

16 - Акустика, гидро- и газодинамика

Бердникова Елизавета Сергеевна, 4 курс
Пермь, Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, физический
Теоретическое обоснование неустойчивости границы раздела жидкостей в неравномерно вращающемся горизонтальном цилиндре

Козлов Виктор Геннадьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: eli20688@gmail.com стр. 434

Брюханова Елена Вячеславовна, 4 курс
Пермь, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, прикладной математики и механики

Моделирование осредненных течений металла в переменном магнитном поле с радиационным теплопроводом со свободной поверхности

Никулин Илларион Леонидович, к.т.н.
e-mail: Bryukhanova26@yandex.ru стр. 435

Каримов Шерзод Боходирович, соискатель
Фергана, Ферганский государственный университет, физико-математический

Водоподъемный гидронасос
Каримов Боходир Хошимович, к.ф.-м.н.

e-mail: b_karimov48@mail.ru стр. 437

Латыпов Руслан Илгизарович, 4 курс
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт

Численное моделирование течения газа в скважине со сложной геометрией

Киреев Виктор Николаевич, к.ф.-м.н.
e-mail: latypovruslan1@gmail.com стр. 438

Харчевский Антон Александрович, н.с.
Москва, Научно производственная фирма `Материя Медика Холдинг`, Научно-аналитический отдел
Акустические методы анализа Релиз-Активных препаратов в форме водных и водно-спиртовых растворов

e-mail: harchevskiyaa@materiamedica.ru стр. 439

Хисамов Артур Альфирович, магистрант 2 года обучения
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт
Моделирование фильтрации вокруг скважины с вертикальной трещиной гидроразрыва

Хабибуллин Ильдус Лутфурахманович, д.ф.-м.н.
e-mail: khisamovartur@list.ru стр. 441

Чернышова Александра Алексеевна, магистрант 2 года обучения
Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный университет, физический
Акустические исследования плавления и кристаллизации сплава индий-галлия в пористом стекле

Пирозерский Алексей Леонидович, к.ф.-м.н.
e-mail: Chernyshova_95@mail.ru стр. 442

Чечулин Иван Дмитриевич, 4 курс
Пермь, Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, физический
Граница раздела жидкостей разной плотности в неравномерно вращающемся длинном горизонтальном цилиндре

Козлов Виктор Геннадьевич, д.ф.-м.н.
e-mail: chechulin@pspu.ru стр. 443

Теоретическое обоснование неустойчивости границы раздела жидкостей в неравномерно вращающемся горизонтальном цилиндре

Бердникова Елизавета Сергеевна

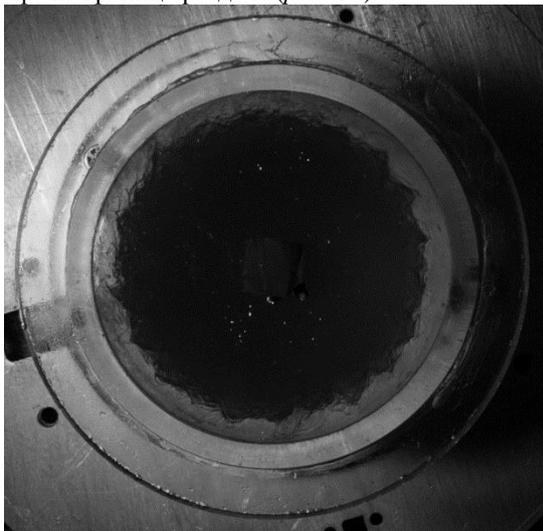
Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет

Козлов Виктор Геннадьевич, д.ф.-м.н.

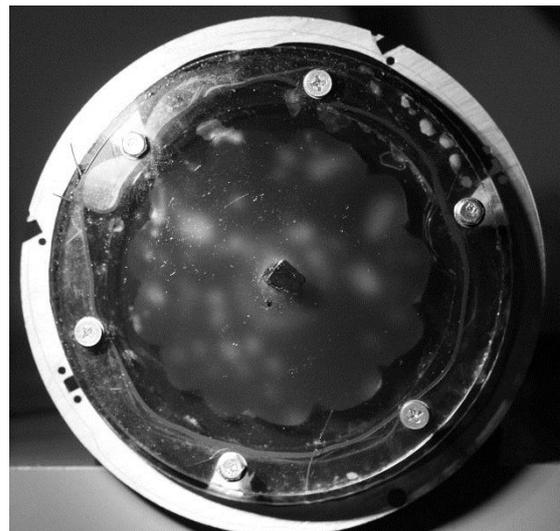
Eli20688@gmail.com

В экспериментах [1, 2] было обнаружено, что на границе раздела двух несмешивающихся жидкостей разной плотности, находящихся в быстровращающемся цилиндре, развивается неустойчивость при модуляции скорости вращения. Угловая скорость вращения изменяется со временем по закону $\Omega = \Omega_{rot}(1 + \varepsilon \cos \Omega_L t)$, где $\Omega_L \equiv 2\pi f_L$ – круговая частота либраций. При заданной скорости вращения полости $\Omega_{rot} \equiv 2\pi f$ по достижении критического значения амплитуды колебаний скорости ε на цилиндрической границе пороговым образом развивается квазистационарный рельеф. Периодическая система холмов, вытянутых вдоль оси вращения, вращается вместе с полостью, оставаясь практически неподвижной относительно нее. Опыты выполнялись с длинной (рис. 1а) и короткой (рис. 1б) кюветами, в обоих случаях неустойчивость проявляется одинаково. Эксперименты проводились с двумя жидкостями: маслом ПМС-1000 и веретенным маслом, плотность которых $\rho_1 = 0.971$ г/см³ и $\rho_2 = 0.890$ г/см³, а кинематическая вязкость $\nu_1 = 10 - 11$ Ст и $\nu_2 = 22$ сСт. Более плотная жидкость отличается очень высокой вязкостью. Конструкция кювет и методика проведения эксперимента описаны в [1, 2].

В экспериментах на длинной кювете при $f = 10$ об/с, $f_L = 10$ Гц и $\varepsilon = 0.1$ граница раздела между жидкостями цилиндрическая. По мере увеличения ε пороговым образом возникает неустойчивость в виде рельефа на границе раздела (рис. 1а).



