{ave}} = 2.140$, для угла в 20° $T_{\max} = 2.016$, $T_{\text{ave}} = 1.391$. Эффект снижения средней температуры при установке генератора в $\alpha = 20^\circ$ проявляется значительно сильнее, чем при меньшем угле ($\alpha = 10^\circ$) установки генератора, поскольку интенсивность вихревых структур, в особенности вихревой пелены, растет с увеличением угла установки (рис. 6). Увеличение интенсивности вихревых структур приводит к уменьшению местного числа Маха в области перед основным крылом, что и вызывает общее снижение температуры на поверхности крыла.

Обтекание крыла с холодной поверхностью.

При обтекании крыла с «холодной» поверхностью ($T_w = 1.4$) невозмущенным потоком тепловой поток практически везде имеет положительные значения (направлен внутрь крыла). Его среднее значение в принятых безразмерных единицах $Q_i = 0.0154$. Влияние вихревых структур приводит к существенным изменениям. Среднее значение близко к 0. Однако распределение теплового потока по поверхности становится крайне неравномерным. Экстремальные значения достигаются на границах области взаимодействия с концевым вихрем, сходящим с генератора.

Влияние вихревых структур от крыла-генератора на распределение температуры и тепловых потоков на основном крыле в данной конфигурации показано на рис. 7.

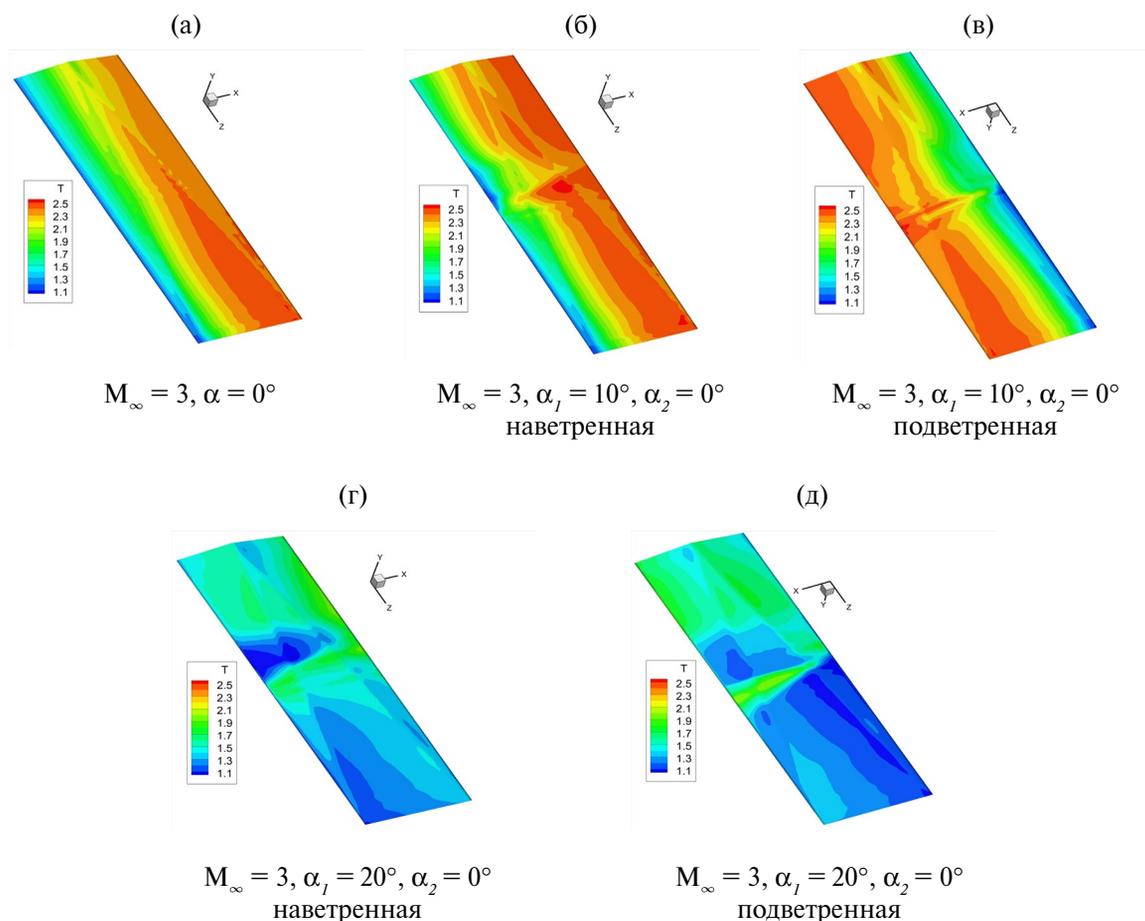


Рис. 6. Распределение температуры на поверхности основного крыла. Адиабатическая поверхность: обтекание невозмущенным потоком (а); обтекание при наличии короткого крыла генератора с углом атаки 10° по верхней (б) и нижней (в) поверхности; обтекание при наличии короткого крыла генератора с углом атаки 20° по верхней (г) и нижней (д) поверхности.

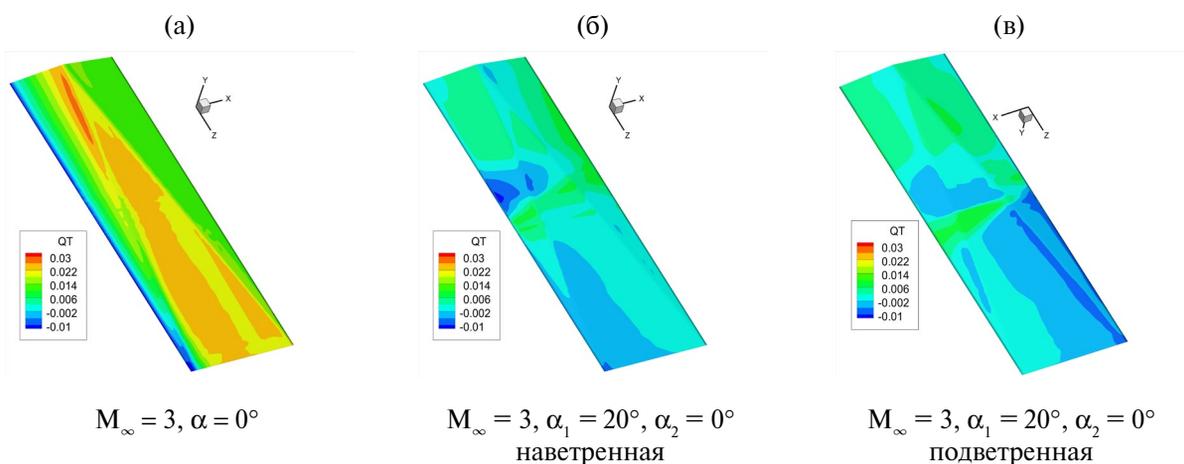


Рис. 7. Распределение тепловых потоков на поверхности основного крыла. Изотермическая поверхность, вариант $T_w = 1.4$: обтекание невозмущенным потоком (а), обтекание при наличии крыла генератора — верхняя (б) и нижняя (в) поверхности.

Обтекание крыла с горячей поверхностью.

При обтекании крыла с «горячей» поверхностью ($T_w = 4.2$) невозмущенным потоком тепловой поток практически везде имеет отрицательные значения (направлен от крыла в сторону обтекающего потока) (рис. 8). Среднее значение в принятых безразмерных единицах $Q_1 = -0.0532$. Под воздействием вихревых структур генератора, как и в случае холодной стенки, происходит перераспределение тепловых потоков. Экстремальные значения достигаются на границах области взаимодействия с концевым вихрем с генератора. При этом среднее значение теплового потока по абсолютной величине несколько увеличивается ($Q_1 = -0.0797$) (в 1.49 раза по сравнению с обтеканием в невозмущенном потоке) (рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численно получены результаты сверхзвукового обтекания тандема крыльев в нескольких конфигурациях. Проведен анализ и сравнение зон отрыва и тепловых потоков на поверхности с параметрами при обтекании невозмущенным набегающим потоком.

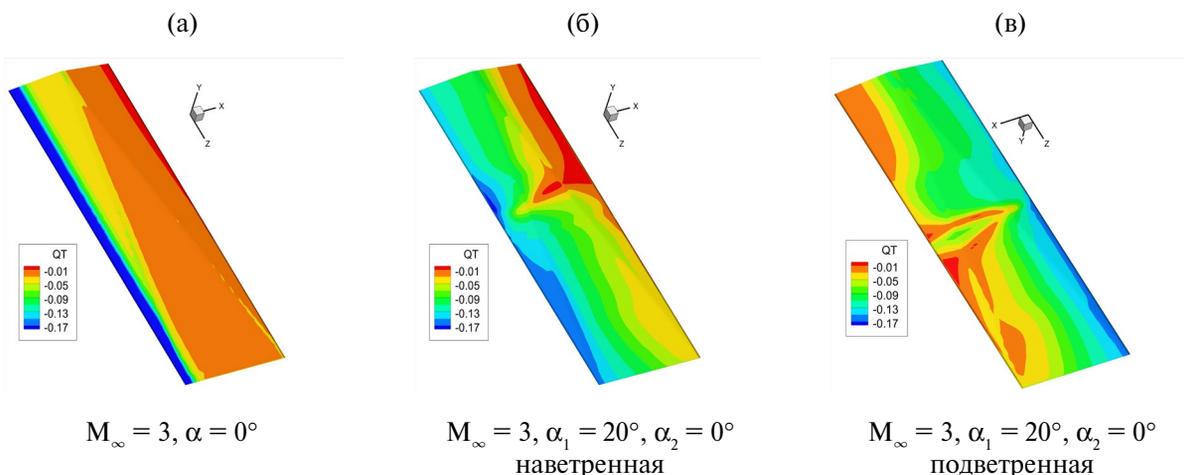


Рис. 8. Распределение тепловых потоков на поверхности основного крыла. Изотермическая поверхность, вариант $T_w = 4.2$: обтекание невозмущенным потоком (а); обтекание при наличии крыла генератора — верхняя (б) и нижняя (в) поверхности.

Исследование влияния вихревых структур на зону отрыва проведено для адиабатического условия на поверхности крыльев. Получено появление дополнительной зоны отрыва на основном крыле в области взаимодействия с концевым вихрем с (короткого) крыла-генератора при обтекании тандема с коротким генератором. В случае обтекания тандема с длинным генератором отмечается уменьшение зоны отрыва на основном крыле (подветренная сторона).

Для адиабатического условия на поверхности крыльев получено заметное снижение температуры на поверхности основного крыла под влиянием вихревых структур крыла-генератора более существенное для большего угла атаки генератора: порядка 10% при угле 10° и порядка 70% при 20°.

Для режимов с заданной температурой поверхности крыльев при течении в тандеме происходит перераспределение тепловых потоков на поверхности основного крыла, которое становится крайне неравномерным. При этом экстремальные значения тепловых потоков достигаются на границах зоны взаимодействия с концевых вихрем от генератора.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда, проект № 24-21-00230.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лыков А. В., Алексахенко А. А., Алексахенко В. А.* Сопряженные задачи конвективного теплообмена. Минск: Наука и техника, 1971. 346 с.
2. *Землянский Б.А., Лунев В.В., Власов В.И., Горшков А.Б., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В., Маринин В.П., Мурзинов И.Н.* Конвективный теплообмен летательных аппаратов / Под науч. ред. Б.А. Землянского. М.: Физматлит, 2014. 380 с. ISBN 978-5-9221-1523-0
3. *Гришин А.М., Фомин В.М.* Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред. Новосибирск: Наука, 1984. 318 с.
4. *Лунев В.В.* Течение реальных газов с большими скоростями. М.: Физматлит, 2007. 760 с.
5. *Hirschel E.H., Weiland C.* Selected Aerothermodynamic Design Problems of Hypersonic Flight Vehicles. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. 518 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-89974-7>
6. *Terekhov V.I., Yarygina N.I., Zhdanov R.F.* Heat transfer in turbulent separated flow in the presence of high free-stream turbulence // Int. J. Heat Mass Transfer. 2003. V. 46. № 23. P. 4535–4551.
7. *Баранов П.А., Жукова Ю.В., Исаев С.А., Баранова Т.А., Жданов В.Л.* Интенсификация теплообмена в неоднородных средах при обтекании эллиптических цилиндров // ММФ–2008: VI Минский международный форум по тепло- и массообмену (19–23 мая 2008 г): Тез. докл. и сообщ. Институт тепло- и массообмена имени А.В. Лыкова НАН Беларуси. Минск. 2008. Т. 1. С. 66–67.
8. *Братухин А.Г., Серебрянский С.А., Стрелец Д.Ю., Виноградов И.Л., Глебов А.Г., Злыгарев В.А., Карташев А.В., Козелков А.С., Кузьменко М.Л., Кулагин А.Ф., Львова Г.В., Огарков С.О., Пекариш А.И., Петров А.Н., Погосян М.А., Поляков В.Б., Притулкин А.А., Савельевских Е.П., Соколов В.А., Судов Е.В., Чекан М.Г., Шагалиев Р.М., Шильников П.С., Юрин В.Н., Яновский Л.С., Яценко Б.В.* Цифровые технологии в жизненном цикле Российской конкурентоспособной авиационной техники. М.: Изд-во МАИ, 2020. 448 с. ISBN 978-5-4316-0694-6
9. *Smart M.K., Kalkhoran I.M., Bentson J.* Measurements of supersonic wing tip vortices // AIAA Journal. 1995. V. 33. № 10. P. 1761–1768.
10. *Боровой В.Я., Кубышина В.Я., Скуратов А.С., Яковлева Л.С.* Вихрь в сверхзвуковом потоке и его влияние на течение и теплообмен на затупленном теле // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 5. С. 66–76.
11. *Borisov V.E., Davydov A.A., Konstantinovskaya T.V., Lutsky A.E., Shevchenko A.M., Shmakov A.S.* Numerical and experimental investigation of a supersonic vortex wake at a wide distance from the wing // AIP Conf. Proc. 2018. 2027. P. 030120.
12. *Боровой В.Я., Кубышина Т.В., Скуратов А.С., Яковлева Л.В.* Вихрь в сверхзвуковом потоке и его влияние на обтекание и теплообмен затупленного тела // Изв.РАН.МЖГ. 2000. №5. С. 66–76.
13. *Ширяев А.В., Серебрянский С.А.* Методы снижения температурного нагрева конструкции сверхзвукового самолета / Сб.Тр. конф. Управление развитием крупномасштабных систем (MLSD'2022), Москва, 26–28 сентября 2022 г. С. 925–931. <https://doi.org/10.25728/mlsd.2022.0925>
14. *Александров С.В., Ваганов А.В., Шалаев В.И.* Физические механизмы образования продольных вихрей, появления зон высоких тепловых потоков и раннего перехода в гиперзвуковом течении около треугольного

- крыла с затупленными передними кромками // Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. 2016. №45. С. 9–31. <https://doi.org/10.15593/2224-9982/2016.45.01>
15. Ваганов А.В., Ермолаев Ю.Г., Косинов А.Д., Семенов Н.В., Шалаев В.И. Экспериментальное исследование структуры течения и перехода в пограничном слое треугольного крыла с затупленными передними кромками при числах Маха 2, 2,5 и 4 // Труды МФТИ. 2013. Т. 5. № 3. С. 164–173.
 16. Борисов В.Е., Давыдов А.А., Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е. Программный комплекс ARES для расчета трехмерных турбулентных течений вязкого сжимаемого газа на высокопроизводительных вычислительных системах. // Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ RU 2019667338. 23.12.2019.
 17. Гаджиев Д.А., Гайфуллин А.М. Эволюция двух вихрей вблизи твердой поверхности // Прикладная механика и техническая физика. 2018. Т. 59. № 2. С. 31–38.
 18. Борисов В.Е., Константиновская Т.В., Луцкий А.Е. Исследование вихревых структур при сверхзвуковом обтекании тандема крыльев // Мат. моделирование. 2022. Т. 34. № 6. С.92-110. <https://doi.org/10.20948/mm-2022-06-06>.
 19. Allmaras S.R., Johnson F.T., Spalart P.R. Modifications and Clarifications for the Implementation of the Spalart-Allmaras Turbulence Model // Seventh International Conference on CFD (ICCFD7), Big Island, Hawaii, 9-13 July 2012.
 20. Edwards J.R., Chandra S. Comparison of Eddy Viscosity-Transport Turbulence Models for Three-Dimensional, Shock-Separated Flowfields // AIAA Journal. 1996. V. 34. № 4. P. 756–763.
 21. NASA Turbulence Modeling Resource. <https://turbmodels.larc.nasa.gov/spalart.html>
 22. Борисов В.Е., Давыдов А.А., Кудряшов И.Ю., Луцкий А.Е., Меньшов И.С. Параллельная реализация неявной схемы на основе метода LU-SGS для моделирования трехмерных турбулентных течений // Математическое моделирование. 2014. Т. 26. № 10. С. 64–78.
 23. Вычислительный комплекс К-60. <https://www.kiam.ru/MVS/resources/k60.html>

NUMERICAL MODELING OF THE EFFECT OF SUPERSONIC VORTEX STRUCTURES ON THE HEAT TRANSFER ON THE LIFTING SURFACES OF FLIGHT VEHICLES

V. E. Borisov^a, T. V. Konstantinovskaya^{a, *}, and A. E. Lutskii^a

^a*Keldysh Institute of Applied Mathematics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 125047 Russia*

^{*}*e-mail: konstantinovskaya.t.v@gmail.com*

The simultaneous flow past two rectangular tandem wings is considered. The thermal loads on the main wing are studied as functions of the intensity of the vortex formations produced by a generator. The following flow regimes are considered: the incoming Mach number $M_\infty = 3$ and the angles of incidence of the generator are 10° and 20° . It is shown that under certain conditions the surface and the attack angle of the generator is 10 and 20 of the main wing can be considerably reduced due to its interaction with vortex structures.

Keywords: supersonic flow, tip vortices, shock waves, wing temperature, heat fluxes.

УДК 533.6.011.5

МГНОВЕННАЯ И ОСРЕДНЕННАЯ СТРУКТУРА НЕДОРАСШИРЕННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ

© 2024 г. В. И. Запрыгаев*, И. Н. Кавун, Н. П. Киселев, А. Н. Кудрявцев**,
А. А. Пивоваров, Д. В. Хотяновский***

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск, Россия

*e-mail: zapr@itam.nsc.ru

**e-mail: alex@itam.nsc.ru

***e-mail: khotyanovsky@itam.nsc.ru

Поступила в редакцию 16. 05. 2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Численно и экспериментально изучается мгновенная и осредненная структура недорасширенной сверхзвуковой струи. Экспериментальные фотографии с различной выдержкой и измерения давления Пито сравниваются с результатами численного моделирования, выполненного с помощью неявного метода крупных вихрей. Отмечается, что неустойчивость струйного течения, рост возмущений и переход к турбулентности приводят к тому, что мгновенная структура течения может существенно отличаться от его осредненной структуры. Картина течения, наблюдающаяся в расчетах, хорошо согласуется с представленной на экспериментальных фотографиях с короткой выдержкой. Как расчетные, так и экспериментальные данные свидетельствуют, что важную роль в динамике струйного течения играют крупномасштабные вихревые структуры, существующие на фоне мелкомасштабной турбулентности. Расчетные и экспериментальные распределения давления Пито близки друг к другу вплоть до определенного расстояния от среза сопла. Ниже по потоку давление Пито и в расчете, и в эксперименте начинает быстро расти, но расчет предсказывает начало роста на большем расстоянии от сопла, чем это наблюдается в эксперименте.

Ключевые слова: нерасчетные струи, ударно-волновая структура, гидродинамическая неустойчивость, слой смешения, переход к турбулентности, берстинг.

DOI: 10.31857/S1024708424050091 EDN: NQLYVY

В природе и, особенно, в различных приложениях часто встречаются сверхзвуковые струи, истекающие в затопленное пространство или спутный поток из сопла, давление на выходе из которого отличается от давления в окружающем пространстве. Такие неизобарические или, как их еще называют, нерасчетные, струи имеют сложную “бочкообразную” (ячеистую) ударно-волновую структуру, которая была предметом многочисленных исследований [1–3]. Гораздо менее исследованными остаются вопросы возникновения и развития неустойчивостей, перехода к турбулентности и, собственно, самой турбулентности в неизобарических сверхзвуковых струйных течениях. Источниками неустойчивостей являются слой смешения на границе струи и внутренние слои смешения, образующиеся при нерегулярном отражении ударных волн в первой и последующих бочках. Эти неустойчивости развиваются, однако, при существенном влиянии таких факторов как кривизна линий тока и изменение числа Маха вдоль них, что делает малоприменимыми инструменты классической линейной теории устойчивости. При своем развитии волны неустойчивости взаимодействуют с ударно-волновой структурой, усиливаются, пересекая скачки уплотнения, и ослабевают, попадая в области разрежения. В свою очередь они оказывают существенное влияние на ударно-волновую структуру струи. Как показывает сравнение экспериментальных фотографий, сделанных с малой и большой выдержкой, мгновенная и осредненная картины течения могут

заметно отличаться [4]; из-за взаимодействия с волнами неустойчивости и турбулентными пульсациями ударно-волновая структура перестает быть стационарной, что делает течение в нерасчетной струе еще более сложным.

Численное моделирование подобных течений на основе осредненных по времени уравнений, дополненных моделью турбулентности, неспособно полностью воспроизвести всю эту сложную картину, давая только поля средних величин. К тому же, в рассматриваемом случае даже их адекватное воспроизведение наталкивается на значительные трудности, для разрешения которых приходится отказаться от использования моделей турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска, в пользу более сложных дифференциальных моделей напряжений Рейнольдса, причем специальным образом модифицированных [5–7]. Одной из основных причин этих трудностей, видимо, является неадекватность описания взаимодействия турбулентных пульсаций с ударными волнами в большинстве, если не во всех, популярных моделях.

Более адекватными численными инструментами для моделирования подобных течений являются различные варианты метода крупных вихрей (МКВ — Large Eddy Simulation, LES) [8] и, при низких числах Рейнольдса, прямое численное моделирование. Расчеты с помощью МКВ в последние годы неоднократно проводились, в частности в связи с задачей предсказания шума струй [9–12]. Тем не менее, проблему численного моделирования таких течений вряд ли можно считать до конца решенной, поэтому результаты расчетов обязательно должны сопоставляться с надежными экспериментальными данными. Такое сравнение на примере нерасчетной струи, истекающей из осесимметричного конвергентного сопла, является предметом настоящей работы.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование проведено с использованием вертикальной струйной установки (ВСУ) и струйного модуля сверхзвуковой аэродинамической трубы периодического действия Т-326 ИТПМ СО РАН. Холодная воздушная сверхзвуковая струя истекала в затопленное пространство из конвергентного (число Маха на срезе равно $M_d = 1$) осесимметричного сопла [13]. В данной работе экспериментальные данные представлены для двух сверхзвуковых режимов истечения $N_{pr} = p_0/p_a = 5$ и 9. Здесь p_0 — давление в форкамере, p_a — давление в окружающей среде, в данном случае в камере Эйфеля. Соответствующие значения нерасчетности $n = p_d/p_a$, где p_d — давление на срезе сопла, равны 2.64 и 4.75. При режиме $N_{pr} = 5$ использованы два сопла с диаметрами $D = 30$ и 60 мм, при $N_{pr} = 9$ — сопло с $D = 30$ мм. Соответствующие числа Рейнольдса, определенные по параметрам на срезе сопла и его диаметру в этих трех случаях равнялись $Re_d = 2.3 \cdot 10^6$, $4.6 \cdot 10^6$ и $3.7 \cdot 10^6$. Особое внимание при постановке эксперимента уделялось качеству сопла, которое имеет профилированную внутреннюю поверхность (профиль Витошинского) и минимальную инструментальную шероховатость, составляющую 0.25 мкм [13].

На рис. 1а приведена шлирен-фотография, полученная при $N_{pr} = 5$ и $D = 30$ мм с большим временем экспозиции — 10 мс. Отчетливо наблюдаются граница струи, диск Маха, висячий и отраженные скачки уплотнения, слой смешения, формирующийся за тройной точкой, что соответствует общепринятому объяснению структуры течения на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи [1–3]. На рис. 1б представлена шлирен-фотография, полученная при малой (мгновенной) экспозиции, равной 3 мкс. Видно, что уже в первой ячейке струи течение турбулизуется, а во второй ячейке на границе струи формируются крупномасштабные вихревые структуры.

Дополнительные особенности вихревого течения в слоях смешения могут быть установлены с помощью метода лазерного ножа, дающего, в отличие от шлирен-фотографии, не интегрированное вдоль луча зрения изображение, а картину течения в некоторой плоскости. В этом методе в струю вводятся микрочастицы, на которых рассеивается плоский лазерный луч, сформированный с помощью специальной оптической системы. В данном случае луч рассекал струю в продольной плоскости, проходящей через ось струи.

На рис. 2 представлены две фотографии, сделанные с помощью данного метода для одного и того же режима истечения и в одной плоскости, но соответствующие различным моментам времени. Хорошо заметны различия вихревой структуры внешнего и внутреннего слоев смешения. Во второй ячейке струи во внутреннем слое смешения, исходящем из области взаимодействия висячего скачка уплотнения, диска Маха и отраженного скачка, наблюдаются движущиеся вниз по потоку отдельные интенсив-

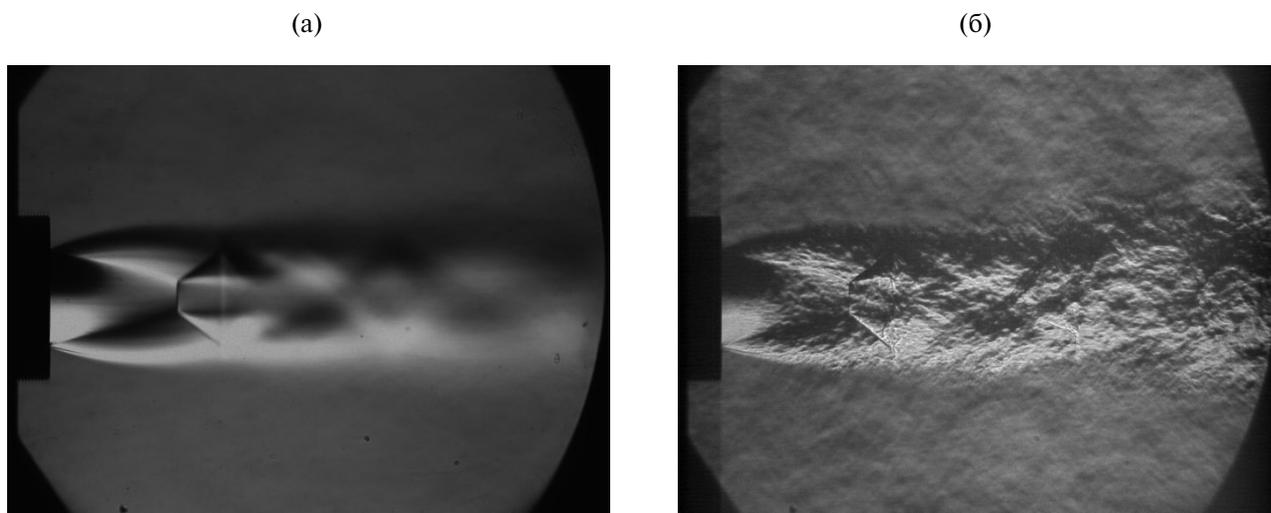


Рис. 1. Шлирен-фотография истечения сверхзвуковой струи из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 30 мм при $N_{Pr} = 5$ с экспозицией 10 мс (а) и 3 мкс (б).

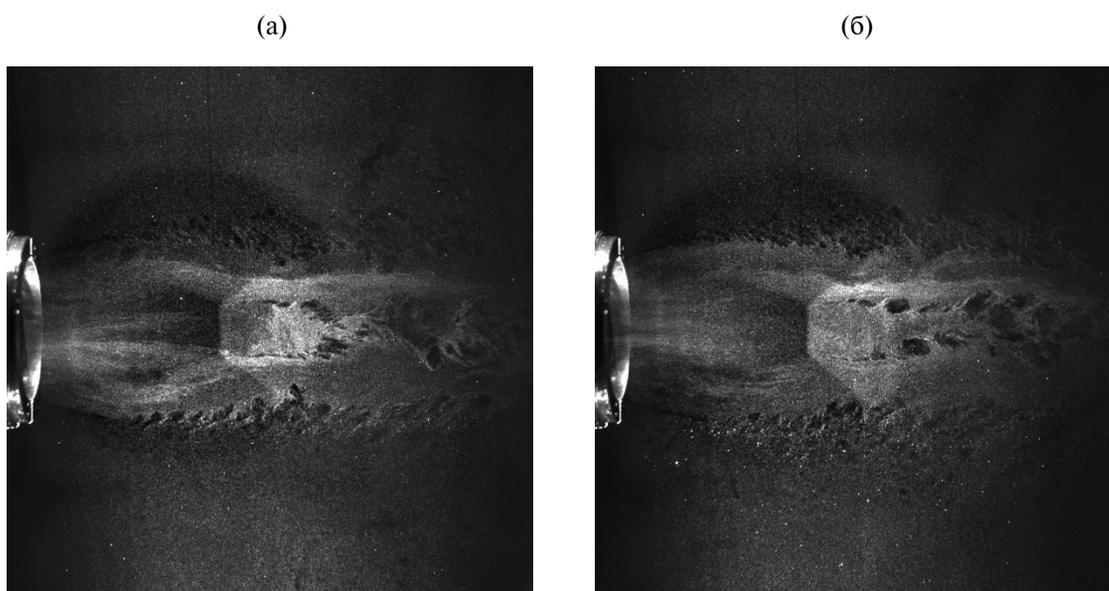
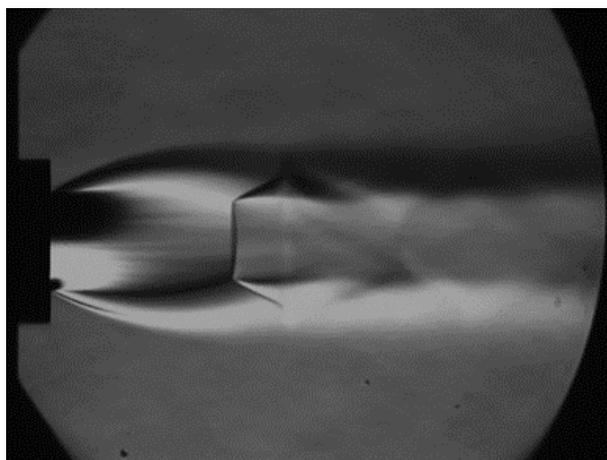


Рис. 2. Фотографии структуры течения, полученные методом лазерного ножа с экспозицией 10 нс в два различных момента времени (а, б) в диаметральной плоскости сверхзвуковой струи, истекающей из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 60 мм при $N_{Pr} = 5$.

ные вихри. Они регистрируются как локальные темные пятна, поскольку внутри вихрей практически отсутствуют рассеивающие свет микрочастицы. Отметим, что подобные фото были представлены в [14, 15], где, однако не анализировались причины возникновения таких заметных возмущений в слое смешения струи.

На рис. 3а представлена шлирен-фотография, а на рис. 3б фотография, полученная методом лазерного ножа, для режима истечения $N_{Pr} = 9$. На второй из них хорошо видны траектории движения микрочастиц, совпадающие с выходящими из сопла линиями тока. Очевидно, что в первой ячейке течения в ядре струи ламинарное. На внешней границе струи вблизи среза сопла также регистрируется ламинарный режим течения на расстоянии примерно половины диаметра для нижней части струи. В верхней части струи ламинарный режим реализуется до конца первой ячейки. Видно резкое увеличение амплитуды пульсаций потока и появление темных пятен во внутреннем слое смешения, также регистрируются выбросы газа с микрочастицами в окружающее пространство на внешней границе струи.

(a)



(б)

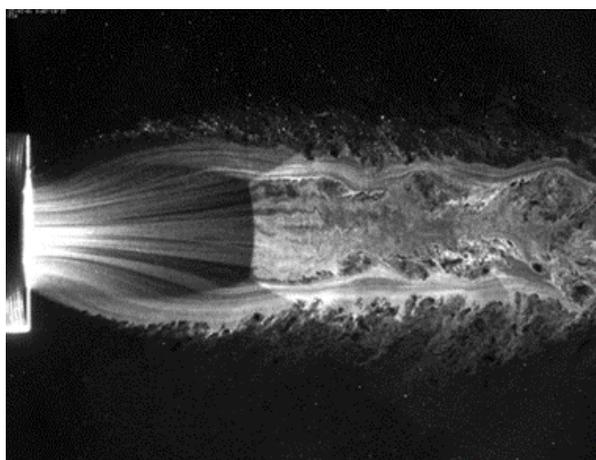


Рис. 3. Истечение сверхзвуковой струи из осесимметричного конвергентного сопла диаметром 30 мм при $Ng = 9$: шлирен-фотография с большой выдержкой (а) и фотография, полученная методом лазерного ножа (б).

Такие выбросы на границе слоя смешения трактуются как результат формирования в слое смешения крупных когерентных структур, возникающих в процессе перехода от ламинарного режима к турбулентному и сохраняющихся в турбулентном течении [16]. Подобные крупные вихревые структуры наблюдались и на границе дозвуковой струи, где они формировались при введении в поток дополнительных акустических возмущений [17]. Выбросы газа во внешнее течение обнаружены также при анализе результатов численного моделирования нелинейной стадии развития возмущений в пограничном слое [18], данное явление обычно именуется «берстингом» (bursting).

Кроме визуализаций струи различными методами (шлирен-визуализация, метод лазерного ножа) было выполнено зондирование струи в различных поперечных сечениях и на различных расстояниях от среза с использованием пневмоприемника полного давления (трубки Пито). Наличие данных о газодинамической структуре сверхзвуковой недорасширенной струи, полученных с помощью различных экспериментальных методов, дает возможность использовать их для тестирования результатов численного расчета.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

При численном моделировании недорасширенной струи используется подход, известный как неявный МКВ (Implicit LES, ILES) [19]. В этом подходе к нестационарным уравнениям Навье–Стокса не добавляется никакой подсеточной модели, роль такой модели играет присущая схеме сквозного счета численная диссипация. Следует отметить, что расчетная сетка, на которой проведено моделирование (160 млн. ячеек) намного более подробная, чем сетки, обычно используемые в МКВ. Как правило, сетки с подобным числом узлов используются для прямого численного моделирования. Тем не менее, с учетом высокого числа Рейнольдса очевидно, что после перехода к турбулентности этой сетки недостаточно для разрешения всего диапазона масштабов турбулентных пульсаций. Таким образом, рассматривать данные расчеты как прямое численное моделирование в полном смысле этого определения нельзя.

Расчеты струи, истекающей из конвергентного сопла при $Ng = 5$, проведены с помощью вычислительного кода NuCFS [20], разработанного в Лаборатории вычислительной аэродинамики ИТПМ СО РАН. Код NuCFS предназначен для численного моделирования течений сжимаемого вязкого теплопроводного газа на гибридных вычислительных кластерах с использованием графических сопроцессоров. Для пространственной дискретизации конвективных членов используется конечно-разностная WENO-схема 5-го порядка точности с локальным расщеплением потоков по Лаксу–Фридрихсу [21, 22]. Диффузионные члены уравнений Навье–Стокса аппроксимируются с помощью центрально-разностных формул 2-го порядка. Численный алгоритм является явным, для интегрирования по времени используется метод Рунге–Кутты.

Используемая расчетная область имеет форму правильной усеченной четырехугольной пирамиды, расширяющейся вниз по потоку. Боковые грани наклонены к высоте пирамиды под углом 7.5° . Высота, она же длина расчетной области вдоль продольной координаты, $L_x = 20 D$. Стороны меньшего из оснований, являющегося входной границей области, равны $L_y = L_z = 8 D$. Сетка насчитывала $N_x \times N_y \times N_z = 864 \times 430 \times 430$ ячеек, она сгущалась в области ядра и ближнего поля струи. На входной границе расчетной области, при $x = 0$, задавался кусочно-постоянный (ударный) профиль струи: при $|y|, |z| \leq D/2$ задавались значения, соответствующие течению на срезе сопла; при $|y|, |z| > D/2$ задавались значения, соответствующие окружающему газу. На выходной границе расчетной области, где течение дозвуковое, использовались «мягкие» граничные условия: производные всех величин вдоль x полагались равными нулю. Параметры струи и окружающего газа соответствуют условиям эксперимента для недорасширенной струи с $\text{Nrg} = 5$ и $D = 30$ мм за исключением того, что окружающий газ предполагается не покоящимся, а движущимся в виде спутного потока со скоростью, соответствующей числу Маха 0.05.

