

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ТЕЧЕНИЯ

Электрохимические преобразователи механических колебаний	
<i>В.Г. Криштон, Д.А. Жевненко, П.В. Дудкин, Е.С. Горнев, В.Г. Попов, С.С. Вергелес, Т.В. Криштон</i>	2
Особенности течения жидкости в пограничном слое потока с обратным градиентом давления	
<i>О.Н. Мельникова, Х. Янг</i>	4
Влияние поверхностной пленки на структуру ветровых приповерхностных течений	
<i>Ю.Ю. Плаксина, А.В. Уваров, Н.А. Винниченко</i>	8
Исследование конвекции Бенара-Рэлея методом трассировки частиц	
<i>Я.Д. Титовец, А.С. Федотов</i>	10
Модификация теневого фонового метода для исследования гравитационно-капиллярных волн	
<i>А.В. Уваров, А.В. Пуштаев, Н.А. Винниченко, Ю.Ю. Плаксина</i>	13

Электрохимические преобразователи механических колебаний

В.Г. Криштон^{1,2,5,*}, Д.А. Жевненко^{1,3,4}, П.В. Дудкин^{1,4}, Е.С. Горнев²,
В.Г. Попов⁵, С.С. Вергелес^{4,6}, Т.В. Криштон¹

¹ ООО «Сейсмотроника».

² Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН

³ АО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники»

⁴ Московский физико-технический институт (государственный университет)

⁵ ОАО «ИнфоТеКС».

⁶ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

* v.g.krishtop@gmail.com

Электрохимические системы очень перспективны для разработки новой элементной базы для микроэлектроники и для использования в широком спектре инженерных задач измерения и контроля механических параметров и величин. Мы разработали микроэлектронную технологию изготовления электрохимических преобразователей (ЭХП) и разработали новые приборы на основе новых электрохимических микроэлектронных чипов. Электрохимические преобразователи высокочувствительны и энергоэффективны и лучше всего подходят для измерения слабых механических колебаний на низких частотах.

В настоящее время существует множество типов электрохимических преобразователей и сенсоров, работающих на принципах молекулярной электроники. Основу действия электрохимических преобразователей информации могут составлять концентрационная поляризация электродов, электрокинетические явления, анодное растворение (или катодное электроосаждение), конвекция неоднородного электролита в поле тяжести и другие. Более подробно с различными способами преобразования сигналов в электрохимических системах можно ознакомиться в [1-3].

Электрохимические системы очень перспективны для разработки новой элементной базы для микроэлектроники. Одним из наиболее важных направлений является разработка микроразмерных датчиков электрохимического ускорения и давления, а одной из наиболее перспективных технологий является электрохимический перенос заряда. В мире существует большой интерес к электрохимическим датчикам колебаний, несколько научных групп разрабатывают и испытывают планарные электрохимические структуры, выполненные на высоком технологическом уровне.

Мы разработали микроэлектронную технологию для электрохимических преобразователей и разработали новые приборы на основе новых электрохимических микроэлектронных чипов [4-7]. В этом докладе мы рассказываем о технологии и о применении электрохимических преобразователей (ЭХП). Рассмотрены основные принципы и основные характеристики электрохимических преобразователей, обсуждаются преимущества электрохимических устройств, в сравнении с механическими сейсмометрами, волоконно-оптическими приборами, MEMS, пьезоэлектрическими датчиками. Обсуждаются имеющиеся ограничения для ЭХП, и способы их преодоления. Показаны имеющиеся возможности моделирования электрохимических процессов и проектирования устройств [8-10], продемонстрированы прототипы приборов на основе электрохимических планарных преобразователей и приведены их основные характеристики [11-16]. Некоторые прототипы показаны на Рис. 1.

Электрохимические преобразователи имеют высокую чувствительность и энергоэффективность, и лучше всего подходят для измерения слабых механических движений. Планарная микроэлектронная технология является наиболее технологичным способом изготовления электрохимических преобразователей. Планарные

электрохимические преобразователи могут использоваться в акселерометрах, сейсмических датчиках, датчиках вращения, гидрофонах, датчиках давления и градиента давления.

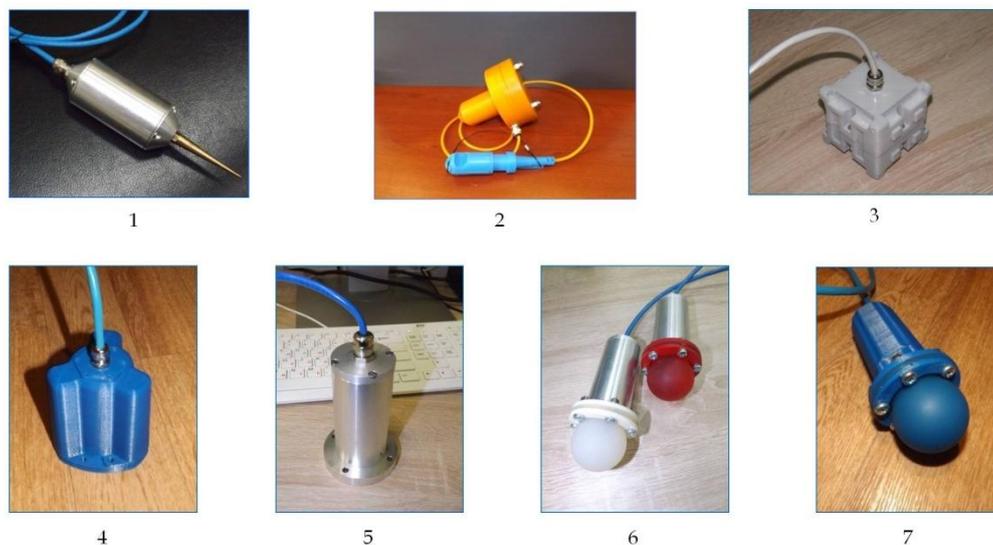


Рис. 1. Приборы на основе ЭХП.