а



б

рис. 1. Фотографии рельефа на границы раздела: $f = 10$ об/с, $f_L = 10$ Гц и $\varepsilon = 0.3$ (а); $f = 6$ об/с, $f_L = 10$ Гц и $\varepsilon = 0.25$ (б)

В экспериментах с короткой кюветой при $f = 6$ об/с, $f_L = 10$ Гц и $\varepsilon = 0.18$ граница раздела жидкостей также остается цилиндрической; неустойчивость в виде рельефа развивается при увеличении ε (рис. 1б). Сделано предположение, что осредненный рельеф возникает в результате неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, возникающей на границе раздела жидкостей, движущихся с различными скоростями.

Во вращающейся системе отсчета вязкая жидкость увлекается полостью и неподвижна относительно нее, а легкая жидкость совершает колебания со скоростью:

$$V_0 = v_0 \cos \Omega_L t, \quad (1)$$

где v_0 – амплитуда колебаний азимутальной скорости жидкости, принимающая на границе раздела жидкостей значение $\Omega r \sin R$, R – расстояние от оси до границы раздела. При стационарном движении жидкости в поле силы тяжести порог устойчивости определяется критическим значением квадрата тангенциальной скорости

$$V_0^{2*} = \sqrt{\frac{4\sigma g(\rho_1 + \rho_2)^2(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_1^2 \rho_2^2}}, \quad (2)$$

где σ - коэффициент поверхностного натяжения, g – ускорение свободного падения.

При осциллирующем тангенциальном движении легкой жидкости порог устойчивости определяется критическим значением среднего квадрата осциллирующей компоненты скорости v_0 . В этом случае условие (2) принимает вид:

$$v_0^{2*} = 2 \sqrt{\frac{4\sigma g(\rho_1 + \rho_2)^2(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_1^2 \rho_2^2}}. \quad (3)$$

Применительно к рассматриваемой задаче, когда неустойчивость границы раздела развивается в поле центробежной силы инерции, выражение для порогового значения ε , при котором развивается неустойчивость, принимает вид:

$$\varepsilon^{2*} = 4 \sqrt{\frac{\sigma(\rho_1 + \rho_2)^2(\rho_2 - \rho_1)}{\Omega_{rot}^2 R^3 \rho_1^2 \rho_2^2}}. \quad (4)$$

Оценки порогового значения ε^* , сделанные по формуле (4), удовлетворительно согласуются с результатами экспериментальных наблюдений [1, 2], что подтверждает предположение о том, что возникновение рельефа на границе раздела вызвано неустойчивостью Кельвина – Гельмгольца.

Список публикаций:

[1] Чечулин И. Д. *Поведение двух жидкостей с высоким контрастом вязкостей в неравномерно вращающемся цилиндре. Длинный цилиндр (курсовая работа). Пермь. ПГГПУ. 2017.*

[2] Соломенников М. Н. *Поведение двух жидкостей с высоким контрастом вязкостей в неравномерно вращающемся коротком цилиндре (курсовая работа). Пермь. ПГГПУ. 2017.*

Моделирование осредненных течений металла в переменном магнитном поле с радиационным теплоотводом со свободной поверхности

Брюханова Елена Вячеславовна

Пермский национальный исследовательский политехнический университет

Никулин Илларион Леонидович, к.т.н.

bryukhanova26@yandex.ru

Индукционный нагрев широко применяется в различных областях металлургии, в прецизионных производствах полупроводниковых и диэлектрических элементов: индукционная плавка, зонная плавка, упрочнение поверхности металлических изделий, выращивание кристаллов, производство оптических волокон. Основная идея индукционного нагрева заключается в использовании джоулевой теплоты токов, индуцируемых в проводящем материале изменяющимся внешним магнитным полем. Выделяемая токами мощность приводит к локальному разогреву материала.

Разработана математическая модель [1] описывающая движение металлического расплава в переменном неоднородном магнитном поле, проведены оценки и показана возможность расщепления полной магнитогидродинамической задачи на две подзадачи: о диффузии магнитного поля, где определяются распределения внешнего и индуцированного магнитных полей и токов, и тепломассопереносе с известным распределением объемных источников джоулевой теплоты и силы Лоренца. Движение расплава в переменном магнитном поле определяется, с одной стороны, свободной тепловой конвекцией, которая вызвана неоднородностью температурного поля из-за объемного нагрева металла, преимущественно у боковой поверхности, и интенсивного теплоотвода излучением с поверхности. С другой стороны, на движение расплава влияют объемные силы Лоренца, возникающие при движении проводящей среды в магнитном поле.

Основными параметрами задачи являются безразмерный параметр диффузии магнитного поля $D_H = \mu_0 \sigma R^2 \Omega$ и число Гартмана $H_a = \sqrt{\mu_0 H_0^2 R^2 / (\rho v^2)}$, которые определяют структуру магнитного поля индукционных токов, а следовательно и распределения источников теплоты и объёмных сил Лоренца, и интенсивность течений. Здесь μ – магнитная проницаемость, μ_0 – магнитная постоянная, σ – удельная проводимость, R – характерный размер проводника (внутренний радиус тигля), Ω – циклическая частота

магнитного поля, H_0 – напряженность магнитного поля, ρ – плотность расплава, ν – кинематическая вязкость. Решение задачи о нахождении магнитного поля приведено в работе [1].

Корректность предложенной математической модели проверена сравнением результатов расчётов с экспериментальными данными [2, 3] и результатами расчётов других авторов [4]. В работе [5] показана корректность численного алгоритма при решении задачи теплопроводности в твёрдом теле с источниками теплоты и при его радиационном охлаждении, а также применимость описания теплопереноса при нестационарных турбулентных течениях, реализующихся в экспериментальных установках, осреднённой ламинарной моделью. Результаты такого подхода коррелируют с расчётами, выполненными с помощью турбулентной LES-модели. При различных числах Прандтля P_r , параметрах D_H и числа Гартмана рассчитывались поля скоростей движения расплава в переменном магнитном поле. Для каждого значения параметра D_H определены зависимости максимальной скорости от числа Гартмана для двух значений числа Прандтля ($P_r = \nu/a$, a – температуропроводность): $P_r = 0,1$ и $P_r = 0,001$, характерные зависимости $U(H_a)$ показаны на (рис. 1 (а)). При небольших числах Гартмана скорость течения расплава не зависит от числа Гартмана (амплитуды магнитного поля), но различна при разных числах Прандтля, которое определяет отношение вязкого и температурного пограничных слоев в условиях радиационного теплоотвода с поверхности расплава. Начиная с некоторого критического значения числа Гартмана, зависимости скоростей $U(H_a)$, рассчитанные при различных свойствах, совпадают (область II на (рис. 1 (а))), в этом диапазоне течение полностью определяется объемным распределением силы Лоренца и его структура не зависит от свойств жидкости (числа Прандтля).

