

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ТЕЧЕНИЯ

Аналитическое моделирование неустойчивости Фарадея: от идеальной жидкости к вязкой

Д.Ф. Белоножко..... 2

Влияние приливных волн на течения в районе Крестовских островов пролива Великая Салма

И.Н. Иванова, А.В. Макаров, А.Р. Чурбаев, А.А. Будников 4

Капиллярные волны импакта капли

А.Ю. Ильиных 7

Об особенностях волнового движения в вязкой однородной жидкости

А.А. Очиров 11

Влияние сверхтонких поверхностных пленок на формирование ветровых волн в жидкостях

Ю.Ю. Плаксина, А.В. Пуштаев, Н.А. Винниченко, А.В. Уваров..... 13

Вулканогенное цунами 15 января 2022 года в Тихом океане

К.А. Семенцов..... 16

Моделирование взрыва одиночной капли расплава при взаимодействии с водой

С.Е. Якуш, Н.С. Сиваков, В.И. Мелихов, О.И. Мелихов..... 18

Генерация ветровых волн на поверхности воды при осаждении гидрофобных частиц пыли. Качественный эксперимент

О.Н. Мельникова..... 21

Об оценке перераспределения доступной поверхностной энергии капли при падении на свободную поверхность жидкости

А.А. Очиров, К.Ю. Лапина, О.А. Антипаева..... 25

Анализ влияния колебаний поверхности жидкой струи с учетом силы тяжести в составе антенны на свойства антенны

С.В. Ходырев..... 27

Инженерная математика и техническая физика течений жидкостей и газов

Ю.Д. Чашечкин..... 29

Волны и лигаменты

Ю.Д. Чашечкин..... 33

Аналитическое моделирование неустойчивости Фарадея: от идеальной жидкости к вязкой

Д.Ф. Белоножко

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова»

belonozhko@mail.ru

Явление неустойчивости Фарадея состоит в образовании периодической рельефной структуры на горизонтальной свободной поверхности жидкости, заполняющей контейнер, который совершает малые вертикальные колебания [1]. Исследования неустойчивости Фарадея, включая различные способы влияния на характер её проявления, актуально и в наши дни [2,3]. Настоящее сообщение посвящено обзору аналитических методов моделирования неустойчивости Фарадея.

Несмотря на давнюю историю вопроса, тема аналитического моделирования и расчета размеров ряби Фарадея, выпала из содержания многих классических монографий по гидродинамике и теории гидродинамической устойчивости. Даже «настолярные» монографии [4-7], в которых перечислены главные типы гидродинамических неустойчивостей, совершенно бесполезны для знакомства начинающего исследователя с аналитической теорией неустойчивости Фарадея. Пока, такое знакомство возможно только через чтение оригинальных статей.

В рамках модели идеальной жидкости неустойчивость Фарадея моделируется без особых проблем [8]. Здесь прекрасно работает аппарат исследования устойчивости малоамплитудных возмущений. Выявление наиболее неустойчивых по отношению к вибрационному полю волновых мод позволяет оценить размер ячеек Фарадея. Во всех случаях задача сводится к уравнению Матье относительно амплитуды малого возмущения. И все же, модель идеальной жидкости не дает возможности рассчитать одну важную величину: пороговую амплитуду вибраций, при превышении которой рябь Фарадея возникает [9]. Пороговый эффект обусловлен диссипацией, и в рамках модели идеальной жидкости не может быть корректно смоделирован.

Переход к вязкой жидкости оказывается выходящим за рамки просто учебного упражнения. Увеличивается порядок системы и количество граничных условий. Методика [9], основанная на аналитическом преобразовании задачи к уравнению относительно амплитуды возмущения, как показано автором настоящего сообщения в работе [10], имеет ограниченную область применения. Условия ее эффективного использования нарушаются, если поверхность жидкости не свободная, а испытывает влияние дополнительных касательных натяжений. Такие натяжения появляются, например, на поверхности жидкости, покрытой пленкой поверхностно-активного вещества; на границе раздела двух вязких жидкостей; на поверхности неравномерный прогретого жидкого слоя и т.д.

Автору представляется целесообразным знакомство молодых исследователей с аналитическим подходом, развитым им в работе [2]. Согласно [2], аналитическое исследование неустойчивости Фарадея в задачах с вязкой жидкостью следует проводить, применяя общие принципы теории Флоке сразу ко всему набору переменных (компонентам поля скоростей, давлению; если нужно — к температуре, поверхностной концентрации примеси и т.п.). Такой подход, не имеет каких-то принципиальных ограничений на сложность используемых граничных условий. Анализ получающихся соотношений сводится к манипуляциям с линейными дифференциальными и алгебраическими выражениями.

Показательным примером эффективной работы развитого аналитического метода является задача о расчете условий возникновения ряби Фарадея на поверхности жидкости, покрытой пленкой поверхностно-активного вещества. Взаимодействие пленки поверхностно-активного вещества со свободной поверхностью происходит посредством касательных вязких натяжений, которые в модели идеальной жидкости просто отсутствуют. Поэтому включение в модель вязкости жидкости - принципиально. Задача эффективно решается методом, предложенным автором в [2]. Обнаруживается зависимость порогового значения амплитуды колебаний не только от вязкости, но и от упругости пленки. Существует упругость пленки поверхностно-активного вещества, при котором порог амплитуды значительно увеличивается по сравнению с рябью Фарадея на чистой поверхности.

Развитый метод не подразумевает искусственного отбрасывания каких-либо слагаемых в уравнениях и граничных условиях. В перспективе он оказывается весьма действенным для построения полного спектра решений задачи. В вязкой жидкости таких решений больше, чем в идеальной (из-за повышения порядка системы). Обнаружение и физическая интерпретация разнотипных решений – задача далеко не простая. Для её решения крайне важно сопоставлять результаты с экспериментом.

Нужно отметить, что исследование ряби Фарадея методами теории идеальной жидкости тоже не потеряло актуальности. Пример - задача о расчете условий появления ряби Фарадея на поверхности проводящей жидкости в перпендикулярном к ней электрическом поле. Даже простой подход обнаруживает интересный эффект уменьшения ячеек Фарадея при наложении достаточно сильного электрического поля. Обнаруживается, что в сильном электрическом поле рябь Фарадея формируется за счет сразу нескольких неустойчивых волновых мод. Переход к модели вязкой жидкости и расчет пороговых значений для этих мод позволит ответить на вопрос, какая же из них действительно отвечает за появление ряби Фарадея.

Предлагаемая концепция аналитического исследования неустойчивости Фарадея в вязкой жидкости представляется особенно актуальной для молодых исследователей, которые находятся на этапе подбора методов решения и аналитических оценок применительно к задачам, в которых вязкая жидкость обладает свободной поверхностью и находится в вибрационном поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Faraday M. //Phil. Trans. Roy. Soc., London. 1831. V.121. P. 209-318.
2. Белоножко Д.Ф., Апарнева А.В. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2017. № 6. 1760401
3. Yuan S., Zhang Y., Gao Y. //Physical Review Fluids. – 2022. – Т. 7. – №. 3. – С. 033902.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. том VI. Гидродинамика //М: Наука. – 1986.
5. Прандтль Л. Путеводитель Прандтля по гидроаэродинамике //Под ред. Эртель Г.(мл.) Москва-Ижевск. Институт компьютерных исследований. – 2007.
6. Дразин Ф. Введение в теорию гидродинамической устойчивости. – 2005.
7. Фабер Т. Е. Гидроаэродинамика. – Постмаркет, 2001.
8. Benjamin T. B. //Proc. Roy. Soc. A. 1954. V.225, No4, P. 505-515
9. Любимов, Д. В., Любимова, Т. П., Черепанов, А. А. Динамика поверхности раздела в вибрационных полях. — М: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
10. Белоножко Д.Ф., Апарнева А.В.// Динамические системы, 2018, том 8(36), №1, 51–61.

Влияние приливных волн на течения в районе Крестовских островов пролива Великая Салма

И.Н. Иванова¹, А.В. Макаров², А.Р. Чурбаев³, А.А. Будников¹

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

²ООО «Деко-геофизика», Россия, 119992, Москва, Ленинские горы д.1, стр. 77

³ООО «ЦМИ МГУ», Россия, 119992, г. Москва, Ленинские горы, вл. 1, стр. 77

ivair@yandex.ru

В работе приводятся результаты измерений течений на разных глубинах в проливе Великая Салма вблизи Крестовых островов при наличии сильных приливных явлений. Показаны изменчивость направлений течений на разных глубинах в разные фазы приливного цикла, особенности вертикальной структуры течений. Данные получены в сентябре 2021 и апреле 2022.

Характеристики течений в заливах представляют интерес для многих сфер деятельности человека, как научных, так и хозяйственных. Ряд вопросов, связанных с влиянием придонных течений на формирование рельефа дна, состава донных отложений, развитие тех или иных донных биологических сообществ на сегодняшний день остается открытым [1]. Натурные измерения в небольших заливах и проливах позволяют получить как непосредственное представление о характеристиках течений, так и исходные данные для верификации результатов численного моделирования. Полная карта течений позволит провести анализ влияния движения водных масс на рельеф дна, осадочный слой и распределение донных биологических сообществ.

Пролив Великая Салма находится на юго-западном побережье Кандалакшского залива Белого моря. Ширина пролива составляет несколько сотен метров, длина – несколько км. Течения в проливе довольно сильные (до 1,5 – 2 м/сек); приливы и отливы значительные (перепад уровня до 2 м), чередуются каждые 6 часов. Подводный ландшафт пролива в основном представляет собой каменистое дно с большими отдельно лежащими валунами покрытыми губками разных видов. Из-за сложного рельефа дна здесь образуется несколько потоков воды с разными направлениями. Измерения проводились вблизи Крестовых островов: 61° 24' 07" N, 31° 14' 07" E.

Для получения натурных данных использовались многопараметрический зонд RCM 9 LW и доплеровский профилограф скорости течений RDCP-600 производства AANDERAA INSTRUMENTS. В сентябре 2021 г. измерения проводились с борта НИС «Студент». Профилограф RDCP-600 размещался на карданном подвесе в центре специальной жесткой установочной платформы, имеющей форму перевернутой чаши, которая устанавливалась на дно с помощью судовой лебедки. Процесс установки зонда и правильность его ориентации в пространстве контролировались визуально с помощью подводного дрона Gladius Mini, оснащенного видеокамерой. На каждой станции профилограф RDCP-600 выполнял запись в течение 6 – 12 часов с интервалом от 20 минут до 1 часа и получал данные о температуре T, электропроводности Sk, концентрации растворенного кислорода O₂ в придонном слое, а также вертикальный профиль скорости течения с шагом по глубине в 1 м.

При помощи зонда RCM 9 LW, установленного на жесткую раму, имеющую форму пирамиды, выполнялись кратковременные измерения придонных течений (при постановке рамы на дно на время порядка 15 минут), либо профилирование гидрологических параметров (температура T, электропроводность Sk, мутность Tu,

концентрация растворенного кислорода O_2 .) в заранее выбранных точках (при плавном опускании зонда от поверхности до дна) [2]. При проведении измерений запись значений с датчиков ведется непрерывно, при этом полный цикл записи всех измеряемых параметров составляет 34 секунды. Положение станций, на которых проводились измерения зондами RDCP-600 и RCM 9 LW отмечено на рис.1. Время изменений для зондирований RCM 9 LW выбиралось так, чтобы данные были получены по возможности в разные фазы прилива-отлива.

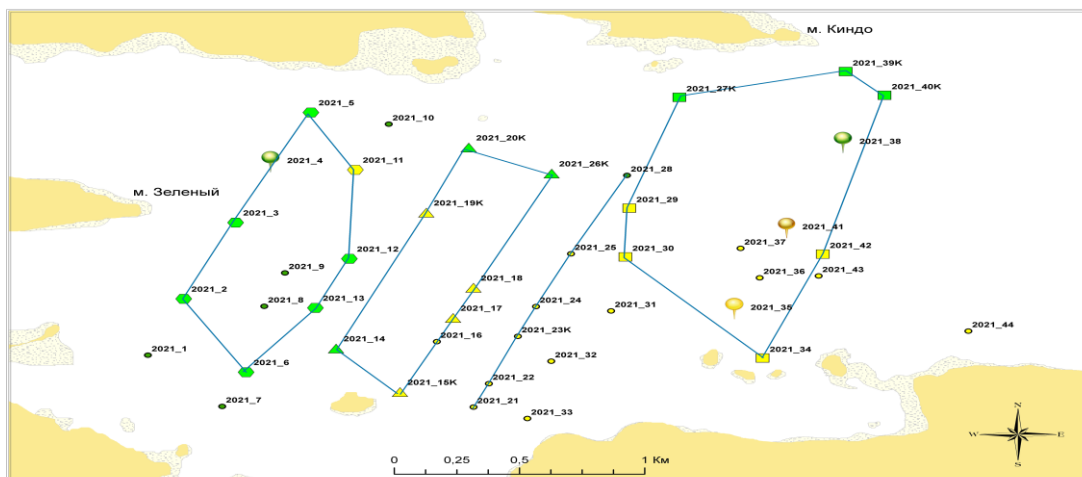


Рис.1. Полигон с обозначенными точками измерений в сентябре 2021.

В начале апреля 2022 натурные измерения проводились в этом же районе. В слое льда в выбранных точках пробивались лунки размером 1м x 1м, через которые с помощью буев опускались зонды RDCP-600, RCM 9 LW и электромагнитный измеритель скорости течений INFINITY JFE. Приборы RDCP-600 и INFINITY JFE использовались для многочасовых измерений (12–48 ч) придонных скоростей, многопараметрический RCM 9 LW для вертикального зондирования и также для длительных измерений в придонном слое. Время изменений для зондирований RCM 9 LW так же, как и осенью, выбиралось так, чтобы данные были получены по возможности в разные фазы прилива-отлива.