1,2 — геофоны, 3 — модуль БИНС, 4, 5 — акселерометры, 6,7 — гидрофоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.М. Графов и др.. “Электрохимические преобразователи первичной информации”. М: Машиностроение, 1969.
2. Н.С. Лидоренко и др. “Введение в молекулярную электронику” М: Энергоатомиздат, 1984.
3. J. Newman, K.E.Thomas-Alyea, “Electrochemical Systems” NJ: J. Wiley & Sons, 2004.
4. В.А. Козлов // Успехи современной радиоэлектроники, 2004, № 5–6, С. 138.
5. A.S. Shabalina et al // Achievements of Modern Radioelectronics, 2014, 9, 33-42.
6. A.S. Bugaev et al. // Journal of Communications Technology and Electronics (Radiotekhnika i Elektronika), 2018, V. 63. №12, P. 1339. doi: [10.1134/S0033849418110025](https://doi.org/10.1134/S0033849418110025)
7. V.G. Krishtop et al. // Advanced Materials Proceeding, 2019, V. 4, No 1, P. 03. doi: [10.5185/amp.2019.1449](https://doi.org/10.5185/amp.2019.1449)
8. A.V. Novikov et al. // Proc. SPIE, 2016, 10224, 102241J. doi: [10.1117/12.2267095](https://doi.org/10.1117/12.2267095)
9. D.A.Zhevnenko, et al. // Electronic Engineering. Series 3. Microelectronics. 2016, V. 164, №4, P. 31.
10. Zhevnenko, D.A. et al. // Proc. SPIE, 2016, 10224, 102241I. doi: [10.1117/12.2267082](https://doi.org/10.1117/12.2267082)
11. A.S. Shabalina et al. // Proc. SPIE, 2016, 10224, 102241K. doi: [10.1117/12.2267099](https://doi.org/10.1117/12.2267099)
12. D.L. Zaitsev et al. // J. Sensors, 2016, V. 2016, 6148019. doi: [10.1155/2016/6148019](https://doi.org/10.1155/2016/6148019)
13. D.L. Zaitsev et al. // Proc. SPIE, 2016, 10224, 102241H. doi: [10.1117/12.2267073](https://doi.org/10.1117/12.2267073)
14. D.A. Zhevnenko, et al. // Advanced Materials Proceeding, 2019, V. 4, No 1, P. 26. doi: [10.5185/amp.2019.1442](https://doi.org/10.5185/amp.2019.1442)
15. T.V. Krishtop et al. // Nanoindustry, 2019, Special Ussie №89, P. 582. doi: [10.22184/NanoRus.2019.12.89.582.585](https://doi.org/10.22184/NanoRus.2019.12.89.582.585)
16. T. V. Krishtop et al. //Proc. SPIE, 2018, 11022, 1102210. doi: [10.1117/12.2522033](https://doi.org/10.1117/12.2522033)

Особенности течения жидкости в пограничном слое потока с обратным градиентом давления

О.Н. Мельникова, Х. Янг

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра физики моря и вод суши. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

olamel@yandex.ru

Во всех технических и природных системах, включающих потоки жидкости, возникает взаимодействие течений и твердых поверхностей. В тонком слое потока, прилегающем к стенке, вязкость доминирует, и жидкость течет без проскальзывания, в отличие от «идеальной» жидкости. Выше вязкого слоя существует область, где вязкость еще сильно влияет на течение, образуя пограничный слой. Хотя эта двухслойная модель немного упрощена, этот подход является практическим способом моделирования. Течение жидкости удовлетворяет уравнению Навье-Стокса, включающего влияние вязкой диффузии и градиента давления. В [1] Прандтль впервые предположил, что в потоках с обратным градиентом давления, тормозящим жидкость, вблизи подстилающей поверхности, где вязкость играет существенную роль, могут возникать вихри. Математическое моделирование таких нестационарных пограничных течений является довольно сложной задачей, которую пока решить не удалось. Были сделаны попытки подобрать подходящие форму возмущений и вертикальные профили усредненной по времени скорости замедляющегося течения, однако получить согласие экспериментальных и модельных данных не удалось [2]. В [3] было показано, что процесс торможения происходит в пограничном слое периодически, а каждый цикл заканчивается формированием и вылетом из вязкого слоя цепочки цилиндрических вихрей с горизонтальной осью, направленной в поперечном направлении. Можно предположить, что существует такая фаза периодического процесса торможения течения, в которой формируется такой вертикальный профиль скорости, который обеспечивает потерю устойчивости ламинарного движения и формирования вихрей. Для проверки сделанного предположения необходимо получить экспериментально такие профили скорости, в которых время усреднения данных Δt было бы существенно меньше периода процесса торможения $\Delta t \ll T$. Решение этой задачи является целью настоящей работы.

Эксперименты проводились в прямом канале с прозрачными стенками длиной 3.5 м, шириной 15 см, с регулируемым наклоном дна. Были исследованы равномерные потоки с нулевой составляющей градиента давления в направлении движения ($\partial p / \partial x = 0$) и замедляющиеся в направлении движения потоки воды с $\partial p / \partial x > 0$. Расход воды не менялся во времени. Толщина слоя воды составляла $2.1 < h < 3.1$ см. Максимальная (в сечении) скорость потоков в серии экспериментов составляла $15 < U_{\max} < 40$ см/с, продольный градиент скорости не превышал по модулю 0.01 с^{-1} . Для исследования поля скорости использовалась видеозапись перемещения частиц плотности $\rho = 1.05 \text{ г} \cdot \text{см}^3$ со средним диаметром 0.2 мм в потоке воды над гладкой поверхностью (органическое стекло). Размер частиц позволял разрешать скорость течения в вязком слое потока толщиной порядка 2 мм. Запись велась через боковую стенку канала. Скорость видеозаписи – 25 кадров в секунду. Камера вручную фокусировалась на ось канала, чтобы по четкости изображения отличать и использовать частицы, перемещающиеся вдали от вертикальных стенок. Рабочий участок занимал 15-18 см вдоль продольной оси канала.

Обработка данных с помощью программы Adobe Photoshop позволила получить траектории и скорости частиц, одновременно перемещавшихся вдоль рабочего участка

на разных горизонтах. Для исследования поля скорости основного течения использовались частицы, не меняющие своего положения по вертикали. Такой выбор частиц исключал учет возмущений вносимых вихрями, скорость и траектория которых отличаются от скорости основного течения [3, 4].