Обобщение зависимостей $U(H_a)$ позволило определить зависимость критического числа Гартмана от параметра D_H (рис. 1 (б)). Из (рис. 1 (б)) видно, что зависимость имеет два экстремума: минимум при $D_H = 7$ и максимум при $D_H = 60$. Следует отметить, что для применяемых в технологии плавления жаропрочных никелевых сплавов значений параметра $D_H = 10 \dots 40$, соответствующего частотам 1...2 кГц, и чисел Гартмана $H_a \approx 5000$ конвекцию расплава нельзя считать полностью определяемой магнитным полем т.е. тепловая конвекция оказывает значительное влияние на движение расплава.

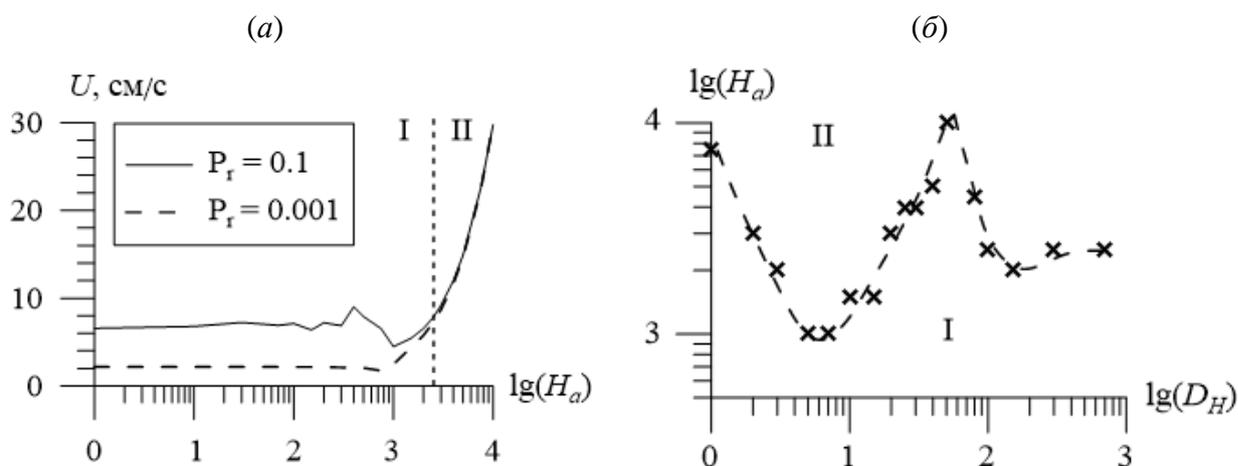


рис. 1. Зависимости максимальной скорости расплава от числа Гартмана, рассчитанные при $D_H = 300$, (а) и критического значения числа H_a от параметра диффузии магнитного поля (б). Римскими цифрами обозначены диапазоны чисел H_a , в которых течения зависят (I) и не зависят (II) от величины H_a .

Таким образом, при разработке устройств, использующих индукционный нагрев, необходимо решать сопряженную задачу теплообмена, не ограничиваясь только конвекцией, вынуждаемой силой Лоренца. Для более точного управления процессом с помощью магнитного поля следует принимать меры для снижения влияния тепловой конвекции путем уменьшения тепловых потоков с поверхности.

Настоящая работа выполняется при поддержке Министерства Образования и Науки РФ, грант RFMEFI58317X0062

Список публикаций:

- [1] А.В. Перминов, И.Л. Никулин // ИФЖ, т.89 (2016), №2, с. 388-399.
- [2] Л.Л. Тур, А.П. Губченко // М.: Энергоатомиздат, 1988, 120 с.
- [3] R. Khalilov, et al // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 208(2017) 012044
- [4] A. Cramer, V. Galindo, and M. Zennaro // Magnetohydrodynamics, vol. 51 (2015), no. 1, pp. 133–147.
- [5] I. L. Nikulin // Magnetohydrodynamics, vol. 52 (2016), no. 4, pp. 513–526.

Водоподъемный гидронасос
Каримов Шавкат Боходирович
Юлдашалиев Дилшод Кулдошалиевич, Кучкоров Ахлитдин Мирхохид угли
Ферганский государственный университет
Каримов Баходир Хошимович, к.ф.-м.н.
b_karimov48@mail.ru

В полях фермерских хозяйств и огородах население занимается выращиванием фруктов, овощей и зелени. А растениеводство нуждается в регулярном поливе. Как известно большинство населения, используют электрический насос. Электрическому насосу нужна электрическая энергия. Однако огромное количество участков не имеет электроснабжения. На это есть различные причины.

Большая доля участков фермерских хозяйств и огородов расположены в труднодоступных районах и значительно удалены от городов и электростанций. Подведение электросетей к этим районам требует больших финансовых вложений и займет продолжительное время. И чем больше удаление от ближайшей электрической подстанции, тем больше потребуется времени и средств. Участки, подключённые к электросети, также имеют проблемы электропитания, связанные с его перебоями. Наиболее часто перебои в электропитании возникают из-за непогоды или отключения участков от электросети коммунальными службами за неуплату долгов.

Для решения этой проблемы необходимо использовать альтернативные варианты энергоснабжения. В данном исследовании в качестве такой альтернативы используется водоподъемный гидронасос, работа которого основана на использовании кинетической энергии воды.

Имеется много вариантов водоподъемных установок [1-3]. К недостаткам волновой насосной установки [1] можно отнести сложность конструктивного исполнения установки, что снижает надежность ее функционирования; КПД установки лимитирован рабочими объемами сильфонных камер, давление в камерах ограничено весом груза и устройством при его работе не используется скоростной напор волн, отсюда ограниченное значение КПД установки.

Недостатком волновой насосной установки [2] является неэффективное перемещение рычага, пластины и сильфонов, т. к. они находятся под водой и ее давление создает дополнительное сопротивление их перемещению на указанные элементы – результат в снижении КПД известной установки. Перемещение поплавка вдоль оси рычага по направлению к упорам происходит под действием переменного набегания на поплавок гребня и впадины волны. Такое перемещение является холостым с точки зрения функционирования известного устройства, т. е. не используется потенциальная энергия набегających волн. Нахождение известной работающей установки в затопленном состоянии делает ее труднодоступной для проведения профилактических работ и увеличивает затраты времени на обеспечение ее эксплуатации.