По полученным данным обнаружено, что на некоторых станциях (№42, №17, №18) осенью значения придонных скоростей сильно меняются в различные фазы прилива, причем максимальные значения скоростей придонного течения приходятся на фазу отлива, когда влияние приливной волны незначительно.

Данные профилографа RDCP-600 показали изменчивость распределения горизонтальных потоков с глубиной и во времени как в осенний, так и в весенний период. На рис. 2 приведен пример данных, полученных на станции №38 с 10:26 до 17:06 по местному времени 07 сентября 2021 года. В указанный интервал времени в данной точке в придонном течении и на 20-метровой глубине преобладают течения, направленные на северо-восток и юго-восток, соответственно. В то время, как на глубине порядка 10 метров и на поверхности направление течения изменялось. При этом модуль скорости течения у поверхности и у дна изменялся наиболее существенно.

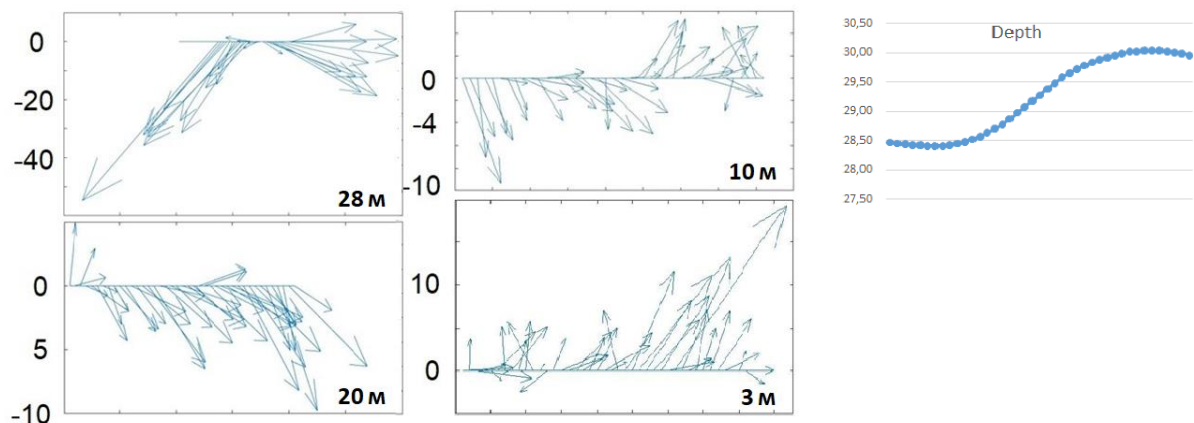


Рис.2. Изменение вектора скорости течения на горизонтах 3, 10, 20 и 28 метров от дна со временем в период с 10:26 до 17:06. Сбоку показано изменение уровня поверхности над прибором за тот же интервал времени.

Заключение

Осенью 2021 и весной 2022 проведены комплексные измерения течений на разных глубинах в проливе Великая Салма вблизи Крестовых островов. Полученные данные свидетельствуют о сильном влиянии приливных волн на общий режим течений в заливе Великая Салма.

1. Обнаружено, что на значения скоростей придонного течения могут значительно влиять фазы приливной волны.
2. Приливная волна может менять скорость и направление течения, не изменяя при этом его локального месторасположения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Терехина Я.Е. и др. //Вестник Московского университета. Серия 4: Геология, издательство Изд-во Моск. ун-та (М.), № 2, с. 51-56, 2017
2. Терехина Я.Е., Токарев М.Ю., Галаев В.Е.// Геофизика, издательство М.: Ред.-изд. центр ЕАГО; (Тверь: Полипресс), № Спецвыпуск, с. 35-39, 2021

Капиллярные волны импакта капли

А.Ю. Ильиных

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук (ИПМех РАН)
пр. Вернадского, д.101, к.1, г. Москва
ilynykh@ipmnet.ru

Столкновение капель со слоем жидкости (импакт) происходит во многих технологических, технических и природных процессах. Капельные технологии используются в химической, нефтехимической и биохимической промышленности, в системах охлаждения, пожаротушения и для профилактики возгораний [1]. Большое внимание уделяется анализу механизмов эрозии, капельного обмена минеральными и органическими веществами, биоматериалами (вирусами, микробами) между атмосферой и гидросферой [2].

Импакт капли сопровождается набором структурных компонентов как крупных (корона, всплеск, каскады вихревых колец), так и мелкомасштабных (пелена мелких струек и брызг, капиллярные волны, лигаменты). Набор компонентов, их геометрические и физические параметры зависят от режима импакта, который задается параметрами задачи (энергетикой капли, физическими и термодинамическими параметрами сред) [3].

В систему уравнений задачи помимо начальных и граничных условий входят уравнения переноса массы, импульса и энергии, а также потенциал Гиббса, включающий дополнительные члены для поверхностного и приповерхностного слоев [4]. Перенос вещества капли в принимающую жидкость осуществляется посредством вихрей, волн и лигаментов – нитей, связывающих волны и вихри. Генерация групп коротких капиллярных волн на всех основных структурных элементах (капля, каверны, венец, струи и, собственно, поверхность принимающей жидкости) сопровождает весь процесс погружения капли. Рассматриваются макроскопические механизмы переноса энергии течением со скоростью u и волнами с групповой скоростью c_g , а также микроскопический атомно-молекулярный перенос, как медленный диссипативно-диффузионный, так и быстрый, при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей и конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) в другие формы [5].

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование условий образования и эволюции волн капиллярного масштаба, образующихся на разных стадиях погружения капли в глубокую жидкость. Эволюция картины переноса вещества капли в принимающую жидкость исследована методами фото- и высокоскоростной видеорегистрации с учетом собственных масштабов задачи в широком диапазоне параметров. Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в состав комплекса «УСУ ГФК ИПМех РАН».

В число размерных параметров задачи входят условия эксперимента (диаметр $D = 0.3 \div 0.5$ см и высота $h = 1 \div 200$ см падения капли (скорость в момент контакта $U = 0.34 \div 4.3$ м/с), ускорение свободного падения g и физические свойства взаимодействующих сред: плотности $\rho_{d,t,e}$ кинематические $\nu_{d,t,e}$ и динамические $\eta_{d,t,e}$ вязкости, коэффициенты поверхностного натяжения σ_d^a , σ_t^a и их отношения, где индекс d соответствует капле, t – принимающей жидкости, e – среде, в которой происходит взаимодействие (воздух). В работе оценивались кинетические $E_d = MU^2 / 2$ и

поверхностные $E_\sigma = \sigma S_d$ энергии каплей. Температуры жидкостей и среды в данной серии опытов считаются равными $T_d = T_i = T_e$.

В экспериментах использовался широкий набор жидкостей, включающий водные растворы ализариновых чернил различной концентрации, окрашенного этанола, солей (перманганат калия, медный и железный купорос, натриевые соли), а также химически активных веществ (хлорное железо и роданид аммония). Отношения размерных параметров задачи задают наборы безразмерных комбинаций, включающие традиционные числа: Рейнольдса $1450 < Re < 18000$, Фруда $2.8 < Fr < 450$, Бонда $Bo = 2.39$, Онезорге $Oh = 0.0018$, Вебера $6.7 < We < 1100$.

Из дисперсионного соотношения для коротких длин волн (порядка нескольких сантиметров и менее) фазовая скорость капиллярных волн для глубокой жидкости определяется как

$$c_p = \sqrt{2\pi\sigma/(\rho\lambda)}.$$

Поверхностная энергия, обусловленная анизотропией действия атомно-молекулярных сил на контактных границах, равномерно распределена в тонком шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см. В момент контакта за короткое время $\Delta t_s \sim 10^{-10}$ с происходит уничтожение тонкого слоя толщиной $\delta_s \sim 10^{-8}$ см, а затем – приповерхностных слоев на масштабе δ_σ , и выброс из области слияния отдельных тонких стримеров. За время $\Delta t_\sigma = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с в выражении для потенциала Гиббса $dg_s = -sdT + VdP + \sigma dS_b + \mu_n dN_n$ исчезают дополнительные члены σdS_b и $\mu_n dN_n$ [6].

Высвобождение ДППЭ в области контакта жидкости приводит к формированию новых компонентов течений. Отношение кинетической и потенциальной энергии определяет режим течения: интрузивный для $E_k < E_\sigma$ и режим всплеска при $E_k > E_\sigma$ [7], где в случае смешивающихся жидкостей экспериментально отмечен дискретный характер распределения вещества капли по поверхности каверны – лигаменты формируют полосы и сетку. Число ярусов сетки и концентрация вещества капли в структуре зависят кинетической энергии капли [8].

Для интрузивного режима характерно формирование в принимающей жидкости сплошного объема капельной жидкости в форме погружающегося вихря, формирование каверны начинается с задержкой (рис. 1, а) [7].

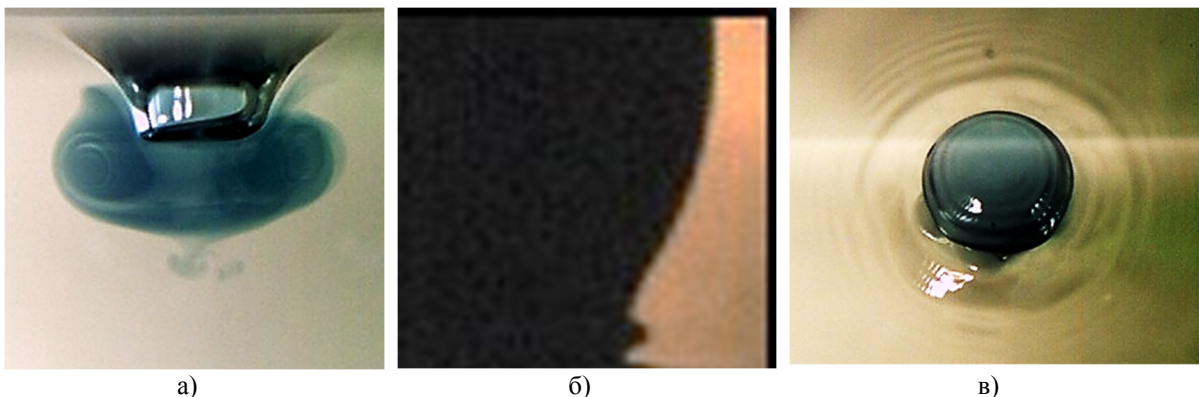


Рис. 1. Погружение капли в режиме интрузии: а) задержка формирования каверны, б) пелена в области слияния капли с принимающей жидкостью (вид сбоку), в) капиллярные волны на поверхности капли и принимающей жидкости (вид сверху)

Энергии дисковой пелены, сформированной в области слияния жидкостей при контакте, недостаточно для развития эжекты и венца, диск быстро втягивается в интрузию (рис. 1, б). Короткие кольцевые капиллярные волны, сформированные у контактной линии слияния жидкостей, наблюдаются как на поверхности принимающей жидкости, так и на поверхности погружающейся капли (рис 1, в).

Для режима всплеска характерно значительно большее количество групп капиллярных волн на разных фазах процесса. Сверхкороткие капиллярные волны наблюдаются уже у линии контакта погружающейся капли (на дне формирующейся каверны) на временах порядка 0.2-0.5 мс от соприкосновения. Тонкие брызги, формирующие пелену и, далее, шеврон венца, ориентированы в широком диапазоне углов, попадают на поверхность погружающейся капли (рис. 2, б) при $R_\sigma = (\sigma_t - \sigma_d) / (\sigma_t + \sigma_d) \leq 0$, что приводит к генерации групп капиллярных волн, периодически расположенных по линии контакта жидкостей.

Волновой эффект наблюдается также в цикличности эжекции брызг и капель с шипов шеврона (эшелоны брызг). При этом со временем увеличивается как угол вылета брызг и капель (от 5°-6° при первичном контакте до 90° на этапе схлопывания каверны), так и их линейный размер (капли до 1 мм) [9]. Скорости вылета брызг из области слияния значительно (в 4-5 раз) превосходят скорость капли. Структура распада контактной границы включает обилие компонентов течений (рис. 2), геометрия которых рассматривалась в [10].

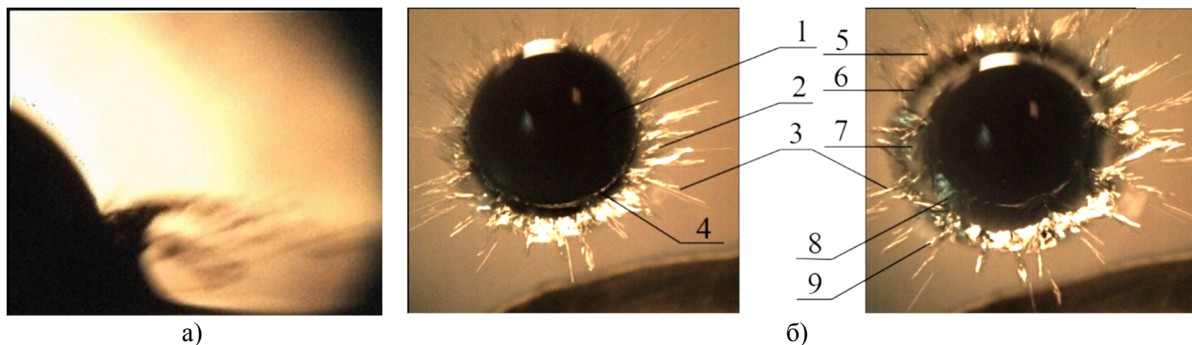


Рис. 2 Распад контактной поверхности на множественные брызги (а), формирование структуры тонких течений (в): 1 – капля, 2 – изрезанная кромка пелены, 3 – брызги, 4 – линия контакта сливающихся жидкостей с капиллярными волнами, 5 – тонкая пелена, 6, 7 – поверхности венца и каверн, 8 – группы капиллярных волн на поверхности капли, 9 – шипы венца

По мере развития тонких приповерхностных течений вещество капли распределяется дискретным образом, собирается в тонких линейчатых и сетчатых элементах (рис. 3, а). В узлах сетчатой картины распределения вещества капли по поверхности каверны ярусно формируются вихри, развивающиеся внутрь принимающей жидкости. Трансформация приповерхностных вихрей в петли происходит на этапе схлопывания каверны, который сопровождается генерацией на поверхности каверны волн, длина и амплитуда которых растет со временем (рис. 3, б). Наибольшие угловые и линейные трансформации вихрей происходят на гребнях волн [11].