При проведении расчета мгновенные поля плотности, трех компонент скорости и давления использовались для вычисления средних по времени: мгновенные значения в каждой ячейке суммировались с учетом величины временного шага и делились на общее прошедшее время, т. е. сумму всех шагов. Такое усреднение начиналось по истечении определенного начального временного интервала, необходимого для того, чтобы завершились переходные процессы, и течение в среднем перестало меняться.

На рис. 4 показаны численные шлирен-визуализации (т.е. поля модуля градиента плотности, построенные в некоторой нелинейной шкале, см. [23]) среднего и мгновенного поля течения в плоскости $y = 0$. Очевидно, что, как и в эксперименте, средняя и мгновенная картины течения сильно отличаются друг от друга. На среднем поле течения видна классическая ячеистая «бочкообразная» структура сверхзвуковой недорасширенной струи с несколькими бочками. Газ последовательно проходит через систему скачков уплотнения и волн разрежения. В двух первых бочках отражение скачков от оси является нерегулярным, и за двумя отчетливо видимыми дисками Маха присутствуют замкнутые дозвуковые зоны, ограниченные в радиальном направлении кольцевыми слоями смещения, начинающимися на линиях пересечения трех ударных волн — падающего и отраженного скачков, диска Маха.

В следующих бочках видимые диски Маха отсутствуют, и отражение от оси кажется регулярным. Хорошо известно, что в случае невязкого осесимметричного течения регулярное отражение от оси теоретически невозможно [24, 25]. Тем не менее, подобные ударно-волновые конфигурации без видимого диска Маха постоянно наблюдаются в экспериментах даже при больших числах Рейнольдса [26]. Принято считать, что на самом деле в этих случаях реализуется нерегулярное отражение с очень маленьким диском Маха. В нашем расчете число Маха среднего течения за точками отражения в третьей и последующих бочках остается сверхзвуковым. Оно постепенно уменьшается, а падающие и отраженные скачки становятся все слабее, пока при $x/D \approx 18$ не происходит переход через скорость звука. Далее течение развивается как дозвуковая струя.

Из шлирен-визуализации мгновенного поля можно заключить, что течение в ядре струи остается ламинарным только до первого диска Маха. За ним в исходящем из тройной точки слое смещения развивается неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, и формируются вихри. Возмущения распространяются на всю дозвуковую зону и воздействуют на сам диск Маха.

Еще раньше неустойчивость начинает развиваться в слое смещения на границе струи. Здесь также появляется типичная цепочка вихрей, граница струи становится нерегулярной, наряду с перемешиванием струи с окружающей средой происходят выбросы газа во внешнее течение («берстинг»). Развиваются мелкомасштабные пульсации, возмущения во внешнем и внутреннем слое смещения сливаются, происходит переход к турбулентности во всей струе. При этом на фоне развитой турбулентности по-прежнему присутствуют крупномасштабные вихри, очевидно играющие существенную роль в динамике струйного течения.

Сравнение рис. 1–4 показывает, что выполненное численное моделирование верно передает все основные особенности развития неустойчивости и перехода к турбулентности в нерасчетной струе. Более детальное количественное сопоставление можно выполнить, сравнивая измеренные в эксперименте распределения давления Пито с расчетными данными. На рис. 5 приведены распределения данной величины вдоль оси струи. Видно, что примерно до $x/D = 2$ наблюдается очень хорошее согласие расчета и экспери-

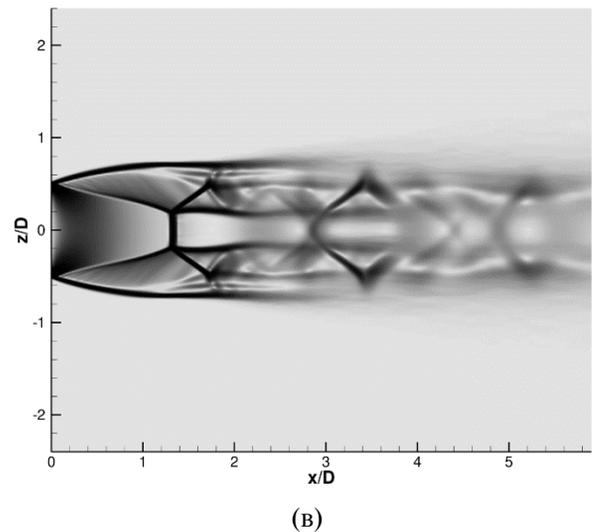
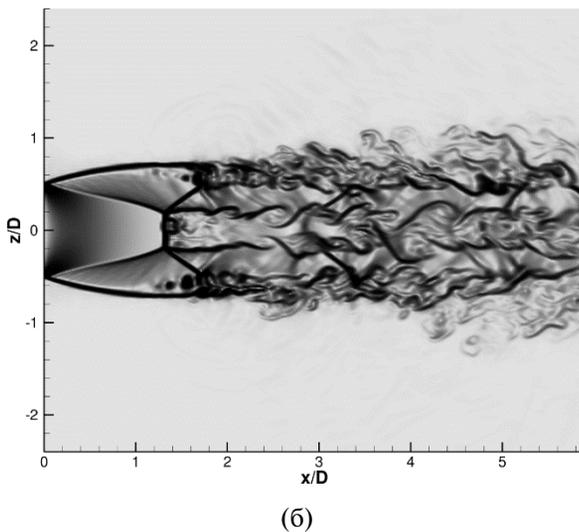
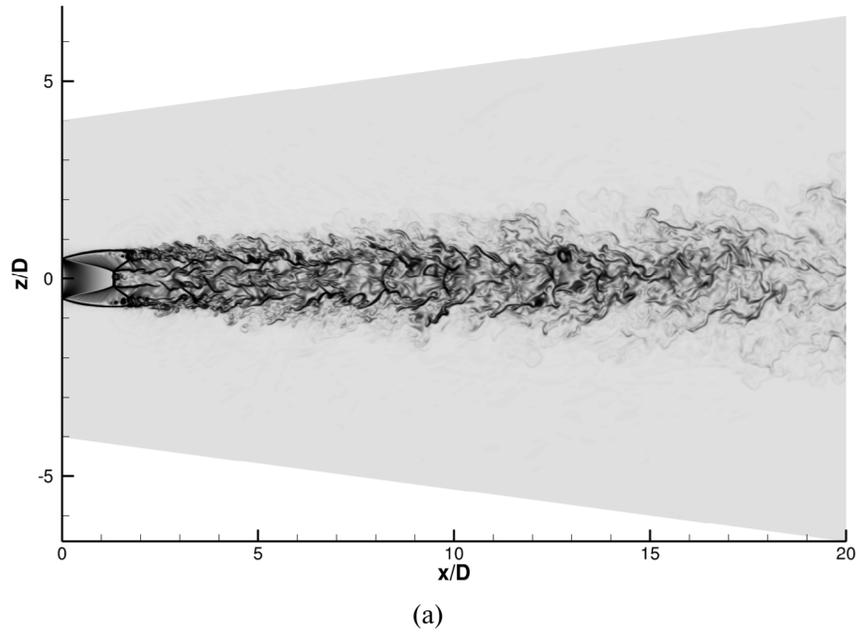


Рис. 4. Численная ширен-визуализация в плоскости $y = 0$ недорасширенной струи, $N_{rg} = 5$, истекающей из круглого сопла: полная мгновенная картина течения (а), мгновенная картина вблизи сопла (б), среднее течение вблизи сопла (в).

мента. Ниже по потоку от этой точки давление Пито начинает возрастать. Эта тенденция прослеживается и в расчете, и в эксперименте, однако, расчетный график как бы сдвинут вниз по потоку относительно экспериментального.

Рисунок 6 показывает, что различия возникают не только на оси струи. В то время как в сечении $x/D = 0.833$ (рис. 6а) совпадение практически идеальное, уже при $x/D = 1.5$ (рис. 6б) наблюдается заметное отличие профилей во внешнем слое смешения на границе струи — толщина слоя смешения в эксперименте существенно больше, чем в расчете. При этом распределения во внутреннем слое смешения полностью совпадают. Наконец, при $x/D = 3.5$ значительные отличия наблюдаются даже на оси, где экспериментальное значение давления Пито намного выше расчетного. В обоих распределениях максимум находится почти на одинаковом расстоянии от оси, примерно при $r/D = 0.35$, но величина этого максимума в эксперименте заметно меньше.

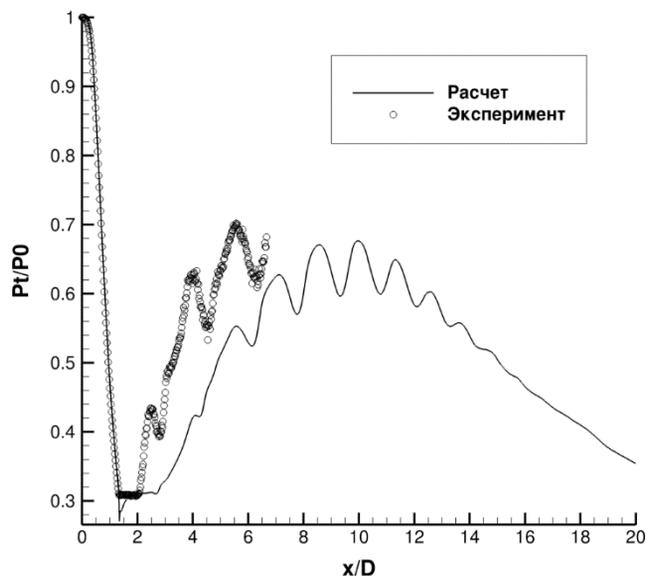


Рис. 5. Распределения давления Пито, отнесенного к давлению в форкамере, вдоль оси струи в эксперименте (символы) и в расчете (сплошная кривая) при $Npr = 5$.

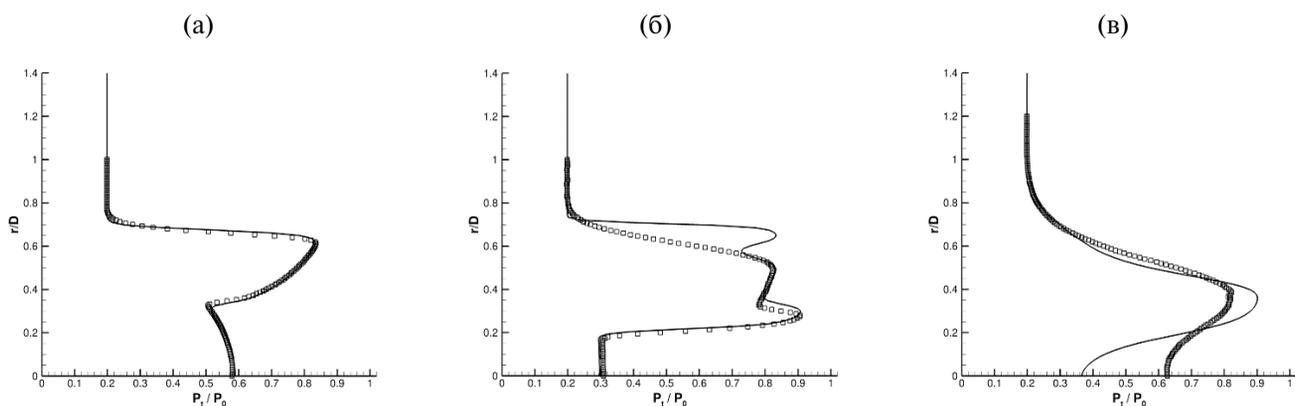


Рис. 6. Профили давления Пито в эксперименте (квадратные символы) и в расчете (сплошные кривые) при $Npr = 5$ в сечениях $x/D = 0.833$ (а), 1,5 (б) и 3.5 (в).

Существенное расхождение расчетных и экспериментальных значений давления Пито вниз по потоку от диска Маха отмечалось ранее в работах [5–7], где численное моделирование было выполнено на основе уравнений, осредненных по Рейнольдсу. При использовании SST-модели турбулентности давление Пито за диском Маха вообще не растет, оставаясь далее приблизительно постоянным. При использовании $q-\omega$ -модели оно сильно колеблется в данной области, но также совершенно не совпадает с экспериментальным распределением, при этом некорректно предсказывается даже положение диска Маха. В указанных работах было предположено, что неспособность моделей турбулентности правильно воспроизвести данное течение связана с тем, что они некорректно описывают производство кинетической энергии турбулентности на скачках уплотнения. Было предложено применять дифференциальные модели для напряжений Рейнольдса, не использующие гипотезу Буссинеска о связи напряжений Рейнольдса с градиентами средних величин. После специальной модификации одной из таких моделей удалось добиться существенно лучшего согласия (хотя и не полного совпадения) с экспериментальными данными.

Можно предположить, что причиной роста давления Пито на оси струи является перемешивание турбулентными пульсациями газа, прошедшего через прямые скачки уплотнения, с окружающим газом. Судя по рис. 5, переход к турбулентности в расчете происходит несколько позже, чем в эксперименте. Одной из причин этого может быть отличный от экспериментального уровень пульсаций на выходе из сопла, другой — подавление развития возмущений численной вязкостью используемой схемы сквоз-

ного счета. Наконец, еще одна возможная причина — то, что при численном моделировании некорректно описывается усиление пульсаций при пересечении ими скачка уплотнения. При использовании схем сквозного счета ударная волна «размазана» на несколько ячеек расчетной сетки, так что ее толщина на много порядков превышает физическую толщину, равную нескольким длинам свободного пробега молекул. Когда малые возмущения взаимодействуют с такой размазанной волной, коэффициент их усиления зависит от численной схемы и может сильно отличаться от истинного [27, 28]. Эта аномалия является серьезным препятствием на пути прямого численного моделирования сверхзвуковых турбулентных течений, в которых важную роль играют взаимодействия турбулентных пульсаций с ударными волнами.

Как видно из рис. 6а и 6б, ниже по потоку толщина слоя смешения на границе струи растет при численном моделировании заметно медленнее, чем в эксперименте. Трудно сказать, является ли это просто следствием отмеченного выше сдвига точки, где начинается быстрый рост давления Пито, или здесь сказывается более низкая интенсивность турбулентного перемешивания в расчете. Как уже говорилось, несмотря на довольно густую сетку, очевидно, что после перехода к турбулентности мелкие масштабы турбулентного движения разрешены быть не могут. Не исключено, что диссипация численной схемы, работающая в данном случае как подсеточная модель, не дает возможность адекватно учесть вклад пульсаций с масштабами меньше размера ячеек сетки в турбулентное перемешивание. В таком случае, включение явной подсеточной модели, возможно, могло бы улучшить согласие между расчетом и экспериментом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные данные и результаты численного моделирования использованы, чтобы изучить мгновенную и осредненную структуру течения в сверхзвуковой недорасширенной струе, истекающей из конвергентного сопла. Моделирование выполнялось с помощью подхода, известного как неявный метод крупных вихрей (МКВ), то есть без использования какой-либо подсеточной модели. Показано, что мгновенные поля течения заметно отличаются от осредненных, демонстрируя такие характерные явления как быстрый рост возмущений в слоях смешения, турбулизацию течения, интенсивное вихревое движение и присутствие на фоне турбулентного течения крупномасштабных вихревых структур. Все эти наблюдаемые в эксперименте особенности воспроизводятся в численном расчете.

Расчетные и экспериментальные профили давления Пито хорошо совпадают в сечениях, близких к срезу сопла. Ниже по течению согласие ухудшается. Неявный МКВ позволяет описать наблюдаемый в эксперименте рост давления Пито на оси струи, что не удается сделать с помощью моделей турбулентности, основанных на гипотезе Буссинеска.

Однако в расчете этот рост начинается на большем расстоянии от сопла, чем в эксперименте. Выяснение причин этой задержки требует дополнительных исследований, направленных на изучение влияния численной вязкости, уровня пульсаций в начальном сечении, корректности моделирования взаимодействия пульсаций с ударными волнами. Неясно также, позволяет ли численная диссипация, неявно играющая роль подсеточной модели, адекватно учесть вклад мелкомасштабных пульсаций в турбулентное перемешивание, или здесь необходимо введение явной модели подсеточных напряжений.

Работа была поддержана грантом РФФИ, проект № 23-11-00258. Эксперименты выполнены на вертикальной струйной установке и в аэродинамической трубе Т-326, входящих в перечень оборудования ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН. Численное моделирование проводилось на гибридном вычислительном кластере ЦКП «Механика» ИТПМ СО РАН, а также на кластере Информационно-вычислительного центра НГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович Г.Н., Гиршович Т.А., Крашенинников С.Ю. и др.* Теория турбулентных струй. М.: Наука, 1984. 716 с.
2. *Дулов В.Г., Лукьянов Г.А.* Газодинамика процессов истечения. Новосибирск: Наука, 1984. 320 с.
3. *Авдеевский В.С., Ашратов Э.А., Иванов А.В., Пирумов У.Г.* Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй. М.: Машиностроение, 1989. 231 с.

4. *Zapryagaev V.I., Kudryavtsev A.N., Lokotko A.V., Solotchin A.V., Pavlov A.A., Hadjadj A.* An experimental and numerical study of a supersonic–jet shock–wave structure // *West–East High Speed Flow Fields. Aerospace applications from high subsonic to hypersonic regime* / Ed. by Zeitoun D.E., Périaux J., Désidéri J.A., Marini M. Barcelona. CIMNE, 2003. P. 346–351.
5. *Трошин А.И., Запругаев В.И., Киселев Н.П.* Расчетно-экспериментальное исследование сверхзвуковой слаборасширенной струи // *Труды ЦАГИ*. 2013. Вып. 2710. С. 111–120.
6. *Troshin A.I.* Application and modification of a Reynolds stress model in problems of jets outflow // *Proceedings of 17th Int. Conf. on the Methods of Aerophysical Research (ICMAR-2014, Russia, Novosibirsk, 30 Jun. 6 Jul., 2014)* / Ed. by V.M. Fomin. Novosibirsk: ITAM SB RAS, 2014. Paper № 206. 8 p.
7. *Трошин А.И.* Полуэмпирическая модель турбулентности для описания высокоскоростных слоев смешения и струй, не основанная на гипотезе Буссинеска: Дисс. ... канд. физ.-мат. наук. Жуковский: ЦАГИ, 2014. 168 с.
8. *Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Травин А.К., Шур М.Л.* Современные подходы к моделированию турбулентности. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2016. 234 с.
9. *Shur M.L., Spalart P.R., Strelets M.Kh.* Noise prediction for underexpanded jets in static and flight conditions // *AIAA J.* 2011. V. 49. № 9. P. 2000–2017.
10. *Любимов Д.А.* Разработка и применение метода высокого разрешения для расчета струйных течений методом моделирования крупных вихрей // *ТВТ*. 2012. Т. 50. №3. С. 450–466.
11. *Duben A.P., Kozubskaya T.K.* Evaluation of quasi-one-dimensional unstructured method for jet noise prediction // *AIAA J.* 2019. V. 57. № 12. P. 5142–5155.
12. *Босняков С.М., Волков А.В., Дубень А.П. и др.* Сравнение двух вихререзающих методик повышенной точности на неструктурированных сетках применительно к моделированию струйного течения из двухконтурного сопла // *Матем. моделирование*. 2019. Т. 31. №10. С. 130–144.
13. *Запругаев В.И., Киселев Н.П., Пивоваров А.А.* Газодинамическая структура осесимметричной сверхзвуковой недорасширенной струи. // *Известия АН. Механика жидкости и газа*. 2015. № 1. С. 95–107.
14. *Волков К.Н., Запругаев В.И., Емельянов В.Н., Губанов Д.А., Кавун И.Н., Киселев Н.П., Тетерина И.В., Яковчук М.С.* Визуализация данных физического и математического моделирования в газовой динамике / под ред. Волкова К.Н., Емельянова В.Н. М: Физматлит, 2018. 360 с.
15. *Zapryagaev V., Kavun I., Kiselev N.* Flow feature in supersonic non-isobaric jet near the nozzle edge // *Aerospace*. 2022. V. 9. № 7. P. 379–393.
16. *Yule A.J.* Large-scale structure in the mixing layer of a round jet // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 89. Pt. 3. P. 413–432.
17. *Wicker R.B., Eaton J.K.* Near field of a coaxial jet with and without axial excitation // *AIAA J.* 1994. V. 32. №3. P. 542–546.
18. *Липатов И.И., Тугазаков Р.Я.* Механизм образования берстинга при обтекании узкой пластины сверхзвуковым потоком газа // *ПМТФ*. 2022. Т. 63. № 2. С.37–47.
19. *Implicit Large Eddy Simulation* / Ed. by Grinstein F.F., Margolin L.G., Rider W.J. Cambridge et al.: Cambridge Univ. Press, 2007. 546 p.
20. *Shershnev A.A., Kudryavtsev A.N., Kashkovsky A.V., Khotyanovsky D.V.* HyCFS, a high-resolution shock-capturing code for numerical simulation on hybrid computational clusters // *AIP Conf. Proc.* 2016. V. 1770. 030076. 11 p.
21. *Jiang G.S., Shu C.-W.* Efficient implementation of weighted ENO schemes // *J. Comput. Phys.* 1996. V. 126. P. 202–228.
22. *Кудрявцев А.Н., Поплавская Т.В., Хотяновский Д.В.* Применение схем высокого порядка точности при моделировании нестационарных сверхзвуковых течений // *Математическое моделирование*. 2007. Т. 19. №7. С. 39–55.
23. *Hadjadj A., Kudryavtsev A.* Computation and flow visualization in high-speed aerodynamics // *J. Turbulence*. 2005. V. 6. №16. 25 p.
24. *Курант Р., Фридрихс К.* Сверхзвуковое течение и ударные волны. М.: Изд-во иностр. литер. 1950. 427 с.
25. *Рылов А.И.* К вопросу о невозможности регулярного отражения стационарной ударной волны от оси симметрии // *Прикл. мат. и механ.* 1990. Т. 54. №2. С. 245–249.
26. *Мельников Д.А.* Отражение скачков уплотнения от оси симметрии // *Изв. АН СССР. Механ. и машиностр.* 1962. №3. С. 24–30.
27. *Khotyanovsky D.V., Kudryavtsev A.N., Ovsyannikov A. Yu.* A comparative study of accuracy of shock capturing schemes for simulation of shock/acoustic wave interactions // *Int. J. Aeroacoustics*. 2014. V. 13. № 3 — 4. P. 261–274.
28. *Chuvakhov P.V.* Shock-capturing anomaly in the interaction of unsteady disturbances with a stationary shock // *AIAA J.* 2021. V. 59. № 8. P. 3241–3251.

INSTANTANEOUS AND AVERAGE STRUCTURE OF A SUPERSONIC UNDEREXPANDED JET

V. I. Zapryagaev *, I. N. Kavun, N. P. Kiselev, A. N. Kudryavtsev **, A. A. Pivovarov,
and D. V. Khotyanovskii ***

*Institute of Theoretical and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, 630090 Russia*

**e-mail: zapr@itam.nsc.ru*

***e-mail: alex@itam.nsc.ru*

****e-mail khotyanovsky@itam.nsc.ru*

The instantaneous and average structure of a supersonic underexpanded jet is studied numerically and experimentally. The photos obtained in experiments with different exposure times and the Pitot pressure measurements are compared with the results of the numerical modeling performed using an implicit large-eddy method. We note that the jet flow instability, disturbance growth, and transition to turbulence lead to the situation, in which the instantaneous flow structure can be considerably different from the average structure. The flow pattern observable in the calculations is in good agreement with that presented in the experimental photos obtained with short exposure times. Both calculated and experimental data indicate that an important role in the jet flow dynamics is played by large-scale vortex structures that exist against the background of small-scale turbulence. The calculated and experimental Pitot pressure distributions are similar with each other, up to a certain distance from the nozzle exit section. Further downstream, the experimental and calculated Pitot pressures start to increase rapidly but the calculations predict the onset of this growth at a greater distance from the nozzle than it is observable in the experiments.

Keywords: off-design jets, shock wave structures, hydrodynamic instability, mixing layer, transition to turbulence, bursting.

УДК 533.6.011.72

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ В УДАРНОМ СЛОЕ ОКОЛО ПОЛУКОНУСА НА ПЛАСТИНЕ

© 2024 г. М. А. Зубин*, Ф. А. Максимов**

МГУ им. М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

**e-mail: zubinma@mail.ru*

***e-mail: f_a_maximov@mail.ru*

Поступила в редакцию 17.05.2024 г.

После доработки 15.07.2024 г.

Принята к публикации 05.08.2024 г.

Приведены результаты экспериментального и численного исследований структуры сверхзвукового обтекания при числе Маха $M = 3$ компоновки полуконус на пластине, вершина которого совпадает с ее сверхзвуковой передней кромкой. С использованием специального оптического метода для визуализации сверхзвуковых конических течений установлено, что при обтекании компоновки без или под углом атаки область отрыва, возникающая при взаимодействии с пограничным слоем на пластине либо головной конической волны, либо внутренней ударной волны, целиком располагается на пластине. Появление дополнительных особых линий на поверхности полуконуса и вихревых структур невязкого происхождения в ударном слое связано с существованием контактных разрывов, исходящих из тройных точек либо λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине, либо на головной ударной волне, возникающих при обтекании компоновки без или с углом атаки. На основе моделей идеального и вязкого газа разработаны численные коды для расчета течения в коническом приближении. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало их удовлетворительное согласие и возможные границы применения каждого из них.

Ключевые слова: сверхзвуковые конические течения, ударные волны, контактный разрыв, отрыв турбулентного пограничного слоя, особенность Ферри.

DOI: 10.31857/S1024708424050103 **EDN:** NQKMFA

Полуконус, установленный на пластине с прямой или стреловидными передними кромками, или его часть в компоновке с V-образным крылом, представляют собой упрощенные аэродинамические модели сверхзвуковых летательных аппаратов. Изучение структуры течения в ударных слоях около таких пространственных форм при различных режимах полета имеет как самостоятельный фундаментальный, так и практический интерес. Знание характерных типов и свойств реального течения, содержащего существенные неоднородности потока, и причин, их порождающих, необходимо при проектировании летательного аппарата.

При проведении комплексных теоретических и экспериментальных исследований [1–3] симметричного и несимметричного обтекания V-образных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками на режимах с маховской конфигурацией ударных волн в структуре ударного слоя было обнаружено появление вихревых структур невязкого происхождения — вихревых особенностей Ферри и установлены критерии их возникновения. Таковыми явились интенсивность контактных разрывов, порождаемых точками ветвления ударных волн, и число Маха компоненты скорости невозмущенного потока, нормальной к коническому лучу, проходящему через соответствующую точку ветвления. Необходимо отметить, что впервые подобные особенности были продемонстрированы в [4] на некоторой последовательности режимов обтекания V-образных крыльев, однако необходимый анализ структуры течения и причин, ее порождающих, авторами проведен не был. В [3] была установлена применимость критериев существования невязких вихревых структур (вихревых особенностей Ферри) в ударном слое около V-образных кры-

лье в случаях образования контактного разрыва соответствующей интенсивности, исходящего из точки ветвления λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей отрыв турбулентного пограничного слоя под воздействием внутренней ударной волны, падающей на подветренную консоль крыла. Тем самым показано, что образование в ударном слое вихревых особенностей Ферри не зависит от причины, вызвавшей существование контактного разрыва, а зависит лишь от его интенсивности.

Для выяснения влияния на структуру сверхзвукового обтекания компоновки полуконус на пластине, возникновения в области возмущенного течения зон отрыва пограничного слоя и появления в ударном слое сильных контактных разрывов, исходящих из тройных точек сопутствующей конфигурации ударных волн, были проведены данные экспериментальное и численное исследования.

МОДЕЛИ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Экспериментальная модель (рис. 1) представляет собой пластину с острой передней кромкой и устанавливаемыми на ней сменными полуконусами. Их вершины совпадают с передней кромкой пластины, а полууглы раскрытия ϑ изменялись в диапазоне $15 \div 30^\circ$ с шагом 5° . Длина образующей полуконуса составляла 80 мм, а размах передней кромки — 160 мм. Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе А-3 НИИ механики МГУ [5] при числе Маха $M = 3$. Единичное число Рейнольдса составляло $Re = 1.1 \times 10^8$ 1/м, что обеспечивает завершение перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою на расстоянии ~ 10 мм от передней кромки пластины. Наряду со стандартными методиками, а именно, визуализацией картин линий тока на поверхности модели (метод масло-сажевых покрытий) и измерением давления по поверхности крыла, применялся специальный оптический метод для визуализации конических течений [6]. Это позволило получать теневые картины течения в плоскости, нормальной образующей полуконуса при его пересечении с пластиной.

Для измерения давления на поверхности пластины и полуконуса (центрального тела) выполнены дренажные отверстия диаметром 0.75 мм. На пластине дренажные отверстия располагаются на дугах 2-х окружностей радиусами 56 и 59 мм., центры которых совпадают с вершинами полуконусов, и содержащих 20 и 10 отверстий соответственно. Угол между центрами дренажных отверстий по каждой из дуг 3° . Поэтому за счет шахматного расположения в окрестности центрального тела угол между центрами отверстий 1.5° . Такое расположение дренажных отверстий обусловлено коническим характером возмущенного течения. На поверхности полуконусов в сечениях (дуги окружностей), отстоящих на расстоянии ~ 56 мм от их вершин вдоль образующих, располагается по 9 дренажных отверстий с углом между центрами 10° . Центр ближайшего к пластине отверстия составляет с ней угол 5° , а последнего 90° . Давление на поверхности моделей измерялось датчиками ИКД6ТДА с погрешностью $\pm 1.5\%$.

Численное моделирование течений в данной работе проводилось в рамках моделей как невязкого, так и вязкого газа. Метод моделирования на основе уравнений Эйлера изложен в [7], где рассматривалось обтекание V-образных крыльев на режимах с присоединенными ударными волнами на передних

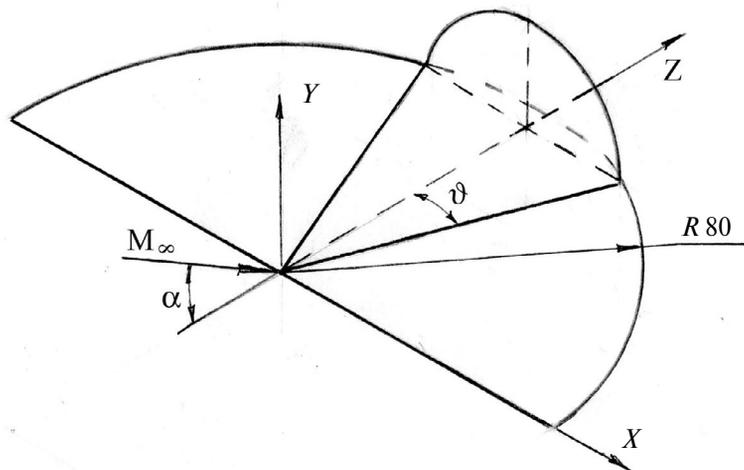


Рис. 1. Экспериментальная модель и система координат.

кромках. Однако предложенный там оригинальный алгоритм построения сетки неприменим в случае крыла с коническим центральным телом. На рис. 2 приведен пример расчетной сетки в плоскости $Z = 1$ для исследования течений около V-образного крыла с углом раскрытия меньшим или равным 180° и центральным коническим телом на режимах с присоединенными ударными волнами либо волнами разрежения на передних кромках, подробно описанный в [8].

На границе FG, соответствующей поверхности крыла и конуса, ставится условие непротекания; на границе ABCD — условия в набегающем потоке; на боковых границах FA и GD — условие коничности течения относительно соответствующих кромок крыла E_1 и E_2 .

В некоторой области около центрального тела, размер которой зависит от режима обтекания (области возмущенного течения), сетка образуется пересечением двух семейств координатных линий в виде окружностей и лучей, центром для которых является точка на оси конуса. На некотором расстоянии от поверхности конуса координатные линии второго семейства превращаются (с помощью полинома Безье) в кривые, соединяющие узлы сетки равномерно расположенные на окружности с точками E_1 и E_2 — следами левой и правой кромок крыла в плоскости $Z = 1$ (рис. 2).

Положение точек E_1 и E_2 определяется стреловидностью передних кромок крыла. Для пластины с прямой кромкой (нулевая стреловидность) положение точек E_1 и E_2 устремляется в бесконечность и при этом координатные линии, локально перпендикулярные границам AF и DG, должны быть параллельны пластине, а условие коничности становится условием плоского течения в соответствующих границах. Границы AF и DG должны быть размещены вне области влияния течения около центрального тела.

Метод моделирования на основе уравнений Навье—Стокса в приближении тонкого слоя, применявшейся в данном исследовании подробно описан [9]. Сетка строилась с помощью конформного отображения, что приводило к разрежению узлов в поперечном направлении на стыке полуконуса и пластины. Это несомненно сказывалось на качестве решения в этой области. Для учета турбулентного характера течения использовалась алгебраическая модель Болдуина—Ломакса. При численном моделировании как невязкой, так и вязкой задачи расчеты проводились на системах сеток с удвоением количества узлов по каждому из координатных направлений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО И ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЙ

При симметричном обтекании (без скольжения) под нулевым углом атаки пластины с полуконусами $\vartheta \geq 15^\circ$ под действием головной конической ударной волны происходит отрыв турбулентного слоя на пластине. На теневых снимках (рис. 3а, б) при $\vartheta = 25$ и 30° наблюдаются зона отрыва, которая целиком располагается на пластине, и сопутствующая ей λ -конфигурация ударных волн с контактным разрывом.

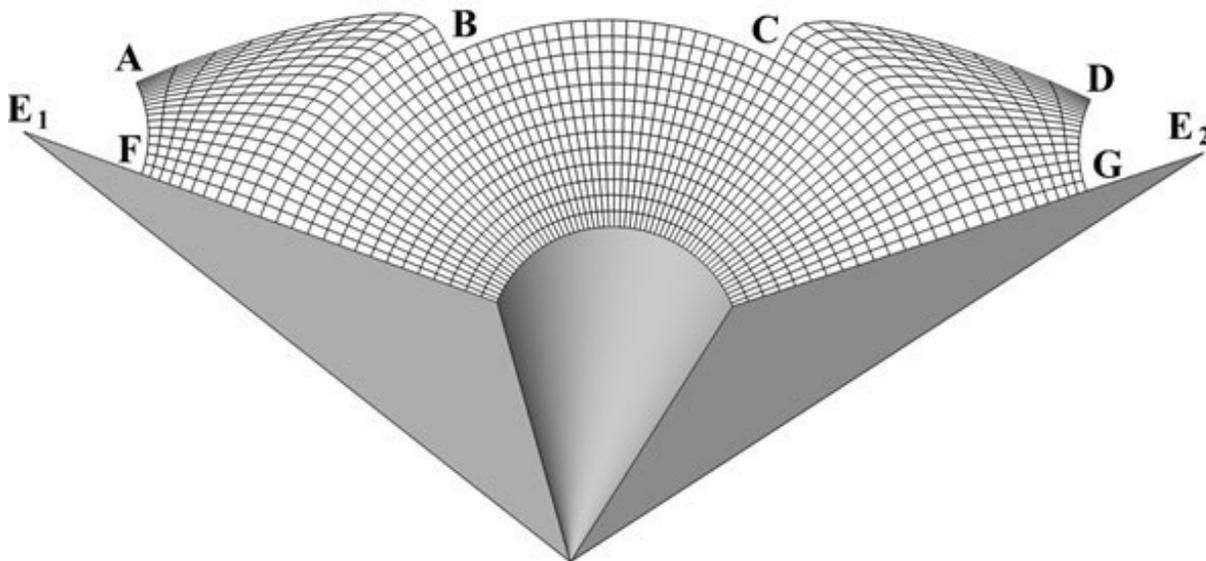


Рис. 2. Сетка около V-образного крыла с центральным телом в виде конуса.