Недостатками водоподъемной установки [3] является длина ее рабочего механизма. Рабочий орган данной системы выполнен в виде эластичной ленты с закрепленным на ее наружной поверхности поролоном, ведущей и ведомой гладких шкив, отжимного валика и привода в виде электродвигателя или водяного двигателя. Сложность механизма и длина рабочего органа приводят к быстрому износу данной конструкции.

Исходя из выше изложенного очевидно необходимость создания устройства для подъема воды, основанного на использовании кинетической энергии воды. Разработка и внедрение данного устройства на практике является главной задачей данного исследования. К практическим результатам данного исследования необходимо отнести разработку и испытание лабораторного варианта водоподъемного гидронасоса. Водоподъемный гидронасос, работа которого основана на использовании кинетической энергии воды включает установленный на раме вал, с насаженным на нем гидроколесом. Гидроколесо имеет восемь лопастей и эксцентриковый подшипник.

Эксцентриковый подшипник преобразует вращательное движение гидроколеса в возвратно-поступательное движение с меньшей частотой. Внизу рамы в подставку установлен гидронасос, где помощью стержня резиновая мембрана связана с эксцентрическим подшипником. Кинетическая энергия воды передаётся на гидроколесо, с него вращательное движение через эксцентриковый подшипник передаётся с помощью стержня на резиновую мембрану гидронасоса, который колеблется в небольших пределах. Для движения воды по трубе, в гидронасосе имеется два клапана, входной внизу и выходной сбоку. Гидроколесо с широкими лопастями вращается даже при очень слабом течении воды. Так как гидроколесо не поворотное, это сильно упрощают конструкцию.

Мощности данного водоподъемного гидронасоса достаточно для обеспечения питания системы с капельным поливом или накопления воды в запасной резервуар. Кроме того, данная установка имеет ряд преимуществ по сравнению с существующими аналогами. Насос не требователен к качеству воды. На мембрану не действует попадание воздуха в отличие от электронасосов, которые тут же перегреваются. Устройство

способно работать круглосуточно и не требует электропитания. Конструкция предлагаемого водоподъемного гидронасоса проста, не требует эксплуатационных затрат и затрат на техническое обслуживание. Для упрощения транспортировки к месту установки водоподъемный гидронасос является разборным (вал с гидроколесом, механизм передачи энергии вращения и гидронасос устанавливаются на раму во время монтажа). После монтажа водоподъемный гидронасос закрепляется анкерными болтами на бетонную основу реки.

Расчетная производительность небольшая, 500 литров в час, при ветре в (2-5) м/с. Это объясняется небольшим ходом мембраны, что никак не снижает давление воды. Создаваемого давления достаточно чтобы обеспечить питание систему с капельным поливом или поднять воду с 10 метров снизу на высоту до десяти метров. Предлагаемый водоподъемный гидронасос позволяет сохранять природный ландшафт и окружающую среду. Отсутствует отрицательное влияние на качество воды. Она полностью сохраняет первоначальные природные свойства. Предлагаемая конструкция способна обеспечить устойчивую подачу воды потребителю в любых погодных условиях. Такой водоподъемный гидронасос не нарушает экологию, так как не требует использования горючего с токсичными выбросами.

По результатам разработки и исследования «Водоподъемный гидронасос» подана заявка на полезной модели в Интеллектуальной собственности Республики Узбекистан.

Список публикаций:

[1] а. с. № 1366683, кл. F 03 В 13/12, (Россия). Волновая насосная установка (1986).

[2] № 1453077, кл. F 03 В 13/12, (Россия). Волновая насосная установка (1987).

[3] "Энциклопедия семейной жизни", том 2, г. Донецк, изд-во "Отечество", 1993, с.129.

Численное моделирование течения газа в скважине со сложной геометрией

Латыпов Руслан Илгизарович

Башкирский государственный университет

Киреев Виктор Николаевич, к.ф.-м.н.

latypovruslan1@gmail.com

При установлении технологических режимов эксплуатации скважин необходимо знать забойное давление и его распределения по стволу скважины. С давлением газа связаны запасы газа и конденсата, изменения состава пластовой смеси, темп вторжения воды в залежь, конструкция скважин, способ эксплуатации скважин, расчет параметров пласта и показателей разработки и многие другие данные, определение и изучение которых невозможно без знания давления. Пластовое и забойное давления являются основными параметрами, используемыми при газодинамических и термодинамических расчетах, без знания которых невозможны прогнозы изменения давления в системе пласт–потребитель.

Существует два способа определения забойного давления в скважине: измерение устьевого давления с последующим пересчетом на необходимую глубину или при помощи глубинных манометров. При этом зачастую нет возможности спустить глубинное оборудование в интервал перфорации. Это может быть связано с загрязнением скважины или с её сложной геометрией (в случае бурения наклонно-направленных скважин с большим отходом от вертикали и скважин с горизонтальным заканчиванием). Соответственно появляется необходимость пересчета замеренных данных на глубину перфорации.

Пересчет давления является актуальной и сложной задачей. Поскольку на распределение давления по стволу скважины сильно влияет плотность и сжимаемость газа, которые в свою очередь значительно изменяются при изменении скважинных условий (давления и температуры). Так же расчеты значительно усложняются влиянием потерь давления на трение о стенки скважины (потери на трения будут зависеть от типа потока ламинарного или турбулентного), геометрией скважины и конструкцией подземного скважинного оборудования (значительное отклонение от вертикали, несколько ступеней насосно-компрессорных труб), сложным составом флюида в стволе скважины (с потоком газа может происходить вынос воды, нефти и конденсата).

Для решения этой задачи использовали уравнение градиента давления:

$$\frac{dp}{dL} = \frac{f\rho v^2}{2d} + \rho g \sin\theta$$

где dp/dL – градиент давления в стволе скважины (перепад давления), L – длина горизонтальной скважины, f – коэффициент трения Мууди, ρ – плотность газа, v – скорость потока, d – диаметр трубы, g – ускорение свободного падения, θ – угол наклона скважины относительно вертикали.

Первое слагаемое в уравнении обусловлено потерями давления на трение, а второе характеризует градиент давления, вызванный перепадом высот (ее часто называют гидростатическим давлением или гравитационной составляющей). Для газов характерны следующие соотношения для уравнения состояния (зависимости плотности от давления), скорости и объемного расхода газа через сечение скважины при нормальных условиях [1]:

$$\rho = pM/ZRT, v = q/A, q = q_{н.у.}B_g, B_g = p_{н.у.}TZ/T_{н.у.}p.$$

где M – молярная масса газа, Z – коэффициент сверхсжимаемости газа, R – универсальная газовая постоянная, T – температура, q – объемный дебит, A – площадь поперечного сечения трубы, B_g – объемный коэффициент газа, н.у. – нормальные условия.