Экспериментальные данные показали, что в равномерных потоках течение соответствует стационарному равномерному ламинарному течению. Усреднение данных для нескольких частиц, перемещающихся на одной и той же высоте, позволяет получить вертикальный профиль усредненной по времени скорости течения для любой продольной координаты x . Из полученных данных следует, что в равномерных потоках у дна существует вязкий слой с линейной зависимостью скорости течения от вертикальной координаты $u(y)$. В исследованном диапазоне значений скорости течения $15 < U_{\max} < 40$ см/с толщина вязкого слоя не меняется и составляет $\delta \approx 0.1h \approx 0.29$ см, а вертикальный градиент скорости увеличивается. На верхней границе вязкого слоя скорость течения составляет примерно $u(\delta) \approx 0.5U_{\max}$. Выше вязкого слоя экспериментальные данные можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью $u(y)$. Толщина вязкого слоя определяется точкой пересечения линий тренда: прямой линии для вязкого слоя и экспоненты для внешней части пограничного слоя. Экспериментальные данные отличаются от аппроксимирующих зависимостей не более, чем на величину доверительного интервала.

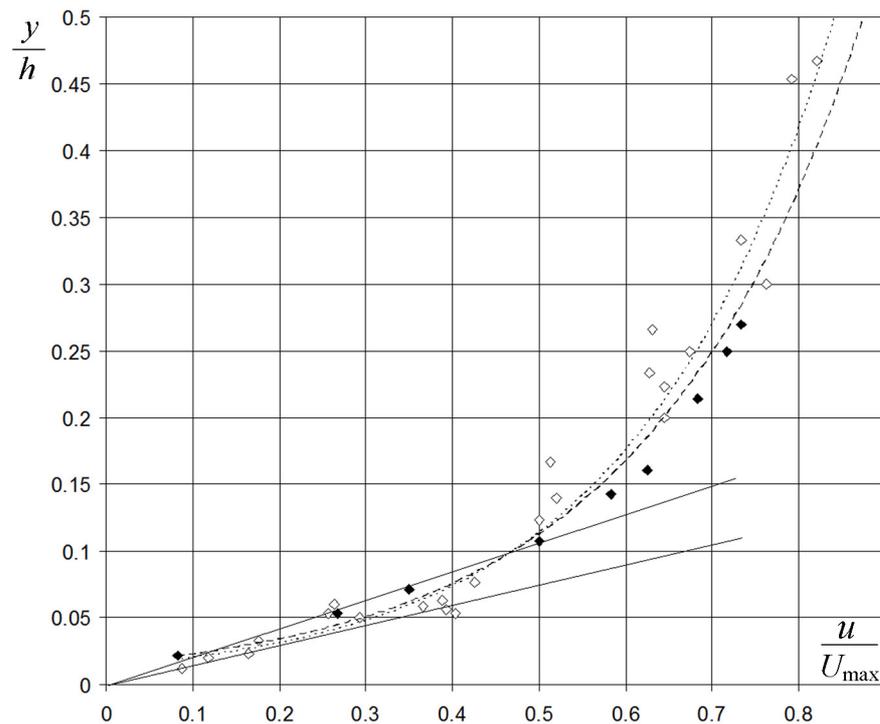


Рис. 1. Вертикальные профили скорости в равномерном потоке (заполненные маркеры) и в потоке с обратным градиентом давления (пустые маркеры). Линии тренда: сплошные в вязком слое, штриховая и пунктирная линии – экспоненты для внешней области потока. $U_{\max} \approx 30$ см/с в обоих случаях.

Сравнить вертикальные профили усредненной по времени скорости течения равномерных и замедляющихся потоков позволяют данные, приведенные на рис. 1.

Если градиент давления $\frac{\partial p}{\partial x} > 0$ профиль усредненной по времени скорости по-прежнему имеет вязкий слой с линейной зависимостью $u(y)$. Однако толщина вязкого

слоя уменьшается и составляет примерно $\delta \approx 0.06h$, а скорость течения на верхней границе вязкого слоя $u(\delta) \approx 0.4U_{\max}$. Хотя экспоненциальные линии тренда равномерного и замедляющегося потоков очень близки, скорость течения замедляющегося потока во внешней области пограничного слоя ниже скорости равномерного потока. Это связано с воздействием обратного градиента давления, тормозящего жидкость. Отклонения экспериментальных данных от линии тренда существенно выше для замедляющегося потока, что можно объяснить периодическим торможением течения в процессе формирования вихрей, обнаруженным в [3]. Однако форма вертикального профиля усредненной по времени скорости течения не содержит таких особенностей, которые позволили бы объяснить формирование вихрей.

Для того, чтобы получить вертикальные профили скорости в различных стадиях процесса торможения, построим зависимости $u(x)$ для нескольких частиц, перемещающихся на различных горизонтах (рис. 2).

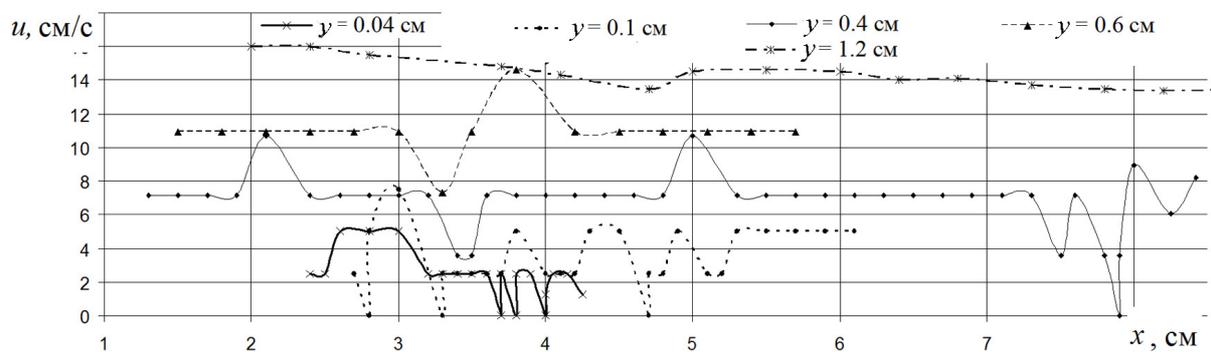


Рис. 2. Зависимость скорости частиц от продольной координаты. $U_{\max} = 24$ см/с

На рис. 2 приведены зависимости скорости течения от продольной координаты, полученные в потоке с обратным градиентом скорости: $U_{\max} = 24$ см/с, $\frac{\partial u}{\partial x} \approx -0.001$ с⁻¹.