Одновременно с заполнением каверны происходит спадание венца: с его вершины по поверхности сбегает капиллярные волны (длина растет со временем) к центру каверны, где формируется всплеск. Система кольцевых капиллярных волн движется радиально и от области контакта жидкостей, рассмотрена подробно в [12]. Их длина в данных опытах составляла $\lambda_c \approx 0.5 \div 1$ мм.

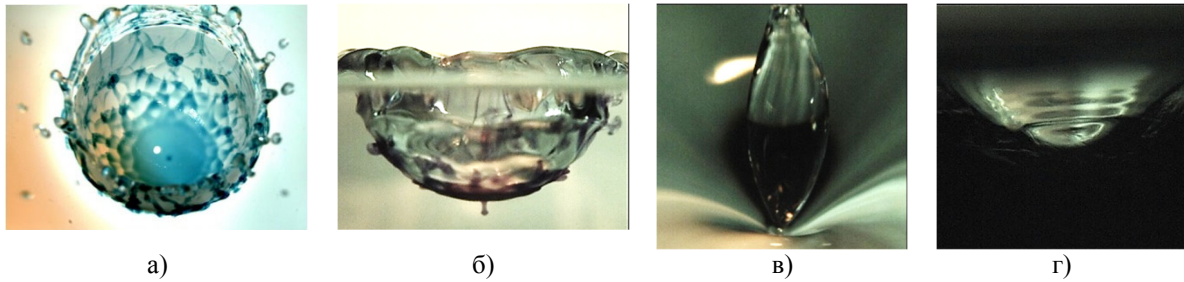


Рис. 3. Режим всплеска: дискретные структуры импакта (а), капиллярные волны на поверхности каверны (б), погружающегося всплеска (в) и заполняющейся вторичной каверны (г).

Капиллярные волны наблюдаются позднее на вершине струи при отрыве вторичных капель (длиной $\lambda_c \sim 0.5$ мм) и на заостренном основании струи при ее отрыве от деформированной принимающей жидкости ($\lambda_c = 0.1 \div 0.15$ мм, рис. 3, в). За отрывом струи следует частичное сжатие струи и формирование вторичной каверны в принимающей жидкости, в которую погружается струя. Погружение струи и мгновенное заполнение полости каверны обуславливает формирование в принимающей жидкости газовых полостей и пузырей в широком диапазоне размеров. На поверхности остатка заполняющейся каверны наблюдаются короткие капиллярные волны (рис. 3, г) [13].

Результаты большого числа опытов показали устойчиво воспроизводимый, обширный набор тонких течений, образующихся в зоне слияния свободно падающей капли с поверхностью принимающей жидкости. Генерация быстрых компонентов импакта капли обусловлена процессами конверсии ДППЭ в другие формы (флуктуации давления и температуры, движение новых компонентов с образованием новых поверхностей) в зоне слияния при уничтожении контактных поверхностей. Дальнейшая эволюция тонких течений включает формирование венца и каверны с дискретным распределением вещества, выброс брызг, а также генерацию коротких капиллярных волн на вновь образованных компонентах течений.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 19-19-00598). Эксперименты проведены на стенде ТБП комплекса УИУ "ГФК ИПМех РАН".

ЛИТЕРАТУРА

1. Lan M. et al. // Energy Procedia. 2015. V. 66. P. 173 – 176
2. Bhagat R.B. et al. // J. Fluid Mech. 2020. V. 903. F1.
3. Ray B., Biswas G., Sharma A. // Commun. Comput. Phys. 2012. V. 11(4). P. 1386-1396
4. Chashechkin Yu.D. // Mathematics. 2021. V. 9. No. 586.
5. Чашечкин Ю.Д. // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2021. № 1(94). С. 73–92.
6. Teschke O., de Souza E.F. // Phys. Chem. 2005. V. 7 (22). P. 3856 -3865.
7. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. // ДАН. 2021. Т. 496 (1). С. 45–50.
8. Ильиных А. Ю. // ПММ. 2019. Т. 83 (3). С. 413–427.
9. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. // ДАН. 2020. Т. 494. С. 42–46.
10. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 497. С. 31–35.
11. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2021. Т. 499. С. 48–57.
12. Zhu G.Z., Li Z.H., Fu D.Y. // Chin. Sci. Bull. 2008. V. 53. P. 1634–1638.
13. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 502. С. 36–44.

Об особенностях волнового движения в вязкой однородной жидкости

А.А. Очиров

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

otchirov@mail.ru

Введение. Исследованию волновых и вихревых процессов в сплошных средах посвящено большое количество работ. Такой интерес связан с большим количеством приложений как академических, так и практических, связанных с распространением волн в жидкостях. Но очень часто не обращается внимания на тонкую структуру, возникающую при волновых и вихревых движениях. Тонкие структуры наблюдаются в эксперименте при распространении волн в вязкой жидкости и можно показать, что плотность энергии в этих структурах на порядки превышает плотность энергии в волнах. В настоящем исследовании предлагается анализ дисперсионных соотношений для регулярных (волновых) и сингулярных (не волновых, отвечающих за тонкую структуру) компонент движения.

Математическая формулировка задачи. Рассмотрим неограниченную вязкую жидкость с кинематической вязкостью ν , плотностью ρ занимающую нижнее полупространство $z < 0$ в декартовой системе координат $Oxuz$. Будем считать, что плоскость Oxu совпадает с равновесным положением свободной поверхности жидкости, а ось Oz направим против направления действия поля сил тяжести \mathbf{g} . Ставится задача об анализе дисперсионных соотношений, возникающих при распространении по свободной поверхности жидкости $z = \zeta(x, t)$ гармонической волны с малой (по сравнению с длиной волны λ) амплитудой. Математическая формулировка задачи основывается на фундаментальной системе уравнений [1]:

$$\rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla u_i \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\zeta \frac{\partial u_n}{\partial x_n} \right)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla T = \nabla \cdot (\kappa_T \nabla T), \quad \frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S \mathbf{u}) = \nabla \cdot (\kappa_S \nabla S) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad \rho = \rho(\mathbf{u}, P, S, T)$$

Здесь \mathbf{u} – вектор скорости, u_i – компоненты вектора скорости, P – гидродинамическое давление, T – температура, η – динамическая вязкость, S – соленость, κ_T и κ_S – коэффициенты температуропроводности и диффузии соответственно.

В настоящей задаче пренебрегается эффектами диффузии, температуропроводности, а жидкость считается несжимаемой и однородной. Для упрощения математических выкладок будем считать движение не зависящим от горизонтальной координаты y . Таким образом, рассматривается плоское движение вязкой однородной жидкости с плотностью ρ_0 . С принятыми условиями математическая формулировка задачи (1) упрощается следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nu \Delta \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla P + \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3)$$

Задача (2) – (3) дополняется граничными условиями на свободной поверхности $z = \zeta$:

$$\frac{\partial(z-\zeta)}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla(z-\zeta) = 0 \quad (4)$$

$$P - P_0 - \sigma \nabla \cdot \mathbf{n} - 2\rho_0 \mathbf{v} \mathbf{n} \cdot (\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{u}) = 0 \quad (5)$$

$$\boldsymbol{\tau} \cdot (\mathbf{n} \cdot \nabla \mathbf{u}) + \mathbf{n} (\boldsymbol{\tau} \cdot \nabla \mathbf{u}) = 0 \quad (6)$$

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla(z-\zeta)}{|\nabla(z-\zeta)|} = \frac{-\partial_x \zeta \mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + (\partial_x \zeta)^2}} \quad \boldsymbol{\tau} = \frac{\mathbf{e}_x + \partial_x \zeta \mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + (\partial_x \zeta)^2}}$$

Здесь приняты обозначения P_0 – атмосферное давление, \mathbf{n} и $\boldsymbol{\tau}$ – вектор нормали и касательной к свободной поверхности, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Решение задачи. Для анализа дисперсионных соотношений достаточно решить задачу в линейном приближении по амплитуде волны. Задача (2) – (6) решается методом разложения по малому параметру. Строятся дисперсионные соотношения между компонентами волнового вектора k_x и k_z . После этого из граничных условий получается дисперсионное уравнение, связывающее волновое число с частотой волнового движения и другими параметрами задачи.

В случае плоского движения можно ввести функцию тока такую, что $u_x = \partial_z \psi$, $u_z = -\partial_x \psi$. В линейном приближении и после выполнения процедуры сноса граничных условий на равновесный уровень задача (2) – (6) переписывается в виде:

$$z < 0: \quad \partial_t \Delta \psi - \nu \Delta \Delta \psi = 0 \quad (7)$$

$$z = 0: \quad \partial_t \zeta + \partial_x \psi = 0 \quad (8)$$

$$\partial_{zz} \psi - \partial_{xx} \psi = 0 \quad (9)$$

$$\nu \partial_{tz} \Delta \psi - \partial_{tz} \psi + g \partial_{xx} \psi + 2\nu \partial_{tzzx} \psi - \frac{\sigma}{\rho_0} \partial_{xxxx} \psi = 0 \quad (10)$$

Решение (7) – (10) приводит к дисперсионным соотношениям, в которых проявляются сингулярные и регулярные компоненты решения. Для анализа удобнее строить зависимость волнового числа от частоты, где частота выступает параметром. Для дальнейшей работы необходимы зависимости длины волны от частоты волнового движения и зависимости фазовой и групповой скоростей от частоты и от длины волны. Такой выбор зависимостей обусловлен тем, что в эксперименте наблюдение за длиной волны осуществлять значительно проще чем за волновым числом. Следовательно, предложенные в настоящей работе зависимости нагляднее и проще для проверки, чем привычные устоявшиеся зависимости от волнового числа.

Заключение. В рамках работы предложено описание дисперсионных соотношений для волновых и не волновых движений в вязкой однородной жидкости в плоской постановке в переменных, удобных для экспериментальной проверки. Кроме того, были получены зависимости для фазовых и групповых скоростей для волновых движений и их аналогов для неволновых (сингулярных) решений – высокоградиентных течений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598)

ЛИТЕРАТУРА

1. Chashechkin Y. D. //Axioms. – 2021. – V. 10. No 4. P. 286.

Влияние сверхтонких поверхностных пленок на формирование ветровых волн в жидкостях

Ю.Ю. Плаксина, А.В. Пуштаев, Н.А. Винниченко, А.В. Уваров

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
yuplaksina@mail.ru

Влияние пленок на генерацию и гашение волн является традиционной темой гидродинамических и геофизических приложений (см, например, [1]), но в этих работах речь идет об очень высоких концентрациях таких примесей. В данной работе рассматриваются пленки сверхнизкой концентрации, которые присутствуют даже в дистиллированной воде. Ранее были продемонстрированы существенные различия в структурах приповерхностных конвективных течений в дистиллированной воде, деионизированной воде и других жидкостях (этанол, силиконовое масло, глицерин) [2,3]. В геофизике эффект “холодной пленки” хорошо известен, но он рассматривается только для теплового слоя в отрыве от реологии поверхности. Сверхмалые концентрации позволяют исследовать более тонкие эффекты по сравнению с простым демпфированием поверхности, а именно, оценить скорости адсорбции и десорбции при наличии ветра, изменение формы генерируемых волн и т.д. В данной работе исследование в ветровом канале при скоростях ветра до 6 м/с проводится для воды, этанола, а также воды с добавлением малых растворимых и нерастворимых примесей (SDS и миристиновая кислота).

Исследования зависимости спектров и амплитуд волн в зависимости от скорости ветра составляют отдельный раздел геофизических исследований. В то же время, хорошо известно, что в ветровых каналах этот спектр сильно отличается от натуральных измерений и зависит от размеров канала [4]. Однако несомненным преимуществом лабораторных измерений оказывается возможность изменения условий на поверхности жидкости, в том числе и замена самой жидкости. В литературе существует достаточно много теорий формирования ветровых волн. Полученные экспериментальные данные по другим жидкостям, помимо воды, позволяют более точно проверить существующие модели. Выбор этанола связан с существенным отличием граничных условий на его поверхности от воды. Свободная поверхность этанола подвижна и на ней наблюдается конвекция Марангони. Даже в дистиллированной воде присутствует поверхностная плёнка и конвекция Марангони не наблюдается [2,3]. По этой причине очевидно, что появление волн в воде и этаноле будет совершенно различным. Гораздо более интересным с точки зрения практики является дальнейшее развитие процессов в условиях, когда пленка рвется, но достаточно быстро восстанавливается. Кроме того, под действием ветра меняется и толщина пленки, если речь идет о растворимых примесях. Рельеф поверхности жидкости в работе исследуется экспериментально с помощью модифицированного цветного шпирен-метода. В отличие от известных методик, связанных с исследованиями отражения света [4], в данном случае точность измерения высоты оказывается существенно выше. Также измеряются поле скорости (стандартная PIV – методика) и поле температур на поверхности (тепловизор высокого разрешения). Тепловизионные измерения позволяют точно определить момент разрыва пленки и фиксировать особенности поверхностных течений. Ветровой канал сделан из плексигласа, ширина канала 10 см, а его длина 80 см. Глубина жидкости поддерживалась неизменной и составляла 4 см. На рис.1. представлены результаты измерений поля высот для двух скоростей ветра в воде и этаноле в 30 см от среза вентилятора.