Существует несколько методов определения давления на забое газовой скважины. Самым распространенным методом расчета гидродинамического забойного давления в газовых скважинах является метод Каллендера и Смита [2]. Метод заключается в разделении скважины на верхний и нижний расчетные сегменты, и решение уравнения градиента давления для обеих частей. Расчет выполняется при помощи численного интегрирования по формуле Симпсона.

Результатом работы является программный комплекс с простым пользовательским интерфейсом, написанный в открытой среде разработки программного обеспечения Lazarus IDE. Для расчетов используется известная инклинометрия скважины, давление на устье скважины, газовый состав, температура на забое и поверхности.

Список публикаций:

- [1] James P. Brill, Hemanta Mukherjee. *Multiphase flow in wells*. // *Society of Petroleum Engineers*. – Richardson, Texas, (1999), 37.
[2] Cullender, M.H. and Smith, R.V.: “*Practical Solution of Gas-Flow Equations for Wells and Pipelines with Large Temperature Gradients*”. *JPT* (December 1956) 281: *Trans.*, AIME, 207.

Акустические методы анализа Релиз-Активных препаратов в форме водных и водно-спиртовых растворов

Харчевский Антон Александрович

Степанов Герман Олегович, Родионова Наталья Николаевна,

¹Асташев Максим Евгеньевич,

Научно-производственная фирма «Материя Медика Холдинг»

¹Институт биофизики клетки Российской академии наук

HarchevskiyAA@materiamedica.ru

Одним из самых точных методов измерения сжимаемости жидкостей считается метод резонансного измерения скорости звука в интерферометре фиксированной длины [1]. Данный метод сочетает высокую чувствительность, точность и небольшой объем исследуемого образца жидкости (несколько миллилитров). Принцип измерения заключается в исследовании резонансных свойств составного резонатора, включающего в себя образец исследуемой жидкости.

По данным исследований [2,3], молекула воды в силу своей атомарной структуры может принимать ограниченное количество энергетических воздействий (характеризуемых длиной связи между атомами О и Н, их пространственным взаимным расположением, дипольным моментом не скомпенсированных электронных оболочек H_3O^+ и OH^-). Это подтверждается наблюдаемыми сериями частот устойчивого собственного излучения, что может быть связано с кластерной структурой водных агрегатов, в частности несколькими, возможно фрактальными, уровнями кластеризации [3]. Для молекулярного уровня (одиночной молекулы H_2O) характерна серия частот собственного излучения 32, 65, 130 ГГц, для уровня кластеризации $(H_2O)_6$ характерна серия частот 25, 50, 100, 150 ГГц, для фрактальных кластеров $6(H_2O)_6$ – частота 1 ГГц [2]. Авторы статьи [2] утверждают, что при воздействии на воду электромагнитным полем диапазона крайне высоких частот (КВЧ) – 65 ГГц, наблюдается устойчивое собственное излучение фрактальных кластеров частотой 1 ГГц. Поскольку кластеризацию молекул в водных и водно-спиртовых растворах можно считать плотностной неоднородностью, в некотором приближении она создавала бы помехи для распространения акустических колебаний по аналогии с вкраплениями частиц в твердой фазе. Выдвигается предположение о том, что следствия из вышеперечисленных утверждений могут быть связаны с феноменом Релиз-Активности (РА) [4], поиск физических предпосылок которого и стал целью описываемого исследования.

В эксперименте использовалась схема измерения, основанная на методах цифрового анализа гармонических сигналов, и применялись промышленно выпускаемые модули сбора данных с оценкой точности полученных результатов и использованием термостатирования. Исследование амплитудно-частотной

характеристики (АЧХ) и фазо-частотной характеристики (ФЧХ) ячейки спектрометра проводилось при помещённых в измерительные ячейки Релиз-активных образцах (водных и водно-спиртовых растворов), с целью получения представления о методических особенностях их измерений при использовании спектрометра фиксированной длины. Процесс измерений включал в себя процедуру выбора резонансного пика в частотном диапазоне 6-8 МГц, оценки положения резонансного пика по ФЧХ, оценки поглощения акустических колебаний по форме ФЧХ. В ходе проведённых экспериментов были исследованы скорость и поглощение звука в фиксированных температурных условиях (20°C) с целью сравнения свойств экспериментальных образцов в пределах групп водных и водно-спиртовых образцов. Также была изучена температурная зависимость скорости и поглощения звука в водных образцах с целью выявления возможных фазовых переходов. Следует заметить, что скорость звука в жидкой среде подчиняется простому уравнению:

$$V = \sqrt{\frac{1}{\beta\rho}}, \quad (1)$$

где V - скорость звука, β - сжимаемость, ρ - плотность. Таким образом, изменение скорости звука, наблюдаемое для некоторых водных образцов, связано либо с уменьшением плотности (что для растворов с низкой концентрацией веществ достаточно маловероятно), либо с уменьшением сжимаемости. Изменение сжимаемости исследуемых растворов может быть связано с изменением структуры воды в исследуемых растворах. На это же указывает и факт увеличения скорости звука при уменьшении температуры этих же водных растворов. В отличие от водных, при исследовании водно-спиртовых образцов, был обнаружен дрейф резонансной частоты, который привел к увеличению разбросов значений разницы в скоростях звука для образцов в экспериментальной и контрольной ячейке. Они оказались существенно больше, чем в серии с водными растворами. Возможное объяснение дрейфа в следующем: для разделения металла ячейки и напылённого на пьезокристалл золота используется разделительная смазка в виде порошкообразного графита. Этот гидрофобный материал обеспечивает отсутствие эффекта "прилипания" кристалла к ячейке. Однако спирт попадает в графит и изменяет его свойства, в результате геометрические размеры разделяющего слоя изменяются и приводят к искажению измеряемой величины скорости ультразвука.

В дополнение к вышеуказанному методу, для акустического исследования релиз-активных растворов в диапазоне частот звуковых колебаний от 30 Гц до 40 кГц были выполнены эксперименты по изучению затухания импульсных акустических волн. В качестве генераторов и приёмников для импульсных воздействий использовались пьезокерамические пластины различных типов. Данный подход позволяет определить время релаксации импульсного колебания, а также подобрать аппроксимирующую функцию зависимости затухания импульсного сигнала по амплитуде от времени. Как оказалось, для различных типов водных и водно-спиртовых растворов и различной импульсной модуляции акустического воздействия, можно различать собственный вид экспоненциального затухания, и отклика на сигнал генератора, зависящих от типа модуляции сигнала и его низкочастотной составляющей.