Данные эксперимента показали, что скорость течения на верхних горизонтах $y > 0.8$ см слабо меняется на всем участке: течение соответствует ламинарному движению. Скорость частиц быстро убывает при уменьшении вертикальной координаты при $y < 0.4$ см, а возмущения скорости нарастают. При $0.4 < y < 0.6$ см скорость течения слабо меняется почти на всем участке, кроме нескольких узких зон шириной примерно в 1 см. В этих зонах ($3 < x < 4$ см и $7 < x < 8$ см) скорость течения на всех горизонтах резко падает. Снижение скорости в указанных областях наблюдаются периодически с интервалом времени $T \approx 1$ с. Частицы проходят эти зоны примерно за 0.2 с (5 кадров), что позволяет зафиксировать периодическое торможение при скорости записи 25 кадров в секунду. В момент максимального падения скорости на видеозаписи фиксируются вылеты вихрей, как и в работе [3]. После вылета вихрей скорость течения резко увеличивается. Регулярное повторение процесса торможения на всех горизонтах при $y < 0.6$ см на указанных выше участках позволяет усреднить данные для разных фаз процесса и построить вертикальные профили скорости, соответствующие данной фазе. На рис. 3 приведены два вертикальных профиля скорости, полученных в начальной фазе торможения и в фазе минимальных значений скорости течения при $U_{\max} = 40$ см/с. Профиль, полученный в фазе максимального торможения, существенно отличается от экспоненты при $y < 0.6$ см, максимальное отличие наблюдается при $y \approx 0.25$ см.

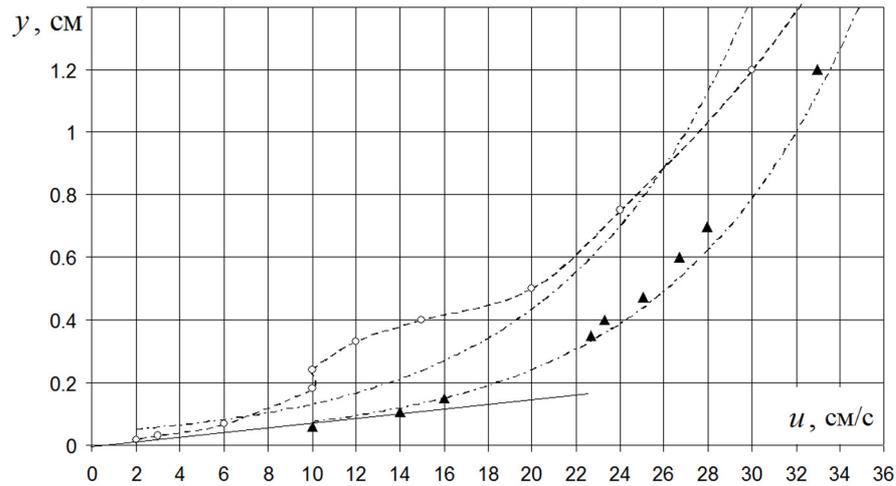


Рис. 3. Вертикальные профили скорости, полученные в фазе максимального торможения потока (кружки) и в начальной фазе (треугольники). Прямая линия аппроксимирует линейный профиль скорости в вязком слое. Штриховая линия аппроксимирует данные в фазе максимального торможения. Штрихпунктирные линии – экспоненциальные линии тренда.

На профиле, полученном в фазе максимального торможения потока, обнаружена особенность в виде локального минимума скорости течения с двумя точками перегиба на координатах $y \approx 0.22$ см и $y \approx 0.45$ см. Появление такой области возможно связано с тем, что в ней существенно снижает скорость как обратный градиент давления, так и трение жидкости о дно. Можно предположить, что ламинарное течение в зоне нижней точки перегиба, где $\frac{\partial u}{\partial y} \approx 0$, теряет устойчивость, что приводит к образованию вихря в этой зоне в фазе максимального торможения потока. Данные видеозаписи подтверждают сделанные предположения (рис.4).

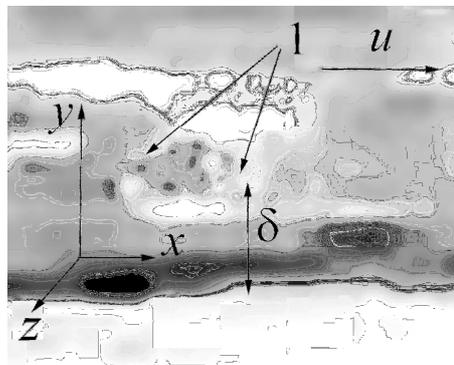


Рис. 4. Формирование вихря на верхней границе вязкого слоя. 1 – вертикальное сечение вихря.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Prandtl . // Proc. Third Inter. Math. Congr., Heidelberg, 1904. P. 484.
2. H.M. Nagib, K.A. Chauhan. // Phys. Fluids. 2008. V. 20. P. 101518.
3. O.V. Egorov, S.L Martynov, O.N. Melnikova. // Bull. of Russian Acad. of Sci. Physics. 2002, V. 66, No. 12. P. 1887
4. F. Ahmadi, S. Sanders, S. Ghaemi. // Phys. Rev. Fluids. 2020. V.5. No 1. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.5.014302

Влияние поверхностной пленки на структуру ветровых приповерхностных течений

Ю.Ю.Плаксина, А.В.Уваров, Н.А.Винниченко
МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет
yuplaksina@mail.ru

Наличие ветра или обдува приводит к существенному ускорению теплообмена на границе раздела «вода-воздух». Теплообмен приводит к охлаждению верхнего слоя и началу конвекции, связанной с вертикальным тепло- и массопереносом. Такой перенос непосредственно не связан со стандартной турбулизацией потока при увеличении чисел Рейнольдса. В результате в приповерхностном слое при определенных условиях формируются регулярные структуры, которые в геофизике называются циркуляциями Ленгмюра [1]. Несмотря на наличие большого количества моделей таких течений (см, например, [2]), основной проблемой остается невозможность описания самого эффективного свойства таких циркуляций – скачкообразного перехода к системе полос, часто хорошо визуализированной поверхностными загрязнениями. В работах нашей научной группы было показано (см., например, [3]), что представление о «холодной пленке» связано с наличием, даже при очень низкой концентрации примесей в воде, поверхностного слоя, который обладает особыми реологическими свойствами. В частности, пленка препятствует массообмену «поверхность-объем», но в ней вполне возможны двумерные течения, например, поверхностные вихри [3]. Сильный градиент температуры у поверхности – это только следствие особых гидродинамических условий. Такая пленка возникает даже в дистиллированной воде и только при очистке воды до уровня деионизированной пленка исчезает [3].