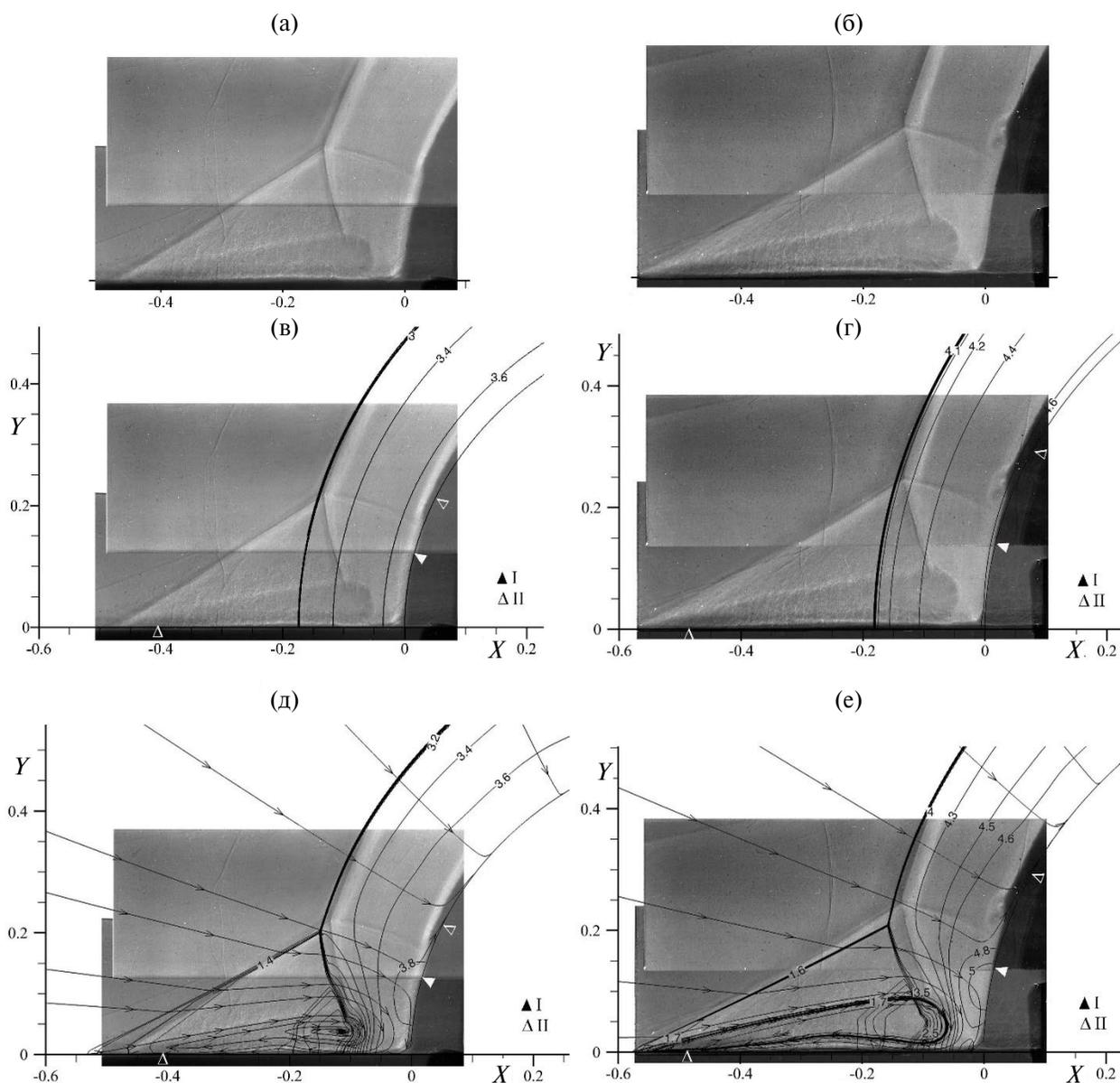


Рис. 3. Теневые картины течения (а, б) в плоскости нормальной образующей конуса и сопоставление с данными расчетов (изобары и линии тока) для моделей идеального (в, г) и вязкого газа (д, е) при угле атаки $\alpha = 0^\circ$ и $\vartheta = 25^\circ$ (а, в, д) и 30° (б, г, е). Символы I и II — положение особых линий стекания и растекания, снятые с картин предельных линий тока.

С ростом интенсивности головной конической волны контактный разрыв, исходящий из тройной точки, становится более заметным на теневых снимках, что свидетельствует об увеличении его интенсивности, которая определяется отношением коэффициентов восстановления полного давления над и под контактным разрывом. Распространяясь к поверхности полуконуса, контактный разрыв отклоняется вверх в направлении к плоскости симметрии течения. Это обусловлено тем, что поток, прошедший под контактным разрывом косой и замыкающий скачки уплотнения λ -конфигурации ударных волн, имеет большее полное давление, чем поток, прошедший головную ударную волну, над контактным разрывом. Изображения на теневых снимках позволяют заключить, что в зависимости от интенсивности контактного разрыва, исходящего из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, с двух сторон от плоскости симметрии течения будут располагаться характерные для конических течений либо две стандартные особенности Ферри на поверхности полуконуса (узел линий тока в поперечной плоскости $Z = 1$), либо над его поверхностью

две вихревые особенности Ферри (седловая точка на поверхности и над ней вихревая структура). Отметим, что подобные картины течения ранее были обнаружены при изучении несимметричного обтекания V-образного крыла с маховской конфигурацией головной ударной волны [1–3]. Появление в структуре течения контактных разрывов, исходящих из тройных точек маховской конфигурации ударных волн или λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей область отрыва на подветренной консоли крыла, приводило к возникновению в поле течения над наветренной консолью в зависимости от соотношения их интенсивностей одной или нескольких особенностей Ферри различного типа. В результате проведения комплексных теоретических и экспериментальных исследований симметричного и несимметричного обтекания V-образных крыльев со сверхзвуковыми передними кромками на режимах с маховской конфигурацией ударных волн в широком диапазоне изменения геометрических параметров крыльев при числах Маха $M = 3 \div 6$ были установлены критерии возникновения вихревых особенностей Ферри [1, 2]. Таковыми явились интенсивность контактных разрывов ΔK , порождаемых точками ветвления ударных волн, и число Маха компоненты скорости невозмущенного потока, нормальной к коническому лучу M_n , проходящему через соответствующую точку ветвления. В [3] была установлена применимость критериев существования невязких вихревых структур (вихревых особенностей Ферри) в ударном слое около V-образных крыльев в случаях образования контактного разрыва соответствующей интенсивности, исходящего из точки ветвления λ -конфигурации ударных волн, сопровождающей отрыв турбулентного пограничного слоя под воздействием внутренней ударной волны, падающей на подветренную консоль крыла. Тем самым было показано, что образование в ударном слое вихревых особенностей Ферри не зависит от причины, вызвавшей существование контактного разрыва, а зависит лишь от его интенсивности.

В качестве интенсивности контактного разрыва принята величина ΔK , использовавшаяся в [1–3] и определяемая по формуле $\Delta K = \Delta K_1 = (K_{11} - K_{12})/K_{11}$. Здесь K_{11} и K_{12} — соответственно коэффициенты восстановления полного давления под и над контактным разрывом, исходящим из точки ветвления головной ударной волны, рассчитываемые через энтропийную функцию $S = p/\rho k$ по формуле $K = S^q$, $q = 1/(1 - \kappa)$, где давление p и плотность ρ отнесены к своим значениям в невозмущенном потоке, κ — отношение удельных теплоемкостей. Интенсивность контактного разрыва $\Delta K = \Delta K_2$, порожденного λ -конфигурацией ударных волн, рассчитывалась по формуле, подобной приведенной выше, с той лишь разницей, что первый индекс 1 в правой части формулы следует заменить на 2, при этом K_{21} и K_{22} суть коэффициенты восстановления полного давления соответственно под и над контактным разрывом, исходящим из тройной точки λ -конфигурации ударных волн. Заметим, что потери полного давления у частиц газа, прошедших в точке ветвления два скачка уплотнения (под контактным разрывом), меньше, чем у частиц, прошедших одну ударную волну (над контактным разрывом). Поэтому ΔK_1 и ΔK_2 — положительные величины. В результате обработки, анализа и обобщения большого объема расчетных и экспериментальных данных были установлены [1–3] пороговые значения для интенсивности контактного разрыва $\Delta K \sim 0.15$ и числа Маха $M_n \approx 1.9$.

Важной особенностью в структуре обтекания компоновки полуконус на пластине является близкое расположение области отрыва пограничного слоя на пластине от поверхности полуконуса. Угол между линией присоединения потока, отчетливо наблюдаемой на теневых снимках (рис. 3а, б), и образующей конуса составляет $\sim 3^\circ$. На рис. 4 приведена характерная картина линий тока на поверхности модели ($\vartheta = 25^\circ$), полученная методом масло-сажевых покрытий.

На поверхности конуса в окрестности линии пересечения его поверхности с пластиной фиксируется появление линии растекания. При этом на пластине отсутствует подобная линия, ограничивающая область отрыва на пластине. Заметим, что, по-видимому, это послужило причиной ошибочной схемы течения, предложенной в [10] и принятой в [11–13], где считается, что присоединение оторвавшегося от пластины потока даже при умеренных сверхзвуковых числах Маха происходит на поверхности полуконуса.

В качестве примера на рис. 5 приведено распределение давления на поверхности модели (символы I), измеренные в эксперименте при $\alpha = 0^\circ$ и $\vartheta = 30^\circ$. Величины давлений P отнесены к статическому давлению P_∞ в невозмущенном потоке, а по оси абсцисс отложены координаты дренажных точек на пластине и полуконусе. Для пластины ($X < 0$) координата $X = \text{tg}\varphi$, где φ угол, отсчитываемый по пластине от образующей полуконуса ($X = 0$). На полуконусе ($X > 0$) координата X — центральный угол, отсчитываемый в поперечном сечении от поверхности пластины и измеряемый в радианах.

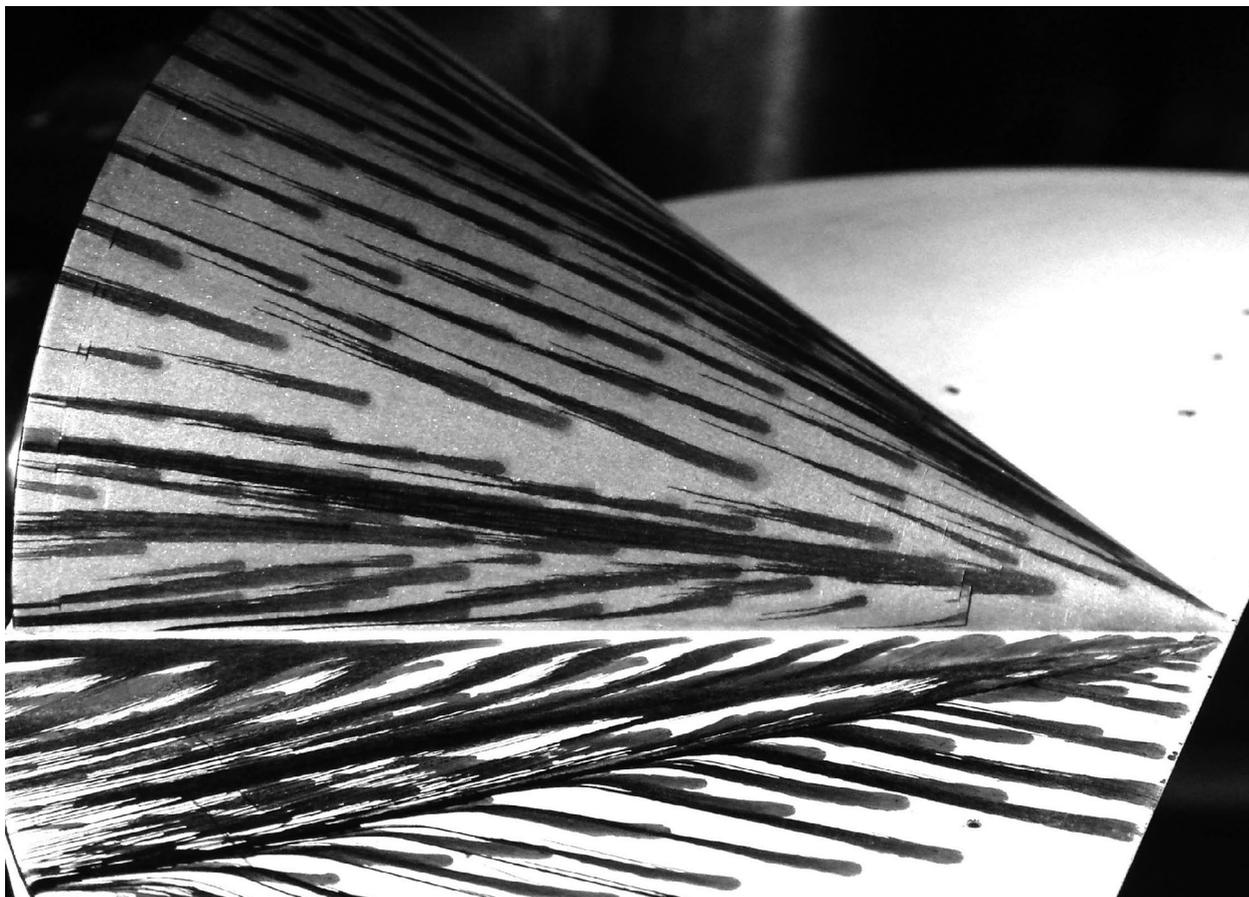


Рис. 4. Картина линий тока на поверхности модели: угол атаки $\alpha = 0^\circ$, полуугол раскрытия конуса $\vartheta = 25^\circ$.

Давление на поверхности пластины имеет обычный вид для конических отрывных течений с локальным максимумом в зоне отрыва — давлением «плато» и пиком давления, связанным с присоединением потока.

Сопоставление теневых снимков, распределений давления и картин предельных линий тока на поверхности моделей позволяет заключить, что появление линии растекания на поверхности полуконуса связана не с присоединением потока, оторвавшегося над пластиной (т.е. приходом линии тока из области смещения потоков, образующих область отрыва), а с приходом некоторой линии тока из множества линий тока, располагающихся над областью отрыва но ниже тройной точки λ -конфигурации ударных волн. Отсутствие же линии растекания на картинах масло-сажевой визуализации (рис. 4) связана с тем, величина давления на линии растекания на поверхности конуса (рис. 5) выше, чем его уровень на линии тока из области смещения потоков, образующих область отрыва. При этом частицы газа, текущие от линии растекания на поверхности полуконуса в сторону линии пересечения, а затем от нее в сторону области отрыва пограничного слоя, располагая большим полным давлением, чем частицы из области смещения потоков, образующих область отрыва, оттесняют заднюю часть области отрыва от поверхности пластины.

Вторым фактором, который может оказывать существенное влияние на течение в ударном слое около центрального тела, является появление в поле течения контактного разрыва, исходящего из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине. Располагая представленными выше экспериментальными данными, в частности, о положении тройной точки λ -конфигурации ударных волн, сопутствующей области отрыва на пластине, распределении давления на пластине, возможно провести расчет параметров в тройной точке и интенсивности контактного разрыва, используя методику разработанную и апробированную [2, 3].

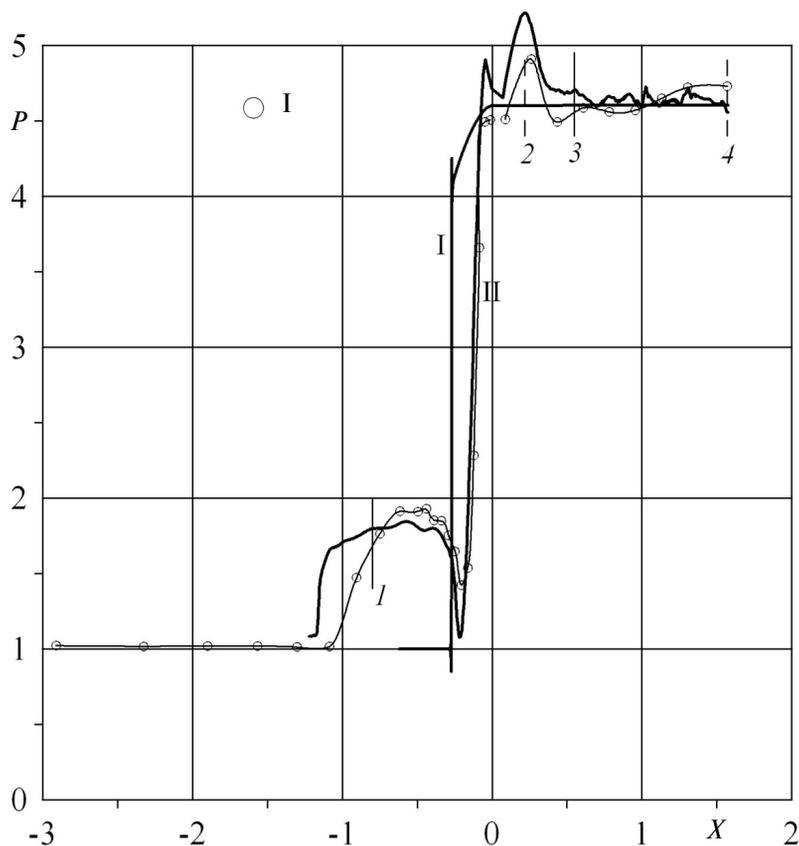


Рис. 5. Распределение давления по поверхности модели при $\alpha = 0^\circ$ и $\vartheta = 30^\circ$: символ I — эксперимент, кривые I, II — невязкий и вязкий расчеты; отрезки прямых 1–4 — положение особых линий на поверхности модели.

На рис. 6 приведены результаты расчетов интенсивности контактного разрыва ΔK и числа Маха M_n компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через тройную точку λ -конфигурации ударных волн. Пунктирными линиями на рисунках нанесены пороговые величины критериев, при превышении которых возможно зарождение и существование вихревых особенностей Ферри.

Для полуконуса с $\vartheta = 30^\circ$ значения ΔK и M_n практически достигают пороговых величин. Поэтому можно заключить, что наблюдающаяся на теновом снимке (рис. 3б) над поверхностью конуса локальная область с перепадом освещенности — вихревая особенность Ферри (зарождающаяся вихревая структура невязкого происхождения), тогда как при $\vartheta = 20$ и 25° (рис. 3а) на поверхности конусов будет существовать стандартная особенность Ферри.

Переходя к сопоставлению результатов экспериментальных и численных исследований, следует заметить, что для случая обтекания под нулевым углом атаки, очевидно, интерес представляют результаты расчетов для модели вязкого газа. Относительно результатов расчетов для модели идеального газа можно лишь указать на хорошее совпадение положений головной ударной волны (рис. 3в, г).

Результаты расчетов для модели вязкого газа (рис. 3д, е) при сравнении с теновыми картинками, в целом, демонстрируют адекватную картину обтекания, несмотря на незначительные отличия в геометрии ударно-волновой конфигурации. Полученные в расчете размеры области отрыва на пластине и ее положение относительно поверхности полуконуса практически совпадают с наблюдаемыми в реальном течении. Это также подтверждается удовлетворительной корреляцией расчетных данных о положении линии отрыва на пластине и экспериментальных, снятых с картин масло-сажевой визуализации течения (символы I). В отличие от области отрывного течения особенности структуры ударного слоя, наблюдаемые в эксперименте, такие как контактный разрыв, исходящий из тройной точки λ -конфигурации ударных волн, особые точки для линий тока на поверхности конуса (в плоскости $Z = 1$) и зарождающаяся вихревая структура, в расчете не воспроизводятся.

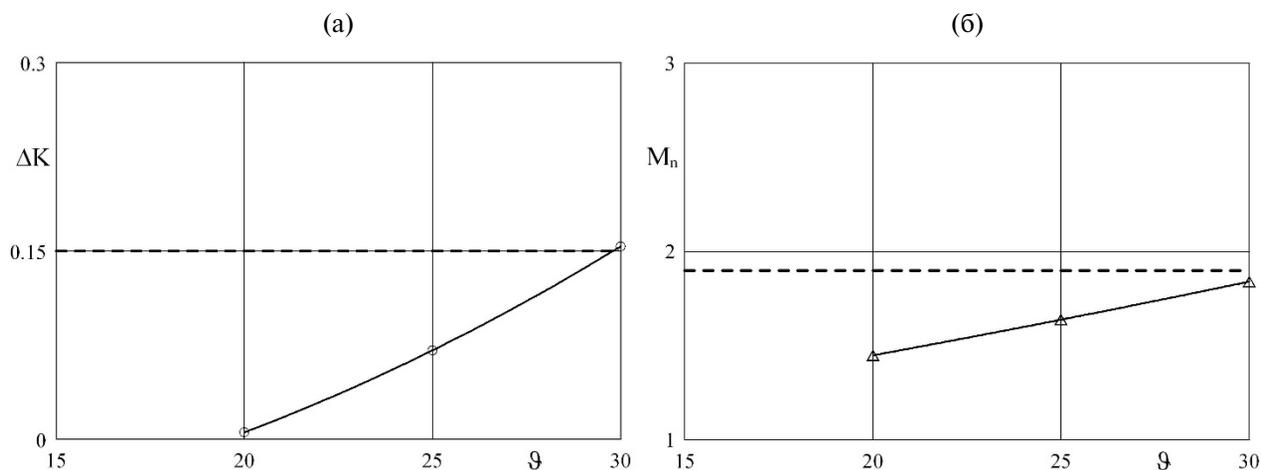


Рис. 6. Интенсивность контактного разрыва ΔK (а) и число Маха M_n (б) компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через тройную точку λ -конфигурации ударных волн.

Расчеты давления для модели вязкого газа достаточно хорошо воспроизводят полученный в дренажном эксперименте характер распределения давления в области отрыва на пластине (рис. 5), на что указывает удовлетворительное совпадение величин локальных максимумов давления, в частности, величины «плато» давления, являющейся одной из основных характеристик отрывного течения. Учитывая сложность идентификации положения особых линий на поверхности полуконуса методом масло-сажевого покрытия, а также недостаточно подробный дренаж на его поверхности, можно констатировать совсем непротиворечивое взаимное расположение особых линий, показанных отрезками прямых 2 и 3, и характерных локальных значений давления как на экспериментальном, так и расчетном распределениях давления (рис. 5).

На основании имеющихся данных можно предложить возможные схемы (рис. 7) симметричного обтекания полуконуса на пластине под нулевым углом атаки, где изображены ударно-волновые конфигурации и картины линий тока (в плоскости $Z = 1$), когда в ударном слое существует либо стандартная (рис. 7а) либо вихревая (рис. 7б) особенности Ферри. Образование в плоскости симметрии течения на поверхности конуса линии растекания с необходимостью следует из-за существования двух особых линий на его боковой поверхности (линий растекания и стекания), появление которых, в свою очередь, связано с образованием на пластине области отрыва с сопутствующей λ -конфигурацией ударных волн и контактным разрывом, исходящим из ее точки ветвления.

При симметричном обтекании (без скольжения) под углом атаки пластины с полуконусами отрыв турбулентного пограничного слоя на пластине происходит под действием внутренней, нормально падающей ударной волны, исходящей из точки ветвления на головной конической ударной волне, образовавшейся при ее взаимодействии с плоским скачком уплотнения, присоединенным к передней кромке пластины. В качестве примера на рис. 7 приведена теневая картина обтекания пластины с полуконусом $\theta = 25^\circ$ под углом атаки $\alpha = 10^\circ$. На теневом снимке наблюдаются зона отрыва, которая целиком размещается на пластине в непосредственной близости к поверхности конуса. Задняя граница области отрыва (линия присоединения) составляет угол с его образующей $\sim 5^\circ$.

Этим обстоятельством, также как и в рассмотренном выше случае, объясняется появление дополнительной линии растекания на поверхности конического центрального тела и невозможность визуализировать методом масло-сажевых покрытий подобную линию растекания (присоединение потока) на поверхности пластины.

Образование двух точек ветвления ударных волн приводит к появлению в структуре ударного слоя двух контактных разрывов различной интенсивности. При $\theta = 25^\circ$, как показывает расчет, интенсивность внутренней ударной волны, исходящей из тройной точки на головной ударной волне, достигает значения большего 2.5, при котором реализуется развитое отрывное течение [14], подобное представленному на рис. 7а. Над областью отрыва наблюдается полностью сформировавшаяся λ -конфигурация ударных

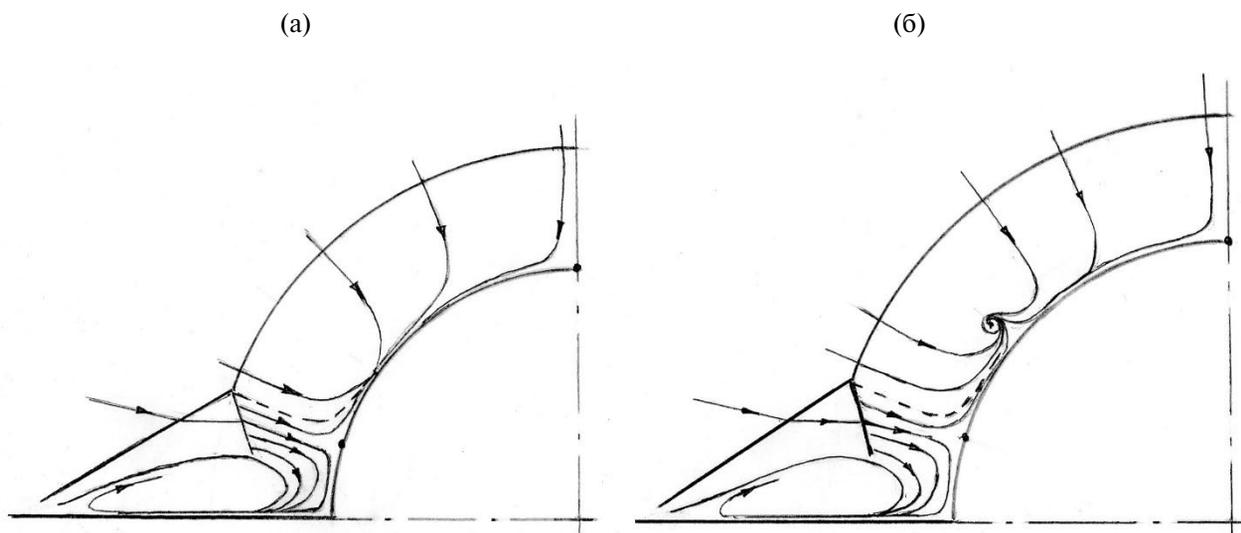


Рис. 7. Схемы течения при обтекании пластины под углом атаки $\alpha = 0^\circ$.

волн с контактным разрывом, исходящим из ее точки ветвления. Отклонение обоих контактных разрывов вблизи поверхности полуконуса в направлении к плоскости симметрии течения указывает на преобладающее влияние на характер течения в ударном слое более интенсивного контактного разрыва, исходящего из точки ветвления на головной ударной волне. Причем изображение на теневом снимке около поверхности конуса в виде локальной области с перепадом освещенности позволяет предположить, что его интенсивность достаточна для возникновения в ударном слое вихревой особенности Ферри.

На рис. 9 приведены данные об интенсивности контактного разрыва ΔK , исходящего из точки ветвления на головной ударной волне и числа Маха M_n компоненты скорости, нормальной лучу, проходящему через эту точку, рассчитанные по методике [2] на основании результатов численных расчетов в рамках невязкой модели обтекания полуконусов на пластине под углом атаки. Полученные расчетные величины для $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta \geq 20, 25^\circ$ значительно превышают пороговые значения критериев (пунктирные линии на рис. 9а, б), при которых возможно существование вихревых структур невязкого происхождения — вихревых особенностей Ферри. Поскольку экспериментальное и расчетное для модели идеального газа положение точки ветвления отличается очень незначительно (рис. 8б), то можно утверждать, что в реальном течения реализуются условия для существования вихревой особенности Ферри.

При сопоставлении теневых картин обтекания моделей под углом атаки $\alpha = 10^\circ$ и результатов расчета для модели идеального газа можно отметить отклонение от расчетного положения ударной волны, присоединенной к передней кромке пластины и взаимодействующей с головной ударной волной на полуконусе (рис. 8). Само это рассогласование в положении и его рост при увеличении полуугла раскрытия конуса ϑ , по-видимому, могут быть связаны с вытесняющим действием зоны отрыва, которая увеличивается в размерах при трансформации, вызванной ростом интенсивности внутреннего скачка уплотнения, под действием которого и возникает отрыв пограничного слоя на пластине.

Сравнивая теневые картины обтекания с результатами расчета для вязкого газа (рис. 8в), можно наблюдать образование практически идентичных ударно-волновых систем с двумя точками ветвления. Почти эквидистантный их сдвиг определяется большей толщиной ударного слоя около полуконуса, полученной в расчете. Учитывая конический характер течения, смещение внутреннего скачка уплотнения влечет за собой изменение положения линии отрыва на пластине, т.е. увеличение угла, который она составляет с направлением потока за ударной волной, присоединенной к передней кромке пластины. При этом увеличивается число Маха скорости, нормальной к линии отрыва, что, в свою очередь, является одним из факторов, вызывающим значительное превышение расчетных значений «плато давления» (кривые II) по сравнению с экспериментальными (символы I) на кривых распределения давления по поверхности модели, приведенных на рис. 9.

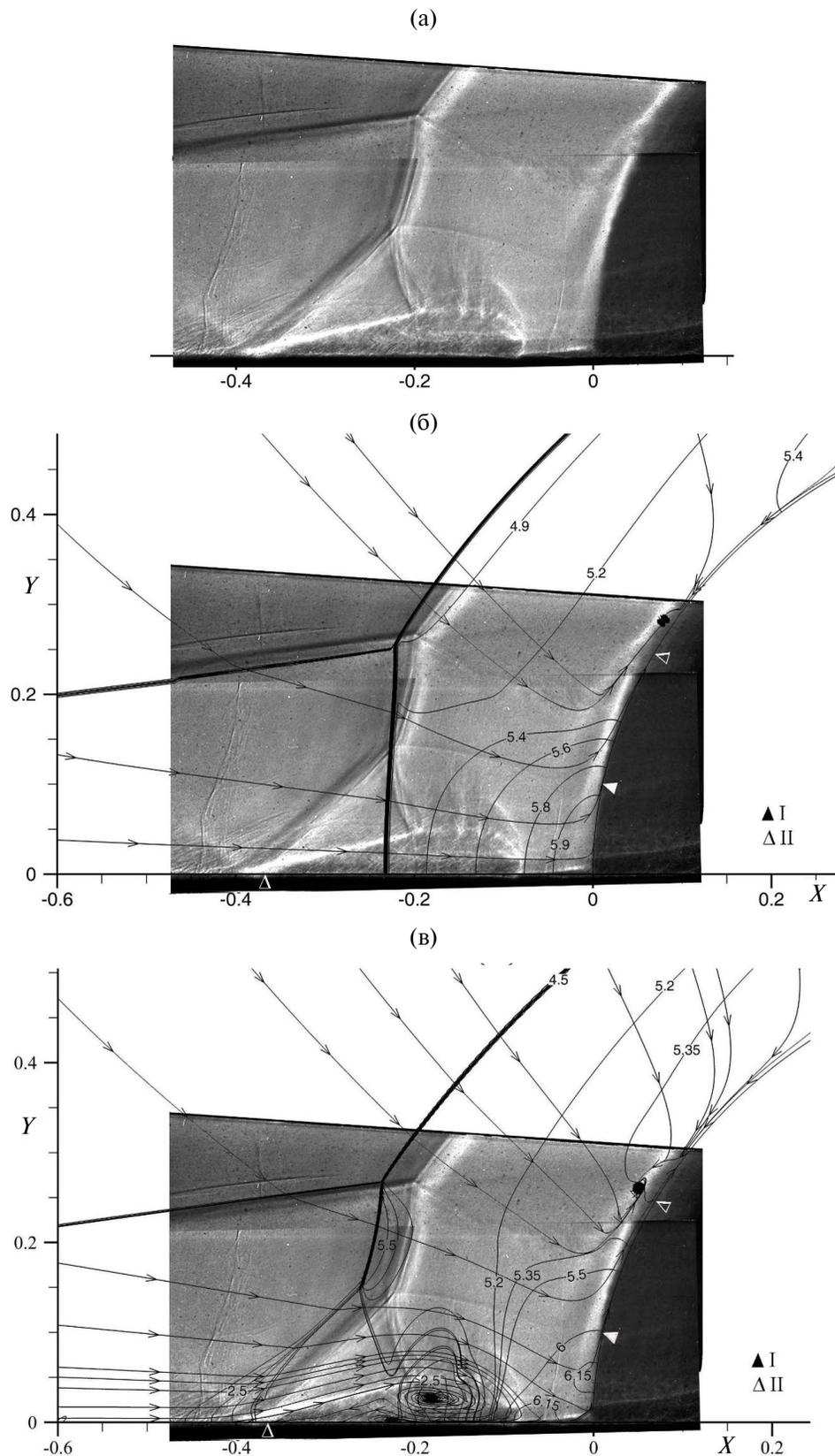


Рис. 8. Теневые картины течения (а) в плоскости нормальной образующей конуса и сопоставление с данными расчетов (изобары и линии тока) для моделей идеального (б) и вязкого газа (в) при угле атаки $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 25^\circ$. Символы I и II — положение особых линий стекания и растекания, снятые с картин предельных линий тока.

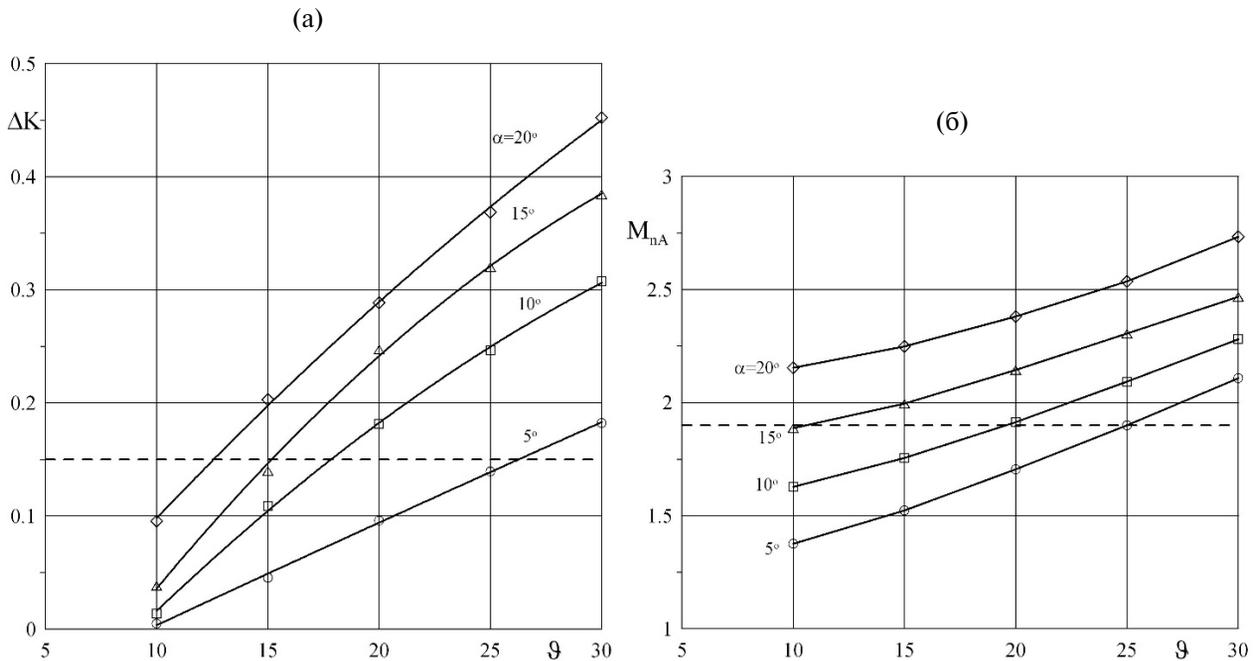


Рис. 9. Интенсивность контактного разрыва ΔK (а) и число Маха M_n (б) компоненты скорости нормальной к лучу, проходящему через точку ветвления на головной ударной волне.

Необходимо отметить, что обе модели (невязкая и вязкая), используемые в расчетах дают очень близкие распределения как по характеру изменения давления по поверхности конического центрального тела, так и по его величинам, а также вполне удовлетворительное соответствие с экспериментальными данными (рис. 10).