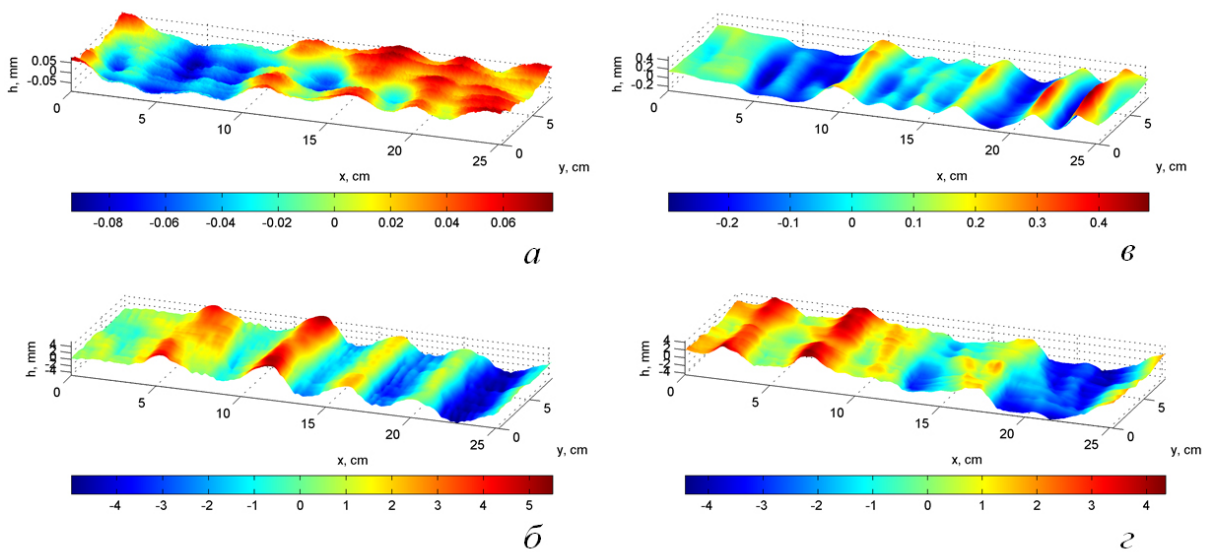


Рис.1. Трехмерная картина поверхности, полученная с помощью модифицированного цветного шпирен-метода на одном и том же отрезке канала: а, б – вода; в, г –этанол. Скорость воздушного потока: а, в- 1.7 м/с; б, г - 3.2 м/с.

На меньших скоростях (1.7 м/с) амплитуда волн в этаноле на порядок больше, чем в воде, а длина волны в этаноле примерно в 2 раза меньше. С увеличением скорости ветра до 3.2 м/с разница между амплитудами и длинами волн практически исчезает, несмотря на некоторое различие в теплофизических характеристиках жидкостей и очень большую разницу в скорости испарения. Такая ситуация объясняется наличием пленки в воде при малых скоростях ветра и разрывом пленки при увеличении скорости обдува.

Поле скорости определялось с помощью стандартной PIV- методики. Размер засеваемых частиц нейтральной плавучести – 10 мкм. Пример такого поля представлен на рис. 2.

На меньших скоростях картины течения в разных жидкостях совершенно различны – в воде течение существенно трехмерное, и в вертикальном срезе, параллельном потоку, не выполняется уравнение непрерывности – только некоторая часть потока в этом сечении движется по ветру. В этаноле картина существенно более однородная. При большой скорости ветра скорость течения в этаноле несколько больше и картина течения трехмерна, но принципиальной разницы в течениях нет – верхний слой движется по потоку, внизу наблюдается реверсивное течение.

Структуру пленки удобно исследовать с помощью термографии высокого разрешения [2,3]. В ситуации, когда пленка не рвется, ее движение соответствует уравнению непрерывности для поверхности. То есть даже при наличии ветра некоторые части пленки движутся по ветру, а другие – против ветра. Течение оказывается существенно трехмерным, что видно и на PIV.

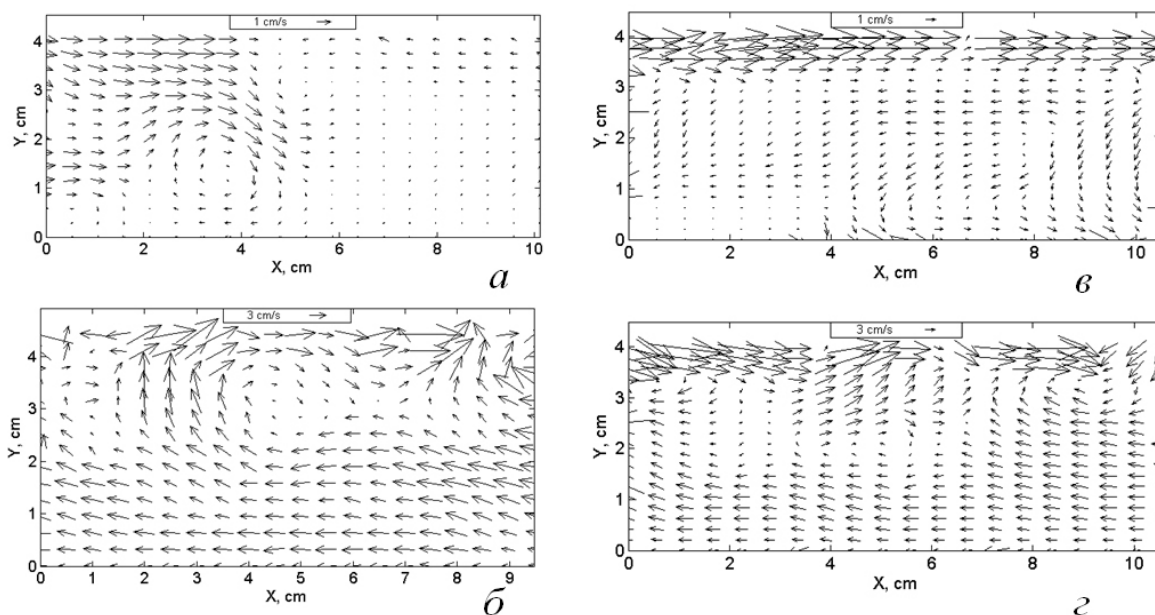


Рис.2. Поле скоростей для сечения канала при скорости ветра в воде и этаноле: а, б – вода, в, г – этанол. Скорость воздушного потока: а, в - 1.7 м/с; б, г - 5.1 м/с.

В работе также рассматривается влияние малых концентраций растворимых (SDS) и нерастворимых (миристиновая кислота) примесей на образование волн. Показано, что даже малые концентрации примесей существенно меняют условия образования ветровых волн.

Таким образом, проведен сравнительный анализ влияния тонких пленок, которые характерны для воды, с точки зрения их влияния на образование ветровых волн. Для сравнения использовался этанол, который пленок не образует. Показано, что при небольших скоростях ветра (до ~ 3 м/с) влияние пленки оказывается определяющим, т.к. существенно отличаются и амплитуды волн, и характерные длины волн. С увеличением скорости ветра и разрывом пленки волновая картина выравнивается и отличия становятся небольшими, несмотря на разницу в теплофизических параметрах и коэффициенте поверхностного натяжения. Очевидно, что полученный экспериментальный материал позволяет проанализировать имеющиеся теории образования ветровых волн, а также внести поправки, связанные с влиянием тонких пленок, которое оказывается очень существенным.

Работа была выполнена с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г.Левич, “Физико-химическая гидродинамика”, М: изд-во физ.-мат. лит-ры, 1959.
2. Ю.Ю. Плаксина и др. // ВМУ. Серия 3. Физ. Астрон. 2018. № 5. С. 55–61.
3. N.A. Vinnichenko et al. // Exp. Therm. Fluid Sci. 2020. V.114. P. 110051.
4. L.Shermer //Atmosphere. 2019. V.10. P.562.

Вулканогенное цунами 15 января 2022 года в Тихом океане

К.А. Семенцов

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет
sebbest@yandex.ru

Извержение вулкана Хунга Тонга-Хунга Хаапай, расположенного на одноименном необитаемом острове архипелага Тонга, перешло в активную фазу 15 января 2022 года [1]. Активная фаза извержения сопровождалась генерацией вулканогенного цунами, реализовавшего свой разрушительный потенциал преимущественно в ближней зоне (на островах Океании). Также в результате активной фазы извержения была возбуждена атмосферная волна Лэмба, зарегистрированная по всему земному шару. Влияние атмосферной волны на водный слой привело к генерации цунами, нанесшего ущерб всему побережью Тихого океана (Японским и Курильским островам, Аляске, Калифорнии, Перу и Чили).

В нашей работе мы анализируем записи нескольких десятков глубоководных измерителей уровня моря DART, располагавшихся на расстояниях от сотен до более чем десяти тысяч километров от вулкана. Для интерпретации записей необходимо установить времена прихода атмосферной акустической волны и вулканогенного цунами в точки постановки каждой из рассматриваемых обсерваторий DART. Для оценки времени прихода волны Лэмба мы использовали записи 26 барографов и спутниковые данные, зафиксировавшие начало активной фазы извержения. Оценка времени прихода вулканогенного цунами выполнялась путем численного моделирования распространения цунами в рамках теории мелкой воды с помощью разработанного в нашей научной группе кода «Tsunami Observer» [2]. Проведенные оценки и вейвлет-анализ записей глубоководных измерителей уровня моря DART показал, что на всех записях присутствуют возмущения, вызванные прохождением волны Лэмба. Эти возмущения всегда наблюдаются существенно раньше (до нескольких часов), чем расчетное время вступления длинных гравитационных волн. Подобный эффект был зафиксирован во время катастрофического извержения вулкана Кракатау 27 августа 1883 года [3].

Помимо анализа волновых форм, зарегистрированных станциями DART, будут представлены результаты решения двух теоретических задач, имеющих непосредственное отношение к рассматриваемому явлению. Первая задача посвящена оценке проявления бегущих возмущений атмосферного давления на записях донных датчиков давления. Полученные теоретические оценки подтверждаются совместным анализом записей барографов и донных обсерваторий DART, представленными в первой части работы. Вторая задача посвящена прохождению бегущего атмосферного возмущения над скачком глубин. Как показало решение этой задачи, при приближении скорости распространения атмосферного возмущения к скорости длинных волн возможны резонансные эффекты, сопровождающиеся генерацией свободных гравитационных волн, амплитуда которых по порядку величины совпадает с амплитудой вынужденного возмущения водного слоя, вызванного волной Лэмба в атмосфере.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00415, <https://rscf.ru/project/22-27-00415/>

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhao W., Sun C., and Guo Z. // The Innovation. 2022. 3(2), 100218, <https://doi.org/10.1016/j.xinn.2022.100218>
2. М. А. Носов и др. // Ученые записки физического факультета Московского Университета. 2018. № 5. С. 1850901–1–1850901–9.
3. Choi et al. // Natural Hazards and Earth System Sciences. 2003. 3. P. 321–332.

Моделирование взрыва одиночной капли расплава при взаимодействии с водой

С.Е. Якуш¹, Н.С. Сиваков^{1,2}, В.И. Мелихов^{1,3}, О.И. Мелихов^{1,3}

¹Институт проблем механики им А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана

³Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва

yakush@ipmnet.ru

Паровой взрыв – явление теплового взаимодействия горячей (расплав) и холодной летучей жидкости (воды), происходящее при их прямом контакте. Такое взаимодействие может протекать взрывным образом при потере устойчивости паровой пленки, отделяющей расплав от воды. Проблема парового взрыва является актуальной для атомной энергетики – при тяжелых авариях взрывное взаимодействие возможно между возникающим при плавлении активной зоны атомного реактора расплавом корнума и водяным теплоносителем [1].

Эксперименты по изучению паровых взрывов можно разделить на крупно- и мелкомасштабные. Крупномасштабные эксперименты позволяют оценить коэффициент конверсии тепловой энергии в механическую, а также измерить пиковые давления. В свою очередь, проведение мелкомасштабных экспериментов по изучению взрыва одиночных капель позволяет рассмотреть фундаментальные аспекты взаимодействия расплава с водой, в частности, сделать вывод о возможном механизме дробления капли, происходящего из-за развития неустойчивости паровой пленки. Полученные в работе [2] результаты позволяют предположить, что капля начинает фрагментироваться вследствие ударов по поверхности расплава возникающих микроструй воды.

Данная работа посвящена численному моделированию взаимодействия одиночной капли расплава с водой (как покоящейся, так и движущейся относительно воды). В обоих случаях рассматривалась сферическая капля олова, окруженная тонкой паровой пленкой. Вследствие возмущения паровой пленки волной давления, моделируемой заданным законом повышения и спада во времени в окружающей жидкости, происходит схлопывание паровой пленки и последующий удар струек воды по поверхности капли. Для описания трехфазной среды «расплав-вода-пар» с резкими границами между фазами применяется модель VOF (Volume of Fluid), реализованная в программной среде OpenFOAM [3]. В модели VOF рассматривается эффективная жидкость, свойства которой являются средневзвешенными по объемным долям фаз α_k , удовлетворяющим условию

$$\sum_{k=1}^K \alpha_k = 1. \quad (1)$$

Для эффективной жидкости справедливы следующие уравнения импульса и энергии:

$$\rho \frac{DU}{Dt} = -\nabla P + \nabla \tau + \mathbf{F}_s, \quad (2)$$

$$\rho \frac{Dh}{Dt} = \frac{DP}{Dt} + \nabla \lambda \nabla T - \Gamma \Delta h_{ev}, \quad (3)$$

где τ – тензор вязких напряжений, \mathbf{F}_s – сила поверхностного натяжения, Δh_{ev} – скрытая теплота испарения воды, Γ – массовая скорость фазового перехода на единицу объема.