В ходе проведённых исследований было показано, что скорость звука в релиз-активных растворах, прошедших специальную технологическую обработку, значимо и достоверно отличается от скорости в растворителе и других образцах и контролях. Оказалось, что РА раствор обладает высокой температурной устойчивостью в интервале изменения температуры от 60°C до 20°C. Подобная температурная устойчивость скорости звука может свидетельствовать о том, что в области более низких температур (0°C - 20°C) в этом образце также будут наблюдаться достоверные отличия. Для экспериментов в этом интервале планируется доукомплектация измерительной установки охладителем, которая станет следующим шагом в исследовании распространения акустических колебаний в релиз-активных образцах производства ООО «НПФ «Материя Медика Холдинг».

Список публикаций:

- [1] *Astashev M.E., Belosludtsev K.N., Kharakoz D.R. Method for digital measurement of phase-frequency characteristics for a fixed-length ultrasonic spectrometer // Acoustical Physics, 2014. — Vol. 60, — № 3. — P. 335-341.*
- [2] *Петросян. В.И. Резонансное излучение воды в радиодиапазоне // Письма в ЖТФ, 2005, т.31 вып.23, с. 29-33.*
- [3] *Захаров. С.Д., Мосягина И.В. Кластерная структура воды (обзор)// Препринт № ФИ РАН, 2011 с.24.*
- [4] *Эпштейн О.И. Феномен релиз-активности и гипотеза «пространственного» гомеостаза // Успехи физиологических наук, 2013, т.44, №3, с.54-76.*

Моделирование фильтрации вокруг скважины с вертикальной трещиной гидроразрыва

Хисамов Артур Альфирович

Башкирский государственный университет

Хабибуллин Ильдус Лутфурахманович, д.ф.-м.н.

khisamovartur@list.ru

Гидравлический разрыв пласта, заключающийся в создании трещин, пересекающихся со скважинами, в настоящее время является одним из основных методов интенсификации добычи трудноизвлекаемых запасов углеводородов. Наличие трещин гидроразрыва приводит к существенным изменениям динамики процесса фильтрации в отличие от случаев их отсутствия. Поэтому является актуальным математическое моделирование процессов фильтрации в окрестности скважин с трещинами гидроразрыва [1]. Эта теория в стационарном приближении достаточно полно развита. Нестационарные процессы распределения давления исследованы в основном применительно к гидродинамическим методам исследования скважин, которые охватывают ограниченный интервал пространственно-временных изменений давления (расстояния порядка радиуса скважины и асимптотически малые времена). Поэтому представляет интерес исследование задач теории фильтрации в пластах с трещиной гидроразрыва для представительных пространственно-временных интервалов порядка размеров пластов и характерного времени их разработки. Решению одной из таких задач посвящена данная работа.

С учетом симметрии геометрии задачи относительно скважины и трещины, схема области фильтрации представлена на рис. 1.

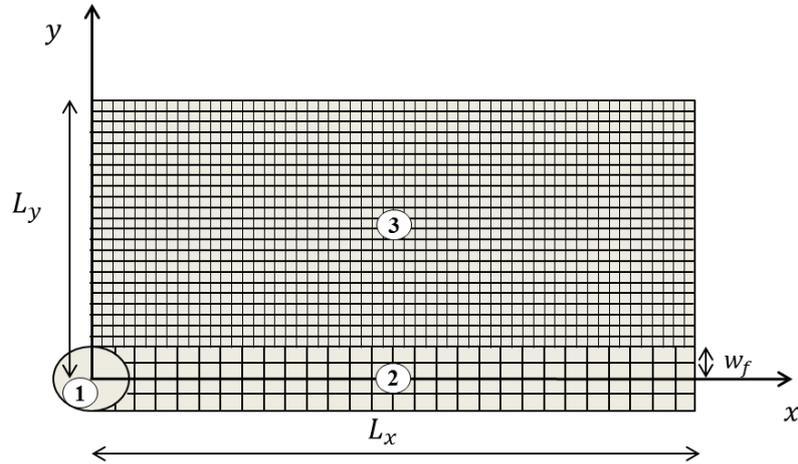


рис. 1. Схема области течения. 1 – скважина, 2 – трещина, 3 – пласт.

Поскольку ширина трещины намного меньше чем длина, поток в трещине считается одномерным, направленным по оси x к скважине. Поток в пласте направлен по оси y , перпендикулярно к боковой поверхности трещины. Тогда приведенная на рис. 1. схема соответствует так называемому билинейному режиму течения, который представляет собой совокупность одновременно существующих в трещине и в пласте двух линейных потоков [2,3].

Распределение давления в трещине и в пласте в случае, когда на скважине задается постоянный дебит, имеет вид:

$$\bar{P}_f(\bar{x}, \bar{t}) = -\frac{2b\sqrt{\bar{t}}}{\sqrt{a}\sqrt{\pi}} \int_0^1 e^{-\frac{\bar{x}^2}{4a\bar{t}z^2}} \operatorname{erfc} \frac{z^2 b \bar{t}}{2\sqrt{\bar{t}(1-z^2)}} dz. \quad (1)$$

$$\bar{P}_r(\bar{x}, \bar{y}, \bar{t},) = -\frac{2b\sqrt{\bar{t}}}{\sqrt{a}\sqrt{\pi}} \int_0^1 e^{-\frac{\bar{x}^2}{4a\bar{t}z^2}} \operatorname{erfc} \frac{z^2 b \bar{t} + \bar{y}}{2\sqrt{\bar{t}(1-z^2)}} dz. \quad (2)$$

Здесь $a = \frac{\kappa_f}{\kappa_r}$, $b = a \frac{k_r x_f}{k_f w_f}$, $\bar{P}_r = \frac{P_r - P_0}{P_c - P_0}$, $\bar{P}_f = \frac{P_f - P_0}{P_c - P_0}$, $\bar{x} = \frac{x}{x_f}$, $\bar{y} = \frac{y}{x_f}$, $\bar{t} = t \frac{\kappa_r}{x_f^2}$. κ_f , κ_r , k_f и k_r – коэффициенты пьезопроводности и проницаемости трещины и пласта, x_f – половина длины трещины, P_c – давление на скважине, P_0 – начальное давление в пласте и в трещине, индексы f и r – относятся к трещине и пласту.