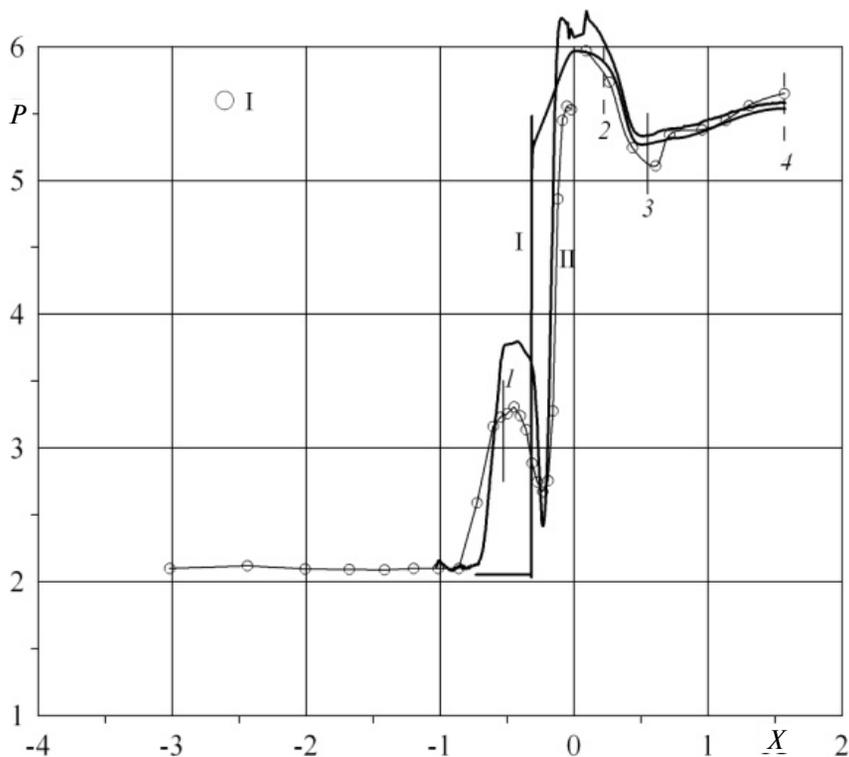


Рис. 10. Распределение давления по поверхности модели при $\alpha = 10^\circ$ и $\vartheta = 25^\circ$: символ I — эксперимент, кривые I, II — невязкий и вязкий расчеты; отрезки прямых 1–4 — положение особых линий на поверхности модели.

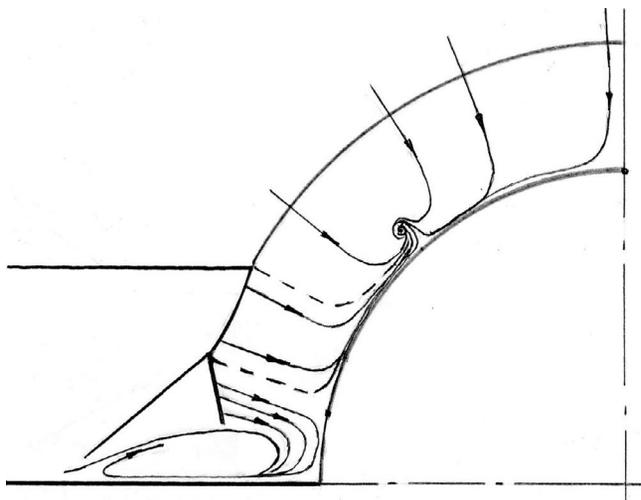


Рис. 11. Схемы течения при обтекании пластины под углом атаки α .

Сопоставление данных о положении особых линий на поверхности полуконусов, полученных в расчетах и экспериментах по визуализации картин поверхностных линий тока методом масло-сажевых покрытий, позволяет сделать вывод о их вполне удовлетворительном соответствии, которое иллюстрируется на теневых снимках (рис. 7б, в, символы I — линии стекания, II — растекания) и на кривых распределения давления в отрезках прямых (рис. 9, 1, 3 — линии стекания, 2, 4 — растекания).

На рис. 11 представлена возможная схема симметричного обтекания полуконуса на пластине под углом атаки, где изображены ударно-волновая конфигурация и картина линий тока в плоскости ($Z = 1$). Отметим, что в зависимости от интенсивности

контактного разрыва в структуре ударного слоя будут существовать характерные для конического течения особенности Ферри либо стандартная — узел линий тока на поверхности, либо вихревая — с седловой особой точкой на поверхности конуса и вихревой структурой над ней.

В целом сопоставление экспериментальных и расчетных результатов позволяет заключить, что при обтекании модели полуконуса на пластине на режимах с маховской системой ударных волн (обтекания при углах атаки $\alpha > 0$) для расчета течения в ударном слое вне области локального влияния отрыва на пластине можно использовать значительно более простой метод для модели идеального газа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено экспериментальное и численное исследования структуры сверхзвукового обтекания при числе Маха $M = 3$ компоновки полуконус на пластине, вершина которого совпадает с ее сверхзвуковой передней кромкой.

С использованием специального оптического метода для визуализации сверхзвуковых конических течений показано, что при умеренных сверхзвуковых числах Маха ($M = 3$) область отрыва, возникающая как при взаимодействии с пограничным слоем на пластине головной конической ударной волны при обтекании под нулевым углом атаки, так и внутренней ударной волны, маховской конфигурации ударных волн при обтекании под углом атаки, целиком располагается на пластине.

Выяснено, что линия растекания на поверхности полуконуса в окрестности линии пересечения поверхностей не является, вопреки имеющемуся в литературе представлению, линией присоединения оторвавшегося на пластине потока, а есть следствие локального влияния на течение области отрыва на пластине, близко расположенной к поверхности центрального тела.

Установлено, что при симметричном обтекании модели в зависимости от интенсивности контактных разрывов, исходящих из точек ветвления сопутствующей ударно-волновой конфигурации, в ударном слое могут существовать либо стандартные особенности Ферри на поверхности полуконуса, либо вихревые над его поверхностью, расположенные по обе стороны от плоскости симметрии течения.

На основе моделей идеального и вязкого газа разработаны численные коды для расчета течения в коническом приближении. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показало их удовлетворительное согласие и возможные границы применения каждого из них.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зубин М.А., Остапенко Н.А., Чулков А.А. Конические течения газа с ударными волнами и отрывом турбулентного пограничного слоя // Изв. РАН. МЖГ. 2012. № 2. С. 140–160.

2. *Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А.* Критерии существования невязких вихревых структур в ударных слоях конических течений газа // Докл. РАН. 2014. Т. 434. № 3. С. 282–288.
3. *Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А.* Невязкие вихревые структуры в ударных слоях конических течений около V-образных крыльев // Изв. РАН. МЖГ. 2017. № 3. С. 97–113.
4. *Гулько Ю.П., Кудрявцев А.Н., Рахимов Р.Д.* Сверхзвуковые невязкие течения с регулярным и нерегулярным взаимодействием скачков уплотнения в угловых конфигурациях // Изв. РАН. МЖГ. 2004. № 2. С. 152–169.
5. *Аэродинамические установки Института механики МГУ / под. ред. Г.Г. Черного, А.И. Зубкова, Ю.А. Панонова.* М.: Изд-во Московского университета. 1985. 43 с.
6. *Гонор А.Л., Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Применение лазеров в экспериментальной аэродинамике / В кн.: *Приборостроение и автоматический контроль.* М.: Машиностроение. 1985. №2. С. 5–43.
7. *Зубин М.А., Максимов Ф.А., Остапенко Н.А.* О некоторых особенностях структуры течения в ударных слоях конических течений газа // Изв. РАН. МЖГ. 2014. № 6. С. 118–134.
8. *Maksimov F.A.* Simulation of the Flows Near Wings with Supersonic Edges. *Advances in the Theory and Practice of Computational Mechanics. Smart Innovation/ Systems and Technologies.* 2022. Vol. 274. P. 87–103.
9. *Максимов Ф.А., Чураков Д.А., Шевелев Ю.Д.* Разработка математических моделей и численных методов для решения задач аэродинамического проектирования на многопроцессорной вычислительной технике // ЖВММФ. 2011. Т. 51. №2. С. 303–328.
10. *Авдудевский В.С., Грецов В.К.* Исследование трехмерного отрывного обтекания полуконусов, установленных на пластине // Изв. АН СССР. МЖГ. 1970. №6. С. 112–115.
11. *Settles G.S., Kimmel R.L.* Similarity of quasiconical shock wave/turbulent boundary layer interactions // *AIAA Journal.* 1986. Vol. 24. No. 1. P. 47–53.
12. *Zheltovodov A., Knight D.* Ideal-Gas Shock Wave–Turbulent Boundary-Layer Interactions in Supersonic Flows and Their Modeling: Three-Dimensional Interactions / in a book *Shock Wave–Boundary-Layer Interactions*, edited H. Babinsky and J.K. Harvey (chapter 5, p. 202–258), New York: Cambridge University Press. 2011.
13. *Sabnis K., Babinsky H.* A review of three-dimensional shock wave–boundary-layer interactions / *Progress in Aerospace Sciences* 143 (2023) 100953, p. 1–27.
14. *Зубин М.А., Остапенко Н.А.* Структура течения в отрывной области при взаимодействии прямого скачка уплотнения с пограничным слоем в угле // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 3. С. 51–58.

SPECIFIC FEATURES OF THE FLOW IN THE SHOCK LAYER NEAR A SEMICONE ON A FLAT PLATE

M. A. Zubin* and F. A. Maksimov**

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, 119192 Russia

**e-mail: zubinma@mail.ru*

***e-mail: f_a_maximov@mail.ru*

We present the results of experimental and numerical investigations of the structure of the supersonic $M = 3$ flow past an arrangement of a semicone on a flat plate, where the cone vertex coincides with the supersonic leading edge of the plate. Using a specially developed optical method for visualizing supersonic conical flows it is established that in the flow past the arrangement at zero or nonzero angle of attack the separation region arising on interaction of either the conical bow shock or the inner shock wave with the plate boundary layer is situated totally on the plate. The appearance of additional singular lines on the semicone surface and vortex structures of inviscid origin in the shock layer is due to the occurrence of contact discontinuities proceeding from the triple points of either the λ -configuration of shock waves accompanying the separation region on the plate or the bow shock wave arising in the flow past the arrangement with or without an angle of attack. Numerical codes for calculating the flow in the conical approximation are developed basing on the viscous and inviscid gas models. The comparison of the calculated results with experimental data shows their satisfactory agreement and possible usage domains of any of these approaches.

Keywords: supersonic conical flows, shock waves, contact discontinuities, separation of a turbulent boundary layer, Fermi singularity.

УДК 533.6.011.8

ВЛИЯНИЕ ЗАКРУТКИ ПОТОКА НА ДОЗВУКОВУЮ СТРУЮ ВОЗДУХА В ВЧ-ПЛАЗМОТРОНЕ ВГУ-4

© 2024 г. С. А. Васильевский, А. Ф. Колесников*

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

**e-mail: koles@ipmnet.ru*

Поступила в редакцию 01.06.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

Исследовано влияние учета закрутки потока при расчете обтекания цилиндрической модели диаметром 50 мм дозвуковой струей воздушной плазмы, истекающей из разрядного канала в испытательную камеру ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 ИПМех РАН. Проведено сравнение расчетов осесимметричного обтекания модели на основе полных уравнений Навье—Стокса с учетом (новые результаты) и без учета (старые результаты) тангенциальной компоненты скорости w для условий экспериментов при давлении 80 мбар в широком диапазоне мощности по анодному питанию, для различных значений расстояния от среза канала плазмотрона до модели. Показано, что при расчете для малой мощности плазмотрона ВГУ-4 с учетом закрутки потока картина обтекания лобовой части модели меняется: вместо относительно тонкого пограничного слоя перед моделью образуется вихревая область. Для умеренной и большой мощности плазмотрона влияние учета закрутки на изолинии безразмерной функции тока и на изотермы мало в области ядра струи перед моделью, но является значительным во внешней области течения в испытательной камере.

Ключевые слова: ВЧ-плазмотрон, численное моделирование, дозвуковая струя, закрутка потока, диссоциированный воздух.

DOI: 10.31857/S1024708424050119 **EDN:** NQGGVA

Численное моделирование высокоэнтальпийных дозвуковых потоков газов в ВЧ-плазмотроне, являясь необходимым дополнением экспериментальных исследований, позволяет оценить параметры, недоступные для прямого измерения, например, энтальпию и скорость потока, концентрации компонентов диссоциированной смеси газов [1, 2]. Совместное использование экспериментальных данных и результатов расчетов позволяет определить каталитические свойства поверхностей образцов различных материалов, испытываемых в струях индукционных плазмотронов [2–5]. Для численного исследования течений плазмы в разрядных каналах ВЧ-плазмотронов и последующего струйного обтекания моделей были разработаны различные компьютерные программы, при этом в зависимости от режима работы плазмотрона использовались равновесные или неравновесные модели плазмы [1, 6–10]. В данной работе применяется разработанная в ИПМех РАН методика [1], в которой задача численного моделирования разделена на три части, соответствующие трем основным областям течения в ВЧ-плазмотроне ВГУ-4: 1) течение в разрядном канале; 2) обтекание модели дозвуковой струей, истекающей из разрядного канала в испытательную камеру плазмотрона; 3) пограничный слой на оси симметрии перед передней критической точкой модели. Предполагается, что в областях 1 и 2 течения равновесные, а течение в области пограничного слоя 3 — химически неравновесное. Во всех трех областях течение предполагается стационарным и ламинарным. Для расчета течений в этих трех областях разработаны компьютерные программы Alpha, Beta и Gamma [1].

В стандартном варианте программы Beta используется дополнительное предположение о том, что тангенциальная компонента скорости w равна нулю в области испытательной камеры плазмотрона, хотя в программе Alpha учитываются все три компонента скорости — продольная u , радиальная v и тангенциальная w . В этом предположении, т.е. без учета w , проводились многочисленные расчеты, например

[2], и исследовался тепловой эффект гетерогенного катализа для различных материалов, испытываемых в дозвуковых струях высокоэнтальпийных газов. В данной работе программа Beta модифицирована для учета закрутки потока, т.е. ненулевой тангенциальной компоненты скорости w , и с ее помощью получены оценки влияния закрутки на основные параметры течения и теплообмена для условий экспериментов на ВЧ-плазматроне ВГУ-4 (уникальная научная установка Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН “Высокочастотные индукционные плазмтроны ВГУ-3 и ВГУ-4”, <https://ipmnet.ru/uniquequip/plasma/>, <https://ckp-rf.ru>).

1. РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ МОДЕЛИ ДОЗВУКОВОЙ СТРУЕЙ ВОЗДУХА С УЧЕТОМ ЗАКРУТКИ ПОТОКА

Рассматривается обтекание цилиндрической водоохлаждаемой модели равновесной дозвуковой струей диссоциированного воздуха, истекающей из разрядного канала ВЧ-плазмтрона ВГУ-4, для условий экспериментов: давление у стенки испытательной камеры $P = 80$ мбар, диапазон мощности ВЧ-генератора по анодному питанию $N_{ap} = 20 - 70$ кВт, соответствующие значения мощности, вкладываемой в плазму, $N_{pl} = 12.0 - 43.7$ кВт. Модель имеет диаметр 50 мм, закругленную кромку с радиусом закругления 11 мм (евромодель) и устанавливается на расстоянии Z_m от среза канала, разрядный канал и модель имеют общую ось, так что задача имеет цилиндрическую симметрию. Расход воздуха в разрядном канале во всех случаях 2.4 г/с.

Исходные данные для расчета обтекания модели получены в результате расчетов равновесного течения плазмы воздуха в разрядном канале плазмтрона ВГУ-4 по программе Alpha для всех режимов. Во всех случаях рассматривался цилиндрический канал диаметром 80 мм без насадков; детали расчета по программе Alpha приведены, например, в [1, 2]. Полученные для каждого режима радиальные профили параметров плазмы на выходе из разрядного канала, включая три компоненты скорости, используются далее для задания граничных условий при расчете дозвуковой закрученной струи во 2-й области. На рис. 1 показаны радиальные профили продольной $u(r; z = 0)$ и тангенциальной $w(r; z = 0)$ компонент скорости на срезе разрядного канала ($z = 0$), рассчитанные по программе Alpha для давления 80 мбар и трех значений мощности N_{ap} . Здесь z и r — продольная и радиальная координаты в цилиндрической системе координат, z отсчитывается от среза разрядного канала плазмтрона. Следует отметить, что профили тангенциальной компоненты скорости при $N_{ap} = 30, 50$ и 70 кВт различаются несильно, причем максимумы локализованы близко к расстоянию 20 мм от оси.

Для расчета дозвукового обтекания модели с учетом закрутки потока разработана модификация программы Beta — программа WBeta, включающая расчет тангенциальной компоненты скорости $w(z, r)$ во 2-й области. В качестве граничного условия для расчета $w(z, r)$ используется полученный ранее радиальный профиль $w_c(r)$ на выходе из разрядного канала. Программа WBeta реализует численное решение полных уравнений Навье—Стокса, при этом используется в основном тот же численный метод, что и в программе Beta, основанный на алгоритме SIMPLE Патанкара—Сполдинга [11]. Используется разностная сетка, сильно неравномерная в продольном и радиальном направлениях, позволяющая обеспечить достаточно много точек внутри относительно тонкого пограничного слоя вблизи лобовой поверхности модели. Важными результатами расчета по программе WBeta являются условная граница пограничного слоя на оси симметрии $z = Z_c, r = 0$ и набор безразмерных параметров на внешней границе пограничного слоя. Эти параметры будут использоваться при дальнейшем расчете течения в пограничном слое конечной толщины в окрестности точки торможения по программе Gamma.

Безразмерные параметры на внешней границе пограничного слоя, которые используются при расчете пограничного слоя, определяются следующими формулами:

$$\Delta = \delta/R_m \quad (1.1)$$

$$V_{e0} = u(Z_e, r = 0)/U_0 \quad (1.2)$$

$$\beta_e = u_1(Z_e) \quad (1.3)$$

$$\Omega = R_m du_1(z)/dz \quad (1.4)$$

$$u_1(z) = (R_m/U_0) \partial v(z, r)/\partial r \quad (1.5)$$

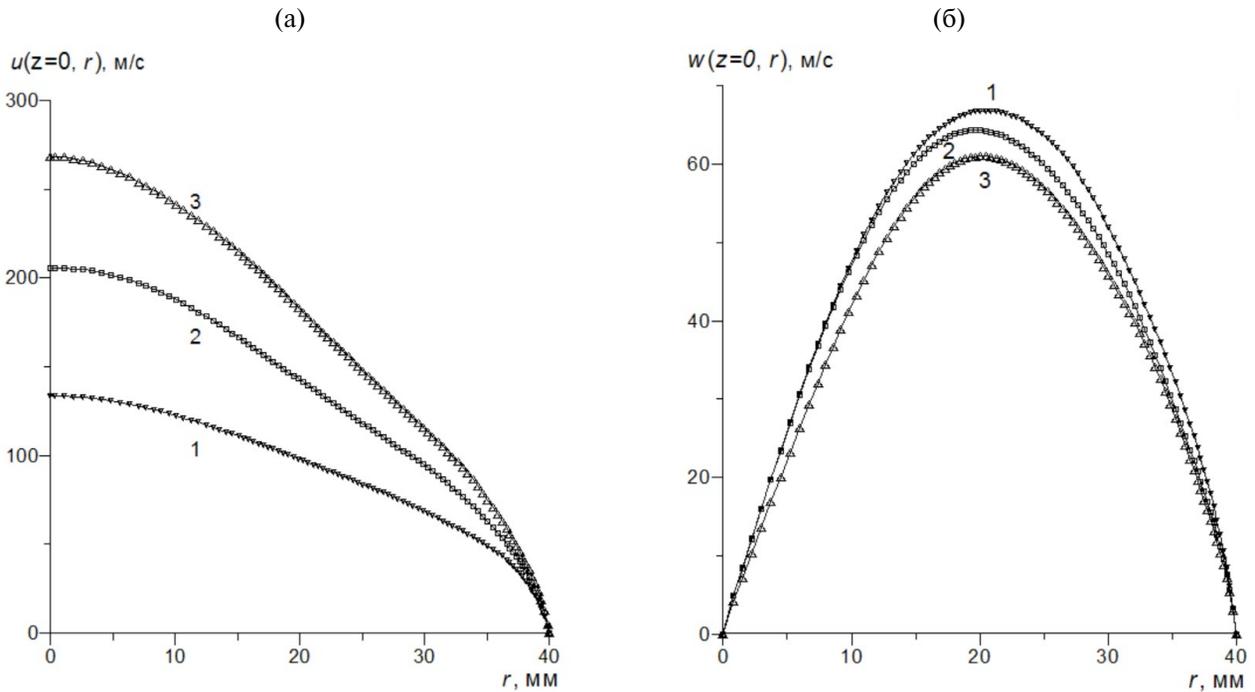


Рис. 1. Радиальные профили продольной (а) и тангенциальной (б) компонент скорости на срезе разрядного канала для трех значений мощности N_{ap} : 1 – 3 – $N_{\text{ap}} = 30, 50$ и 70 кВт.

Здесь δ — размерная толщина пограничного слоя; Z_e — продольная координата, соответствующая положению внешней границы пограничного слоя; индекс “e” обозначает значение на оси симметрии на внешней границе пограничного слоя; $U_0 = u(0, 0)$ — скорость потока на срезе канала на оси симметрии; $R_m = 25$ мм — радиус модели; $u_1(z)$ — безразмерный градиент скорости вдоль оси струи, при этом производная $\partial v(z, r)/\partial r$ в формуле (1.5) берется в окрестности оси симметрии $r = 0$; β_e — безразмерный градиент скорости на внешней границе пограничного слоя; Ω — параметр, характеризующий завихренность потока на внешней границе пограничного слоя.

Далее представлены результаты расчетов по программе WBeta и их сравнение с расчетами без учета закрутки. На рис. 2 показаны изолинии безразмерной функции тока $f(z, r)$, отнесенной к своему значению на стенке канала, в ядре струи для случая обтекания модели, расположенной на расстоянии $Z_m = 60$ мм от среза разрядного канала плазмотрона, для режима малой мощности $N_{\text{ap}} = 20$ кВт. Здесь и далее все расчеты проведены для давления $P = 80$ мбар. Верхняя часть рис. 2а — расчет с учетом закрутки, перед моделью при $z > 50$ мм образуется вихревая зона с отрицательными значениями функции тока и продольной компоненты скорости. Нижняя часть рис. 2б — расчет без учета закрутки, перед моделью нет вихревой зоны, а имеется относительно тонкий пограничный слой, функции тока и продольная компонента скорости положительные или равны нулю. На рис. 3 показаны изотермы T [К] при обтекании модели для того же режима, что и на рис. 2, с аналогичными обозначениями; а и б — результаты расчетов с учетом и без учета закрутки.

Появляющаяся при расчете обтекания модели с учетом закрутки при малой мощности плазмотрона $N_{\text{ap}} \leq 20$ кВт вихревая область перед передней критической точкой модели делает невозможной применение методики [1], разработанной в ИПМех РАН для расчета теплопередачи к модели по программе Gamma. Поэтому далее в работе рассматриваются режимы с мощностью $N_{\text{ap}} \geq 30$ кВт, для которых перед моделью имеется относительно тонкий пограничный слой и нет вихревой области.

Сравнение расчетов обтекания модели, проведенных с учетом и без учета закрутки для различных мощностей $N_{\text{ap}} \geq 30$ кВт показало, что влияние закрутки на изолинии f и изотермы мало в области ядра струи вблизи модели, но характер течения вдали от модели вблизи стенки испытательной камеры плазмотрона существенно меняется при учете закрутки.

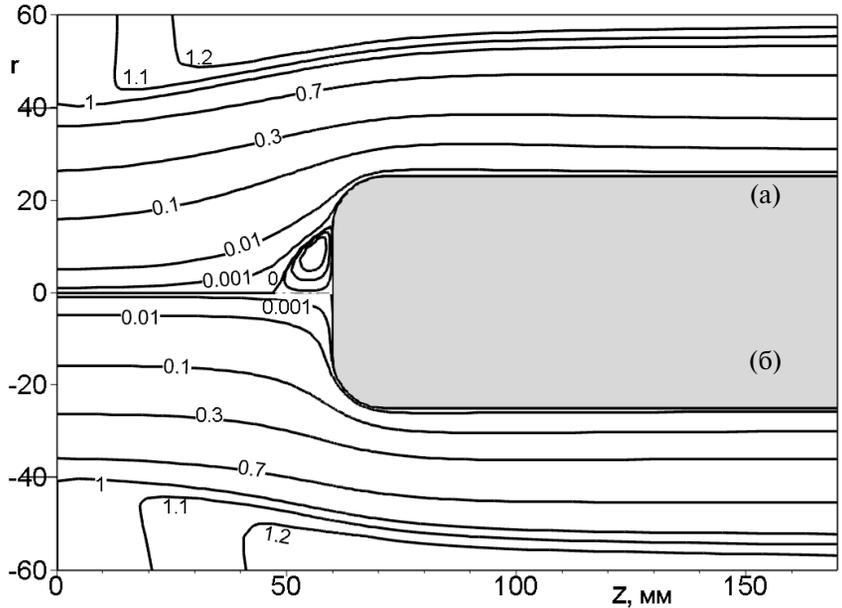


Рис. 2. Изолинии безразмерной функции тока в ядре струи для режима $N_{ap} = 20$ кВт, $Z_m = 60$ мм: (а) — расчет с учетом закрутки; (б) — расчет без учета закрутки.

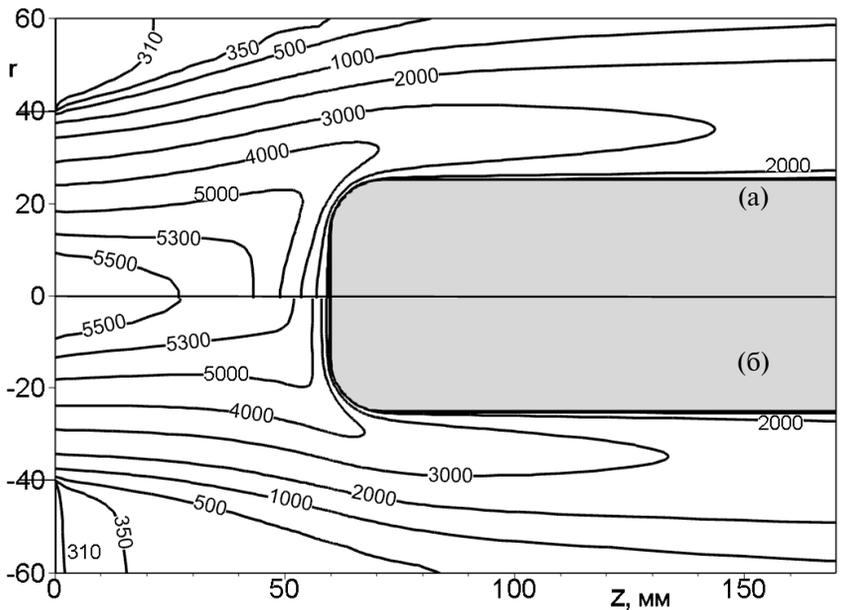


Рис. 3. Изотермы в ядре струи для режима $N_{ap} = 20$ кВт, $Z_m = 60$ мм: (а) — расчет с учетом закрутки; (б) — расчет без учета закрутки.

На рис. 4 и 5 показаны изолинии тангенциальной компоненты скорости $w(z, r)$ [м/с] и изолинии безразмерной функции тока $f(z, r)$ при обтекании модели во всей области испытательной камеры плазмотрона для режима $N_{ap} = 30$ кВт, $Z_m = 60$ мм. На верхней части рис. 5 а показаны результаты расчета с учетом закрутки потока, на нижней части б — без учета закрутки. Как видно из сравнения (а) и (б), учет закрутки приводит к исчезновению вихревой зоны вблизи стенки испытательной камеры, $z \sim 0 - 600$ мм, $r \sim 250 - 400$ мм.

На рис. 6 показано распределение энтальпии $h(z, 0)$ [МДж/кг] и температуры $T(z, 0)$ [К] вдоль оси симметрии от среза разрядного канала до переднего торца модели для трех режимов $N_{ap} = 30, 50, 70$ кВт, $Z_m = 60$ мм. Сплошными кривыми показаны расчеты с учетом закрутки, штриховые кри-

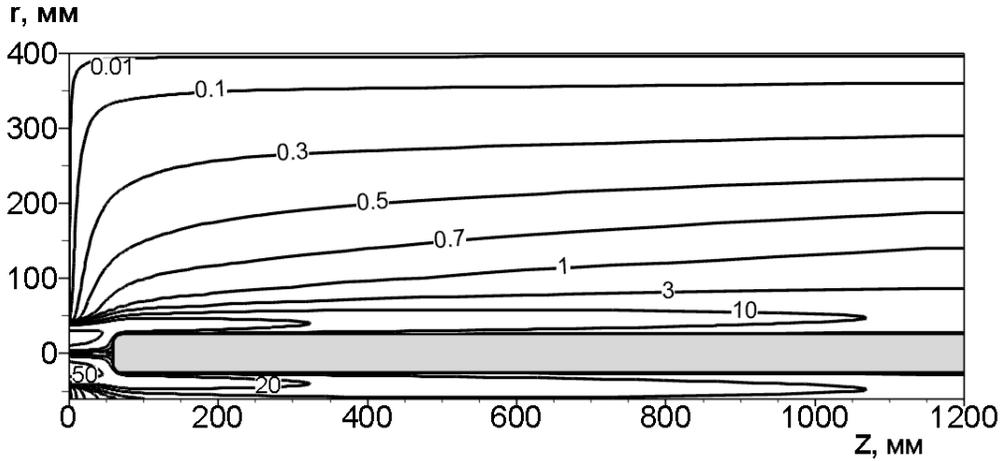


Рис. 4. Изолинии тангенциальной компоненты скорости $w(z, r)$ [м/с] во всей расчетной области для режима $N_{ap} = 30$ кВт, $Z_m = 60$ мм.

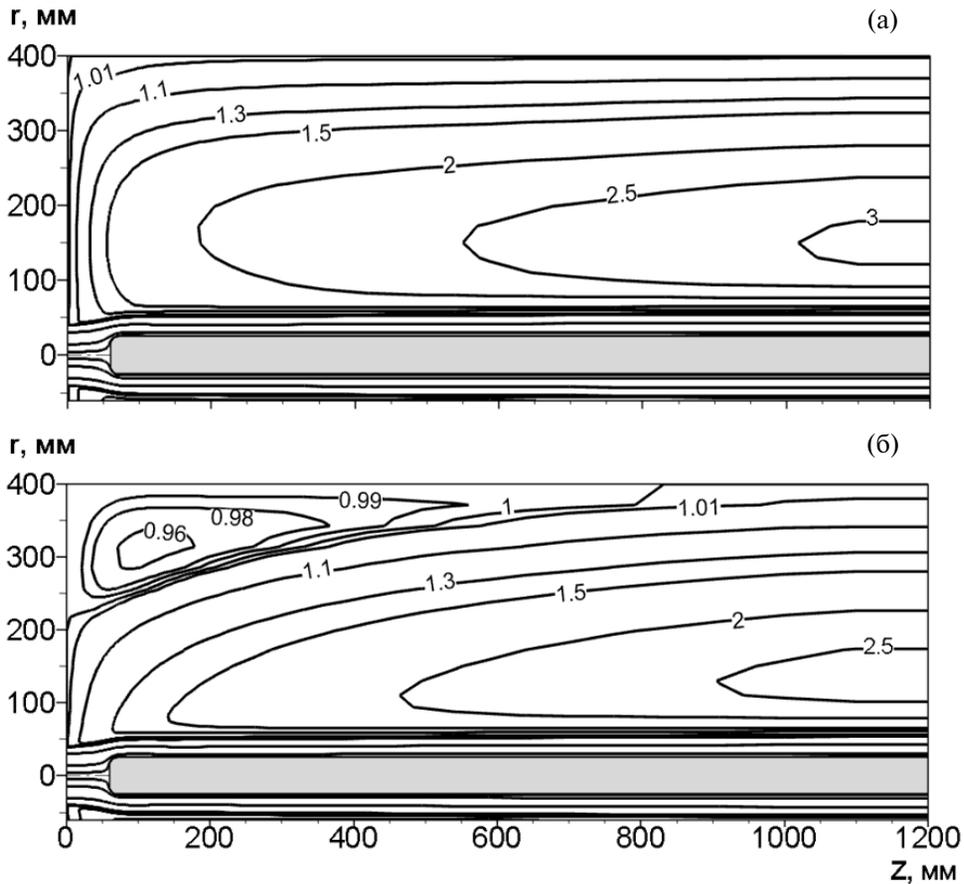


Рис. 5. Изолинии безразмерной функции тока во всей расчетной области для режима $N_{ap} = 30$ кВт, $Z_m = 60$ мм: (а) — расчет с учетом закрутки; (б) — расчет без учета закрутки.

вые — расчеты без учета закрутки. Учет закрутки практически не влияет на распределение энтальпии и температуры вне области пограничного слоя, а в области начала пограничного слоя при мощности $N_{ap} = 30$ кВт энтальпия и температура, полученные без учета закрутки, являются немного завышенными. При $N_{ap} \geq 50$ кВт учет закрутки практически не влияет на энтальпию и температуру в том числе и в области пограничного слоя. На рис. 6а символами “+” обозначено положение условной внешней

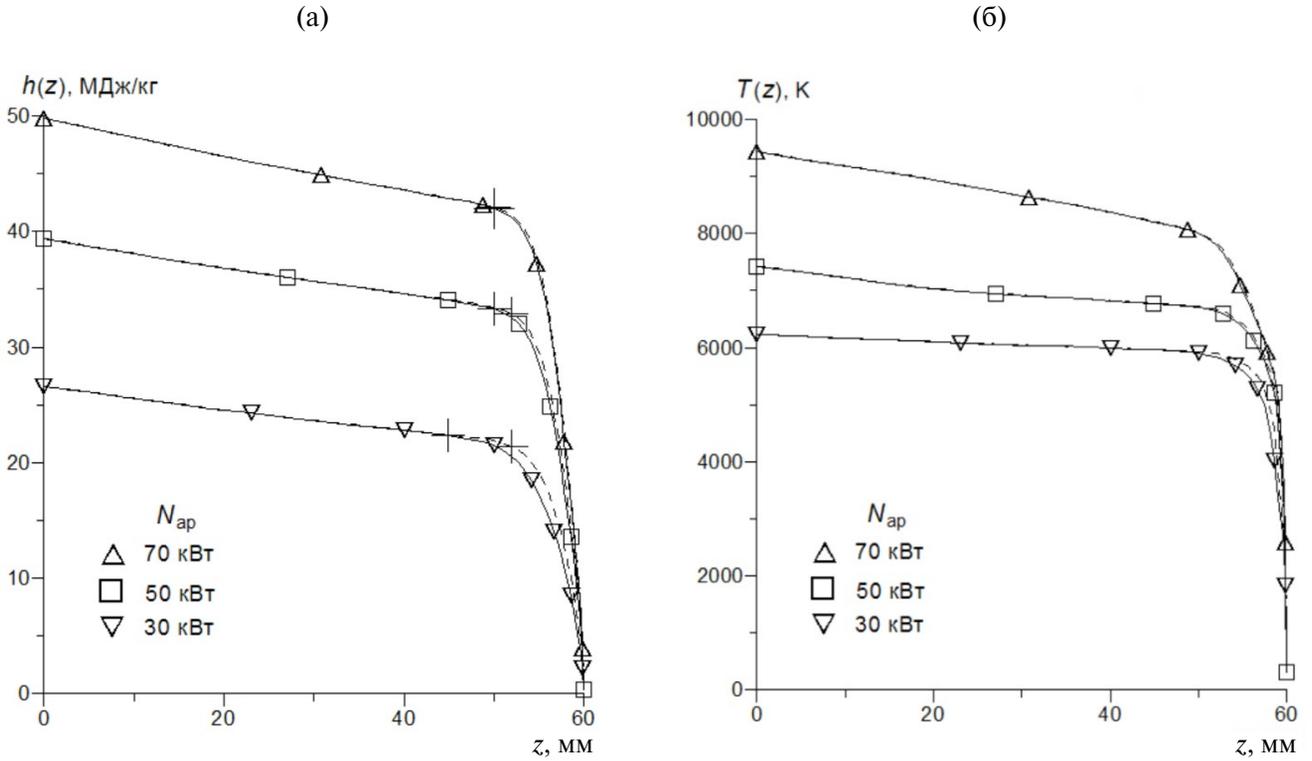


Рис. 6. Распределения энтальпии $h(z)$ (а) и температуры $T(z)$ (б) вдоль оси струи от среза канала до модели для трех значений мощности $N_{ap} = 30, 50, 70$ кВт; штриховые кривые — расчеты без учета закрутки.