Уравнение неразрывности для эффективной жидкости получается суммированием уравнений неразрывности для составляющих фаз, оно приводится к обобщенному уравнению для дивергенции скорости:

$$\nabla \mathbf{U} = - \sum_{k=1}^K \frac{\alpha_k}{\rho_k} \frac{D\rho_k}{Dt} + \Gamma \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_w} \right). \quad (4)$$

Для решения поставленных задач был разработан собственный расчетный модуль, предоставляющий возможность моделирования взаимодействия многофазных сред с учетом их сжимаемости и наличия в системе фазовых переходов. В данном модуле для скорости испарения используется модель:

$$\Gamma = \frac{3\sqrt{2}\lambda_w \nabla \alpha_k}{5\Delta x \Delta h_{ev}} \max(T - T_{sat}, 0), \quad (5)$$

где λ_w – теплопроводность воды, Δx – характерный размер расчетной сетки, $T_{sat}(P)$ – температура насыщения, зависящая от локального давления.

Для задачи с покоящейся каплей расплава неустойчивость паровой пленки учитывается заданием на границе паровой пленки с водой небольших периодических возмущений, видимых на рис. 1 для момента времени 10 мкс. Процесс взаимодействия инициировался резким повышением давления на границе до 80 бар с последующим его спаданием по экспоненциальному закону.

Рисунок 1 демонстрирует основные этапы взаимодействия капли расплава диаметром 7 мм и температурой 950 К с водой температурой 323 К.

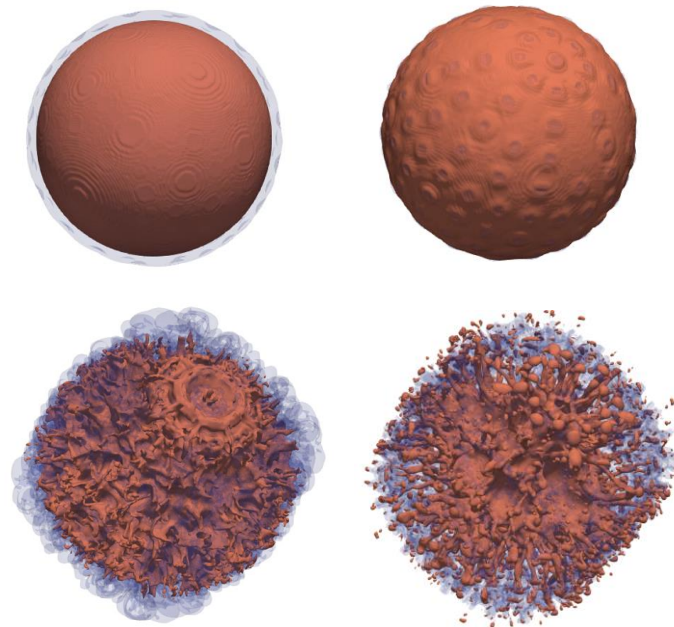


Рис. 1. Поверхности расплава и пара, представленные изоповерхностями объемных долей: $t = 10, 20, 200$ и 800 мкс (слева направо).

Сразу после инициирования взаимодействия происходит стремительное схлопывание паровой пленки (см. момент 20 мкс), обусловленное высокой разницей давлений между расплавом и водой. Далее в местах наименьшей начальной толщины паровой пленки происходит прямой контакт воды с расплавом, который сопровождается стремительным ростом давления в области контакта, вскипанием воды

и утолщением паровой пленки. Количество схлопываний парового пузыря, а, следовательно, интенсивность возмущений поверхности расплава, зависят от параметров волны давления. Представленные на рисунке 1 моменты времени 200 и 800 мкс показывают разбрызгивание расплава и его тонкую фрагментацию.

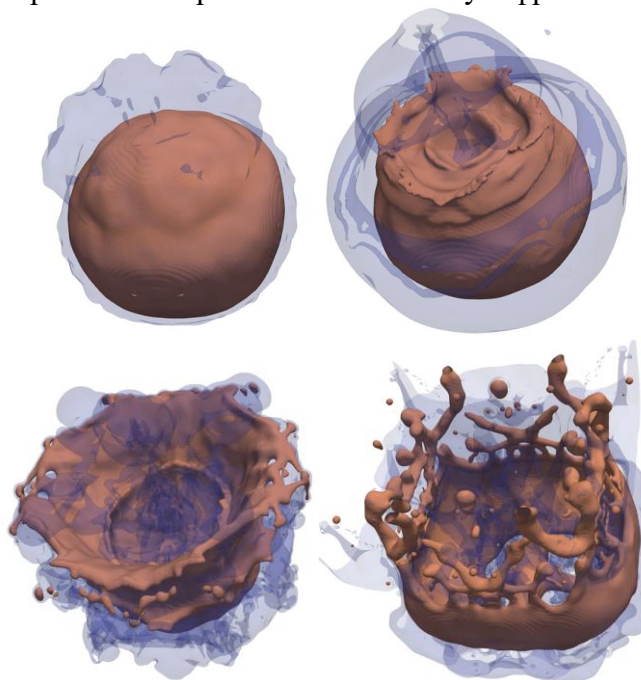


Рис. 2. Поверхности расплава и пара, представленные изоповерхностями объемных долей. $t = 0, 10, 70$ и 200 мкс (слева направо).

Для задачи с движущейся каплей начальная деформация паровой пленки происходит вследствие обтекания капли водой. Взаимодействие инициировалось резким повышением давления на границе до 10 бар с последующим его затуханием по линейному закону в течение 20 мкс.

На рисунке 2 показаны основные моменты взаимодействия капли расплава диаметром 5 мм и температурой 973 К с водой температурой 338 К, скорость капли составляла 0.3 м/с. Момент времени 10 мкс соответствует начальной стадии с образованием водяной струи, пробивающей каплю и вызывающей ее дальнейшую фрагментацию (см. моменты времени 70 и 200 мкс).

В качестве основных результатов работы можно отметить, что, полученная в ходе моделирования картина взаимодействия, а именно значительное нарушение целостности поверхности капли, сопровождающееся разбрызгиванием расплава и его тонкой фрагментацией, качественно согласуется с экспериментальными наблюдениями [2]. Текущие и дальнейшие исследования направлены на количественное сравнение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И. Мелихов, О.И. Мелихов, С.Е. Якуш “Теплофизика и гидродинамика паровых взрывов” М.: ИПМех РАН, 2020.
2. G. Ciccarelli, D.L. Frost // Nucl. Eng. Des. 1994. V. 146. P. 109–132
3. OpenFOAM. The open source CFD toolbox 2019 URL <https://www.openfoam.com>

*Работа поддержана РФФ
(проект № 18-19-00289).*

Генерация ветровых волн на поверхности воды при осаждении гидрофобных частиц пыли. Качественный эксперимент

О. Н. Мельникова

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

На границе воздух-вода могут образовываться пленки растворимых и нерастворимых поверхностно-активных веществ. Ранее вопрос о влиянии таких пленок подробно рассматривался применительно к конвекции за счет испарения с поверхности жидкости при отсутствии ветра [1]. Могут возникать и слои мелких твердых частиц, осаждающихся на поверхности воды из воздуха [2]. Если эти частицы гидрофобны, то они собираются в конгломераты. В этом случае поверхность воды состоит из мозаики различных поверхностей, что приводит к увеличению физико-химической неоднородности и геометрической шероховатости, меняя коэффициент трения воздушного потока о поверхность воды и коэффициент поверхностного натяжения

В [2] исследовано изменение вязкоупругости поверхности неподвижного слоя воды при осаждении частиц минеральной пыли размером порядка 10 мкм, для которых контактный угол смачивания водой заключен в диапазоне от 40 до 140°. В эксперименте определяли характеристики естественной пыли и динамику процесса осаждения (поток количества частиц, суточная скорость осаждения и разброс размеров). Влияние смачиваемости твердого материала оценивалась с помощью измерения контактного угла θ . Внедрение гидрофобных частиц в пленочную структуру морской поверхности увеличило модуль упругости в 1.29–1.58 раз. Можно ожидать, что существенное изменение важнейших параметров поверхности воды при осаждении пыли, таких как шероховатость и поверхностное натяжение, скажется на основных мелкомасштабных динамических процессах и, в первую очередь, на возбуждении капиллярно-гравитационных волн. Это влияние пыли до сих пор исследовано не было.

Целью настоящей работы является исследование влияния пленки естественной пыли, осаждаемой из воздуха, на генерацию гравитационно-капиллярных ветровых волн длиной $\lambda < 6$ см. Задача решалась экспериментально в лабораторном ветро-волновом канале кафедры физики моря и вод суши физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Размеры канала 3.5x0.4x0.15 м. Высота слоя воды составляла 0.3 м. Ветровые волны генерировались горизонтальным ветровым потоком, скорость которого убывала в направлении движения за счет трения о боковые стенки и поверхность воды. Процесс фиксировался на видеозаписи, определялись параметры ветровой волны – длина, амплитуда и фазовая скорость. Запись велась на начальном участке длиной 30 см от входа в канал, где появлялись регулярные волны. Скорость записи составляла 25 кадров в секунду. Исследован диапазон скорости ветра $2.3 < U_{wind} < 7$ м/с. Эксперименты проводились сериями. В первый день серии использовалась свежая водопроводная вода. Объем жидкости в канале не менялся, поверхность воды оставалась открытой. Эксперименты серии проводились раз в сутки при увеличении времени осаждения до 6 суток.

Для качественной калибровки концентрации пыли на поверхности воды использовались гидрофобные частицы полистирола в виде цилиндров диаметром 0.2 см и длиной по оси 0.12 см. Частицы помещались в стоячую воду на расстоянии 1 см друг от друга вдали от твердых границ. Под действием капиллярных сил, действующих на искривленной поверхности воды, частицы сближались. Время сближения до встречи частиц увеличивалось с ростом концентрации пыли. С ростом концентрации пыли

увеличился и контактный угол смачивания гидрофобных частиц с водой. На рис. 1 показаны контактные углы между прямыми линиями, направленными по касательным к поверхностям. Приведены данные для $T_s = 1$ и 6 суток. Соответствующие углы θ составили 90° и 110° .

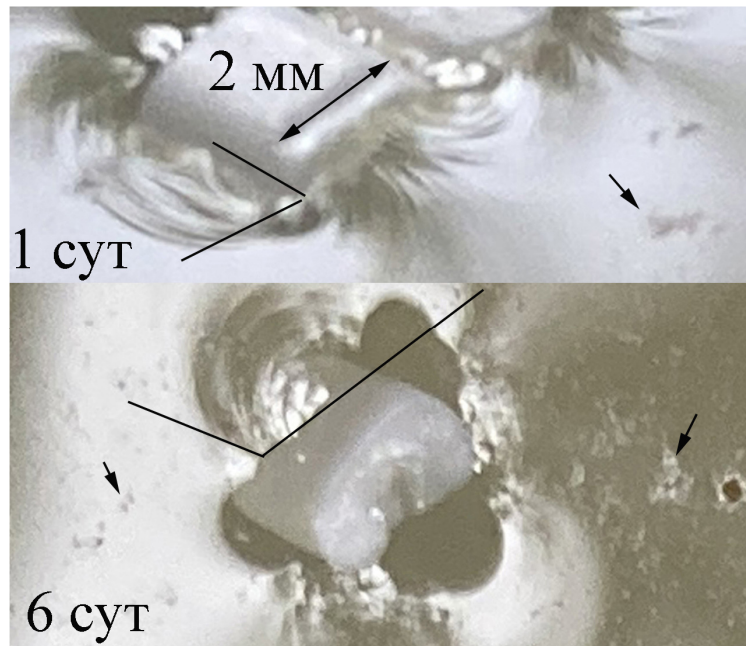


Рис.1. Гидрофобная частица на неподвижной поверхности воды, время осаждения пыли 1 и 6 сут. Стрелки указывают на скопления пыли. Контактный угол меняется от 90° до 110°

В соответствии с результатами работы [2-3] увеличение угла соответствует увеличению коэффициента поверхностного натяжения пленки с пылью. Кроме того, увеличение деформации поверхности композитной пленки приводит к увеличению шероховатости поверхности по сравнению с водой без пыли. Оба этих параметра определяют характеристики волн, возникающих на поверхности воды под действием горизонтального потока воздуха

В [4] предложен физический механизм генерации волн потоком воздуха, скорость которого убывает в направлении движения. Под действием обратного градиента давления происходит периодический процесс торможения воздуха в пограничном слое потока. В результате возникает деформация вертикального профиля скорости потока, вызывающая потерю устойчивости ламинарного движения [5]. Это приводит к периодическому образованию цепочки цилиндрических вихрей у поверхности воды. Горизонтальная ось цилиндров направлена по нормали к продольной координате x . В зоне сворачивания вихрей давление падает, что приводит к поднятию поверхности воды, в результате возникает волна, длина которой λ равна расстоянию между вихрями $\lambda = S_{ed}$, а период волны T совпадает с периодом вылета вихрей T_{ed} .