В работе построено решение задачи о распределении давления при нестационарной фильтрации жидкости вокруг скважины, пересеченной вертикальной трещиной гидроразрыва, при задании постоянного

дебита на скважине. При этом, решая уравнения фильтрации методом преобразования Лапласа, получены выражения для распределения давления в трещине и в пласте. Получено выражение, при помощи которого можно определить долю в дебите скважины потока жидкости из пласта в трещину в зависимости от времени.

Список публикаций:

[1] Каневская Р.Д. Математическое моделирование разработки месторождений нефти и газа с применением гидравлического разрыва пласта. – М.: ООО «Недра-Бизнесцентр», 1999. –212с.

[2] Cinco-Ley H., Samaniego V.F. // J. Petrol. Technol. – 1981. –V.33, N9. – P. 1749-1766.

[3] Хабибуллин И.Л., Евграфов Н.А., Хисамов А.А. // Сборник трудов Первой летней школы-конференции «Физико-химическая гидродинамика: модели и приложения». 2016. Уфа: РИЦ БашГУ. С. 184-192.

Акустические исследования плавления и кристаллизации сплава In-Ga в пористом стекле

Чернышова Александра Алексеевна

Санкт-Петербургский государственный университет

Пирозерский Алексей Леонидович, к.ф.-м.н.

Chernyshova_95@mail.ru

В последние годы активно изучаются процессы плавления и кристаллизации малых частиц. Для изолированных частиц снижение температуры плавления было предсказано теоретически более ста лет назад [1] и подтверждено экспериментально. Ситуация становится значительно сложнее, если частицы содержатся в матрице другого материала из-за взаимодействия частиц с матрицей и друг с другом [2-4]. Исследования фазовых переходов плавления и кристаллизации для материалов в условиях ограниченной геометрии интересны как для фундаментальной физики, так и для применений в современной технологии [2,3].

В настоящей работе акустическими методами исследованы процессы плавления и кристаллизации наноструктурированного индий-галлиевого сплава с составом 4 ат.% In-96 ат.% Ga в пористом стекле со средним размером пор 7 нм. Сплав был внедрен в поры в жидком состоянии под давлением около 9 кбар. Измерения проводились с использованием модифицированной импульсно-фазовой ультразвуковой методики [5] на продольных акустических волнах с частотой 7 МГц. Этот метод основан на сравнении фаз двух когерентных сигналов, которые имеют разность длины пути L в исследуемом образце и, следовательно, задерживаются относительно друг друга на время $\tau = L / v$, где v – скорость ультразвука в образце.

Температурные зависимости скорости ультразвука измерялись в интервале температур 130-310 К при полных и частичных циклах нагрев-охлаждение.

Температурная зависимость относительного изменения скорости ультразвука при полном цикле охлаждение–нагрев представлена на рис.1. Исследуемый образец после предварительного прогрева до ~ 310 К сначала охлаждался до 133 К, затем нагревался до 310 К. Скорость изменения температуры составляла около 0.7 К/мин.

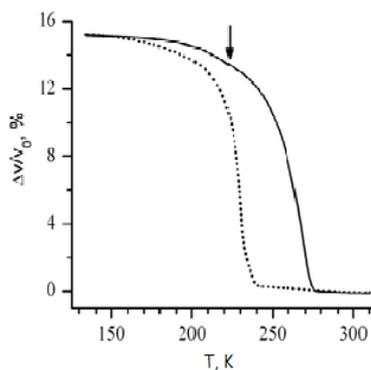


рис.1. Температурная зависимость относительного изменения скорости ультразвука для полного цикла охлаждение-нагрев. Пунктирная линия соответствует охлаждению, сплошная линия - нагреву. Стрелкой указана аномалия около ~ 223 К.

Ветви охлаждения и нагрева отличались друг от друга, образуя выраженную петлю гистерезиса. При охлаждении кристаллизация начиналась резко при ~ 239 К, а полностью прекращалась при ~ 155 К, что подтверждается совпадением ветвей охлаждения и нагрева в интервале температур 155-132 К. При нагреве отклонение температурной зависимости от линейной становилось заметным при ~ 188 К, что можно рассматривать как начало плавления. Выше этой температуры до ~ 255 К скорость плавления постепенно

увеличивалась, но при ~ 223 К на температурной зависимости скорости наблюдался небольшой изгиб. В температурном диапазоне 255–274 К наблюдалось резкое почти линейное уменьшение скорости. Выше 276 К ветви нагрева и охлаждения совпадали друг с другом, что свидетельствует о завершении плавления сплава в порах.

Измерения проводились также при частичных циклах нагрев-охлаждение. При низкотемпературном частичном цикле после предварительного прогрева до 310 К и последующего охлаждения до 133 К образец нагревался до ~ 260 К и выдерживался при этой температуре ~ 45 мин. После этого образец вновь охлаждался до 133 К. При нагреве температурная зависимость скорости почти совпадала с зависимостью полного цикла, что указывает на хорошую воспроизводимость результатов эксперимента. Но ветвь охлаждения при частичном цикле при температурах выше ~ 160 К отличалась как от ветви нагрева, так и ветви охлаждения полного цикла, что означает частичную необратимость процесса плавления и, вероятно, связано с наличием кластеров твердого сплава, которые служат центрами кристаллизации.

При высокотемпературном частичном цикле после предварительного прогрева до 310 К образец охлаждался до 232 К, при этом относительное изменение скорости составляло $\sim 6.3\%$, т.е. $\sim 40\%$ от максимального увеличения скорости при полном цикле нагрев-охлаждение. Затем следовал период стабилизации температуры, который можно условно разделить на два этапа. На первом этапе (~ 20 мин) система управления температурой стремилась привести температуру образца к заранее заданной, на втором этапе температура стабилизировалась с точностью не хуже 0.1 К в течении ~ 30 мин. После этого образец нагревался до 310 К. Ветвь охлаждения в частичном цикле практически совпадала с ветвью охлаждения полного цикла. На этапе 1 периода стабилизации температуры наблюдалось небольшое увеличение скорости на 1.6%, что может быть связано с переохлаждением сплава при кристаллизации или релаксацией градиента температуры в образце. Ветвь нагрева в частичном цикле отличалась от ветви нагрева полного цикла. Температурная зависимость скорости ультразвука приближалась к ветви нагрева полного цикла только вблизи температуры окончания плавления сплава, что указывает на частичную необратимость процессов кристаллизации.