границы пограничного слоя Z_e для соответствующих расчетов. Толщина пограничного слоя $\delta = Z_m - Z_e$, $Z_m = 60$ мм, полученная в расчетах без учета закрутки, оказывается заниженной для $N_{ap} = 30$ и 50 кВт, а для $N_{ap} = 70$ кВт положение внешней границы пограничного слоя совпадает в расчетах с учетом и без учета закрутки.

На рис. 7а,б показаны распределения безразмерных параметров $u(z, 0)/U_0$ и $u_1(z)$ для режимов $N_{ap} = 30$ и 70 кВт; здесь U_0 — скорость потока на срезе разрядного канала на оси симметрии, $u_1(z)$ определяется формулой (1.5). Сплошными и штриховыми кривыми показаны расчеты с учетом и без учета закрутки. Символами “+” на кривых обозначена условная внешняя граница пограничного слоя. Как видно из рис. 6, 7, закрутка потока слабо влияет на распределение энтальпии и температуры вдоль оси симметрии, в то же время влияние закрутки на безразмерную продольную компоненту скорости $u(z, 0)/U_0$ и на градиент радиальной компоненты скорости $u_1(z)$ существенно больше. Учет закрутки также существенно влияет на положение внешней границы пограничного слоя Z_e , которое определяется из условия максимума производной $du_1(z)/dz$, т.е. функция $u_1(z)$ вблизи Z_e должна быть близка к линейной. Для режима $N_{ap} = 30$ кВт расчет без учета закрутки дает значение Z_e , завышенное на 16%, что соответствует занижению толщины пограничного слоя δ на 46%. С увеличением мощности уменьшается влияние закрутки потока на толщину пограничного слоя δ и на параметры потока $h(z)$, $T(z)$, $u(z)$, $u_1(z)$ на оси симметрии ($r = 0$).

В табл. 1 приведены наборы безразмерных параметров (1.1)-(1.4) для шести режимов обтекания модели с закругленной кромкой, для трех значений мощности N_{ap} и двух значений Z_m , рассчитанных с учетом w — закрутки потока (первые строки) и без учета w (вторые строки). В целом, закрутка существенно влияет на безразмерные параметры при малой мощности $N_{ap} = 30$ кВт, но с увеличением мощности N_{ap} это влияние уменьшается. Например, влияние закрутки на параметр β_c составляет порядка 50% при $N_{ap} = 30$ кВт и уменьшается до 2% при увеличении мощности до 70 кВт. Имея в виду, что тепловой поток к холодной идеально каталитической стенке q_{wc} пропорционален $(\beta_c)^{1/2}$, получаем оценки 25% и 1% влияния закрутки на q_{wc} для малой и большой мощности N_{ap} .

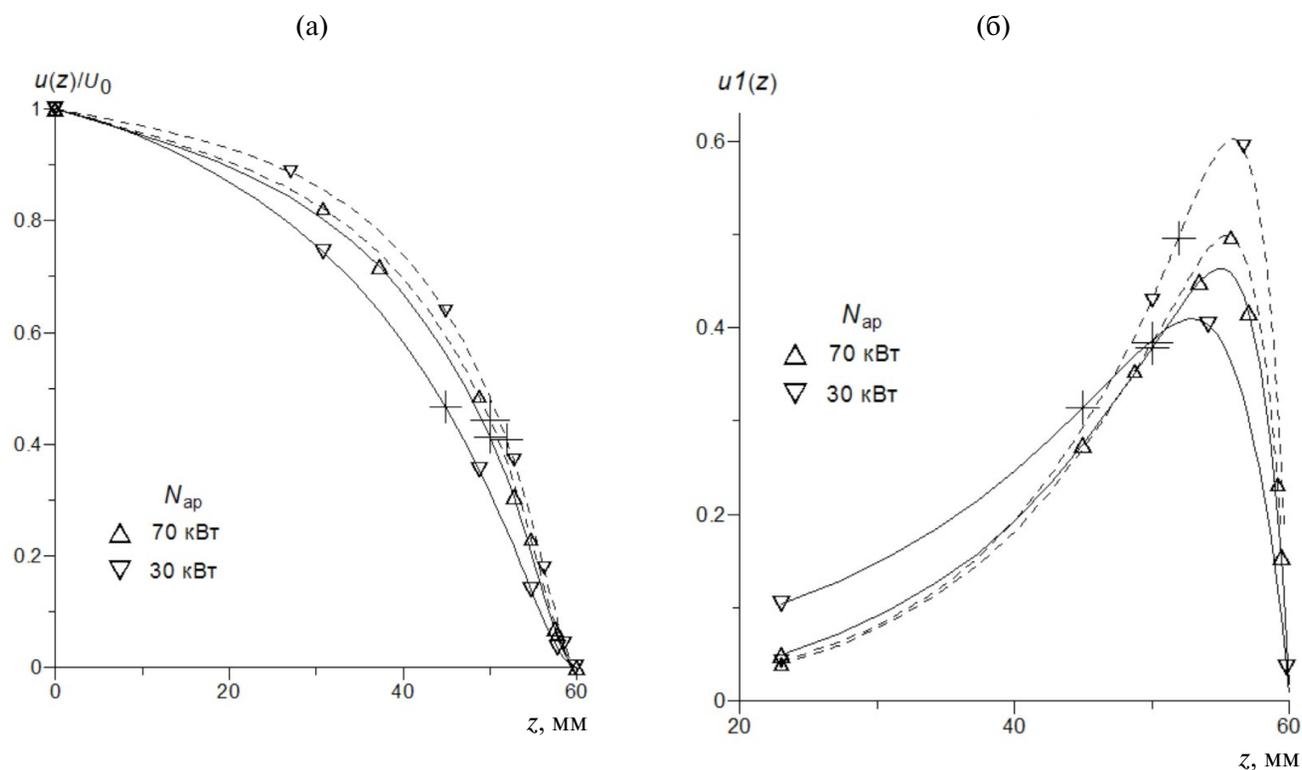


Рис. 7. Распределения безразмерных параметров — скорости $u(z)/u(0)$ (а) и градиента скорости $u_1(z)$ (б) вдоль оси струи для двух значений мощности $N_{ap} = 30$ и 70 кВт; штриховые кривые — расчеты без учета закрутки.

Таблица 1.

N_{ap} , кВт	Z_m , мм	Δ	β_c	V_{e0}	Ω	
30	60	0.604	0.315	0.466	0.365	с учетом w
		0.324	0.496	0.408	0.915	без учета w
50	60	0.400	0.407	0.413	0.621	с учетом w
		0.324	0.481	0.400	0.844	без учета w
70	60	0.400	0.378	0.413	0.564	с учетом w
		0.400	0.384	0.444	0.654	без учета w
30	80	0.604	0.284	0.405	0.307	с учетом w
		0.324	0.476	0.390	0.868	без учета w
50	80	0.400	0.385	0.389	0.592	с учетом w
		0.324	0.464	0.386	0.869	без учета w
70	80	0.400	0.366	0.394	0.613	с учетом w
		0.400	0.374	0.428	0.708	без учета w

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены численные исследования обтекания цилиндрической модели дозвуковой струей диссоциированного воздуха, истекающей из разрядного канала ВЧ-плазмотрона ВГУ-4 ИПМех РАН по модифицированной программе WBeta с учетом закрутки потока. Расчеты проведены для условий экспериментов, для варианта геометрии модели с закругленной передней кромкой, при давлении 80 мбар, в диапазоне мощности плазмотрона $N_{ap} = 30 - 70$ кВт и расстояния от среза разрядного канала до модели $Z_m = 60 - 90$ мм. Установлено, что параметр N_{ap} слабо влияет на радиальный профиль тангенциальной компоненты скорости w_c на срезе разрядного канала. Максимум w_c локализован на расстоянии, равном половине радиуса разрядного канала.

Сравнение расчетов с учетом и без учета закрутки потока в испытательной камере показало, что учет закрутки при малой мощности $N_{ap} \leq 20$ кВт приводит к появлению вихревой зоны перед моделью вблизи оси симметрии вместо относительно тонкого пограничного слоя. При увеличении мощности $N_{ap} \geq 30$ кВт вихревой зоны перед моделью больше нет, а имеется классический вариант относительно тонкого пограничного слоя перед моделью. При этом учет закрутки мало влияет на изолинии функции тока и изотермы в ядре струи перед моделью, но приводит к существенному изменению толщины пограничного слоя и безразмерного параметра Ω , характеризующего закрутку потока на внешней границе пограничного слоя.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена по теме Госзадания № 124012500440-9.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильевский С.А., Колесников А.Ф. Численное исследование течений и теплообмена в индукционной плазме высокочастотного плазмотрона. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Сер. Б. Том VII-1. Математическое моделирование в низкотемпературной плазме. Часть 2/ Под ред. Ю.П. Попова. М.: ЯНУС-К, 2008, С. 220–234.
2. Васильевский С.А., Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Чаплыгин А.В. Тепловой эффект поверхностного катализа в дозвуковых струях диссоциированного воздуха: эксперимент на ВЧ-плазмотроне и численное моделирование // Изв. РАН. МЖГ. 2020. № 5. С. 137–150.
3. Васильевский С.А., Колесников А.Ф., Якушин М.И. Определение эффективных вероятностей гетерогенной рекомбинации атомов в условиях влияния на тепловой поток газофазных реакций // ТВТ. 1991. Т. 29. № 3. С. 521
4. Власов В.И., Залогин Г.Н., Землянский Б.А., Кнотько В.Б. Методика и результаты экспериментального определения каталитической активности материалов при высоких температурах // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 5. С. 178.
5. Chazot O., Krassilchikoff H.V., Thomel J. TPS ground testing in plasma wind tunnel for catalytic properties determination // 46th AIAA Aerospace Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2008-1252, Jan. 2008.
6. Nguyen-Kuok S. Theory of low-temperature plasma physics. Springer International Publishing Switzerland, 2017. 495 с. DOI: 10.1007/978-3-319-43721-7
7. Сахаров В.И. Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазмотрона // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 6. С. 157–168.
8. Yu M., Takahashi Y., Kihara H., Abe K., Yamada K., Abe T. Numerical investigation of flow fields in inductively coupled plasma wind tunnels // Plasma Sci. Technol. 2014. V. 16. P. 930–940.
9. Власов В.И., Залогин Г.Н., Ковалев Р.В. Численное моделирование течения различных плазмообразующих газов в тракте ВЧ плазмотрона // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2018. Т. 19. №4. С. 2–23. DOI: 10.33257/PhChGD.19.4.775
10. Chazot O., Panerai F., Muylaert J. M., Thoemel J. Catalysis phenomena determination in plasmatron facility for flight experiment design // 48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, AIAA Paper. 2010. P. 1248.
11. Patankar S.V., Spalding D.B. Heat and mass transfer in boundary layers. London: Intertext Books. 1970.

EFFECT OF FLOW SWIRLING ON THE SUBSONIC AIR JET IN THE VGU-4 HF PLASMATRON

S. A. Vasil'evskii and A. F. Kolesnikov*

^a Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

**e-mail: koles@ipmnet.ru*

The effect of taking into account stream swirl when calculating the flow of a subsonic air plasma jet past a cylindrical model of 50 mm in diameter when the jet flows out from the discharge channel into the test chamber of the VGU-4 IPMech RAS HF plasmatron is studied. A comparison has been made of calculations of axisymmetric flow past the model based on the full Navier-Stokes equations taking into account (new results) and without taking into account (old results) the tangential velocity component w under the experimental conditions at a pressure of 80 mbar in a wide range of anode supply power at various distances from the plasmatron channel outlet to the model. It is shown that when calculating the VGU-4 plasmatron for a low power with taking into account flow swirl, the pattern of flow past the frontal part of the model is modified, namely, a vortex region is formed in front of the model instead of a relatively thin boundary layer. For moderate and high plasmatron power, the effect of taking into account swirl on the isolines of the dimensionless stream function and on the isotherms is small in the jet core region in front of the model, but is significant in the outer flow region in the test chamber.

Keywords: HF plasmatron, numerical modeling, subsonic jet, flow swirl, dissociated air.

УДК 537.525

СВЕРХЗВУКОВОЙ ПОТОК ГАЗА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С НОРМАЛЬНЫМ ТЛЕЮЩИМ РАЗРЯДОМ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

© 2024 г. С. Т. Суржиков

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

e-mail: surg@ipmnet.ru

Поступила в редакцию 08.08.2024 г.

После доработки 15.08.2024 г.

Принята к публикации 15.08.2024 г.

Представлены результаты численного исследования взаимодействия сверхзвукового потока молекулярного азота при скорости $M = 2$ и 5 с нормальным тлеющим разрядом в магнитном поле при давлении 0.6 Торр. Показано, что магнитное поле может как ускорять, так и замедлять движение токового столба разряда в газовом потоке в зависимости от поляризации вектора индукции магнитного поля. В отсутствие магнитного поля нормальный тлеющий разряд не сносится потоком, а движется с заметно меньшей скоростью, что является следствием влияния пограничных слоев газа вблизи поверхностей и с запаздыванием скорости ионизационных процессов в токовом столбе газоразрядной плазмы по отношению к скорости движения нейтрального газа, пронизывающего разряд.

Ключевые слова: нормальный тлеющий разряд в магнитном поле, диффузионно-дрейфовая модель, тлеющий разряд постоянного тока в сверхзвуковом потоке газа

DOI: 10.31857/S1024708424050123 **EDN:** NQFWFM

Исходной мотивацией численных исследований нормального тлеющего разряда в работах [1, 2] была попытка объяснить причину выполнения закона Геля [3], в соответствии с которым при увеличении полного тока через нормальный тлеющий разряд постоянного тока, плотность тока в центре токового столба на катоде не изменяется, но его радиус пропорционально увеличивается. Результаты систематических численных расчетов позволили объяснить механизмы локализации токового столба нормального тлеющего разряда [4].

На следующем этапе развития численных моделей тлеющего разряда были решены двумерные задачи о динамике нормального тлеющего разряда в поперечном к токовому столбу магнитном поле [5], о поведении нормального тлеющего разряда в азимутальном магнитном поле [6]. В первом случае разряд перемещался между электродами перпендикулярно магнитному полю, а во втором случае закручивался в азимутальном направлении. Однако, нарушения закона нормальной плотности тока замечено не было.

В данной работе рассмотрено поведение нормального тлеющего разряда в плоском канале со сверхзвуковым потоком молекулярного азота. Отличительной особенностью данной задачи является то, что в данном случае вблизи поверхностей формируются пограничные слои, где скорость потока существенно меньше скорости в центральной области течения, в которой, к тому же, может формироваться ударно-волновая структура. Отмеченные газодинамические особенности течения достаточно подробно изучены в монографии [7]. Предполагается, что они могут оказывать заметное влияние на электродинамическую структуру разряда. Изучение этого влияния и является предметом данной работы.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Расчетная схема задачи, решаемой в двухмерной постановке, показана на рис. 1. Газовая динамика сверхзвукового потока газа в плоском канале описывается уравнениями неразрывности и Навье—Стокса,

уравнением сохранения энергии относительно температуры газа, а также термическим и калорическим уравнениями состояния совершенного газа

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + S_{\mu,x} + F_{B,x}, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial y} + S_{\mu,y} + F_{B,y}, \quad (1.3)$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \operatorname{grad} T = \frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{V} \operatorname{grad} p + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \Phi_\mu + Q_J, \quad (1.4)$$

$$p = \rho \frac{R_0}{M_\Sigma} T = (\gamma - 1)e, \quad e = c_v T = \frac{c_p}{\gamma} T \quad (1.5)$$

где u, v — проекции вектора скорости \mathbf{V} на оси прямоугольной декартовой системы координат x и y ; ρ, p — плотность и давление; μ — динамический коэффициент вязкости; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; T — температура; λ — коэффициент теплопроводности; $R_0 = 8.314 \times 10^7$ эрг/(моль \cdot К) — универсальная газовая постоянная; $M_\Sigma = 28$ г/моль — молекулярный вес газа (в рассматриваемом случае — молекулярного азота); e, c_v — внутренняя энергия совершенного газа и удельная теплоемкость при постоянном объеме; $\gamma = 1.4$.

Электродинамика тлеющего разряда в магнитном поле описывается уравнениями диффузионно-дрейфовой модели, в которой первые два уравнения позволяют определить поля концентраций электронов и ионов, а уравнение Пуассона — распределение электрического потенциала и напряженности электрического поля $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$ [8]

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{e,x}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_{e,y}}{\partial y} = \dot{\omega}_i = \alpha \Gamma_e - \beta n_e n_i, \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma_{i,x}}{\partial x} + \frac{\partial \Gamma_{i,y}}{\partial y} = \dot{\omega}_i = \alpha \Gamma_e - \beta n_e n_i, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad (1.9)$$

где t — время; e — заряд электрона; n_e, n_i — объемная концентрация электронов и ионов; α, β — коэффициенты ионизации и рекомбинации; $\dot{\omega}_i$ — объемная скорость ионизационных процессов; компоненты векторов потоков электронов и ионов Γ_e, Γ_i рассчитываются по формулам [9]

$$\Gamma_{e,x} = -n_e \mu_{e,B} E_{e,x} - D_{e,B} \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad \Gamma_{e,y} = -n_e \mu_{e,B} E_{e,y} - D_{e,B} \frac{\partial n_e}{\partial y},$$

$$\Gamma_{i,x} = \frac{u + b_i v}{1 + b_i^2} + n_i \mu_{i,B} E_{i,x} - D_{i,B} \frac{\partial n_i}{\partial x}, \quad \Gamma_{i,y} = \frac{v - b_i u}{1 + b_i^2} + n_i \mu_{i,B} E_{i,y} - D_{i,B} \frac{\partial n_i}{\partial y}.$$

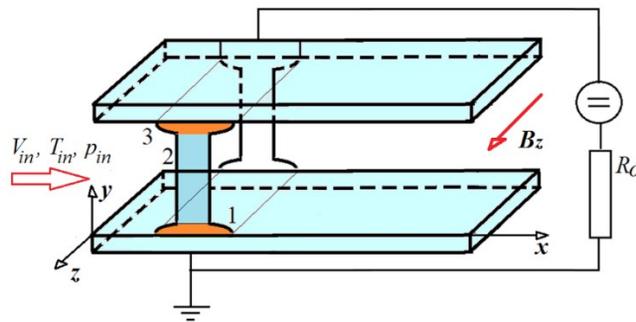


Рис. 1. Расчетная схема нормального тлеющего разряда в плоском канале с потоком газа.

Правая часть уравнений системы (1.2)–(1.4) содержат компоненты тензора вязких напряжений и диссипативную функцию

$$\begin{aligned} S_{\mu,x} &= \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right), \\ S_{\mu,y} &= \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} (\mu \operatorname{div} \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + 2 \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right), \\ \Phi_{\mu} &= \mu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right], \end{aligned}$$

а также компоненты $F_{B,x}$, $F_{B,y}$ магнитной силы $\mathbf{F}_B = [\mathbf{j} \times \mathbf{B}]$ и мощность джоулева тепловыделения в газе $Q_J = \eta(\mathbf{j} \cdot \mathbf{E})$, где \mathbf{j} , \mathbf{B} — векторы плотности тока и индукции магнитного поля; $\eta \sim 0.1 \div 0.9$ — коэффициент эффективности преобразования энергии электрического поля в нагрев газа. Представленные в данной работе результаты получены при $\eta = 0.5$.

В данной работе рассматривался частный двухмерный случай развития газодинамических и электродинамических процессов в переменных $x-y$, с вектором индукции внешнего магнитного поля, направленного только вдоль оси z $\mathbf{B} = \mathbf{e}_z B_z$, поэтому в системе электродинамических уравнений удобно использовать эффективные компоненты напряженности электрического поля [9]

$$E_{e,x} = E_x - b_e E_y, \quad E_{e,y} = E_y + b_e E_x, \quad E_{i,x} = E_x + b_i E_y, \quad E_{i,y} = E_y - b_i E_x. \quad (1.10)$$

В систему уравнений (1.6), (1.7) входят коэффициенты, определяющие связь искомым функций n_e , n_i , ϕ с элементарными процессами, протекающими в газоразрядной плазме

$$\begin{aligned} \mu_e &= \frac{e}{m_e \nu_{en}}, \quad \mu_i = \frac{e}{m_i \nu_{in}}, \\ D_e &= \frac{kT_e}{m_e \nu_{en}} = \mu_e T_e, \quad D_i = \frac{kT_i}{m_i \nu_{in}} = \mu_i T_i, \\ b_e &= \frac{\mu_e B_z}{c} = \frac{\omega_e}{\nu_e}, \quad b_i = \frac{\mu_i B_z}{c} = \frac{\omega_i}{\nu_{in}}, \quad \omega_e = \frac{eB}{m_e c}, \quad \omega_i = \frac{eB}{m_i c}, \\ \mu_{e,B} &= \frac{\mu_e}{1 + b_e^2}, \quad \mu_{i,B} = \frac{\mu_i}{1 + b_i^2}, \quad D_{e,B} = \frac{D_e}{1 + b_e^2}, \quad D_{i,B} = \frac{D_i}{1 + b_i^2}, \end{aligned}$$

где c — скорость света; m_e, m_i — масса электронов и ионов; ν_{en}, ν_{in} — частоты столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами; b_e, b_i — параметры Холла электронов и ионов; ω_e, ω_i — ларморовские частоты электронов и ионов (здесь температуры электронов и ионов измеряются в эВ).

Подвижность электронов рассчитывается по формуле

$$\mu_e = \frac{e}{m_e \nu_{e,n}} = \frac{1.76 \times 10^{15}}{\nu_{e,n}}, \quad \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$$

где типичное значение частоты столкновений электронов с нейтральными частицами принято равным

$$\nu_{e,n} = \frac{1}{\tau_{e,n}} = 4.2 \times 10^9, \quad \frac{1}{\text{с} \cdot \text{Торр}},$$

поэтому при измерении давления в торах

$$\mu_e = 4.5 \times 10 \frac{1}{p}, \quad \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}.$$

Подвижность ионов рассчитывается по формуле

$$\mu_i \approx 1.45 \times 10^3 \frac{1}{p}, \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}.$$

Температура электронов принята постоянной $T_e = 1 \text{ эВ} = 11610 \text{ К}$, а температура ионов равной температуре газа $T_i = T$. Коэффициент рекомбинации полагался постоянным $\beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$.

Первое слагаемое в правой части уравнений (1.6), (1.7) $\alpha \Gamma_e$, задающее скорость ионизационных процессов, определяется произведением коэффициента ионизации α и модуля вектора плотности потока электронов $\Gamma_e = \sqrt{\Gamma_{e,x}^2 + \Gamma_{e,y}^2}$. Коэффициент ионизации задается в форме 1-го ионизационного коэффициента Таунсенда, определяющего число пар заряженных частиц, рождаемых электроном в ускоряющем приведенном поле E/p на единице длины траектории своего движения. Этот эмпирический коэффициент, рекомендуемый в [3] для ряда газов, рассчитывается для молекулярного азота по следующей формуле:

$$\alpha(E) = pA \exp \left[-\frac{B}{(E/p)} \right] \frac{1}{\text{см} \cdot \text{Торр}}, A = 12 \frac{1}{\text{см} \cdot \text{Торр}}, B = 342 \frac{\text{В}}{\text{см} \cdot \text{Торр}}, E = |\mathbf{E}|.$$

Данные коэффициенты рекомендуются для диапазона изменения приведенного поля $\frac{E}{p} < 600 \text{ В}/(\text{см} \cdot \text{Торр})$.

Первый ионизационный коэффициент Таунсенда оставляется при учете магнитного поля без изменения, как характеристика ионизационных процессов при заданной плотности потока электронов и локального значения приведенного электрического поля E/p . А модификации подвергается плотность потока электронов $\Gamma_e \sim \mu_{e,B} \mathbf{E}_{\text{eff}}$, где компоненты эффективного электрического поля определяются формулами (1.10).

Очевидно, что при $b_e < 1$, т. е. в случае слабых магнитных полей, степень модификации объемной скорости ионизации оказывается не слишком заметной. Но при $b_e \gg 1$ получается заметное снижение скорости ионизации, что качественно верно отражает тенденцию снижения эффективности ионизационных процессов при учете магнитного поля. Однако, как будет показано ниже, на процессы ионизации в решаемой задаче оказывают большое влияние и другие факторы.

Несмотря на то, что горящий в газовом потоке тлеющий разряд является сильно неравновесным физическим объектом, влиянием всех неравновесных физико-химических процессов на газовую динамику пренебрегаем.

Граничные условия для газодинамической части задачи

$$x = 0 : u = u_{in}, v = 0, T = T_{in}, p = p_{in}, \rho = \rho_{in}$$

и условия второго рода для изменения функций вдоль потоковой координаты x на выходе из расчетной области, где газовый поток считается сверхзвуковым (тонкая дозвуковая область в пограничном слое у поверхности не приводит к нарушению устойчивости решения)

$$x = L_x : \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial x} = 0.$$

На поверхностях канала задаются условия прилипания и температура

$$y = 0, H_y : u = v = 0, T = T_w, \frac{\partial p}{\partial y} = 0,$$

где: H_y, L_x — высота и длина расчетной области.

Граничные условия для задачи о тлеющем разряде

$$x = 0 : \left(\frac{\partial n_e}{\partial x} \right) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial x} \right) = \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = 0,$$

$$y = 0 : \left(\frac{\partial n_i}{\partial y} \right) = 0, n_e = \chi n_i \mu_i \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \varphi = 0, \text{ (поверхность катода)}$$

$$y = H_y : \left(\frac{\partial n_e}{\partial y} \right) = 0, n_i = 0, \varphi = V, \text{ (поверхность анода)}$$

$$x = L_x, \left(\frac{\partial n_e}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial y} \right) = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = 0.$$

Здесь V — падение напряжения на электродах, $\chi = 0.1$ — коэффициент вторичной электронной эмиссии.

С целью расчета суммарного тока, протекающего через токовый столб разряда, учитывается внешняя электрическая цепь

$$\varepsilon = V + IR_0,$$

где I — разрядный ток; e — э.д.с. источника питания; R_0 — внешнее балластное сопротивление. Полный ток через разряд рассчитывается по формуле

$$I = \int_0^{L_x} (\mathbf{j}\mathbf{n})_k dx = \int_0^{L_x} (\mathbf{j}\mathbf{n})_a dx,$$

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к поверхности катода (к) и анода (а); \mathbf{j} — плотность тока, $\mathbf{j} = e(\Gamma_i - \Gamma_e)$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты структуры нормального тлеющего разряда в плоском канале проводились при неизменной величине э.д.с. источника питания $e = 1000$ В и омическом сопротивлении внешней электрической цепи $R_0 = 12$ кОм. На входе в канал задавалось давление $p_{in} = 0.6$ Торр, температура $T_{in} = 300$ К и одна из двух скоростей потока молекулярного азота $M = 2$ или $M = 5$. Два расчета структуры разряда были выполнены в покоящемся газе. В отсутствие магнитного поля получена классическая структура нормального тлеющего разряда, которая использовалась в качестве начальных условий во всех других расчетах. Расчет тлеющего разряда в магнитном поле без потока газа позволил оценить скорость движения токового столба за счет его взаимодействия с магнитным полем. После проведения указанных расчетов было выполнено исследование электродинамической структуры нормального тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа при противоположных поляризациях вектора индукции магнитного поля.

Рассмотрим поэтапно реализацию изложенной программы исследований. На рис. 2 показана электродинамическая структура классического нормального тлеющего разряда в молекулярном азоте при $p = 0.6$ Торр, $e = 1000$ В, $R_0 = 12$ кОм. Приведенные на рис. 2 обозначения функций будут использоваться ниже для всех рисунков. Подробный анализ закономерностей существования нормального тлеющего разряда выполнен в работах [5,8]. Здесь остановимся на важных для данной работы структурных элементах разряда.

Центр положительного столба разряда располагается при $x = 5.5$ см. В нем концентрации электронов и ионов практически одинаковы $n_e \approx n_i \approx 30 \times 10^9$ см⁻³. Обратим внимание на разное поведение концентраций заряженных частиц в продольном (вдоль оси x) направлении. Вблизи катода (нижняя поверхность канала) располагается катодный слой пространственного положительного заряда. Здесь концентрация электронов примерно на два порядка ниже концентраций ионов. Высота катодного слоя порядка $1 \div 2$ мм. В катодном слое наблюдается наибольшая концентрация ионов. Из рис. 2б видно, что ширина катодного слоя во много раз больше его высоты.

Вблизи верхней поверхности канала локализован анодный слой отрицательного объемного заряда. На самой поверхности концентрация ионов стремится к нулю. Положение токового столба тлеющего разряда хорошо идентифицируется по распределению электрического потенциала на рис. 2в. Хорошо видно, что наибольший градиент электрического потенциала сосредоточен в катодном слое, где формируется область наибольших значений напряженности электрического поля (рис. 2г). Следствием такой локали-

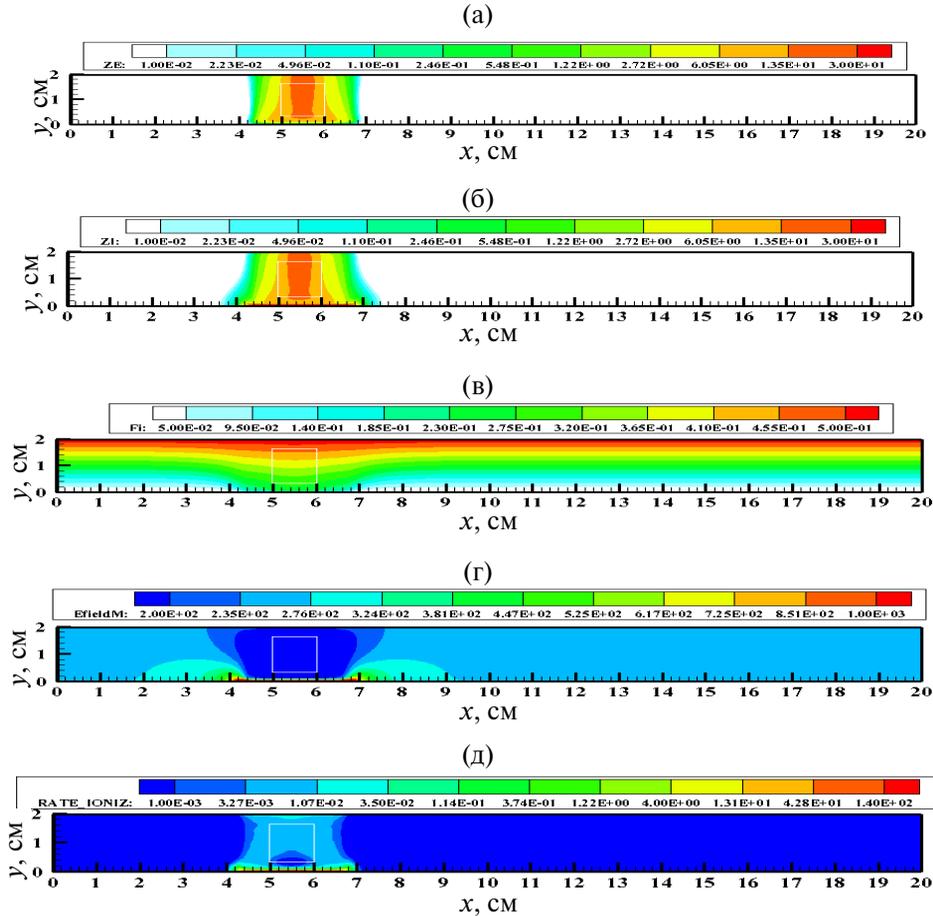


Рис. 2. Электродинамическая структура нормального тлеющего разряда в покое газе: (а) объемная концентрация электронов ($Z_E = n_e/n_0$) и (б) ионов ($Z_I = n_i/n_0$), (в) — электрический потенциал ($F_i = \varphi/\epsilon$), (г) модуль напряженности электрического поля в В/см ($E_{fieldM} = |\mathbf{E}|$), (д) объемная скорость рождения электрон-ионных пар в $1/(\text{см}^3\text{с})$ ($\text{Rate_Ioniz} = \dot{\omega}$). Белой рамкой показана область начального приближения конфигурации квазинейтральной плазмы. Здесь и далее $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

зации напряженности является локализация областей наибольшей скорости ионизационных процессов: в наибольшей степени вблизи катодного слоя и значительно меньше — у анодного слоя (рис.2д).

На рис. 3 показаны газодинамические функции в плоском канале при $M = 5$. Исходные данные для расчета при $M = 5$ и $M = 2$ были следующие: $p_{in} = 0.658 \times 10^4$ эрг/см³ (0.6 Торр), $T_{in} = 250$ К, $\rho_{in} = 0.918 \times 10^{-5}$ г/см³, $u_{in} = 1.57 \times 10^5$ см/с и $u_{in} = 0.65 \times 10^5$ см/с соответственно. Обратим внимание на элементы газодинамической структуры, которые важны для дальнейшего анализа тлеющего разряда. На распределении чисел Маха (рисунок 3а) видно наличие развивающихся вдоль поверхностей пограничных слоев, в которых скорость весьма быстро уменьшается к поверхности. Этот факт является принципиальным для понимания закономерностей формирования тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа, важные структурные элементы которого, такие, как катодный и анодный слой пространственного положительного и отрицательного заряда, сосредоточены как раз в узкой пристеночной зоне, то есть практически — в пограничных слоях газового потока.

В центральной области канала, где располагается квазинейтральная область положительного столба тлеющего разряда наблюдается почти однородный газовый поток со скоростью $u_{in} \approx 1.57 \times 10^5$ см/с. Область пограничных слоев характеризуется не только относительно низкой скоростью, но и возрастанием температуры нейтрального газа, которая оказывает заметное влияние на скорость ионизационных процессов (рис.3б).

Важной особенностью сверхзвукового движения газа в плоском канале является формирование неоднородных полей давления и плотности (рис. 3в,г). Как уже отмечалось, детальный анализ указанных газодинамических закономерностей выполнен в монографии [7].

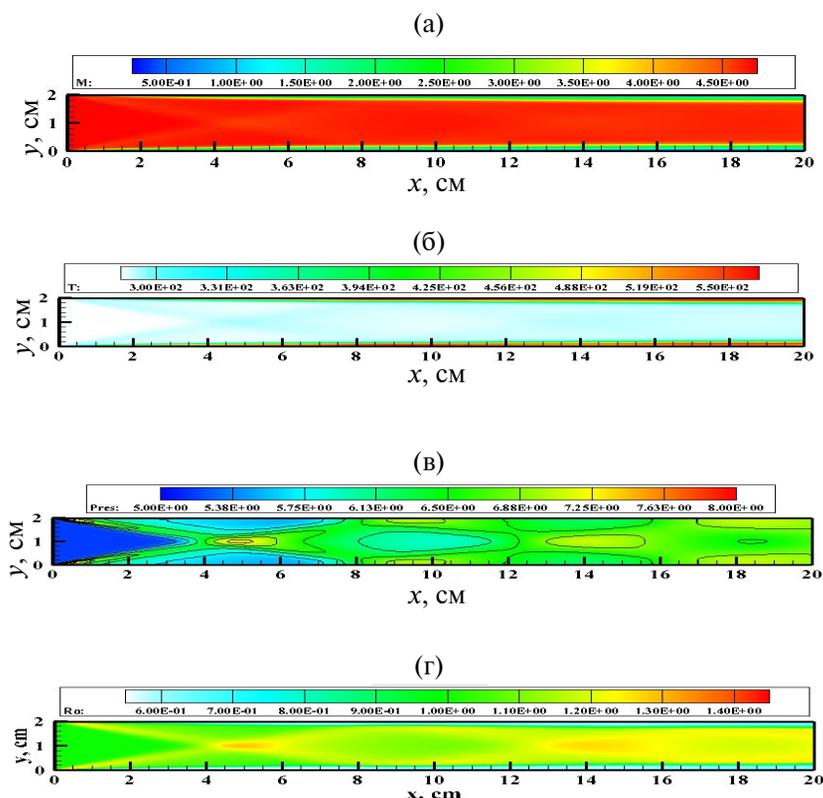


Рис. 3. Газовая динамика плоского канала при $M = 5$: а) — числа Маха, б) — температура в К, в) — давление в Торр, г) — плотность ($Ro = \rho/\rho_{in}$).