По нашему мнению, холодная пленка является и причиной резкого перехода к циркуляциям Ленгмюра – в момент ее разрыва приповерхностное течение перестраивается, и конвективные валы «выходят на поверхность».

Для проверки этих предположений в работе исследовались течения в Т-образных каналах длиной 3.35 и 1.33 метра с помощью ИК-термографии высокого разрешения (поле температур на поверхности) и цифровой трассерной визуализации (поле скоростей в приповерхностном слое). Ширина длинного канала – 15 см, в коротком канале была возможность изменения его ширины от 0 до 20 см. ИК-термография позволяет определить наличие или отсутствие пленки по резкому изменению поля температур (рис.1), а цифровая трассерная визуализация (Particle Image Velocimetry, PIV) позволяет исследовать профили скорости вблизи поверхности. Кроме того, мелкомасштабная структура поверхностного поля температур позволяет получить поле скоростей на поверхности из сравнения полей температур (IR-PIV). Несмотря на существенные различия граничных условий в исследуемой задаче и в натуральных условиях, некоторые свойства такого течения (условия разрыва пленки, поле скоростей вблизи поверхности) оказываются достаточно универсальными как для геофизических, так и для теплофизических приложений.

Как хорошо видно из рис.1, области с пленкой и свободная поверхность существенно отличаются по температуре. Свойства поверхностного течения в этих двух областях принципиально разные. В области с более высокой температурой («светлой» зоной) на поверхности видна мелкомасштабная конвекция Марангони, поверхность свободно движется и верхний слой на границе «подныривает» под пленку. В пленке поверхностная дивергенция скорости равна нулю и прочности пленки оказывается достаточно, чтобы при заданном направлении ветра возникало как прямое, так и обратное поверхностное течение. Такая ситуация приводит к различным

профилям скорости под поверхностью. Для свободной поверхности происходит линейное падение компоненты скорости, направленной по ветру, что соответствует стандартным представлениям. Под пленкой профиль скорости зависит от места и времени измерений.

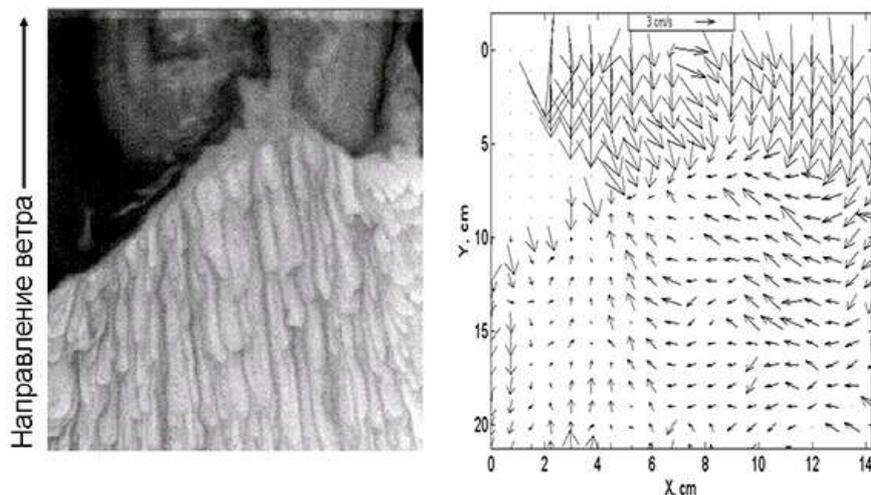


Рис. 1. Поле температур в канале в области перехода «пленка-свободная поверхность» (чем темнее цвет, тем холоднее поверхность, разность температур между самым холодным и самым тёплым участком поверхности $2,2^{\circ}\text{C}$) и поле скоростей на поверхности, полученное с помощью IR-PIV. Скорость ветра в точке перехода – 4 м/с .

Важным свойством приповерхностного слоя оказывается его «ветровая память». При механическом смахивании поверхности пленка восстанавливается за несколько секунд за счет адсорбции из объема, но при длительном ветровом воздействии приповерхностный слой начинает обедняться и пленка начинает исчезать при более низких скоростях обдува. Процесс выравнивания концентраций примесей занимает несколько часов. Диапазон скоростей, при которых наблюдается возникновение конвективных валов со свободной поверхностью, находится в области 5 м/с , что вполне соответствует натурным наблюдениям [1].

Добавление ПАВ приводит к существенному упрочнению пленки. В работе использовался широко распространенный додецилсульфат натрия (SDS). Уже при концентрации в 100 раз ниже критической концентрации мицеллообразования пленка существенно упрочняется, а ее разрыв начинает происходить не поперек потока, а вдоль него, в районе формирующихся валов.

Таким образом, влиянием поверхностной пленки нельзя пренебречь ни в теплофизических задачах (где формируются две области теплообмена), ни в геофизических приложениях. Постепенный переход от балк-формулы к точному моделированию требует создания реологических поверхностных моделей воды с различным химическим составом, а условия разрыва пленки зависят не только от скорости ветра и обдува в данный момент времени, но и от предыстории ветровых воздействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Показеев К.В., Филатов Н.Н. Гидрофизика и экология озер // Том 1. Гидрофизика. М.: Физический факультет МГУ, 2002, с. 144-152.
2. Leibovich V. S. // Fluid Mech, 1983, p. 391–427.
3. Плаксина Ю.Ю. и др. // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, (5):56–62, 2018.

Исследование конвекции Бенара-Рэлея методом трассировки частиц

Я.Д. Титовец, А.С. Федотов

Белорусский государственный университет, г. Минск

yoscrimmer@gmail.com

Конвективная неустойчивость в тонком слое жидкости наблюдается во многих технических системах, а также представляет интерес с точки зрения теории самоорганизации. Один из самых распространенных видов течений жидкости и газа в природе – конвекция в плоском горизонтальном слое жидкости, нагретом снизу и охлажденном сверху (конвекция Бенара-Рэлея). Такая конвекция играет важную роль в геофизике, астрофизике, метеорологии, океанографии и инженерии, иными словами, представляет собой вид движения текучей среды, который наблюдается на различных пространственных и временных масштабах [1].