Как показано в [4], расстояние между вихрями и период их формирования обратно пропорциональны напряжению трения на границе раздела $\tau = \rho_a C_D u^2$, где C_D безразмерный коэффициент трения потока воздуха о воду, а u – средняя скорость потока воздуха на нижней границе вязкого слоя. С ростом концентрации пыли на поверхности воды при одной и той же скорости ветра коэффициент трения C_D растет, а длина λ и период волны T должны сокращаться. Коэффициент поверхностного натяжения при увеличении концентрации пыли увеличивается, что меняет параметры

гравитационно-капиллярных волн в соответствии с дисперсионным отношением. Для подтверждения этой гипотезы изменения параметров ветровых волн на поверхности воды при увеличении концентрации пыли исследовались экспериментально.

На рис. 2 приведены последовательные кадры видеозаписи волн в зоне генерации у входа в канал при воздействии горизонтального потока воздуха, скорость которого составляла $U = 520$ см/с. Волны возникают на начальном участке канала в 5 см от входа воздушного потока. Возникающая волна является плоской, длина волны $\lambda = 1.1$ см, высота волны $2a = 0.085$ см, крутизна – $ak = 0.24$. Скорость перемещения гребня $U_{гр.} = 37,5$ см/с определялась по смещению фронта волны (на кадрах фронт показан белой стрелкой) за интервал времени между кадрами 0.04 с. Время осаждения пыли составляло $T_s = 2$ суток. Конгломераты пыли на поверхности воды показаны черными стрелками

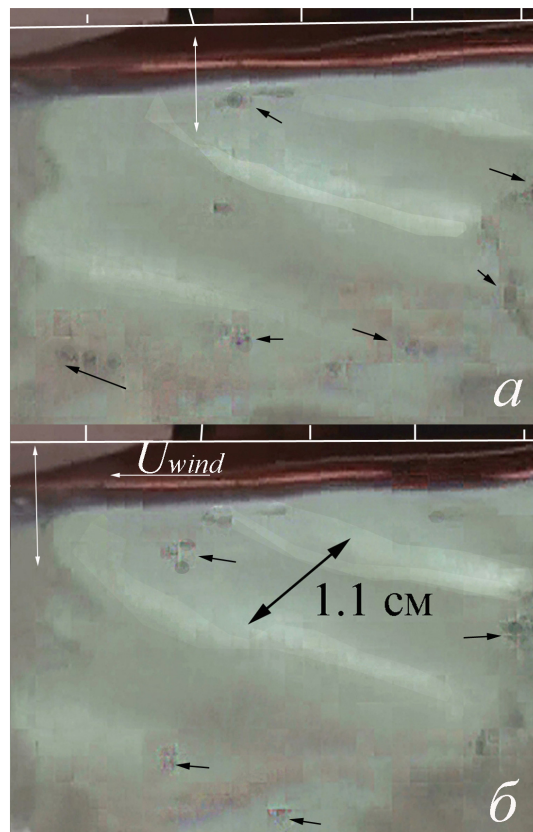


Рис.2. Последовательные кадры записи волн в зоне генерации сразу за решеткой на входе. $U = 520$ см/с, смещение гребня показано на кадрах белой стрелкой. Время осаждения пыли 2 суток. Гидрофобная пыль собрана в конгломераты (стрелки)

По данным нескольких серий экспериментов были получены зависимости параметров волны от времени осаждения пыли и от скорости ветра. На рис.3 приведены зависимости параметров волн и коэффициента поверхностного натяжения от времени осаждения пыли для скорости ветра 390 см/с. Как следует из экспериментальных данных, с увеличением времени осаждения пыли длина волны уменьшается, как и предполагалось выше из-за увеличения силы трения. Расчет длины волны на основе [4] показал, что экспериментальное значение длины волны на чистой воде соответствует безразмерному коэффициенту трения $C_D = 0.08$, а при осаждении пыли в течение 2 суток этот коэффициент возрастает до 0.2. Крутизна волны растет на фоне уменьшения длины волны (рис. 3).

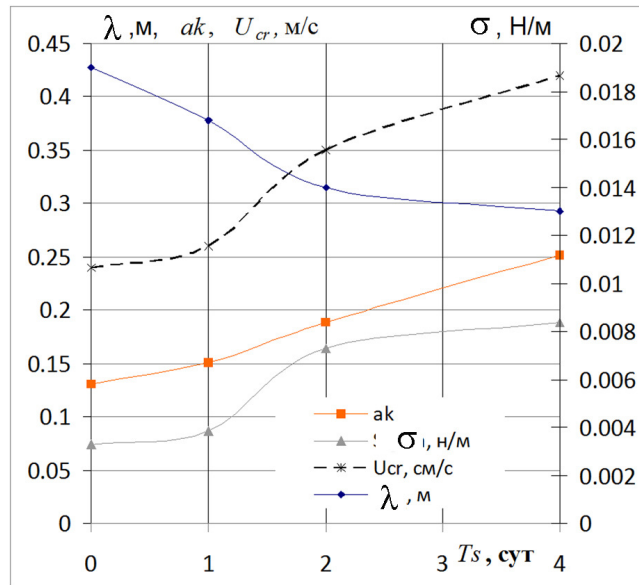


Рис.3. Параметры волн и коэффициент поверхностного натяжения как функции времени осаждения пыли. $U_{wind} = 390$ см/с

Коэффициент поверхностного натяжения увеличивается с ростом концентрации пыли. Оценка коэффициента выполнена на основе дисперсионного соотношения

$$\sigma = \frac{\rho_w}{k} \left(U_{cr}^2 - \frac{g}{k} \right), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4)$$

где ρ_w – плотность воды, g – ускорение силы тяжести, σ – коэффициент поверхностного натяжения, U_{cr} – фазовая скорость нелинейной волны.

Полученные данные подтверждают сделанные предположения об увеличении коэффициента трения и коэффициента поверхностного натяжения при увеличении концентрации гидрофобных частиц пыли. Изменение этих параметров обуславливает изменение параметров ветровых волн в зоне генерации. Так за $T_s = 2$ суток коэффициент трения и коэффициент поверхностного натяжения возрастают более, чем в 2 раза, при этом длина волны сокращается в 1.5 раза для данной скорости ветра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Ю. Плаксина и др. // Вест. Моск. ун-та.: Физ. Астрон. 2018. № 5. С. 56.
2. A. Z. Mazurek, S. J Pogorzelski. // Int. J. Oceanography. 2012. Article ID 638240. 14 p.
3. J. Lucassen. // Colloids and Surfaces. 1992. V. 65. No 2-3. P. 139.
4. О.Н. Мельникова, К.В. Показеев, М.Н. Шабров. // Изв. РАН. Серия физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 102.
5. О. Н. Мельникова, Х. Ян. // Изв. РАН. Серия физическая. 2022. Т. 86, № 2. С. 247.

Об оценке перераспределения доступной поверхностной энергии капли при падении на свободную поверхность жидкости

А.А. Очиров¹, К.Ю. Лапшина², О.А. Антипаева²

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

²Ярославский государственный университет им. П.Г.Демидова

otchirov@mail.ru

Введение. Взаимодействие капли с поверхностью жидкости привлекает большое количество исследователей в связи с высокой сложностью и большим количеством практических и академических приложений. Капли играют важную роль в процессе перераспределения вещества между атмосферой и гидросферой: это и излучение звука и перенос потоком воздуха маленьких кристаллов соли, возникающих при высыхании микрокапель (которые в последствии становятся центрами конденсации и кристаллизации) и перераспределение микробов и вирусов и множество других механизмов [1, 2]. Несмотря на то, что история исследования капельных течений начинается с середины XIX века остается еще очень много неизученных моментов и пробелов в понимании физических процессов, происходящих при падении капли на поверхность жидкости. Сейчас очень важным и интересным является исследование тонких структур, возникающих при контакте капли с мишенью, которые наряду с волновым движением формируют очень интересную картину течения [3, 4]. В настоящем исследовании сделана попытка описать процесс передачи каплей доступной энергии принимающей жидкости.

Постановка задачи. Рассматривается падение сферической капли жидкости радиуса R_d с высоты h_d на свободную поверхность принимающей жидкости. Плотность ρ_d , поверхностное натяжение σ_d жидкости капли и принимающей жидкости-мишени ρ_t и σ_t полагаются равными. Температуры T принимающей жидкости, вещества капли и окружающей атмосферы считаются одинаковыми и не меняющимися в процессе падения капли. Масса капли с учетом ее сферичности легко высчитывается:

$$M = \frac{4}{3} \rho_d \pi R_d^3 \quad (1)$$

Считалось, что в момент контакта капли с жидкостью-мишенью она достигла скорости U_c . В таком случае легко рассчитать импульс капли перед ударом p и кинетическую энергию W_k :

$$p = MU_c \quad (2)$$

$$W_k = \frac{MU_c^2}{2} \quad (3)$$

Доступная поверхностная энергия капли рассчитывается по формуле:

$$W_\sigma = 4\pi\sigma R_d^2 \quad (4)$$

Термодинамический потенциал Гиббса dG определяется следующим образом:

$$dG = -sdT + VdP + \sigma dS_b \quad (5)$$

Здесь приняты обозначения s – энтропия, V – объем, P – давление, а S_b – площадь границы поверхности.

Если поверхность жидкости деформируется, то происходит изменение площади поверхности dS_b и, как следствие, совершается работа:

$$dA = \sigma dS_b \quad (6)$$

В настоящем исследовании ставилась цель исследовать перераспределение энергии капли при контакте с принимающей жидкостью. Для визуализации падения капли была собрана экспериментальная установка, схема которой изображена на рисунке 2.

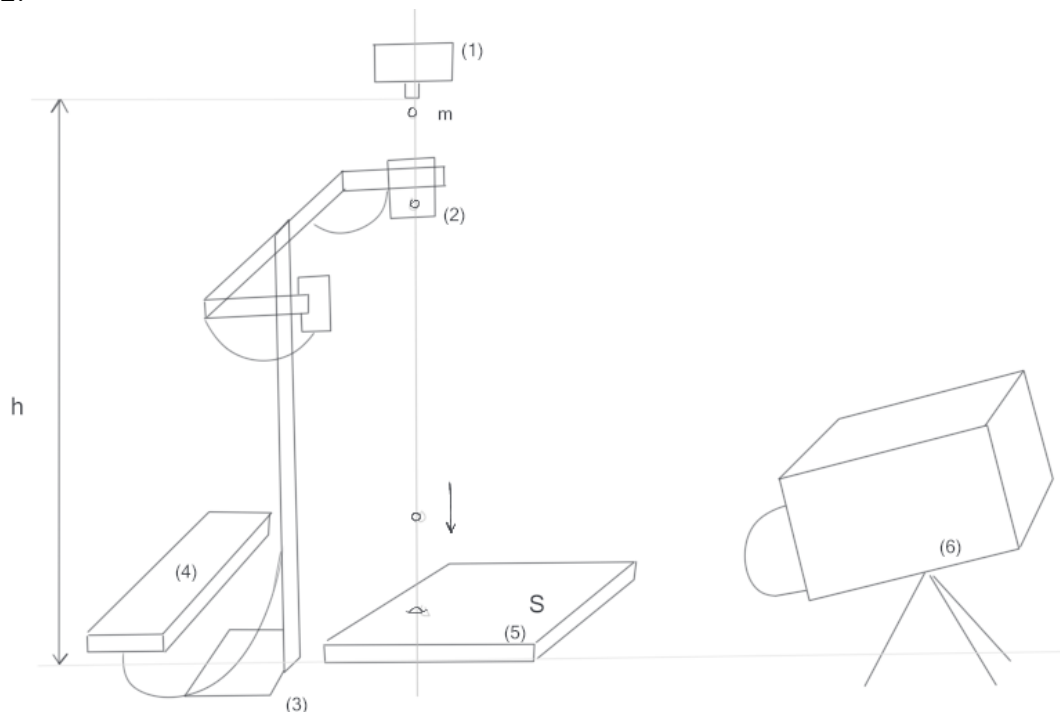


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной установки для фотофиксации падения капель на поверхность жидкости.

На схеме экспериментальной установке цифрами обозначены следующие элементы: цифрой 1 – дозатор с водой, подкрашенной перманганатом калия, цифрой 2 – щелевой оптический датчик XD-51 для регистрации прохождения капли, цифрой 3 – штатив, цифрой 4 – блок управления щелевым оптическим датчиком и затвором фотоаппарата, цифрой 5 – бассейн с принимающей жидкостью-мишенью, цифрой 6 – фоторегистратор (фотокамера Canon 450d).

Заключение. С энергетической точки зрения проанализировано падение сферической капли идеальной жидкости на глубокую принимающую идеальную жидкость. Исследовано перераспределение доступной поверхностной энергии капли в другие виды энергии, в том числе волновую энергию капиллярных волн, расходящихся от места контакта капли с жидкостью.

Работа выполнена в ИПМех РАН по государственному заданию (№ госрегистрации АААА-А20-120011690131-7).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Е. Прохоров, Ю.Д. Чашечкин // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 6. С.792
2. Fitt B. D. L., McCartney H. A., Walkalate P. // Annual Review of Phytopathology. 1989. V. 27. P. 241–270
3. А.Ю. Ильиных, Ю.Д. Чашечкин // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2017. № 2. С. 152.
4. Ю.Д. Чашечукин // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55. № 3. С. 67

Анализ влияния колебаний поверхности жидкой струи с учетом силы тяжести в составе антенны на свойства антенны

С.В. Ходырев

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова
sv-khodyrev@mail.ru

Введение. Сегодня беспроводная связь требует, чтобы антенны имели несколько функций: возможность управлять направлением луча, пеленгацией и другими свойствами в широком диапазоне. Помимо вышеперечисленных требований, предъявляется и устойчивость характеристик антенны при всех изменениях. Одним из способов решения поставленных задач стали реконфигурируемые антенны и интеллектуальные излучающие поверхности. Такие антенные элементы включают в себя несколько функций (изменение геометрии, доли различных веществ в составе) без применения дополнительных устройств или антенн и могут менять геометрию под действием управляющего импульса. Пути реконфигурации антенн могут быть разными: механические, электрические или материальные. Настоящая работа посвящена материальной реконфигурации. Будем рассматривать антенны в состав которых входит жидкое вещество. Подобные антенны привлекли к себе большое внимание по определенному ряду причин: возможность придать антенне любую форму за счет природы жидкости, реконфигурировать жидкость химически или физически, что помогает регулировать резонансную частоту и полосу пропускания, а также миниатюризировать антенны [1,2,3].