Рассмотрим динамику тлеющего разряда в магнитном поле индукций $B_z = -0.01$ Тл без учета потока нейтрального газа. На рис. 4 показаны распределения концентраций электронов и ионов, а на рис. 5 представлены модули напряженности электрического поля и объемной скорости ионизационных процессов в три последовательных момента времени после начала движения разряда от состояния равновесия (без магнитного поля). С использованием приведенных данных можно оценить скорость движения токового столба в положительном направлении оси x $U \approx 60$ см/с.

Заметим, что направление перемещения токового столба легко оценить с использованием электродинамического правила “левой руки” [10]. Вблизи нижней поверхности направление тока от анода к катоду (по определению — это ток ионов). Поэтому в магнитном поле с отрицательным направлением вектора индукции магнитного поля (против оси z) генерируемая в столбе магнитная сила направлена в положительном направлении оси x . С целью проверки симметрии конечно-разностных операторов в разработанном компьютерном коде аналогичные расчеты при $B_z = +0.01$ Тл подтвердили идентичность результатов при движении плазменного столба в отрицательном направлении оси x . Относительно характера перемещения тлеющего разряда отметим следующее. После включения магнитного поля наблюдается начальная фаза взаимодействия с ним токового столба газоразрядной плазмы. В тлеющем разряде наблюдаются колебания ионных и электронных концентраций. Этот эффект был отмечен в [8]. На рисунках 4а и 4г частично отражена эта фаза процесса. После завершения колебательного процесса токовый столб начинает двигаться примерно с постоянной скоростью в положительном направлении оси x . Примечательно, что на рисунке 4д видна фаза запаздывания дрейфа ионов к катоду (область повышенной концентрации ионов при $5 \text{ см} \leq x \leq 7 \text{ см}$). Электроны, обладающие большей подвижностью, уже покинули эту область. По причине меньшей подвижности и коэффициентов диффузии ионов, при движении разряда вдоль поверхности область катодного слоя запаздывает по сравнению с анодным слоем. Распределения модуля напряженности электрического поля и скорости ионизационных процессов в последовательные моменты времени (рис.5) показывает их локализацию вблизи катодной и анодной поверхностей.

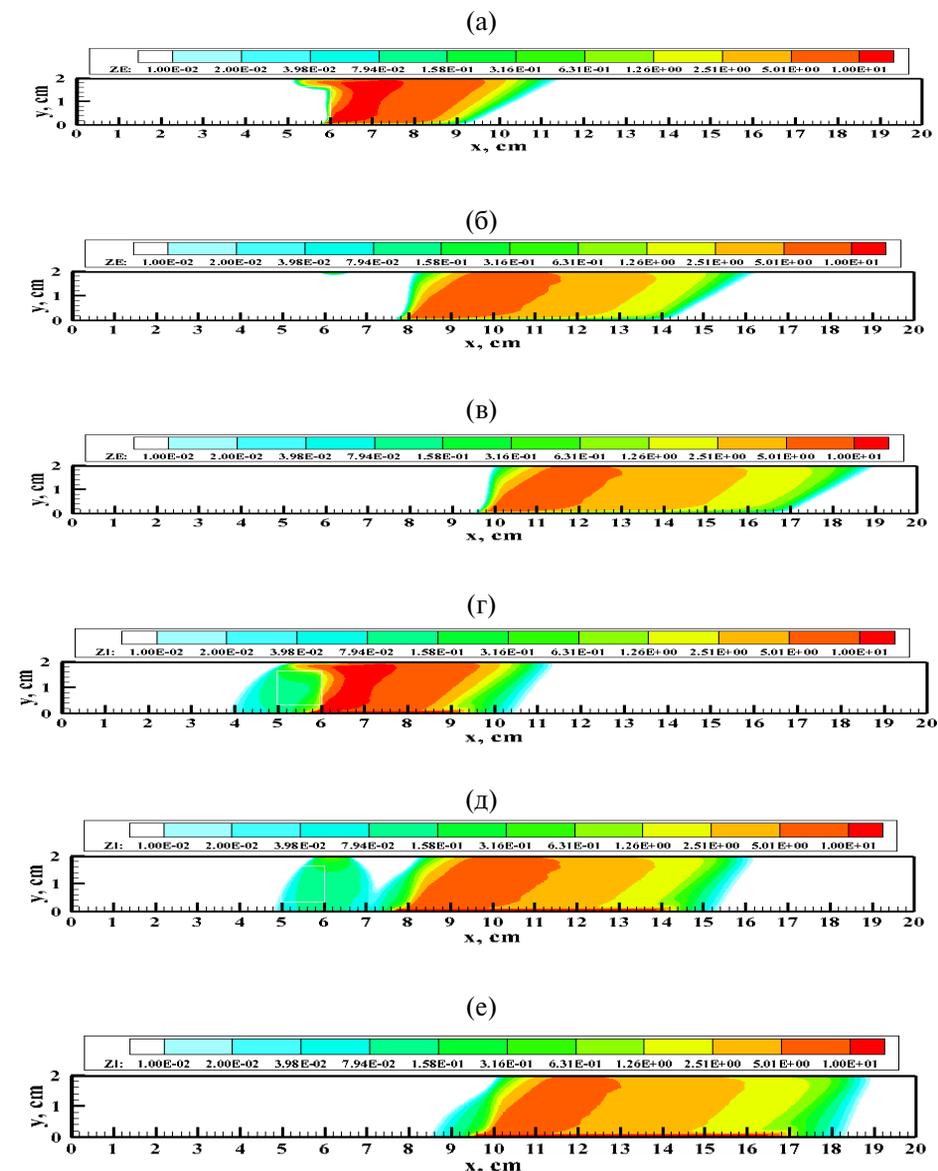


Рис. 4. Распределение концентраций электронов (а, б, в) и ионов (г, д, е) в последовательные моменты времени $t = 25.2$ мс (а, г), 76.8 мс (б, д) и 107 мс (в, е) движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = -0.01$ Тл без газового потока.

Последующая серия расчетов была посвящена изучению закономерностей движения тлеющего разряда без магнитного поля в газовых потоках при разных скоростях. До начала анализа полученных данных можно было бы предположить, что нормальный тлеющий разряд сносится потоком, поскольку вся нижняя и верхняя поверхности являются электродами, не имеющими границ, которые не могут ограничивать перемещения, как это наблюдается в аномальном тлеющем разряде [9]. Однако, конечно же, это не так, поскольку динамика токового столба в первую очередь определяется подвижностями заряженных частиц в электрическом поле и скоростью ионизационных процессов. То, что ионы имеют дрейфовые скорости, соизмеримые со скоростями движения нейтральных частиц несомненно оказывает влияние на перемещение токового столба, однако не является определяющим фактором. На рис. 6 и 7 показаны поля электронных и ионных концентраций в близкие моменты времени после начала движения при скорости потока $M = 2$ и $M = 5$ соответственно. Оценка скоростей перемещения токового столба вдоль канала дает $U(M = 2) = 42$ см/с и $U(M = 5) = 400$ см/с. Отметим хорошее сохранение токового столба при постепенном увеличении его поперечных размеров.

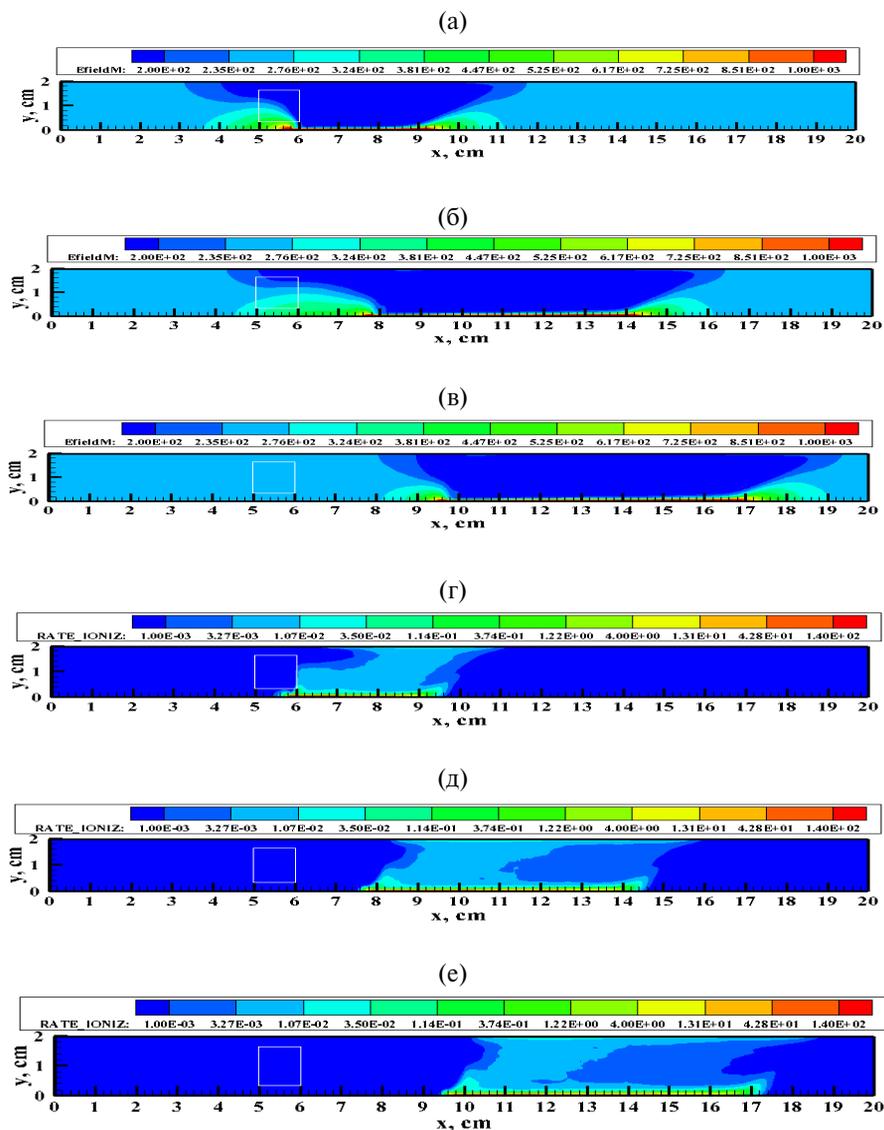


Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля (а, б, в) и скорости ионизационных процессов (г, д, е) в последовательные моменты времени $t = 25$ мс (а, г), 76.8 мс (б,д) и 107 мс (в, е) движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = -0.01$ Тл без газового потока.

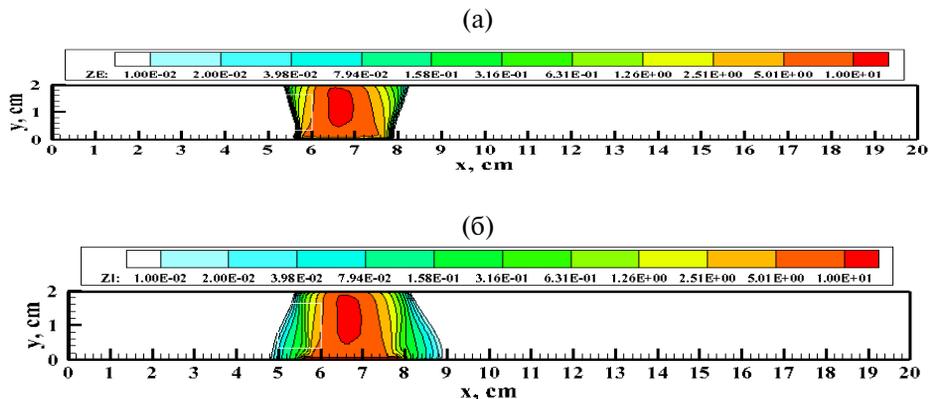


Рис. 6. Распределение концентраций электронов (а) и ионов (б) через $\Delta t = 26$ мс после начала движения разряда в потоке $M = 2$ без магнитного поля.

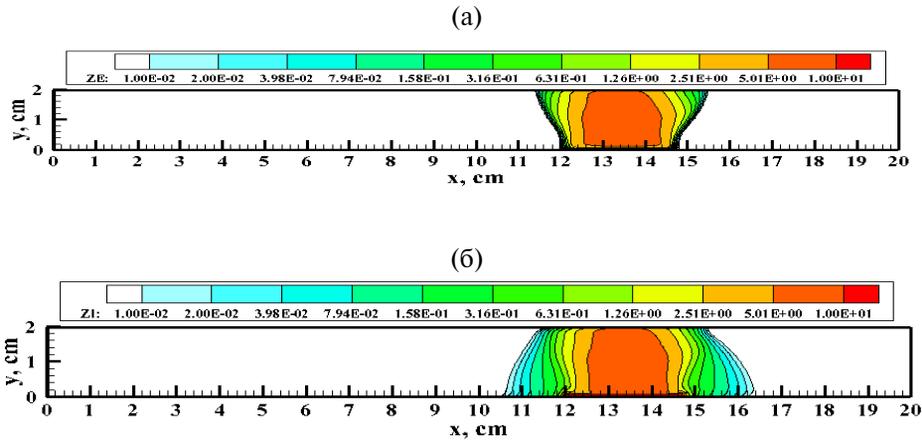


Рис. 7. Распределение концентраций электронов (а) и ионов (б) через $\Delta t = 24$ мс после начала движения разряда в потоке $M = 5$ без магнитного поля.

На рис. 8 показаны результаты расчетов нормального тлеющего разряда в потоке молекулярного азота при $M = 2$ и $B_z = -0.01$ Тл. Сравнивая распределения электронных и ионных концентраций в близкие моменты времени без учета магнитного поля и с учетом при $t = 26$ мс (рис. 6а, б) и $t = 24,8$ мс (рис. 8в и 8е) соответственно, отчетливо видим, что магнитное поле с отрицательной поляризацией вектора магнитной индукции весьма заметно ускоряет смещение токового столба в положительном направлении оси x .

В данном случае оценка скорости смещения дает величину $U = 85$ см/с, заметно меньшую, чем скорость газа в центре канала, но большую, чем смещение в потоке $M = 5$ при отсутствие магнитного поля. Обращает на себя внимание постепенное изменение формы токового столба, характерное для учета магнитного поля (сравните с рис. 4). Как и прежде отметим заметно более быстрый уход электронов из периферийных областей токового столба, чем ионов. Естественно, что при скорости потока $M = 5$ с учетом магнитного поля с отрицательной поляризацией вектора магнитной индукции $B_z = -0.01$ Тл (рис. 9) наблюдается более быстрое смещение столба разряда. К моменту времени $t = 16,9$ мс (при $M = 5$) положительный столб разряда сместился примерно на 6 см (рис. 9в, е), в то время, как к моменту времени $t = 24,8$ мс (при $M = 2$) смещение составило примерно 1 см (рис. 8в, е). Скорость смещения в этом случае оценивается $U = 380$ см/с.

Как уже отмечалось, в случае положительной поляризации вектора магнитного поля тлеющий разряд смещается в противоположную сторону. Это означает, что смещение токового столба в потоке газа должно замедлиться в лабораторной системе координат. Это отчетливо видно на результатах расчета при разных скоростях потока и $B_z = +0.01$ Тл. Сравнивая рис. 10 и 11, где показаны поля концентраций электронов и ионов при $M = 2$ и $M = 5$ видим, что при $M = 2$ токовый столб смещается в положительном направлении оси x с очень низкой скоростью, в данном случае — $U = 7$ см/с. Поля концентраций на рис. 10а и 10в соответствуют моменту времени $t = 5,3$ мс после начала движения от конфигураций, показанных на рис. 2а, б, а на рис. 10б и 10г — моменту времени $t = 34,2$ мс. Отметим запаздывание смещения анодного слоя, где в большей степени проявляется влияние магнитного поля. Для большей скорости потока ($M = 5$, рис. 11) также хорошо видно заметное торможение смещения разряда, особенно при сравнении с рис. 9. В данном случае скорость смещения оценивается величиной $U \approx 200$ см/с.

На рис. 12 и 13 показаны поля модуля напряженности поля и скорости ионизационных процессов для случая положительной поляризации вектора магнитной индукции при скорости потока $M = 2$ и 5. Следует отметить качественные изменения в структуре поля скорости ионизации в сравнении с рис. 14 и 15 ($B_z = -0.01$ Тл). При $B_z = +0.01$ Тл область повышенной скорости ионизации у катода смещается вправо быстрее, чем у анода. В этом проявляется особенность горения разряда в газовом потоке: ионы значительно более чувствительны к скоростям нейтральных частиц. Электроны, скорости которых на 2–3 порядка больше, более чувствительны к искажению вектора напряженности электрического поля, связанного с внешним магнитным полем.

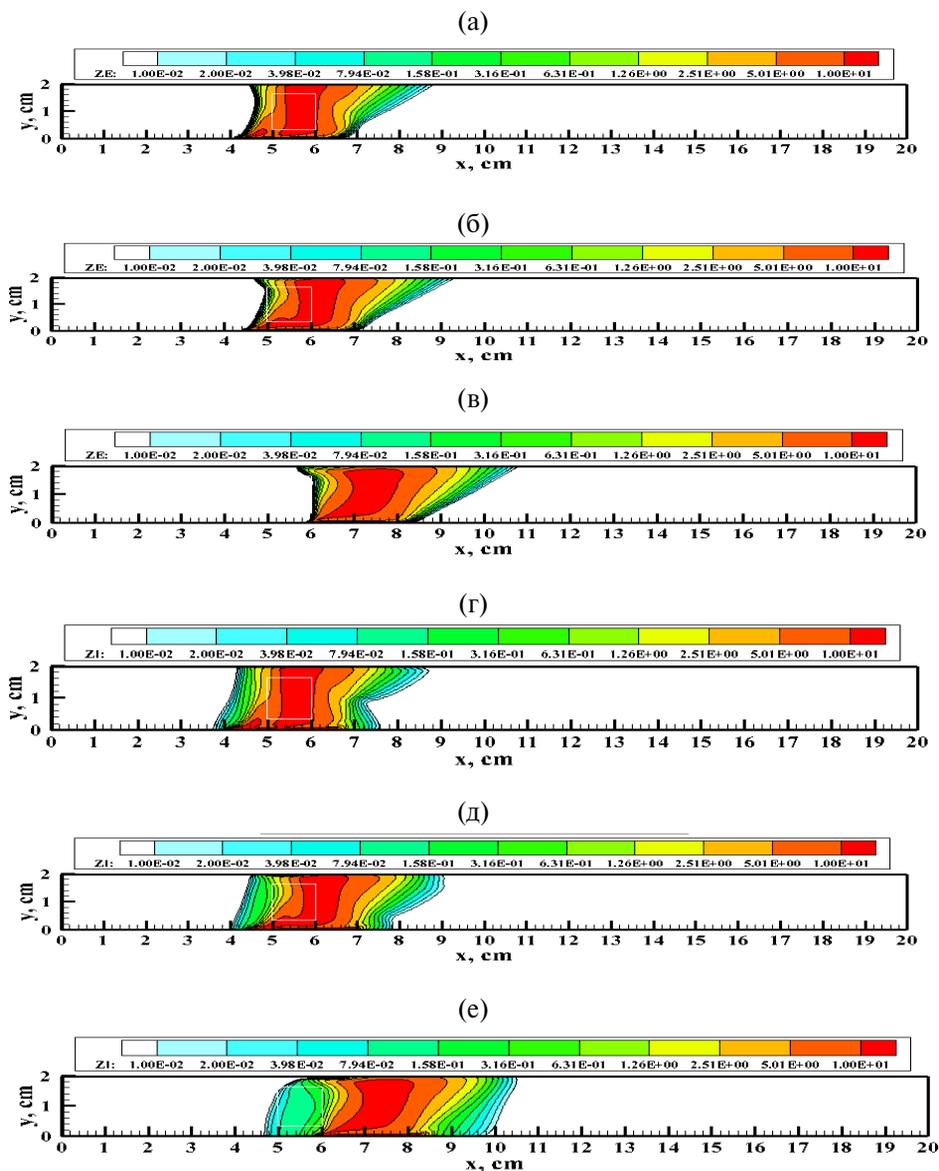


Рис. 8. Распределение концентраций электронов (а, б, в) и ионов (г, д, е) в последовательные моменты времени $t = 2.4$ мс (а, г), 8 мс (б, д) и 24.8 мс (в, е) после начала движения разряда в потоке $M = 2$ с магнитным полем $B_z = -0.01$ Тл.

До настоящего момента рассматривалось только влияние движения нейтрального газа на структуру токового столба. Однако оказывается, что даже несмотря на то, что рассматриваемый тлеющий разряд является очень маломощным (в рассматриваемом случае типичная мощность оценивается величиной ≈ 1 Вт), можно увидеть и влияние разряда на газовую динамику. На рис. 16 показаны профили коэффициента давления

$$C_p = \frac{p - p_{in}}{0.5\rho_{in}V_{in}^2}$$

вдоль нижней поверхности примерно для одинаковых моментов времени после начала движения разряда. Хорошо видно, что при $M = 2$ наблюдается заметно большее, чем при $M = 5$, влияние разряда. Последний факт не вызывает удивления, поскольку для возмущения течения при большей скорости требуется большая энергия.

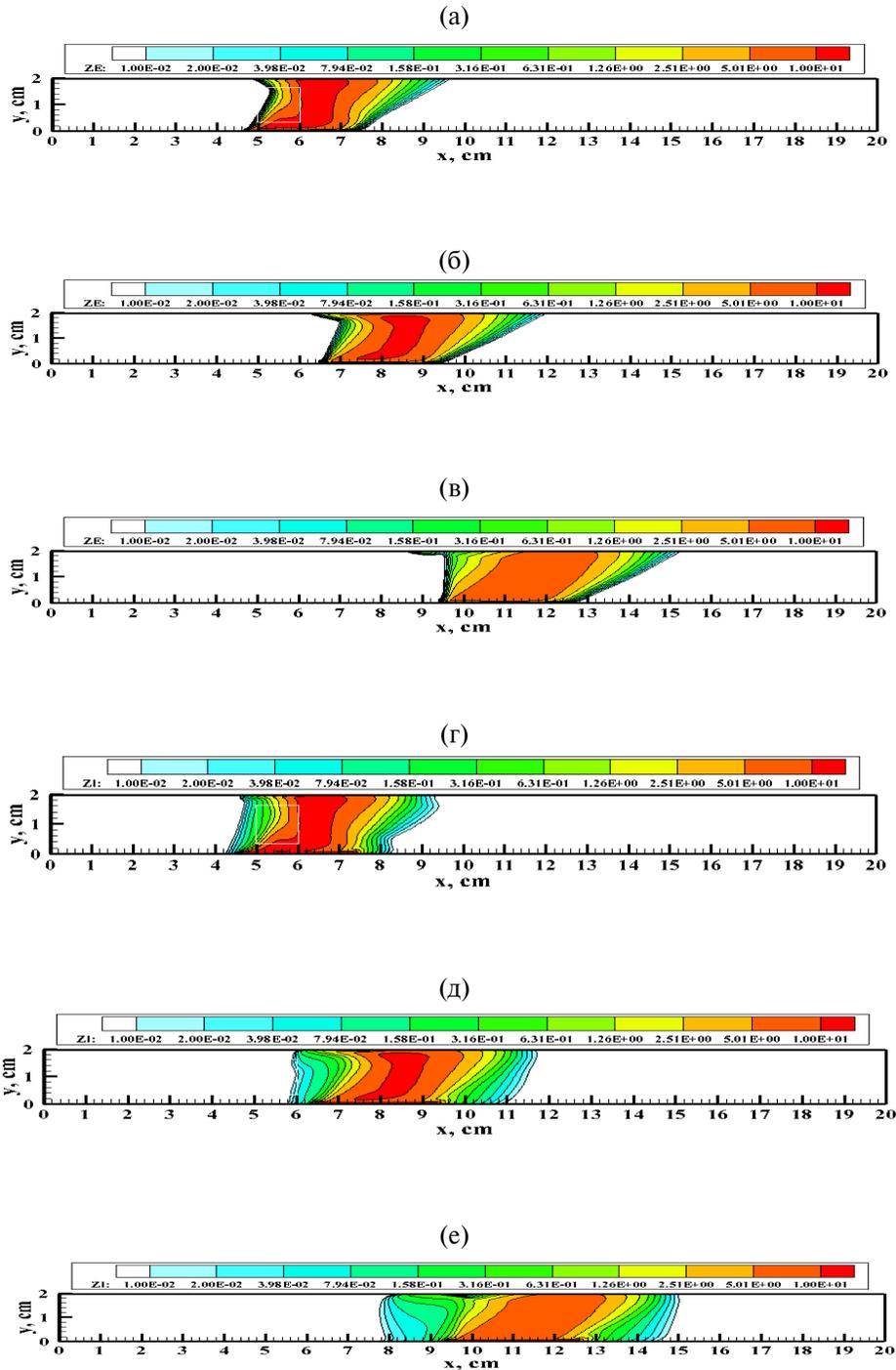


Рис. 9. Распределение концентраций электронов (а, б, в) и ионов (г, д, е) в последовательные моменты времени $t = 2.5$ мс (а, г), 8.4 мс (б, д) и 16.9 мс (в, е) после начала движения разряда в потоке $M = 5$ с магнитным полем $B_z = -0.01$ Тл.

В табл.1 подведен итог расчетам скорости перемещения токового столба нормального тлеющего разряда при двух скоростях потока молекулярного азота. В первой части таблицы приведены скорости движения газа в центре канала, которые соответствуют заданным числам Маха. Во второй части таблицы приведены приближенные значения скоростей перемещения U токового столба в разных условиях горения нормального тлеющего разряда. Представленные данные наглядно иллюстрируют влияние скорости газового потока и поляризации индукции магнитного поля на скорость перемещения U .

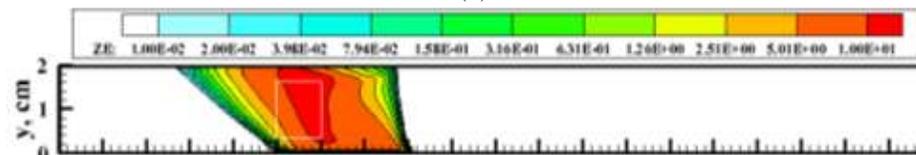
Таблица 1. Скорость нейтрального газа в центре канала и скорость перемещения токового канала в положительном направлении оси x при разных исходных данных

Газодинамика плоского канала без разряда		
M		u , см/с
2		0.65×10^5
5		1.57×10^5
Газодинамика плоского канала с разрядом		
M	B_z , Тл	U , см/с
2	0	42
5	0	300
0	0	0
0	-0.01	60
2	-0.01	85
5	-0.01	380
2	+0.01	7
5	+0.01	200

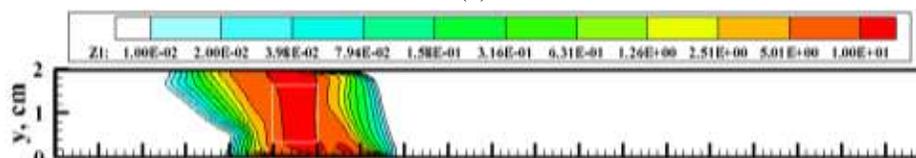
(a)



(б)



(в)



(г)

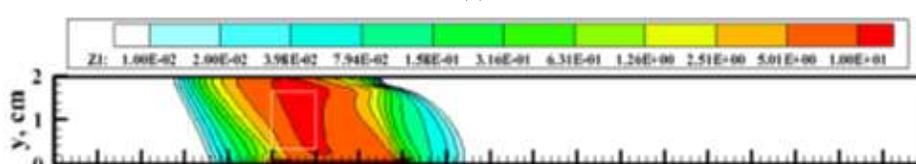


Рис. 10. Распределение концентраций электронов (а, б) и ионов (в, г) в последовательные моменты времени $t = 5.3$ мс (а, в) и 34.1 мс (б, г) после начала движения разряда в потоке $M = 2$ с магнитным полем $B_z = +0.01$ Тл.

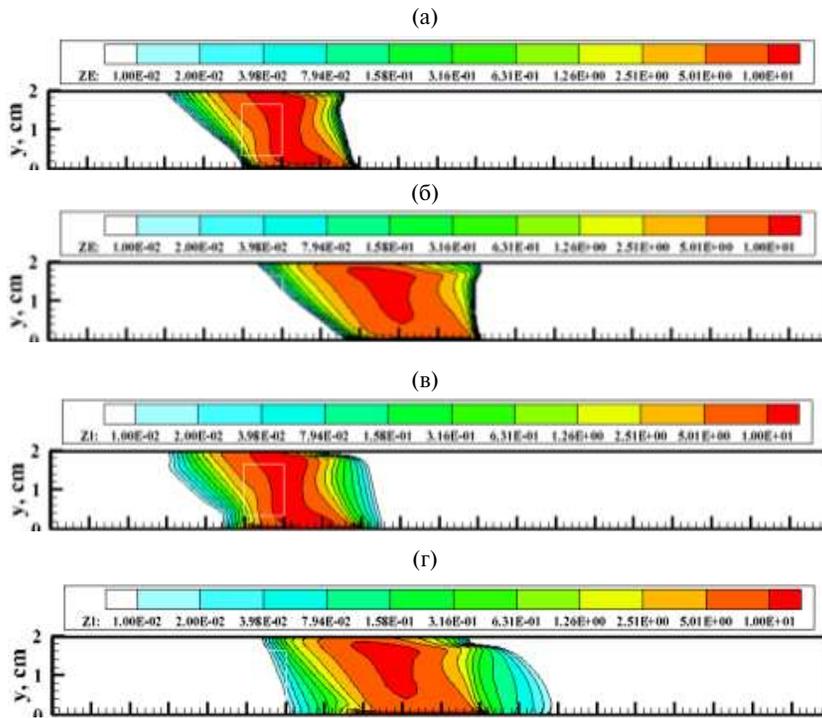


Рис. 11. Распределение концентраций электронов (а, б) и ионов (в, г) в последовательные моменты времени $t = 2.8$ мс (а, в) и 16.2 мс (б, г) после начала движения разряда в потоке $M = 5$ с магнитным полем $B_z = +0.01$ Тл.

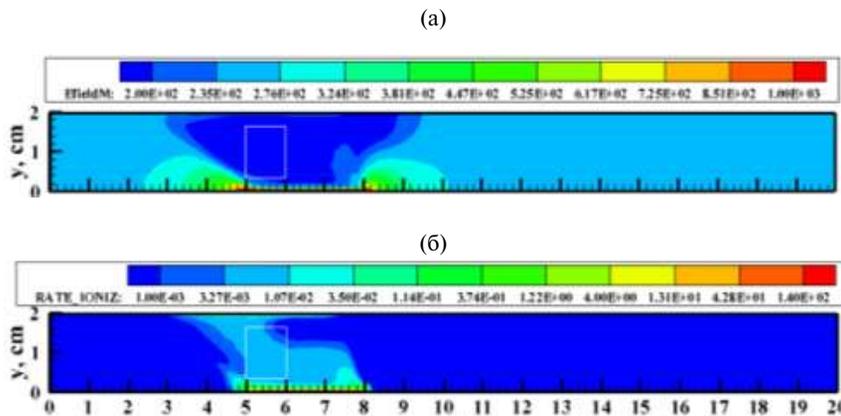


Рис. 12. Распределение напряженности электрического поля и скорости ионизационных процессов в момент времени $t = 34.2$ мс после начала движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = +0.01$ Тл и в потоке $M = 2$.

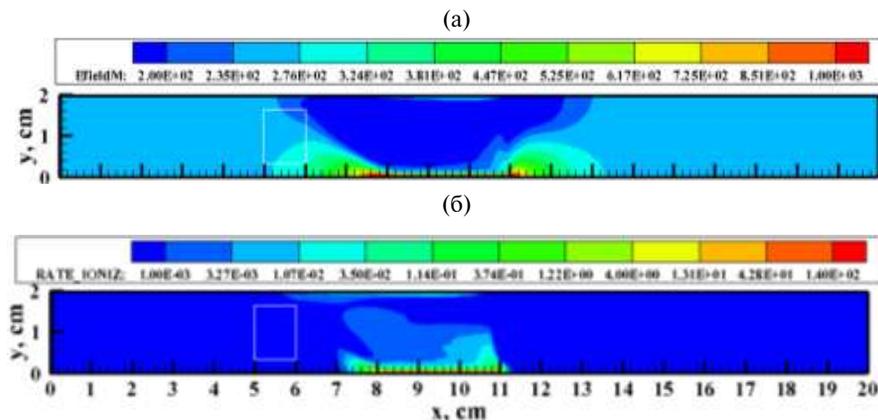


Рис. 13. Распределение напряженности электрического поля и скорости ионизационных процессов в момент времени $t = 16245$ мкс после начала движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = +0.01$ Тл и в потоке $M = 5$.

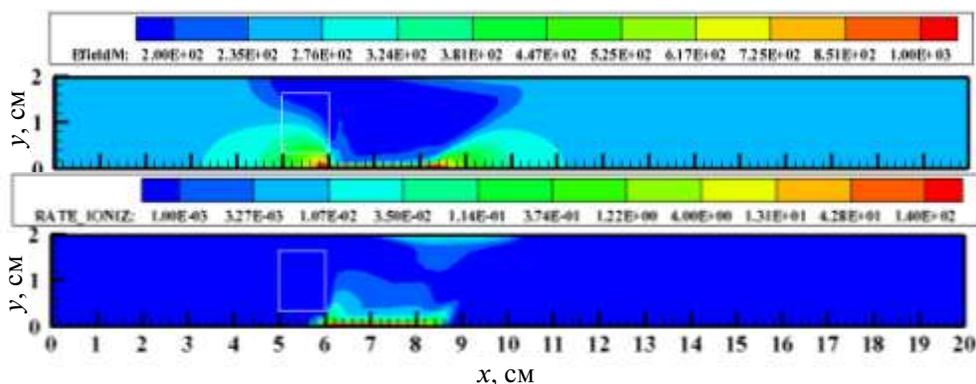


Рис. 14. Распределение напряженности электрического поля и скорости ионизационных процессов в момент времени $t = 24.8$ мс после начала движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = -0.01$ Тл и в потоке $M = 2$.

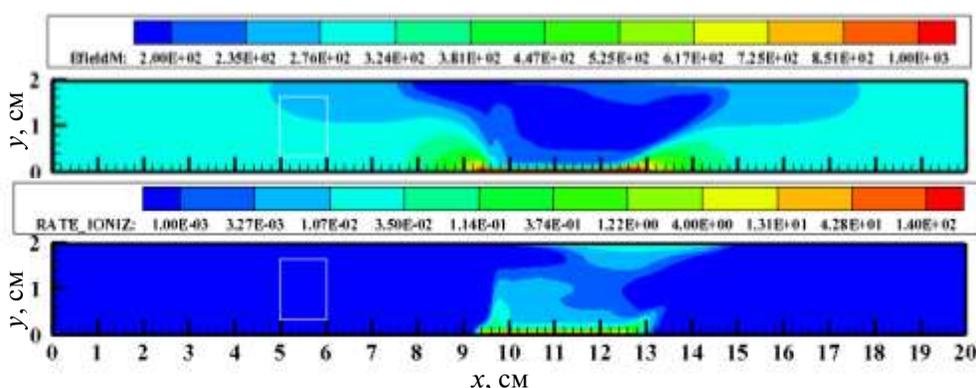


Рис. 15. Распределение напряженности электрического поля и скорости ионизационных процессов в момент времени $t = 24.8$ мс после начала движения нормального тлеющего разряда в магнитном поле $B_z = -0.01$ Тл и в потоке $M = 5$.