Большинство современных исследований динамических свойств систем с конвекцией Бенара-Рэлея основывается на упрощенной модели, сводящей уравнения динамики жидкости к системе обыкновенных дифференциальных уравнений Лоренца. Такой подход оказался весьма плодотворен, однако из-за ряда упрощений [1] не учитывает динамику жидкости вблизи стенок, а также нелинейные пространственные эффекты. В данной работе представлен подход, позволяющий рассмотреть фазовые портреты системы с конвекцией Бенара-Рэлея без упрощения исходных уравнений Навье-Стокса.

Текущая среда в конвективных потоках приходит в движение за счет силы Архимеда, возникающей из-за разницы в плотности между горячей и холодной жидкостью. Приближение Буссинеска заключается в учете зависимости плотности от температуры в виде:

$$\rho(T) = \rho_0(1 - \beta\theta), \quad (1)$$

где ρ – плотность жидкости, ρ_0 – плотность жидкости при равновесной температуре, β – коэффициент объемного расширения, θ – отклонение температуры от равновесного состояния. На расчетной области была поставлена начально-краевая задача для системы уравнений движения и теплопереноса в несжимаемой жидкости [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + (\bar{v}\nabla)\bar{v} &= -\frac{1}{\rho_0}\nabla P + \nu\Delta\bar{v} + \bar{g}\beta\theta \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\bar{v}\nabla)\theta &= \chi\Delta\theta, \\ \operatorname{div}\bar{v} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

где \bar{v} – скорость течения, P – давление, ν – кинематическая вязкость, \bar{g} – ускорение свободного падения, χ – коэффициент температуропроводности.

В задаче были поставлены следующие граничные и начальные условия:

$$\begin{cases} T = T_{hot}, y = 0, x \in \Gamma \\ T = T_{cold}, y = y_{max}, x \in \Gamma \\ -\bar{n} \cdot \lambda \nabla T = 0, x = 0, y \in \Gamma \\ -\bar{n} \cdot \lambda \nabla T = 0, x = x_{max}, y \in \Gamma \\ \bar{v} = 0, (x, y) \in \Gamma \\ \bar{v}|_{t=0} = 0, (x, y) \in \Omega \\ T|_{t=0} = T_0, (x, y) \in \Omega \end{cases}, \quad (3)$$

где Ω – расчетная область, Γ – граница расчетной области, x_{\max} – максимальное значение координаты x в расчетной области, y_{\max} – максимальное значение координаты y в расчетной области, \vec{n} – нормаль к границе области, λ – коэффициент теплопроводности. Решение уравнений (1) – (3) проводилось методом конечных элементов с использованием программного обеспечения COMSOL Multiphysics базируется на численном решении уравнений в частных производных методом конечных элементов. Алгоритм поиска решений методом конечных элементов состоит в определении слабой формы дифференциального уравнения в частных производных, разбиении расчетной области на элементы, выборе интерполирующих решение функций на элементах, заполнении матрицы жесткости и вектора нагрузки, включении граничных условий и решении результирующей системы линейных алгебраических уравнений. В данной работе была выбрана дискретизация с использованием параболических и линейных базисных функций, позволяющая рассчитать скорость с ошибкой не хуже $O(h^2)$, а давление и температуру с ошибкой не хуже $O(h)$.

Сетка включала 2646 треугольных элементов, из которых 172 элемента являются граничными (рис.1). У границ расчетной области сетка сгущается для того, чтобы лучше разрешить течение приграничного слоя.

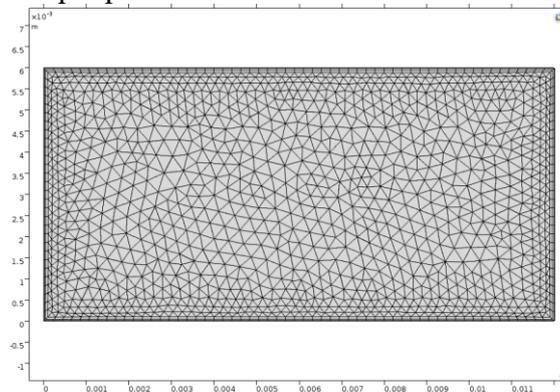


Рис. 1. Расчетная сетка для задачи о конвекции Бенара-Рэля.

Таким образом, была получена классическая картина конвекции Бенара-Рэля. На рис.2 представлены линии тока для движения жидкости в стационарном режиме. Число Рэля при этом составляет $2,2 \cdot 10^5$.

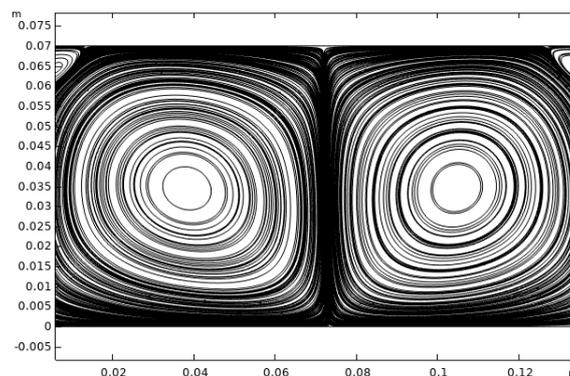


Рис. 2. Линии тока для конвекции Бенара-Рэля.

Для анализа фазового портрета в поток вводились безмассовые частицы, скорость которых в любой точке пространства совпадала со скоростью, полученной из уравнений Навье-Стокса. В расчетах использовалось 80 000 частиц. В результате были получены фазовые портреты, представленные на рис.3.