Постановка задачи. Вытекающая из неидеального отверстия насадка свободно или под напором струя жидкости распадается на капли на некотором расстоянии от насадка под действием капиллярных сил. Расстояние, на котором происходит распад определяется свойствами вытекающей жидкости, отверстия из которого она вытекает (его формы и радиуса), напора, а также внешних сил, например, силы тяжести. В результате нераспавшаяся часть струи формирует основную цельную часть антенны, которая может меняться в зависимости от изменений одного из влияющих факторов. Есть исследования, показывающие, что изменение длины основной части антенны, содержащей в себе жидкую, струю существенно сказываются на ее свойствах [4]. Однако в исследовании остался открытым вопрос учета силы тяжести, действующей на струю и ее влияние на ее размеры струи. Воздействие силы тяжести является одним из естественных факторов, воздействующих на струю и ее учет, позволяет расширить область приближения для дальнейших исследований.

Целью данной работы являлся поиск ответа на этот вопрос. Исследуется существенность влияния на свойства антенны, содержащей жидкую струю, действие внешней силы тяжести.

Модель исследуемой антенны представляет из себя монополь длины l в основание которого установлен круглый рефлектор радиуса R в центре, которого вырезано отверстие. В отверстие вставляется насадка радиуса r , через которую с помощью насоса подается жидкость, имеющая на выходе начальную скорость u . Предполагается, что на цельную часть струи действует сила тяжести, а также капиллярные силы. В ходе исследования рассчитывали форму поверхности струи с учетом воздействия сил тяжести и капиллярно-волновых движений на поверхности струи. Частота колебаний на поверхности струи рассчитывалась следующим образом: определялась частота капиллярно-волнового движения для заданных длин волн и радиуса насадка. Полученные значения подставлялись в форму поверхности струи. Геометрия задачи представлена на рисунке 1.

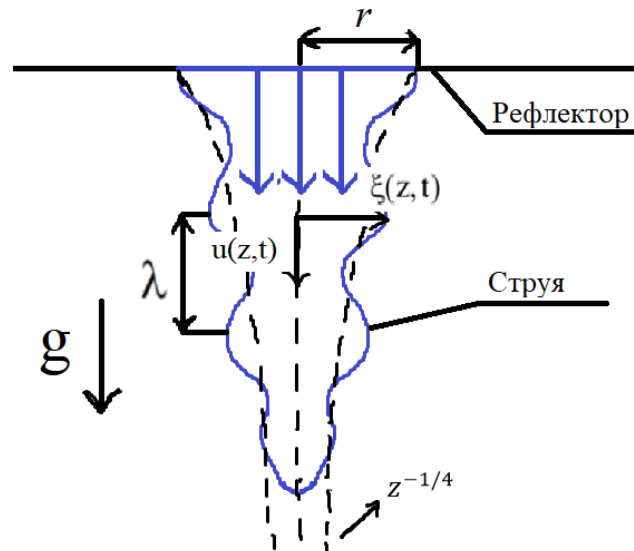


Рис 1. Схематичное изображение схемы задачи.

Процесс исследования проводился следующим образом. Строилась электродинамическая модель антенны, содержащей в себе струю проводящей жидкости. Четверть волновой диполь рассчитывался на работу в нелицензируемом диапазоне частот около 433 МГц, материалом изготовления была медная проволока диаметром 1 мм. В качестве жидкости выбиралась соленая вода с соленостью 35 г/л, что соответствует морской воде, характеристики жидкости подбирались для температуры 20 °С. Скорость струи и радиус отверстия из которого вытекает жидкость, подбирались так, чтобы в струе было сформировано ламинарное течение жидкости, таким образом, это позволяет нам избавиться от неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Было произведено численное решение уравнений Максвелла, из которых получены напряженности электрического и магнитного поля. С помощью рассчитанных полей в результате были получены свойства антенны, как излучателя. В дальнейшем получили частотные зависимости характеристик антенны, такие как коэффициент отражения от входа в логарифмическом масштабе S_{11} , эффективность излучения антенны (коэффициент полезного действия), а также диаграммы направленности антенны, показывающие направления наибольшего излучения антенны.

Заключение. По итогам работы можно сделать вывод: воздействие силы тяжести на нераспавшуюся часть струи оказывает усиливающий эффект для капиллярно-волнового распада, в результате которого уменьшаются ее размеры. Что в свою очередь оказывает влияние на излучательные и частотные характеристики антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.G. O'Keefe, S.P. Kingsley // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters. 2007. V. 6. P. 533–536.
2. Kar S.J. et al. // IEEE Middle East Conference on Antennas and Propagation (MECAP 2010). 2010. P. 1-6.
3. Fayad H., Record P. // Electronics Letters. 2006. V. 42, №. 3. P. 133-134.
4. А.А. Очиров и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 5.

Инженерная математика и техническая физика течений жидкостей и газов

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН
chakin @ipmnet.ru

Признание «антропогенного вклада» в изменения погоды и климата изменяет требования к полноте научного описания природных систем, качеству прогноза эволюции и оценки последствий принимаемых решений. Одновременно ужесточаются требования к точности оценки влияния технических систем на окружающую среду. Основу научного описания динамики атмосферы и гидросферы составляет механика жидкостей, объединяющая прикладную математику и экспериментальную физику. Теория развивается в рамках концепции сплошной среды, хотя факт дискретного атомно-молекулярного строения вещества надежно установлен. Цель данного доклада – обсуждение основ согласованного теоретического и экспериментального изучения течений в широком диапазоне масштабов. Подход включает оценку погрешности с учетом определения понятий «жидкость» и «физические параметры» течений на основе общих принципов (законов, аксиом) философии науки.

Анализируя природу объективности при описании природы, Г.В. Лейбниц расширил принципы философии науки Аристотеля и стимулировал дальнейшие уточнения. Сегодня список включает следующие Принципы:

- **Содержательности** – (определимости) изучаемого предмета (объекта, понятия, метода, положения, в рассматриваемых и независимых категориях). Основу механики составляют аксиоматически определенные математические и физические понятия *числа, пространства и времени, движения, материи* (состояния жидкости или газа), *течения*;
- **Тождества** – сохранение содержания понятия тождественным самому себе в анализе;
- **Непротиворечивости** – утверждения не могут быть одновременно истинными и ложными;
- **Единственности** – или **A**, или **не–A**, третьего не дано.
- **Достаточного основания** – истории изучения и независимого подтверждения содержательности;
- **Минимальной достаточности** – из всех объяснений наилучшее – самое простое;
- **Причинности** – изменения свойств объекта под действием внутренних факторов или внешних воздействий – следствие предшествующего состояния и причина будущего;
- **Полноты** – описание всех известных свойства объекта с оценкой погрешности и наличия потенциала включения новых закономерностей.

В соответствии с изложенными принципами описания структуры и динамики течений жидкостей – самосогласованного изменения их состояния и положения в пространстве – необходимо выбрать:

- объект исследований и характеризующие физические величины;
- методы изучения свойств изучаемого объекта и процессов;
- примеры согласованного изучения выбранных явлений независимыми методами.

Описание течений проводится в рамках Инженерной математики: *Аксиоматического учения о принципах выбора содержания символов, правил операций и критериев контроля точности.*

Теория дополняется Технической физикой– эмпирио-аксиоматическим учением о природе в целом, свойствах и структуре материи, а также всех видах изменений

состояния с контролем погрешности. Базовые физические величины выбираются из условия соответствия понятиям прикладной математики и принципу наблюдаемости – то есть возможности объективной оценки точности в процессе измерений.

Математический базис теории течений составляют понятия *вещественного числа*, векторного пространства и декартовой системы координат (x, y, z) . Пространство \mathbb{R}^3 считается трехмерным, метрическим (евклидовым), однородным и изотропным, его инварианты – расстояния.

Движение, как математическая операция, определяется как *ортогональное преобразование метрического пространства в себя с непрерывным параметром t (временем)*, при котором сохраняются расстояния между точками и относительное расположение объектов (определитель, составленный из коэффициентов матрицы преобразования a_{ik} , равен $\|a_{ik}\| = +1$). Движению в евклидовом пространстве соответствует группа преобразований с подгруппами перемещений и вращений. Параметры движения – положение выбранной точки, скорость и ускорение.

В пространство погружается *сплошная (непрерывная) среда* плотностью $\rho(\mathbf{x}, t)$, определяющей ее инерционные, гравитационные и термодинамические свойства. Общую основу построения теории и методики эксперимента в инженерной механике и технической физике составляют **законы сохранения базовых величин**, обобщающие исторический опыт существования и неизменности материи с плотностью $\rho(\mathbf{x}, t)$, вектор импульса $\mathbf{p} = \rho\mathbf{v}$ и скалярная полная энергия E_t .

Энергия включает кинетическую энергию течений, потенциальную и внутреннюю, которую характеризует потенциал Гиббса. Его производные определяют температуру T , энтропию s , удельный объем $V_\rho = \rho^{-1}$ и давление $P = -sT + VP$ [1]. Граница капельной жидкости рассматривается как особая среда. В силу конечности размеров и подвижности атомов и молекул, концепция модели сплошной среды нарушается на масштабах порядка $\delta_a \sim 10^{-8} \dots 10^{-7}$ см. Подвижные атомы и молекулы жидкости объединяются в группы (кластеры) размером $\delta_c \sim 10^{-6} \dots 10^{-7}$ см и более сложные структуры – войды, клатраты, сборки, каждая из которых характеризуется собственной внутренней энергией и потенциалом Гиббса.

Соответственно, при анализе динамики течений жидкостей необходимо учитывать все механизмы передачи или трансформации компонентов энергии. Они включают перенос с локальной скоростью потока v_i , с групповой скоростью волн c_w , медленными диффузионными процессами с характерной скоростью c_d и достаточно быстрыми прямыми атомно-молекулярными процессами со скоростью c_a , локализованными на размерах молекулярного кластера при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей или границ внутренних структур [2].

С учетом строения, механических, физических и других свойств, среда, обладающая свойством текучести, характеризуемая термодинамическими потенциалами, их производными – термодинамическими величинами, кинетическими и другими физическими коэффициентами (в частности, определяющими распространение электромагнитных или акустических волн), называется жидкостью, если занимает конечный объем, или газом, если заполняет все пространство.

Все дифференциальные уравнения механики жидкостей – неразрывности Даламбера, переноса импульса Навье – Стокса, тепла Фурье и вещества Фика – аналоги законов сохранения массы, импульса, энергии и составляющих веществ, впервые были полностью приведены в трактате [3, 1944 г.].

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} = 0, \quad \rho = \rho(P, T, S), \quad G = G(\rho, P, T, S) \\ \frac{\partial \rho v_i}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \nabla) v_i = -\nabla^i P + \rho g^i + \rho \nu \Delta v_i, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T = -\nabla \cdot (\kappa_T \nabla T), \quad \frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S \mathbf{v}) = \Delta (\kappa_S S) \end{array} \right. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{v} = \mathbf{p}/\rho$ – скорость, Δ, ∇_j – операторы Лапласа и Гамильтона, g^i – ускорение свободного падения, ν, κ_T, κ_S – коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности и диффузии. Система (1) включает уравнения состояния для потенциала Гиббса и плотности. При решении конкретных задач система (1) дополняется физически обоснованными начальными и граничными условиями, источниками вещества, температуры, импульса.

Система (1) определяет понятие «**течение жидкости**» как *внутренне присущий или вынужденный перенос импульса, вещества и энергии, вызывающий самосогласованные изменения физических параметров жидкости или сжимаемого газа*, Перенос энергии и вещества называется процессом (теплопроводности, диффузии).

В дальнейшем анализе будет использоваться редуцированная система уравнений однокомпонентной стратифицированной по солености несжимаемой жидкости, где уравнение состояния заменяется экспоненциальным распределением плотности $\rho_0(z) = \rho_{00} S_0(z) = \rho_{00} \exp(-z/\Lambda)$ по глубине z с масштабом $\Lambda = |d \ln \rho / dz|^{-1}$, частотой $N = \sqrt{g/\Lambda}$ и периодом $T_b = 2\pi/N$ плавучести. В лабораторных условиях стратификация *сильная* ($N \sim 1.0 \text{ c}^{-1}$, $T_b \sim 6.3 \text{ с}$), в природных условиях – в океане и атмосфере – более *слабая* ($N \sim 0.01 \text{ c}^{-1}$, $T_b \sim 10 \text{ мин}$). Независимо изучаются картины течения *потенциально однородной жидкости* ($N \sim 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, $T_b \sim 1.2 \text{ суток}$), когда сохраняется исходная математическая постановка, но вариации плотности малы и не влияют на инерционные свойства, а также *актуально* однородной среды ($\rho \equiv \text{const}, N \equiv 0.0 \text{ c}^{-1}$) [4].