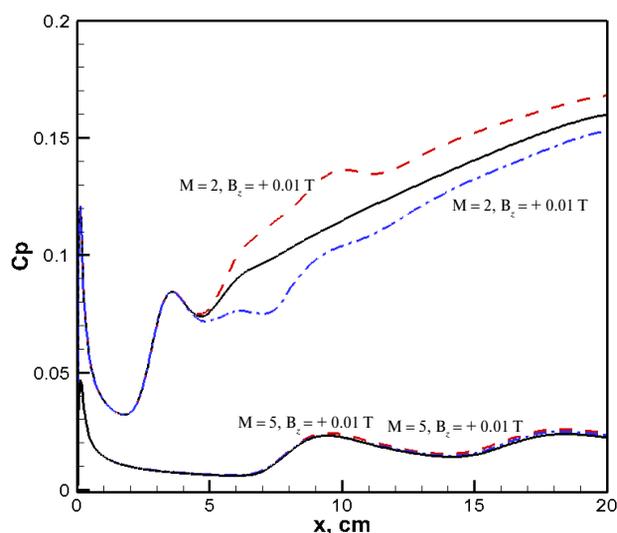


Рис. 16. Распределение коэффициента давления вдоль нижней поверхности при $M = 2$ и $M = 5$. Сплошные кривые — $B_z = -0.01$ Тл, штриховые кривые — $B_z = +0.01$ Тл; сплошная кривая — распределение коэффициента давления без разряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие нормального тлеющего разряда во внешнем магнитном поле со сверхзвуковым потоком молекулярного азота в плоском канале при числах Маха $M = 2$ и $M = 5$ изучено с использованием двухмерной численной модели, использующей систему сопряженных уравнений Навье–Стокса и двухжидкостной двухтемпературной диффузионно-дрейфовой модели. Давление на входе потока в канал высотой 2 см полагалось равным 0.6 Торр, напряжение на противоположно расположенных поверхностях, выполняющих функции электродов, рассчитывалось с учетом внешней электрической цепи, содержащей омическое сопротивление 12 кОм и источник питания с э.д.с. 1000 В.

Показано, что нормальный тлеющий разряд движется между электродами со скоростью заметно меньшей, чем скорость газового потока. Скорость перемещения токового столба разряда вдоль поверхностей может модифицироваться внешним магнитным полем. Тлеющий разряд оказывает обратное влияние на газовую динамику. Пока-

Скорость перемещения токового столба разряда вдоль поверхностей может модифицироваться внешним магнитным полем. Тлеющий разряд оказывает обратное влияние на газовую динамику. Пока-

зано изменение давления вдоль поверхности в зависимости от параметров магнитного поля, воздействующего на разряд.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант №22-11-00062).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор работы заявляет, что у него нет конфликта интересов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гладуш Г.Г., Самохин А.А.* Численное исследование шнуrowания тока на электродах в тлеющем разряде // ПМТФ. 1981. № 5. С.15–23.
2. *Райзер Ю.П., Суржиков С.Т.* Двумерная структура нормального тлеющего разряда и роль диффузии в формировании катодного и анодного пятен // Теплофизика высоких температур. 1988. Т.25. № 3. С.428–435.
3. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 591 с.
4. *Суржиков С.Т., Райзер Ю.П.* Еще раз о природе эффекта нормальной плотности тока на катоде тлеющего разряда // Письма в ЖТФ. 1987. Т.13. №8. С.452–456
5. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Two-component plasma model for two-dimensional glow discharge in magnetic field // Journal of Computational Physics. 2004. 199. pp.437–464.
6. *Surzhikov S.T., Shang J.S.* Normal Glow Discharge in Axial Magnetic Field // Plasma Sources Sciences and Technology. 2014, Vol.23. 054017.
7. *Гуськов О.В., Копченков В.И., Лунатов И.И., Острась В.Н., Старухин В.П.* Процессы торможения сверхзвуковых течений в каналах. М.: Физматлит, 2008. 168 с.
8. *Surzhikov S.T.* Theoretical and Computational Physics of Gas Discharge Phenomena. A Mathematical Introduction, 2nd ed. de Gruyter: Berlin, 2020, 537 p.
9. *Суржиков С.Т.* Диффузионно-дрейфовая модель поверхностного тлеющего разряда в сверхзвуковом потоке газа // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2024. №1. С.145–162.
10. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1989. 504 с.

SUPERSONIC GAS FLOW IN A PLANE CHANNEL WITH A NORMAL GLOW DISCHARGE IN THE MAGNETIC FIELD

S. T. Surzhikov ^{a,*}

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

^{*}*e-mail: surg@ipmnet.ru*

The results of numerical study of the interaction of supersonic molecular nitrogen flow with a normal glow discharge in a magnetic field at velocities $M=2$ and 5 and a pressure of 0.6 Torr are given. It is shown that, depending on the polarization of the magnetic field induction vector, the magnetic field can both accelerate and slow down the motion of the discharge current column in gas flow. When there is no magnetic field, the normal glow discharge is not carried away by the flow, but moves at a noticeably lower velocity. This is a consequence of the influence of the gas boundary layers near the surfaces and a delay in the rate of ionization processes in the electric current column of gas-discharge plasma relative to the velocity of motion of the neutral gas that penetrates the discharge.

Keywords: normal glow discharge in a magnetic field, diffusion-drift model, direct current glow discharge in supersonic gas flow.

УДК 539.196:541.127:533.6.011.8

НОВЫЕ МОДЕЛИ ГЕТЕРОГЕННОГО КАТАЛИЗА ДЛЯ ЧИСЛЕННОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕЧЕНИЙ И ТЕПЛООБМЕНА В ИНДУКЦИОННОМ ВЧ-ПЛАЗМОТРОНЕ

© 2024 г. А. А. Крупнов*, М. Ю. Погосбекян**, В. И. Сахаров***

МГУ им. М.В.Ломоносова, Научно-исследовательский институт механики, Москва, Россия

**e-mail:kroupnov@imec.msu.ru*

***e-mail:pogosebekian@imec.msu.ru*

****e-mail:sakharov@imec.msu.ru*

Поступила в редакцию 21.05.2024 г.

После доработки 11.06.2024 г.

Принята к публикации 11.06.2024 г.

С использованием постадийной гетерогенной кинетики взаимодействия диссоциированного воздуха с поверхностями β -кristобалита и меди выполнено численное моделирование обтекания водоохлаждаемой цилиндрической модели в недорасширенных сверхзвуковых струях высокоэнтальпийного воздуха в рамках уравнений Навье—Стокса многокомпонентным неравновесно-диссоциированным воздухом с учетом химических реакций в потоке для условий экспериментов по теплообмену на индукционном ВЧ-плазматроне ВГУ-4 (ИПМех РАН). Проведено сравнение численных решений по химическому составу газа и по тепловым потокам к поверхности датчиков для различных моделей катализа. Показан вклад процессов диффузии и теплопроводности в тепловой поток к поверхности для различных режимов взаимодействия газа с материалом поверхности. Определена зависимость характеристик течения (химического состава газа на поверхности, степени заполнения поверхности, теплового потока к поверхности) от плотности мест адсорбции, изменение которой позволяет описать весь диапазон граничных условий — от некаталитических до идеально каталитических.

Ключевые слова: диссоциированный воздух, гетерогенный катализ, теплообмен, ВЧ-плазматрон, β -кristобалит, медь, плотность мест адсорбции.

DOI: 10.31857/S1024708424050138 **EDN:** NQFISX

Индукционные ВЧ-плазматроны используются для аэрофизических исследований, в том числе для испытаний образцов теплозащитных материалов с целью определения их термохимической стойкости или каталитических свойств их поверхности по отношению к гетерогенной рекомбинации атомов [1]. Преимущества ВЧ-плазматронов заключаются в том, что они позволяют в непрерывном режиме работы получать до- и сверхзвуковые потоки чистой низкотемпературной плазмы с высокой стабильностью и хорошей воспроизводимостью. Хотя в лабораторных высокоэнтальпийных установках невозможно полностью моделировать натурные условия аэродинамического нагрева поверхности тела при входе в атмосферу, однако возможно локальное моделирование условий теплопередачи от пограничного слоя к критической точке на поверхности [2–5]. Для диагностики течений в экспериментах применяются как металлические датчики, так и различных теплозащитных материалов. От степени каталитической активности материала датчиков существенно зависят химический состав потока в пристеночном слое и измеряемые величины тепловых потоков к поверхностям.

На ВЧ-плазматроне ВГУ-4 экспериментально и численно исследовался теплообмен водоохлаждаемых моделей различной формы со сверхзвуковыми струями диссоциированного воздуха инициируемыми коническими соплами с диаметрами выходных сечений 40 и 50 мм. Тепловые потоки измерялись в окрестности критической точки на трех медных водоохлаждаемых цилиндрических моделях диаметром 20 мм: с плоским торцом, со сферической носовой частью, со скругленной кромкой и плоским при-

туплением носовой части [6]. При численном расчете течения в плазматроне около модели необходимо задавать граничные условия на обтекаемой поверхности, которые должны учитывать реальное взаимодействие диссоциированного воздуха с ее материалом, что позволяет произвести более точную калибровку измерительной аппаратуры. Ранее [2–5] расчеты течения в плазматроне проводились только на основе феноменологических моделей с использованием эффективного коэффициента каталитической активности. В данной работе впервые для описания взаимодействия газового потока в плазматроне с материалом поверхности теплового датчика рассмотрена детальная постадийная модель гетерогенного катализа.

При численном моделировании обтекания твердых тел потоком химически реагирующей смесью газов необходимо, помимо всего прочего, выставлять граничные условия на обтекаемой поверхности для уравнений диффузии компонент, описывающих химический состав набегающего потока. Эти граничные условия, помимо чисто математических целей, должны описывать процессы взаимодействия атомов и молекул газовой фазы с материалом, формирующим поверхность твердого тела, и задавать связь между параметрами, входящими в уравнения диффузии — концентрации и диффузионные потоки компонент. В настоящее время существует несколько подходов [7] к описанию гетерогенных химических процессов: мультиплетная теория катализа, теория активных ансамблей, электронная теория катализа. Мультиплетная теория связывает активность катализатора не с отдельными поверхностными атомами на вершинах или ребрах кристалла, а с геометрически упорядоченными группами атомов на его гранях — мультиплетными (кластерами), что облегчает численное моделирование гетерогенных процессов на основе квантовой механики и молекулярной динамики. Для определения конкретных выражений констант скоростей гетерогенных реакций, протекающих между адсорбированными на поверхности компонентами, используется аналог классического кинетического закона действующих масс — закон действующих поверхностей [8], согласно которому скорость элементарной химической реакции, протекающей на поверхности твердого тела, пропорциональна поверхностным концентрациям реагирующих частиц в степенях, которые соответствуют молекулярности реакции по этим частицам. Использование этих подходов позволило авторам получить константы скоростей гетерогенного взаимодействия диссоциированного воздуха с различными материалами поверхности [9–11]. Хотя в работе рассматривается эксперимент в плазматроне с датчиком из кварца (β -кristобалита), численное моделирование течения было проведено в рамках одной системы гетерогенных каталитических реакций для различных материалов поверхности (β -кristобалита, оксид меди) с целью оценки влияния параметров моделей на характеристики течения и конвективный тепловой поток к обтекаемой поверхности. Модели катализа, основанные на кластерном подходе, определяются двумя составными частями — набором констант скоростей гетерогенных реакций и величиной плотности мест адсорбции. Константы скоростей реакций вычисляются на основе квантово-механического моделирования взаимодействия газофазных атомов и молекул с кластером, передающим стехиометрию и валентное состояние поверхностных атомов. Плотность мест адсорбции определяет число активных центров на поверхности единичной площади. Однако реальная поверхность теплозащитного материала никогда не соответствует плоскости сечения идеальной кристаллической решетки, а представляет собой совокупность наночастиц, эффективная совокупная площадь стенок которых может на два-три порядка превышать внешнюю геометрическую поверхность твердых частиц [7]. Для идеального сечения плотность мест адсорбции является обратной величиной к площади места адсорбции, точно определяемой геометрией кластера. Оценочное значение реальной плотности мест адсорбции можно получить в дорогостоящих исследованиях поверхности материала с использованием современных сканирующих электронных микроскопов. Наиболее доступным способом является сравнение численных расчетов с экспериментальными значениями по тепловым потокам и концентрациям газофазных компонент в приповерхностном слое. Но в настоящий момент измерения концентраций с достаточной точностью на необходимом удалении от стенки не представляется возможным. Это повышает требования к точности экспериментальных измерений конвективных тепловых потоков к поверхности исследуемого материала. В работе проводится численный расчет течения в плазматроне в широком диапазоне изменения плотности мест адсорбции для наборов констант скоростей гетерогенных реакций для кварца и меди. Также большое внимание уделено возможности описания в рамках одного набора констант скоростей элементарных стадий при варьировании плотности мест адсорбции всего диапазона граничных условий на поверхности — от некаталитических к условиям с конечной каталитичностью и далее до идеально каталитических.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА В ВЧ-ПЛАЗМОТРОНЕ

Для апробации нового подхода при постановки граничных условий на поверхности обтекаемых тел для условий экспериментов на ВЧ-плазмотроне ВГУ-4 в рамках уравнений Навье—Стокса численно решалась задача обтекания цилиндрической водоохлаждаемой модели диаметром 20 мм с плоским притуплением носовой части недорасширенными сверхзвуковыми струями высокоэнтальпийного воздуха, истекающими из водоохлаждаемого конического сопла с диаметрами выходного сечения 50 мм при следующих параметрах: давлении в затопленном пространстве 8.5 гПа, расходе воздуха 3.6 г/с, мощности ВЧ-генератора плазмотрона по анодному питанию $N_{ap} = 64$ кВт, температуре поверхности модели $T_w = 849$ К [12]. Схема расчетной области приведена на рис.1, где в качестве иллюстрации показано полученное в расчетах распределение локального числа Маха.

В расчетах применялась технология, основанная на комплексе программ численного интегрирования методом конечного объема уравнений Навье—Стокса [13, 14] и специальных программ-генераторов, взаимодействующих с базами данных по термодинамическим и переносным свойствам индивидуальных газовых веществ. При численном моделировании учитывались 11 нейтральных и ионизованных компонентов смеси воздушной плазмы: O, N, O₂, N₂, NO, O⁺, N⁺, NO⁺, O²⁺, N²⁺ и e⁻. Термодинамические и термохимические данные для рассматриваемых компонентов брались из [15]. Числовые значения констант химических реакций, протекающих в высокотемпературной воздушной смеси, заимствованы из [16–19]. Транспортная модель необходима для вычисления вязких потоков массы компонентов, импульса и энергии в многокомпонентном газе. Молярные диффузионные потоки определялись из соотношений Стефана-Максвелла для частично ионизованной смеси газа с использованием условий квазинейтральности смеси [20]. Термодиффузией пренебрегалось. Для вычисления коэффициентов вязкости и теплопроводности газовой смеси использовались приближенные формулы Уилки—Васильевой [21].

Индуктор при расчетах переменного электрического поля в плазмотроне заменялся пятью бесконечно тонкими кольцевыми витками. Расчет высокочастотного вихревого электрического поля выполнялся на основе локально одномерного приближения, так как изменение электрического поля в осевом направлении пренебрежимо мало по сравнению с его изменением в радиальном направлении. При совместном расчете течения воздушной плазмы и электромагнитного поля в разрядном канале плазмотрона в качестве определяющего параметра задавалась также мощность N_{pl} , вкладываемая в разряд, а соответствующий ток в индукторе определялся в процессе решения. Расчетное значение N_{pl} определяется как интеграл от джоулева тепловыделения по всей расчетной области. Экспериментальное значение N_{pl} определяется как $N_{pl} = eff(N_{ap}) \cdot N_{ap}$, где N_{ap} — мощность по анодному питанию, определяемая экспериментально

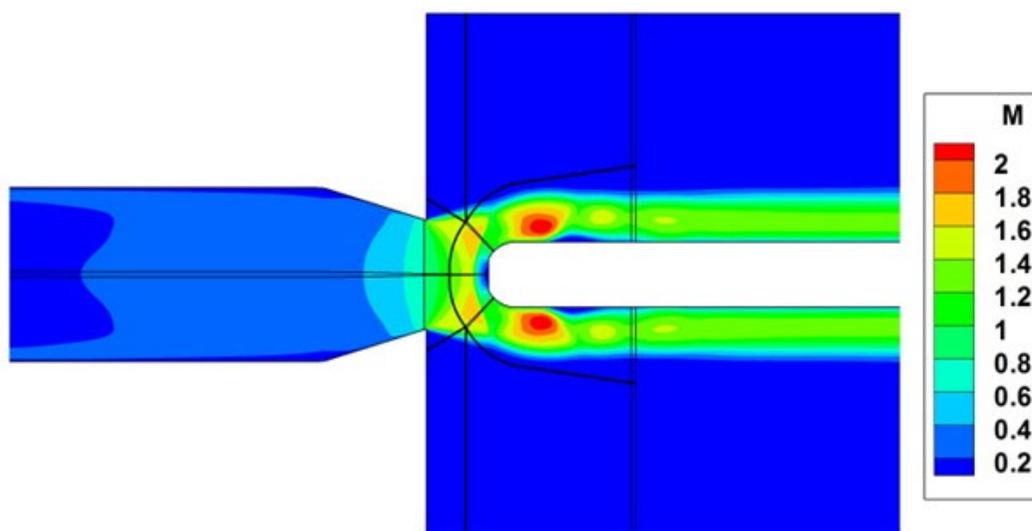


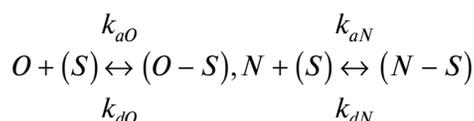
Рис. 1. Расчетная область при численном моделировании течения в плазмотроне ВГУ-4 при обтекании модели с плоским датчиком. Показано распределение локального числа Маха M .

для конкретного режима работы плазматрона, функция $eff(N_{ap})$ — к.п.д. плазматрона, который был определен ранее с помощью ряда специальных экспериментов как функция мощности N_{ap} [2–5]. Описание электромагнитной части задачи приведено в [22]. Полная математическая постановка задачи течения в плазматроне эквивалентна ранее используемой в расчетах авторов [2–5], за исключением граничных условий на поверхности теплового датчика.

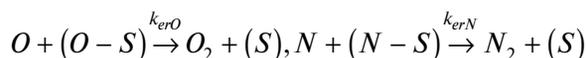
2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ НА КАТАЛИТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЗАДАЧЕ ОБТЕКАНИЯ ТЕЛА

Поскольку при исследовании течения около датчиков в плазматроне происходит интенсивное охлаждение поверхности, модели гетерогенного катализа, используемые в численных расчетах, должны описывать взаимодействие диссоциированного газа с материалом поверхности в диапазоне невысоких температур 300–900 К. При таких температурах поверхности практически не происходит поверхностной диффузии адсорбированных атомов и, как следствие, ассоциативная рекомбинация (механизм Ленгмюра—Хиншельвуда) не идет. Поэтому в моделях взаимодействия кислорода и азота с рассматриваемыми поверхностями учитывались процессы адсорбции/десорбции и ударная рекомбинация (механизм Или—Ридила)

1. Адсорбция/десорбция атомов



2. Реакции ударной рекомбинации (Или—Ридила)



В работе использовались константы скоростей элементарных стадий для взаимодействия атомов азота и кислорода с поверхностями β -квистобалита и меди, полученные ранее [9, 11], которые приведены в табл. 1.

Таблица 1. Константы скоростей реакций взаимодействия атомов кислорода и азота с поверхностями β -квистобалита и меди в обобщенной форме Аррениуса $k(T) = AT^n \exp(-E_a / R_a / T)$.

Реакция	SiO ₂			Cu ₂ O		
	A	n	E _a , эВ	A	n	E _a , эВ
Адсорбция, [см ³ /моль/с]						
$O + (S) \rightarrow (O - S)$	3.015·10 ⁷	1.473	0.0030	1.46·10 ¹³	0.1	0.049
$N + (S) \rightarrow (N - S)$	2.352·10 ⁷	1.462	0.0043	2.35·10 ¹⁴	0.05	0.032
Десорбция, [1/с]						
$(O - S) \rightarrow O + (S)$	1.249·10 ¹⁰	0.034	2.5316	2.1·10 ⁹	0.4	1.28
$(N - S) \rightarrow N + (S)$	1.548·10 ¹⁰	0.024	1.7410	3.1·10 ⁹	0.3	0.74
Ударная рекомбинация, [см ³ /моль/с]						
$O + (O - S) \rightarrow O_2 + (S)$	1.657·10 ⁹	0.929	0.0143	1.08·10 ¹⁷	0.5	0.47
$N + (N - S) \rightarrow N_2 + (S)$	7.506·10 ⁷	1.489	0.0013	2.2·10 ¹⁴	0.7	0.24

На рис. 2–4 приведено сравнение констант скоростей реакций адсорбции, десорбции и ударной рекомбинации для рассматриваемых материалов. Вертикальная пунктирная линия на рисунках ниже

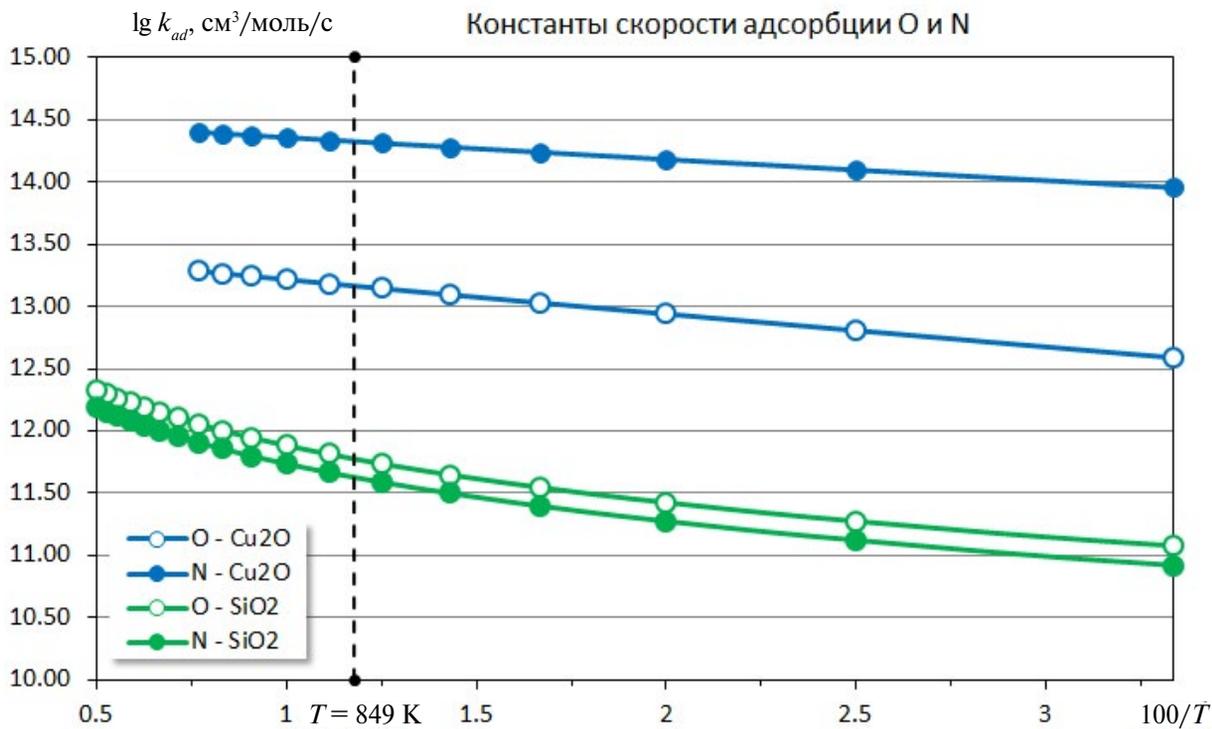


Рис. 2. Зависимость коэффициента скорости адсорбции k_{ad} атомов азота и кислорода на поверхностях Cu_2O и SiO_2 от температуры поверхности.

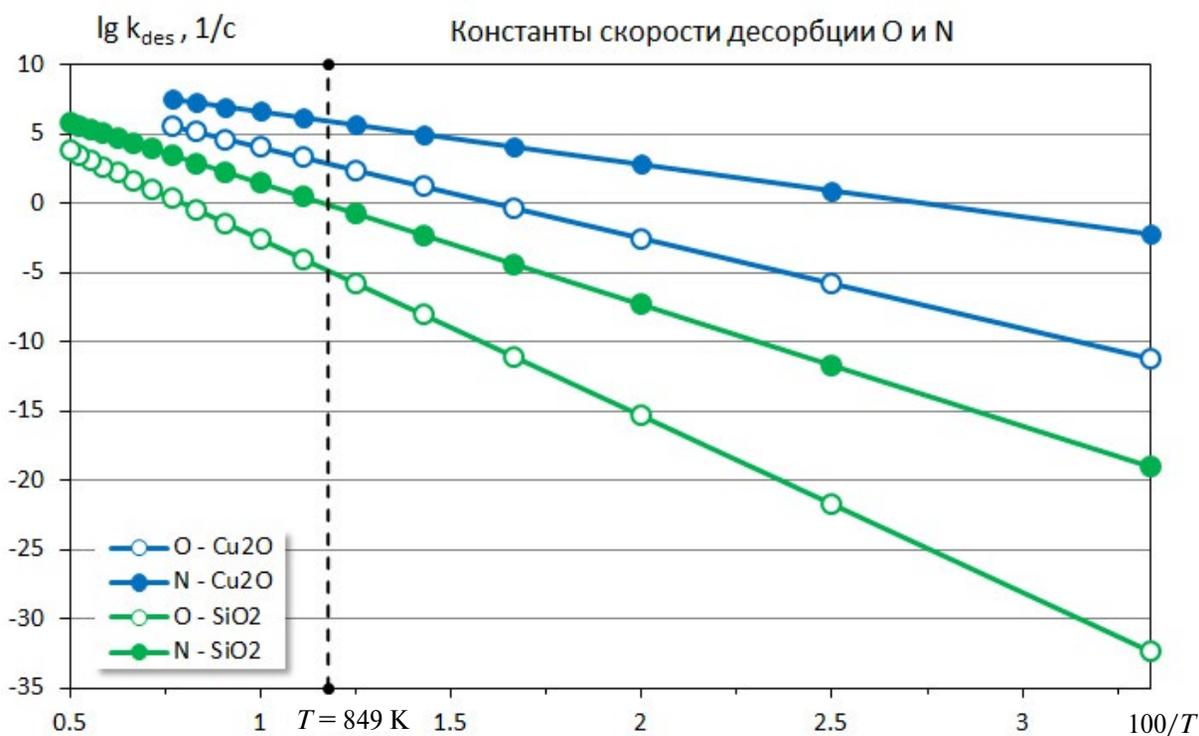


Рис. 3. Зависимость коэффициента скорости десорбции k_{des} атомов азота и кислорода на поверхности Cu_2O и SiO_2 от температуры поверхности.

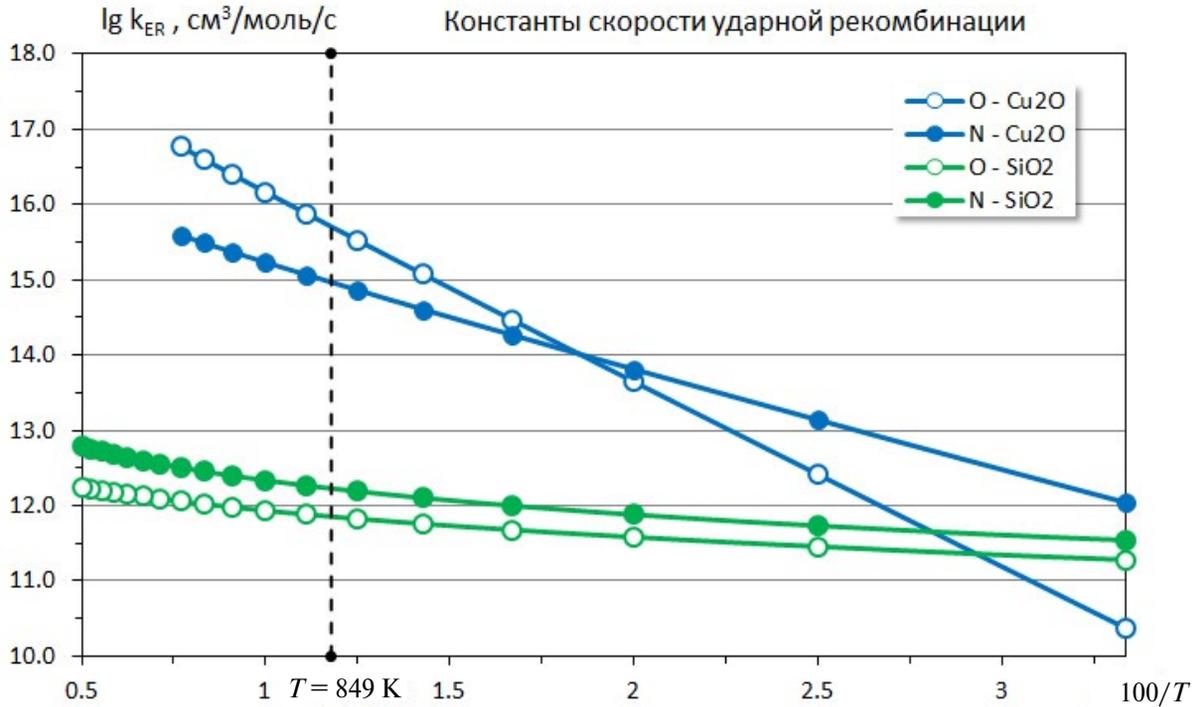


Рис. 4. Зависимость коэффициента скорости ударной рекомбинации k_{er} атомов азота и кислорода на поверхности Cu_2O и SiO_2 от температуры поверхности.

соответствует температуре поверхности в эксперименте $T = 849$ К. Отметим, что константы скорости адсорбции азота и кислорода для SiO_2 близки друг к другу, а константы скорости адсорбции кислорода и азота на меди превосходят соответствующие величины для кремния на соответственно полтора и два с половиной порядка. Константы скорости десорбции атомов азота и кислорода на меди на 6–8 порядков больше, чем аналогичные значения для β -квартца. На поверхности β -квартца константа скорости десорбции азота на 5 порядков выше, чем для кислорода, в то время как константы скорости адсорбции практически совпадают. Для меди константы скорости адсорбции и десорбции азота существенно выше аналогичных значений для кислорода. Константы скорости ударной рекомбинации на меди на 2–3 порядка превосходят константы скорости рекомбинации на кварце. Константа скорости рекомбинации кислорода на меди превосходит константу скорости рекомбинации азота, а на кремнии азот рекомбинирует более интенсивно чем кислород.

Для измеренной в эксперименте температуры поверхности $T_w = 849$ К константы скоростей гетерогенных реакций показаны в табл. 2.

Граничными условиями для уравнений диффузии на каталитической поверхности будут соотношения

$$J_i = -w_i,$$

выражающие диффузионный поток J_i i -ой компоненты на ее поверхности через ее скорость возникновения w_i (моль/сек/см²), в результате всех гетерогенных процессов, протекающих на каталитической поверхности (координатная ось направлена от тела в сторону потока).

Введем переменные:

y_{O_s}, y_{N_s}, y_S — число адсорбированных атомов кислорода, азота и свободных мест адсорбции (моль/см²), y_O, y_N — концентрация атомов кислорода и азота (моль/см³). Концентрации адсорбированных компонент удовлетворяют соотношению

$$y_{O_s} + y_{N_s} + y_S = \frac{S_0}{N_a},$$

где S_0 — число центров адсорбции на единице площади поверхности (см⁻²) N_a — число Авогадро (моль⁻¹).

Таблица 2. Константы скоростей реакций взаимодействия атомов кислорода и азота с поверхностями β -кристаллита и меди для температуры поверхности $T_w = 849$ К

Реакция	SiO ₂	Cu ₂ O
Адсорбция, [см ³ /моль/с]		
$O + (S) \rightarrow (O - S)$	$5.967 \cdot 10^{11}$	$1.467 \cdot 10^{13}$
$N + (S) \rightarrow (N - S)$	$4.246 \cdot 10^{11}$	$2.126 \cdot 10^{14}$
Десорбция, [1/с]		
$(O - S) \rightarrow O + (S)$	$1.475 \cdot 10^{-5}$	$7.868 \cdot 10^2$
$(N - S) \rightarrow N + (S)$	$8.428 \cdot 10^{-1}$	$9.495 \cdot 10^5$
Ударная рекомбинация, [см ³ /моль/с]		
$O + (O - S) \rightarrow O_2 + (S)$	$7.168 \cdot 10^{11}$	$5.105 \cdot 10^{15}$
$N + (N - S) \rightarrow N_2 + (S)$	$1.694 \cdot 10^{12}$	$9.291 \cdot 10^{14}$

Источниковые члены w_i , описывающие, согласно теории действующих поверхностей, скорость возникновения адсорбированных и газофазных компонент на поверхности, имеют вид

$$w_{O_*} = k_{aO} \cdot y_O \cdot y_S - k_{dO} \cdot y_{O_*} - k_{erO} \cdot y_O \cdot y_{O_*}$$

$$w_{N_*} = k_{aN} \cdot y_N \cdot y_S - k_{dN} \cdot y_{N_*} - k_{erN} \cdot y_N \cdot y_{N_*}$$

$$w_O = -k_{aO} \cdot y_O \cdot y_S + k_{dO} \cdot y_{O_*} - k_{erO} \cdot y_O \cdot y_{O_*}$$

$$w_N = -k_{aN} \cdot y_N \cdot y_S + k_{dN} \cdot y_{N_*} - k_{erN} \cdot y_N \cdot y_{N_*}$$

$$w_{O_2} = k_{erO} \cdot y_O \cdot y_{O_*}$$

$$w_{N_2} = k_{erN} \cdot y_N \cdot y_{N_*}$$

Предполагается стационарность процессов возникновения адсорбированных компонент на поверхности

$$w_{O_*} = 0, w_{N_*} = 0$$

Тогда, поскольку в данной постановке не учитывается образование на поверхности гетеро-ядерных молекул (окись азота), выполняются соотношения

$$w_O = -2w_{O_2}, w_N = -2w_{N_2}$$

При учете соотношения $y_S = S_0 - y_{O_2} - y_{N_2}$, можно выразить концентрации адсорбированных компонент через константы скоростей гетерогенных реакций и концентрации газовой фазы

$$\theta_O = \frac{y_{O_2}}{S_0} \cdot N_a = \left(1 + \left(\frac{k_{dO}}{k_{aO} \cdot y_O} + \frac{k_{erO}}{k_{aO}} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{k_{dN}}{k_{aN} \cdot y_N} + \frac{k_{erN}}{k_{aN}} \right)^{-1} \right) \right)^{-1}$$

$$\theta_N = \frac{y_{N_2}}{S_0} \cdot N_a = \left(1 + \left(\frac{k_{dN}}{k_{aN} \cdot y_N} + \frac{k_{erN}}{k_{aN}} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{k_{dO}}{k_{aO} \cdot y_O} + \frac{k_{erO}}{k_{aO}} \right)^{-1} \right) \right)^{-1}.$$

Введенные выше обозначения θ_O, θ_N являются степенями заполнения поверхности атомами кислорода и азота соответственно.

Окончательно граничные условия на поверхности запишутся в виде

$$J_{wi} = -w_i, i = O, N, O_2, N_2.$$

Для поверхности, отвечающей сечению идеальной кристаллической структуры материала, плотность центров адсорбции для β -кristобалита $S_0^* = 4.1 \cdot 10^{14} \text{ 1/см}^2$, а для меди $S_0^* = 5.51 \cdot 10^{14} \text{ 1/см}^2$. В реальных условиях эксперимента эффективная площадь поверхности может существенно отличаться от идеального случая. Поэтому величину плотности центров адсорбции S_0 можно рассматривать как варьируемый параметр, позволяющий получить необходимое совпадение между экспериментальными результатами и численным моделированием.

Для системы гетерогенных каталитических реакций возможны два предельных режима протекания — некаталитический и идеально каталитический. При некаталитическом режиме, когда на поверхности не происходит химических превращений, граничные условия на поверхности запишутся в виде $J_i = 0$ для всех газовой фазы компонент. Идеально каталитический режим характеризуется тем, что все достигающие поверхность газовой фазы атомы рекомбинируют на ней. В этом случае граничными условиями будут равенство нулю газовой фазы концентраций атомов на поверхности $c_O = 0, c_N = 0$ и соотношения для соответствующих диффузионных потоков $J_O = -2 \cdot J_{O_2}, J_N = -2 \cdot J_{N_2}$. Обратим внимание на невозможность описать возникновение на поверхности гетероядерных молекул при идеально каталитическом режиме, поскольку отсутствует информация о механизме их образования.