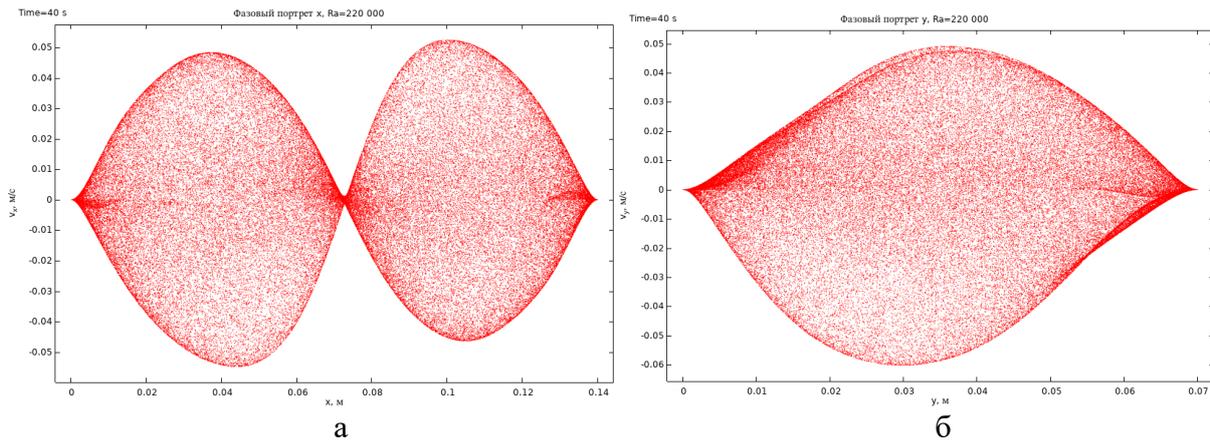


Рис. 3. Фазовый портрет x (а) и y (б).

На рис.4 представлены гистограммы распределения частиц по энергии и по нормированной энергии для различных чисел Рэлея. На гистограммах можно заметить три максимума, первый и самый явный из которых соответствует почти неподвижным частицам у стенок. Положение второго максимума, соответствующего частицам на границе вихрей, сдвигается в сторону меньших нормированных энергий и в сторону больших абсолютных энергий с ростом числа Рэлея.

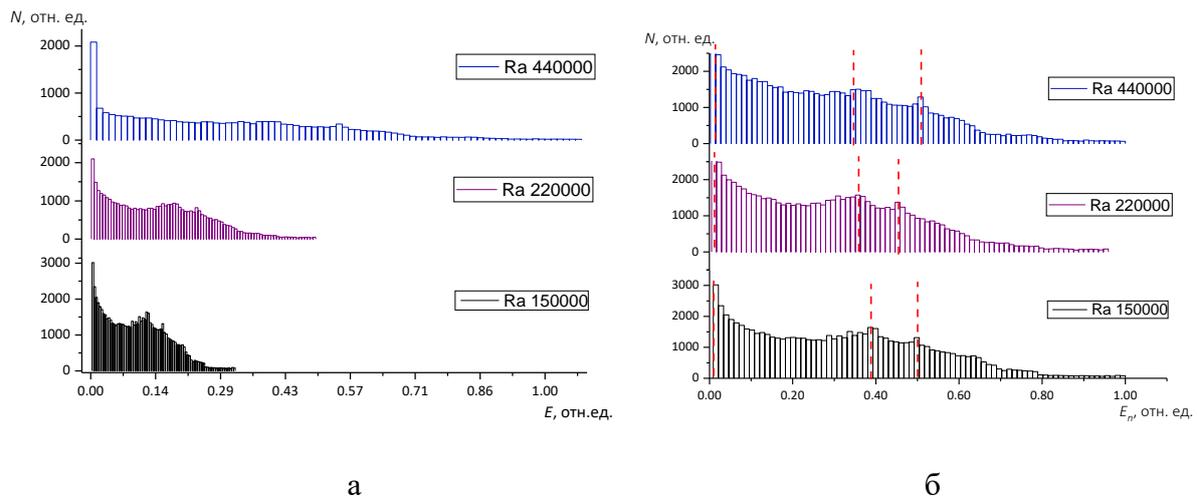


Рис. 4. Фазовый портрет x (а) и y (б).

Установлено, что вся исследуемая область характеризуется устойчивыми фазовыми портретами со стабильной огибающей. Методом трассировки частиц обнаружено, что распределение потока по локальной энергии демонстрирует наличие характерных максимумов, первый из которых соответствует почти неподвижным частицам у границы области, второй указывает на характерную энергию течения на границах устойчивых ячеек, третий - на характерную энергию течения в точках контакта между соседними ячейками, а также между ячейкой и стенкой.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Григорьев “Численное моделирование двумерной конвекции Рэлея-Бенара” // Математические заметки СВФУ, 2017, том 24, выпуск 1, с.87–98 с.
2. П.Г. Фрик “Турбулентность - подходы и модели”, Москва: Институт компьютерных исследований, 2003. 292 с.

Модификация теневого фонового метода для исследования гравитационно-капиллярных волн

А.В. Уваров, А.В. Пуштаев, Н.А. Винниченко, Ю.Ю. Плаксина
 МГУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет
uvarov@phys.msu.ru

Гравитационно-капиллярные волны (ГКВ) являются классическим объектом изучения в гидродинамике. Измерение рельефа поверхности жидкости при распространении ГКВ позволяет определить волновое число и коэффициент затухания, что может быть использовано для расчета вязкости, коэффициента поверхностного натяжения (КПН) или упругости пленок ПАВ. Определение формы поверхности жидкости возможно бесконтактным способом благодаря оптическим методам. Для этого в настоящей работе был использован новый метод (Moon-Glade Background Oriented Schlieren), основанный на модификации теневого фонового метода [1]. Принцип его работы заключается в съемке с помощью цифровой камеры изображения фонового объекта, наблюдаемого в отражении от поверхности жидкости (рис. 1а). Возмущение рельефа приводит к отклонению световых лучей и деформации изображения фона. Определяемое с помощью программной обработки смещение элементов на изображении пропорционально изменению угла наклона поверхности ($\xi = 2L\alpha$). Интегрирование поля смещений позволяет затем восстановить форму поверхности. В отличие от метода FS-SS [2], где используется преломление, Moon-Glade BOS позволяет проводить измерения в оптически неоднородных или непрозрачных жидкостях. В данной работе использовался контрастный фон из хаотично расположенных мелких точек. Поле смещений определялось кросс-корреляционным алгоритмом. Это более простой и надежный подход в отличие от метода PMD [3], где требуется дополнительная калибровка камеры и контроль освещения, необходимые при Фурье-обработке изображений. Поскольку надежная работа кросс-корреляционного алгоритма возможна до градиентов смещения 0,4–0,5, это ограничивает минимальный допустимый радиус кривизны поверхности ($R_{min} \approx 4L$) и максимальную амплитуду волны ($h_{max} = 1/k^2 R_{min}$, k — волновое число). С другой стороны, погрешность определения смещения ($\xi_{min} \approx 0,2$ пикс) ограничивает амплитуду снизу ($h_{min} = \xi_{min}/2Lk$). В условиях наших измерений для длины волны 2 см $h_{min} \approx 0,1$ мкм, $h_{max} \approx 6$ мкм.