Граничные условия традиционные – прилипания для скорости жидкости $\mathbf{u}|_{\Sigma}$ и непротекания для вещества на поверхности тела Σ . На бесконечности все возмущения затухают. В качестве начальных условий выбирается решение задачи формирования течения, индуцированного диффузией на неподвижном теле в покоящейся среде [4]

$\mathbf{u} _{t \leq 0} = 0, \quad s _{t \leq 0} = 0, \quad P _{t \leq 0} = 0, \quad \mathbf{u}_x _{\Sigma} = \mathbf{u}_z _{\Sigma} = 0, \quad \left[\frac{\partial s}{\partial \mathbf{n}} \right]_{\Sigma} = \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial z}{\partial \mathbf{n}}, \quad \mathbf{u}_x _{x, z \rightarrow \infty} = U, \quad \mathbf{u}_z _{x, z \rightarrow \infty} = 0. \quad (2)$

Редуцированная форма системы (1) с граничными условиями (2) характеризуется большим числом пространственно-временных масштабов, включающих крупные – масштаб плавучести Λ , размеры тела L_3 , длину присоединенной внутренней волны $\lambda_a = UT_b$, промежуточные $L_v = \sqrt[3]{g\nu}/N$ и тонкие – вязко-гравитационный $L_g^v = \sqrt[3]{\nu^2/g}$, диссипативно – стратификационный $\delta_N^v = \sqrt{\nu/N}$, $\delta_N^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S/N}$, волновой с частотой ω – $\delta_\omega^v = \sqrt{\nu/\omega}$, $\delta_\omega^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S/\omega}$ и трансляционный $\delta_U^v = \nu/U$ и $\delta_U^{\kappa_S} = \kappa_S/U$. В число масштабов времени входят период плавучести T_b , отношения всех линейных масштабов к скорости тела. Множественность масштабов отражает

сложность внутренней структуры течений, возможность ее быстрой и медленной перестройки. Классификация структурных компонентов включает волны и сопутствующие лигаменты, составляющие полные решения линеаризованной версии системы (1) и нелинейные компоненты – следы, вихри, композитные возмущения.

Волны определяются как периодические течения, в которых локальная частота ω и мгновенное значение волнового числа \mathbf{k} или длины волны λ связаны дисперсионным соотношением $\omega = \omega(\mathbf{k}, A\mathbf{k})$, где A – амплитуда.

Лигаменты – тонкоструктурные оболочки, прослойки и волокна, поперечные масштабы которых δ определяются диссипативными свойствами среды и временными параметрами – длительностью установления Δt , частотой волны ω или скоростью переноса импульса и энергии $U : \delta_l^v = \sqrt{v \cdot \Delta t}$; $\delta_\omega^v = \sqrt{v / \omega}$, $\delta_U^v = v / U$.

Число базовых функций, составляющих полные решения, построенных с учетом условия совместности, определяется рангом полной системы, порядком линеаризованной версии или степенью характеристического (дисперсионного) уравнения. Полные решения позволяют проводить расчет всех физических характеристик течений и среды без привлечения дополнительных гипотез и констант. В силу различия природы физических величин, картины их полей не являются подобными.

Вихри – продукты нелинейных взаимодействий базовых компонентов – лигаментов и волн, – нестационарный компонент течений с относительно высоким значением завихренности $\omega_U = \text{rot}U$. В вихре свободные твердые тела переносятся потоком и одновременно вращаются вокруг собственной оси, а компактные «жидкие частицы» расщепляются лигаментами на различные волокна. При учете переменности плотности система фундаментальных уравнений для жидкости разрешима во всем диапазоне параметров. Приближение актуально постоянной плотности приводит к вырождению системы уравнений. В приближении идеальной жидкости система становится недоопределенной. Следует подчеркнуть, что и сами уравнения, и их полные решения являются параметрически и масштабно инвариантными. В силу произвольности масштабов все течения нестационарны.

Примеры расчетов и наблюдений картины обтекания полосы однородной и стратифицированной жидкостью приведены в [2, 4], картины пучков линейных и нелинейных периодических внутренних волн и сопутствующих лигаментов – в [5]. Реализация принципа избыточности обеспечивает проведения контроля точности в теории, погрешности – в эксперименте и сравнения однородных измеренных и рассчитанных данных.

Благодарности. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Feistel et al. Advisory Note No. 6: Relationship between IAPWS documents and the International Thermodynamic Equation of Seawater - 2010 (TEOS-10). 2016. P. 1–5.
2. Y.D. Chashechkin // Axioms. 2021. V. 10. 286.
3. Л.Д. Ландау et al. Механика сплошных сред. Гидродинамика и теория упругости. Т. 3. М.–Л. ГИТТЛ. 1944.
4. Y.D. Chashechkin et al. // Fluids. 2021. V.6. 310.
5. Y.D. Chashechkin // Math. Model. Nat. Phenom. 2018. V. 13 (2). P. 1–29.

Волны и лигаменты

Ю.Д. Чашечкин

Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН

chakin @ipmnet.ru

Колебания и волны, пространственно упорядоченные периодические течения активно изучаются во многих разделах естественных наук и теоретически, и экспериментально. Общность подхода позволяет переносить важные научные и методические результаты из одного раздела в новые, активно использовать методы аналогий при изучении сложных явлений. Практика описания волн в жидкостях специальными уравнениями, берущая свое начало в первых математически обоснованных исследованиях течений в середине XVIII в работах Даламбера, Лагранжа, Лапласа и многих других ученых, получила широкое распространение в конце прошлого века, когда развитие вычислительной техники позволило анализировать эффекты нелинейности. Особо важную роль играют волны в динамике жидкостей, где многообразие их видов предопределено действием различных физических факторов. Существование волн обеспечивается возможностью трансформации потенциальной энергии внешних полей (гравитационные поверхностные и внутренние, а также капиллярные волны), общим вращением среды (инерциальные волны), эффектами сжимаемости (звуковые, ударные и детонационные волны).

Традиционно для описания свойств каждой группы волн формулируются собственные конститутивные системы уравнений, как линейных, так и нелинейных. В последние годы, наряду с конструированием и решением “волновых уравнений” свойства периодических течений изучаются на основе системы фундаментальных уравнений механики жидкостей, учитывающей внутреннюю энергию среды и действие диссипативных факторов [1]. Анализ системы проводится с учетом условия совместности, определяющего ранг системы в нелинейной постановке, порядок линеаризованной версии и степень характеристического уравнения и число (минимальное для нелинейной системы) собственных независимых функций, составляющих полное решение. В данной работе приводятся результаты классификации компонентов инфинитезимальных периодических течений в диссипативных средах [2] и некоторые примеры нелинейных взаимодействий всех компонентов течений – и волн, и сопутствующих лигаментов [3].

В эксперименте лигаменты проявляются как тонкие высокоградиентные слои и прослойки, которые обычно интерпретируются как “тонкая структура среды” [4]. Образование лигаментов обеспечивается неоднородностью распределения доступной потенциальной внутренней энергии, обусловленной существованием внутренней структуры жидкостей – образованием войдов с изолированными атомами, кластеров, клатратов, стен и других объединений, разрушение и формирование которых сопровождается локальным поглощением и выделением энергии. Локальные изменения внутренней энергии сопровождаются вариациями плотности, давления, температуры, скорости движения тонких компонентов, формирующих тонкую структуру среды. Свойства течений анализируются на примере периодических внутренних волн в экспоненциально стратифицированной жидкости [4].

Коническая симметрия пучка трехмерных периодических внутренних волн с действительной частотой ω и комплексным волновым числом $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + i\mathbf{k}_2$, характеризующим пространственное затухание, предопределяет выбор в качестве источника осциллирующего диска или вертикальной плоскости. Анализ полного

решения задачи излучения показывает, что одновременно с волнами образуются лигаменты, поперечный масштаб которых задается диссипативными коэффициентами (кинематической вязкостью ν для скорости или коэффициентом диффузии κ_S) и частотой волны ω и составляет $\delta_\omega^v = \sqrt{\nu/\omega}$ в поле скорости и $\delta_\omega^{\kappa_S} = \sqrt{\kappa_S/\omega}$ в распределении возмущений солёности. Число лигаментов определяется рангом системы и при учете эффектов вязкости равно четырем, и шести – при дополнительном учете эффектов диффузии. В регулярных решениях, характеризующих волны, действительная часть много больше мнимой, а в сингулярных они одного порядка.

Новые механизмы генерации внутренних волн обусловлены нелинейным взаимодействием лигаментов и волн между собой, с течениями или затухающими в пространстве возмущениями с частотой ω , превышающей частоту плавучести N . Здесь в качестве источника волн рассматривается вертикальная плоскость, часть которой совершает двумерное движение, как сложение колебаний с частотами ω_1 и ω_2 . Уравнения движения вязкой несжимаемой стратифицированной жидкости в пренебрежении эффектами диффузии в двумерном случае имеют вид [3]

$$(\rho_0 + \rho) \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} - \nu \Delta \mathbf{v} \right] = -\nabla P - \rho g \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \rho = 0, \quad \nabla \mathbf{v} = 0$$

Здесь $\rho_0(z) = \rho_{00} e^{-z/\Lambda}$ – невозмущенное распределение плотности, Λ – масштаб плавучести, ρ – возмущение плотности, \mathbf{v} – скорость, ν – кинематическая вязкость, P – давление, за вычетом гидростатического, g – ускорение силы тяжести, \mathbf{e}_z – единичный орт в направлении вертикальной оси z , $\Delta = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ – оператор Лапласа. Граничные условия традиционные – прилипания для скорости, непротекания для вещества и затухания возмущений на бесконечности.

В приближении слабой нелинейности решение задачи в первом порядке теории возмущений представляется в виде суммы решений линеаризованной системы (1) и неоднородной линеаризованной системы. Поправки к функции тока $\tilde{\Psi}$ ($\tilde{u}_x = \tilde{\Psi}_z$, $\tilde{u}_z = -\tilde{\Psi}_x$), определяются решениями уравнения

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta + N^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial}{\partial t} \Delta^2 \right] \tilde{\Psi} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial f^x}{\partial z} - \frac{\partial f^z}{\partial x} \right) + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial m}{\partial x} \equiv F \quad (2)$$

Волновые числа $k_{jw}(k)$ и $k_{jl}(k)$ удовлетворяют дисперсионному уравнению

$$\omega_j^2 (k_j^2 + k^2) - N^2 k_j^2 + i \omega_j \nu (k_j^2 + k^2)^2 = 0 \quad (3)$$

При подстановке решений (3) в правой части (2) появляются члены, имеющие различные комбинационные частоты: 0 , $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 \pm \omega_2$. Для расчета генерации волн с разностной частотой $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ решение (2) ищется в виде

$$\tilde{\Psi} = \frac{1}{2} \left[\psi(x, z) e^{-i\Omega t} + \psi^*(x, z) e^{i\Omega t} \right]$$

(звездочка означает комплексное сопряжение).

Решения дисперсионного уравнения (2) для волн $\kappa_w(\kappa)$ и лигаментов $\kappa_l(\kappa)$ имеют вид [2]

$$\kappa_w = |\kappa| \operatorname{tg} \theta + \frac{i\nu |\kappa|^3}{2N \cos^5 \theta}, \quad \kappa_l = (i-1) \operatorname{ctg} \theta \sqrt{\frac{\Omega}{2\nu}} \quad (4)$$

(здесь $\theta = \arcsin(\Omega/N)$ – угол, который составляют пучки внутренних волн с горизонтом).

Рассмотрена генерация волн осциллирующей горизонтальной полосой на ширине a лежащей на вертикальной поверхности, когда $S(z) = \mathfrak{G}(a/2 - |z|)$, где \mathfrak{G} – единичная функция Хевисайда, совершающей двухчастотные осцилляции с амплитудами b_1 и b_2 . Тогда функция тока решения имеет следующий вид [3]

$$\psi = -\frac{3\omega b_1 b_2}{4\pi \kappa_b} \int_{-\infty}^{+\infty} \sin \frac{\kappa a}{2} e^{i\kappa_w x} e^{i\kappa z} d\kappa \quad (5)$$

При рассмотрении только одного пучка, распространяющегося в первом квадранте, в сопутствующей системе координат (p, q) (с осью q , направленной вдоль пучка), из (5) следует выражение для вертикальных смещений h частиц в пучке [3]

$$h(p, q) = \frac{3\omega b_1 b_2 (1+i) \sin^2 \theta}{8\pi \Omega} \sqrt{\frac{2\nu}{\Omega}} \int_0^{\infty} \kappa \sin \frac{\kappa a \cos \theta}{2} \exp\left(i\kappa p - \frac{\nu \kappa^3 q}{2N \cos \theta}\right) d\kappa \quad (6)$$

Амплитуда смещений на оси одномодального пучка, который возбуждается движением узкой полосы ($a < \sqrt[3]{g\nu}/N$) на больших расстояниях от источника ($q \gg 2Na^3 \cos \theta/\nu$), пропорциональна произведению амплитуд колебаний, средней частоты и ширины полосы.

$$h_m(q) = \frac{\omega a b_1 b_2 \cos^2 \theta}{4\pi q} \sqrt{\frac{\sin \theta}{\nu N}} \quad (7)$$

Оценка высоты смещений $h_m(q)$ в случае $q = 20$ см, $N = 1$ с⁻¹, $a = b_1 = b_2 = 1$ см, $\theta = 45^\circ$, $\omega = 10$ с⁻¹, дает значение $h_m(q) \approx 2$ мм, доступное для наблюдения в лаборатории.

Развитая методика вычислений позволяет рассчитать параметры волновых пучков для других комбинационных частот: удвоенной, суммарной и нулевой.

Работа выполнена по теме государственного задания (госрегистрация № АААА-А20-120011690131-7).

ЛИТЕРАТУРА

1. Y.D. Chashechkin // Axioms. 2021. V. 10. 286.
2. Y.D. Chashechkin // Math. Model. Nat. Phenom. 2018. V. 13 (2). P. 1–29.
3. Y.D. Chashechkin // Mathematics. 2021. V. 9. No. 586.
4. Y.D. Chashechkin // Math. Mod. Optim. Comp. Struct. 2016. V. 40. P. 61–91.