Для ионизированных компонент на поверхности теплового датчика использовались некаталитические граничные условия.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В экспериментальных исследованиях на плазмотронах основной измеряемой величиной является усредненный по поверхности тепловой поток к датчикам на обтекаемой модели. Для моделирования тепловой нагрузки была проведена серия расчетов с различным параметром S_0 в диапазонах $1 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{30} \text{ 1/см}^2$ для β -кristобалита и $1 \cdot 10^{10} - 5 \cdot 10^{20} \text{ 1/см}^2$ для меди. Как было указано выше, физическое изменение реальной поверхности относительно идеального сечения кристаллической структуры материала, может отличаться на два порядка по величине S_0 . Однако, в работе с методической точки зрения, для понимания процессов перехода от некаталитического режима протекания гетерогенных реакций к идеально каталитическому, параметр S_0 варьировался в очень широком диапазоне. Полученные в расчетах конвективные тепловые потоки в точке торможения приведены на рис. 5. Сразу отметим, что изменение параметра S_0 позволяет описать все режимы протекания каталитических процессов от некаталитического до идеально каталитического для обеих рассмотренных моделей катализа. Квадратами отмечены величины тепловых потоков, отвечающие значениям плотности центров адсорбции для идеальных поверхностей β -кristобалита и меди, а круг соответствует экспериментальным значениям теплового потока, измеренным на поверхности β -кristобалита. Неопределенность в структуре поверхности датчика SiO_2 приводит к необходимости уменьшить значение S_0 примерно в 20 раз для получения величины теплового потока, совпадающей с измеренной в эксперименте.

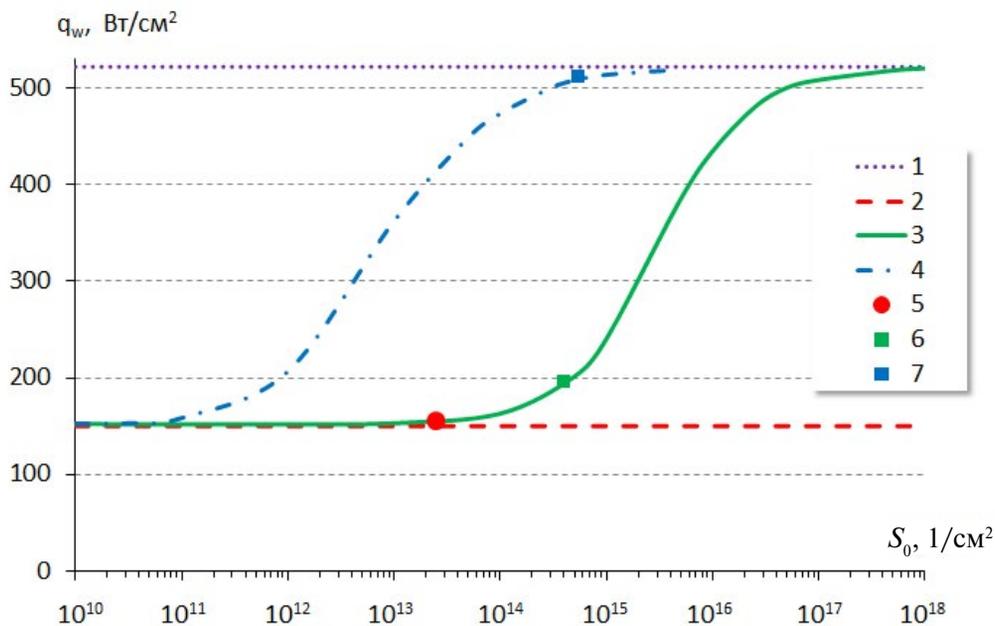


Рис. 5. Тепловой поток к поверхности датчиков SiO₂ и Cu₂O в зависимости от плотности мест адсорбции S₀: 1 — идеально каталитическая поверхность, 2 — некаталитическая поверхность, 3 — SiO₂, 4 — Cu₂O, 5 — SiO₂ эксперимент, 6 — SiO₂ S₀^{*}, 7 — Cu₂O S₀^{*}.

Для анализа влияния набора констант скоростей в модели каталитических реакций, используемой в граничных условиях при численном решении обтекания тел, была рассмотрена модель катализа, отвечающая материалу Cu₂O, содержащая те же реакция, что и для материала SiO₂ в таких же экспериментальных условиях. Для выхода рассчитанного теплового потока на уровень, полученный в эксперименте для SiO₂, потребовалось уменьшить величину S₀ для меди на 4 порядка. Полученный результат определяется тем, что Cu₂O является существенно более активным катализатором при взаимодействии с диссоциированным воздухом, чем SiO₂.

Конвективный тепловой поток определяется следующим выражением

$$J_q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \sum_{i=1}^{N_{com}} h_i J_i, \quad h_i^0 + \int_{T^*}^T c_{pi} dT.$$

Здесь J_q — конвективный тепловой поток, λ — коэффициент теплопроводности смеси, h_i — удельная энтальпия i-й компоненты с учетом энергии образования h_i⁰, c_{pi} — удельная теплоемкость i-й компоненты, J_i — диффузионный поток i-й компоненты, N_{com} — число компонент смеси.

Диффузионные потоки находятся из соотношений Стефана—Максвелла

$$\mu \frac{\partial c_i}{\partial y} = \sum_{k=1}^{N_{com}} \Phi_{ik} J_k.$$

Если ввести концентрации и диффузионные потоки элементов c_i^{*}, J_i^{*}, то конвективный тепловой поток преобразуется к виду

$$J_q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{i=1}^{N_{com}-N_e} q_i J_i + \sum_{i=N_{com}-N_e+1}^{N_{com}} h_i J_i^*, \quad q_i = -h_i + \sum_{k=N_{com}-N_e+1}^{N_{com}} v_{ik} \frac{m_k}{m_i} h_k,$$

где q_i — теплоты реакций (энергия атомизации, теплота реакции атомизации), v_{ik} — стехиометрические коэффициенты (коэффициенты элементного состава компонент), m_i — молекулярный вес компонент, N_e — число элементов в смеси. Поскольку рассматриваются граничные условия при отсутствии вдува, то

диффузионные потоки элементов всегда равны нулю на обтекаемой поверхности. Поэтому диффузионная составляющая конвективного теплового потока к поверхности зависит только от теплот реакций и молекулярных диффузионных потоков. Следовательно, тепловой поток на обтекаемой поверхности будет иметь вид

$$J_q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - \sum_{i=1}^{N_{com}-N_e} q_i J_i.$$

Величина теплового потока состоит из двух частей, обусловленных теплопроводностью и диффузией. Обычно температура газа уменьшается в пограничном слое и градиент температуры по нормальной к поверхности координате, отсчитываемой от поверхности тела в сторону газа, положителен, и теплопроводность дает отрицательный вклад в тепловой поток. Диффузионная составляющая теплового потока имеет более сложную структуру, зависящую от диффузионных потоков всех компонент на поверхности, баланс которых обусловлен рассматриваемой системой гетерогенных химических процессов. Для некаталитической поверхности тепловой поток определяется только теплопроводностью, т.к. реакции на поверхности не идут и диффузионные потоки равны нулю.

Были проведены расчеты теплового потока в зависимости от варьируемого параметра S_0 в широком диапазоне $1 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{18}$ (рис. 6) Вертикальная пунктирная черта на рис. 6 отвечает $S_0 = S_0^* = 4.1 \cdot 10^{14}$ для поверхности, отвечающей сечению идеальной кристаллической решетки. Для поверхности SiO_2 при уменьшении S_0 осуществляется резкий выход на некаталитический режим, фактически соответствующий значению теплового потока, полученного в эксперименте. Отметим, что, как было показано ранее [23], в диапазоне температур 800–1000 К использование полной модели каталитических реакций в граничных условиях для поверхности SiO_2 , дает практически полное отсутствие рекомбинации, поскольку подавляющее большинство активных центров дезактивированы молекулами кислорода, и тепловые потоки сравниваются с тепловыми потоками для некаталитических граничных условий. В данной работе использовалась упрощенная модель катализа, в которую не включены процессы адсорбции/десорбции молекул, поэтому при температуре поверхности 849 К протекает гетерогенная рекомбинация, т.к. активные центры остаются незанятыми. При $S_0 = S_0^*$ увеличение теплового потока, по сравнению с некаталитическими граничными условиями, определяется в основном диффузионными процессами, а вклад за счет теплопроводности мал. Увеличение параметра S_0 приводит к возрастанию теплового потока и выходу его на уровень, соответствующий идеально каталитическому режиму протекания гетерогенных реакций, когда все атомы, достигающие поверхности, рекомбинируют на ней. Начиная с некоторого значения параметра S_0 , большую часть в тепловой поток дают процессы диффузии.

Использование модели гетерогенного катализа для поверхности Cu_2O при параметре $S_0 = S_0^* = 5.51 \cdot 10^{14}$ сразу дает величину теплового потока близкую к значению для идеально каталитического режима, а увеличение параметра S_0 практически не влияет на тепловой поток. Для поверхности Cu_2O для выхода на некаталитический режим по тепловому потоку требуется уменьшение параметра S_0 на четыре порядка по сравнению с $S_0 = S_0^*$, в отличие от поверхности SiO_2 , где для этого было достаточно изменить величину S_0 всего на один порядок.

Зависимость концентраций газофазных компонент в точке торможения от плотности центров адсорбции для двух рассматриваемых моделей катализа показана на рис. 7. Вертикальные штриховые линии имеют такой же смысл, как и на предыдущем рисунке. Для поверхности SiO_2 константы скоростей адсорбции и рекомбинации кислорода и азота имеют практически одинаковые значения (см. таб. 2), что объясняет очень похожее изменение газофазных концентраций при увеличении параметра S_0 . При использовании модели катализа для Cu_2O , в которой константа скорости адсорбции азота в 15 раз больше константы скорости адсорбции кислорода, а константа скорости рекомбинации азота только в пять раз меньше константы скорости рекомбинации кислорода (см. таб. 2), активация процесса поверхностной рекомбинации азота начинается существенно раньше и протекает более интенсивно, чем рекомбинация кислорода. Аналогично ведут себя и скорости возникновения газофазных молекул на поверхности в результате гетерогенных реакций, что показывает рис. 8. При увеличении S_0 скорости возникновения молекулярных компонент N_2 и O_2 для обоих материалов выходят на одинаковые значения, отвечающие идеально каталитическим граничным условиям.

Необходимо обратить внимание на возрастание до 5% газофазной концентрации окиси азота при увеличении плотности центров адсорбции для обеих моделей катализа. Этот эффект объясняется только

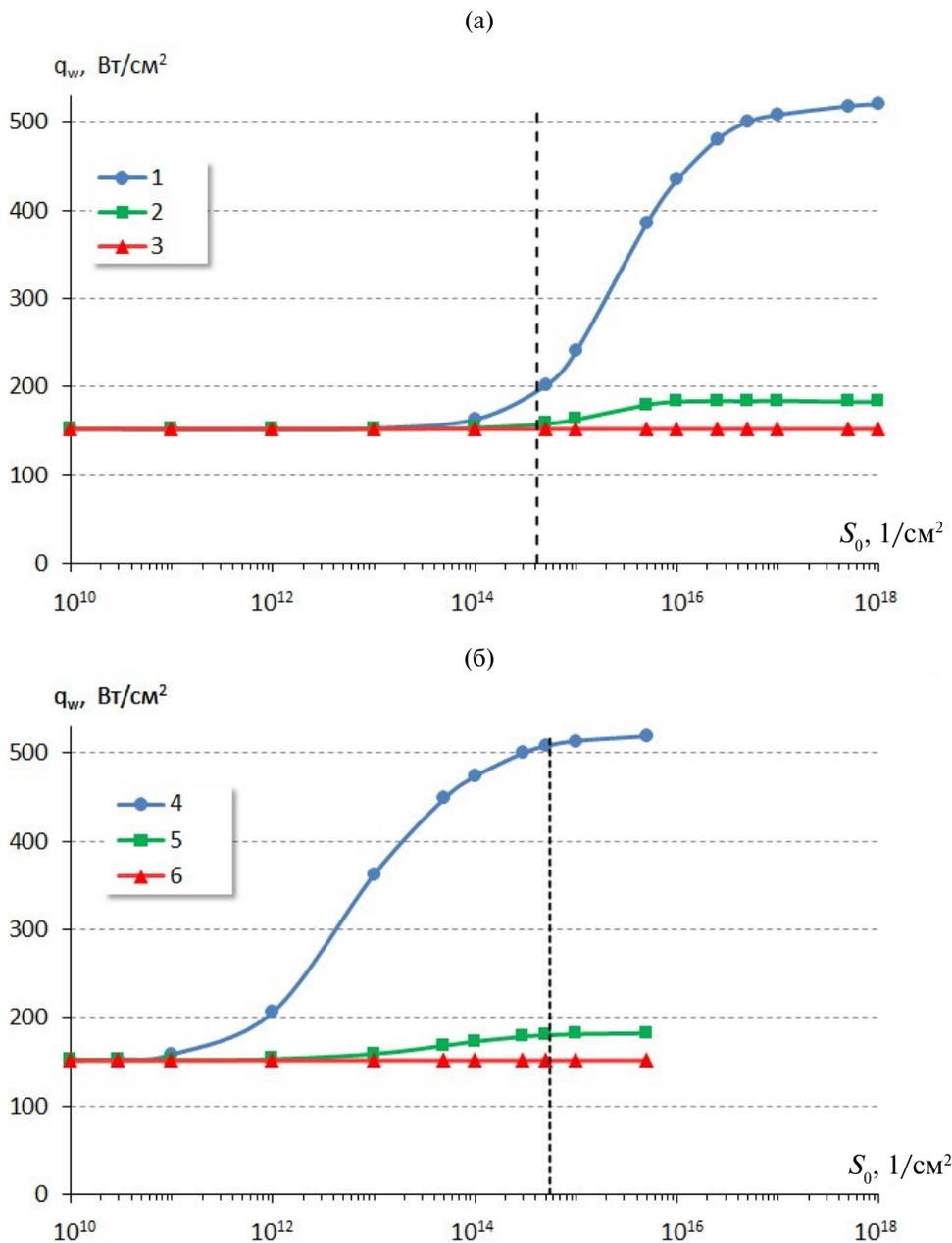


Рис. 6. Вклады в тепловой поток для поверхностей SiO₂ (а) и Cu₂O (б) за счет теплопроводности и диффузии: 1 — полный тепловой поток, 2 — вклад теплопроводности, 3 — некаталитическая поверхность.

химическими реакциями в газовой фазе, поскольку рассматриваемые модели катализа не учитывают образование окиси азота на поверхности и граничные условия замыкались соотношением $J_{NO} = 0$.

Полученные в расчетах степени заполнения поверхности θ_O, θ_N в зависимости от параметра S_0 представлены на рис. 9. При заданной температуре поверхности $T_w = 849$ К эти величины являются функциями только газофазных концентраций y_O, y_N на поверхности. Подставляя значения констант скоростей для указанной температуры, получим следующие соотношения

— для SiO₂

$$\theta_O = \left(1 + \left(\frac{2.472 \cdot 10^{-17}}{y_O} + 1.2013 \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{1.985 \cdot 10^{-12}}{y_N} + 3.989 \right)^{-1} \right) \right)^{-1}$$

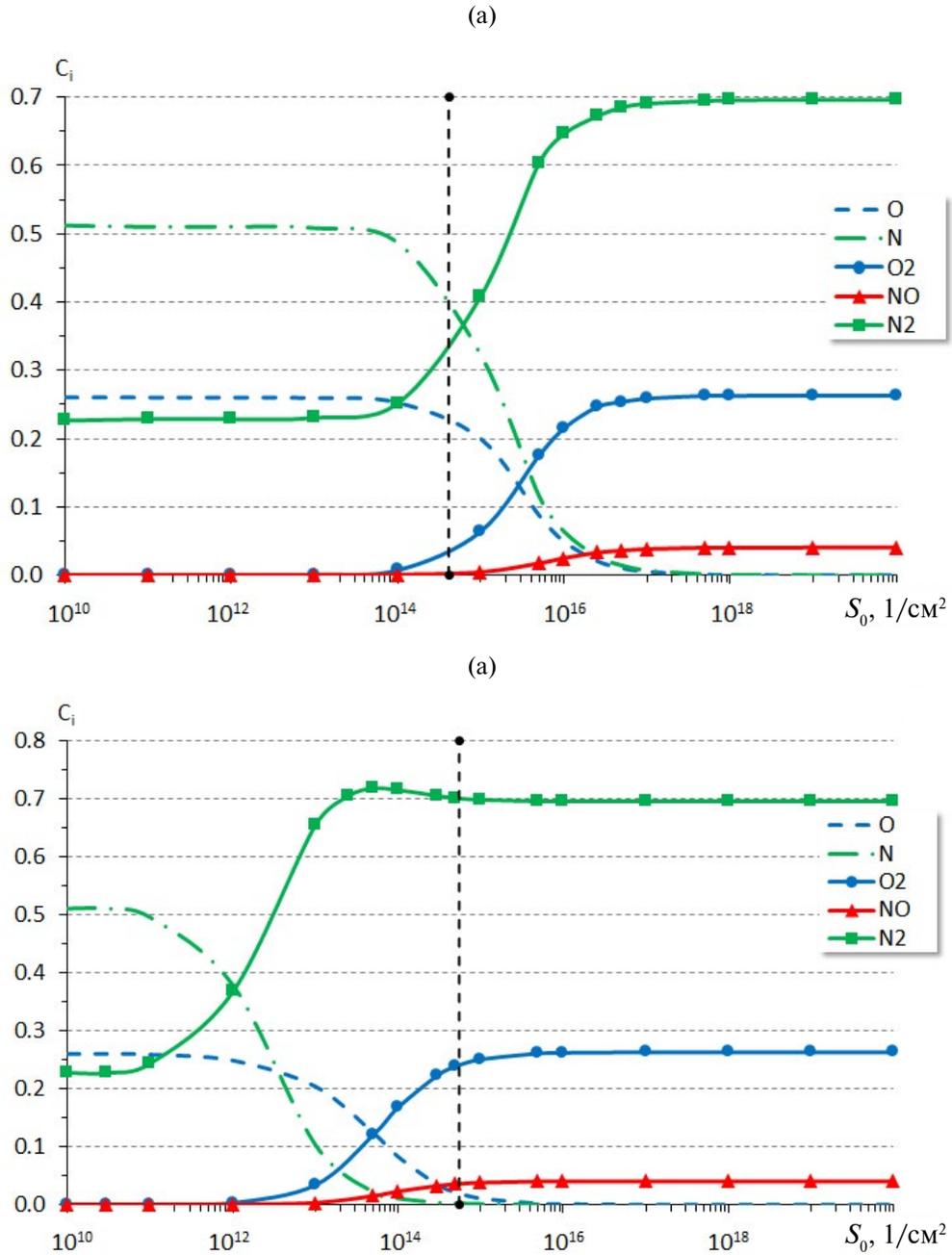


Рис. 7. Концентрации газофазных компонент на поверхностях SiO₂ (а) и Cu₂O (б) в зависимости от плотности мест адсорбции S₀.

$$\theta_N = \left(1 + \left(\frac{1.985 \cdot 10^{-12}}{y_N} + 3.989 \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{2.472 \cdot 10^{-17}}{y_O} + 1.2013 \right)^{-1} \right) \right)^{-1}$$

— для Cu₂O

$$\theta_O = \left(1 + \left(\frac{5.364 \cdot 10^{-11}}{y_O} + 3.48 \cdot 10^2 \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{4.466 \cdot 10^{-9}}{y_N} + 4.37 \right)^{-1} \right) \right)^{-1}$$

$$\theta_N = \left(1 + \left(\frac{4.466 \cdot 10^{-9}}{y_N} + 4.37 \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{5.364 \cdot 10^{-11}}{y_O} + 3.48 \cdot 10^2 \right)^{-1} \right) \right)^{-1}$$

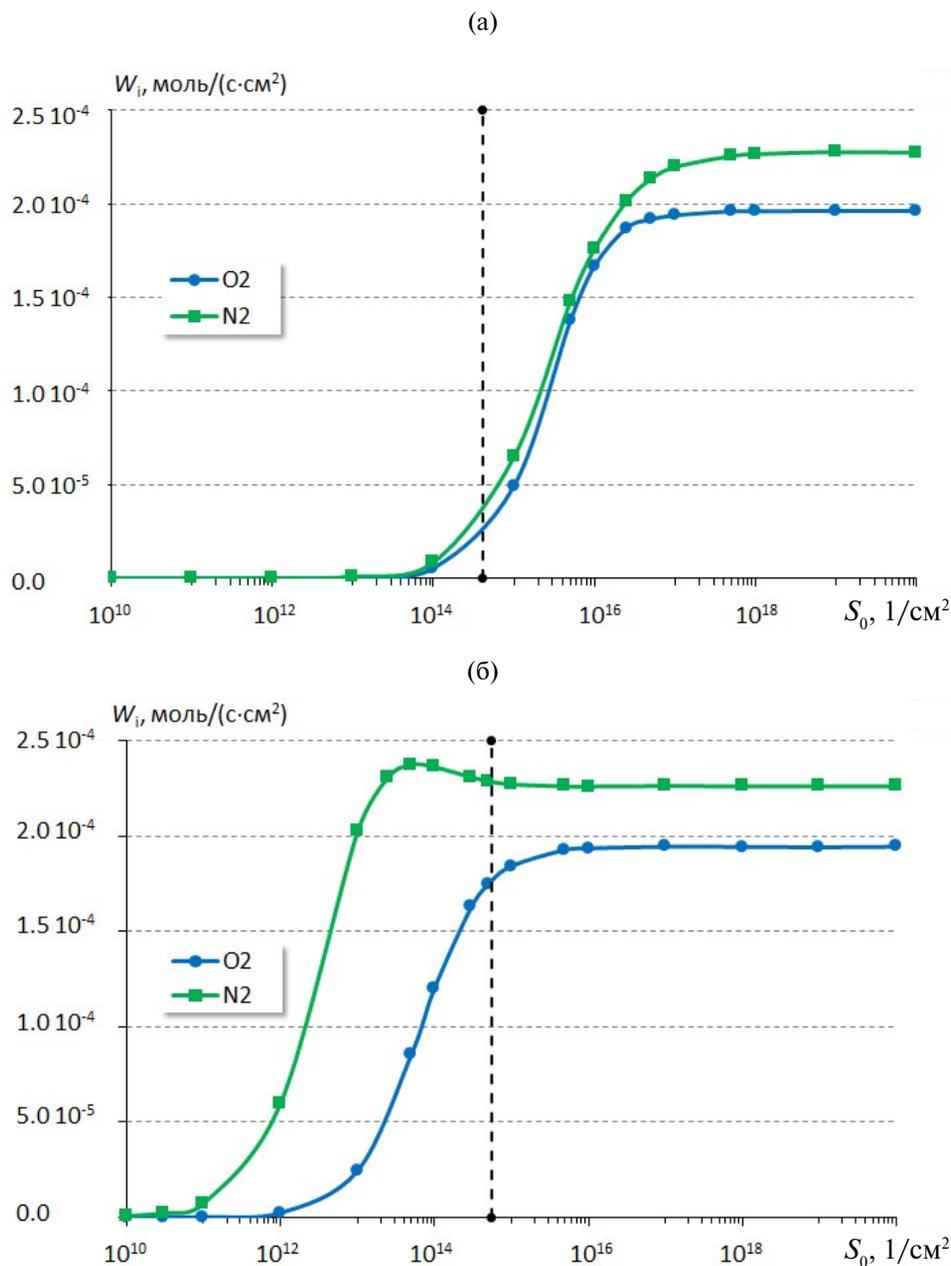


Рис. 8. Скорость возникновения молекулярных газофазных компонент в результате гетерогенных реакций на поверхностях SiO_2 (а) и Cu_2O (б) в зависимости от плотности мест адсорбции S_0 .

Приведенные выражения для степеней заполнения слабо зависят от газофазных концентраций y_O, y_N , когда они далеки от нулевых значений. При выходе на идеально каталитический режим, когда все атомы, достигающие поверхности, рекомбинируют на ней ($y_O = y_N = 0$), степени заполнения θ_O, θ_N становятся равными нулю. Однако для характерных точек рассматриваемого диапазона параметра S_0 в наших расчетах газофазные концентрации имеют следующие значения (моль/см³)

— SiO_2

$$S_0 = 10^{13}, \quad y_O = 1.16 \cdot 10^{-7}, \quad y_N = 2.6 \cdot 10^{-7}$$

$$S_0 = 10^{18}, \quad y_O = 4.12 \cdot 10^{-10}, \quad y_N = 6.7 \cdot 10^{-10}$$

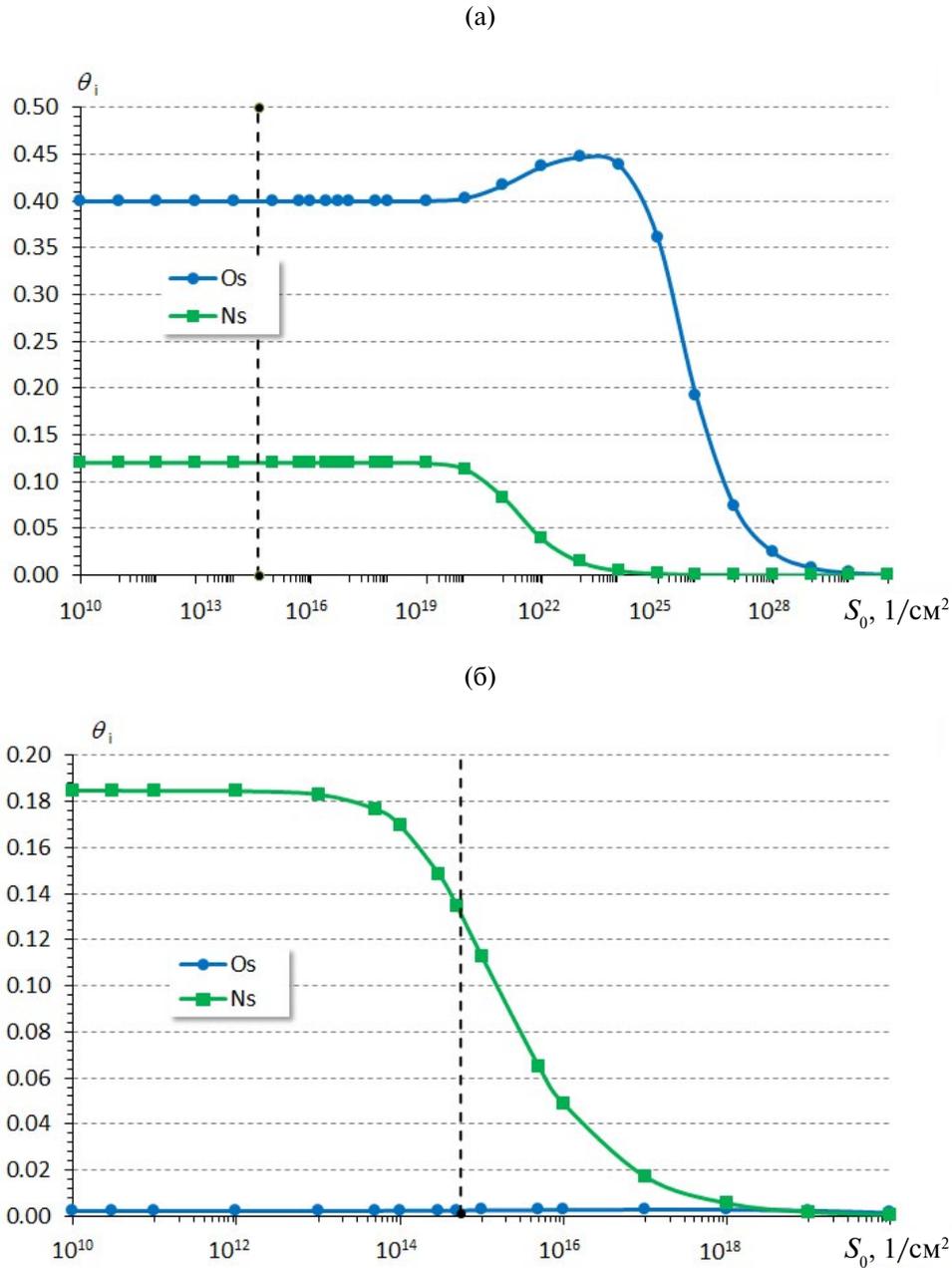


Рис. 9. Степени заполнения поверхностей SiO_2 (а) и Cu_2O (б) адсорбированными атомами кислорода и азота в зависимости от плотности мест адсорбции S_0 .

Cu_2O

$$S_0 = 10^{13}, \quad y_O = 1.24 \cdot 10^{-7}, \quad y_N = 7.17 \cdot 10^{-8}$$

$$S_0 = 5 \cdot 10^{15}, \quad y_O = 1.71 \cdot 10^{-9}, \quad y_N = 4.52 \cdot 10^{-10}$$

Приведенные значения газофазных концентраций для материала SiO_2 еще недостаточно малы при $S_0 < 10^{19}$, чтобы степени заполнения начали уменьшаться. Они остаются практически постоянными во всем диапазоне изменения параметра S_0 . В то время как для Cu_2O при значениях параметра $S_0 > 5 \cdot 10^{13}$ степень заполнения θ_N резко уменьшается. При дальнейшем увеличении параметра S_0 степени заполнения азотом и кислородом выходят на нулевые значения для обеих моделей.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием постадийной гетерогенной кинетики взаимодействия диссоциированного воздуха с поверхностями β -кристобалита и меди выполнено численное моделирование обтекания водоохлаждаемой цилиндрической модели в недорасширенных сверхзвуковых струях высокоэнтальпийного воздуха в рамках уравнений Навье—Стокса многокомпонентным неравновесно-диссоциированным воздухом с учетом химических реакций в потоке для условий экспериментов по теплообмену на индукционном ВЧ-плазматроне ВГУ-4 (ИПМех РАН). Проведено сравнение численных решений по химическому составу газа и по тепловым потокам на поверхности датчика для различных моделей катализа. Показан вклад процессов диффузии и теплопроводности в тепловой поток к поверхности для различных режимов взаимодействия газа с материалом поверхности. Для рассматриваемой температуры поверхности $T_w = 849$ К основным механизмом, определяющим тепловой поток, является диффузия, инициируемая процессами гетерогенной рекомбинации. Определена зависимость характеристик течения (химического состава газа на поверхности, степени заполнения поверхности, теплового потока к поверхности) от плотности мест адсорбции, изменение которой позволяет описать весь диапазон граничных условий — от некаталитических до идеально каталитических.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gordeev A.N., Kolesnikov A.F., Yakushin M.I.* An Induction Plasma Application to “Buran’s” Heat Protection Tiles Ground Tests // *SAMPE Journal*. 1992. V. 28. № 3. P. 29–33.
2. *Колесников А.Ф., Сахаров В.И.* Экстраполяция параметров теплообмена модели в недорасширенных струях диссоциированного воздуха в ВЧ-плазматроне на условия обтекания сферы высокоскоростным потоком в земной атмосфере // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2015. V. 16. № 2.
3. *Колесников А.Ф., Сахаров В.И.* Подobie теплообмена модели в недорасширенных струях диссоциированного воздуха в ВЧ-плазматроне и при обтекании сферы высокоскоростным потоком в земной атмосфере // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2016. № 3. P. 110–116.
4. *Васильевский С., Колесников А., Сахаров В.* Исследование точности моделирования конвективного теплообмена в дозвуковых струях диссоциированного воздуха в ВЧ-плазматроне // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2020. V. 21. № 2. P. 1–13.
5. *Гордеев А.Н., Колесников А.Ф., Сахаров В.И.* Течение и теплообмен в недорасширенных струях индукционного плазматрона // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. МЖГ. 2011. № 4. P. 130–142.
6. *Галкин С. et al.* Исследование влияния формы модели на конвективные тепловые потоки к холодной каталитической поверхности в сверхзвуковых струях диссоциированного воздуха в ВЧ-плазматроне // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2021. V. 22. № 3. P. 21–30.
7. *Романовский Б.В.* Основы катализа. Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. 1–172 p.
8. *Tetkin M.I.* The transition state in surface reaction // *Acta Physicochimica*. 1938. V. 8. № 2. P. 141–170.
9. *Kovalev V.L., Kroupnov A.A., Vetchinkin A.S.* Quantum mechanics calculation of catalytic properties of a copper sensor for prediction of flow characteristics in plasmatron // *Acta Astronaut*. 2015. V. 117. P. 408–413.
10. *Крупнов А.А., Погосбекян М.Ю., Сахаров В.И.* Применение моделей гетерогенного катализа при решении задач струйного обтекания моделей из меди для условий экспериментов на индукционном ВЧ-плазматроне // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2023. V. 24. № 4. P. 1–16.
11. *Крупнов А.А., Pogosbekian M.J.* Interaction of dissociated air with the surface of β -cristobalite material // *Acta Astronaut*. 2023. V. 203. P. 454–468.
12. *Чаплыгин А. et al.* Экспериментальное и численное исследование теплового эффекта катализа на поверхностях металлов и кварца в недорасширенных струях диссоциированного воздуха // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2018. V. 19. № 4. P. 1–11.
13. *Afonina N.E., Gromov V.G., Sakharov V.I.* HIGHTEMP technique of high temperature gas flows numerical simulations // *Proc. 5th Europ. Symp. on Aerothermodyn. Spase Vehicles*. Cologne, 2004. P. 323–328.
14. *Сахаров В.И.* Численное моделирование термически и химически неравновесных течений и теплообмена в недорасширенных струях индукционного плазматрона // *Изв. РАН Механика жидкости и газа*. 2007. № 6. P. 157–168.
15. *Гурвич Л.В., Вейц И.В., Медведев В.А.* Термодинамические свойства индивидуальных веществ/3rd ed. М.: Наука, 1978.
16. *Park C. et al.* Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions. II — Mars entries // *J Thermophys Heat Trans*. 1994. V. 8. № 1. P. 9–23.

17. *Losev S., Makarov V., Nikolsky V.* Thermochemical nonequilibrium kinetic models in strong shock waves on air // 6th Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference. Reston, Virginia: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1994.
18. *Лосев С., Макаров В., Погосбекян М.* Модель физико-химической кинетики за фронтом очень сильной ударной волны в воздухе // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 2. P. 169–182.
19. *Ибрагимова Л.Б., Смехов Г.Д., Шаталов О.П.* Константы скорости диссоциации двух-атомных молекул в термически равновесных условиях // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1999. № 1. P. 181–186.
20. *Hirschfelder J.O., Curtiss C.F., Bird R.B.* The Molecular Theory of Gases and Liquids. New York: John Wiley and Sons, 1954. 1219 p.
21. *Reid R.C., Prausnitz J.M., Sherwood T.K.* The Properties of Gases and Liquids. New York: McGraw-Hill, 1977. 688 p.
22. *Васильевский, С.А. Колесников А.Ф.* Численное моделирование течений равновесной индукционной плазмы в цилиндрическом канале плазматрона // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2000. № 5. P. 164–173.
23. *Krupnov A.A., Pogosbekian M.J.* The influence of heterogeneous catalytic processes on the heat flux to the surface and the chemical composition of the shock layer at high-speed flow around blunt bodies // Acta Astronaut. 2024. V. 219. P. 517–531.

NEW MODELS OF HETEROGENEOUS CATALYSIS FOR NUMERICAL STUDY OF FLOWS AND HEAT TRANSFER IN AN INDUCTION HF PLASMATRON

A. A. Krupnov*, M. Yu. Pogosbekyan**, and V. I. Sakharov***

Moscow State University, Institute of Mechanics, Moscow, Russia

**e-mail:krupnov@imec.msu.ru*

***e-mail:pogosbekian@imec.msu.ru*

****e-mail:sakharov@imec.msu.ru*

Numerical simulation of the flow of multicomponent nonequilibrium dissociated air past a water-cooled cylindrical model in underexpanded supersonic jets of high-enthalpy air is carried out within the framework of the Navier-Stokes equations using the stage-by-stage heterogeneous kinetics of interaction of dissociated air with the surfaces of β -cristobalite and copper and taking into account chemical reactions in flow for the conditions of experiments on heat transfer in the induction HF plasmatron VGU-4 (IPMech RAS). Numerical solutions for the chemical composition of the gas and for heat fluxes to the surface of the sensors are compared for various catalysis models. The contribution of diffusion and heat conduction processes to the heat flux to the surface is shown in various regimes of the interaction of gas with the surface material. The dependence of the flow characteristics (the chemical composition of the gas on the surface, the degree of filling of the surface, and the heat flux to the surface) on the density of adsorption sites has been determined. The modification of this dependence makes it possible to describe the entire range of the boundary conditions from non-catalytic to full catalytic ones.

Keywords: dissociated air, heterogeneous catalysis, heat transfer, HF plasmatron, β -cristobalite, copper, density of adsorption sites.