Таким образом, проведенные акустические исследования индий-галлиевого сплава, внедренного в пористую стеклянную матрицу с размером пор 7 нм, показали выраженный температурный гистерезис между ветвями нагрева и охлаждения температурной зависимости скорости ультразвука, связанный с плавлением и кристаллизацией сплава в порах. Основная часть сплава кристаллизуется с образованием α -Ga, при этом температурный интервал плавления смещен в сторону низких температур относительно соответствующего объемного сплава за счет размерных эффектов и, возможно, за счет взаимодействия со стенками пор. Наличие же аномалии, которая наблюдалась при нагревании около ~ 223 К, может интерпретироваться как образование при кристаллизации сплава в порах малой доли β -Ga.

Список публикаций:

- [1] Pawlow P. *On the melting temperature of the corns of salol*// *Z. Phys. Chem.* 1910. V. 74, P. 562.
- [2] Christenson H.K. *Confinement effects on freezing and melting.* // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2001. V. 13. No. 11. P. R95-R133.
- [3] Alba-Simionesco C., Coasne B., Dosseh G., Dudziak G., Gubbins K.E., Radhakrishnan R., Sliwinska-Bartkowlak M. // *J. Phys.: Condens. Matter*, 18, R15 (2006).
- [4] Caupin F. *Melting and freezing of embedded nanoclusters* // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. P. 184108.
- [5] A.L. Pirozerski, E.V. Charnaya, S.V. Baryshnikov, B.F. Borisov, V.M. Mikushev, E.L. Lebedeva, A.S. Khomutova, M.V. Dolgova. // *International Journal of Applied Engineering Research.* 2016. V.11. N.5. P. 3309-3313.

Граница раздела жидкостей разной плотности в неравномерно вращающемся длинном горизонтальном цилиндре **Чечулин Иван Дмитриевич**

Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет

Козлов Виктор Геннадьевич, д.ф.-м.н.

chечulin@pspu.ru

Экспериментальная установка (рис.1) предназначена для экспериментального исследования поведения двух несмешивающихся жидкостей с разными вязкостями в горизонтальном длинном цилиндре, который вращается неравномерно. В опытах используются веретенное масло и масло ПМС-1000, их плотность составляет 890 кг/м^3 и 971 кг/м^3 , соответственно. Цилиндрическая кювета изготовлена из оргстеклянной трубы. Длина кюветы составляет 7 см, а внутренний радиус – 3.5см.

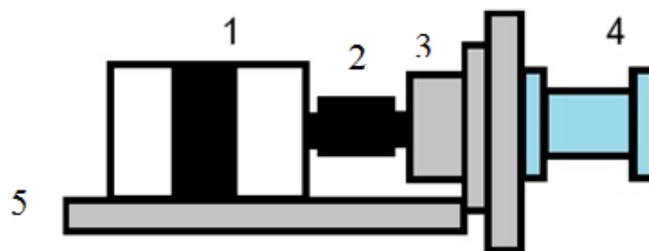


рис.1. Экспериментальная установка (1 - шаговый двигатель, 2 – муфта, 3 – столик, 4 – кювета, 5 – подставка)

Кювета вращается достаточно быстро вокруг собственной горизонтальной оси. Под действием центробежной силы инерции тяжелая жидкость (масло ПМС-1000, имеющее очень высокую вязкость) распределяется в виде ровного слоя у боковой границы кюветы; граница раздела жидкостей при этом имеет цилиндрическую форму. Скорость вращения изменяется по закону $\Omega = \Omega_{rot} + \Omega_{rot}\varepsilon \cos \Omega_{Lib}t$. Здесь $\Omega_{rot}\varepsilon$ – амплитуда колебаний угловой скорости. Исследуется форма границы раздела по мере увеличения амплитуды модуляции скорости вращения при заданных значениях средней скорости вращения Ω_{rot} и частоты либраций Ω_{Lib} . При малой амплитуде модуляции скорости граница раздела жидкостей сохраняет цилиндрическую форму (рис. 2а: $\Omega_{rot} = \Omega_{Lib} = 62.8 \text{ c}^{-1}$, $\varepsilon = 0.1$). При увеличении ε цилиндрическая граница раздела теряет устойчивость, на границе пороговым образом возникает рельеф (рис.2б, $\varepsilon = 0.2$) в виде регулярной системы холмов, вытянутых вдоль оси (рис.2в).

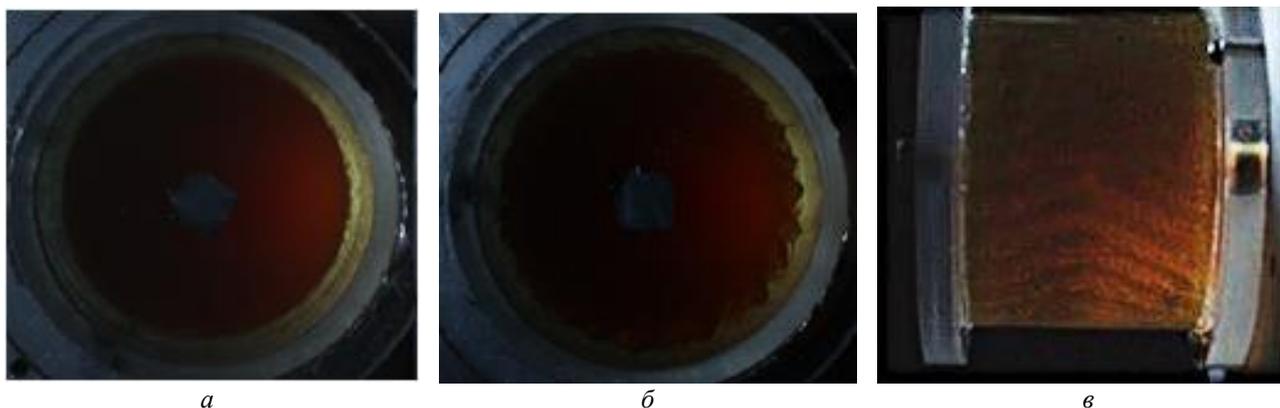


рис. 2. Вид границы раздела жидкостей в поперечном сечении (а и б) и сбоку (в)

Исследования свидетельствуют, что рельеф на границе раздела вызывается колебаниями легкой жидкости по отношению к более плотной, которая в силу своей высокой вязкости остается практически неподвижной в системе отсчета, связанной с полостью. Обнаруженное явление является новым, в его основе лежит неустойчивость тангенциального разрыва скорости, известная как неустойчивость Кельвина-Гельмгольца.