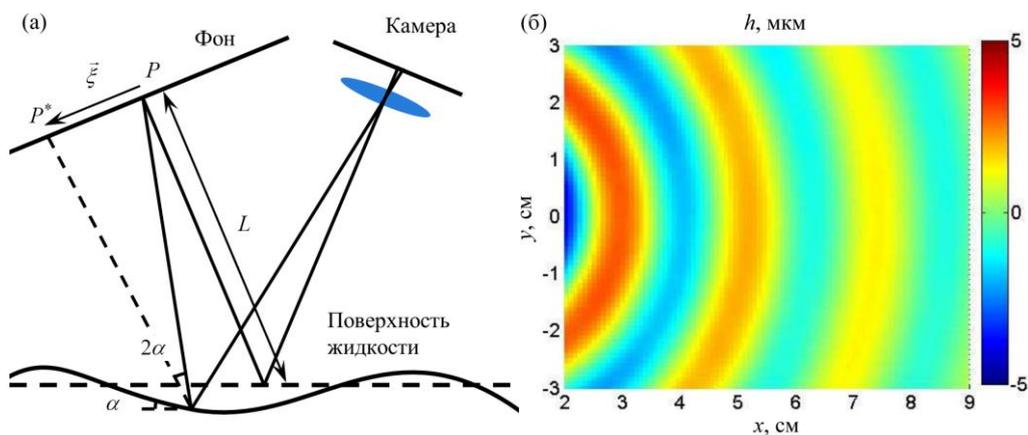


Рис. 1. (а) Оптическая схема метода Moon-Glade BOS. (б) Поле высоты на поверхности ПДМС-10 для волны с частотой 9 Гц.

Данная методика была использована в настоящей работе для получения рельефа поверхности при распространении круговых волн (рис. 1б). Волны создавались погруженным в жидкость наконечником, присоединенным к мембране динамика, который подключался к низкочастотному генератору. Форма волны имеет вид:

$$h = \operatorname{Re}\left(h_0 e^{-i\omega t} H_0^{(1)}(kr)\right), \quad (1)$$

где ω — круговая частота, r — расстояние до центра, $k = k_0 + i\gamma$, $H_0^{(1)}$ -функция Ханкеля.

С учетом коэффициента поверхностного натяжения (КПН), дисперсионное соотношение имеет вид ($kH \ll 1$, H — глубина):

$$\left(2 - i \frac{\omega}{\nu k^2}\right)^2 + \frac{g}{\nu^2 k^3} + \frac{\sigma}{\nu^2 k \rho} = 4 \sqrt{1 - i \frac{\omega}{\nu k^2}}, \quad (2)$$

где ν — кинематическая вязкость, g — ускорение свободного падения, σ — КПН, ρ — плотность. Результаты измерений для силиконового масла ПДМС-10, представленные на рис. 2, демонстрируют согласие с теорией, что подтверждает работоспособность новой методики. Силиконовое масло не образует поверхностных пленок и для расчета ГКВ можно использовать стандартное условие проскальзывания на поверхности. Однако такое условие выполняется далеко не всегда [4]. Во многих жидкостях (вода (кроме деионизированной), глицерин) поверхностная пленка существенно влияет на коэффициент затухания. Рассматриваемый метод позволяет в дальнейшем провести измерения и решить обратную задачу с определением граничных условий, которые во многих случаях сильно зависят от реологических свойств поверхности.

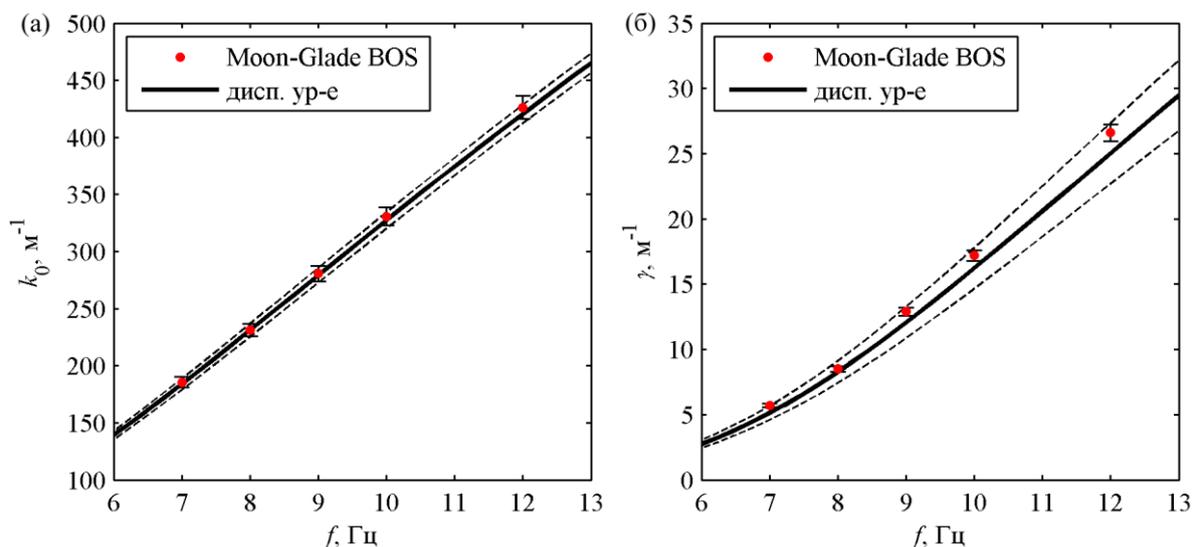


Рис. 2. Сравнение результатов измерений с расчетом для волнового числа (а) и коэффициента затухания(б).

ЛИТЕРАТУРА

1. N.A. Vinnichenko et al. // Exp. Therm. Fluid Sci. 2020. V. 114. P. 110051.
2. F. Moisy // Exp. Fluids 2009. V. 46. P. 1021–1036.
3. L. Huang et al. // Opt. Lasers Eng. 2018. V. 107. P. 247–257.
4. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001.